

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS

DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA

DEDALUS - Acervo - EESC



31100037077

**PROJETO E MODELAGEM DE UM FILTRO PARA
RETIRADA DE COMPRIMENTOS DE ONDA
UTILIZANDO DUPLO REFLETOR DE BRAGG E
GUIAS ARROW EM FIBRAS TIPO-D PARA
APLICAÇÕES EM WDM**

Fábio Renan Durand

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.

ORIENTADOR: Prof. Dr. Ben-Hur Viana Borges

São Carlos, SP

Agosto 2002



Serviço de Pós-Graduação EESC/USP

EXEMPLAR REVISADO

Data de entrada no Serviço: 25/10/02

Ass.: *[Signature]*

✓

| | |
|--------|-----------|
| Class. | TESE-EESC |
| Curr. | 1936 |
| Tombo | T0223/02 |
| Sysno | 1267061 |

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

D948p

Durand, Fábio Renan

Projeto e modelagem de um filtro para retirada de comprimentos de onda utilizando duplo refletor de Bragg e guias Arrow em fibras tipo-D para aplicações em WDM / Fábio Renan Durand. -- São Carlos, 2002.

Dissertação (Mestrado) -- Escola de Engenharia de São Carlos-Universidade de São Paulo, 2002.

Área: Engenharia Elétrica.

Orientador: Prof. Dr. Bem-Hur Viana Borges.

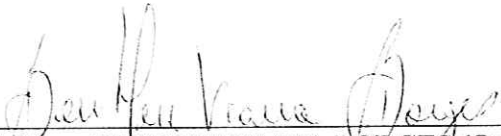
1. WDM. 2. PON. 3. Filtro de retirada de comprimento de onda. 4. Arrow. 5. DBR. 6. Fibra tipo D. I. Título.

Data de aquisição:
 EXEMPLAR RESERVADO
 Serviço de Informação Bibliográfica EESC/USP

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidato: Engenheiro **FABIO RENAN DURAND**

Dissertação defendida e julgada em 23-08-2002 perante a Comissão Julgadora:




Prof. Assoc. **BEN-HUR VIANA BORGES** (Orientador)
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

APROVADO



Prof. Assoc. **EDSON MOSCHIM**
(Universidade Estadual de Campinas/UNICAMP)

APROVADO

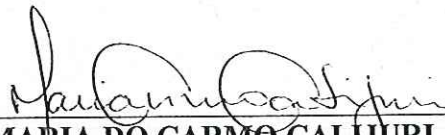


Profª. Dra. **MARIA APARECIDA GONÇALVES MARTINEZ**
(Universidade Presbiteriana Mackenzie)

APROVADO



Prof. Assoc. **MURILO ARAUJO ROMERO**
Coordenador do Programa de Pós-Graduação
em Engenharia Elétrica



Profª. Assoc. **MARIA DO CARMO CALIJURI**
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Dedico este trabalho aos meus pais, Paulo Renan e Ester
Teresinha, e a minha irmã Rúbia Deise

Agradecimentos

- Em primeiro lugar, agradeço a Deus pelo dom de viver e por sempre poder buscar apoio em suas palavras nos momentos difíceis da minha vida.
- Agradeço a toda minha família, principalmente meus pais, Paulo Renan e Ester Teresinha e minha irmã Rúbia Deise que sempre me incentivaram e souberam compreender meus momentos de ausência.
- Agradeço ao Prof. Dr. Ben-Hur Viana Borges por ter idealizado e orientado este trabalho e principalmente, por ter estado sempre presente nos momentos difíceis de sua realização.
- Agradeço aos professores Dr. Amílcar C. César, Dr. Murilo A. Romero e Dr. José C. Sartori, por terem ministrado as disciplinas de pós-graduação e pelas sugestões e comentários que vierem enriquecer muito a experiência de mestrado.
- Agradeço aos meus amigos de pós-graduação pelo companheirismo, apoio e pelas contribuições fundamentais para realização deste trabalho, principalmente aos amigos João M. Ferreira, Juliano A. de Lima, Marcos C. de Lima, Raiciano G. Moreno e Valtemir E. Nascimento por terem sido companheiros de mestrado, de república e pessoas que sempre tornaram o peso dos problemas mais leve e multiplicaram todas minhas alegrias.
- Agradeço todos funcionários do Departamento de Engenharia Elétrica e corpo técnico da Escola de Engenharia de São Carlos, pela amizade e pelo comprometimento com a realização deste trabalho.
- Agradeço a Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo – FAPESP, por ter fornecido a bolsa de estudo e suporte econômico para o desenvolvimento desta dissertação de mestrado.

Sumário

| | |
|---------------------------------------|----------|
| Sumário..... | i |
| Lista de Figuras..... | v |
| Lista de Tabelas..... | ix |
| Lista de Abreviaturas e Siglas..... | x |
| Lista de Símbolos..... | xii |
| Resumo..... | xv |
| Abstract..... | xvii |
| Capítulo 1 | 1 |
| <hr/> | |
| Introdução..... | 1 |
| 1.1 – Introdução..... | 1 |
| 1.2 – Filtros Ópticos..... | 9 |
| 1.2.1 – Filtros Fabry-Perot..... | 9 |
| 1.2.2 – Filtros Mach-Zehnder..... | 11 |
| 1.2.3 – Filtros All Fiber..... | 12 |
| 1.2.4 – Filtros Planares..... | 13 |
| 1.3 – Objetivos da Dissertação..... | 15 |
| 1.4 – Organização da Dissertação..... | 15 |

| | |
|--|-----------|
| Capítulo 2 | 16 |
| <hr/> | |
| Dispositivo Proposto..... | 16 |
| 2.1 – Introdução..... | 16 |
| 2.2 – Princípio de Operação..... | 18 |
| 2.3 – Sumário..... | 22 |
| Capítulo 3 | 23 |
| <hr/> | |
| Fibra Óptica tipo D..... | 23 |
| 3.1 – Introdução..... | 23 |
| 3.2 – Fundamentos Teóricos..... | 24 |
| 3.3 – Processo de Fabricação..... | 30 |
| 3.4 – Modelagem da Fibra tipo D..... | 31 |
| 3.5 – Sumário..... | 33 |
| Capítulo 4 | 34 |
| <hr/> | |
| Redes de Bragg em Fibras Ópticas..... | 34 |
| 4.1 – Introdução..... | 34 |
| 4.2 – Fundamentos Teóricos..... | 35 |
| 4.3 – Foto-Sensibilidade em fibras ópticas | 39 |
| 4.4 – Método Fotolitográfico de Máscara..... | 40 |
| 4.5 – Tipos de Redes de Bragg..... | 43 |
| 4.5.1 – Redes Uniformes..... | 44 |
| 4.5.2 – Redes Blazed..... | 44 |

| | |
|--|-----------|
| 4.5.3 – Redes Chirped..... | 45 |
| 4.5.4 – Redes Apodizadas..... | 47 |
| 4.6 – Filtros Ópticos com Redes de Bragg..... | 48 |
| 4.7 – Projeto da Estrutura DBR..... | 55 |
| 4.8 – Sumário..... | 57 |
| Capítulo 5 | 58 |
| <hr/> | |
| Guias de onda ARROW..... | 58 |
| 5.1 – Introdução..... | 58 |
| 5.2 – Fundamentos Teóricos..... | 60 |
| 5.3 – Dispositivos Seletivos em Comprimento de Onda utilizando Guias de onda ARROW..... | 62 |
| 5.4 – Projeto da estrutura multicamada..... | 68 |
| 5.5 – Sumário..... | 73 |
| Capítulo 6 | 74 |
| <hr/> | |
| Resultados Numéricos..... | 74 |
| 6.1 – Introdução..... | 74 |
| 6.2 – Estrutura DBR na fibra tipo D..... | 75 |
| 6.2.1 – Efeitos da polarização na estrutura DBR..... | 76 |
| 6.2.2 – Análise dos parâmetros da estrutura DBR..... | 78 |
| 6.3 – Estrutura Multicamada..... | 84 |
| 6.3.1 – Caracterização de cada camada | 85 |
| 6.3.2 – Perdas por <i>leakage</i> em função do comprimento de onda | 94 |

| | |
|---|------------|
| 6.3.3 – Análise do comprimento da estrutura..... | 98 |
| 6.3.4 – Análise da perdas devido a polarização..... | 100 |
| 6.3.5 – Análise da variação dos parâmetros do PMMA..... | 102 |
| 6.4 – Perdas por <i>leakage</i> inseridas na estrutura DBR..... | 107 |
| 6.5 – Dispositivo Otimizado..... | 112 |
| 6.6 – Sumário..... | 114 |
| Capítulo 7 | 115 |
| <hr/> | |
| Conclusões e Recomendações para Trabalhos Futuros..... | 115 |
| 7.1 – Conclusões..... | 115 |
| 7.2 – Recomendações para Trabalhos Futuros..... | 117 |
| Referências Bibliográficas | 118 |
| <hr/> | |
| Apêndice A | 132 |
| <hr/> | |
| Método da Sobre-Relaxação Sucessiva (SOR)..... | 132 |
| Apêndice B | 143 |
| <hr/> | |
| Programa FOGS-BG® (<i>Fiber Optical Grating Simulator for Bragg Grating</i>)..... | 143 |
| Apêndice C | 149 |
| <hr/> | |
| Técnica da Matriz Transferência (TMT)..... | 149 |
| Apêndice D | 157 |
| <hr/> | |
| Largura de Banda vs. N ^o de Reflexões..... | 157 |
| Referência Bibliográfica - Apêndice | 159 |
| <hr/> | |

Lista de Figuras

| | |
|--|----|
| Fig. 1.1 – Grade de frequências do ITU (linhas azuis) e sistema comercial (setas vermelhas)..... | 5 |
| Fig. 1.2 – Rede óptica utilizando dispositivos como o OXC e OADM para efetuar o roteamento dos canais ópticos..... | 5 |
| Fig. 1.3 – Rede passiva empregando filtros de retirada de comprimento de onda para a extração do sinal óptico..... | 8 |
| Fig. 1.4 – Transmitância de um Fabry-Perot para três refletividades distintas..... | 10 |
| Fig. 1.5 – Filtro Fabry-Perot sintonizável baseado em fibra óptica. O cristal piezo-elétrico expande ou contrai por meio da tensão aplicada. Este efeito controla a separação entre as fibras..... | 11 |
| Fig. 1.6 – Configuração Mach-Zehnder..... | 12 |
| Fig. 1.7 – Filtro óptico AWG insensível à polarização..... | 13 |
| Fig. 2.1 – Dispositivo proposto: Filtro de retirada de comprimento de onda composto por uma fibra tipo D com redes de Bragg (DBR) sobre um guia de onda ARROW..... | 17 |
| Fig. 2.2 – Redes de Bragg em configuração DBR inscritas em uma fibra tipo D..... | 19 |
| Fig. 2.3 – Representação planar da fibra tipo D acoplada à estrutura multicamada ARROW..... | 19 |
| Fig. 3.1 – Seção transversal de uma fibra óptica com perfil tipo D. A espessura S permite controlar a intensidade de campo evanescente na seção reta..... | 24 |
| Fig. 3.2 – Polarizações horizontal e vertical que compõem o modo fundamental HE_{11} | 25 |
| Fig. 3.3 – Efeito da PMD (<i>Polarization Mode Dispersion</i>) em um enlace óptico. Este tipo de dispersão causa a interferência inter-símbolo e limita o comprimento do enlace óptico..... | 28 |
| Fig. 3.4 – Ilustração da junção de fibra óptica tipo D com a fibra do enlace óptico..... | 29 |

| | |
|--|-------|
| Fig. 4.1 – Reflexão de Bragg de uma onda plana numa estrutura periódica..... | 35 |
| Fig. 4.2 – Difração de uma onda plana em uma rede de difração de ordem -1 e 0..... | 37 |
| Fig. 4.3 – Ilustração da propagação dos raios ópticos (a) Reflexão do modo fundamental por meio de redes de Bragg período curto, (b) Acoplamento do modo fundamental com um modo que propaga-se na casca, através de redes de Bragg de Transmissão (redes de período longo)..... | 38/39 |
| Fig. 4.4 – Esquema utilizado pelo método fotolitográfico de máscara. Utiliza-se uma máscara de fase para expor a fibra a uma distribuição periódica de intensidade de um laser UV..... | 41 |
| Fig. 4.5 – Perfil de índice de refração de uma rede Blazed. Neste tipo de rede o plano da rede está inclinado em relação ao plano da fibra óptica..... | 45 |
| Fig. 4.6 – Rede <i>chirped</i> de comprimento L_g com variação linear do período. Cada componente espectral é refletida pelo período que satisfaz a condição de ressonância de Bragg..... | 46 |
| Fig. 4.7 – Perfis de modulação do índice de refração. (a) Perfil com apodização Gaussiana. (b) Contorno dos perfis de apodização seno, <i>raised</i> seno e Blakman..... | 48 |
| Fig. 4.8 – (a) Filtro óptico onde o comprimento de onda que satisfaz a condição de ressonância de Bragg é refletido. (b) Filtro óptico - O sinal refletido pela rede é retirado do enlace óptico utilizando-se um circulador..... | 49/50 |
| Fig. 4.9 – OADM baseado no acoplamento de fibras ópticas assimétricas assistido por rede de difração proposto por Dong <i>et al</i> [5.20]..... | 51 |
| Fig. 4.10 – OADM baseado no acoplamento de fibras ópticas utilizando rede de difração simétricas proposto por Baumann <i>et al</i> [5.21]..... | 52 |
| Fig. 4.11 – OADM com configuração Mach-Zehnder [5.18][5.19]..... | 53 |
| Fig. 4.12 – Estrutura formando um DBR (Duplo Refletor de Bragg) com a inclusão de uma defasagem de $\pi/2$ no centro da rede de Bragg..... | 54 |
| Fig. 5.1 – Guia de onda ARROW (Antiresonant Reflecting Optical Waveguides) proposto por Jiang <i>et al</i> em 1989 [4.2]..... | 59 |
| Fig. 5.2 – Estrutura multicamada formada pela combinação da fibra tipo D e guia de onda ARROW..... | 68 |
| Fig. 6.1 – Estrutura DBR em uma fibra óptica tipo D..... | 75 |
| Fig. 6.2 – Transmitância em função do comprimento de onda para uma estrutura com período de rede projetado para o modo TE_0 (n_x , Γ_x e Λ_x)..... | 77 |

| | |
|--|-----|
| Fig. 6.3 – Transmitância em função do comprimento de onda para uma estrutura com período de rede projetado para o modo TM_0 (n_y, Γ_y e Λ_y)..... | 78 |
| Fig. 6.4 – Transmitância em função do comprimento de onda para uma estrutura com período de rede projetado para o modo TM_0 (n_y, Γ_y e Λ_y)..... | 79 |
| Fig. 6.5 – Razão de Extinção em função do comprimento da rede – L_g | 80 |
| Fig. 6.6 – Separação entre canais em função do comprimento da rede – L_g | 81 |
| Fig. 6.7 – Largura de Banda em função do comprimento da rede – L_g | 82 |
| Fig. 6.8 – Configuração formada pelas estruturas TM_0 e TE_0 | 84 |
| Fig. 6.9 – Perdas por <i>leakage</i> em função da variação da espessura das camadas (a) Casca 2, (b) Adesivo, (c) Camada 2 e (d) Camada 4, respectivamente..... | 86 |
| Fig. 6.10 – Comportamento do <i>leakage</i> em função da variação da espessura da Camada1 (Si) para as estruturas TE_0 e TM_0 | 87 |
| Fig. 6.11 – Perdas por <i>leakage</i> em função do comprimento de onda para as três configurações ilustradas na Tabela 6.5..... | 90 |
| Fig. 6.12 – Comportamento do <i>leakage</i> em função da variação da espessura da Camada3 para as estruturas TE_0 e TM_0 | 91 |
| Fig. 6.13 – Perdas por <i>leakage</i> em função do comprimento de onda para as estruturas TE_0 e TM_0 . (a) Espessura da Camada 3 de 0,993 μm e 0,995 μm para as estruturas TE_0 e TM_0 , respectivamente (5 ^a ordem de ressonância), (b) espessura da Camada 3 de 4,892 μm e 4,895 μm para as estruturas TE_0 e TM_0 , respectivamente (21 ^a ordem de ressonância)..... | 95 |
| Fig. 6.14 – Perdas por inserção para o comprimento de onda separado em 0,8 nm do comprimento de onda detectado..... | 97 |
| Fig. 6.15 – Perdas por <i>leakage</i> do modo TM_0 e TE_0 em uma estrutura projetada para detectar os comprimentos de onda de 1550..... | 99 |
| Fig. 6.16 – Perdas por <i>leakage</i> dos modos TM_0 e TE_0 em uma estrutura projetada para detectar o modo TM_0 (primeira seção da estrutura da Fig. 6.8). Espessura da Camada 3 de 4,895 μm para a estrutura TM_0 (21 ^a ordem de ressonância)..... | 100 |
| Fig. 6.17 – Perdas por <i>leakage</i> dos modos TM_0 e TE_0 em uma estrutura projetada para detectar o modo TE_0 (segunda seção da estrutura da Fig. 6.8). Espessura da Camada 3 de 4,892 μm para a estrutura TE_0 (21 ^a ordem de ressonância)..... | 101 |

- Fig. 6.18 – Perdas por *leakage* em função dos comprimentos de onda, para a variação do índice de refração do PMMA que constitui a camada Adesivo. (a) Estrutura TE_0 e (b) Estrutura TM_0 . A Camada 3 apresenta espessura de $1,968 \mu\text{m}$ e $1,969 \mu\text{m}$ para as estruturas TE_0 e TM_0 , respectivamente (21^a ordem de ressonância).....103
- Fig. 6.19 – Perdas por *leakage* em função dos comprimentos de onda, para a variação da espessura da camada Adesivo que é constituída de PMMA. (a) Estrutura TE_0 e (b) Estrutura TM_0 . A Camada 3 apresenta espessura de $4,992 \mu\text{m}$ e $4,995 \mu\text{m}$ para as estruturas TE_0 e TM_0 , respectivamente (21^a ordem de ressonância).....104
- Fig. 6.20 – Transmitância em função do comprimento de onda para uma estrutura DBR projetada para o modo TM_0 (n_y, Γ_y e Λ_y), considerando a inserção das perdas por *leakage* provenientes da estrutura multicamada TM_0 e a variação do comprimento óptico.....109
- Fig. 6.21 – Transmitância em função do comprimento de onda para uma estrutura DBR projetada para o modo TE_0 (n_x, Γ_x e Λ_x), considerando a inserção das perdas por *leakage* provenientes da estrutura multicamada TE_0 e a variação do comprimento óptico.....110

Lista de Tabelas

| | |
|--|-----|
| Tabela 3.1 – Distância máxima de transmissão devido aos efeitos da PMD sem a utilização de compensadores [3.13]..... | 28 |
| Tabela 3.2 – Parâmetros de entrada no programa FOGS-BG [®] | 32 |
| Tabela 6.1 – Parâmetros de entrada do programa FOGS-BG [®] | 75 |
| Tabela 6.2 – Parâmetros de entrada no programa FOGS-BG [®] | 82 |
| Tabela 6.3 – Resultados da estrutura DBR..... | 83 |
| Tabela 6.4 – Dados utilizados nas simulações obtidas na Fig. 6.10..... | 85 |
| Tabela 6.5 – Dados utilizados nas simulações obtidas na Fig. 6.12..... | 89 |
| Tabela 6.6 – Dados utilizados nas simulações obtidas para as estruturas TE ₀ e TM ₀ | 93 |
| Tabela 6.7 – Parâmetros ótimos para as estruturas TE ₀ e TM ₀ | 105 |
| Tabela 6.8 – Resultados da estrutura multicamada..... | 106 |
| Tabela 6.9 – Resultados da estrutura multicamada..... | 111 |
| Tabela 6.10 – Resultados do Dispositivo Otimizado..... | 113 |

Lista de Abreviaturas e Siglas

- CATV – Antena Comunitária de Televisão
- WDM – Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda
- TDM – Multiplexação por Divisão de Tempo
- SONET – Rede Óptica Síncrona
- SDH – Hierarquia Digital Síncrona
- EDFA – Amplificador Óptico Dopado com Érbio
- DWDM – Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda Denso
- OADM – Multiplexador Óptico de Adição e Retirada de Comprimentos de Onda
- OXC – Comutador Óptico
- TCP/IP – Protocolo de Controle de Transmissão/Protocolo de Internet
- ATM – Modo de Transferência Assíncrono
- ITU – União Internacional de Telecomunicações
- OTDM – Multiplexador Óptico por Divisão de Tempo
- MAN – Rede Metropolitana
- PON – Rede Óptica Passiva
- OC – Portadora Óptica
- HDTV – Televisão de Alta Definição
- FTTC – Fibra até o Meio Fio
- FTTH – Fibra até a Casa
- FTTO – Fibra até o Escritório
- LAN – Rede Local
- B-ISDN – Rede Digital de Serviços Integrados de Banda Larga
- ARROW – Guia de Onda Óptico Anti-Ressonante
- FWHM – Largura de Banda Medida na Metade da Potência Óptica
- FSR – Faixa de Espectro Livre
- AWG – Arranjo de Guias de Onda em Rede

TE – Transversal Eléctrico
TM – Transversal Magnético
DBR – Duplo Refletor de Bragg
TMT – Técnica da Matriz Transferência
PN – Fotodiodo p-n
PIN – Fotodiodo p-i-n
PMD – Disperção por Polarização Modal
DGB – Atraso de Grupo Diferencial
BER – Taxa de Erro de Bit
SOR – Sobre-Relaxação Sucessiva
TE₀ – Transversal Eléctrico Fundamental
TM₀ – Transversal Magnético Fundamental
PMMA – Polimetil Metacrilato.
FOGS-BG[®] – Simulador para Redes de Bragg em Fibra Óptica
VCF – Filtro Acoplado Verticalmente
FBG – Rede de Bragg em Fibra
UV – Radiação UltraVioleta
CRC – Canadian Communications Research Centre

Lista de Símbolos

HE_{11} – Modo Fundamental

β_x – Constante de propagação longitudinal da polarização horizontal

β_y – Constante de propagação longitudinal da polarização vertical

HE_{11}^x – Polarização horizontal do modo fundamental

HE_{11}^y – Polarização vertical do modo fundamental

B_f – Birrefringência

k_0 – Constante de propagação no espaço livre

λ – Comprimento de onda

L_p – Comprimento de batimento

τ_{gx} – Atraso de grupo para a polarização horizontal

τ_{gy} – Atraso de grupo para a polarização vertical

$\Delta\tau_g$ – Atraso entre as duas polarizações

a – Raio da fibra óptica

w – Raio do perfil de campo elétrico

Γ – Integral de sobreposição

n_x – Índice efetivo da polarização horizontal

n_y – Índice efetivo da polarização vertical

L – Condição de ressonância da cavidade Fabry-Perot

d_1 – Espessura da camada anti-ressonante do guia de onda ARROW

n_c – Índice de refração do núcleo do guia ARROW

n_1 – Índice de refração da camada anti-ressonante do guia ARROW

d_1 – Espessura efetiva do núcleo do guia de ARROW

n_0 – Índice de refração da camada superior ao núcleo do guia ARROW

ζ – Efeitos da polarização

d_2 – Espessura da camada de interferência do guia ARROW

F – Finesse

Λ – Período da rede de Bragg

n_g – Índice efetivo

n – Índice de refração do meio

β – Constante de propagação.

n_{eff} – Índice efetivo

$\Delta\alpha(\omega)$ – Espectro de absorção de Kramers-Krönig

$\overline{\delta n_{\text{eff}}}(z)$ – Variação média dc do índice de refração sobre o período da rede

m – Parâmetro que representa o contraste

$\phi(z)$ – Função que descreve o *chirp*

$\delta n_{\text{co}}(z)$ – Índice de refração induzido no núcleo

$\Delta\lambda$ – Largura de banda medida em 3 dB

N – Número de períodos da rede

L – Comprimento da rede

L_g – Comprimento da seção da rede de Bragg

L_S – Comprimento da região de defasagem

θ – Fase

$\bar{n}(r)$ – Índice de refração da fibra óptica

$\Delta n_{\text{cp}}(r, z)$ – Variação do índice de refração devido ao *chirp*

$\Delta n_{\text{ap}}(z)$ – Máxima variação do índice de refração devido a apodização

$f(z)$ – Função que descreve a periodicidade da rede de difração

C – Parâmetro que estima as variações adicionais induzidas no índice de refração em virtude da exposição a radiação UV

$P(r, \varphi)$ – Função normalizada que representa a interação da radiação UV com a seção circular do núcleo da fibra óptica

a_0 – Amplitude do modo guiado co-propagante

b_0 – Amplitude do modo guiado contra-propagante

b_m – Amplitude do modo da casca contra-propagantes

k_{00} – Constante de acoplamento entre os modos guiados

Γ_{00} – Integral de sobreposição entre o campo do modo guiado e o perfil de fotossensibilidade do núcleo da fibra óptica

k_{mm} – Constante de acoplamento entre os modos guiados e os modos da casca

L_{TM_0} – Comprimento da estrutura projetada para detectar o modo TM_0

L_{TE_0} – Comprimento da estrutura projetada para detectar o modo TE_0

Resumo

A sociedade atual está vivendo uma revolução baseada na informação. A recente explosão da popularidade da internet e a desregulamentação dos setores públicos de telefonia em muitos países foram os principais responsáveis pelo aumento da demanda por largura de banda. Adicionalmente, houve um aumento no volume de tráfego em função do oferecimento de serviços multimídia de banda larga. Este crescimento rápido e global por demanda de largura de banda está acelerando o desenvolvimento e a implementação de redes de comunicações ópticas empregando sistemas multiplexados em comprimento de onda (WDM). O emprego de fibras na transmissão de informações em alta velocidade a grandes distâncias já está consolidado, e sua utilização em redes metropolitanas MAN (*Metropolitan Area Network*) e redes de acesso está aumentando. Verifica-se que a tendência da evolução das redes ópticas é a aproximação das fibras até o usuário final. A forma mais viável economicamente de aproximar o usuário dos benefícios das redes ópticas com grande capacidade é o emprego de redes ópticas passivas PON (*Passive Optical Network*) empregando o sistema WDM. Este tipo de rede apresenta a flexibilidade de suportar tanto *broadcast*, onde o mesmo sinal é distribuído a todos os usuários, como serviços ponto-a-ponto. Um dos requisitos mais importantes para o aumento da capacidade destes sistemas ópticos é o aumento do número de canais (comprimentos de onda). Para viabilizar este aumento do número de canais é necessária a utilização de dispositivos com alta seletividade em comprimento de onda, como o filtro para retirada de comprimentos de onda proposto neste trabalho. Este filtro é composto pela combinação de três estruturas distintas formando um único dispositivo: fibra tipo D, duplo refletor de Bragg (DBR), e guia multicamada em configuração ARROW (*Antiresonant Reflecting Optical Waveguide*). O DBR é previamente definido na fibra tipo D e esta é então colada sobre a estrutura multicamada. A estrutura multicamada é fabricada diretamente sobre um fotodetector de modo que todo o conjunto forme uma estrutura rígida. A estrutura multicamada, por sua vez, possui a configuração ARROW em virtude de suas características de seletividade em comprimento de onda. A utilização de uma fibra tipo D no dispositivo proposto

permite que as perdas de inserção deste dispositivo no enlace óptico sejam drasticamente reduzidas. Este trabalho realiza um projeto criterioso do filtro em questão, buscando valores ótimos para cada um dos parâmetros que compõem este dispositivo, tais como: espessuras das camadas, índices de refração, perda de inserção, isolamento entre canais, etc. Os resultados obtidos com as simulações são discutidos e uma configuração ótima para o dispositivo é proposta.

Palavras-Chave: WDM, PON, Filtro de Retirada de Comprimentos de Onda, DBR, ARROW e Fibra tipo-D.

Abstract

The progress in lightwave propagation based on optical fibers has provided our society with an unprecedented communication capability. The deregulation of public telephone companies together with the increasingly popularity of the internet can be pointed out as the major contributors for this huge bandwidth demand we experience today. Additionally, there was a corresponding growth in traffic volume due to wideband multimedia services. As a consequence of this fast growing demand for bandwidth in a global scale, telecom companies have accelerated the development and implementation of optical communication networks based on wavelength division multiplexing (WDM) technology. The tendency in terms of network evolution is to approximate the optical fibers as close as possible to the end user. The most economically viable way of doing so is by way of the so called Passive Optical Networks (PON) based on WDM systems. This type of network is flexible enough to support broadcast, where the same signal is distributed to all users, and point-to-point services. If more capacity is required for these systems, this can be achieved just by adding new channels (wavelengths) to it. Another important issue regarding WDM systems consists in the extraction of channels from the optical network, which can be achieved by using highly selective dropping filters such as the one proposed in this work. This filter is defined by the combination of three distinct structures defining one single device: a d-type fiber, a double Bragg reflector (DBR), and a multilayer ARROW type waveguide (Antiresonant Reflecting Optical Waveguide). The DBR is defined beforehand on the d-fiber, and then the d-fiber is literally glued on top of the multilayer waveguide. This multilayer waveguide is fabricated directly atop of a p-i-n photodetector in such a way that the three structures (d-fiber, multilayer waveguide and photodetector) now form a rigid structure. The ARROW type configuration for the multilayer waveguide and the DBR structure are chosen by virtue of their wavelength selectivity characteristics, helping to improve the device performance. The d-fiber structure, by its turn, has the great advantage of reducing drastically the insertion loss when compared to rectangular waveguide filters. In the analysis provided in this work

parameters such as layer thicknesses, refractive indices, insertion loss, channel isolation, etc, and their influence on the device performance, are extensively investigated for optimization purposes. The simulated results are discussed thoroughly and an optimal structure configuration is proposed.

Capítulo 1

Introdução

1.1 Introdução

A sociedade atual está vivendo umas das maiores revoluções já presenciadas pela humanidade. Uma revolução baseada na informação. O bem mais valioso, tanto de um indivíduo como de corporações empresariais, consiste no poder de gerar, absorver e transmitir informações. O transporte eficiente de informações tornou-se um elemento chave neste novo contexto [1.1]. O avanço desta sociedade será construído com considerável suporte de sistemas de comunicação de alta capacidade, dos quais se destacam os sistemas de comunicações ópticas, sistemas de comunicações móveis, CATV digital (*Community Antenna Television*) e redes locais sem fio [1.2]. O aumento da utilização dos sistemas de comunicação pode ser verificado por meio do aumento considerável na demanda por largura de banda. A recente explosão da popularidade da internet e a desregulamentação dos setores públicos de telefonia em muitos países foram responsáveis por este aumento de demanda por largura de banda [1.3]. Adicionalmente, houve um aumento no volume de tráfego em função do oferecimento de serviços multimídia de banda larga. Este crescimento rápido e global por demanda de largura de banda está acelerando o desenvolvimento e a implementação de redes de comunicações ópticas [1.4]. As redes de comunicações ópticas são baseadas na recente e promissora tecnologia das fibras ópticas, a qual se tornou comercial no final da década de 1970 quando passou a ser empregada na indústria de telecomunicações, em redes de dados e em CATV [1.5]. As fibras ópticas caracterizam-se por fornecer elevadíssima largura de banda, baixas perdas de transmissão, imunidade à interferência eletromagnética e segurança

no transporte de informações [1.3][1.5]. Desde o início das aplicações comerciais dos sistemas de comunicações ópticas os centros de pesquisa do mundo inteiro vem buscando exaurir a largura de banda teórica de 50 THz das fibras monomodo. Esta largura de banda está localizada na faixa de comprimentos de onda de 1,3 a 1,6 μm [1.3]. A maneira mais eficiente de se beneficiar desta largura de banda consiste na utilização de vários comprimentos de onda dentro de uma mesma fibra, o que é comumente denominado multiplexação por divisão de comprimento de onda, WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) [1.6].

Os primeiros sistemas de comunicações ópticas utilizavam a fibra apenas em aplicações de transmissão ponto-a-ponto. Porém, o amadurecimento desta tecnologia tem fomentado o desenvolvimento de redes de comunicações totalmente ópticas [1.7]. Neste tipo de rede o roteamento e processamento de sinal ocorrem no domínio óptico. Desta forma, evita-se a dispendiosa conversão eletro-óptica do sinal. A seguir será apresentado um rápido histórico da evolução dos sistemas de comunicações ópticos.

O aumento do interesse em comunicações em frequências ópticas teve início em 1960 com o advento do laser. Esta descoberta tornou disponível uma fonte óptica coerente. Como as frequências ópticas são da ordem de 10^{14} Hz, o laser possui uma capacidade potencial de informação que excede os sistemas de microondas por aproximadamente um fator de 10^5 , o que equivale a aproximadamente 10 milhões de canais de televisão [1.8]. Com este potencial de largura de banda de transmissão ocorreu um grande número de experimentos utilizando canais ópticos via ar, atmosfera e espaço no começo da década de 1960. Estes experimentos mostraram a possibilidade da modulação de uma portadora óptica coerente em alta frequência. Entretanto, o alto custo da instalação e a necessidade de desenvolvimento de novos componentes inviabilizaram este tipo de sistema. Havia ainda os problemas técnicos ocasionados pelas condições atmosféricas como neve, neblina e chuva que limitavam o canal óptico. Apesar disso, houve o desenvolvimento de sistemas empregando canais ópticos não guiados em sistemas de curta distância (menos de 1 km), sistemas de longa distância e enlaces entre satélites [1.8].

Paralelamente, estavam em curso investigações sobre um meio de transporte mais eficiente para as informações, ou seja, as fibras ópticas. Inicialmente, o alto nível de perdas tornava a tecnologia das fibras ópticas inviável. As melhores fibras apresentavam

perdas maiores que 1000 dB/km. Em 1966, Kao e Hockman, quase simultaneamente com Werts [1.8], concluíram que estas altas perdas nas fibras eram resultado das impurezas contidas no material empregado na sua fabricação. Utilizando este princípio, em 1970 foi fabricado por Kapron, Keck e Maurer da *Corning Glass Works* uma fibra óptica de sílica que possuía atenuação de 20 dB/km [1.9]. Com este valor de atenuação o espaçamento dos repetidores entre os enlaces ópticos tornou-se comparável com o espaçamento utilizado pelos sistemas baseados em cabos de cobre. Este desenvolvimento tornou as comunicações ópticas baseadas em fibras uma tecnologia que realmente poderia ser empregada comercialmente. Após este desenvolvimento, pesquisadores trabalharam intensivamente para a redução da atenuação nas fibras ópticas. Atualmente, a atenuação foi reduzida para valores próximos de 0,16 dB/km para o comprimento de onda de 1550 nm. Neste comprimento de onda o valor mínimo teórico de atenuação é 0,14 dB/km [1.10].

As primeiras aplicações dos sistemas de transmissão em fibra foram as ligações entre centrais telefônicas. Estas ligações consistiam em canais de voz multiplexados a uma taxa de 64 kbps utilizando a técnica da multiplexação no domínio do tempo, TDM (*Time Division Multiplexed*) [1.8]. A técnica TDM é limitada principalmente pela velocidade dos circuitos eletrônicos, o último estágio de avanço dos multiplexadores TDM tornou possível a multiplexação do sinal digital numa taxa de 40 Gbps [1.11]. Com a evolução destes sistemas ponto-a-ponto surgiu a necessidade da criação de padrões para que houvesse a compatibilidade e interoperabilidade entre sistemas distintos. Para satisfazer esta demanda foi desenvolvido no final da década de 1980 os padrões de hierarquia digital síncrona, SONET/SDH (*Synchronous Optical Network/ Synchronous Digital Hierarchy*)[1.8][1.9]. Estes padrões definiam a taxa de transmissão, esquemas de codificação, hierarquia de taxa de bits, operabilidade e funcionalidade da transmissão para um canal óptico na configuração ponto-a-ponto. Redes em anel operando neste padrão apresentaram bom desempenho não somente devido a suas propriedades de transmissão óptica mas também pelas suas características de funcionalidade. Porém, os sistemas de transmissão baseados em um único comprimento de onda já não satisfaziam a demanda por largura de banda devido à grande quantidade de informação transmitida.

A resposta para a demanda crescente por largura de banda seria o desenvolvimento da tecnologia WDM, uma vez que esta tecnologia permite a expansão

da capacidade dos sistemas ópticos sem a necessidade de instalar novas fibras. A tecnologia WDM foi concebida em meados da década de 1980 com a utilização inicial de somente dois comprimentos de onda. Estes dois comprimentos de onda consistiam nas janelas de 1310 nm e 1550 nm [1.10]. Porém, a grande consolidação e estímulo aos sistemas WDM ocorreram no início da década de 1990 com o desenvolvimento de amplificadores ópticos que utilizam fibra óptica dopada com érbio, EDFA (*Erbium Doped Fiber Amplifier*). O desenvolvimento dos amplificadores EDFA e a evolução dos dispositivos ópticos passivos deram origem no início da década de 1990 à primeira geração de sistemas WDM comerciais. Estes sistemas comportavam de 2 a 4 canais ópticos com espaçamento de 3 a 5 nm. No final da década de 1990, o desenvolvimento de dispositivos cada vez mais seletivos em comprimento de onda diminuiu a separação entre os canais ópticos. Isto implicou no surgimento de sistemas comerciais WDM que comportam 8, 16 e 40 canais. Convencionou-se que sistemas WDM com número de canais superior a 16 receberiam a denominação de sistemas WDM denso – DWDM. O estado da arte dos sistemas DWDM atuais são sistemas compostos por 40 canais operando nos comprimentos de onda da banda C (1535 – 1565 nm) com comprimento de onda central de 1550 nm. Neste sistema, os canais estão igualmente separados em 100 GHz. Esta faixa de comprimentos de onda caracteriza-se por concentrar a faixa de ganho dos amplificadores ópticos EDFA e a faixa de comprimentos de onda de menor atenuação da sílica. A Fig. 1.1 apresenta um diagrama de distribuição de canais (linhas verticais em azul) de acordo com a grade da União Internacional de Telecomunicações, ITU (*International Telecommunication Union*) [1.12]. Os amplificadores EDFA 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 amplificadores EDFA apresentam ganho mais plano [1.3]. Nesta figura está ilustrado um sistema comercial (setas vermelhas) onde são transmitidos 16 canais com espaçamento de 200 GHz (1,6 nm) entre eles. Os sistemas atuais empregam dispositivos que agregam funcionalidade aos nós das redes ópticas. Estes dispositivos são o multiplexador de adição e retirada de comprimento de onda, OADM (*Optical Add/Drop Multiplexer*) e o comutador óptico, OXC (*Optical Cross Connect*) [1.7]. O OADM caracteriza-se por retirar e/ou adicionar canais à rede óptica. Atualmente, as redes ópticas empregam

OADM que retiram comprimentos de onda pré-determinados no nó óptico, ou seja, são OADM fixos.

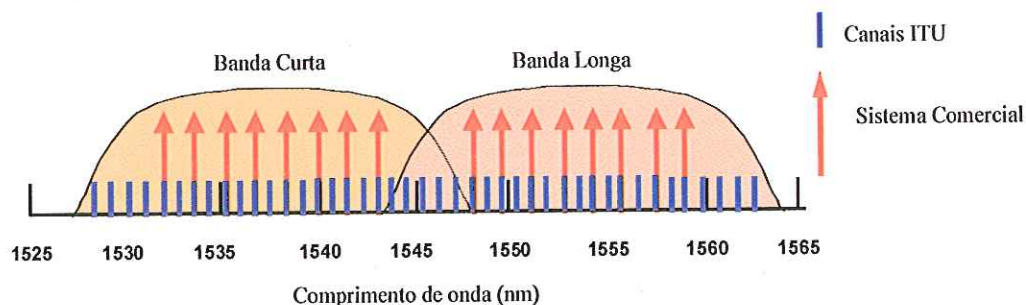


Fig. 1.1 – Grade de frequências do ITU (linhas azuis) e sistema comercial (setas vermelhas) [1.12].

Assim, o OADM fixo não possui nenhuma automatização para alterar os comprimentos de onda selecionados no nó óptico. Os OADMs reconfiguráveis podem adicionar ou retirar comprimentos de onda dinamicamente em cada nó óptico. Isto aumenta a flexibilidade e melhora o gerenciamento da rede. O OXC caracteriza-se por efetuar o roteamento dos canais ópticos e pode ser do tipo fixo ou reconfigurável. Um exemplo de uma rede óptica que utiliza estes dispositivos é ilustrado na Fig. 1.2.

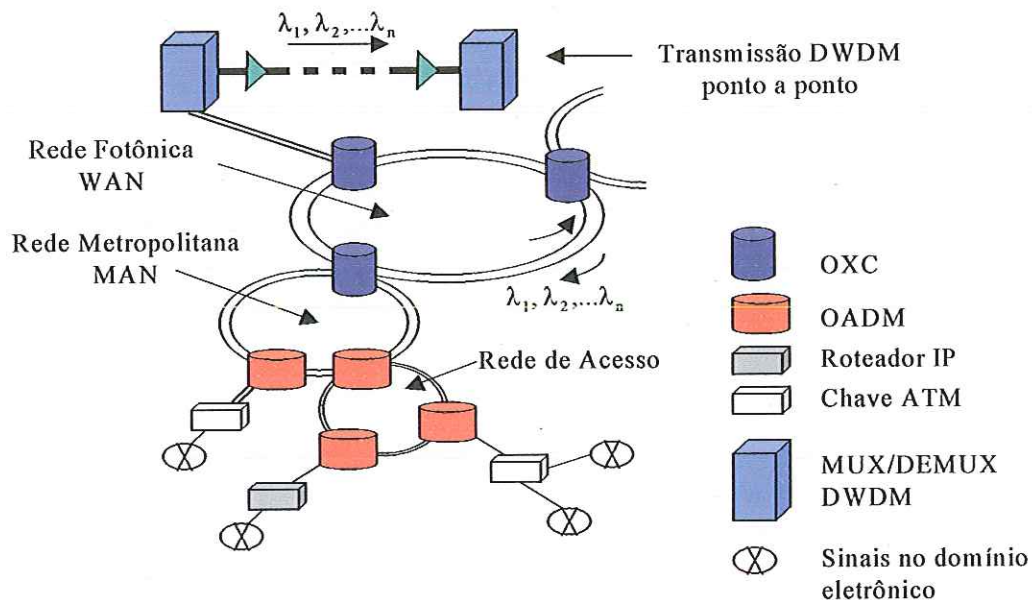


Fig. 1.2 – Rede óptica utilizando dispositivos como o OXC e OADM para efetuar o roteamento dos canais ópticos.

Para se ter uma idéia do volume dos investimentos realizados em estruturas para o transporte de dados, vale lembrar que os *backbones* de internet estão crescendo a uma taxa de 30 – 40 % ao ano e as redes de telefonia crescem a uma taxa de 5 – 10 % ao ano [1.13]. Estimativas recentes mostram que a largura de banda total utilizada na internet dobra a cada seis meses [1.7], portanto, se esta taxa de crescimento se mantiver, a largura de banda total requerida nos Estados Unidos excederá 280 Tbps em 2005 [1.7]. Sendo assim, se a tendência de explosão da internet for mantida, o transporte de dados proveniente da internet constituirá o principal tipo de serviço das redes. Portanto, é natural que sejam concebidas arquiteturas de redes que otimizem o tráfego de dados. Uma provável candidata para esta aplicação são redes baseadas em IP. O protocolo de controle e transferência de arquivos de internet, TCP/IP (*Transmission Control Protocol/Internet Protocol*) pode ser transportado por meio de células do modo de transferência assíncrona, ATM (*Asynchronous Transfer Mode*) sobre WDM, ou direto sobre SONET/SDH sobre WDM. Existem estudos e propostas do transporte de IP sobre WDM [1.1]

A próxima geração de sistemas DWDM já foi proposta pelo ITU. O sistema proposto consiste de 81 canais operando na banda C com comprimento de onda central de 1550 nm e canais igualmente separados em 50 GHz [1.4]. Recentemente, na literatura científica foram relatados multiplexadores DWDM que comportam 256 canais espaçados igualmente em 25 GHz [1.4], mostrando o rápido desenvolvimento que a tecnologia DWDM está sofrendo. Atualmente, busca-se o desenvolvimento de redes totalmente ópticas. O desenvolvimento das redes totalmente ópticas será possível com a utilização dos sistemas WDM e tecnologias de chaveamento fotônico. Os últimos avanços alcançados com relação às taxas de transmissão utilizando a combinação das tecnologias TDM e DWDM sinaliza para um rápido desenvolvimento de redes ópticas de alta capacidade. Pode-se destacar as seguintes taxas de transmissão encontradas na literatura científica: 160 Gbps x 19 canais; 40 Gbps x 82 canais; 40 Gbps x 128 canais; e 40 Gbps x 160 canais [1.11]. Uma solução para aumentar as taxas de transmissão consiste no desenvolvimento do TDM óptico (OTDM), onde pulsos ópticos de curto período são gerados por um laser e posteriormente modulados antes de serem multiplexados para a transmissão. Os primeiros experimentos com multiplexadores OTDM registraram uma taxa de transmissão de 32 Gbps, tendo evoluído mais tarde para 400 Gbps e apresentam atualmente uma taxa de 1,28 Tbps [1.11].

O emprego de fibras na transmissão de informação em grandes distâncias a uma alta velocidade já está consolidado e sua utilização em redes metropolitanas, MAN (*Metropolitan Area Network*) e redes de acesso está aumentando. Este aumento ocorre em função do aumento da demanda por largura de banda. Verifica-se que a tendência da evolução das redes ópticas é a aproximação das fibras até o usuário final [1.14]. Portanto, paralelamente ao desenvolvimento de infra-estrutura para o tráfego de grande quantidade de informações a grandes distâncias, busca-se o desenvolvimento de infra-estrutura que viabilize redes ópticas de menor porte, como as redes de acesso. Por meio deste desenvolvimento será possível estender até ao usuário, tanto residencial como comercial, os benefícios das redes de alta velocidade. A forma mais viável economicamente de aproximar o usuário dos benefícios das redes ópticas é o emprego de redes ópticas passivas, PON (*Passive Optical Network*) [1.14].

Muitas aplicações de sistemas de comunicações ópticas requerem que as informações sejam transmitidas e distribuídas a um grupo de usuários [1.10]. Tais aplicações podem ser serviços de telecomunicações e transmissão de sinais de áudio e vídeo como CATV. Para este tipo de aplicação são utilizadas redes ópticas passivas. Este tipo de rede também pode agregar serviços de internet, pois a taxa de recepção de dados (*downstream*) pelo usuário é 20 vezes maior que a taxa de envio (*upstream*) [1.1]. Redes passivas podem apresentar configuração em estrela ou em forma de barramento [1.9]. Verifica-se uma grande tendência do emprego de redes de acesso baseadas em redes passivas empregando o sistema WDM [1.15]. Este tipo de rede apresenta a flexibilidade de suportar tanto *broadcast* como serviços ponto-a-ponto. Neste tipo de rede a taxa de transmissão pode variar entre 622 Mbps (OC-12), 1,25 Gbps (Gigabit Ethernet) ou 2,5 Gbps (OC-48) [1.15][1.16]. Visto que com o avanço da televisão de alta definição, HDTV (*High Definition TeleVision*) estas redes terão que suportar taxas de até 100 Mbps por canal de vídeo [1.10]. A Fig. 1.3 ilustra uma rede passiva multiplexada em comprimento de onda (PON-WDM) empregando filtros de retirada para a extração de canais ópticos da rede [1.17].

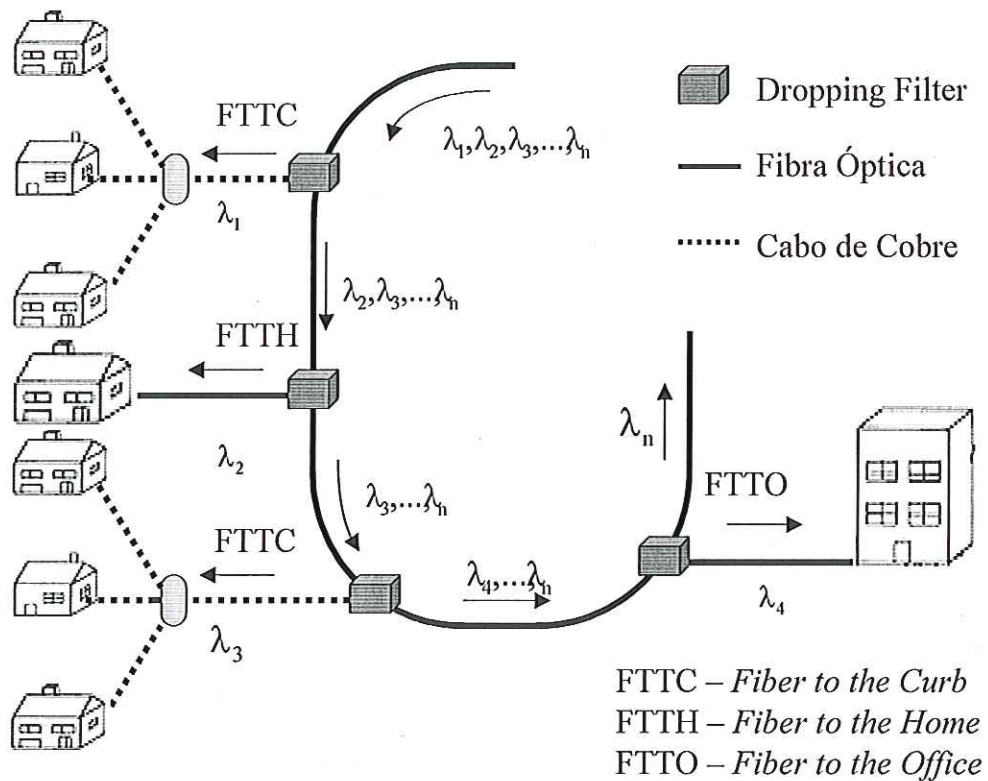


Fig. 1.3 – Rede passiva empregando filtros de retirada de comprimentos de onda para a extração do sinal óptico.

Este tipo de rede efetua a extração de um comprimento de onda em cada filtro de retirada. O comprimento de onda é detectado no filtro óptico e a informação transmitida até o usuário por meio de par trançado ou cabo coaxial. Redes com esta configuração também podem ser empregadas em redes locais, LAN (*Local Area Network*). Redes LAN cobrem pequenas distâncias (5 a 10 km), mas utilizam uma alta taxa de transmissão. Esta taxa de transmissão pode alcançar 10 Gbps para o caso de aplicações como a rede digital de serviços integrados de banda larga, B-ISDN (*Broadband Integrated Services Digital Network*) [1.10].

A expansão dos sistemas ópticos empregando a tecnologia DWDM está diretamente relacionada ao aumento do número de canais ópticos suportados pelo sistema [1.18]. Este aumento no número de canais torna-se viável com a utilização de filtros ópticos altamente seletivos em comprimento de onda. Isto implica no desenvolvimento de projetos de filtros ópticos cada vez mais sofisticados. A seguir será realizado um breve comentário sobre alguns tipos de filtros utilizados em comunicações ópticas.

1.2 Filtros Ópticos

O desenvolvimento das redes de comunicações ópticas foi baseado no avanço de dispositivos ópticos ativos e passivos [1.4]. Entre os dispositivos passivos destacam-se os filtros ópticos. Os filtros ópticos são necessários porque os sinais ópticos que propagam-se com diferentes comprimentos de onda precisam ser selecionados para serem multiplexados ou demultiplexados. O desenvolvimento de redes DWDM com separação estreita entre os canais está diretamente ligada à obtenção de filtros ópticos altamente seletivos em comprimento de onda. Os filtros ópticos são elementos imprescindíveis em dispositivos como demultiplexadores, multiplexadores e OADM. Estes filtros podem ser agrupados em duas classes: 1) filtros não-sintonizáveis e 2) filtros sintonizáveis. Os principais parâmetros de análise dos filtros ópticos não-sintonizáveis são as perdas por inserção, largura de banda e supressão de lóbulos laterais [1.19]. No caso de filtros sintonizáveis os principais parâmetros são faixa dinâmica, velocidade de sintonia e mecanismo de controle [1.19]. Em ambos os tipos de filtros, preço e possibilidade de fabricação em massa são parâmetros cruciais. Nesta seção será realizado um breve comentário sobre alguns tipos de filtros utilizados em comunicações ópticas. Uma abordagem detalhada de filtros utilizando redes de Bragg em fibra e guias de onda ARROW (*Antiresonant Reflecting Optical Waveguide*) será realizada nas Seções 4.6 e 5.3, respectivamente.

1.2.1 Filtros Fabry-Perot

O filtro óptico Fabry-Perot emprega o princípio já bem conhecido do interferômetro Fabry-Perot. Esta estrutura consiste de uma cavidade ressonante formada por meio de dois espelhos paralelos. Este tipo de filtro apresenta baixas perdas e insensibilidade à polarização [1.20]. Filtros Fabry-Perot sintonizáveis eletricamente podem ser empregados como demultiplexadores. Este tipo de filtro apresenta largura de banda típica de 5 nm no comprimento de onda de 1550 nm com uma separação entre os picos de transmissão de 180 nm [1.19]. A resposta em frequência deste dispositivo pode ser convenientemente analisada em termos de dois parâmetros denominados,

respectivamente, largura de banda medida na metade da potência óptica, FWHM (*Full Width Half Maximum*) e faixa de espectro livre, FSR (*Free Spectral Range*). Ambos são ilustrados na Fig. 1.4, a qual também mostra a transmitância de um filtro Fabry-Perot tendo a refletividade dos espelhos como parâmetro. A FWHM é a largura de cada pico de transmitância medida no ponto de 3 dB dos mesmos, enquanto que a FSR é a medida da separação entre os picos. A finesse deste dispositivo, ou seja, a razão entre FSR e FWHM, é de 36 e está diretamente relacionada com o número de canais suportados pelo filtro.

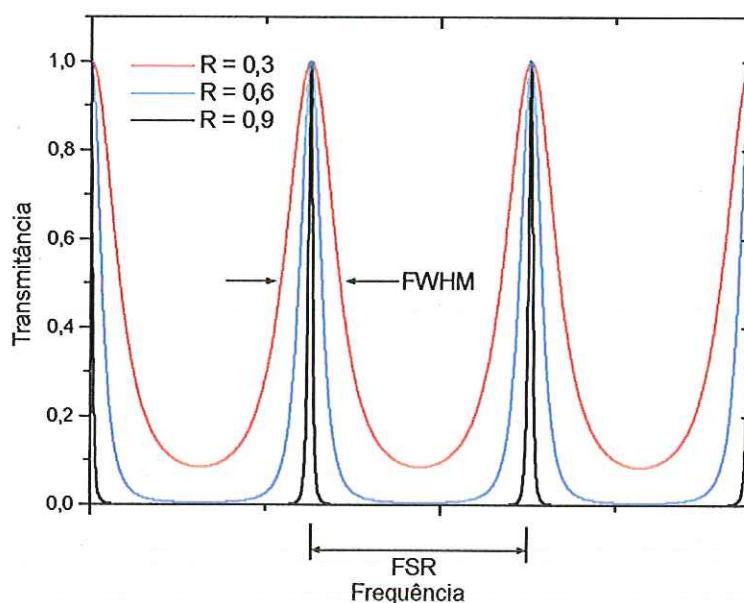


Fig. 1.4 – Transmitância de um Fabry-Perot para três refletividades distintas.

Filtros Fabry-Perot baseados em fibras são comercialmente disponíveis. A cavidade ressonante é formada pela separação entre duas seções de fibra dentro do dispositivo. A Fig. 1.5 ilustra um modelo de um filtro Fabry-Perot sintonizável baseado em fibra. Este dispositivo sintoniza o comprimento de onda desejado por meio da alteração do comprimento de separação entre as seções de fibra. A separação tem seu tamanho alterado por meio de materiais piezo-elétrico ou por meio da temperatura. Um dispositivo semelhante ao ilustrado na Fig. 1.5 apresenta finesse de 100 e largura de banda menor que 1 nm com perdas por inserção menores que 2 dB [1.19]. Empregando

dois filtros deste tipo em série pode-se obter uma finesse próxima de 1000 com velocidade de sintonização em torno de 1 ms [1.19]. Uma outra alternativa para obter um filtro Fabry-Perot sintonizável é o preenchimento da cavidade com cristal líquido ferro-elétrico [1.21]. O índice de refração da cavidade, e por conseqüência o comprimento óptico, varia por meio da aplicação de uma tensão elétrica. A aplicação de tensão elétrica altera o alinhamento molecular dos cristais e por sua vez provoca a alteração do índice de refração da cavidade. Um filtro com estas características empregando tensão de controle menor que 15 V apresenta largura de banda de 0,3 a 1 nm e faixa dinâmica de 50 nm. As perdas por inserção são menores que 1 dB [1.21].

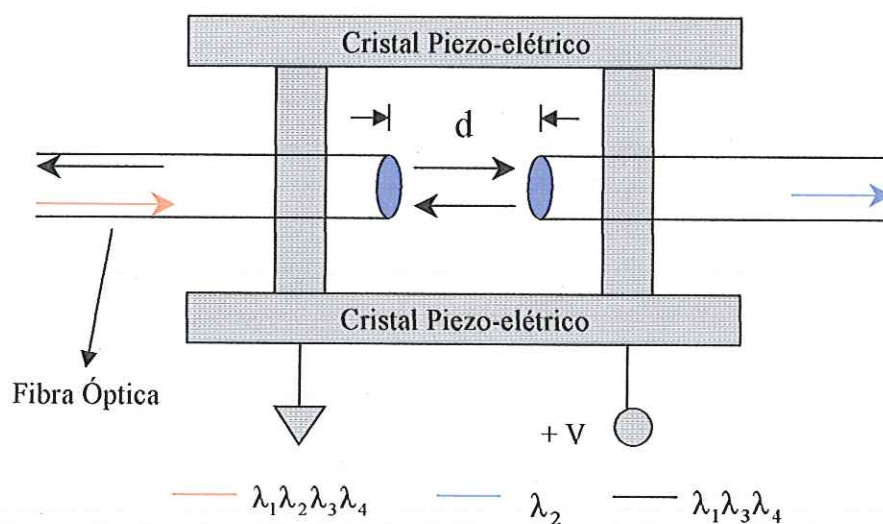


Fig. 1.5 – Filtro Fabry-Perot sintonizável baseado em fibra óptica. O cristal piezo-elétrico expande ou contrai por meio da tensão aplicada. Este efeito controla a separação entre as fibras.

1.2.2 Filtros Mach-Zehnder

A configuração Mach-Zehnder é largamente utilizada em dispositivos fotônicos. Esta configuração pode ser obtida por meio de dois guias de onda como mostra a Fig.1.6. Nesta configuração um dos braços serve como referência enquanto que o outro braço atua na mudança de fase. O sinal resultante será a combinação dos sinais

provenientes dos dois braços do dispositivo. A largura de banda deste dispositivo não é estreita o suficiente para aplicações em sistemas WDM [1.19]. Portanto, este tipo de filtro é utilizado em cascata de modo a obter a largura de banda adequada. Uma seqüência de sete interferômetros Mach-Zehnder posicionados em cascata e chaveados por meio de técnica do controle da birrefringência pode atuar na seleção de um comprimento de onda em um sistema composto por 128 canais [1.22]. Um filtro composto por três estruturas Mach-Zehnder em cascata fabricados com LiNbO_3 capaz de selecionar um comprimento de onda em um sistema composto por 8 canais separados de 0,4 nm, com tempo de sintonização de 50 ns, foi também reportado na literatura [1.19]. As perdas por inserção e a isolamento entre os canais para este dispositivo foram 19 dB e 22 dB, respectivamente. Filtros com configuração Mach-Zehnder são normalmente fabricados por meio de técnicas de litografia de baixo custo. Uma alternativa é a fabricação de filtros Mach-Zehnder utilizando sílica para minimizar as perdas por inserção.

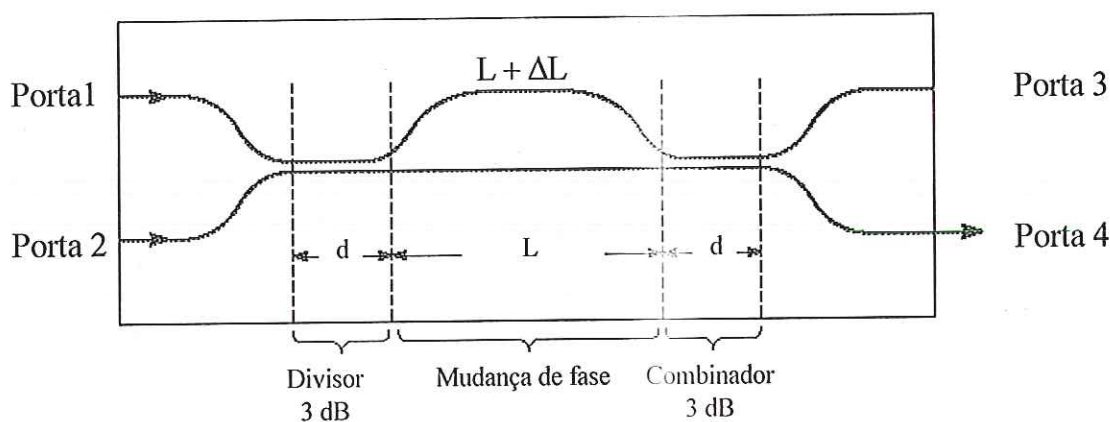


Fig. 1.6 – Configuração Mach-Zehnder

1.2.3 Filtros All Fiber

Filtros baseados em fibras ópticas possuem a vantagem de serem facilmente integrados ao enlace óptico. Este efeito diminui consideravelmente as perdas por inserção. Diversos filtros baseados em fibras vem sendo propostos e implementados utilizando a configuração de acoplador direcional [1.19]. Estes filtros empregando acopladores

incluem acopladores em transição fundido e acopladores em fibra com núcleos assimétricos. O filtro acoplador em transição fundido possui grande largura de banda e poder ser utilizado somente na seleção de canais bem espaçados. Por outro lado, o filtro acoplador em fibra com núcleos assimétricos fornece largura de banda estreita com o pico de transmissão ocorrendo para o comprimento de onda para o qual ocorre o casamento de fase entre as duas fibras. Um filtro com estas características apresentou 22 nm de separação entre canais, 0,1 dB de perdas de inserção e 25 dB de isolamento entre os canais. A principal característica deste filtro é a insensibilidade à polarização [1.23]

1.2.4 Filtros Planares

Filtros ópticos baseados em guias de onda planares consistem num conjunto de N guias de onda planares acoplados por meio de acopladores em estrela. Estes filtros recebem a denominação de filtros baseados em arranjo de guias de onda em rede AWG (*Arrayed Waveguide Grating*). A Fig. 1.7 ilustra um filtro demultiplexador N x N fabricado com guias de onda de sílica [1.8].

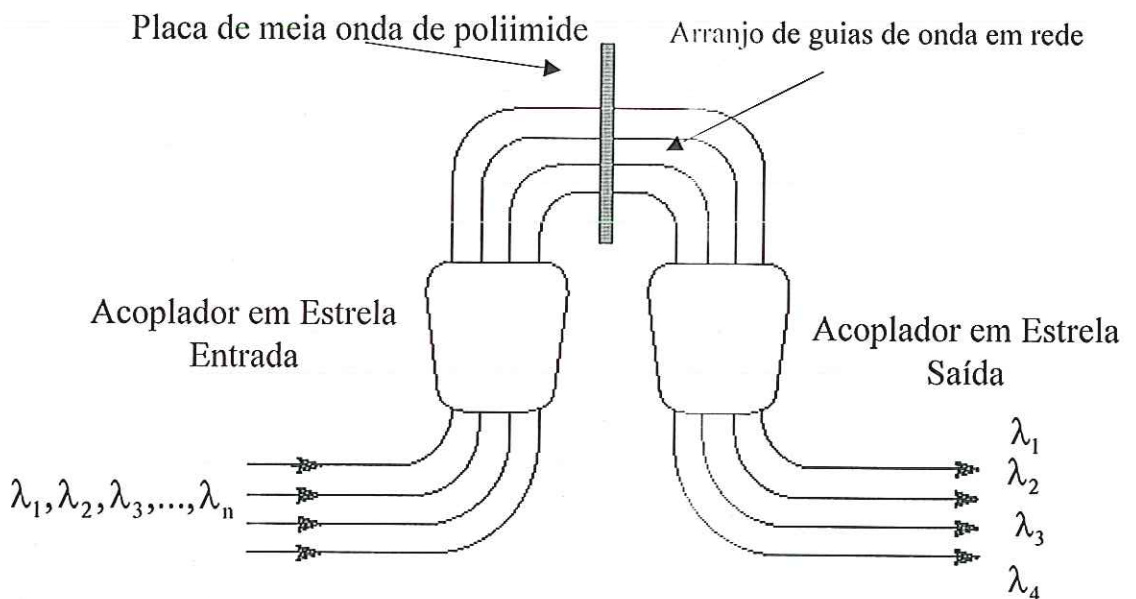


Fig. 1.7 – Filtro óptico AWG insensível à polarização.

Este dispositivo consiste de N guias de onda de entrada/saída acoplados a dois guias de onda planares que formam dois acopladores em estrela. Estes acopladores em estrela estão interligados por meio do AWG. Cada guia de onda do AWG possui um comprimento constante que difere em ΔL dos outros guias adjacentes. A luz que é lançada na entrada do dispositivo excita os guias de onda do AWG. Neste momento há a interferência construtiva da luz em determinado ponto do segundo guia de onda planar. O local onde ocorre esta interferência construtiva depende do comprimento de onda pois o atraso de fase em cada guia de onda do AWG é dado por $2\pi\Delta L/\lambda$. Emprega-se neste dispositivo uma placa de meia onda que efetua a transformação dos modos TE para TM e vice-versa. Este recurso torna o dispositivo insensível à polarização. Foi reportado na literatura um dispositivo AWG com capacidade de demultiplexar 256 comprimentos de onda igualmente espaçados em 0,2 nm e isolamento entre os canais em torno de 33 dB [1.4].

1.3 Objetivos da dissertação

A meta da pesquisa apresentada nesta dissertação é o projeto e a modelagem de um filtro para retirada de comprimentos de onda para redes ópticas passivas multiplexadas em comprimento de onda (PON-WDM), como mostrado na Fig. 1.3. Este filtro é composto por uma fibra tipo D com redes de Bragg colada sobre uma estrutura planar multicamada integrada a um fotodetector. A estrutura multicamada possui a configuração ARROW (*Antiresonant Reflecting Optical Waveguide*) em virtude de suas características de seletividade em comprimento de onda. A excitação da estrutura é feita a partir da fibra que deve apresentar um perfil tipo D diminuindo, assim, as perdas por inserção.

1.4 Organização da dissertação

Esta dissertação está organizada da seguinte maneira. No Capítulo 2 é apresentado o dispositivo proposto e discutido seu princípio de funcionamento. Ainda neste capítulo, é realizada uma abordagem dos aspectos de integração monolítica do dispositivo. No Capítulo 3 são ilustradas as principais características da fibra tipo D, bem como seus métodos de fabricação. No Capítulo 4 são abordadas as redes de Bragg em fibra. Esta abordagem inclui os fundamentos teóricos e a revisão bibliográfica dos principais dispositivos seletivos em comprimento de onda baseados em redes de Bragg em fibra. No Capítulo 5 são abordados os guias de onda ARROW. Esta abordagem inclui os fundamentos teóricos e a revisão bibliográfica dos principais dispositivos seletivos em comprimento de onda que utilizam esta configuração. Este capítulo é finalizado com o projeto da estrutura multicamada empregada no dispositivo. Finalmente, no Capítulo 6 são apresentados e discutidos os resultados numéricos do trabalho. O Capítulo 7 consiste das conclusões e recomendações para trabalhos futuros.

Capítulo 2

Dispositivo Proposto

2.1 Introdução

Um dos requisitos mais importantes para o aumento da capacidade dos sistemas ópticos DWDM é o aumento do número de canais na faixa de comprimentos de onda de ganho dos amplificadores ópticos [2.1]. Para viabilizar este aumento do número de canais é necessária a utilização de dispositivos com alta seletividade em comprimento de onda. O principal dispositivo seletivo em comprimento de onda utilizado nos sistemas de comunicações ópticas é o filtro óptico. Os filtros ópticos são elementos imprescindíveis em dispositivos como demultiplexadores, multiplexadores e OADMs. Um tipo de filtro que vem sendo amplamente empregado é o filtro de retirada de comprimento de onda [2.2][2.3]. Este tipo de filtro efetua a extração de comprimentos de onda pré-determinados da rede óptica sem interferir nos demais comprimentos de onda. Filtros desta natureza são utilizados em redes DWDM passivas, tais como redes de distribuição de CATV e outros tipos de redes de *broadcast* [2.4]. As principais características que os filtros de retirada de comprimento de onda devem apresentar são baixas perdas de inserção, alto grau de isolamento entre os canais, insensibilidade à polarização e resposta espectral plana [2.3]. Várias tecnologias vem sendo empregadas na obtenção de filtros de retirada de comprimento de onda com alta seletividade. Entre estas tecnologias destacam-se as redes de Bragg em fibras ópticas, guias de onda planares AWG, dispositivos Fabry-Perot e interferômetros Mach-Zehnder [2.5]. Este trabalho investiga o dispositivo ilustrado na Fig. 2.1 como potencial candidato a filtro de retirada de comprimento de onda. O filtro ilustrado nesta figura consiste de uma fibra óptica tipo D composta de duas seções de redes de difração, formando um duplo refletor de Bragg, DBR (*Double Bragg Reflector*)

[2.6] acoplado com um guia de onda ARROW [2.7]. O duplo refletor de Bragg foi escolhido pelo fato de que sua transmissividade diminui consideravelmente na presença de perdas de propagação enquanto que o guia ARROW foi escolhido por apresentar perdas de propagação seletivas em relação ao comprimento de onda. São exatamente estas combinações de perdas que se pretende utilizar na otimização do dispositivo como será visto no Capítulo 6. O guia de onda ARROW apresenta a vantagem de poder ser facilmente fabricado sobre um substrato de silício permitindo, assim, a integração monolítica com outros dispositivos opto-eletrônicos, tais como o fotodetector. Neste dispositivo, os comprimentos de onda são extraídos e detectados pelo fotodetector integrado no substrato de silício do guia de onda ARROW. Neste capítulo será apresentado o princípio de funcionamento do dispositivo bem como será realizada uma discussão sobre as estruturas que o compõem. Este capítulo está organizado da seguinte maneira. Na Seção 2.2 é apresentado o princípio de funcionamento do dispositivo proposto, onde é realizada uma breve descrição das estruturas que compõem o dispositivo. Finalmente, são ilustrados alguns aspectos da integração monolítica empregando os guias de onda ARROW.

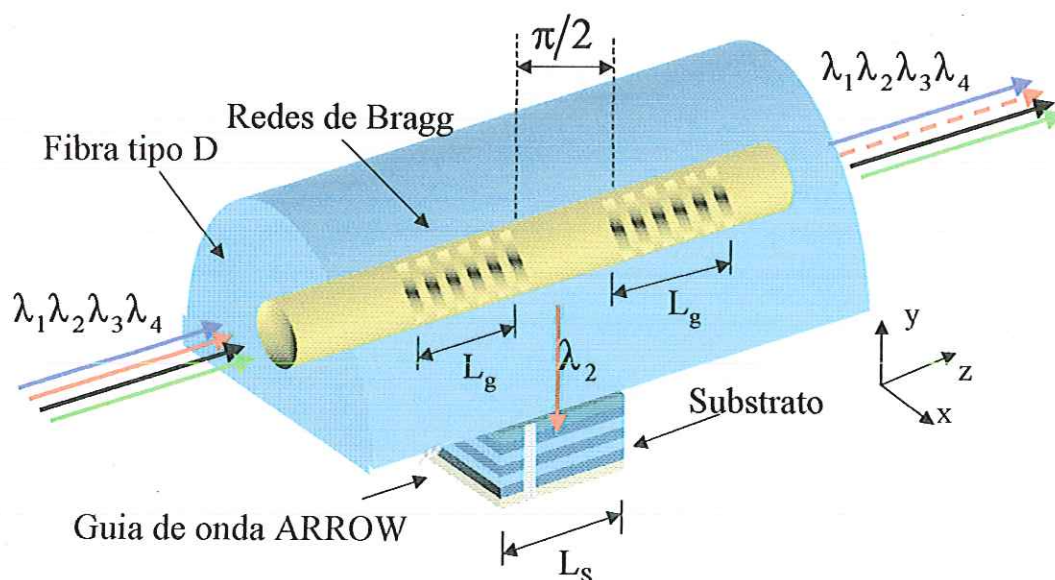


Fig. 2.1 – Dispositivo proposto: Filtro de retirada de comprimento de onda composto por uma fibra tipo D com redes de Bragg (DBR) sobre um guia de onda ARROW.

2.2 Princípio de Operação

Com o objetivo de obter um filtro de retirada de comprimento de onda com baixas perdas de inserção, alto grau de isolamento entre os canais, insensibilidade à polarização e resposta espectral plana, propõe-se neste trabalho um dispositivo baseado em três estruturas distintas: guia de onda ARROW, duplo refletor de Bragg, DBR (*Double Bragg Reflector*) e fibra tipo D como mostra a Fig. 2.1. A análise deste dispositivo consiste na discussão e caracterização de dois efeitos distintos. O primeiro efeito é o da transmissão estreita, obtida por meio do duplo refletor de Bragg, DBR (*Double Bragg Reflector*) na fibra tipo D. O DBR formado na fibra tipo D consiste de duas seções de rede de difração separadas por uma defasagem de $\pi/2$, como mostra a Fig. 2.2. A introdução da defasagem $\pi/2$ no centro da estrutura acarreta o aparecimento de um pico de transmissão no centro do espectro de reflexão da rede de Bragg. Este pico de transmissão se caracteriza por ser muito estreito e confere ao filtro uma alta razão de extinção. A razão de extinção, neste caso, é a diferença de atenuação entre o comprimento de onda transmitido e os comprimentos de onda rejeitados. O projeto do DBR é realizado na Seção 4.7. A análise do DBR será realizada por meio do aplicativo FOGS-BG[®], o qual é descrito no Apêndice B.

O segundo efeito é o das perdas seletivas em comprimento de onda. Este efeito é obtido por meio de uma estrutura multicamada formada pela fibra tipo D e o guia de onda ARROW. Esta estrutura multicamada é ilustrada na Fig. 2.3. O guia de onda ARROW apresenta a característica das perdas seletivas em comprimento de onda. Portanto, se devidamente projetado, este guia de onda direciona o comprimento de onda desejado para o fotodetector localizado no substrato. Este direcionamento do comprimento de onda ocorre devido as perdas por *leakage*. As perdas por *leakage* caracterizam-se se pela “fuga” de energia óptica para o substrato. Após a realização de um levantamento bibliográfico, que é apresentado na Seção 5.3 deste trabalho, foi observada a ausência de estruturas ou dispositivos baseados em guias de onda ARROW que atendessem ao requisito das perdas seletivas em comprimento de onda com parâmetros como largura de banda, separação e isolamento entre canais, compatíveis com o sistema DWDM. Portanto, propõe-se neste trabalho a estrutura multicamada ilustrada na

Fig. 2.3 e seu projeto é detalhado na Seção 5.4. O projeto e otimização desta estrutura será realizado por meio da Técnica da Matriz Transferência (TMT). A TMT é derivada e descrita em detalhes no Apêndice C.

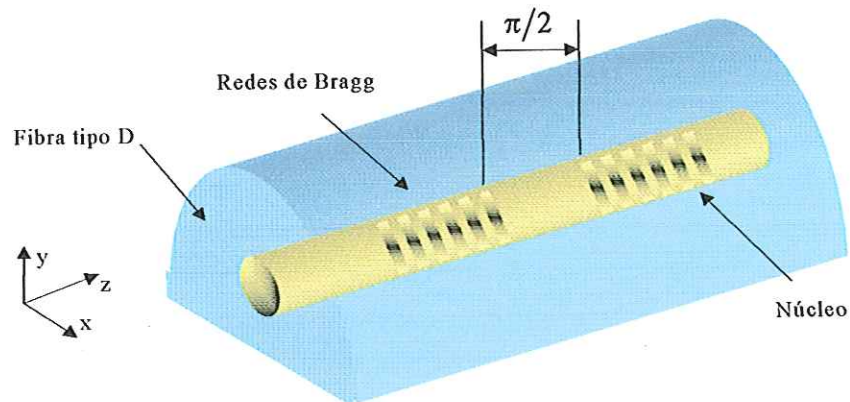


Fig. 2.2 – Redes de Bragg em configuração DBR inscritas em uma fibra tipo D.

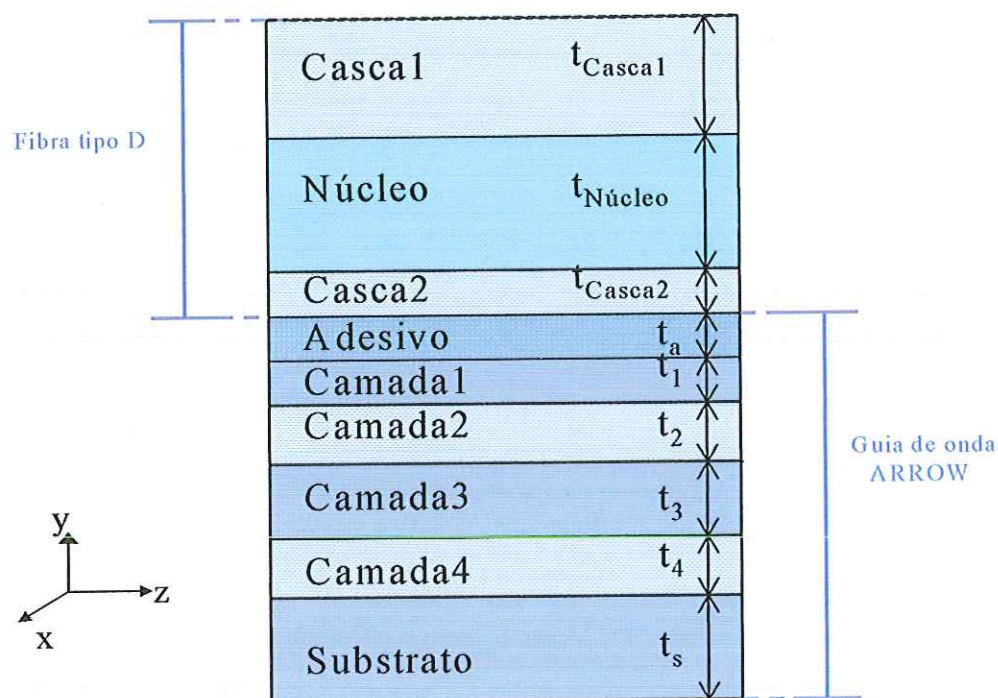


Fig. 2.3 – Representação planar da fibra tipo D acoplada à estrutura multicamada ARROW.

O dispositivo extrai e detecta o comprimento de onda para o qual foi dimensionado da seguinte forma. O DBR atua selecionando um comprimento de onda que satisfaz sua condição de ressonância. Este comprimento de onda seria normalmente transmitido. Entretanto, a presença do guia de onda ARROW induz perdas altíssimas por *leakage* neste comprimento de onda. A indução destas perdas direciona o comprimento de onda para o fotodetector localizado no substrato.

Um dos principais desafios no projeto de dispositivos opto-eletrônicos é o direcionamento do sinal óptico até o fotodetector [2.8]. Os fotodetectores detectam energia óptica numa ampla faixa de comprimentos de onda, e o sinal óptico direcionado até o fotodetector deve estar contido em um comprimento de onda distinto e possuir largura de banda estreita suficiente para que o sinal detectado não sofra interferências dos canais adjacentes.

Foram encontradas na literatura três configurações para integração monolítica de fotodetectores com guias de onda ARROW que poderiam ser utilizadas no dispositivo proposto. Numa destas configurações utiliza-se um fotodiodo PN enterrado no substrato de um guia de onda ARROW [2.9]. Outra configuração utilizada é o posicionamento de fotodetector frontal na saída do guia de onda [2.8]. Finalmente, observou-se uma configuração que utiliza um fotodiodo PIN lateral sobre o guia de onda ARROW [2.9]. Nestas três configurações as maiores dificuldades encontradas no projeto são a compatibilidade entre os materiais utilizados no fotodetector e no guia de onda, e os processos de fabricação. Uma análise das características destas configurações determinou a exclusão da segunda e terceira configuração. A segunda configuração, que utiliza o fotodetector frontal, foi descartada, pois cada guia de onda suporta somente um fotodetector na sua saída. A terceira configuração, que utiliza um fotodiodo PIN lateral sobre o guia de onda ARROW, também foi descartada, pois o fotodetector é posicionado sobre o guia de onda ARROW. Esta disposição do fotodetector inviabiliza o dispositivo proposto neste trabalho, já que na parte superior do guia de onda ARROW está localizada a fibra óptica tipo D. Portanto, a configuração que atende às características do dispositivo proposto é a primeira configuração. Esta configuração foi proposta por Baba *et al* [2.8] em 1990 e consistia em um demultiplexador integrado monoliticamente a um fotodetector (esta dispositivo é abordado em detalhes na

Seção 5.3.3). O fotodetector utilizado é baseado num fotodiodo PN enterrado no substrato de silício e a faixa de comprimentos de onda de atuação do dispositivo é de 0,7 à 0,9 μm . Dispositivos que empregam substrato de silício cristalino são transparentes na faixa de comprimentos de onda de 1,3 à 1,6 μm , que compreende as janelas utilizadas em comunicações ópticas [2.8]. Esta característica do silício cristalino requer a utilização de camadas no fotodetector compostas por silício-germânio que permitem a detecção de comprimentos de onda na faixa de 1,3 à 1,6 μm [2.10]. Entretanto, os fotodetectores baseados em fotodiodos PN não são muito eficientes. Isto ocorre devido a possibilidade do fóton incidente no fotodiodo ser absorvido fora da região de depleção da junção PN [2.11]. Neste caso, também é gerado um par elétron-lacuna, porém com pequena velocidade de deslocamento, em função do pequeno campo elétrico à que estão submetidos os portadores livres fora da região de depleção. Estes portadores livres tendem a recombinarem-se antes de alcançar as extremidades do fotodiodo PN, portanto, não geram corrente elétrica. Este fato diminui consideravelmente a eficiência dos fotodetectores baseados em fotodiodos PN. Uma forma de aumentar a eficiência do fotodetector enterrado no substrato é o emprego do fotodiodo PIN lateral, este tipo de configuração emprega a detecção do campo evanescente do sinal transmitido [2.12][2.13]. O fotodiodo PIN é amplamente empregado em sistemas de comunicações ópticas baseadas em sistemas DWDM [2.10][2.14][2.15] e pode ser integrado ao substrato de silício do guia de onda ARROW [2.8]. Portanto, será empregado no dispositivo proposto um fotodiodo PIN lateral enterrado no substrato de silício do guia de onda ARROW.

2.3 Sumário

Neste capítulo foi apresentado o dispositivo proposto, bem como o seu princípio de operação. A análise deste dispositivo consistirá na discussão e caracterização de dois efeitos distintos. Estes efeitos são a transmissão estreita, obtida por meio do duplo refletor de Bragg, DBR (*Double Bragg Reflector*) na fibra tipo D e as perdas seletivas em comprimento de onda proporcionadas pela estrutura multicamada ARROW. Foram brevemente apresentadas as estruturas responsáveis por estes efeitos e também discutido o comportamento global do dispositivo. Também, foram abordadas as características da integração monolítica dos filtros ópticos com o fotodetector localizado no substrato.

Capítulo 3

Fibra Óptica Tipo D

3.1 Introdução

Fibras ópticas tipo D foram obtidas primeiramente por Dyott e Schrank em 1982 [3.1]. Foi demonstrado que o perfil tipo D poderia ser obtido por meio do puxamento da pré-forma com a superfície plana previamente polida. Este desenvolvimento possibilitou a exploração de dispositivos em fibra óptica anteriormente só possíveis em guias planares de óptica integrada. O princípio de operação que permite o desenvolvimento destes tipos de dispositivos é o acesso ao campo evanescente na seção reta da fibra tipo D. O campo evanescente é a parte da energia óptica que está contida fora do núcleo e apresenta decaimento exponencial através da casca da fibra óptica. Atualmente, a técnica mais utilizada na obtenção de fibras tipo D é o polimento de fibras ópticas de seção circular [3.2][3.3]. Alguns exemplos de dispositivos que empregam fibras tipo D são acopladores direcionais baseados em fibras ópticas [3.2], acopladores direcionais baseados em fibras ópticas e guias de onda planares [3.3], dispositivos seletivos em comprimento de onda [3.4] e moduladores ópticos [3.4]. Neste capítulo serão discutidos os fundamentos teóricos e as características de fabricação das fibras tipo D. Este capítulo está organizado da seguinte forma. Na Seção 3.2 são discutidos alguns fundamentos teóricos das fibras tipo D. Na Seção 3.3 é realizada uma abordagem das características apresentadas pelos processos de fabricação. Finalmente, na Seção 3.4 é ilustrada a modelagem da fibra tipo D empregada neste trabalho.

3.2 Fundamentos Teóricos

A fibra óptica tipo D foi escolhida neste trabalho devido à necessidade de se diminuir as perdas de inserção no enlace óptico, o que certamente ocorreria caso a opção recaísse por um guia de onda retangular [3.5]. Além disso, a geometria da fibra com perfil tipo D permite que camadas de outros materiais sejam facilmente depositadas em sua superfície. A Fig. 3.1 ilustra uma fibra óptica com perfil tipo D.

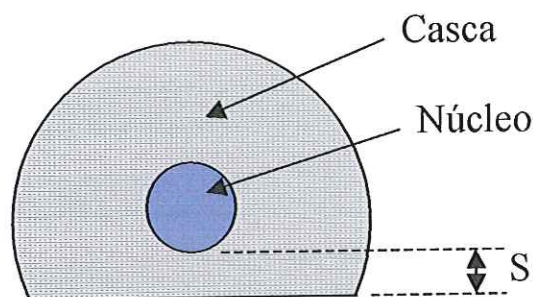


Fig. 3.1 – Seção transversal de uma fibra óptica com perfil tipo D. A espessura S permite controlar a intensidade de campo evanescente na seção reta.

As fibras ópticas tipo D empregadas em telecomunicações são construídas a partir de fibras monomodo convencionais. Neste tipo de fibra, a diferença entre o índice de refração do núcleo e da casca varia em torno de 0,2 a 1% [3.6], apresentando características de guiamento fraco. O diâmetro do núcleo é escolhido de modo que a fibra óptica suporte somente o modo fundamental HE_{11} . A escolha dos parâmetros para o guiamento do modo fundamental podem ser determinados por meio do gráfico da constante de propagação normalizada em função do número V (gráfico encontrado em vários livros, por exemplo em [3.6]), onde V é dado pela Equação (3.1) e deve ser menor que 2,405 [3.7].

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.1)$$

onde λ é o comprimento de onda, a é o raio do núcleo da fibra e n_1 e n_2 os índices de refração no núcleo e casca, respectivamente. O modo fundamental é composto na verdade por dois modos degenerados, ou seja, dois modos que possuem as constantes de propagação longitudinal iguais ($\beta_x = \beta_y$) [3.7]. Estes modos são muito similares, mas seus planos de polarização são ortogonais. Pode-se representar arbitrariamente estas polarizações como polarização vertical (HE_{11}^y) e polarização horizontal (HE_{11}^x), como mostra Fig. 3.2.

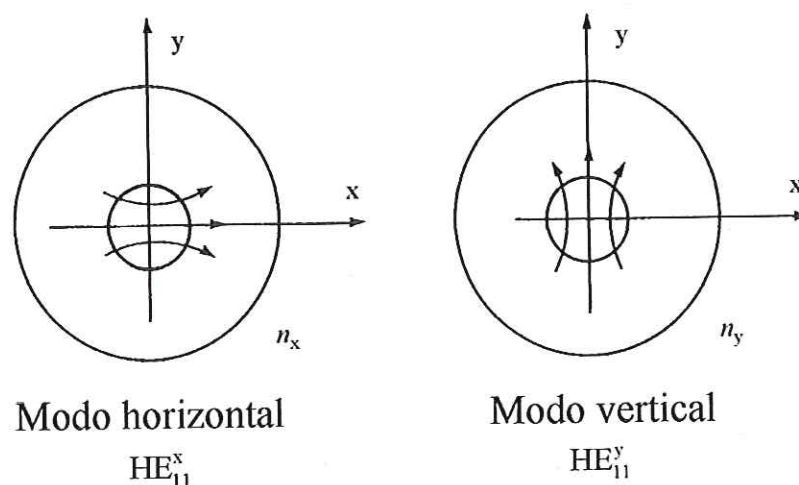


Fig. 3.2 – Polarizações horizontal e vertical que compõem o modo fundamental HE_{11} .

Entretanto, esta igualdade nas constantes de propagação é considerada verdadeira apenas para fibras ópticas que apresentem simetria circular (caso ideal). Neste caso, qualquer polarização injetada na fibra propagaria de forma inalterada através do enlace óptico. Fibras reais apresentam imperfeições causadas por pressão lateral, núcleos com geometria não circular além de variações no perfil de índice de refração. Estas imperfeições quebram a simetria circular da fibra e acabam com a degenerescência dos dois modos. Estes modos irão propagar-se com diferentes velocidades de fase e a diferença entre seus índices de refração efetivos é denominada birrefringência, B_f [3.8]:

$$B_f = n_x - n_y \quad (3.2)$$

Equivalentemente, a birrefringência pode ser definida como:

$$\beta = k_0(n_x - n_y) \quad (3.3)$$

onde $k_0 = 2\pi/\lambda$ é a constante de propagação no espaço livre. Por conveniência, pode-se adotar a denominação de eixo lento para o eixo que apresentar maior índice de refração e eixo rápido para o eixo que apresenta menor índice de refração.

Se a luz lançada na fibra excitar as duas polarizações do modo fundamental, então, devido às imperfeições da fibra, um dos modos irá propagar-se com atraso de fase em relação ao outro. Quando esta diferença de fase é um número inteiro múltiplo de 2π , os modos irão reproduzir o estado de polarização inicial que foi injetado na entrada da fibra. O comprimento no qual ocorre a reprodução do estado de polarização injetado pelo laser é denominado de comprimento de batimento, e é dado por [3.8]:

$$L_p = \frac{2\pi}{\beta} \quad (3.4)$$

Valores típicos de birrefringência de uma fibra de seção circular podem variar desde 1×10^{-8} a 1×10^{-3} [3.8]. As fibras tipo D não apresentam simetria circular e com isso ocorre a quebra da degenerescência da polarização horizontal e vertical do modo HE_{11} . Esta quebra da degenerescência provoca o aumento da birrefringência que varia em função da espessura S . Fibras tipo D obtidas a partir de fibras monomodo convencionais apresentam birrefringência da ordem de 9×10^{-4} para uma espessura S igual a zero, diminuindo para 1×10^{-4} para uma espessura S em torno de $3 \mu\text{m}$ [3.9]. Devido à alta birrefringência das fibras tipo D e à sua assimetria, estas fibras possuem a característica de conservarem a polarização da luz [3.10]. Fibras ópticas com estas características são denominadas fibras de polarização mantida, pois preservam o estado de polarização linear da luz. A análise das características de propagação de uma fibra tipo D aproxima-se muito da forma de análise de um guia de onda retangular [3.9][3.11]. Nesta aproximação, as duas

polarizações do modo fundamental HE_{11}^x e HE_{11}^y são representadas pelos modos TE_0 e TM_0 , respectivamente [3.6][3.9][3.11].

Nos enlaces ópticos é necessária a utilização de fibras com baixo grau de birrefringência devido aos efeitos de dispersão causados pela polarização modal, PMD (*Polarization Mode Dispersion*). As duas polarizações ortogonais que constituem o modo fundamental HE_{11} possuem diferentes constantes de propagação β_x e β_y e diferentes atrasos de grupo, τ_{gx} e τ_{gy} . τ_g é dado por:

$$\tau_g = \frac{1}{V_g} = \frac{d\beta}{d\omega} \quad (3.5)$$

O atraso por quilometro, $\Delta\tau_g$, entre as duas polarizações ortogonais $\Delta\tau_g = \tau_{gx} - \tau_{gy}$ é chamado de atraso de grupo diferencial, DGB (*Differential Group Delay*). O DGB é a medida que representa a magnitude da PMD, e é dada em picossegundos. Dados experimentais indicam que a PMD em fibras convencionais é menor que $1 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$, já em fibras de polarização mantida de alta birrefringência a PMD é maior que $1 \text{ ns}/\sqrt{\text{km}}$ [3.12].

A PMD em transmissões analógicas causa a distorção do sinal, conhecida como distorção devido à polarização modal e em transmissões digitais causa o aumento na taxa de erro de bit, BER (*Bit Error Rate*) devido à interferência inter-símbolo. A Tabela 3.1 ilustra as penalidades causadas pela PMD no comprimento do enlace óptico sem a utilização de compensadores para este tipo de efeito [3.13]. A Fig. 3.3 ilustra os efeitos da PMD em um enlace óptico.

Tabela 3.1 – Distância máxima de transmissão devido aos efeitos da PMD sem a utilização de compensadores [3.13].

| Taxa de transmissão (Gbps) | Distância máxima do enlace óptico | | |
|----------------------------|---|---|--|
| | Fibras ópticas até 1990 PMD=1,0 ps/ $\sqrt{\text{km}}$ | Fibras ópticas Atuais PMD=0,5 ps/ $\sqrt{\text{km}}$ | Fibras utilizadas no futuro PMD=0,25 ps/ $\sqrt{\text{km}}$ |
| 10 | 60 | 230 | 781 |
| 40 | 4 | 14 | 49 |

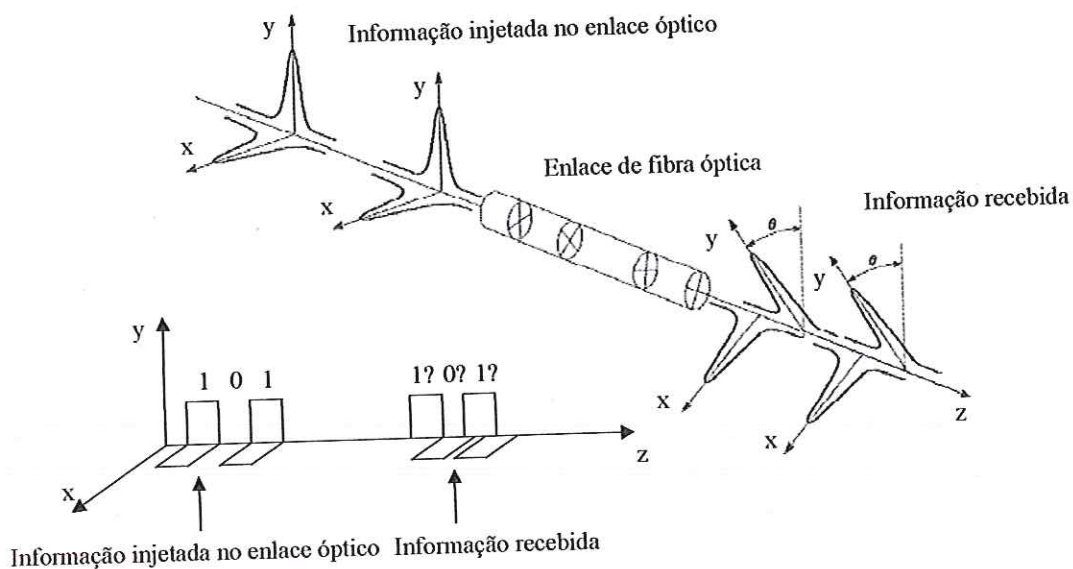


Fig. 3.3 – Efeito da PMD (*Polarization Mode Dispersion*) em um enlace óptico. Este tipo de dispersão causa a interferência inter-símbolo e limita o comprimento do enlace óptico.

Um método empregado na redução da distorção do sinal causada pela PMD é a introdução de uma fibra altamente birrefringente no meio do enlace óptico, onde alinha-se o eixo rápido da fibra óptica do enlace óptico com o eixo lento da fibra birrefringente [3.12]. Entretanto, o dispositivo aqui proposto não possui como objetivo a redução da PMD em virtude da pequena seção de fibra tipo D (<4000 μm)

empregada no dispositivo. Da mesma forma, devido as dimensões reduzidas da rede óptica onde o dispositivo proposto será utilizado, a PMD pode ser desprezada.

O sinal que propaga no enlace óptico apresenta uma distribuição de campo baseado em uma fibra com geometria circular. Portanto, a partir do momento que uma fibra tipo D é inserida no enlace óptico, haverá uma acomodação da distribuição de campo baseada nesta nova geometria. A maior transferência de energia ocorrerá se estas distribuições de campo forem similares. Um meio de aproximar estas distribuições de campo, e conseqüentemente diminuir as perdas por inserção, é utilizar uma fibra tipo D com características próximas da fibra que compõe o enlace óptico. Portanto, a fibra tipo D deve possuir perfil de índice de refração e diâmetro do núcleo e casca similares à fibra do enlace óptico. Outro fator importante é a precisão do alinhamento dos núcleos e dos eixos ópticos das fibras ópticas. A Fig. 3.4 ilustra a junção de uma fibra tipo D com a fibra do enlace óptico.

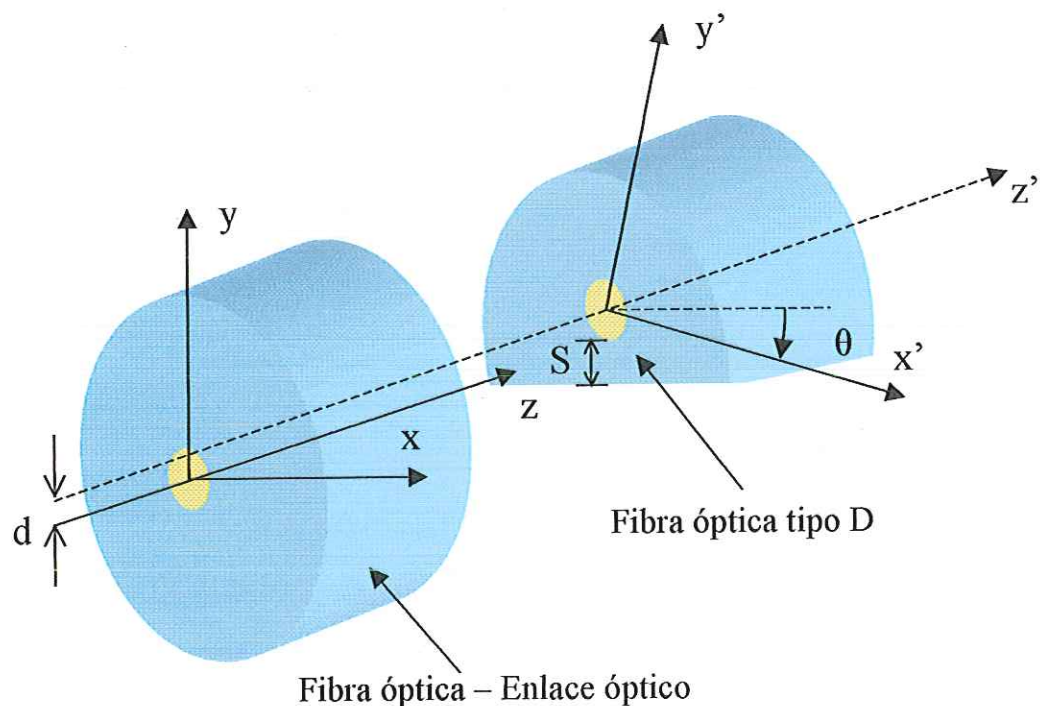


Fig. 3.4 – Ilustração da junção de fibra óptica tipo D com a fibra do enlace óptico.

A distribuição de campo da fibra tipo D, devido à sua forma assimétrica, apresentará características de distribuição de campo diferente da distribuição de campo da fibra do enlace óptico havendo, portanto, perdas ópticas. Conese *et al* [3.14] apresentaram

um estudo no qual estas perdas ópticas são quantificadas com base nos perfis de índice de refração das fibras e na precisão do alinhamento. Neste estudo demonstrou-se que as menores perdas ópticas ocorrem quando os perfis de índice de refração das fibras ópticas são idênticos, a espessura S é de $10\ \mu\text{m}$ e o alinhamento é perfeito ($d = 0$), estando os eixos ópticos em paralelo ($\theta = 0$). Sob estas condições as perdas na junção da fibra tipo D com a fibra do enlace óptico são inferiores a $0,2\ \text{dB}$. Por outro lado, os maiores valores de perdas ópticas ocorrem quando os perfis de índice de refração são diferentes (máxima diferença entre os perfis de índice de refração da fibra tipo D e da fibra do enlace que se considerou no estudo foi de $40\ \%$), a espessura S é zero e o alinhamento não apresenta alto grau de precisão ($d = 1,2\ \mu\text{m}$ e $\theta = 90^\circ$). Sob estas condições, as perdas na junção da fibra tipo D como a fibra do enlace são inferiores a $0,7\ \text{dB}$.

3.3 Processo de Fabricação

Desde que Dyott e Schrank demonstraram em 1982 que fibras ópticas com perfil tipo D poderiam ser obtidas através do puxamento da preforma com a superfície plana previamente polida [3.1], houve um aumento considerável na precisão da fabricação de fibras ópticas com perfil tipo D. Atualmente, a técnica mais utilizada na obtenção de fibras tipo D é o polimento de fibras ópticas de seção circular [3.2][3.3]. Este método apresenta maior flexibilidade quanto ao comprimento da fibra tipo D que será fabricada, pois a fabricação a partir da preforma pode gerar fibras tipo D da ordem de quilômetros. E como seções de fibras tipo D não são empregadas em enlaces ópticos para a transmissão de sinal, sua utilização restringe-se a dispositivos que utilizam no máximo poucos milímetros de seção destas fibras. O objetivo na fabricação de fibras tipo D pelo polimento de fibras ópticas de seção circular é controlar precisamente a espessura S e evitar que o processo de fabricação danifique o núcleo da fibra.

Várias técnicas foram utilizadas na obtenção precisa da medida da espessura S durante o processo de polimento. A primeira técnica utilizada empregava um comparador mecânico que requeria medidas precisas da espessura da casca da fibra antes do início do processo de polimento [3.15]. O processo de fabricação tinha continuidade com a comparação da espessura da casca que restava em cada etapa do polimento. A segunda

técnica utilizada empregava uma metodologia similar e era necessário também efetuar medidas da seção circular da fibra [3.16]. Entretanto, estas duas técnicas não apresentavam boa precisão devido às imperfeições da geometria da fibra. As fibras comerciais disponíveis não apresentam o núcleo perfeitamente concêntrico com a casca da fibra. A técnica proposta por Diogonnet *et al* [3.16] em 1985 aumentou a precisão no processo de fabricação. Esta técnica consistia na monitoração da atenuação do sinal transmitido na fibra óptica quando um fluido (*drop refractive-index fluid*) era aplicado sobre a seção reta da fibra tipo D. O emprego desta técnica permite alto grau de precisão, porém, requer que o índice de refração do fluido seja controlado precisamente. A técnica mais empregada atualmente é a técnica da monitoração *in situ* que foi proposta por Cordaro *et al* [3.17] em 1994. Esta técnica consiste na remoção local da casca da fibra com precisão de $1\mu\text{m}$, utilizando a lapidação e a monitoração *in situ* do sinal transmitido. Um cilindro revestido com diamante é empregado como um lapidador mecânico de alta pressão. A técnica da monitoração *in situ* é baseada nas diferenças de atenuação exibidas pelos modos de alta ordem (utilizando comprimento de onda de $0,633\mu\text{m}$) na medida que o cilindro penetra na casca da fibra óptica. As vantagens apresentadas são a rapidez no processo de fabricação, alta taxa de lapidação, boa qualidade da superfície óptica e alto grau de precisão ($1\mu\text{m}$).

3.4 Modelagem da fibra tipo D

Na análise do dispositivo proposto é necessário o conhecimento de alguns parâmetros da fibra tipo D, como índice efetivo do modo fundamental e integral de sobreposição. A integral de sobreposição, neste caso, representa a quantidade de energia que está confinada no núcleo e sofre os efeitos das redes de Bragg. Estes parâmetros são utilizados como dados de entrada no programa FOGS-BG[®]. Como forma de obter estes dados será utilizada o método da sobre-relaxação sucessiva, SOR (*Successivel over-relaxation*) para a aproximação do comportamento do campo na fibra tipo D. O método SOR é descrito no Apêndice A. As características da fibra utilizada neste trabalho são:

Raio do núcleo: 4 μm

Índice de refração da casca: 1,458

Índice de refração do núcleo: 1,465

O SOR é então aplicado para obter o modo TE_0 resultando em um índice efetivo $n_x=1,4611623$, e para o modo TM_0 resultando em $n_y=1,4611723$. Portanto, por meio destes resultados verifica-se que a fibra tipo D apresenta uma birrefringência de 0,00001 e também é pouco sensível à polarização. Por meio do índice de refração encontrado para cada modo determina-se os dados de entrada no programa FOGS-BG[®]. A integral de sobreposição pode ser resolvida por meio da Equação (3.5) proveniente de [3.6].

$$\Gamma = \frac{\int_0^a |E_x|^2 \rho \, d\rho}{\int_0^\infty |E_x|^2 \rho \, d\rho} = 1 - \exp(-2a^2/w^2) \quad (3.5)$$

onde a é o raio do núcleo da fibra óptica, E_x é o campo elétrico transversal, ρ é a distância radial utilizando como referencial o centro do núcleo da fibra óptica e w é o raio do perfil de campo elétrico medido na posição e^{-1} da distribuição de campo. O perfil de campo elétrico é normalmente aproximado por uma função Gaussiana [3.6]. Os dados obtidos são ilustrados na Tabela 3.2.

Tabela 3.2 – Parâmetros de entrada no programa FOGS-BG[®].

| | n_{eff} | w (μm) | Γ |
|---------------|-----------|-----------------------|----------|
| TM_0 | 1,4611723 | 4,5064 | 0,79311 |
| TE_0 | 1,4611623 | 4,5064 | 0,79311 |

$\lambda = 1550 \text{ nm}$

3.5 Sumário

Neste capítulo foram abordadas as características das fibras tipo D onde foi realizado um estudo dos fundamentos teóricos e um pequeno levantamento sobre os limites impostos pelos efeitos da PMD (*Polarization Mode Dispersion*) no tamanho do enlace óptico. Também foram discutidos os métodos utilizados na fabricação deste tipo de fibra óptica. Finalmente, foi abordada a modelagem empregada na obtenção dos parâmetros da fibra tipo D.

Capítulo 4

Redes de Bragg em Fibras Ópticas

4.1 Introdução

Redes de Bragg em fibras ópticas, FBG (*Fiber Bragg Grating*), são perturbações periódicas do índice de refração ao longo do comprimento da fibra. Estas perturbações são formadas pela exposição do núcleo a um intenso padrão de interferência óptica [4.1]. FBG apresentam muitas vantagens sobre outras tecnologias, incluindo baixas perdas de inserção, baixo custo, insensibilidade à polarização e principalmente destaca-se sua capacidade única de filtragem. Aliado a isso, tem-se ainda o fato de serem estruturas fixas, ou seja, são parte integrante do dispositivo, eliminando problemas de vibração. Mas a característica mais atrativa em FBG é a flexibilidade no ajuste de seus parâmetros, que permite uma grande versatilidade na resposta espectral destes dispositivos [4.1][4.2].

Acompanhando a evolução da infra-estrutura das redes ópticas, com ênfase nos sistemas de transmissão DWDM, vários dispositivos baseados na tecnologia de FBG foram desenvolvidos, como estabilizadores de lasers semicondutores, lasers em fibras ópticas, sensores de temperatura em redes ópticas passivas, filtros de isolamento em sistemas de transmissão bidirecional, demultiplexadores para sistemas DWDM, OADM's e compensadores de dispersão [4.1][4.3]. Neste capítulo serão estudadas as principais características das FBG e analisada sua aplicação no dispositivo proposto. Este capítulo está organizado da seguinte maneira. Na Seção 4.2 serão apresentados os fundamentos teóricos das redes de Bragg. Na Seção 4.3 será abordada a foto-sensibilidade que as fibras ópticas apresentam. Na Seção 4.4 será abordado o método atual utilizado na fabricação das redes de Bragg. Na Seção 4.5 serão ilustrados os principais tipos de redes de Bragg utilizados em comunicações ópticas. Na Seção 4.6 serão comentados algumas

configurações de filtros ópticos que utilizam redes de Bragg. Finalmente, na Seção 4.7 é ilustrado o projeto da estrutura DBR empregada no dispositivo.

4.2 Fundamentos Teóricos

A seletividade em certos comprimentos de onda em redes de Bragg pode ser compreendida pela análise da Fig. 4.1. Esta figura ilustra a reflexão de uma onda plana incidente numa série de refletores espaçados por uma distância d . No caso original de difração de raios X considerado por Bragg [4.4], estes refletores eram os planos atômicos de uma rede cristalina. Entretanto, o mesmo efeito é observado no caso de reflexão em uma rede de difração.

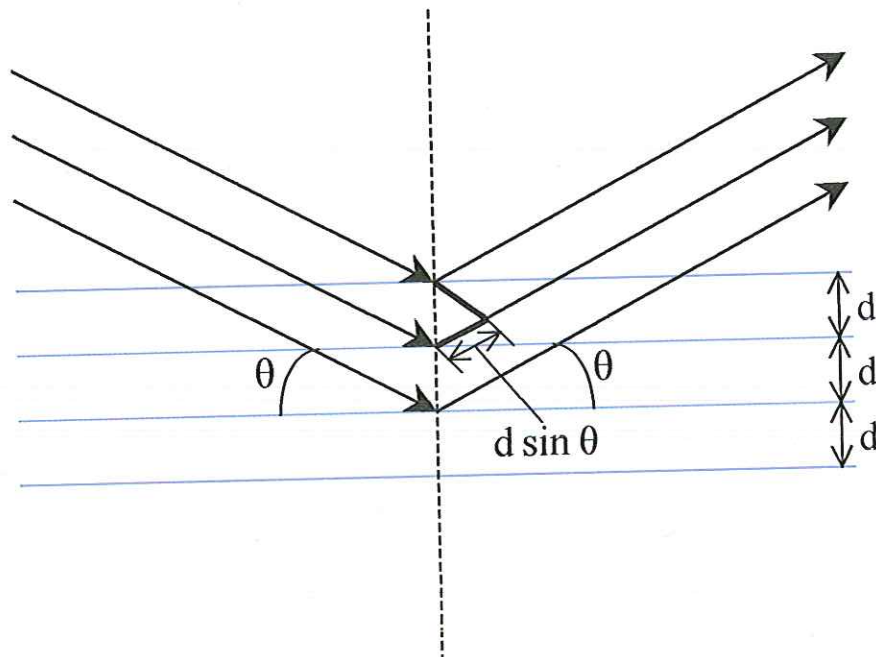


Fig. 4.1 – Reflexão de Bragg de uma onda plana numa estrutura periódica.

Para que a frente de onda mantenha sua coerência de fase e evite uma interferência destrutiva, o comprimento dos caminhos das sucessivas reflexões deve diferir de um número inteiro de comprimentos de onda. Assim, por meio de considerações geométricas obtém-se a relação dada por:

$$2d \sin \theta = m\lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (4.1)$$

onde θ é o ângulo formado pelo raio incidente e o refletor, λ é o comprimento de onda no meio e m é a ordem da rede. Para adaptar a relação de Bragg para o caso de uma reflexão de 180° em uma rede de difração, toma-se a distância d igual ao período da rede Λ , o comprimento de onda no meio λ igual a λ_0/n_g , onde n_g é o índice de refração efetivo para o modo de interesse, e considera-se θ igual a 90° (incidência normal da luz na rede). Assim, a relação de Bragg torna-se:

$$2\Lambda = m \frac{\lambda_0}{n_g} \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (4.2)$$

O comprimento de onda que será refletido em 180° pela rede será, portanto:

$$\lambda_0 = \frac{2\Lambda n_g}{m} \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (4.3)$$

De forma análoga, uma onda plana incidente em uma rede de difração inscrita em uma fibra óptica, com um ângulo θ_1 pode ter seu ângulo de difração, θ_2 , descrito da seguinte forma:

$$n \sin \theta_2 = n \sin \theta_1 + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (4.4)$$

onde n é o índice de refração do meio, θ_2 é o ângulo da onda difratada e m é um número inteiro que determina a ordem da rede de difração. A Fig. 4.2 mostra a difração de uma onda plana em redes de difração de ordem -1 e 0. A Equação (4.4) fornece a direção θ_2 da onda difratada e pode determinar o comprimento de onda no qual a rede de difração atua mais eficientemente no acoplamento de dois modos propagantes na fibra.

Redes de Bragg em fibra são comumente classificadas em dois tipos: 1) Redes de Bragg de período curto (ou redes de Bragg de reflexão), onde o acoplamento ocorre entre os modos que se propagam em direções opostas, e 2) Redes de Bragg de período longo (ou redes de Bragg de transmissão), onde o acoplamento ocorre entre os modos que se propagam na mesma direção. Neste trabalho será utilizada a denominação de Redes de Bragg para as redes de período curto e Redes de transmissão para as redes de período longo. Esta denominação é a mais utilizada no meio acadêmico e comercial. Usualmente, as redes de Bragg em fibras são redes de primeira ordem, ou seja, $m = -1$.

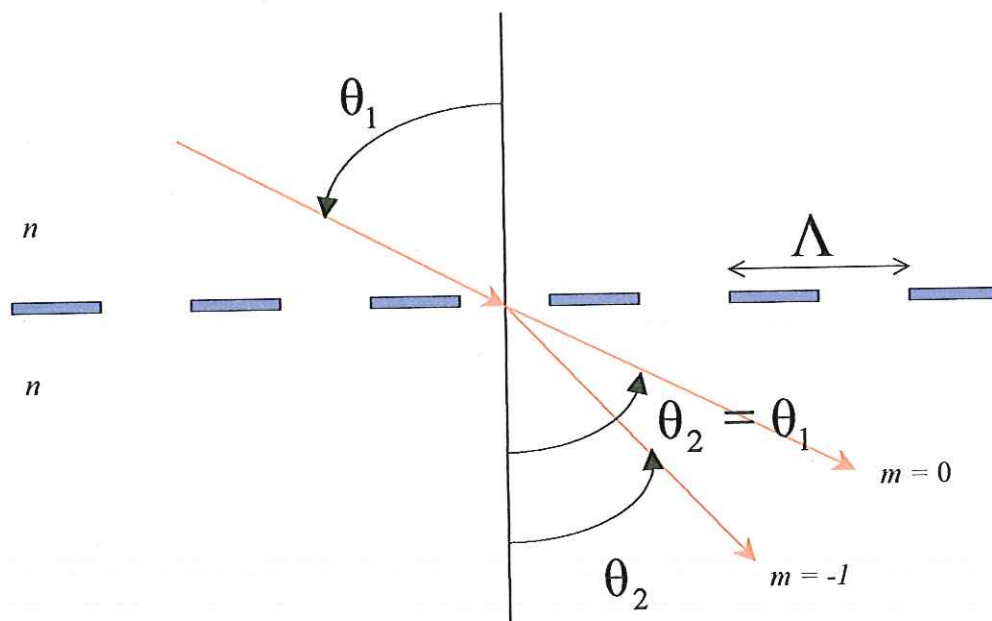


Fig. 4.2 – Difração de uma onda plana em uma rede de difração de ordem -1 e 0.

A constante de propagação do modo que se propaga na fibra pode ser escrita como $\beta = (2\pi/\lambda)n_{\text{eff}}$, onde $n_{\text{eff}} = n_{\text{núcleo}} \sin\theta$. Utilizando esta relação, a Equação (4.4) reduz-se a:

$$\beta_2 = \beta_1 + m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (4.5)$$

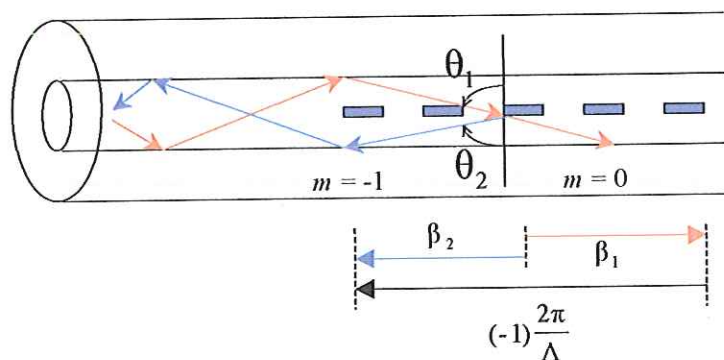
A Fig. 4.3 (a) ilustra a reflexão do modo β_1 que incide na rede de difração com um ângulo θ_1 e sofre um decréscimo de $-2\pi/\Lambda$ na sua constante de propagação ($m = -1$). Esta reflexão dá origem ao modo β_2 o qual se propaga na direção oposta a β_1 . A direção dos raios, tanto refletidos como difratados, é dada por θ_2 , a qual é obtida das Equações (4.4) e (4.5). Considerando $\beta_2 < 0$, encontra-se que o comprimento de onda onde ocorre o sincronismo do modo de índice efetivo $n_{\text{eff}1}$ sobre o modo de índice efetivo $n_{\text{eff}2}$ é:

$$\lambda = (n_{\text{eff}1} + n_{\text{eff}2})\Lambda \quad (4.6)$$

Se os dois modos forem idênticos, a Equação (4.6) resultará na relação $\lambda = 2n_{\text{eff}}\Lambda$ que é conhecida como comprimento de onda de ressonância de Bragg.

A Fig. 4.3 (b) ilustra a difração do modo β_1 que incide na rede de difração de períodos longos (rede de transmissão) com o ângulo θ_1 e sofre um decréscimo de $-2\pi/\Lambda$ na sua constante de propagação, ocorrendo o acoplamento co-direcional com o modo de casca β_2 . Considerando $\beta_2 > 0$ encontra-se que o comprimento de onda onde ocorre o sincronismo do modo de índice efetivo $n_{\text{eff}1}$ sobre o modo de índice efetivo $n_{\text{eff}2}$ é:

$$\lambda = (n_{\text{eff}1} - n_{\text{eff}2})\Lambda \quad (4.7)$$



(a)

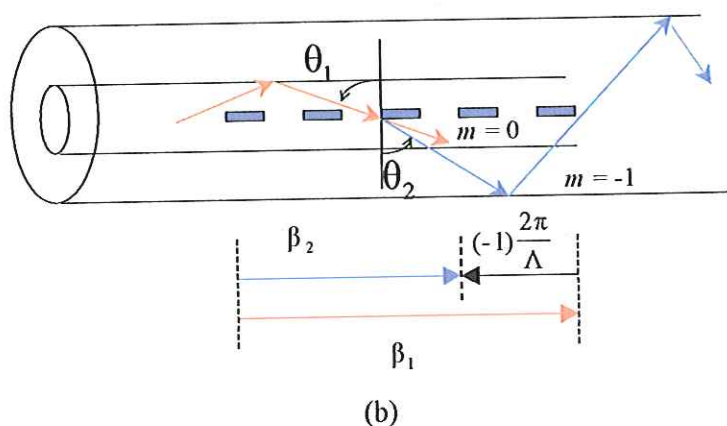


Fig. 4.3 – Ilustração da propagação dos raios ópticos (a) Reflexão do modo fundamental por meio de redes de Bragg período curto, (b) Acoplamento do modo fundamental com um modo que propaga-se na casca, por meio de redes de Bragg de Transmissão (redes de período longo).

4.3 Foto-sensibilidade em fibras ópticas

A formação de redes de Bragg em fibras ópticas é possível devido ao fenômeno da foto-sensibilidade que a sílica apresenta. Baseado neste fenômeno ocorre a alteração periódica no índice de refração do núcleo da fibra óptica quando exposto seletivamente à radiação ultravioleta (UV). A foto-sensibilidade em fibras foi utilizada pela primeira vez para a formação de redes permanentes por Hill *et al* em 1978 no Centro de Pesquisas em Comunicações do Canadá, CRC (*Canadian Communications Research Centre*), Ottawa, Ont., Canadá [4.1]. O experimento consistiu no lançamento da radiação de um laser de argônio em uma fibra óptica monomodo dopada com germânio onde observou-se que após alguns minutos houve um aumento da intensidade da luz refletida.

Existem evidências consideráveis [4.5][4.6] de que a foto-sensibilidade em fibras ópticas seja devida a formação de defeitos dentro do núcleo de sílica dopada com germânio. O germânio é adicionado à sílica a fim de aumentar o índice de refração e produzir o degrau de índice desejado na interface núcleo-casca. A concentração de germânio atinge tipicamente de 3 a 5% podendo ser ainda aumentada para melhorar a

foto-sensibilidade. A presença de átomos de germânio leva à formação de ligações com deficiência de oxigênio que agem como defeitos na matriz de sílica. A absorção de um único fóton com comprimento de onda de 244 nm vindo de um laser excimer, ou a absorção de 2 fótons de radiação de 488 nm de um laser de argônio, quebra estas ligações defeituosas e modifica o espectro de absorção. As mudanças resultantes no espectro de absorção $\Delta\alpha(\omega)$ são então acompanhadas por uma mudança correspondente no índice de refração por meio da relação de Kramers-Krönig [4.7]:

$$\Delta n(\omega') = \frac{c}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\Delta\alpha(\omega) d\omega}{\omega^2 - \omega'^2} \quad (4.8)$$

onde P é o valor principal da integral. Ainda que mudanças na absorção ocorram principalmente na região do ultravioleta, mudanças no índice de refração podem ocorrer na região do visível e do infravermelho. Tipicamente, a mudança no índice de refração é da ordem de 10^{-4} na região entre 1,3 e 1,6 μm , mas pode exceder 10^{-3} em fibras com alta concentração de germânio [4.8]. Vale ressaltar que, embora o modelo acima seja geralmente aceito para o entendimento do processo físico da foto-sensibilidade, o mecanismo exato ainda está longe de ser totalmente conhecido. As técnicas de fabricação de redes de Bragg em fibras são baseadas no efeito da foto-sensibilidade. Várias técnicas, cada qual com seus procedimentos próprios, foram desenvolvidas. Historicamente, redes de Bragg foram primeiramente fabricadas utilizando o método do feixe direto e técnicas de holografia. Entretanto, ambos métodos foram substituídos pelo método fotolitográfico de máscara [4.1]. Esta técnica será descrita abaixo.

4.4 Método fotolitográfico de máscara

No método fotolitográfico de máscara a variação periódica no índice de refração é obtida por meio da exposição da fibra óptica a uma distribuição periódica de intensidade de um laser UV. Esta distribuição periódica de intensidade é obtida utilizando-se uma máscara de fase como ilustra a Fig. 4.4 [4.9]. Esta técnica é possível porque a casca da fibra óptica é transparente à luz ultravioleta, enquanto que o núcleo

apresenta sensibilidade. A máscara de fase age como uma rede mestra que é transferida para a fibra através de fotolitografia. Esta máscara de fase consiste de um guia planar de sílica que é transparente à luz ultravioleta. Utiliza-se, então, técnicas fotolitográficas para gravação de um padrão periódico o qual aproxima-se do perfil de uma onda quadrada.

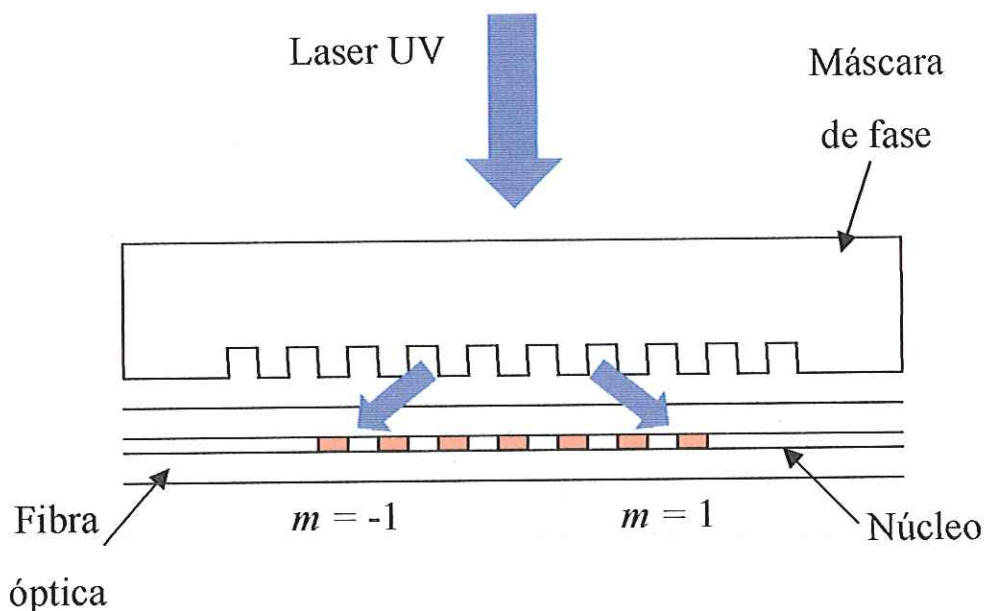


Fig. 4.4 – Esquema utilizado pelo método fotolitográfico de máscara. Utiliza-se uma máscara de fase para expor a fibra a uma distribuição periódica de intensidade de um laser UV.

Como mostra a Fig. 4.4, a luz UV incide perpendicularmente na máscara de fase e é difratada pelas corrugações periódicas nela formada. Normalmente, a maior parte da energia luminosa difratada por este tipo de rede de difração está contida nas ordens de difração 0, +1 e -1. Entretanto, estas máscaras são projetadas para suprimir a energia luminosa difratada na ordem de difração igual a zero. A supressão da energia luminosa difratada na ordem zero é obtida pelo controle da profundidade das corrugações da máscara. Na prática, a quantidade de energia luminosa para a ordem zero pode ser reduzida para menos de 5%, com aproximadamente 40% do total de energia luminosa sendo dividida igualmente entre as ordens ± 1 . A interferência dos raios difratados para as ordens ± 1 produzem um padrão periódico que é foto-impresso na fibra. Se o período

da máscara de fase é Λ_{mask} o período da variação do índice de refração que foi foto-impresso na fibra será $\Lambda_{\text{mask}}/2$. O período foto-impresso na fibra é independente do comprimento de onda do laser UV que incide na máscara de fase, entretanto, a profundidade da corrugação da máscara para obter a redução da difração de ordem zero é função do comprimento de onda e dispersão óptica da sílica.

Este método é relativamente fácil e largamente utilizado, pois simplifica o processo de fabricação de redes de Bragg e propicia a fabricação de redes de alta performance. Em comparação com a técnica holográfica, a técnica da máscara de fase aceita a utilização de laser UV de menor coerência temporal e espacial, já que o período da rede não depende do comprimento de onda do laser.

A utilização da técnica da máscara de fase não resulta unicamente em dispositivos com alta performance, resulta também numa flexibilidade muito grande na fabricação de redes de Bragg com controle na resposta espectral. Isto possibilita a fabricação a um custo menor de redes com periodicidade variável (redes *chirped*), redes com variação da profundidade de modulação do índice de refração (redes apodizadas) e redes com perfil inclinado (redes Blazed).

Diversas variações da técnica básica têm sido usadas para fabricar tais redes de uma maneira mais eficiente. Um caminho efetivo para aumentar a foto-sensibilidade da fibra, e assim aumentar a variação do índice de refração, é tratar a fibra com hidrogênio sobre alta pressão em temperatura ambiente. Após a fibra ser mantida numa câmara sobre uma pressão de 10 Mpa por duas semanas, a exposição a radiação UV pode induzir uma variação no índice de refração maior que 10^{-3} [4.10].

Foi reportado por Erdogan *et al* [4.11] em 1994 que a variação periódica foto-induzida do índice de refração pode ser estabilizada pelo processo de cozimento da fibra a uma alta temperatura. Isto ocorre porque a variação foto-induzida do índice de refração, como já foi dito, decorre de defeitos da matriz da sílica. A variação foto-induzida do índice de refração decai termicamente no decorrer do tempo, mas este decaimento pode ser removido pela cura da FBG a uma temperatura de 100° [4.11]. Todavia, o comprimento de onda onde ocorre a ressonância de Bragg altera-se da ordem de $0,1 \text{ nm}^\circ\text{C}$ devido à dependência de temperatura do índice de refração da sílica. Esta dependência pode ser compensada utilizando técnicas especiais de encapsulamento que consistem na aplicação de um estresse sobre a fibra [4.2].

4.5 Tipos de redes de Bragg

A evolução no processo de manufatura das redes de Bragg tornou possível a exploração de uma das características mais atrativas neste tipo de dispositivo que é a flexibilidade no controle da resposta espectral das redes de difração [4.1]. O controle da resposta espectral é realizado por meio da variação do perfil de modulação do índice de refração. Este perfil pode ter seus aspectos físicos alterados com a variação de parâmetros como fase, profundidade, período e função matemática que comanda a variação deste perfil. Por simplicidade supõe-se que a perturbação que o índice de refração da fibra óptica sofreu pode ser expresso pela Equação (4.10) [4.12]:

$$\delta n_{\text{eff}} = \overline{\delta n_{\text{eff}}}(z) \left\{ 1 + m \cos \left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \phi(z) \right) \right\} \quad (4.10)$$

onde $\overline{\delta n_{\text{eff}}}(z)$ é a variação média dc do índice de refração sobre o período da rede, m é o parâmetro que representa o contraste, o qual é determinado pela visibilidade do padrão de franja do laser UV, Λ é o período da rede e $\phi(z)$ é a função que descreve o *chirp*, ou seja, as variações do período ao longo da rede. Se a fibra possui perfil de índice de refração tipo degrau com variação de índice de refração induzido no núcleo $\delta n_{\text{co}}(z)$, então se supõe que a perturbação que o índice de refração da fibra sofreu, $\delta n_{\text{eff}}(z)$, é dado por $\delta n_{\text{eff}} \approx \Gamma \delta n_{\text{co}}$, onde Γ é o fator de confinamento para o modo de interesse. Para fibras monomodo, que é caso do presente estudo, o fator de confinamento pode ser obtido por meio da integral de sobreposição representada pela Equação (4.11) proveniente de [4.13]:

$$\Gamma = \frac{\int_0^a |E_x|^2 \rho \, d\rho}{\int_0^\infty |E_x|^2 \rho \, d\rho} = 1 - \exp(-2a^2/w^2) \quad (4.11)$$

onde a é o raio do núcleo da fibra, E_x é o campo elétrico transversal, ρ é a distância radial utilizando como referencial o centro do núcleo da fibra óptica e w é o raio do perfil de campo elétrico medido na posição e^{-1} da distribuição de campo. O perfil de campo elétrico é normalmente aproximado por uma função Gaussiana [4.13].

Baseados nos parâmetros descritos acima, pode-se identificar as variações dos tipos de redes de Bragg mais utilizadas. As principais características que diferenciam os tipos de rede de Bragg são a variação do período ou a inclinação entre o plano da rede e o eixo da fibra. A seguir são brevemente ilustrados os principais tipos de redes de Bragg e suas respectivas aplicações.

4.5.1 Redes Uniformes

Redes uniformes consistem em redes de difração com modulação periódica do índice de refração do núcleo da fibra e período constante. Estas redes são a forma mais simples de redes de Bragg, podendo apresentar geometria senoidal ou quadrática. Podem ser empregadas isoladamente para compensar dispersão modal na transmissão óptica ou em combinação com outras redes uniformes para atuar como filtros ópticos em sistemas ópticos de comunicação. Este tipo de rede apresenta uma boa resposta espectral (muito estreita) no comprimento de onda que satisfaz a condição de ressonância de Bragg, possuindo uma largura de banda normalizada ($\Delta\lambda/\lambda$) entre 0,1 e 10^{-4} [4.12]. Porém, não são utilizadas em sistemas DWDM por que apresentam picos de reflexão em ambos os lados do comprimento de onda central, formando lóbulos laterais que interferem nos sinais transmitidos nos comprimentos de onda adjacentes. O efeito direto é o aumento do espaçamento entre os canais adjacentes, causando diminuição na quantidade de canais do sistema.

4.5.2 Redes Blazed

Uma rede tipo Blazed é ilustrada na Fig. 4.5. Observe que seu plano é inclinado em relação ao eixo da fibra, possuindo um perfil assimétrico. Este tipo de rede possui a característica de causar certa preferência nas ordens de difração que irão receber maior quantidade de energia óptica [4.14]. Redes Blazed são largamente empregadas na manufatura de instrumentos científicos como espectrômetros e lasers sintonizáveis [4.14]. Na área de comunicações ópticas a principal característica utilizada deste tipo de rede é a propriedade de acoplar energia luminosa para fora do núcleo da fibra. Este recurso pode ser utilizado para melhorar o espectro de ganho de amplificadores ópticos dopados com Érbio, EDFA (*Erbium Doped Fiber Amplifier*) [4.3][4.12].

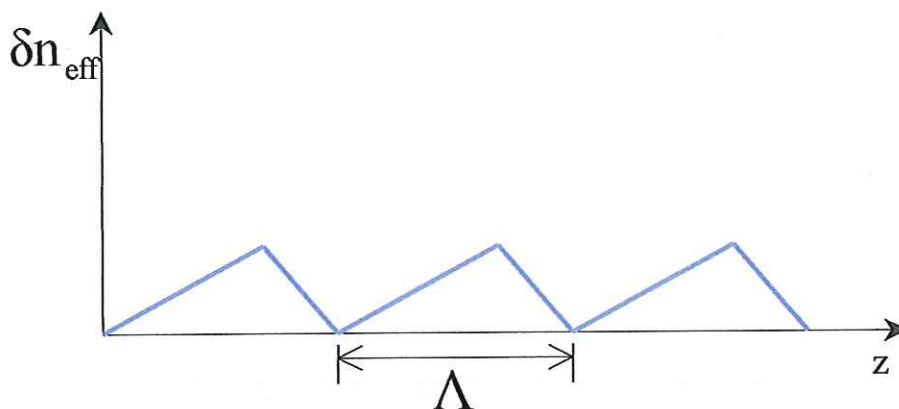


Fig. 4.5 – Perfil de índice de refração de uma rede Blazed. Neste tipo de rede o plano da rede está inclinado em relação ao plano da fibra óptica.

4.5.3 Redes Chirped

Redes *chirped* se caracterizam por não apresentarem período uniforme ao longo de seu comprimento. Portanto, este tipo de rede pode ser utilizada em aplicações onde seja necessária a variação do período. O período de redes *chirped* pode ter variação linear, quadrática, simétrica e pode até mesmo aumentar ou diminuir tendo um ponto no meio da

rede como referência. A principal aplicação de redes *chirped* é a compensação da dispersão nos sistemas de transmissão óptica [4.15]. A dispersão causa uma degradação nos pulsos ópticos alterando sua forma como resultado da diferença na velocidade de propagação (i.e., do índice de refração) para diversos componentes espectrais que compõem o pulso. A transformada de Fourier de um pulso fornece seu espectro de frequência [4.16]. Neste espectro, cada comprimento de onda viajará em velocidade diferente, o que acarretará numa mudança na forma temporal do pulso. Geralmente, os pulsos ópticos se alargam, diminuindo a capacidade do sistema em identifica-los corretamente devido à interferência inter-símbolos. Para resolver este problema, utiliza-se redes *chirped* como compensadores de dispersão. Estes compensadores são filtros ópticos com uma dispersão inversa à das fibras utilizadas para restaurar a forma do pulso óptico [4.3]. O princípio básico destes dispositivos é o de estabelecer um caminho óptico diferente para diferentes comprimentos de onda presentes no filtro, de modo que cada comprimento de onda demore um tempo diferente para percorrer o dispositivo. Este tempo é tal que permite o cancelamento da dispersão sofrida pelo sinal óptico ao percorrer a fibra.

A Fig. 4.6 mostra uma rede *chirped* com comprimento L_g e uma largura de banda $\Delta\lambda_{chirp}$ devido ao *chirp*. O *chirp* no período pode ser relacionado à largura de banda do sinal refletido pela rede da seguinte forma [4.3]:

$$\Delta\lambda_{chirp} = 2n_{eff} (\Lambda_{longo} - \Lambda_{curto}) = 2n_{eff} \Delta\Lambda_{chirp} \quad (4.12)$$

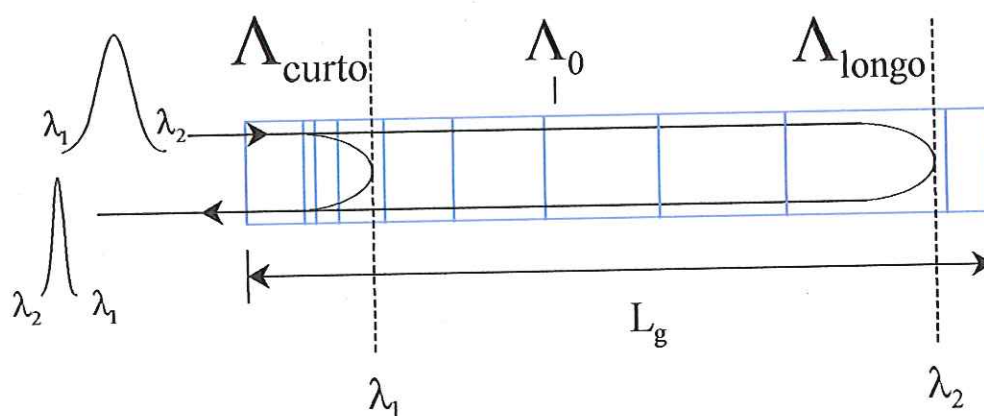


Fig. 4.6 – Rede *chirped* de comprimento L_g com variação linear do período. Cada componente espectral é refletida pelo período que satisfaz a condição de ressonância de Bragg.

4.5.4 Redes Apodizadas

Redes apodizadas são caracterizadas por apresentarem variação da profundidade da modulação do índice de refração. Este tipo de rede é muito utilizada em aplicações DWDM, pois não apresentam picos de reflexão em torno do comprimento de onda central como as redes uniformes. Este tipo de rede causa uma supressão de 30 a 40 dB nos lóbulos laterais quando comparadas às redes uniformes [4.1][4.2]. Para se obter a variação da profundidade da modulação do índice de refração adequada são utilizadas funções matemáticas que eliminem estes picos de reflexão. A Fig. 4.7 (a) ilustra o perfil da modulação do índice de refração de uma rede com apodização Gaussiana ao longo da fibra. A Fig. 4.7 (b) ilustra somente o contorno do perfil de apodização das funções seno, *raised* seno e Blackman.

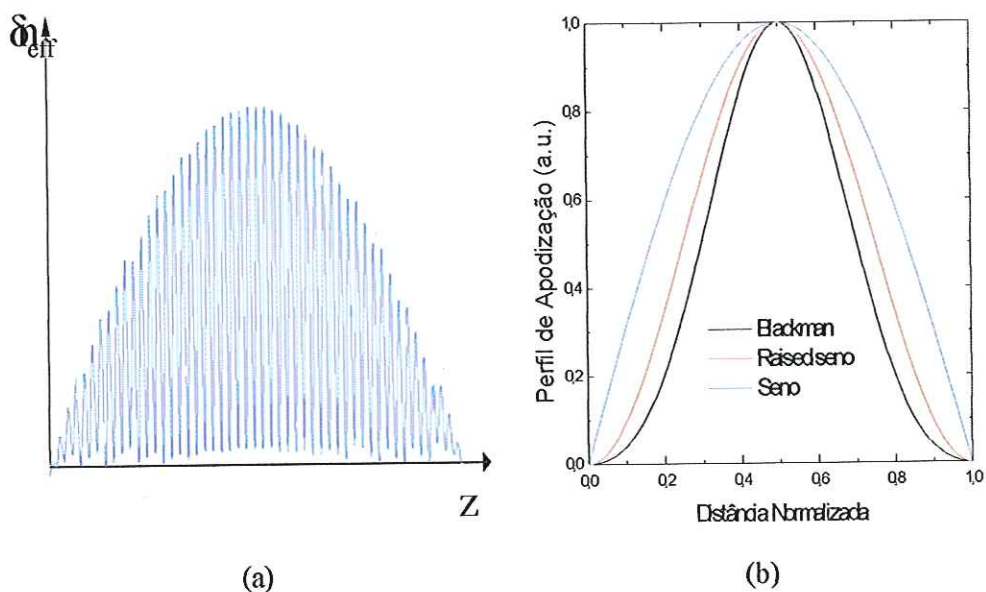


Fig. 4.7 – Perfis de modulação do índice de refração. (a) Perfil com apodização Gaussiana. (b) Contorno dos perfis de apodização seno, *raised* seno e Blackman.

4.6 Filtros ópticos com redes de Bragg

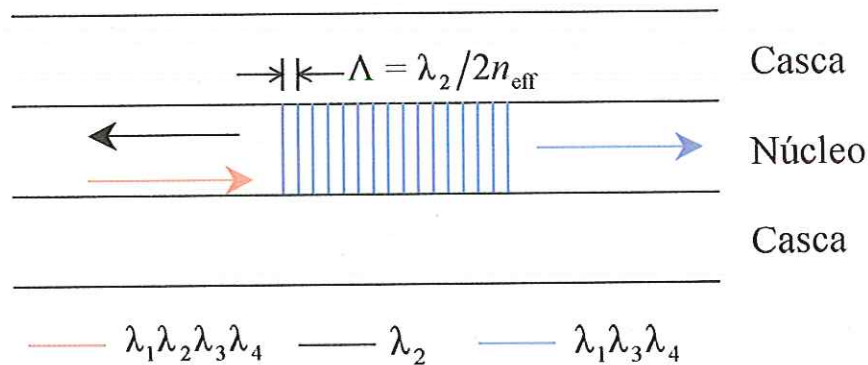
Como foi demonstrado, redes de Bragg em fibras ópticas são essencialmente filtros de reflexão, ou seja, refletem o comprimento de onda que satisfaz a condição de ressonância de Bragg dada pela Equação (4.3). Muitos dispositivos seletivos em comprimento de onda utilizados nas aplicações DWDM baseiam-se nas propriedades das redes de Bragg em fibra. Estes dispositivos podem apresentar várias configurações, inclusive com a utilização de outros componentes para obter a funcionalidade requerida ao dispositivo. Dispositivos como de/multiplexers, filtros e OADMs utilizam a tecnologia das FGB [4.18]. Nesta secção serão discutidos alguns dispositivos seletivos em comprimento de onda, com uma análise mais detalhada dos OADMs devido à atual necessidade do desenvolvimento destes dispositivos.

A Fig. 4.8 (a) ilustra o tipo mais simples de filtro óptico utilizando FBG. Neste dispositivo, a rede de Bragg foi projetada para refletir o comprimento de onda λ_2 , enquanto que os comprimentos de onda restantes são transmitidos sem sofrer

perturbações. Este tipo de filtro óptico possui sua largura de banda de reflexão dada aproximadamente pela equação abaixo [4.19]:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = N \quad (4.13)$$

onde λ é o comprimento de onda que satisfaz a condição de ressonância de Bragg, $\Delta\lambda$ é a largura de banda óptica (largura de banda medida em 3 dB de potência óptica) e N é o número de períodos da rede, ou seja, $N = L/\Lambda$ onde L é o comprimento da rede e Λ é o período da rede. A Fig. 4.8 (b) ilustra como o sinal refletido pela rede pode ser retirado do enlace óptico com o auxílio de um circulador. O sinal óptico contendo todos os comprimentos de onda entra no circulador pela porta 1 sendo direcionado para a porta 2. Nesta porta os comprimentos de onda que não satisfazem a condição de ressonância de Bragg são transmitidos sem interferência. Entretanto, o comprimento de onda que satisfaz a condição de ressonância de Bragg é refletido no sentido do circulador. Assim, o circulador atua fazendo o direcionamento do comprimento de onda λ_2 refletido da porta 2 para porta 3.



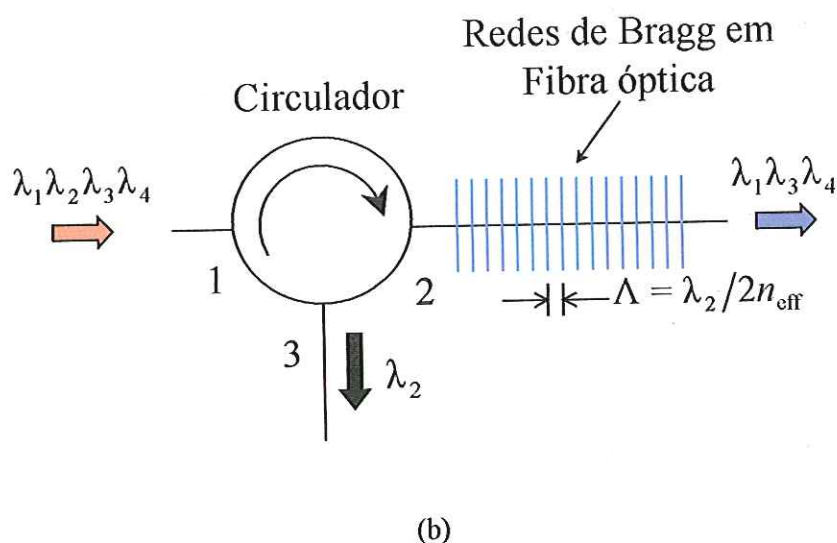


Fig. 4.8 – (a) Filtro óptico onde o comprimento de onda que satisfaz a condição de ressonância de Bragg é refletido. (b) Filtro óptico - O sinal refletido pela rede é retirado do enlace óptico utilizando-se um circulador.

Existem diversos OADMs baseados no acoplamento entre duas fibras ópticas assistido por redes de Bragg [4.20][4.21][4.22]. Estes dispositivos apresentam a característica de possuírem toda sua geometria baseada em fibras ópticas, suprimindo a necessidade de outros componentes como circuladores ou polarizadores. A Fig. 4.9 ilustra um OADM proposto por Dong *et al* [4.20] em 1996. Este dispositivo é composto por duas fibras polidas formando um acoplador direcional. Neste tipo de acoplador a transferência de potência entre as fibras resulta da sobreposição dos campos evanescentes dos modos propagantes. Entretanto, não ocorre a transferência de potência se as constantes de propagação de cada modo (β_1 e β_2 - constante de propagação do modo fundamental na fibra 1 e fibra 2, respectivamente) estiverem fora de sincronismo. Uma das maneiras de realizar o sincronismo das constantes de propagação é a utilização de redes de difração. Utilizando a Equação (4.14) obtém-se o período (Λ) da rede de difração para que ocorra o acoplamento do modo fundamental β_1 da fibra 1 com o modo fundamental β_2 da fibra 2 no comprimento de onda λ_2 :

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\beta_1 + \beta_2} \quad (4.14)$$

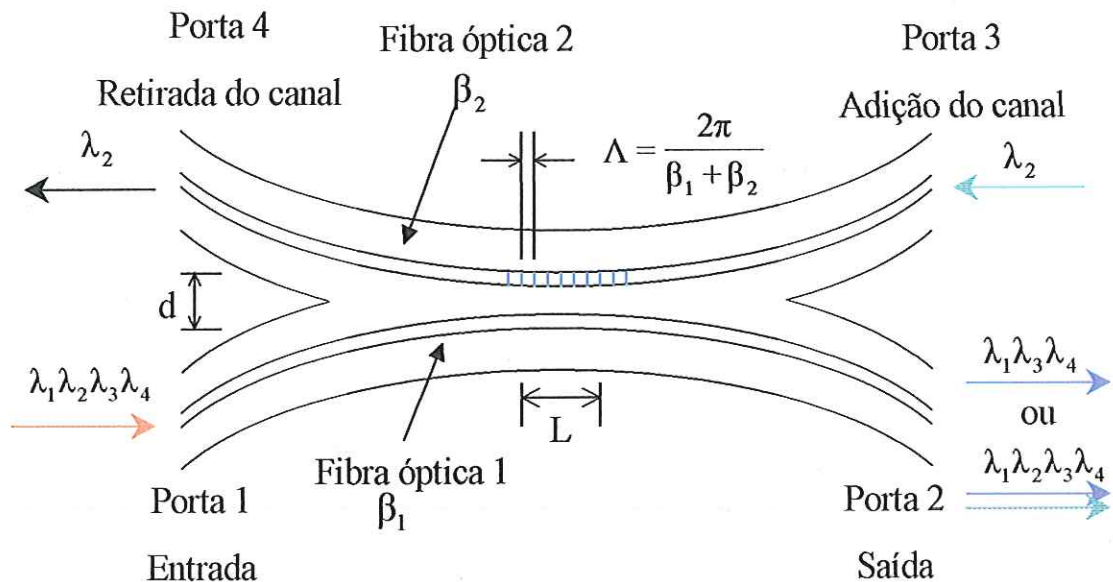


Fig. 4.9 – OADM baseado no acoplamento de fibras ópticas assimétricas assistido por rede de difração proposto por Dong *et al* [4.20].

Se a condição de acoplamento for satisfeita, haverá a retirada do canal na porta 4. A adição de outro canal com o mesmo comprimento de onda pode ser realizado por meio da porta 3. Assim, na saída do dispositivo (porta 2) poderá haver quatro canais quando um canal for adicionado ou apenas 3 canais se não houver a adição. Para um dispositivo com esta configuração e com rede de difração de 15 mm e separação entre os núcleos das fibras $d=4 \mu\text{m}$, obteve-se um comprimento efetivo de interação L de 3 mm (ver Fig. 4.9), com 99 % de eficiência de acoplamento e perdas de retorno maiores que 20 dB.

Baumann *et al* propuseram em 1996 [4.21] um dispositivo OADM composto por duas fibras ópticas polidas formando um acoplador direcional. Entretanto, neste dispositivo há redes de difração nas duas fibras. As redes de difração são projetadas para

serem idênticas em comprimento, período e refletividade. A Fig. 4.10 ilustra este dispositivo. Nesta configuração, os comprimentos de onda que entram pela porta 1 e não satisfazem a condição de ressonância de Bragg possuem toda sua energia acoplada para a porta 4 (eficiência de acoplamento de 99 %). Entretanto, o dispositivo é projetado para que o comprimento de onda que satisfaça a condição de ressonância de Bragg seja refletido para a porta 3.

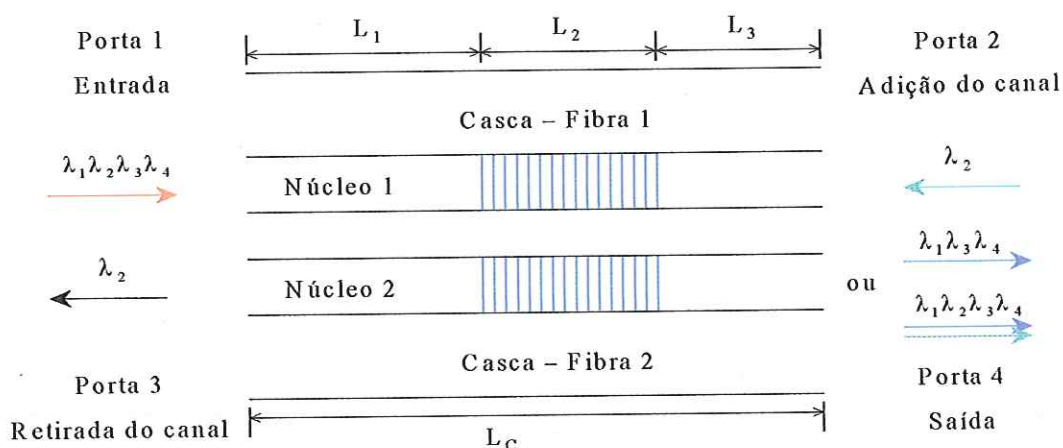


Fig. 4.10 – OADM baseado no acoplamento de fibras ópticas utilizando rede de difração simétricas proposto por Baumann *et al* [4.21].

Utilizando-se os parâmetros $L_1 = 4,7$ mm, $L_2 = 2,5$ mm, $L_3 = 2,8$ mm (ver Fig. 4.10), obteve-se um dispositivo com perdas de retorno maiores que 30 dB e largura de banda $\Delta\lambda$ igual a 1,2 nm. Entretanto, as perdas de inserção apresentadas por este dispositivo mostraram-se muito elevadas, em torno de 7 dB. Isto ocorre devido à longa, porém imperfeita, região de acoplamento.

Outra alternativa é a utilização de dispositivos com configuração Mach-Zehnder [4.18][4.19]. Este tipo de dispositivo, que foi primeiramente proposto por Johnson *et al* em 1987 [4.22], é ilustrado na Fig. 4.11.

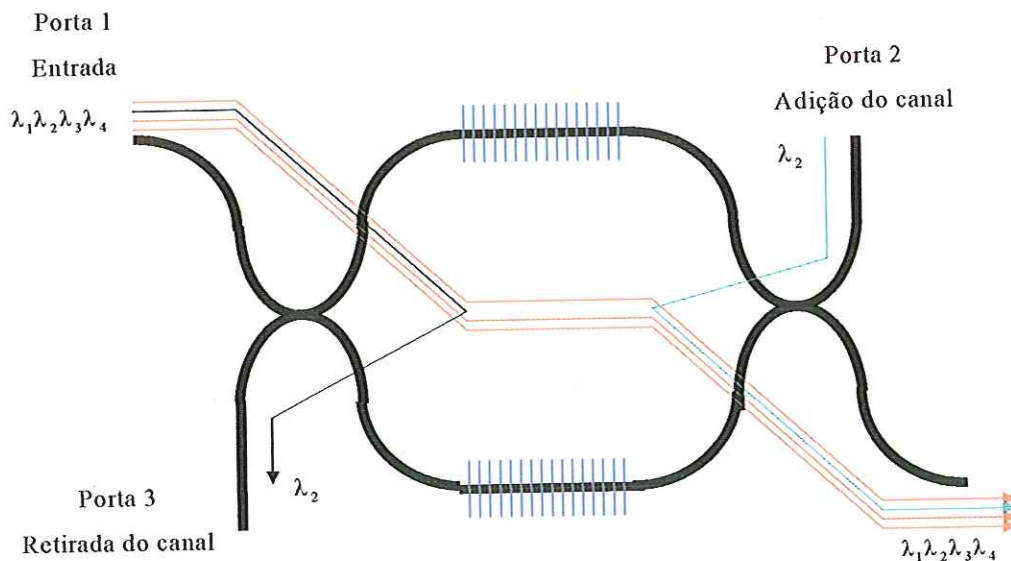


Fig. 4.11 – OADM com configuração Mach-Zehnder [4.18][4.19].

Sua geometria consiste de dois braços formados por fibras com redes de Bragg. O sinal que chega na porta 1 é dividido igualmente entre os dois braços pelo acoplador de 3 dB, e o comprimento de onda que satisfizer a condição de Bragg será refletido nos dois braços do dispositivo. As redes de Bragg nos dois braços são projetadas para refletir o mesmo comprimento de onda. O comprimento de onda refletido é retirado na porta 3. Outro canal com o mesmo comprimento de onda do canal retirado pode ser inserido na porta 2. Atualmente, dispositivos OADMs comerciais baseados na tecnologia de redes de Bragg em fibras ópticas na configuração Mach-Zehnder apresentam perdas de inserção de 0,5 dB, perdas de retorno maiores que 40 dB e largura de banda $\Delta\lambda$ menor que 0,8 e 0,2 nm (para sistemas com espaçamento de 200 GHz e 100 GHz, respectivamente) [4.22].

Os modelos de filtros ópticos analisados até o presente momento utilizam as redes de Bragg como refletores, atuando basicamente como filtros de reflexão para o comprimento de onda que satisfaz a condição de ressonância de Bragg. Entretanto, para viabilizar outros tipos de filtros ópticos como filtros de transmissão de faixa estreita e filtros passa-faixa, foi demonstrado por Alferness *et al* em 1986 [4.23] a inclusão de uma

região de defasagem de $\pi/2$ no centro da rede de Bragg, como ilustra a Fig. 4.12. Este tipo de configuração é conhecido como DBR (Duplo Refletor de Bragg).

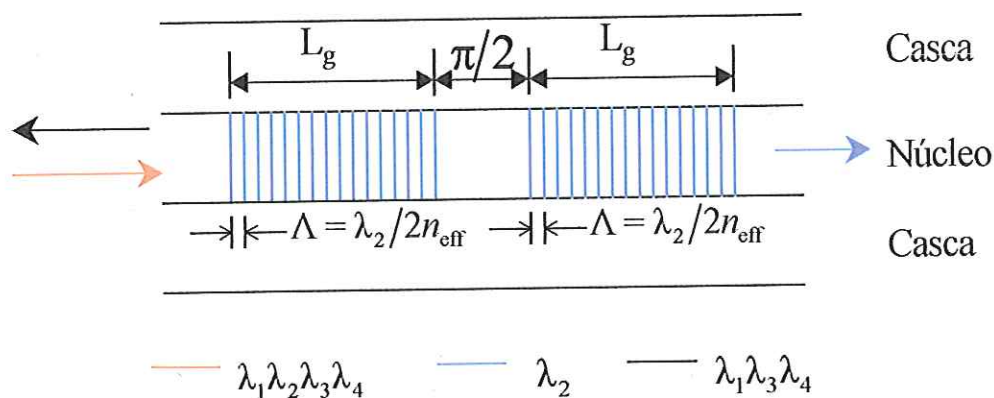


Fig. 4.12 – Estrutura formando um DBR (Duplo Refletor de Bragg) com a inclusão de uma defasagem de $\pi/2$ no centro da rede de Bragg.

A introdução da defasagem $\pi/2$ no centro da rede de Bragg abre um pico de transmissão no centro do espectro de reflexão da rede de Bragg. Este pico de transmissão caracteriza-se por ser muito estreito e confere ao filtro uma alta razão de extinção [4.24]. A razão de extinção, neste caso, é a diferença de atenuação entre o comprimento de onda transmitido e os comprimentos de onda rejeitados. Os parâmetros de análise deste tipo de estrutura são largura de banda de rejeição, largura de banda de transmissão e perdas no comprimento de onda transmitido [4.23]. Filtros com a configuração DBR estão sendo largamente empregados em redes ópticas passivas WDM para serviços de *broadcast* [4.25][4.26][4.27]. Neste tipo de rede a largura de banda apresentada pelos filtros DBR varia de 0,1 Å a 0,5 Å. Larguras de banda desta magnitude são proporcionadas pela evolução dos métodos de fabricação de redes de Bragg em fibra óptica. Verificou-se na literatura um filtro DBR com comprimento de seção de rede de Bragg L_g de 4 mm e máxima variação de índice de refração de 4×10^{-4} que apresentou largura de banda de 0,11 Å e 0,46 nm de largura de banda de rejeição [4.28]. Também foi observado que num experimento com o emprego de seções de rede de Bragg da ordem de 4 cm com um forte grau de acoplamento, obteve-se uma largura de banda de 0,008 Å [4.29]

A seguir é ilustrado o projeto do DBR. Este projeto caracteriza-se pela simplicidade, o que o torna muito funcional no desenvolvimento de dispositivos que empregam a configuração DBR.

4.7 Projeto da estrutura DBR

Filtros ópticos utilizando DBR são dispositivos de grande interesse em sistemas DWDM pois são úteis em aplicações como seleção de canais e rejeição do ruído devido à emissão espontânea em amplificadores ópticos, ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) [4.30][4.31][4.32].

A característica de transmissão do sinal óptico destes dispositivos com uma largura de banda estreita, na ordem de menos que 1 Å [4.30][4.31] habilita este tipo de filtro para aplicações como a proposta neste trabalho. Visto que em redes de acesso como as redes ópticas passivas WDM a largura de banda requerida por canal não excede este valor.

O projeto da estrutura DBR consiste na determinação do comprimento L_g das seções de redes de Bragg e na determinação do comprimento da seção de defasagem, L_s , para a obtenção da defasagem de $\pi/2$. O comprimento da região de defasagem $\pi/2$ pode ser obtido A razão de extinção, neste caso, é a diferença de atenuação entre o comprimento de onda transmitido e os comprimentos de onda rejeitados. Equação (4.15) [4.14]:

$$\theta = \beta L_s \quad (4.15)$$

onde θ representa a fase do modo que se propaga, β é a constante de propagação longitudinal do modo e L_s é o comprimento da região de defasagem. Pode-se escrever a constante de propagação β utilizando-se a relação do índice efetivo [4.14]:

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0} \quad (4.16)$$

onde n_{eff} é o índice efetivo do modo e k_0 é o número de onda dado por $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, sendo λ_0 o comprimento de onda no espaço livre. Após pequenas manipulações matemáticas encontra-se o comprimento da região de defasagem L_s , o qual é dado por:

$$L_s = m \frac{\lambda_0}{4n_{\text{eff}}}, \quad m = n^\circ \text{ ímpar}, \dots, \quad (4.17)$$

O comprimento de onda que satisfizer a Equação (4.17) será o comprimento de onda transmitido pelo dispositivo. A transmissão ocorre devido ao efeito de ressonância na cavidade formada entre as redes de Bragg. A natureza física desta ressonância é similar ao que ocorre num ressoador Fabry-Perot, ou seja, o comprimento de onda que satisfizer a Equação (4.17) sofrerá várias reflexões dentro da cavidade ressonante, e por meio destas reflexões sucessivas, haverá um acúmulo de energia dentro da cavidade. Após ocorrer um acúmulo de energia suficiente para que o comprimento de onda supere a refletividade das redes de Bragg, haverá a transmissão deste comprimento de onda.

Neste trabalho é empregado o aplicativo FOGS-BG[®] (*Fiber Optical Grating Simulator for Bragg Grating*) [4.33] para o projeto e análise da estrutura DBR. Este aplicativo é destinado especificamente ao projeto e análise de redes de Bragg em fibras ópticas, apresentando uma excelente interface gráfica que facilita e enriquece a análise dos resultados obtido. Os resultados obtidos nas simulações baseiam-se na teoria dos modos acoplados que podem ser resolvidos por meio de integração numérica ou por meio de soluções matriciais. O aplicativo FOGS-BG[®] é descrito no Apêndice B.

4.8 Sumário

Neste capítulo foram abordadas as principais características das redes de Bragg em fibras ópticas. Foi ilustrado o efeito da foto-sensibilidade, que apesar de possuir um modelo aceito para explicar seus efeitos, ainda não é um fenômeno totalmente esclarecido. Foram comentadas as formas de fabricação de redes de Bragg em fibras ópticas, com ênfase no método fotolitográfico de máscara que constitui-se no método mais adequado para as atuais aplicações de FBG. Foram apresentados os principais tipos de redes de Bragg utilizadas em comunicações ópticas e foram analisadas algumas configurações de filtros ópticos. Finalmente, foi abordado o projeto da estrutura DBR empregada no dispositivo.

Capítulo 5

Guias de onda ARROW

5.1 Introdução

O guia de onda óptico é responsável pela transmissão dos sinais ópticos em um circuito opto-integrado e pela interface óptica com a fibra óptica ou com outro guia de onda. As principais características que o guia de onda deve apresentar são baixas perdas de propagação e facilidade de integração com elementos eletrônicos no mesmo substrato. Um guia de onda que satisfaz estas características é o guia de onda óptico de reflexão anti-ressonante, ou guia de onda ARROW (*Antiresonant Reflecting Optical Waveguide*), originalmente proposto por Duguay *et al* em 1986 [5.1]. Este tipo de guia de onda é constituído de materiais de baixo índice de refração (sílica, por exemplo) crescido sobre um substrato semiconductor. Além da característica de perdas baixíssimas de propagação, os guias de onda ARROW apresentam as seguintes características: propagação efetivamente monomodo para um tamanho do núcleo relativamente grande, facilitando conexões eficientes com fibras ópticas monomodo, alto grau de confinamento da luz no núcleo, seletividade quanto à polarização e comprimento de onda, fácil processo de fabricação e tolerância em relação a variação da espessura das camadas [5.2][5.3][5.4]. A Fig. 5.1 ilustra o guia de onda ARROW proposto por Jiang *et al* em 1989 [5.2].

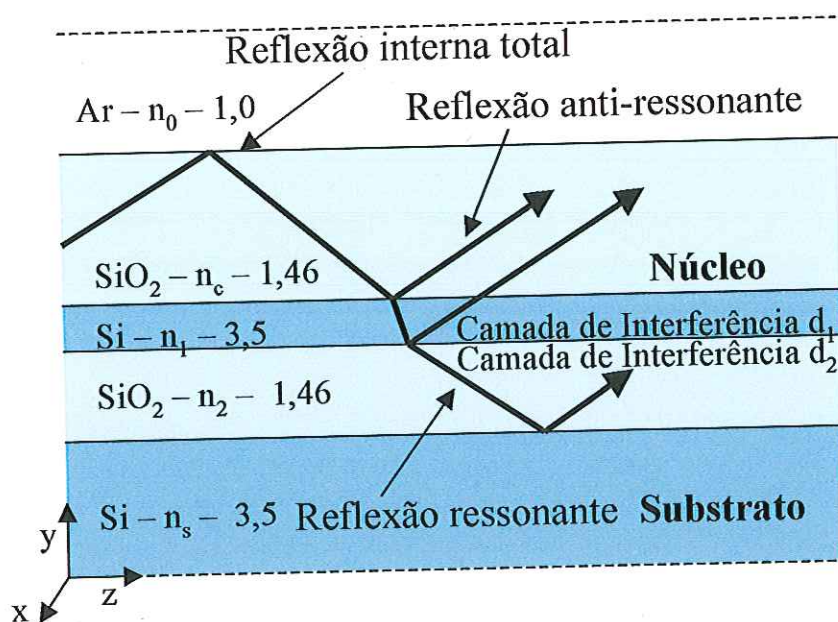


Fig. 5.1 – Guia de onda ARROW (*Antiresonant Reflecting Optical Waveguides*) proposto por Jiang *et al* em 1989 [5.2].

Este tipo de guia de onda utiliza a camada de interferência d_1 atuando como um refletor, este artifício proporciona a propagação do sinal óptico com perdas muito baixas. Por outro lado, guias de onda convencionais que empregam SiO_2 sobre o substrato de Si necessitam utilizar camadas de isolamento muito espessas entre o núcleo e o substrato para evitar que perdas elevadas ocorram na propagação do sinal.

O constante aumento das aplicações de guias de onda ARROW nas áreas de comunicações ópticas e sensoriamento estimularam a investigação das suas características [5.1]-[5.4]. Neste trabalho será investigada a característica das perdas seletivas em comprimento de onda que este tipo de guia de onda apresenta. Esta característica foi estudada por Garcés *et al* [5.5]. Neste trabalho foi ilustrado que as perdas em função do comprimento de onda são sensíveis à variação de parâmetros como índice de refração e espessura das camadas do guia de onda. Neste capítulo serão analisadas as características dos guias de onda ARROW que determinaram sua utilização no dispositivo proposto. Este capítulo está organizado da seguinte maneira. A Seção 5.2 apresenta os fundamentos teóricos dos guias de onda ARROW. A Seção 5.3 apresenta uma revisão bibliográfica dos dispositivos seletivos em comprimento de onda que utilizam guias de onda ARROW.

Finalmente, na Seção 5.4 propõe-se uma nova configuração de estrutura planar com objetivo de obter seletividade em comprimento de onda.

5.2 Fundamentos Teóricos

Neste tipo de guia de onda (ver Fig. 5.1) a luz que se propaga no núcleo de SiO₂ sofre reflexão interna total na interface ar-SiO₂, e reflexões muito altas nas interfaces Si-SiO₂. Esta alta refletividade, na ordem de 99,96%, é obtida devido à característica anti-ressonante das reflexões nas interfaces Si-SiO₂. Considera-se que as camadas de Si tenham características de transmissão de um ressoador Fabry-Perot. Isto se explica pelo fato destas possuírem índice de refração muito mais altos que as demais camadas, portanto as interfaces Si-SiO₂ comportam-se como espelhos paralelos. Num ressoador Fabry-Perot a transmissão é máxima quando o comprimento da trajetória óptica entre os dois espelhos é igual a um número inteiro de meio comprimento de onda [5.6]:

$$L = m \frac{\lambda}{2} \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.1)$$

onde L é a distância entre os espelhos, m é um número inteiro e λ é o comprimento de onda no material. Portanto, os comprimentos de onda que satisfazem a condição de ressonância do ressoador Fabry-Perot serão transmitidos no sentido vertical até a próxima camada. As reflexões desta natureza são designadas por reflexões ressonantes. As reflexões compostas por comprimentos de onda que não satisfazem a condição de ressonância e que foram quase totalmente refletidas são designadas por reflexões anti-ressonantes. Nos guias de onda ARROW as várias camadas de baixo índice de refração são separadas do substrato semiconductor por um espelho (camada de interferência d_1), ou seja, uma camada extremamente fina de índice de refração elevado. Este espelho impede que a energia óptica confinada no núcleo do guia de onda “fuja” para o substrato semiconductor, resultando em uma perda de potência óptica guiada considerável. Isto acontece porque a luz tende a ir para o material de

índice de refração mais elevado. Essa fuga de potência óptica é comumente denominada na literatura como *leakage*, termo que será utilizado neste trabalho para quantificar este tipo de perda. Portanto, em guias de onda ARROW, as perdas por *leakage* podem ser baixíssimas para determinados comprimentos de onda ou elevadíssimas para outros. Esta característica de perdas baixíssimas é obtida por meio de reflexões anti-ressonantes a que luz fica sujeita durante a propagação.

Obtém-se por meio da lei de Snell equações analíticas que determinam quais condições devem ser satisfeitas para que um guia de onda ARROW guie luz em condições anti-ressonantes ou ressonantes [5.1][5.3]. A espessura da camada de interferência d_1 (ver Fig. 5.1) para condição de anti-ressonância é expressa pela Equação (5.2). Se esta condição for satisfeita, a camada d_1 atuará como um espelho refletor. A espessura d_1 é dada por:

$$d_1 = \frac{\lambda}{4n_1} (2m + 1) \left[1 - \frac{n_c^2}{n_1^2} + \frac{\lambda^2}{4n_2^2 d_{ce}^2} \right]^{-1/2} \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.2)$$

onde λ é o comprimento de onda, n_c é o índice de refração do núcleo, n_1 é o índice de refração da camada de interferência d_1 e d_{ce} é a espessura efetiva do núcleo incluindo a defasagem de Goos-Hänchen. O valor de d_{ce} pode ser aproximado por:

$$d_{ce} = d_c + \zeta \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{n_c^2 - n_0^2}} \quad (5.3)$$

onde n_0 é o índice de refração da camada superior ao núcleo, neste caso, n_0 representa o índice de refração do ar e ζ representa os efeitos da polarização:

$$\zeta = \left\{ \begin{array}{ll} 1 & \text{para modos TE} \\ \left(\frac{n_0}{n_c} \right)^2 & \text{para modos TM} \end{array} \right\} \quad (5.4)$$

A espessura da camada de interferência d_1 para condição de ressonância é expressa pela Equação (5.5) e, se esta condição for satisfeita, a camada d_1 atuará como um dielétrico transparente para este comprimento de onda. Assim, d_1 é dado por:

$$d_1 = \frac{\lambda}{2n_1} \left[m + \frac{3\lambda}{2\pi^2 d_{ce} \sqrt{n_1^2 - n_c^2}} \right] \left[1 - \left(\frac{n_c}{n_1} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (5.5)$$

A espessura da camada de interferência, d_2 , tanto para condição de anti-ressonância como para a condição de ressonância é dada pela Equação (5.6):

$$d_2 = \frac{d_{ce}}{2} \quad (5.6)$$

5.3 Dispositivos seletivos em comprimento de onda utilizando guias de onda ARROW

Os guias de onda ARROW têm mostrado serem elementos imprescindíveis em dispositivos onde baixas perdas por *leakage* são necessárias. Esta característica, aliada ao fato de que os guias de onda ARROW apresentam perdas seletivas em comprimento de onda e seletividade quanto à polarização, levaram estes guias de onda a várias aplicações, tanto em comunicações ópticas como para fins de sensoriamento. Dispositivos como polarizadores [5.7], filtros seletivos em comprimento de onda [5.8], OADMs [5.9] e acopladores co-direcionais/contradirecionais [5.10][5.11] foram construídos baseados nestes guias. Nesta seção será feita uma revisão bibliográfica dos dispositivos seletivos em comprimento de onda que utilizam guias de onda ARROW em suas configurações.

Baba *et al* [5.12] propuseram em 1990 a utilização de guias ARROW no desenvolvimento de um demultiplexador integrado monoliticamente a um fotodetector. A seletividade em comprimento de onda foi obtida por meio das perdas

por *leakage* seletivas em comprimento de onda. Utilizando-se as Equações (5.2) a (5.6), foi projetada uma estrutura onde determinados comprimentos de onda satisfazem a condição de ressonância da camada de interferência d_1 e, por meio deste princípio, a energia óptica contida nestes comprimentos de onda é direcionada até o fotodetector localizado no substrato pelo efeito do *leakage*. Este dispositivo foi projetado para detecção dos comprimentos de onda de 0,78 e 0,88 μm e a isolamento entre estes comprimentos de onda foi calculada em torno de -21,6 dB. A eficiência de detecção máxima era de 58% para um fotodetector de 100 μm . Entretanto, após a fabricação deste dispositivo, constatou-se que a isolamento entre os comprimentos de onda para os quais o dispositivo foi projetado era de apenas -5,4 dB. Portanto, este dispositivo somente poderia ser utilizado para detectar comprimentos de onda com grande separação, como nos sistemas WDM de primeira geração, que operavam somente com dois comprimentos de onda 1,3 e 1,5 μm .

Mao *et al* [5.8] propuseram em 1993 a utilização de guias de onda ARROW em filtros ópticos baseados em acopladores direcionais para a obtenção de filtros com largura de banda muito estreita. Neste dispositivo, composto por dois guias de onda ARROW assimétricos, ocorre o casamento de fase em um único comprimento de onda. Neste comprimento de onda há a excitação dos modos simétricos e anti-simétricos. A troca de energia ocorre por meio de reflexões ressonantes e anti-ressonantes na região que separa os dois guias de onda ARROW onde há a transferência total de energia de um guia de onda para outro. Enquanto os filtros ópticos baseados em acopladores compostos por guias de onda tradicionais possuem o comprimento de acoplamento proporcional a uma função exponencial da separação entre os guias de onda, os filtros ópticos baseados em acopladores compostos por guias de onda ARROW possuem seu comprimento de acoplamento proporcional a uma função periódica da separação entre os guias de onda. Devido à diferença do mecanismo de acoplamento é possível obter uma alta seletividade em comprimento de onda sem a necessidade de utilizar acopladores muito longos. Dispositivos baseados nesta tecnologia fabricados com $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ apresentaram largura de banda menor que 7 Å com comprimento de acoplamento de 2,6 mm, atuando na faixa de comprimentos de onda de 0,63 μm .

Trutschel *et al* [5.13] propuseram em 1995 a utilização de guias de onda ARROW em um dispositivo multiplexador/demultiplexador. Neste dispositivo, a seletividade em comprimento de onda e a periodicidade desta seletividade são obtidas por meio da incorporação de camadas de interferência espessas (50 a 120 μm). Estas camadas de interferência espessas aumentam a quantidade de comprimentos de onda que satisfazem a Equação (5.1). Este comportamento, análogo a um ressonador Fabry-Perot, proporciona ao dispositivo uma alta seletividade periódica em comprimento de onda. No dispositivo em questão são utilizados três guias de onda ARROW e cada um possui uma camada espessa que satisfaz a condição de ressonância em determinados comprimentos de onda. Portanto, ocorre transferência de energia de um guia de onda para outro somente para os comprimentos de onda que satisfazem as condições de casamento de fase. Dispositivos multiplexadores/demultiplexadores baseados em $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ com esta configuração, apresentaram largura de banda de 0,1 nm, separação entre os canais de 0,25 nm com isolamento de -17 dB para um comprimento de 21 mm, atuando na faixa de comprimentos de onda próximos a 0,63 μm . A finesse, que é a razão entre a separação entre os canais e a largura de banda, foi de 2,5, um valor considerado baixo. A finesse é proporcional ao número de canais que o dispositivo suporta numa faixa de comprimentos de onda. Portanto, quanto maior a finesse, maior será o número de canais no dispositivo.

Deslile *et al* [5.9] propuseram também em 1995 a utilização de guias de onda ARROW em um OADM. Da mesma forma que o dispositivo descrito anteriormente, este filtro possui seu princípio de funcionamento baseado na utilização de camadas de interferência espessas (40 à 50 μm). Neste trabalho, foram propostas duas configurações. A primeira consistia de dois guias de onda ARROW separados por uma camada de interferência espessa (42,06 μm). Com esta configuração obteve-se, para um dispositivo de comprimento de 50 mm atuando na faixa de comprimentos de onda próximos a 0,63 μm , uma largura de banda de 1,2 nm, uma separação entre os canais de 12 nm, e uma isolação de -16 dB. O valor de finesse deste dispositivo foi de 10, um valor ainda não elevado. A segunda configuração consistia de três guias ARROW separados por duas camadas de interferência espessas (42,06 e 41,17 μm). Com esta configuração houve a

duplicação da capacidade de retirada de canais do dispositivo pois na primeira configuração os canais eram retirados em um único guia de onda ARROW. Nesta configuração a retirada de canais ocorria nos dois guias de onda.

Deslile *et al* [5.14] otimizaram em 1996 a configuração proposta acima por Trutschel *et al* [5.13] (1995), na tentativa de obter resultados mais significativos para a região de comprimentos de onda em torno de $1,55\mu\text{m}$. A mudança ocorreu no aumento da espessura da camada de interferência. Esta camada de interferência teve sua espessura aumentada de $50\mu\text{m}$ para $189,7\mu\text{m}$, resultando em uma largura de banda de $0,16\text{ nm}$, separação entre os canais de $9,6\text{ nm}$, isolamento de -25 dB , e finesse de 120. Entretanto, este dispositivo apresentou um comprimento muito elevado, 28 cm .

Chu *et al* [5.15] propuseram em 1996 a utilização de dois guias de onda assimétricos acoplados verticalmente VCF (*Vertical Coupled Filters*) para obtenção de um filtro óptico de alta performance. O princípio de funcionamento utilizado é o do acoplador direcional assimétrico, onde a largura de banda é inversamente proporcional a dois fatores: um é o comprimento do dispositivo, e o outro é a diferença da relação de dispersão entre os dois guias de onda ($d\beta_1/d\lambda_1 - d\beta_2/d\lambda_2$). Mais detalhes sobre a relação de dispersão em acopladores direcionais podem ser vistos em [5.16]. Como o objetivo é diminuir o comprimento do dispositivo mantendo-se uma largura de banda estreita, o parâmetro que pode ser alterado é a diferença da relação de dispersão entre os dois guias de onda. Este aumento da diferença da relação de dispersão é realizado escolhendo-se dois guias de onda com grande diferença na geometria e no perfil de índices de refração. Em guias de onda tradicionais, para se obter a diferença na relação de dispersão e manter a operação monomodo, opta-se por escolher um guia de onda com diferença de índice de refração entre núcleo e casca (Δn) muito pequeno e com grande dimensão do núcleo, enquanto o outro guia de onda deve ter Δn maior e pequena dimensão do núcleo. Para obter as características citadas acima é necessário um controle preciso da variação dos índices de refração e técnicas sofisticadas de fabricação. Foram estas dificuldades que levaram Chu *et al* [5.15] a optar pela utilização de um guia de onda ARROW que possui como característica uma elevada diferença de índice de refração entre núcleo e casca. Portanto, o dispositivo proposto por Chu *et al* [5.15] consiste

na combinação de um guia de onda ARROW com um guia de onda convencional na configuração VCF. Isto resultou em um dispositivo com largura de banda de 5,5 nm, com comprimento de 1,2 mm, atuando na faixa de comprimentos de onda próximos a 1,27 μm [5.15].

Gehler *et al* [5.17] propuseram em 1997 a utilização de dois guias ARROW assimétricos acoplados verticalmente para fabricação de um filtro VCF. A alta assimetria entre os guias de onda ARROW é produzida por uma camada de interferência de silício espessa (100 μm). Neste dispositivo, a seletividade em comprimento de onda é obtida por meio da grande diferença da relação de dispersão entre os guias de onda. A periodicidade desta seletividade é obtida por meio da camada de silício espessa, que se comporta como um ressonador Fabry-Perot onde vários comprimentos de onda satisfazem sua condição de ressonância. O resultado dos dois efeitos acima citados é a transferência de energia em determinados comprimentos de onda com período definido pela espessura da camada de interferência, na forma de um pente de comprimentos de onda. Cálculos teóricos indicam uma largura de banda de 0,1 nm, separação entre canais de 3,7 nm, resultando numa finesse de 37. O comprimento do dispositivo é de 11 mm para a região de comprimentos de onda em torno de 1,55 μm . A fabricação desta configuração de VCF não apresenta grandes dificuldades, pois utiliza métodos de deposição e técnicas de fotolitografia já dominados. A maior dificuldade é o controle da espessura da camada de silício devido à sua espessura elevada (100 μm), inviabilizando o uso de técnicas de deposição. Como uma alternativa, utiliza-se um *wafers* de silício que é polido em ambos os lados para obtenção da espessura adequada. As demais camadas são depositadas através de RF *sputtering*.

Chu *et al* [5.18] otimizaram em 1998 a configuração que havia sido proposta por eles mesmos em 1996 [5.15]. Nesta otimização optaram pela utilização dos guias de onda tipo canal em disposição cruzada ao invés da disposição paralela. Com esta nova configuração obteve-se uma largura de banda de 14,9 nm, porém, os lóbulos laterais sofreram uma supressão de -17 dB. Este dispositivo apresentou um comprimento de 3,5 mm para a região de comprimentos de onda em torno de 1,55 μm .

Dando continuidade à pesquisa de filtros ópticos com configuração VCF, Chu *et al* [5.19] fabricaram em 1999 um filtro óptico utilizando guias de onda ARROW. Este filtro foi decorrência dos resultados de seus trabalhos anteriores [5.15] e [5.18] onde foram realizados estudos de otimização da estrutura. Nesta configuração houve um estudo sobre a influência do ângulo formado entre os guias de onda na disposição cruzada. Foi observado que um aumento do ângulo entre os guias de onda causava um aumento na supressão nos lóbulos laterais com consequente aumento da largura de banda. Um dispositivo fabricado com esta configuração apresentou largura de banda de 2,88 nm e supressão de -18 dB nos lóbulos laterais. Esta supressão pode ser aumentada para -23 dB se houver a deposição de uma camada de polímero ($n=1,438$) sobre a estrutura. Estes dados foram obtidos para um dispositivo de 1 cm de comprimento com ângulo de $0,12^\circ$, operando na região de comprimentos de onda em torno de $1,55 \mu\text{m}$.

Como pode ser observado por meio de uma análise criteriosa dos dispositivos revisados nesta seção, a seletividade em comprimento de onda é obtida por meio de configurações um tanto complexas. Estas configurações são baseadas em estruturas tais como acopladores direcionais, acopladores em disposição vertical (VCF) e dispositivos empregando camadas de interferência espessas (Fabry-Perot). Por outro lado, estas configurações não empregam o princípio das perdas seletivas em comprimento de onda que se pretende utilizar no dispositivo proposto neste trabalho. A única exceção é o dispositivo proposto por Baba *et al* em 1990 [5.12], porém, esta estrutura apresentou uma separação entre os canais adjacentes muito elevada (~ 200 nm) devido ao baixo nível de isolamento entre os mesmos (-5,4 dB). Esta separação entre os canais não é compatível com a separação de 0,8 nm utilizada nos sistemas DWDM atuais. Portanto, com o objetivo de obter um dispositivo seletivo em comprimento de onda baseado no princípio das perdas seletivas em comprimento de onda dos guias de onda ARROW, será proposto a estrutura multicamada descrita abaixo.

5.4 Projeto da estrutura multicamada

A estrutura multicamada proposta consiste de uma fibra tipo D colada sobre uma estrutura planar com características de um guia de onda ARROW. Esta estrutura é ilustrada na Fig. 5.2.

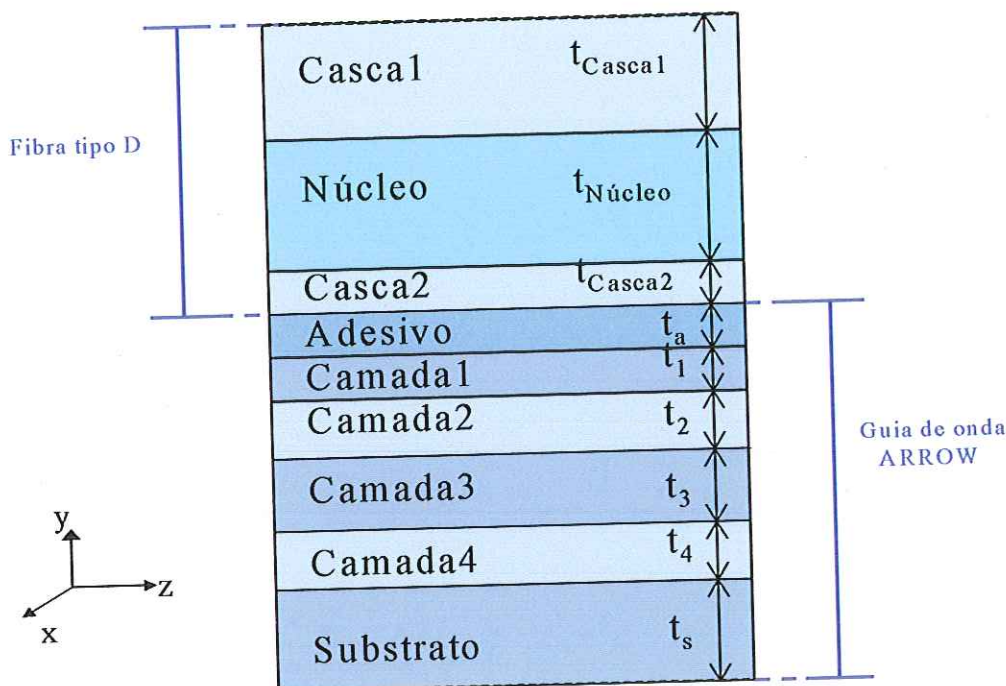


Fig. 5.2 – Estrutura multicamada formada pela combinação da fibra tipo D e guia de onda ARROW.

Nesta estrutura multicamada as perdas por *leakage* seletivas em comprimento de onda são obtidas por meio de uma configuração simples e de fácil fabricação. Esta estrutura foi obtida por meio da análise das características das configurações propostas na literatura (Seção 5.3). Entretanto, a obtenção dos parâmetros ótimos tais como espessura das camadas, índice de refração e disposição de cada camada foram obtidos por meio de inúmeras simulações. Visto que, como mostraram Garcés *at al* [5.5], as perdas em função do comprimento de onda são sensíveis à variação de parâmetros como índice de refração e espessura das camadas do guia de onda. Estas simulações não serão apresentadas neste trabalho, pois o tornaria excessivamente extenso.

Na análise que segue, será abordada a função que cada camada exerce na estrutura, bem como suas principais características.

- Casca 1 – Esta camada representa a casca da fibra tipo D. Os parâmetros da fibra óptica utilizados neste estudo são os mesmos parâmetros de uma fibra óptica padrão utilizada em telecomunicações. Esta camada possui índice de refração de 1,458 e espessura considerada infinita, ou seja, uma espessura grande o suficiente de modo a garantir que a intensidade do campo decaia para zero nesta região ($t_{casca1} = \infty$).
- Núcleo – Esta camada representa o núcleo da fibra tipo D. O núcleo possui diâmetro de 8 μm e índice de refração de 1,465. Nesta camada ocorre a propagação do sinal óptico.
- Casca 2 – Esta camada também representa a casca da fibra tipo D, porém, está posicionada abaixo do núcleo. Esta camada possui índice de refração de 1,458 e sua espessura é estipulada pela precisão dos métodos de fabricação das fibras tipo D empregados atualmente. Será adotada a espessura de 1 μm .
- Adesivo – Esta camada é responsável pela aderência da superfície plana da fibra óptica tipo D com a estrutura multicamada ARROW. A aderência é obtida por meio de um adesivo composto pelo polímero (polimetil metacrilato - PMMA) com índice de refração preparado, $n_{adesivo} = 1,458$.
- Camada 1 – Esta camada é projetada para funcionar como um refletor para a energia confinada no núcleo da fibra óptica, pois esta energia tende a ser atraída para o substrato de índice de refração mais elevado. O princípio utilizado é o das reflexões anti-ressonantes dos guias de onda ARROW e consiste em adicionar uma camada com índice de refração mais elevado que o índice de refração da camada guiante, que neste caso o núcleo da fibra óptica. Ao adicionar uma camada com índice de refração maior, será criado na interface entre a camada Adesivo e a Camada 1 um espelho com

refletividade proporcional à diferença dos índices de refração. O mesmo ocorre na interface entre a Camada 1 e a Camada 2, formando um par de espelhos em paralelo que caracterizam um ressonador Fabry-Perot. Para que ambos refletores possuam a mesma refletividade os índices de refração da camada Adesivo e da Camada 2 devem ser muito próximos. O índice de refração da Camada 1 deve ser mais elevado que o índice de refração da camada Adesivo ($n_{\text{adesivo}}=1,458$). Os materiais mais utilizados na literatura para esta camada são Si ($n_{\text{silício}}=3,5$), TiO_2 ($n_{\text{TiO}_2}=2,3$) e Si_3N_4 ($n_{\text{Si}_3\text{N}_4}=2,0$) [5.2]-[5.4]. A espessura da camada (t_1) é projetada para que os comprimentos de onda que incidam nesta camada não satisfaçam a condição de ressonância do ressonador Fabry-Perot (Equação 5.2).

- Camada 2 – Esta camada é responsável pela isolamento óptica entre a Camada 1 e a Camada 3. Por outro lado, na sua interface com a Camada 1 deverá ser criado um espelho com mesma refletividade do espelho formado na interface entre a camada Adesivo e a Camada 1. Para que isso ocorra, os índices de refração da camada Adesivo e da Camada 2 devem ser muito próximos. Sendo assim, optou-se pelo índice de refração para a Camada 2 de 1,458.
- Camada 3 – Esta camada é responsável por efetuar a seletividade em comprimento de onda. Esta camada deve possuir índice de refração maior que o índice de refração das suas camadas adjacentes, obtendo-se um par de espelhos paralelos que formam um ressonador Fabry-Perot. Como no caso da Camada 1, os materiais que podem ser utilizados nesta camada são Si ($n_{\text{silício}}=3,5$), TiO_2 ($n_{\text{TiO}_2}=2,3$) e Si_3N_4 ($n_{\text{Si}_3\text{N}_4}=2,0$) [5.2]-[5.4]. A espessura desta camada é projetada para que seja satisfeita a condição de ressonância no comprimento de onda que se deseja detectar no substrato. Esta condição de ressonância causa a transmissão de energia óptica em direção ao substrato, onde está localizado o fotodetector. A largura de banda do sinal óptico que será transmitida para o substrato depende da espessura desta camada. Esta característica é ilustrada por meio da finesse, que é a razão entre a FSR e largura de banda do sinal transmitido. Visto que a FSR de dispositivos

baseados em guias de onda ARROW em função da camada com características Fabry-Perot é dada pela Equação (5.7), proveniente de [5.9][5.14]:

$$\text{FSR} \approx \frac{\lambda_c}{m} \quad (5.7)$$

onde λ_c é comprimento de onda central que será transmitido para o substrato e m é a ordem de ressonância/anti-ressonância da camada e esta diretamente relacionada com sua espessura. Obtém-se a largura de banda do sinal transmitido para o substrato por meio da Equação (5.8) [5.14]:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_c}{m \times F} \quad (5.8)$$

onde $\Delta\lambda$ é a largura de banda medida em 3 dB e F a finesse. Como a finesse é função da refletividade das interfaces entre as camadas adjacentes [5.6], é considerada constante. Portanto, com o objetivo de detectar um sinal com largura de banda estreita é necessário o aumento da ordem de anti-ressonância/anti-ressonância da Camada 3. Por outro lado, deve haver o compromisso para qual o FSR não pode ser muito baixo para não permitir que outro canal seja detectado na janela óptica de atuação do dispositivo, neste caso, banda C (1535 a 1565 nm) e banda L (1565 a 1620 nm).

- Camada 4 – Esta camada é responsável pela isolação óptica entre a Camada 3 e o Substrato. Seu índice de refração deve ser muito próximo ao índice de refração da Camada 2 para formar o espelho refletor na interface com a Camada 3. No projeto da espessura desta camada há o compromisso de encontrar uma espessura que forneça isolação óptica entre as camadas superiores e o substrato, mas que não evite que a energia óptica chegue até o fotodetector no substrato.

- Substrato – Esta camada é constituída por um *wafér* de Si que fornece estabilidade mecânica, além de facilitar a integração com outros elementos eletrônicos.

Os resultados da análise da estrutura multicamada serão ilustrados na Seção 6.3. A análise desta estrutura planar será baseada na Técnica da Matriz Transferência (TMT) [5.20] por ser uma técnica robusta na obtenção das constantes de propagação e por possibilitar a simulação de estruturas que apresentam um grande número de camadas. Outra característica relevante deste método é o pequeno esforço computacional exigido durante as simulações numéricas. Esta técnica também vem sendo aplicada com sucesso em nosso grupo para a análise de guias de onda ARROW aplicados a sensores [5.21]-[5.23]. A derivação desta técnica é apresentada no Apêndice C.

5.5 Sumário

Neste capítulo foram analisadas as propriedades e os fundamentos teóricos dos guias de onda ARROW. Foi também realizada uma revisão bibliográfica minuciosa de dispositivos seletivos em comprimento de onda que utilizam guias de onda ARROW em suas configurações. Por meio deste levantamento foi concluído que a seletividade em comprimento de onda é obtida por meio de estruturas complexas. Portanto, ainda há espaço para propostas de novas estruturas que apresentem maior grau de simplicidade. Finalmente, foi proposta uma nova estrutura planar que apresenta perdas seletivas em comprimento de onda.

Capítulo 6

Resultados Numéricos

6.1 Introdução

Neste capítulo são apresentados e discutidos os resultados relacionados ao projeto do dispositivo proposto. Como foi ilustrado na Seção 2.2 a análise do dispositivo será separada na análise dos efeitos da estrutura DBR (duplo refletor de Bragg) na fibra tipo D e da estrutura multicamada. Entretanto, para obter o comportamento global do dispositivo serão inseridas na estrutura DBR as perdas por *leakage* provenientes da estrutura multicamada. Este capítulo está organizado da seguinte maneira. A Seção 6.2 analisa a estrutura DBR (duplo refletor de Bragg) na fibra tipo D. A análise do DBR é feita utilizando a ferramenta computacional FOGS-BG[®] (*Fiber Optical Grating Simulator for Bragg Grating*). A Seção 6.3 analisa a estrutura multicamada utilizando a técnica da matriz transferência (TMT). A Seção 6.4 analisa o comportamento global do dispositivo, ou seja, o resultado da estrutura DBR com as perdas por *leakage* inseridas. Finalmente, a Seção 6.5 ilustra o dispositivo com seus parâmetros otimizados. Os resultados mostrados neste capítulo foram otimizados tendo em vista sistemas DWDM com espaçamento entre canais de 0,8 nm.

6.2 Estrutura DBR na fibra tipo D

Esta seção apresenta uma análise da estrutura DBR ilustrada na Fig. 6.1. Na análise das redes de Bragg é necessário o conhecimento de alguns parâmetros da fibra tipo D, como índice efetivo do modo fundamental e integral de sobreposição. Estes parâmetros são utilizados como dados de entrada no programa FOGS-BG[®]. A obtenção destes parâmetros é descrita no Apêndice A desta dissertação e estão listados na Tabela 6.1. Nesta tabela n_{eff} é o índice de efetivo, Γ é a integral de sobreposição que representa a quantidade de energia confinada no núcleo e Λ é o período da rede. O comprimento de cada seção de redes de Bragg utilizado é denominado de L_g e a defasagem entre estas redes é $\pi/2$. O comprimento responsável por esta defasagem é denominado L_s .

Tabela 6.1 – Parâmetros de entrada do programa FOGS-BG[®]

| | n_{eff} | Γ | Λ (nm) |
|-----------------|-----------|----------|----------------|
| TM ₀ | 1,4611723 | 0,79311 | 530,39967 |
| TE ₀ | 1,4611623 | 0,79311 | 530,39604 |

$\lambda = 1550$ nm

O comprimento L_g é de 1,5 mm. As redes de Bragg apresentam máxima variação do índice de refração de 2×10^{-3} .

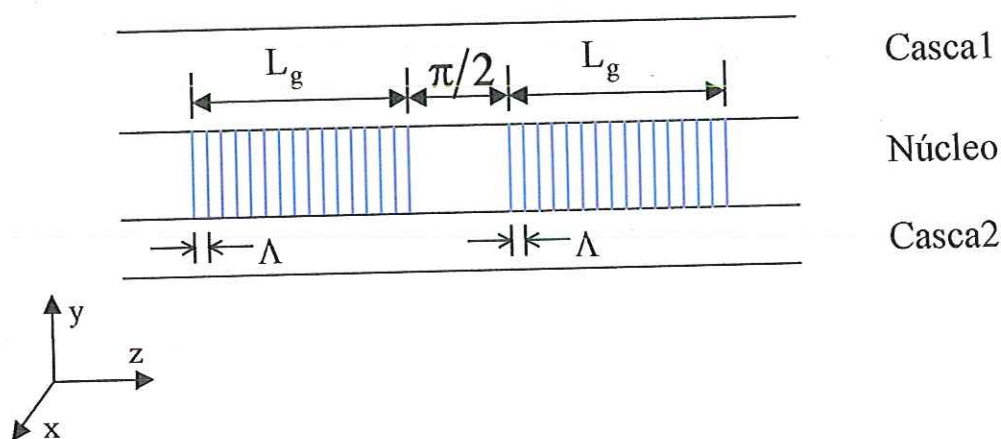


Fig. 6.1 – Estrutura DBR em uma fibra óptica tipo D.

O comprimento L_s é definido para que corresponda a um múltiplo de $\lambda_0/4n_{eff}$ e desta forma seja obtida a defasagem $\pi/2$. Pelo fato da fibra tipo D apresentar características de assimetria, as duas polarizações do modo fundamental podem apresentar índices efetivos distintos. Sendo assim, torna-se necessária a investigação da sensibilidade quanto à polarização modal. Na próxima seção será realizada uma análise dos efeitos da polarização no DBR

6.2.1 Efeitos da polarização na estrutura DBR

Nesta seção será realizada uma análise dos efeitos da polarização sobre o DBR. Esta investigação é necessária tendo em vista que a condição de ressonância de Bragg está diretamente relacionada com a variação do índice de efetivo de cada modo. Este estudo é ilustrado nas Fig. 6.2 e 6.3 que mostram a transmitância em função do comprimento de onda. A Fig. 6.2 ilustra a transmitância para uma estrutura com período de rede projetado para o modo TE_0 (n_x, Γ_x e Λ_x), onde n_x é o índice efetivo para o modo TE_0 , Γ_x é a integral de sobreposição e Λ_x é o período da rede para o modo TE_0 . Nesta estrutura são analisados os efeitos dos modos TE_0 e TM_0 bem como os diferentes índices efetivos (n_x e n_y) para a determinação do comprimento da região de defasagem $\pi/2$. Os parâmetros utilizados na obtenção destes resultados são listados na Tabela 6.1.

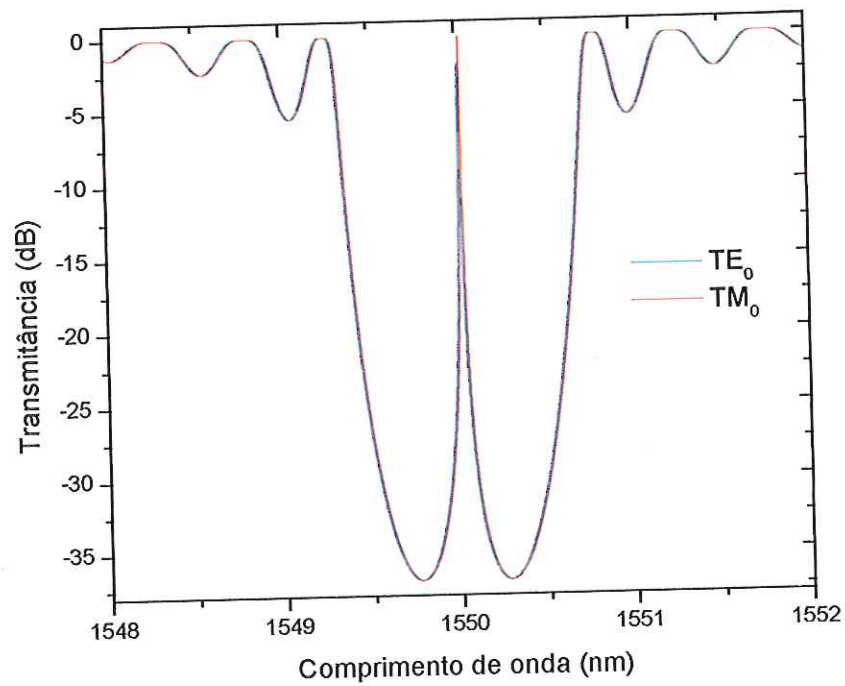


Fig. 6.2 – Transmissão em função do comprimento de onda para uma estrutura com período de rede projetado para o modo TE₀ (n_x, Γ_x e Λ_x).

Observe neste gráfico que não ocorre variação do comprimento de onda central de transmissão para os modos TE₀ e TM₀. A Fig. 6.3 ilustra o gráfico de transmissão em função do comprimento de onda para uma estrutura com período de rede projetado para o modo TM₀ (n_y, Γ_y e Λ_y), onde n_y é o índice efetivo TM₀, Γ_y é a integral de sobreposição e Λ_y é o período da rede para o modo TM₀. Os parâmetros utilizados na obtenção destes resultados são listados na Tabela 6.1.

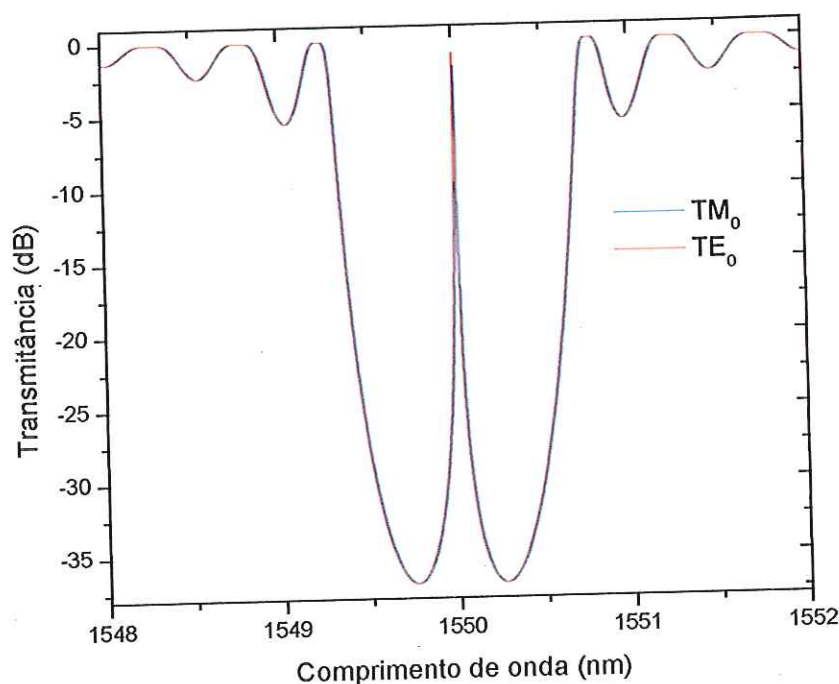


Fig. 6.3 – Transmitância em função do comprimento de onda para uma estrutura com período de rede projetado para o modo TM_0 (n_y , Γ_y e Λ_y).

Observe neste gráfico que também não ocorre a variação do comprimento de onda central para os modos TE_0 e TM_0 . Portanto, a estrutura DBR é considerada insensível polarização. A seguir será realizado um estudo dos parâmetros do DBR.

6.2.2 Análise dos parâmetros da estrutura DBR

Nesta seção serão analisados os parâmetros que constituem uma estrutura DBR. Será feito ainda um estudo mostrando a variação destes parâmetros em função do comprimento da seção de rede de Bragg. Os parâmetros de maior importância num DBR são a razão de extinção, largura de banda e largura de banda de rejeição. Estes parâmetros são indicados na Fig. 6.4, onde é ilustrada a transmitância do DBR em função do comprimento de onda para o modo TM_0 . Os dados utilizados na obtenção deste gráfico são os mesmos listados na Tabela 6.1.

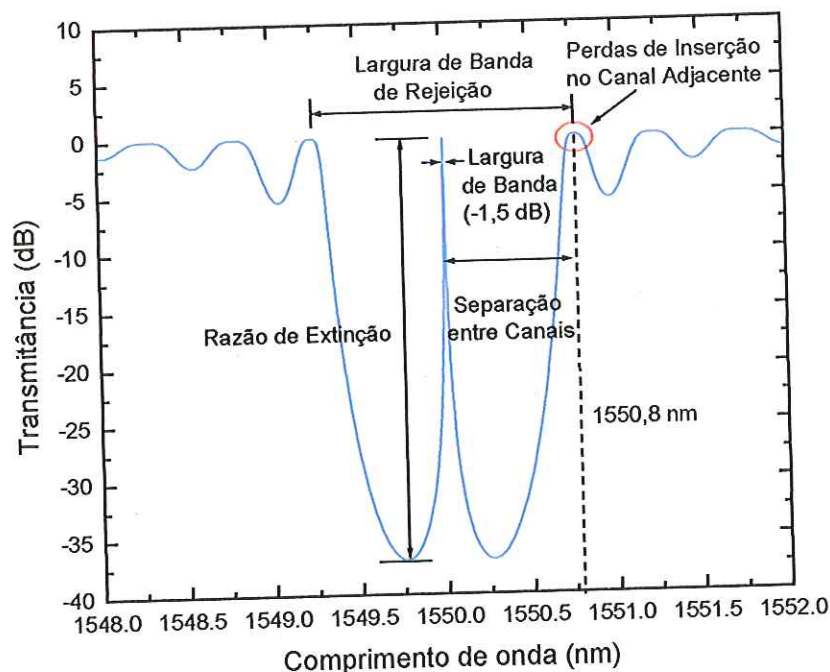


Fig. 6.4 – Transmissão em função do comprimento de onda para uma estrutura com período de rede projetado para o modo TM_0 (n_y, Γ_y e Λ_y).

O DBR projetado neste estudo apresenta uma razão de extinção, que neste caso, é a diferença de atenuação entre o comprimento de onda transmitido e os comprimentos de onda rejeitados, de -37 dB, largura de banda de rejeição, que são os comprimentos de onda refletidos pelo DBR, de $0,16$ nm e separação entre os canais adjacentes de $0,8$ nm. A largura de banda apresentada é de $0,1$ Å ($1,25$ GHz) e, portanto, suporta uma taxa de transmissão de $2,5$ Gbps empregando a codificação NRZ. A largura de banda óptica foi tomada na faixa de passagem entre os pontos de $-1,5$ dB da resposta óptica, que corresponde aos pontos de meia potência elétrica (-3 dB). Esta largura de banda é suficiente para atender o tipo de aplicação proposta para o dispositivo. No processo de conversão da unidade de largura de banda de nm para GHz, foi empregada a Equação (6.1) proveniente de [6.1]:

$$\Delta f = \frac{\Delta \lambda \cdot c}{\lambda^2} \quad (6.1)$$

onde Δf é a largura de banda em GHz, $\Delta\lambda$ é a largura de banda em nm, c é velocidade da luz no vácuo e λ o comprimento de onda central. A largura de banda é limitada pelo número de reflexões do sinal dentro da cavidade ressoante (L_S) e foi calculada como sendo de 4,1 GHz (ver Apêndice D). Outra importante observação é que as perdas por inserção no canal adjacente são zero, não interferindo na transmissão de sinal nos canais que não são detectados pelo dispositivo.

Portanto, já foram definidas as características e os parâmetros de análise da estrutura DBR que serão empregadas no dispositivo proposto. Entretanto, é ilustrado a seguir um estudo dos parâmetros que descrevem o DBR em função do comprimento da seção de rede, L_g . Este estudo visa a possibilidade da adequação do projeto do DBR para outros requisitos, como por exemplo para sistemas com canais separados em 1,6 nm (200 GHz).

Em geral, o aumento do comprimento da rede ocasiona o aumento da razão de extinção e uma conseqüente diminuição da largura de banda de rejeição, da separação entre os canais e da largura de banda como mostram as Figs. 6.5 – 6.7.

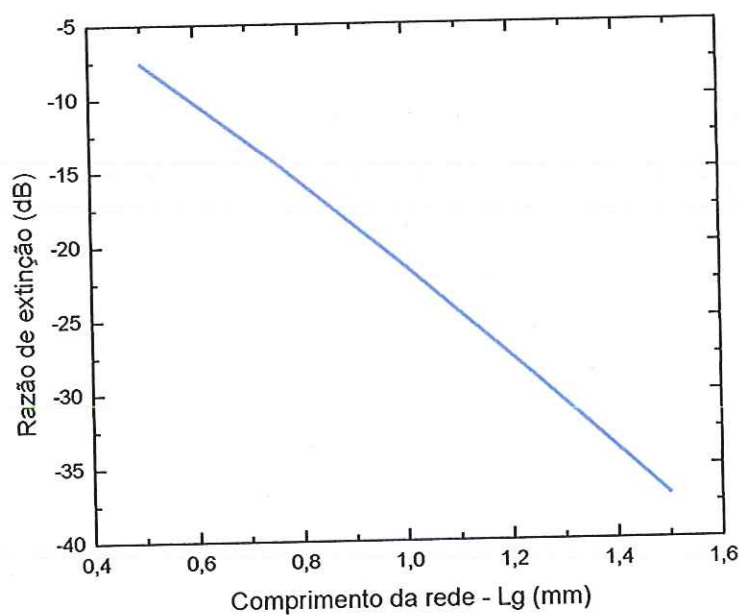


Fig. 6.5 – Razão de Extinção em função do comprimento da rede – L_g .

Observe no gráfico o aumento da razão de extinção em função do aumento do comprimento da rede de difração. Este comportamento ocorre em função do aumento da refletividade da estrutura que é ocasionado pelo aumento do comprimento da rede.

A Fig. 6.6 ilustra a variação da separação entre os canais adjacentes em função do comprimento da seção L_g . Como é ilustrado na Fig. 6.4, a separação entre os canais adjacentes representa metade do comprimento da banda de rejeição do DBR.

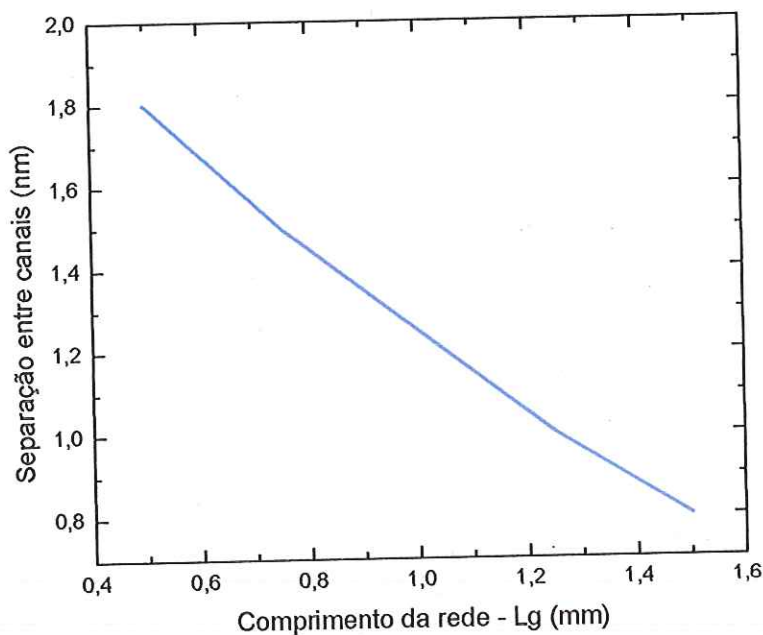


Fig. 6.6 – Separação entre canais em função do comprimento da rede – L_g .

Como no caso de uma única seção de rede de Bragg, o aumento do comprimento da rede, e por conseqüência o aumento de sua refletividade, resulta na diminuição da sua banda de rejeição (*stop band*). No caso do DBR ocorre o mesmo comportamento. Esta diminuição na largura de banda de rejeição também é acompanhada pela diminuição da largura de banda do pico de transmissão do DBR. Este comportamento é ilustrado na Fig. 6.7.

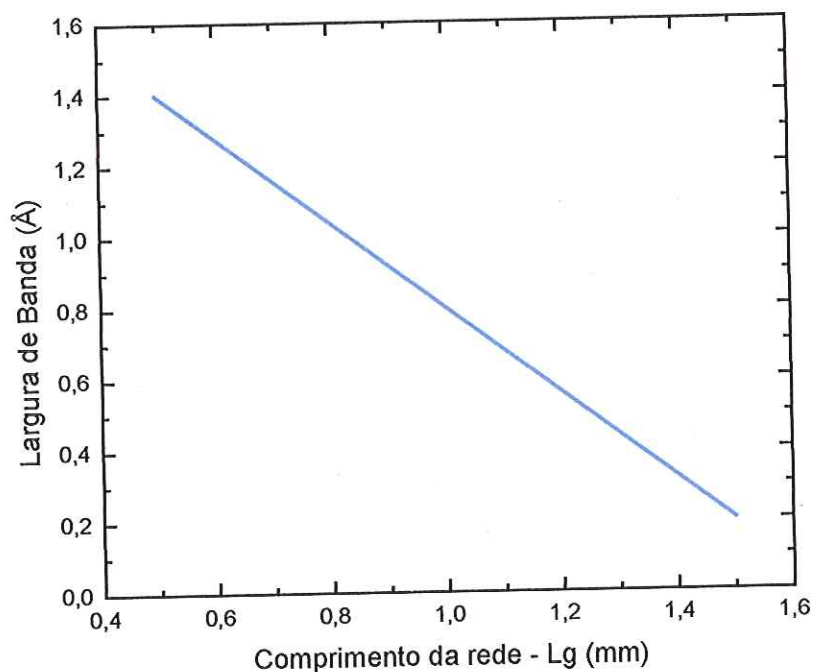


Fig. 6.7 – Largura de Banda em função do comprimento da rede – L_g .

Esta seção é finalizada com a apresentação da estrutura DBR com seus parâmetros otimizados e os resultados decorrentes desta otimização. Os parâmetros considerados ótimos para as estruturas TE_0 e TM_0 são listados na Tabela 6.2.

Tabela 6.2 – Parâmetros de entrada do programa FOGS-BG[®]

| | n_{eff} | Γ | Λ (nm) |
|--------|-----------|----------|----------------|
| TM_0 | 1,4611723 | 0,79311 | 530,39967 |
| TE_0 | 1,4611623 | 0,79311 | 529,39604 |

$\lambda = 1550$ nm

Redes de Bragg (DBR):

Máxima variação do índice de refração das redes de Bragg – 2×10^{-3}

$L_g = 1,5$ mm

- Razão de extinção do DBR:
 $TM_0 = -37 \text{ dB}$
 $TE_0 = -37 \text{ dB}$
- Perdas por Inserção (Perdas medidas no canal espaçado em 0.8 nm do canal detectado):
 $TM_0 = 0$
 $TE_0 = 0$
- Largura de Banda (Medida em nos pontos de $-1,5 \text{ dB}$ da resposta óptica) :
 $TM_0 = 0,1 \text{ \AA} (1,25 \text{ GHz}) - 2,5 \text{ Gbps (Codificação NRZ)}$
 $TE_0 = 0,1 \text{ \AA} (1,25 \text{ GHz}) - 2,5 \text{ Gbps (Codificação NRZ)}$

Estes resultados são resumidamente listados na Tabela 6.3:

Tabela 6.3 – Resultados da estrutura DBR

| | Isolação (dB) | Perdas Inserção (dB) | $\Delta\lambda$ (GHz) |
|--------|---------------|----------------------|-----------------------|
| TM_0 | - 37 | 0 | 1,25 |
| TE_0 | - 37 | 0 | 1,25 |

$\Delta\lambda$ - Largura de banda medida em $-1,5 \text{ dB}$.

6.3 Estrutura Multicamada

Esta seção realiza a análise da estrutura multicamada proposta na Seção 5.4. A análise baseia-se na TMT que é descrita no Apêndice C e possui como objetivo a obtenção de perdas seletivas em comprimento de onda por unidade de comprimento. Na análise da estrutura multicamada é utilizada a aproximação do modo TE_0 para a polarização horizontal do modo fundamental HE_{11} , (HE_{11}^x), e TM_0 para a polarização vertical (HE_{11}^y). Dispositivos baseados em guias de onda ARROW apresentam a propriedade de perdas seletivas à polarização. Neste tipo de guia de onda as perdas por *leakage* do modo TM_0 são maiores que as perdas por *leakage* do modo TE_0 [6.2]. Isto ocorre por que o coeficiente de reflexão dos modos TM é menor que o dos modos TE [6.2]. Sendo assim, estes fatores terão que ser considerados na análise da estrutura multicamada onde os modos TE_0 e TM_0 são analisados separadamente. Como forma de contornar esta sensibilidade à polarização, propõe-se a utilização da configuração ilustrada na Fig. 6.8. Esta configuração utiliza uma estrutura multicamada de comprimento L_{TM_0} projetada para detectar o modo TM_0 e outra estrutura de comprimento L_{TE_0} projetada para detectar o modo TE_0 . Com o objetivo de equalizar as perdas por *leakage*, serão utilizados comprimentos diferentes para as seções L_{TM_0} e L_{TE_0} . A seguir é realizada a caracterização das camadas que compõem a estrutura multicamada.

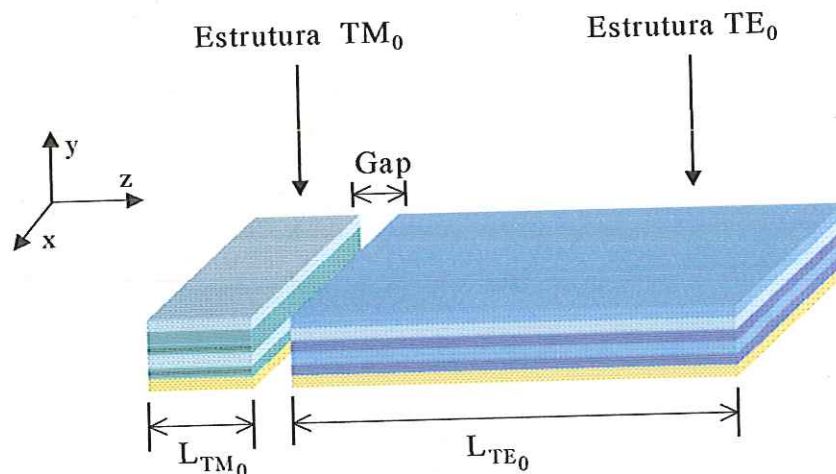


Fig. 6.8 – Configuração formada pelas estruturas TM_0 e TE_0

6.3.1 Caracterização de cada camada

Nesta seção será realizada a caracterização das perdas por *leakage* nas camadas que compõem a estrutura multicamada. O objetivo desta análise é a descrição do comportamento das perdas por *leakage* em cada camada e a quantificação dos parâmetros que influenciam o comportamento da estrutura como um todo.

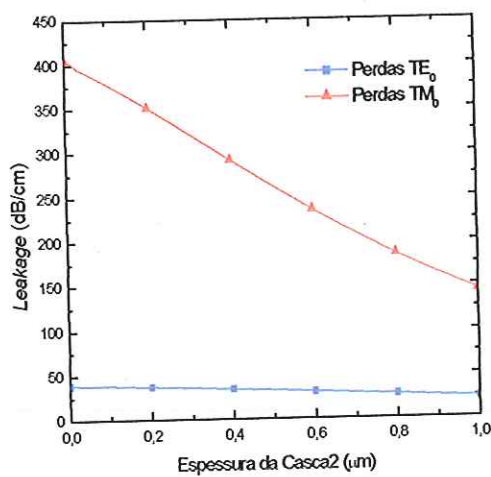
Considerando o projeto da estrutura multicamada proposta na Seção 5.4 e ilustrada na Fig. 5.2, a diferença entre as estruturas TM_0 e TE_0 será na espessura de suas camadas Fabry-Perot (Camada 1 e Camada 3). Pois, as camadas Casca 2, Adesivo, Camada 2 e Camada 4 são utilizadas como isoladores de potência óptica entre camadas adjacentes. Porém, estas camadas terão a mesma espessura tanto para o modo TM_0 como para o modo TE_0 para facilitar a integração com o fotodetector localizado no substrato. O material utilizado nestas camadas é SiO_2 com índice de refração $n_{SiO_2}=1,458$. O comportamento do *leakage* em função da espessura destas camadas é ilustrado na Fig. 6.9 e os dados utilizados na obtenção destes resultados são listados na Tabela 6.4.

Tabela 6.4 – Dados utilizados nas simulações obtidas na Fig. 6.9

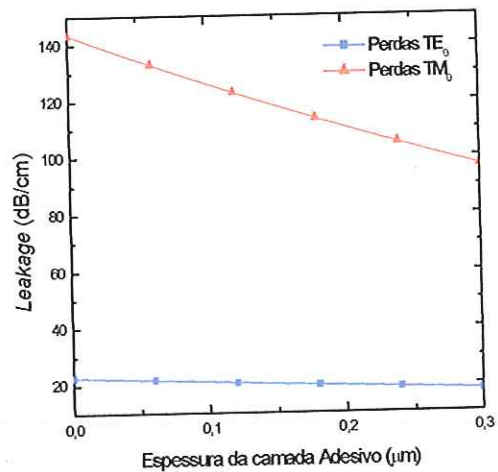
| Camada | Material | n (índice de refração) | Espessura (μm) |
|-----------|----------|--------------------------|-----------------------------|
| Casca 1 | SiO_2 | 1,458 | ∞ |
| Núcleo | SiO_2 | 1,465 | 8,0 |
| Casca 2 | SiO_2 | 1,458 | 1,0 |
| Adesivo | PMMA | 1,458 | 0,3 |
| Camada 1 | Si | 3,5 | 0 |
| Camada 2 | SiO_2 | 1,458 | 0,5 |
| Camada 3 | Si | 3,5 | 0 |
| Camada 4 | SiO_2 | 1,458 | 0,9 |
| Substrato | Si | 3,5 | ∞ |

$\lambda = 1550\text{nm}$.

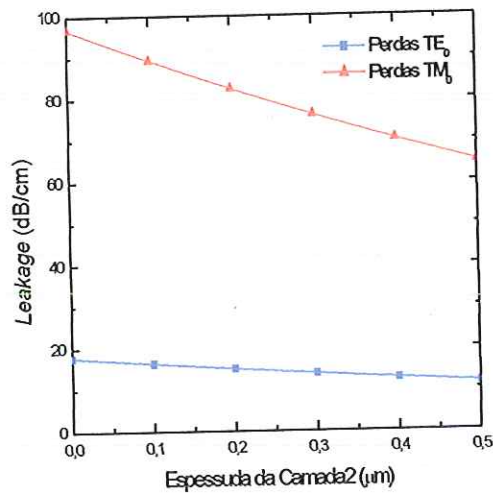
As espessuras da Camada 1 e Camada 3 foram consideradas como sendo zero na análise abaixo. Foi necessária esta consideração para evitar que as características de ressonador Fabry-Perot da Camada 1 e Camada 3 alterassem a magnitude das perdas por *leakage* das demais camadas. Visto que, como será ilustrado, a função da Camada 1 é diminuir as perdas por *leakage* no dispositivo e a Camada 3 é responsável pela seleção em comprimento de onda.



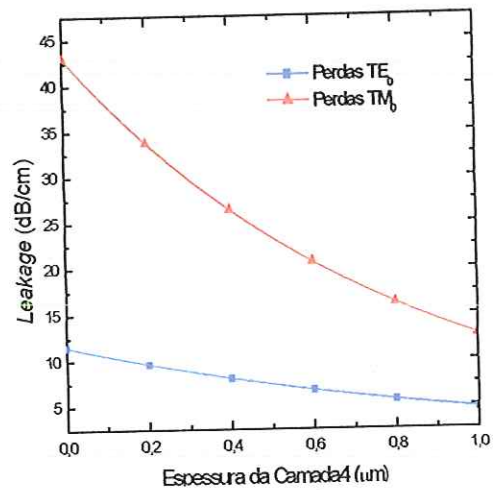
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 6.9 – Perdas por *leakage* em função da variação da espessura das camadas (a) Casca 2, (b) Adesivo, (c) Camada 2 e (d) Camada 4, respectivamente.

Observe que as perdas por *leakage* do modo TM_0 são maiores que as perdas por *leakage* do modo TE_0 . Isto ocorre por que o coeficiente de reflexão dos modos TM é menor que o coeficiente de reflexão dos modos TE [6.2]. Nestas camadas as perdas por *leakage* diminuem à medida que ocorre o aumento de sua espessura. Porém, existe uma espessura considerada ótima, onde a interação entre as camadas adjacentes não ocasiona excesso de perdas. A espessura ótima para cada camada foi obtida após várias simulações. Para obtenção das espessuras ótimas (Tabela 6.4) foram realizadas simulações com combinações de várias espessuras para cada camada.

A Camada 1 é a camada que confere à estrutura multicamada a característica de perdas por *leakage* baixíssimas. A Fig. 6.10 ilustra o comportamento das perdas por *leakage* em função da variação da espessura da Camada 1 (considerada aqui como sendo de Si, $n = 3,5$) para as estruturas TE_0 e TM_0 . Os dados utilizados na obtenção da Fig. 6.10 são listados Tabela 6.4.

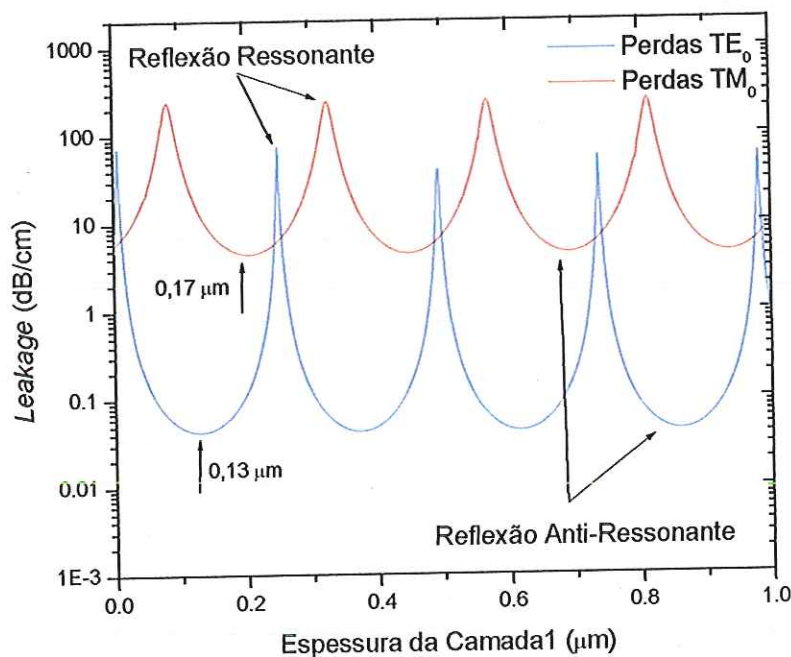


Fig. 6.10 – Comportamento do *leakage* em função da variação da espessura da Camada 1 (Si) para as estruturas TE_0 e TM_0 .

Observe na Fig. 6.10 que as perdas por *leakage* em função da espessura da Camada 1 possuem um comportamento similar à resposta de um ressoador Fabry-Perot, com a presença de picos e vales. Os picos representam a transmissão de energia óptica para o substrato, caracterizando altas perdas por *leakage*. Como no caso do ressoador Fabry-Perot, serão transmitidos os comprimentos de onda que satisfazem a condição de ressonância do ressoador. Neste caso, o parâmetro que controla a condição de ressonância é a espessura da Camada 1 e os raios ópticos incidentes nesta camada que satisfazem a condição de ressonância apresentam reflexões que são denominadas reflexões ressonantes. Os vales, por sua vez, representam a condição de anti-ressonância. Os raios ópticos incidentes nesta camada que não satisfazem a condição de ressonância são refletidos, apresentando perdas por *leakage* baixíssimas. Estas reflexões são denominadas de reflexões anti-ressonantes. A Camada 1 é projetada para satisfazer a condição de anti-ressonância. Como pode ser observado, na Fig. 6.10 os picos (vales) de ressonância (anti-ressonância) das perdas por *leakage* da estrutura TM_0 não são coincidentes com os respectivos picos e vales para a estrutura TE_0 . Portanto, a espessura da Camada 1 para a estrutura TM_0 irá diferir da espessura para a estrutura TE_0 . Desta forma, a espessura da Camada 1 é escolhida de maneira que satisfaça a primeira ordem de anti-ressonância, $t_1 = 0,13 \mu\text{m}$ para o modo TE_0 e $t_1 = 0,17 \mu\text{m}$ para o modo TM_0 . Cada pico dos gráficos ilustrados na Fig. 6.10 representa uma ordem de ressonância e, analogamente, cada vale representa uma ordem de anti-ressonância. A primeira ordem de anti-ressonância é escolhida com base na Equação (5.7). Portanto, quanto menor a ordem de ressonância desta camada, maior será a banda de comprimentos de onda que sofrerão reflexões anti-ressonantes.

Como forma de demonstrar a importância da Camada 1 na diminuição das perdas por *leakage*, é realizado a seguir um estudo das perdas por *leakage* para três configurações distintas. Estas três configurações são listadas na Tabela 6.5. A Configuração I não emprega a Camada 1, portanto, comporta-se como um guia de onda tradicional composto de SiO_2 sobre um substrato de Si. A Configuração II emprega a Camada 1 composta de Si_3N_4 ($n = 2,0$). Esta configuração é projetada para atuar como um guia de onda ARROW e a espessura desta camada é escolhida de forma que satisfaça a primeira ordem de anti-ressonância, ou seja, $t_1 = 0,32 \mu\text{m}$ para

o modo TE_0 . Finalmente, a Configuração III emprega a Camada 1 composta de Si ($n = 3,5$). Esta configuração também é projetada para atuar como um guia de onda ARROW e a espessura de sua Camada 1 é escolhida de forma que satisfaça a primeira ordem de anti-ressonância, ou seja, $t_1 = 0,13 \mu\text{m}$ para o modo TE_0 . Nestas três configurações foi considerada a espessura da Camada 3 como sendo zero. O comportamento das perdas por *leakage* em função do comprimento de onda para estas estruturas é ilustrado na Fig. 6.11.

Tabela 6.5 – Dados utilizados nas simulações obtidas na Fig. 6.11

| Camada | Configuração I | | Configuração II | | Configuração III | |
|-----------|-------------------------|-----------------------|-------------------------------------|-----------------------|-------------------------|-----------------------|
| | Material/ n | Esp (μm) | Material/ n | Esp (μm) | Material/ n | Esp (μm) |
| Casca 1 | SiO ₂ /1,458 | ∞ | SiO ₂ /1,458 | ∞ | SiO ₂ /1,458 | ∞ |
| Núcleo | SiO ₂ /1,465 | 8,0 | SiO ₂ /1,465 | 8,0 | SiO ₂ /1,465 | 8,0 |
| Casca 2 | SiO ₂ /1,458 | 1,0 | SiO ₂ /1,458 | 1,0 | SiO ₂ /1,458 | 1,0 |
| Adesivo | PMMA/1,458 | 0,3 | PMMA/1,458 | 0,3 | PMMA/1,458 | 0,3 |
| Camada 1 | - | - | Si ₃ N ₄ /2,0 | 0,32 | Si/3,5 | 0,13 |
| Camada 2 | SiO ₂ /1,458 | 0,5 | SiO ₂ /1,458 | 0,5 | SiO ₂ /1,458 | 0,5 |
| Camada 3 | - | - | Si/3,5 | - | Si/3,5 | - |
| Camada 4 | SiO ₂ /1,458 | 0,9 | SiO ₂ /1,458 | 0,9 | SiO ₂ /1,458 | 0,9 |
| Substrato | Si/3,5 | ∞ | Si/3,5 | ∞ | Si/3,5 | ∞ |

$\lambda = 1550\text{nm}$

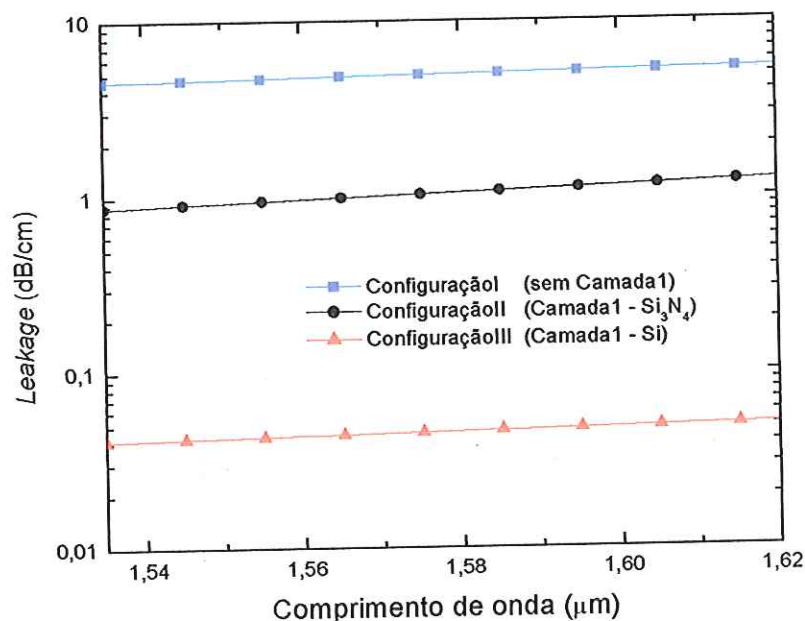


Fig. 6.11 – Perdas por *leakage* em função do comprimento de onda para as três configurações ilustradas na Tabela 6.5.

Observe que as perdas por *leakage* apresentadas pela Configuração I são elevadas quando comparadas com as demais configurações. Este comportamento ocorre devido à ausência da Camada 1. Portanto, este guia de onda comporta-se como um guia de onda tradicional, ou seja, as perdas por *leakage* diminuem à medida que ocorre o aumento da espessura das camadas posicionadas entre o substrato e o núcleo. Por outro lado, a Configuração II e Configuração III apresentam perdas por *leakage* menores que a Configuração I. Isto ocorre em virtude da presença da Camada 1 atuando como refletor. As perdas da Configuração II são maiores que as da Configuração III por que o índice de refração na Camada 1 da Configuração II (Si_3N_4 , $n=2,0$) é menor que o índice de refração da mesma Camada 1 da Configuração III (Si , $n=3,5$). Este comportamento é explicado pela maior refletividade apresentada pelas interfaces entre camadas adjacentes com maior diferença de índices de refração [6.3]. Mesmo esta camada atuando como refletor, uma pequena quantidade de energia irá alcançar a próxima camada adjacente (Camada 2). Este energia, no caso de um sistema DWDM, será proveniente de vários comprimentos de onda. Portanto, é necessário o emprego de uma camada que

selecione o comprimento de onda desejado e permita sua transmissão até o substrato. A camada responsável por esta função é a Camada 3.

A Camada 3 é a camada que efetua a seletividade em comprimento de onda. Esta camada é responsável por selecionar qual comprimento de onda que será transmitido até o substrato. Esta camada, assim como a Camada 1, também possui as características de um ressoador Fabry-Perot. Os raios que incidem nesta camada também podem sofrer reflexões ressonantes e anti-ressonantes. Sua espessura deve ser projetada de modo que satisfaça a condição de ressonância para o comprimento de onda que será detectado no substrato. A Fig. 6.12 ilustra o comportamento das perdas por *leakage* em função da variação da espessura da Camada 3 (de Si) para as estruturas TE_0 e TM_0 . Os dados utilizados na obtenção da Fig. 6.12 são listados na Tabela 6.4, com a Camada 1 apresentando $0,13 \mu\text{m}$ e $0,17 \mu\text{m}$ de espessura para as estruturas TE_0 e TM_0 , respectivamente.

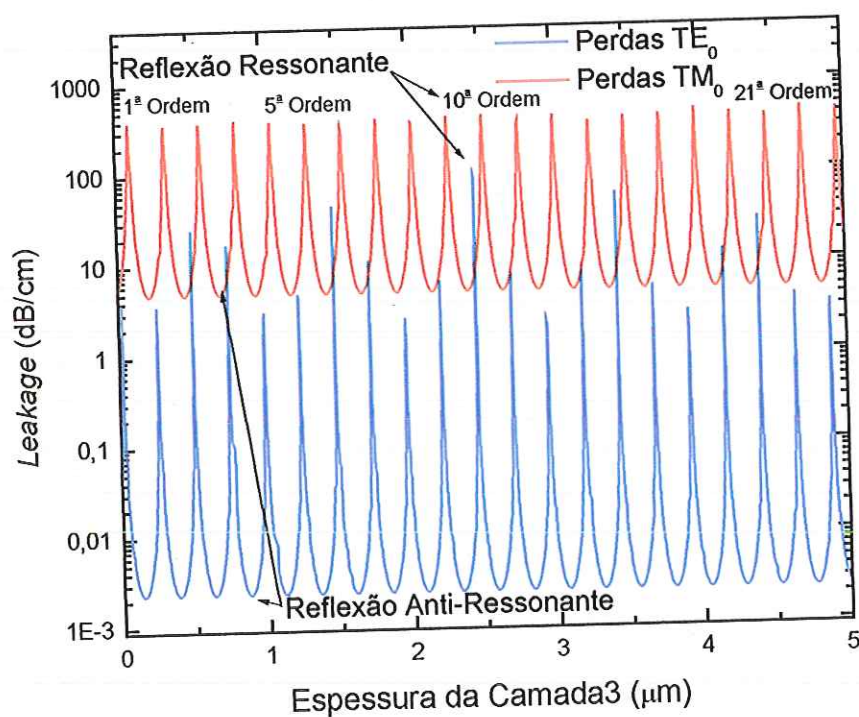


Fig. 6.12 – Comportamento do *leakage* em função da variação da espessura da Camada 3 para as estruturas TE_0 e TM_0 .

De acordo com a Equação (5.7), quanto maior a ordem de ressonância das perdas por *leakage* em função da espessura da camada, menor será o FSR entre o sinal detectado pelo fotodetector no substrato e o próximo comprimento de onda de ressonância. Entretanto, o FSR deve ser maior que a janela óptica de atuação do dispositivo (banda C, 1535 a 1565 nm e banda L, 1565 a 1620 nm) para que não ocorra interferência entre o sinal detectado e outro comprimento de onda de ressonância. Por outro lado, a ordem de ressonância (m) desta camada também influencia a largura de banda do sinal detectado, como é mostrado pela Equação (5.8). Portanto, deve haver um compromisso na escolha da ordem de ressonância (m) para a obtenção de uma largura de banda e FSR adequada. Se o projeto da espessura desta camada determinar a utilização de um valor de espessura muito elevado ($>5\mu\text{m}$), pode-se utilizar *wafers* de Si [6.4] ao invés da fabricação por deposição. Estes *wafers* são polidos de modo a obter precisamente a espessura requerida. As demais camadas são então crescidas nas suas regiões superior e inferior.

Até esta parte da seção foram analisadas as características de cada camada das estruturas multicamadas. Nesta análise verificou-se a necessidade do emprego de uma estrutura projetada para o modo TM_0 e outra projetada para o modo TE_0 , uma vez que tanto a camada que confere a característica de perdas baixíssimas ao dispositivo (Camada 1) quanto a camada responsável pela seletividade em comprimento de onda (Camada 3) apresentam espessuras distintas para as estruturas TM_0 e TE_0 . Após o processo de otimização das espessuras das estruturas multicamadas, resultaram os parâmetros descritos na Tabela 6.6. Para obtenção das espessuras ótimas foram realizadas simulações com combinações de várias espessuras para cada camada. Na próxima seção será realizado uma análise da resposta das perdas por *leakage* em função do comprimento de onda. Esta análise é de suma importância pois as características da resposta das perdas por *leakage* terão influência direta em fatores como o nível de isolamento entre os canais, perdas por inserção e largura de banda do dispositivo proposto.

Tabela 6.6 – Dados utilizados nas simulações obtidas para as estruturas TE₀ e TM₀

| Camada | Estrutura TE ₀ | | | Estrutura TM ₀ | | |
|-----------|---------------------------|----------|----------|---------------------------|----------|----------|
| | Material | <i>n</i> | Esp (μm) | Material | <i>n</i> | Esp (μm) |
| Casca 1 | SiO ₂ | 1,458 | ∞ | SiO ₂ | 1,458 | ∞ |
| Núcleo | SiO ₂ | 1,465 | 8,0 | SiO ₂ | 1,465 | 8,0 |
| Casca 2 | SiO ₂ | 1,458 | 1,0 | SiO ₂ | 1,458 | 1,0 |
| Adesivo | PMMA | 1,458 | 0,3 | PMMA | 1,458 | 0,3 |
| Camada 1 | Si | 3,5 | 0,13 | Si | 3,5 | 0,17 |
| Camada 2 | SiO ₂ | 1,458 | 0,5 | SiO ₂ | 1,458 | 0,5 |
| Camada 3 | Si | 3,5 | * | Si | 3,5 | * |
| Camada 4 | SiO ₂ | 1,458 | 0,9 | SiO ₂ | 1,458 | 0,9 |
| Substrato | Si | 3,5 | ∞ | Si | 3,5 | ∞ |

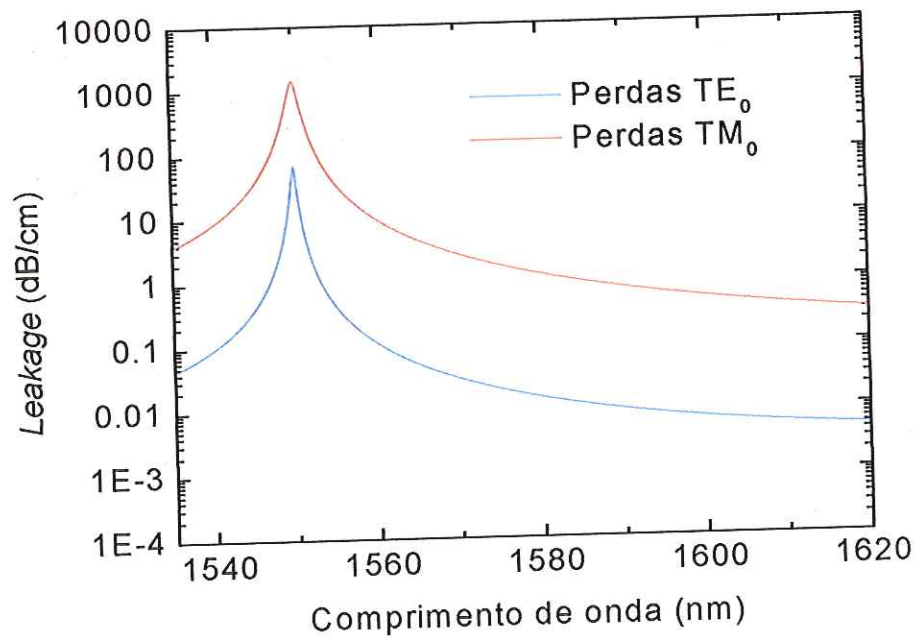
λ = 1550nm

*Espessura indicada em cada caso

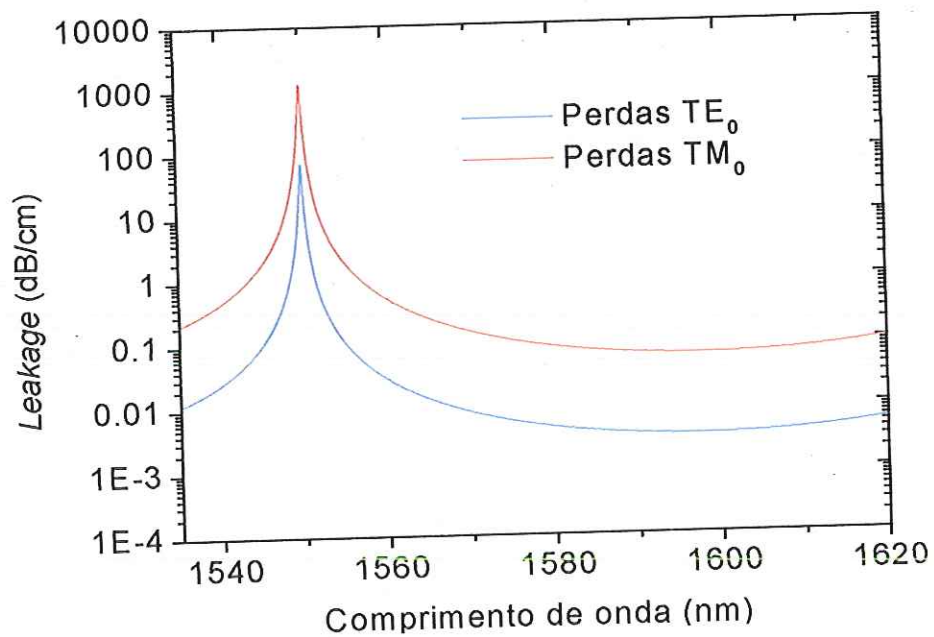
6.3.2 Perdas por *leakage* em função do comprimento de onda

Nesta seção será realizada a caracterização das perdas por *leakage* da estrutura multicamada em função do comprimento de onda. O principal parâmetro ligado à resposta das perdas por *leakage* é a espessura da Camada 3, visto que esta espessura está relacionada com os fatores citados anteriormente, como nível de isolamento entre os canais, perdas por inserção e largura de banda do dispositivo proposto. Portanto, a análise das perdas por *leakage* em função do comprimento de onda levará em consideração a variação da espessura desta camada.

As perdas por *leakage* em função do comprimento de onda para as estruturas multicamada são mostradas na Fig. 6.13. A Fig. 6.13 (a) ilustra as perdas por *leakage* para as estruturas TE_0 e TM_0 utilizando os dados listados na Tabela 6.6. A espessura da Camada 3 utilizada nestas simulações foi de $0,993 \mu\text{m}$ e $0,995 \mu\text{m}$ para as estruturas TE_0 e TM_0 , respectivamente. Estas espessuras correspondem à 5ª ordem de ressonância desta camada (Fig. 6.13). A Fig. 6.13 (b) também ilustra as perdas por *leakage* para as estruturas TE_0 e TM_0 utilizando os dados listados na Tabela 6.6. Entretanto, a espessura da Camada 3 foi de $4,892 \mu\text{m}$ e $4,895 \mu\text{m}$ para as estruturas TE_0 e TM_0 , respectivamente. Estas espessuras correspondem à 21ª ordem de ressonância desta camada (Fig. 6.12).



(a)



(b)

Fig. 6.13 – Perdas por *leakage* em função do comprimento de onda para as estruturas TE₀ e TM₀. (a) Espessura da Camada 3 de 0,993 μm e 0,995 μm para as estruturas TE₀ e TM₀, respectivamente (5^a ordem de ressonância), (b) espessura da Camada 3 de 4,892 μm e 4,895 μm para as estruturas TE₀ e TM₀, respectivamente (21^a ordem de ressonância).

Observe nestes gráficos que as perdas por *leakage* em função do comprimento de onda para a estrutura projetada para o modo TM_0 são vinte vezes maiores que as perdas para a estrutura projetada para o modo TE_0 . Outra observação é que as perdas por *leakage* para o modo TM_0 possui largura de banda maior que as perdas por *leakage* para modo TE_0 . Estes dois efeitos ocorrem em função do menor valor do coeficiente de reflexão que os modos TM apresentam em relação aos modos TE. Comparando as Fig. 6.13 (a) e (b) também pode-se observar que a FSR e a largura de banda para as perdas por *leakage* diminuem à medida que se emprega uma maior espessura para a Camada 3. Este comportamento é previsto pela Equação (5.7). A espessura máxima considerada para a Camada 3 neste estudo foi em torno de 5 μm que corresponde à 21ª ordem de ressonância. Isto se deve ao fato de que para ordens de ressonância mais elevadas, haverá a diminuição excessiva do FSR e, por consequência, o aparecimento de outro canal de ressonância dentro da faixa de atuação do dispositivo, ou seja, banda C (1535 a 1565 nm) e banda L (1565 a 1620 nm). Com o objetivo de melhor caracterizar a influência da espessura da Camada 3, é analisado o nível de perdas por inserção para o comprimento de onda que não está sendo detectado. Na presente análise somente um comprimento de onda é retirado enquanto que os demais continuam a se propagar pelo enlace óptico. As medidas de perdas por inserção são realizadas no canal separado em 0,8 nm do comprimento de onda detectado. Este estudo é mostrado na Fig. 6.14.

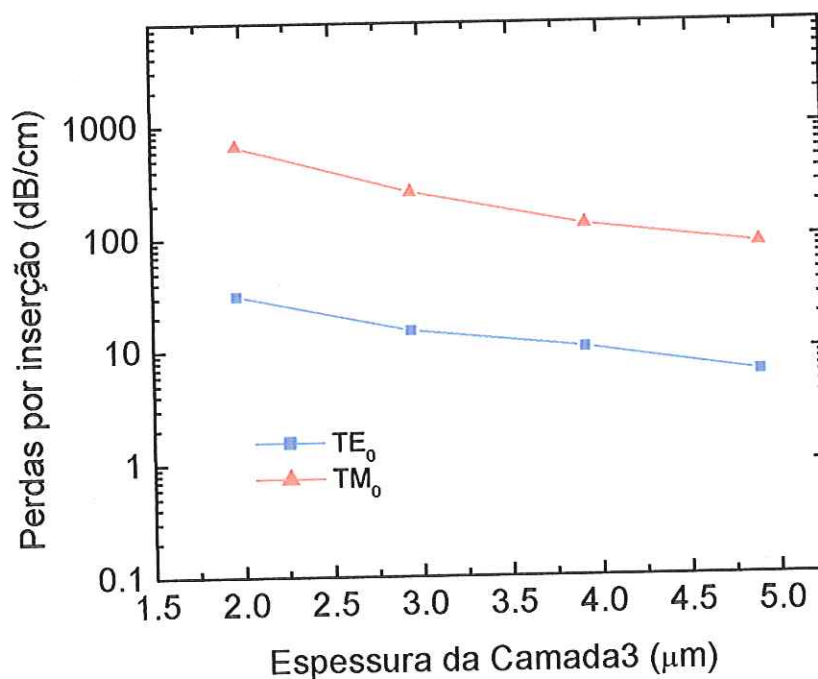


Fig. 6.14 – Perdas por inserção para o comprimento de onda separado em 0,8 nm do comprimento de onda detectado.

Observe neste gráfico que o emprego de uma espessura próxima a 5 μm para a Camada 3 diminui consideravelmente as perdas de inserção no canal adjacente separado em 0,8 nm do canal detectado. Este comportamento também é explicado pela diminuição da largura de banda do sinal detectado com o aumento da espessura da Camada 3.

Até esta parte da seção foram analisadas as características das perdas por *leakage* em função do comprimento de onda devido à variação da espessura da Camada 3. Observou-se que a maior *isolação* entre os canais adjacentes e a menor largura de banda destes canais ocorre para uma espessura elevada desta camada. Entretanto, foi verificado que a máxima espessura que poderia ser empregada é a espessura correspondente à 21ª ordem de ressonância (próximo a 5 μm). Na próxima seção será realizada uma análise da resposta das perdas por *leakage* em função do comprimento de onda considerando o comprimento da seção, TM_0 (L_{TM_0}) e o comprimento da seção TE_0 (L_{TE_0}).

6.3.3 Análise do comprimento da estrutura

Nesta seção será realizada a análise das perdas por *leakage* da estrutura multicamada em função do comprimento de onda, considerando o comprimento da estrutura como parâmetro. O objetivo desta análise é quantificar as perdas por *leakage* para o comprimento da estrutura que será empregado no dispositivo proposto. Serão empregados diferentes comprimentos para L_{TM_0} e L_{TE_0} , desta forma será obtida a mesma magnitude de perdas por *leakage* em função do comprimento de onda para estruturas TM_0 e TE_0 . Estudos prévios [6.5] constataram que as perdas requeridas para estas estruturas no funcionamento do dispositivo devem ficar em torno de 13 dB, o que requer um comprimento $L_{TM_0} = 100 \mu\text{m}$ para a estrutura TM_0 que apresenta perdas em torno de 1400 dB/cm (Fig. 6.13) e $L_{TE_0} = 1,7 \text{ mm}$ para a estrutura TE_0 que apresenta perdas em torno de 72 dB/cm (Fig. 6.13). Para análise das perdas por *leakage* em função do comprimento das estruturas TE_0 e TM_0 é ilustrado o gráfico da Fig. 6.15. Este gráfico ilustra as perdas por *leakage* em função do comprimento de onda para uma estrutura projetada para detectar o comprimento de onda de 1550 nm. Para detectar cada canal são utilizadas duas configurações distintas, cada uma contendo uma estrutura multicamada TE_0 e TM_0 . Na obtenção destes resultados foram utilizados os dados listados na Tabela 6.6. A espessura da Camada 3 empregada nestas estruturas foi de $4,892 \mu\text{m}$ e $4,895 \mu\text{m}$ para as estruturas TE_0 e TM_0 , respectivamente, para o comprimento de onda de 1550 nm. Estas espessuras correspondem à 21ª ordem de ressonância da Camada 3 (Fig. 6.12).

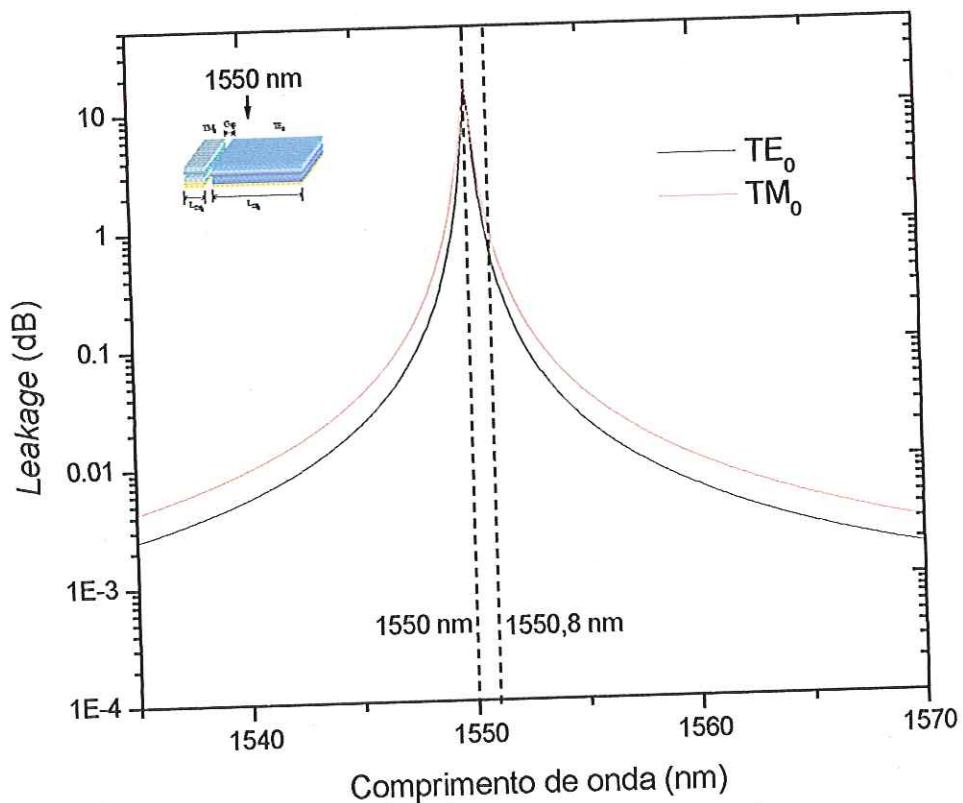


Fig. 6.15 – Perdas por *leakage* do modo TM_0 e TE_0 em uma estrutura projetada para detectar os comprimentos de onda de 1550.

Observe neste gráfico que o emprego de seções L_{TM_0} e L_{TE_0} com tamanhos distintos, numa proporção $L_{TE_0}/L_{TM_0} = 17$, aproxima o valor das perdas por *leakage* para os modos TM_0 e TE_0 , entretanto, a largura da curva de perdas do modo TM_0 é maior que do modo TE_0 . Este efeito ocorre devido ao menor coeficiente de reflexão para os modos TM [6.2]. A largura de banda (medida em $-1,5$ dB) apresentada pela estrutura TM_0 foi de $0,0896$ nm ($11,2$ GHz) e pela estrutura TE_0 foi de $0,06548$ nm ($8,185$ GHz). Por meio desta figura obtém-se também as perdas de inserção no canal separado em $0,8$ nm do canal detectado, que neste caso foi $1,261$ para o modo TM_0 e $0,814$ para o modo TE_0 . Outro importante parâmetro a ser analisado é o nível de perdas que a estrutura impõe à polarização para a qual não está projetada. Por exemplo, o nível de perdas que a estrutura TM_0 pode causar sobre o modo TE_0 . Na próxima seção será realizada uma análise com o objetivo de quantificar este tipo de perda.

6.3.4 Análise das perdas devido a polarização

Nesta seção será realizada a análise das perdas por *leakage* que a estrutura TM_0 pode causar sobre as polarizações TE e as perdas que a estrutura TE_0 pode causar sobre as polarizações TM. Este estudo será baseado na configuração ilustrada na Fig. 6.8. Os parâmetros empregados na obtenção dos resultados estão listados na Tabela 6.6. A espessura da Camada 3 utilizada neste estudo foi de $4,892 \mu\text{m}$ e $4,895 \mu\text{m}$ para as estruturas TE_0 e TM_0 , respectivamente. Estas espessuras correspondem à 21^{a} ordem de ressonância desta camada (Fig. 6.10). A Fig. 6.16 ilustra as perdas por *leakage* para os modos TM_0 e TE_0 em função do comprimento de onda para uma estrutura TM_0 (primeira seção da estrutura da Fig. 6.8). Neste caso, o que se espera é que os modos com polarização TE sejam afetados o mínimo possível

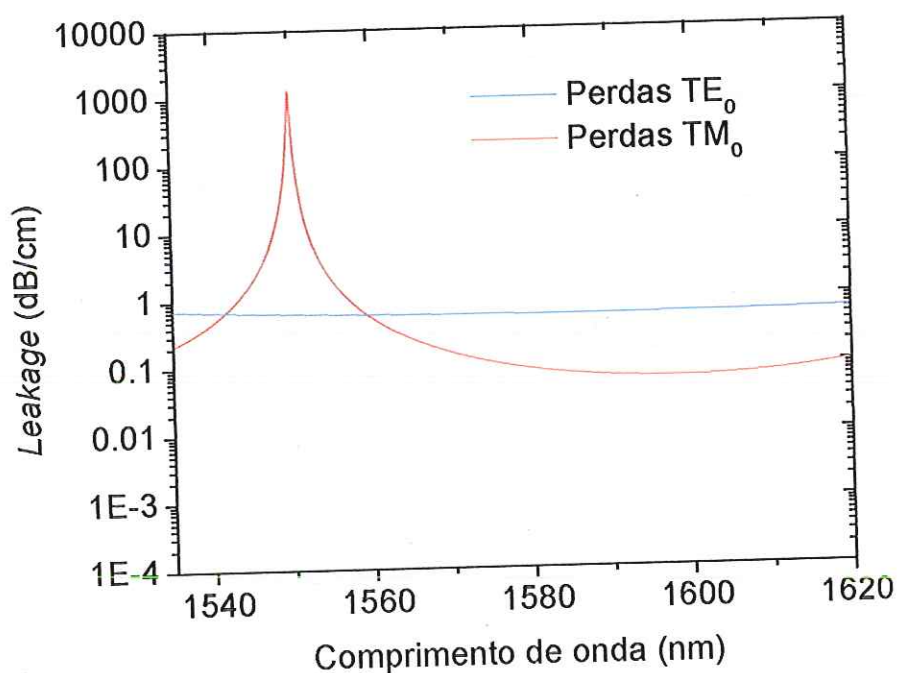


Fig. 6.16 – Perdas por *leakage* dos modos TM_0 e TE_0 em uma estrutura projetada para detectar o modo TM_0 (primeira seção da estrutura da Fig. 6.8). Espessura da Camada 3 de $4,895 \mu\text{m}$ para a estrutura TM_0 (21^{a} ordem de ressonância).



Observe que o modo TE_0 ao passar pela estrutura TM_0 sofrerá perdas de inserção da ordem de 0,63 dB/cm. Considerando o comprimento L_{TM_0} de 100 μm , as perdas por inserção serão de 0,0063 dB em todas as polarizações TE dos modos fundamentais dos canais ópticos que passarem através do dispositivo.

A Fig. 6.17 ilustra as perdas por *leakage* para os modos TM_0 e TE_0 em função do comprimento de onda para uma estrutura TE_0 (segunda seção da estrutura da Fig. 6.8). Analogamente, o que se deseja é que os modos TM apresentem o mínimo de perdas ao se propagarem nesta seção.

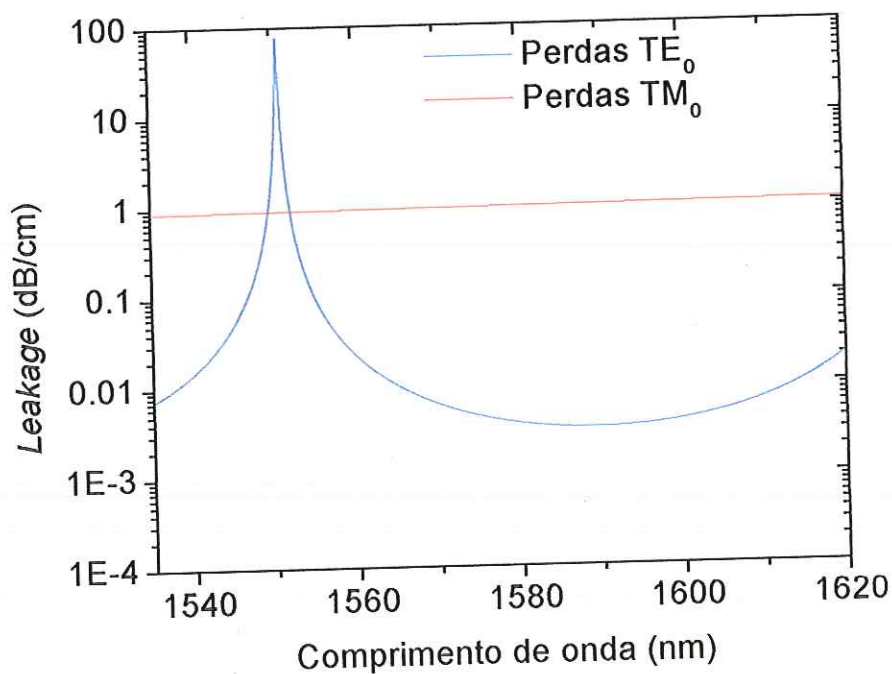


Fig. 6.17 – Perdas por *leakage* dos modos TM_0 e TE_0 em uma estrutura projetada para detectar o modo TE_0 (segunda seção da estrutura da Fig. 6.8). Espessura da Camada 3 de 4,892 μm para a estrutura TE_0 (21ª ordem de ressonância).

Observe na Fig. 6.17 que a diferença entre as perdas por *leakage* do modo TM_0 e em relação ao modo TE_0 no comprimento de onda de ressonância não é tão elevada quanto a diferença de perdas apresentada na Fig. 6.16. Entretanto, as perdas

do modo TM_0 não irão interferir na detecção do modo TE_0 pelo fotodetector. A perda de inserção que a estrutura TE_0 produz no modo TM_0 é da ordem de 1,05 dB/cm. Considerando o comprimento de L_{TE_0} de 1,7 mm, as perdas por inserção serão de 0,1785 dB em todas as polarizações TM dos modos fundamentais dos canais óptico que passarem através do dispositivo.

6.3.5 Análise da variação dos parâmetros do PMMA

Nas simulações que se seguem será feito um estudo do comportamento da estrutura multicamada em função da variação do índice de refração e da espessura da camada denominada Adesivo (polimetil metacrilato - PMMA). O índice de refração do PMMA pode apresentar variação em função das técnicas utilizadas em seu preparo [6.6] e esta variação pode acarretar a alteração no comportamento do dispositivo. A precisão no processo de preparo do PMMA garante uma variação máxima de 1% no valor do índice de refração. Como o índice de refração utilizado no dispositivo é 1,458, se ocorrer a variação máxima de 1% haverá variação negativa para 1,443 e positiva para 1,473. Observe nas Fig. 6.18 (a) e (b) que mesmo ocorrendo a variação máxima de 1% no índice de refração do PMMA que compõe a camada Adesivo, não haverá uma mudança no comportamento das perdas por *leakage* do comprimento de onda para as estruturas TE_0 e TM_0 , respectivamente. Os dados empregados na obtenção destes resultados são provenientes da Tabela 6.6. A Camada 3 apresenta espessura de 1,968 μm e 1,969 μm para as estruturas TE_0 e TM_0 , respectivamente (9ª ordem de ressonância).

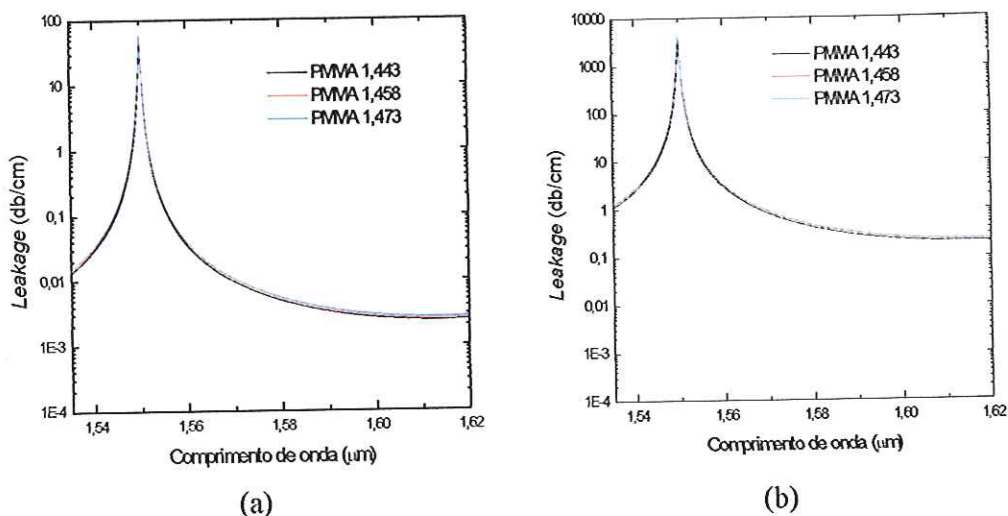


Fig. 6.18 – Perdas por *leakage* em função dos comprimentos de onda, para a variação do índice de refração do PMMA que constitui a camada Adesivo. (a) Estrutura TE₀ e (b) Estrutura TM₀. A Camada 3 apresenta espessura de 1,968 μm e 1,969 μm para as estruturas TE₀ e TM₀, respectivamente (9^a ordem de ressonância).

Observe que o comportamento das perdas por *leakage* não apresenta variações em função da variação do índice de refração do PMMA. Portanto, o dispositivo pode ser considerado insensível à variação do índice de refração do PMMA devido a imprecisões no seu processo de preparo.

Outro estudo importante consiste na análise dos efeitos em função da variação da espessura da camada Adesivo composta de PMMA, pois esta camada pode apresentar a variação de 0,1 μm na sua espessura. A Fig. 6.19 ilustra o comportamento do *leakage* em função do comprimento de onda para a espessura para qual a camada foi projetada (0,3 μm) bem como para 0,2 μm e 0,4 μm. Observe que o comportamento das perdas por *leakage* não apresenta variações em função da variação da espessura da camada Adesivo. Portanto, o dispositivo pode ser considerado insensível à variação da espessura da camada Adesivo.

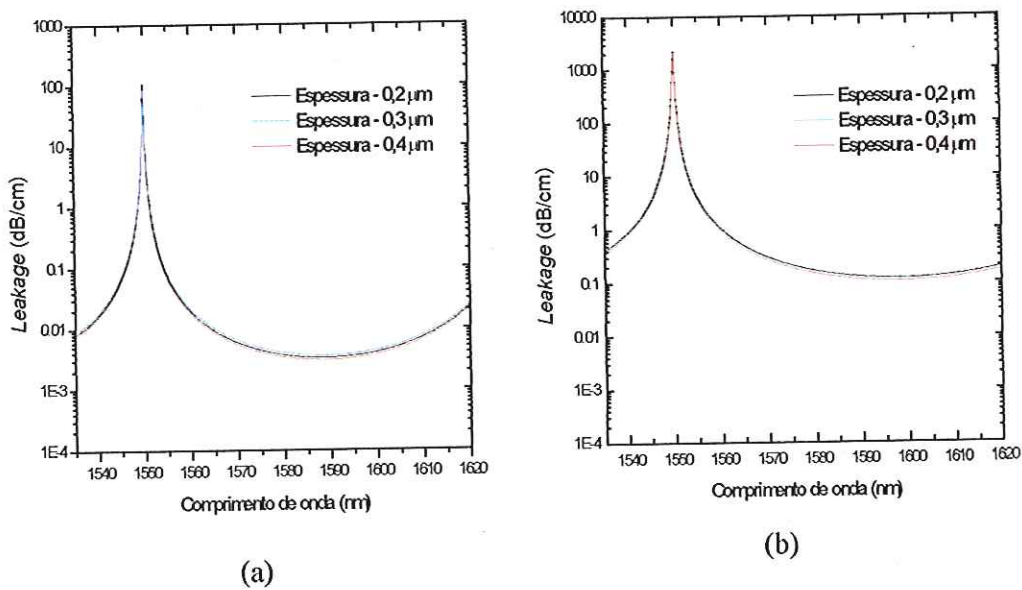


Fig. 6.19 – Perdas por *leakage* em função dos comprimentos de onda, para a variação da espessura da camada Adesivo que é constituída de PMMA. (a) Estrutura TE₀ e (b) Estrutura TM₀. A Camada 3 apresenta espessura de 4,992 μm e 4,995 μm para as estruturas TE₀ e TM₀, respectivamente (21^a ordem de ressonância).

Esta seção é finalizada com a apresentação da estrutura multicamada com seus parâmetros otimizados e os resultados decorrentes desta otimização. Os parâmetros considerados ótimos para as estruturas TE₀ e TM₀ são listados na Tabela 6.7.

Tabela 6.7 – Parâmetros ótimos para as estruturas TE₀ e TM₀

| Camada | Estrutura TE ₀ | | | Estrutura TM ₀ | | |
|-----------|---------------------------|----------|----------|---------------------------|----------|----------|
| | Material | <i>n</i> | Esp (μm) | Material | <i>n</i> | Esp (μm) |
| Casca 1 | SiO ₂ | 1,458 | S∞ | SiO ₂ | 1,458 | ∞ |
| Núcleo | SiO ₂ | 1,465 | 8,0 | SiO ₂ | 1,465 | 8,0 |
| Casca 2 | SiO ₂ | 1,458 | 1,0 | SiO ₂ | 1,458 | 1,0 |
| Adesivo | PMMA | 1,458 | 0,3 | PMMA | 1,458 | 0,3 |
| Camada 1 | Si | 3,5 | 0,13 | Si | 3,5 | 0,17 |
| Camada 2 | SiO ₂ | 1,458 | 0,5 | SiO ₂ | 1,458 | 0,5 |
| Camada 3 | Si | 3,5 | 4,992 | Si | 3,5 | 4,995 |
| Camada 4 | SiO ₂ | 1,458 | 0,9 | SiO ₂ | 1,458 | 0,9 |
| Substrato | Si | 3,5 | S∞ | Si | 3,5 | ∞ |

$\lambda = 1550\text{nm}$

O comprimento ótimo da estrutura TM₀, L_{TM_0} , é de 100 μm e o da estrutura TE₀, L_{TE_0} , de 1,7 mm. Para estes parâmetros, os seguintes resultados foram obtidos:

- Perdas por Inserção (Perdas medidas no canal espaçado em 0,8 nm do canal detectado = Perdas na estrutura + Perdas causadas pela outra estrutura):

$$\text{TM}_0 = 1,261 \text{ dB} + 0,1785 \text{ dB (Estrutura TE}_0) = 1,4395 \text{ dB}$$

$$\text{TE}_0 = 0,814 \text{ dB} + 0,0063 \text{ dB (Estrutura TM}_0) = 0,8203 \text{ dB}$$
- Largura de Banda (medida em - 1,5 dB):

$$\text{TM}_0 = 0,0896 \text{ nm (11,2 GHz)}$$

$$\text{TE}_0 = 0,06548 \text{ nm (8,185 GHz)}$$

Estes resultados são resumidamente listados na Tabela 6.8:

Tabela 6.8 – Resultados da estrutura multicamada

| | Perdas Inserção (dB) | $\Delta\lambda$ (GHz) |
|-----------------|----------------------|-----------------------|
| TM ₀ | 1,4395 | 11,2 |
| TE ₀ | 0,8203 | 8,185 |

$\Delta\lambda$ - Largura de banda medida em - 1,5 dB.

6.4 Perdas por *leakage* inseridas na estrutura DBR

Nesta seção será analisado o comportamento global do dispositivo, ou seja, serão inseridas as perdas por *leakage* obtidas da estrutura multicamada na estrutura DBR. Esta análise será baseada nos estudos apresentados em [6.5]. Com a realização desta análise serão obtidas as principais características de comportamento do dispositivo, tais como a quantidade de sinal óptico detectado no fotodetector, a isolamento entre o canal detectado e o canal separado em 0,8 nm, e as perdas por inserção no canal separado de 0,8 nm.

Na análise dos efeitos da polarização na estrutura DBR (Seção 6.2.1) verificou-se que a resposta da estrutura DBR é insensível à polarização. Entretanto, a cavidade ressonante de comprimento L_S apresenta perdas por *leakage* distintas para os modos TE e TM. Portanto, serão consideradas as perdas por *leakage* que cada estrutura insere no DBR e as perdas devido à polarização. Esta análise tem início com a obtenção dos índices efetivos (n_{TE} e n_{TM}) da estrutura multicamada. Estes índices efetivos são obtidos por meio da TMT (Apêndice C), de onde foram obtidos os seguintes resultados: índice efetivo $n_{TE}=1,4633$ para o modo TE_0 e índice efetivo $n_{TM}=1,4634$ para o modo TM_0 . Sabendo que tanto o modo TE_0 quanto o modo TM_0 se propagam pelo dispositivo proposto, torna-se necessária a realização de uma análise que considere os efeitos da polarização que estes modos estarão sujeitos. Isto se deve ao fato de que a estrutura DBR é projetada para somente um dos modos (TE_0 ou TM_0). Adicionalmente, serão considerados os efeitos da polarização sobre as perdas por *leakage* nas duas seções de guias de onda ARROW, visto que a estrutura multicamada que compõe a cavidade da estrutura DBR é composta por uma seção projetada para o modo TE_0 e outra para o modo TM_0 .

A primeira situação a ser analisada consiste de uma estrutura DBR projetada para selecionar o comprimento de onda de 1550 nm para o modo TM_0 . Uma vez que tanto o modo TM_0 quanto o TE_0 estarão presentes simultaneamente nesta estrutura, seus efeitos deverão ser considerados. O que se espera deste estudo é verificar uma possível variação no comprimento de onda de ressonância de Bragg devido à diferença de índices efetivos para estes modos. Nesta estrutura DBR serão

inseridas as perdas por *leakage* provenientes das estrutura multicamadas que compõe a cavidade da estrutura DBR, e são dadas por:

- Perdas por *leakage* proveniente do modo TM_0 propagando na estrutura multicamada TM_0 (estas perdas são dadas pela curva de perdas da estrutura TM_0 ilustrada na Fig. 6.15);
- Perdas por *leakage* proveniente do modo TE_0 propagando na estrutura multicamada TM_0 (estas perdas são dadas pela curva de perdas da estrutura TE_0 ilustrada na Fig. 6.17);
- Perdas por *leakage* proveniente do modo TM_0 propagando na estrutura multicamada TE_0 (estas perdas são dadas pela curva de perdas da estrutura TE_0 ilustrada na Fig. 6.16);
- Perdas por *leakage* proveniente do modo TE_0 propagando na estrutura multicamada TE_0 (estas perdas são dadas pela curva de perdas da estrutura TE_0 ilustrada na Fig. 6.15);

A Fig. 6.20 ilustra a transmitância em função do comprimento de onda para uma cavidade DBR projetada para o modo TM_0 . Observe que a isolamento entre o sinal detectado no fotodetector e o canal adjacente (separado de 0,8 nm) é de - 31,8 dB para ambos índices efetivos dos modos (TE_0 e TM_0). Por outro lado, as perdas por inserção são um pouco sensíveis à polarização, sendo 0,56 dB para o modo TE_0 e 1,01 para o modo TM_0 . Este efeito ocorre devido à maior largura de banda da curva das perdas por *leakage* para o modo TM_0 (Fig. 6.15). Observe também que não houve variação no comprimento de onda de ressonância (1550 nm) para o modo TE_0 . Este comportamento ocorre devido à pequena diferença entre os índices efetivos para os modos TE_0 e TM_0 .

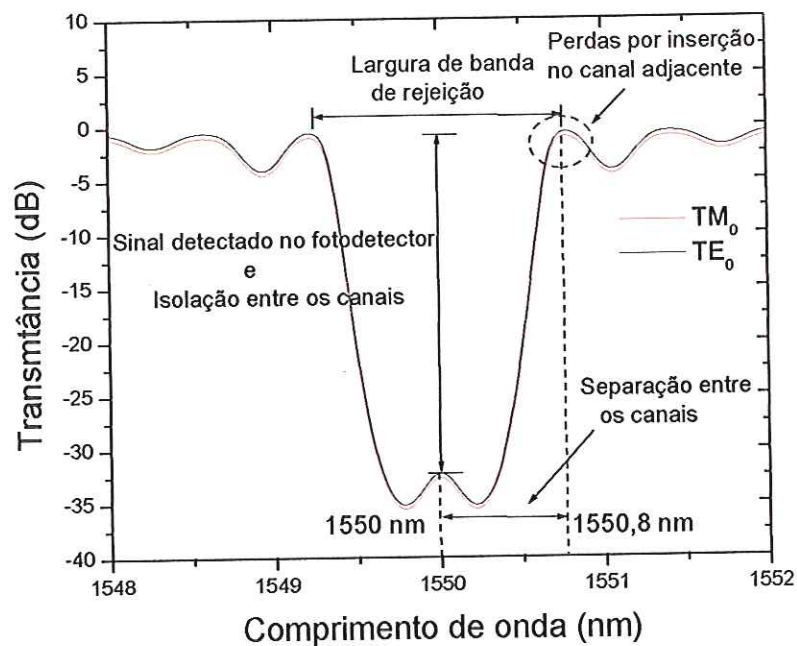


Fig. 6.20 – Transmissão em função do comprimento de onda para uma estrutura DBR projetada para o modo TM_0 (n_y , Γ_y e Λ_y).

Um estudo análogo ao realizado acima é realizado para o caso de uma estrutura DBR projetada para selecionar o comprimento de onda de 1550 nm para o modo TE_0 . As perdas dentro da cavidade, devidas exclusivamente às perdas por *leakage* das estruturas multicamadas, seguem a mesma dependência mostrada no exemplo anterior. A Fig. 6.21 ilustra a transmissão em função do comprimento de onda para este caso.

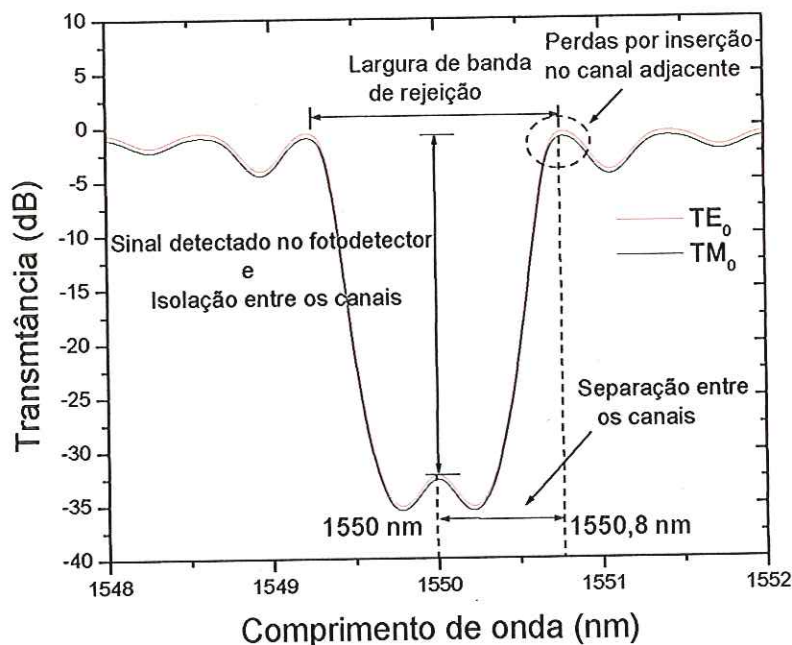


Fig. 6.21 – Transmissão em função do comprimento de onda para uma estrutura DBR projetada para o modo TE_0 (n_x, Γ_x e Λ_x).

Observe na figura acima que o comportamento é muito semelhante ao ocorrido para a estrutura DBR projetada para o modo TM_0 . Este comportamento ocorre em virtude da pequena diferença de índices efetivos que ambas as polarizações apresentam. Desta forma, verifica-se que a isolamento entre o sinal detectado no fotodetector e o canal adjacente (separado em 0,8 nm) também é de -31,8 dB para ambos índices efetivos dos modos (TE_0 e TM_0). As perdas por inserção também são de 0,56 dB para o modo TE_0 e 1,01 para o modo TM_0 . Observe também que não houve variação no comprimento de onda de ressonância (1550 nm) para o modo TM_0 . Este comportamento ocorre devido à pequena diferença entre os índices efetivos para os modos TE_0 e TM_0 .

Esta seção é finalizada com a Tabela 6.9 onde são listados o principais resultados obtidos nesta seção.

Tabela 6.9 – Resultados da estrutura multicamada

| | Perdas Inserção (dB) | Isolação (0,8 nm) |
|-----------------|----------------------|-------------------|
| TM ₀ | 1,01 | -31,8 |
| TE ₀ | 0,56 | -31,8 |

6.5 Dispositivo Otimizado

O dispositivo otimizado nas seções anteriores apresenta a mesma configuração ilustrada na Fig. 2.1. Os parâmetros ótimos da fibra tipo D, redes de Bragg e estrutura multicamada são resumidos abaixo.

- Fibra tipo D:

| | n (índice de refração) | Espessura |
|------------|--------------------------|----------------------------------|
| Casca | 1,458 | 58 μm (raio da casca) |
| Núcleo | 1,465 | 8 μm (raio do núcleo) |
| Seção reta | 1,458 | 1 μm |

- Estrutura multicamada:

| Camada | Estrutura TE ₀ | | | Estrutura TM ₀ | | |
|-----------|---------------------------|-------|-----------------------|---------------------------|-------|-----------------------|
| | Material | n | Esp (μm) | Material | n | Esp (μm) |
| Casca1 | SiO ₂ | 1,458 | S_{∞} | SiO ₂ | 1,458 | ∞ |
| Núcleo | SiO ₂ | 1,465 | 8,0 | SiO ₂ | 1,465 | 8,0 |
| Casca2 | SiO ₂ | 1,458 | 1,0 | SiO ₂ | 1,458 | 1,0 |
| Adesivo | PMMA | 1,458 | 0,3 | PMMA | 1,458 | 0,3 |
| Camada 1 | Si | 3,5 | 0,13 | Si | 3,5 | 0,17 |
| Camada 2 | SiO ₂ | 1,458 | 0,5 | SiO ₂ | 1,458 | 0,5 |
| Camada 3 | Si | 3,5 | 4,992 | Si | 3,5 | 4,995 |
| Camada 4 | SiO ₂ | 1,458 | 0,9 | SiO ₂ | 1,458 | 0,9 |
| Substrato | Si | 3,5 | S_{∞} | Si | 3,5 | ∞ |

$$\lambda = 1550 \text{ nm}$$

$$L_{\text{TM}_0} = 100 \mu\text{m}; L_{\text{TE}_0} = 1,7 \text{ mm}; \text{Gap} = 100 \mu\text{m}$$

- Redes de Bragg (DBR):

Máxima variação do índice de refração das redes de Bragg – 2×10^{-3}

L_g – 1,5 mm

L_s – 1,9 mm

A resposta final do dispositivo otimizado é obtida por meio da inserção das perdas por *leakage* da estrutura multicamada na estrutura DBR (Seção 6.4). Portanto, este dispositivo apresenta os seguintes resultados:

- Isolação entre os canais espaçados em 0,8 nm:

$$TM_0 = -31,8 \text{ dB}$$

$$TE_0 = -31,8 \text{ dB}$$

- Perdas por Inserção:

$$TM_0 = 1,01 \text{ dB}$$

$$TE_0 = 0,56 \text{ dB}$$

- Largura de Banda (Largura de Banda do DBR, pois a largura de banda do DBR é que determina qual a largura de banda do sinal óptico que sofrerá as perdas impostas pela estrutura multicamada).

$$TM_0 = 0,1 \text{ \AA} (1,25 \text{ GHz}) - 2,5 \text{ Gbps (Codificação NRZ)}$$

$$TE_0 = 0,1 \text{ \AA} (1,25 \text{ GHz}) - 2,5 \text{ Gbps (Codificação NRZ)}$$

Estes resultados são listados na Tabela 6.10:

Tabela 6.10 – Resultados do Dispositivo Otimizado

| | Isolação (dB) | Perdas Inserção (dB) | $\Delta\lambda$ (GHz) |
|--------|---------------|----------------------|-----------------------|
| TM_0 | - 31,8 | 1,01 | 1,25 |
| TE_0 | - 31,8 | 0,56 | 1,25 |

$\Delta\lambda$ - Largura de banda medida em -1,5 dB.

6.6 Sumário

Neste capítulo foram analisados os resultados obtidos para as redes de Bragg em fibra tipo D (DBR) e para a estrutura multicamada proposta. Analisou-se a sensibilidade à polarização na estrutura DBR bem como suas características de transmitância em função da variação dos parâmetros da estrutura. Verificou-se que mesmo com a assimetria da fibra tipo D os índices efetivos para os modos TE_0 e TM_0 são muito próximos e a estrutura DBR é insensível a polarização. Observou-se também que ocorre a diminuição da largura de banda de rejeição, diminuição da largura de banda e aumento da razão de extinção em função do aumento do comprimento das redes Bragg. Estes resultados estão de acordo com os resultados observados na literatura. Com relação a estrutura multicamada, verificou-se que a mesma apresenta uma curva de perdas com resposta em comprimento de onda, ainda não descrita na literatura. Analisou-se os efeitos da polarização sobre as perdas por *leakage* seletivas em comprimento de onda e verificou-se que a estrutura multicamada apresenta seletividade quanto à polarização. Esta característica foi contornada com o emprego de duas seções que detectam polarizações distintas. Foi verificado o efeito da variação do índice de refração do PMMA sobre as perdas por *leakage* seletivas em comprimento de onda e verificou-se que a estrutura multicamada proposta é insensível a estas pequenas variações. Finalmente, foi ilustrado um estudo onde as perdas por *leakage* da estrutura multicamada foram introduzidas na estrutura DBR. Por meio deste estudo foram obtidos os parâmetros otimizados que melhor representam o comportamento do dispositivo descrito neste trabalho.

Capítulo 7

Conclusões e Recomendações para Trabalhos Futuros

7.1 Conclusões

Neste trabalho foi proposta e analisada uma nova configuração de filtro para extração de comprimento de onda em sistemas WDM. Este dispositivo é baseado na combinação de três estruturas distintas: guia de onda ARROW, duplo refletor de Bragg DBR (*Double Bragg Reflector*) e fibra tipo D. A análise deste dispositivo consistiu na discussão e caracterização de dois efeitos distintos. O primeiro efeito é o da transmissão estreita, obtida por meio do duplo refletor de Bragg DBR (*Double Bragg Reflector*) na fibra tipo D. A principal característica da estrutura DBR é a presença de um pico de transmissão no centro do espectro de reflexão da rede de Bragg. Este pico de transmissão se caracteriza por ser muito estreito e confere ao filtro uma alta razão de extinção. Neste trabalho foi projetada uma estrutura DBR e analisados seus principais parâmetros. Esta estrutura apresentou largura de banda de 0,1 Å (1,25 GHz) e razão de extinção de -37 dB para ambas polarizações. Estes resultados são condizentes com os registros encontrados na literatura e adequados para a aplicação do dispositivo proposto. O segundo efeito é o das perdas seletivas em comprimento de onda. Este efeito foi obtido por meio de uma estrutura multicamada ARROW construída sobre a fibra tipo D. Entretanto, pelo fato de não haver na literatura uma estrutura ARROW que fosse adequada para o objetivo deste trabalho, foi proposta uma nova configuração para esta estrutura. Esta nova configuração apresentou o comportamento adequado, porém apresentou a característica de perdas seletivas à polarização (Perdas de 1400 dB/cm para o modo TM_0 e perdas de 72 dB/cm TE_0). Estas perdas seletivas à polarização são intrínsecas

aos guias ARROW. Como forma de equalizar este efeito empregou-se duas seções distintas de estruturas multicamada, sendo cada uma responsável por detectar uma polarização distinta, ou seja, TE ou TM. Por meio deste artifício foi obtida uma diminuição na sensibilidade das perdas quanto à polarização. As perdas por inserção devido à estrutura multicamada são consideradas baixas (1,4395 dB para o modo TM_0 e 0,8203 dB para o TE_0), porém sensíveis à polarização. O comportamento global do dispositivo é obtido com a inclusão das perdas por *leakage* da estrutura multicamada ARROW no resultado da estrutura DBR. Desta forma o dispositivo proposto apresenta isolamento de - 31,8 dB entre o canal detectado e os canais espaçados em 0,8 nm, largura de banda de 0,1 Å (1,25 GHz) e perdas de inserção de 1,01 dB para o modo TM_0 e 0,56 dB para o modo TE_0 .

O comportamento global do dispositivo é adequado para sua aplicação como um filtro de retirada de comprimento de onda e a pequena sensibilidade das perdas por inserção à polarização pode ser desconsiderada devido a pequena dimensão das redes ópticas passivas onde o dispositivo é empregado.

7.2 Recomendações para Trabalhos Futuros

Como recomendações para trabalhos futuros sugere-se a utilização de outras configurações para a estrutura multicamada planar, onde ao invés do emprego de uma configuração ARROW poderia ser empregado um configuração periódica de guias de onda planares. Também pode-se empregar redes de Bragg tipo *chirped* e/ou apodizadas para variar o espectro de transmitância da estrutura e assim controlar a largura de banda de transmissão do DBR. Outra importante recomendação é a utilização de algum processo de otimização no projeto do dispositivo, como otimização baseada em algoritmos genéticos. O processo de otimização é importante em virtude dos inúmeros parâmetros que podem ser alterados durante o projeto do dispositivo. Com isso, espera-se que as perdas por inserção possam ser minimizadas ainda mais.

Referências Bibliográficas

CAPÍTULO 1

- [1.1] M. Listanti and V. Eramo, “Architectural and technological issues for future optical internet networks”, *IEEE Communications Magazine*, pp. 82 – 92, setembro de 2000.
- [1.2] Y. Hirachi, “High-frequency and high-speed devices for communication network systems”, *IEICE Transactions Electronics*, pp. 1862 – 1870, novembro de 1999.
- [1.3] M. Borella, J. Jue, D. Banerjee, B. Ramamurthy and B. Mukherjee, “Optical components for WDM lightwave networks”, *Proceedings of the IEEE*, vol. 85, n. 158, pp. 1274 – 1304, agosto de 1997.
- [1.4] Y. Hibino, “Passive optical devices for photonic networks”, *IEICE Transactions Communications*, vol. E83-B, n. 10, pp. 2178 – 2190, outubro de 2000.
- [1.5] J. Refi, “Optical fibers for optical networking”, *Bell Labs Technical Journal*, pp. 246 – 261, janeiro/março de 1999.
- [1.6] H. Yoshimura, K. Sato and N. Takachio, “Future photonic transport networks based on WDM technologies”, *IEEE Communications Magazine*, pp. 74 – 81, fevereiro de 1999.
- [1.7] R. C. Alfemess, P. A. Bonenfant, C. J. Newton, K. A. Sparks and E. L. Varma, “A practical vision for optical transport networking”, *Bell Labs Technical Journal*, pp. 3 – 17, janeiro/março de 1999.

- [1.8] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, New York, McGraw-Hill, 1997.
- [1.9] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, New York, Wiley-Interscience, 1992.
- [1.10] Bell Labs Technology, *Trends & Developments*, vol. 2, n. 2 pp. 1 – 15, 1998.
- [1.11] S. Kawanishi, “High bit rate transmission over 1 Tbps”, *IEICE Transactions Electronics*, vol. E84-C, n. 5, pp. 509 – 515, maio de 2001.
- [1.12] ITU (<http://www.itu.org>, data de último acesso: 8 de fevereiro de 2002), 2002.
- [1.13] K. Makki, J. Broussard and N. Pissinou, “On optical communications networks and wideband network architecture”, *Computer Communications*, vol. 23, pp. 901 – 911, maio de 2000.
- [1.14] R. C. Alferness, H. Kogelnik and T. Wood, “The evolution of optical systems: optics everywhere”, *Bell Labs Technical Journal*, pp. 188 – 202, janeiro/março de 2000.
- [1.15] P. Iannone, K. Reichmann and N. Frigo, “High-speed point-point and multiple broadcast services delivered over a WDM passive optical network”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, n. 10, pp. 1328 – 1330, setembro 1998.
- [1.16] C. Lam, M. Feuer and N. Frigo, “Performance of pin and APD receivers in high-speed WDM data transmission systems employing spectrally sliced spontaneous emission sources”, *Electronics Letters*, vol 36, n. 18, pp. 1572 – 1574, agosto de 2000.
- [1.17] K. Park, Y. Lee, M. Kim, K. Lee, and Y. Won, “All-fiber drop-pass filters with fiber Bragg gratings”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, n. 4, pp. 555 – 557, abril de 1998.
- [1.18] P. Green, “Progress in optical networking”, *IEEE Communications Magazine*, pp. 54 – 61, janeiro de 2001.

- [1.19] D. Sadot and B. Efrain, "Tunable optical filters for dense WDM networks", *IEEE Communications Magazine*, pp. 50 – 55, dezembro de 1998.
- [1.20] H. Kobrinski and K. Cheung, "Wavelength-tunable optical filters: applications and technologies", *IEEE Communications Magazine*, pp. 53 – 63, outubro de 1989.
- [1.21] K. Hirabayashi, H. Tsuda and K. Kurokanha, "Tunable liquid-crystal Fabry-Perot interferometer filter for WDM communications systems", *Journal of Lighthwave Technology*, vol. 11, n. 12, pp. 2033 – 2043 , dezembro de 1993.
- [1.22] N. Takato, A. Sugita, K. Onose, H. Ozaki, M. Okuno, M. Kawachi and K. Oda, "128-channel polarization-insensitive frequency-selection-switch using high-silica waveguides on Si", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 2, n. 6, pp. 441– 443 , junho de 1990.
- [1.23] M. McLandrich, R. Orazi and H. Marlin, "Polarization independent narrow channel wavelength division multiplexing fiber couplers for 1,55 μm ", *Journal of Lighthwave Technology*, vol 9, n. 4, pp. 442 – 447, abril de 1991.

CAPÍTULO 2

- [2.1] P. Green, "Progress in optical networking", *IEEE Communications Magazine*, pp. 54 – 61, janeiro de 2001
- [2.2] J. Damask and H. Haus, "Wavelength-division multiplexing using channel-dropping filter", *Journal of Lighthwave Technology*, vol 11, n. 3, pp. 424 – 428, março de 1993.
- [2.3] K. Park, Y. Lee, M. Kim and Y. Won, "All-fiber drop-pass filters with fiber Bragg gratings", *Journal of Lighthwave Technology*, vol 10, n. 4, pp. 555–557, abril de 1998.

- [2.4] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, New York, Wiley-Interscience, 1992.
- [2.5] Y. Hibino, "Passive optical devices for photonic networks", *IEICE Transactions Communications*, vol. E83-B, n. 10, pp. 2178 – 2190, outubro de 2000.
- [2.6] F. Bakhti and P. Sansonetti, "Wide bandwidth, low loss and rejective doubly phase-shifted UV-written fibre bandpass filter", *Electronics Letters*, vol. 32, n. 6, pp. 581 – 582, 1996.
- [2.7] M. A. Duguay, Y. Kokubun and T. L. Koch, "Antiresonant reflecting optical waveguides", *Applied Physics Letters*, vol. 49, n. 1, pp. 13 – 15, julho de 1986.
- [2.8] T. Baba, Y. Kokubun and H. Watanabe, "Monolithic integration of an ARROW-type demultiplexer and photodetector in the shorter wavelength region", *Journal of Lightwave Technology*, vol 8, n. 1, pp. 99 – 104, janeiro de 1990.
- [2.9] M. Moreno and J. Calderer, "Lateral photodetector on ARROW structures for optical interconnections", *Optics Communications*, vol. 140, pp. 27 – 31, julho de 1997.
- [2.10] B. Pezeshki, F. Agahi, J. Kash, J. Welsler and W. Wang, "Wavelength-selective waveguide photodetectors in silicon-on-insulator", *Applied Physics Letters*, vol. 6, n. 68, pp. 741 – 743, fevereiro de 1996.
- [2.11] J. Palais, *Fiber Optic Communications*, Prentice-Hall International, 1988.
- [2.12] Vinchant J., Vilcot J. and Decoster D., "Electron-Hole pair generation rate of monolithic integrated waveguide/photodetector: application to the modeling of monolithic integrated waveguide/pin photodiodes", *Journal of Lightwave Technology*, vol 8, , n. 12, pp. 1920 – 1931, dezembro de 1990.

- [2.13] Deri R., "Monolithic integration of optical waveguide circuitry with III-V photodetectors for advanced lighthwave receivers", *Journal of Lighthwave Technology*, vol 11, n. 8, pp. 1296 – 1313, agosto de 1990.
- [2.14] S. Hsu, O. King, F. Johnson, J. Hryniewicz, Y. Chen and D Stone, "InGaAs pin detector array integrated with AlGaAs/GaAs grating demultiplexer by total internal reflector", *Electronics Letters*, vol 35, n. 15, 1248 – 1249, julho de 1999.
- [2.15] J. Soole, H. LeBlanc, N. Andreadakis, C. Caneau, R. Bhat and M. Koza, "High speed monolithic WDM detector for 1,5 μm fibre band", *Electronics Letters*, vol 31, n. 15, 1276 – 1277, julho de 1995.

CAPÍTULO 3

- [3.1] R. Dyott and P. Schrank, "Self-location elliptically cored fibre with an accessible guiding region", *Electronics Letters*, vol.18, pp. 980 – 981, 1982.
- [3.2] A. Sharma, J. Kompella and P. Mishra, "Analysis of fiber directional couplers and coupler half-blocks using a new simple model for single-mode fibers", *Journal of Lighthwave Technology*, vol 8, n. 2, pp. 143 – 151, fevereiro de 1990.
- [3.3] F. Fogli, G. Bellanca, P. Bassi, I. Madden And W. Johnstone, "High efficient full-vectorial 3-D BPM modeling of fiber to planar waveguide couplers" *Journal of Lighthwave Technology*, vol 17, n. 1, pp. 136 – 143, janeiro de 1999.
- [3.4] S. Lee, J. Sokoloff, P. McGinnis and H. Sasabe, "Polymer waveguide overlays for side-polished fiber devices" *Applied Optics*, vol 37, n. 3, pp. 453 – 462, janeiro de 1998.
- [3.5] A. Roberts, K. Nugent, S. Huntington, P. Mulvaney and K. Lo, "Field characterization of D-shaped optical fiber using scanning near-field optical

- microscopy”, *Journal Applied Physics*, vol. 82, n. 2, pp. 510 – 513, julho de 1997.
- [3.6] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, New York, Wiley-Interscience, 1992.
- [3.7] E.-G. Neumann, *Single-mode fibers fundamentals*, New York, Wiley-Interscience. 1988.
- [3.8] G. Keiser, *Optical fiber communications*, New York, McGraw-Hill, 1983
- [3.9] F. Muhammad and G. Stewart, “Polarized finite-difference analysis of D-fibre and application for chemical sensing”, *International Journal of Optoelectronics*, vol. 7, n. 6, pp. 705 – 721, 1992
- [3.10] J. Dakin and B. Culshaw, *Optical Fiber Sensors: Principles and Components*, Artech House, 1992.
- [3.11] T. Conese, G. Barbarosa and M. Armenise, “Vectorial finite element analysis of vertical coupling between D-fiber and buried optical channel waveguide”, *Optical Engineering*, vol. 34, n. 6, pp. 1689 – 1696, junho de 1995.
- [3.12] E.-G. Neumann, *Single-mode fibers fundamentals*, New York, Wiley-Interscience. 1988.
- [3.13] Yafó Networks, Polarization Mode Dispersion Tutorial (International Engineering Consortium homepage: http://www.iec.org/online/tutorials/polar_mode, data de último acesso: 12 de dezembro de 2001), 2001.
- [3.14] T. Conese, G. Barbarossa and M. Armenise, “Accurate loss analysis of single-mode fiber/D-fiber splice by vectorial finite element”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, n. 5, pp. 523 – 525, maio de 1995.
- [3.15] C. Millar, B. Ainslie, M. Brierley and S. Craig, “Fabrication and characterization of D-fibres with a range of accurately controlled core/flat distances”, *Electronics Letters*, vol. 22, n. 6, pp. 322 – 324, março de 1986.

- [3.16] M. Digonnet, J. Feth and F. Stokes, "Measurement of the core proximity in polished fiber substrates and couplers", *Optics Letters*, vol. 10, n. 9, pp.463 – 465, setembro de 1985.
- [3.17] M. Cordaro, D. Rode, T. Barry and P. Krchnavek, "Precision fabrication of D-shaped single-mode optical fibers by *In Situ* monitoring", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, n. 9, pp. 1524 – 1531, setembro de 1994.

CAPÍTULO 4

- [4.1] K. Hill, and G. Meltz, "A Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, n. 8, pp. 1263 – 1276, agosto de 1997.
- [4.2] Y. Hibino, "Passive optical devices for photonic networks", *IEICE Transactions Communications*, vol. E83 – B, n. 10, pp. 2178 – 2190, outubro de 2000.
- [4.3] C. Giles, "Lightwave applications of fiber Bragg grating", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, n. 8, pp. 1391 – 1404, agosto de 1997.
- [4.4] R. G. Hunsperger, *Integrated Optics: Theory and Technology*, New York, Springer-Verlag, 1991.
- [4.5] D. P. Hand and P. Russel, "Photoinduced refractive-index changes in germanosilicate fibers", *Optics Letters*, vol. 15, n. 2, pp. 102 – 104, janeiro de 1990.
- [4.6] T. E. Tsai, C. Askins and E. Friebele, "Photoinduced grating and intensity dependence of defect generation in Ge-doped silica optical fiber", *Applied Physics Letters*, vol. 61, n. 4, pp. 390 – 392, julho de 1992.
- [4.7] G. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Academic Press, 1995.

- [4.8] J. Archambault, L. Reekie and P. Russell, "100-Percent Reflectivity Bragg gratings reflectors produced in optical fibres by single excimer laser pulses", *Electronics Letters*, vol. 29, n. 5, pp. 453 – 455 , março de 1993.
- [4.9] K. O. Hill, B. Melo, F. Bilodeau, D. Johnson and J. Albert, "Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask", *Applied Physics Letters*, vol. 62, n.10, pp. 1035 – 1037, março de 1993.
- [4.10] P. J. Lemaire, R. Atkins, V. Misrahi and W. Reed, "High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibers", *Electronics Letters*, vol. 29, n. 13, pp. 1191 – 1193, junho de 1993.
- [4.11] T. Erdogan, V. Misrahi, P. Lemaire and D. Monroe, "Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings", *Journal Applied Physics*, vol. 1, n. 76, pp. 73 – 80 , 1994.
- [4.12] T. Erdogan, "Fiber grating spectra", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, n. 8, pp. 1277 – 1294, agosto de 1997.
- [4.13] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, New York, Wiley-Interscience, 1992.
- [4.14] C. R. Pollock, *Fundamentals of optoelectronics*, Chicago, IRWIN, 1995.
- [4.15] K. O. Hill, "Aperiodic distributed-parameter waveguides for integrated optics", *Applied Optics*, vol. 8, n.13, pp. 1853 – 1856 ,1974.
- [4.16] H. A. Haus, *Waves and fields in optoelectronics*, New Jersey, Prentice Hall, 1984.
- [4.17] R Kashyap, *Fiber Bragg grating*, Academic Press, 1999.
- [4.18] D. Sadot and E Boimovich, "Tunable optical filters for dense WDM networks", *IEEE Communications Magazine*, pp. 50 – 55, dezembro de 1998.

- [4.19] H. Kobrinski and Cheung, "Wavelength-tunable optical filters: Applications and technologies", *IEEE Communications Magazine*, pp. 53 – 63, outubro de 1989.
- [4.20] L. Dong, P. Hua, T. Birks, L. Reekie and P. Russel, "Novel add-drop filters for WDM optical fiber systems using a Bragg grating assisted mismatched coupler", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, n.12, pp. 1656 – 1658, dezembro de 1996
- [4.21] I. Baumann, J. Seifert, W. Nowark and M. Sauer, "Compact all-fiber add-drop-multiplexer using fiber Bragg gratings", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, n.10, pp. 1331 – 1333, outubro de 1996.
- [4.22] Y. Chen, C. Chang, Y. Yang, I. Kuo and T. Laing, "Mach-Zehnder fiber-gratings-based fixed and reconfigurable multichannel optical add-drop multiplexers for DWDM networks", *Optics Communications*, n. 169, pp. 245 – 262, outubro de 1999
- [4.23] R. Alfèrness, C. Joyner, M. Divino M. Martyak and L. Buhl, "Narrowband grating resonator filters in InGaAsP/Inp waveguides", *Applied Physics Letters*, vol. 3, n. 49, pp. 125 – 127, julho de 1986.
- [4.24] F. Bakhti and P. Sansonetti, "Wide bandwidth, low loss and rejective doubly phase-shifted UV-written fibre bandpass filter ", *Electronics Letters*, vol. 32, n. 6, pp. 581 – 582 , 1996.
- [4.25] J. Damask and H. Haus, "Wavelength-division multiplexing using channel-dropping filters", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, n. 3, pp. 424 – 428, março de 1993.
- [4.26] H. Haus and Y. Lai, "Narrow-band optical channel-dropping filter", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, n. 1, pp. 57 – 61, janeiro de 1992.
- [4.27] M. Levy, L. Eldada, R. Scarmozzino, R. Osgood, P. Lin and F. Tong, "Fabrication of narrow-band channel-dropping filters", *IEEE Photonics Technology Letters* vol.4, n. 12, pp. 1378 – 1381, dezembro de 1992.

- [4.28] R. Kashyap, P. Mckee and D. Armes, "UV written reflection grating structures in photosensitive optical fibres using phase-shifted phase masks", *Electronics Letters*, vol. 30, n.23, pp. 1977 – 1978 , novembro de 1994.
- [4.29] J. Canning and M. Sceats, " π -phase-shifted periodic distributed structures in optical fibres by UV post-processing", *Electronics Letters*, vol. 30, n.16, pp. 1344 – 1345, 1994.
- [4.30] R. Zengerle and O. Leminger, "Phase-shifted Bragg-grating filters with improved transmission characteristics", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, n. 12, pp. 2354 – 2358, agosto de 1997.
- [4.31] F. Bakhti and P. Sansonetti, "Design and realization of multiple quarter-wave phase-shifts UV-written bandpass filters in optical fibers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, n. 8, pp. 1433 – 1437, agosto de 1997.
- [4.32] C. Henry, R. Kazarinov, H. Lee, A. Olsson and K. Orlovsky, "A narrow-band Si_3N_4 - SiO_2 resonant optical reflector", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-23, n. 9, pp. 1426 – 1428, setembro de 1987.
- [4.33] Apollo Photonics, Hamilton, ON. Canada, (<http://www.apollophoton.com>, data de último acesso: 12 de dezembro de 2001), 2001.

CAPÍTULO 5

- [5.1] M. Duguay, Y. Kokubun and T. Koch, "Antiresonant reflecting optical waveguides", *Applied Physics Letters*, vol. 49, n. 1, pp. 13 – 15, julho de 1986.
- [5.2] W. Jiang, J. Chrostowski and M. Fontaine, "Analysis of ARROW waveguides", *Optics Communications*, vol. 72, n. 3.4, pp. 180 – 186 , julho de 1989.
- [5.3] T. Baba and Y. Kokubun, "Dispersion and radiation loss characteristics of antiresonant reflecting optical waveguides – numerical results and analytical

- expressions”, *IEEE Journal of Quantum Electron.*, vol. 28, n. 7, pp. 1689 – 1700, julho de 1992.
- [5.4] W. Huang, R Shubair, A. Nathan and Y. Chow, “The modal characteristics of ARROW structures”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, n. 8, pp. 1015–1022, agosto de 1992.
- [5.5] I. Garcés, F. Villuendas, J. Vallés, C. Domínguez and M. Moreno, “Analysis of leakage properties and guiding conditions of rib antiresonant reflecting optical waveguides”, *Journal of Lightwave Technology*, vol 14, n. 5, pp. 798 – 805, maio de 1996.
- [5.6] A. Yariv, *Optical Electronics*, Harcourt Brace Jovanovich College Publishers, 1991
- [5.7] U. Trutschel, V. Ouellette, V. Deslisle, M. Duguay, G. Fogarty and F. Lederer, “Polarization splitter based on antiresonant reflecting optical waveguides”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, n. 2, pp. 239 – 243 , fevereiro de 1995.
- [5.8] Z. Mao and W. Huang, “An ARROW optical wavelength filter: design and analysis”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, n. 7, pp. 1183 – 1188, julho de 1993.
- [5.9] V. Deslisle, U. Trutschel, M. Duguay, F. Lederer and L. Leine, “Antiresonant waveguide Add-Drop filter using Fabry-Perot interference”, *Optics Communication*, vol. 113, pp. 389 – 394 , janeiro de 1995.
- [5.10] M. Shamonin, M. Lohmeyer, and P. Hertel, “Directional coupler based on radiatively coupled waveguides”, *Applied Optics*, vol. 36, no. 3, pp. 635 – 641, janeiro de 1997.
- [5.11] T. Sekimoto, S. Ikuta, W. Pan, S. Chu., and Y. Kokubun, “Vertical antiresonant reflecting optical waveguide coupler for three-dimensional optical interconnects: optimum design for large tolerance, high coupling efficiency, and

- short coupling length”, *Applied Optics*, vol. 39, no. 3, pp. 426 – 430, janeiro de 2000.
- [5.12] T. Baba, Y. Kokubun and H. Watanabe, “Monolithic integration of an ARROW-type demultiplexer and photodetector in the shorter wavelength region”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, n. 1, pp. 99 – 104, janeiro de 1990.
- [5.13] U. Trutschel, V. Deslisle, M. Duguay, F. Lederer and U. Langbein, “A wavelength selective device based on three coupled antiresonant reflecting optical waveguides”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, n. 1, pp. 35 – 37, janeiro de 1995.
- [5.14] V. Deslisle, U. Trutschel, H. Tremblay, M. Duguay and F. Lederer, “High finesse wavelength selective coupler based on ARROW’s”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, n. 6, pp. 791 – 793, junho de 1996.
- [5.15] S. Chu, M. Miura and Y. Kokubun, “Compact ARROW-type vertical coupler filter”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, n. 11, pp. 1492 – 1494, novembro de 1996.
- [5.16] T. Tamir, *Guide-wave optoelectronics*, New York, Springer-Verlag, 1988.
- [5.17] J. Gehler, S. Sato, S. Chu, W. Pan and Y. Kokubun, “Narrowband optical wavelength comb by ARROW-type vertical coupler with thick cavity”, *Electronics Letters*, vol. 33, n. 23, pp. 1947 – 1948, novembro de 1997.
- [5.18] S. Chu, W. Pan, S. Sato, T. Maeda, B. Little and Y. Kokubun, “Reduction of filter sidelobe level by an X-crossing vertical coupled ARROW filter”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, n. 3, pp. 391 – 393, março de 1998.
- [5.19] S. Chu, W. Pan, S. Sato, E. Brent, T. Kaneko and Y. Kokubun, “ARROW-type vertical coupler filter: design and fabrication”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 17, n. 4, pp. 652 – 658, abril de 1999.

- [5.20] K. Schlereth and M. Tacke, "The complex propagation of multiplayer waveguides: an algorithm for a personal computer", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, n. 4, pp. 627– 630, abril de 1990.
- [5.21] B. Borges, M. Romero and A. César, "An extension of the effective index method to analyze leakage losses in rib type waveguides", *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 20, n. 10, pp. 1783 – 1793, outubro de 1999.
- [5.22] B. Borges, S. Manfrim, M. Romero, and A. César, "Design analysis of silicon-based integrated-optic Mach-Zehnder pressure sensors", *Fiber and Integrated Optics Journal*, vol. 20, n. 4, pp. 385 – 401, 2001.
- [5.23] Ben-Hur V. Borges, Murilo A. Romero, and Amilcar C. Cesar, "Leakage loss analysis in rib type waveguides by the effective index method", 1999 SBMO/IEEE MTT-S, AP-S and LEOS International Microwave and Optoelectronic Conference-IMOC'99, pp. 202 – 206, 9-12 de agosto no Rio de Janeiro, 1999.

CAPÍTULO 6

- [6.1] J. Palais, *Fiber Optic Communications*, Prentice-Hall International, 1988.
- [6.2] M. A. Duguay, Y. Kokubun and T. L. Koch, "Antiresonant reflecting optical waveguides", *Applied Physics Letters*, vol. 49, n. 1, pp. 13–15, julho de 1986.
- [6.3] A. Yariv, *Optical Electronics*, Harcourt Brace Jovanovich College Publishers, 1991.
- [6.4] J. Gehler, S. Sato, S. Chu, W. Pan and Y. Kokubun, "Narrowband optical wavelength comb by ARROW-type vertical coupler with thick cavity", *Electronics Letters*, vol. 33, n. 23, pp. 1947–1948, novembro de 1997.

- [6.5] R. Alferness, C. Joyner, M. Divino M. Martyak and L. Buhl, "Narrowband grating resonator filters in InGaAsp/Inp waveguides", *Applied Physics Letters*, vol. 3, n. 49, pp. 125 – 127, julho de 1986.
- [6.6] S. Lee, J. Sokoloff, P. McGinnis and H. Sasabe, "Polymer waveguide overlays for side-polished fiber devices", *Applied Optics*, vol. 37, n. 3, pp 453–462, janeiro de 1998.

APÊNDICE A

Análise da fibra tipo D empregando método da sobre-relaxação sucessiva - SOR (*Successivel over-relaxation*)

A.1 Introdução

Com o objetivo de efetuar uma análise mais precisa das características da fibra tipo D será empregado o método da sobre-relaxação sucessiva SOR (*Successivel over-relaxation*) [A.1][A.2]. Este método 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 [A.3]. A idéia é sobre corrigir o valor da solução obtida pelo método de Gauss-Seidel antecipando futuras correções. A seguir é descrito o método SOR.

A.2 Fundamentos Teóricos

Para resolver a equação $Ax = b$ considera-se A como [A.3]:

$$A = L + D + U \tag{A.1}$$

onde D é a 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 Gauss-Seidel corresponde à decomposição matricial [A.3]:

$$(L+D)x^{(r)} = -Ux^{(r-1)} + b \quad (\text{A.2})$$

Esta equação pode ser extrapolada empregando o conceito da média ponderada entre a interação anterior e interação de Gauss-Seidel computada sucessivamente para cada componente. Desta forma obtém-se um algoritmo prático se for feita uma sobre-correção ao valor de $x^{(r)}$ junto ao r -ésimo estágio de interação Gauss-Seidel, antecipando futuras correções. Somando e subtraindo $x^{(r-1)}$ do lado direito da Equação (A.2) e escrevendo o método de Gauss-Seidel como:

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

O termo entre colchetes é denominado vetor residual $\xi^{(r-1)}$, então pode-se reescrever a Equação (A.3) como:

$$x^{(r)} = x^{(r-1)} - (L+D)^{-1} \xi^{(r-1)} \quad (\text{A.4})$$

A sobre-correção é definida como:

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

Aqui Ω é definido como parâmetro de sobre-relaxação, que é escolhido de forma a tornar a convergência mais rápida possível. Desta forma obtém-se o método denominado Sobre-relaxação Simultânea ou Sucessiva (SOR). Este método está associado aos seguintes teoremas [A.3]:

- O método é convergente somente se $0 < \Omega < 2$. Se $0 < \Omega < 1$, denomina-se de sub-relaxação.
- Se 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:

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

Para efetuar a escolha ótima, o raio espectral para o SOR deverá ser:

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

Porém, como será efetuada a escolha do parâmetro Ω ótimo para um problema para o qual a resposta não é conhecida analiticamente? Este é um ponto fraco do SOR. Uma forma de escolher Ω é mapear o problema desejado aproximadamente dentro de um problema com resposta conhecida, reolocando 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 que $\Delta x \neq \Delta y$ tem-se:

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

Uma outra forma pode ser empregada quando é necessária a resolução de muitas equações simultaneamente é a determinação do parâmetro Ω ótimo para a primeira equação e utiliza-lo para as equações restantes. A seguir é ilustrada a aplicação do método SOR na resolução da equação de Helmholtz.

Nesta análise utiliza-se o formalismo semi-vetorial onde as polarizações x e y do campo elétrico não estão acopladas. Este estudo tem início com a análise da equação vetorial de Helmholtz:

$$\left(\frac{d^2}{dy^2} + \frac{d}{dx} \frac{1}{n^2} \frac{d}{dx} n^2 + n^2 k^2 - \beta^2 \right) Ex = \left(\frac{d^2}{dx dy} - \frac{d}{dx} \frac{1}{n^2} \frac{d}{dx} n^2 \right) Ey \quad (\text{A.8})$$

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d}{dy} \frac{1}{n^2} \frac{d}{dy} n^2 + n^2 k^2 - \beta^2 \right) Ey = \left(\frac{d^2}{dy dx} - \frac{d}{dy} \frac{1}{n^2} \frac{d}{dx} n^2 \right) Ex$$

onde n é o índice de refração, k é o número de onda e β é a constante de propagação. As derivadas no lado direito da Equação (A.8) descreve o acoplamento entre os campos ortogonais Ex e Ey . Como estes termos são desprezados na aproximação semi-vetorial a Equação (A.8) não apresenta mais acoplamento entre as componentes ortogonais. Portanto, cada equação pode ser resolvida independentemente. A aproximação semi-vetorial derivada neste trabalho tem início a partir da equação semivetorial de Helmholtz para a polarização x .

$$\left(\frac{d^2}{dy^2} + \frac{d}{dx} \frac{1}{n^2} \frac{d}{dx} n^2 + n^2 k^2 - \beta^2 \right) Ex = 0 \quad (\text{A.9})$$

Para resolver numericamente a Equação (A.9), a distribuição do índice de refração deve ser representada por meio da discretização da estrutura e as derivadas do campo transversal são aproximadas por:

$$\frac{d^2}{dy^2} = \frac{Ex_{i,j+1} - 2Ex_{i,j} + Ex_{i,j-1}}{h^2} \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{d}{dx} \frac{1}{n^2} \frac{d}{dx} n^2 Ex = \frac{1}{\Delta x^2} \{ a \cdot Ex_{i+1,j} - 2b \cdot Ex_{i,j} + c Ex_{i-1,j} \} \quad (\text{A.11})$$

Os coeficientes a , b e c na Equação (A.11) são [A.4]:

$$a = \frac{2n^2 i_{j+1}}{n^2 i_{j+1} + n^2 i_j}$$

$$b = n^2_{i,j} \cdot \left(\frac{1}{n^2_{i,j+1} + n^2_{i,j}} + \frac{1}{n^2_{i,j-1} + n^2_{i,j}} \right) \quad (\text{A.12})$$

$$c = \frac{2n^2_{i,j-1}}{n^2_{i,j-1} + n^2_{i,j}}$$

Deve-se notar que na aproximação escalar, as derivadas do lado esquerdo da Equação (A.11) são tratadas como derivadas de segunda ordem e, por consequência $a=b=c=1$.

Substituindo a aproximação por diferenças finitas (Equação (A.10) e (A.11)) na Equação (A.9) e isolando o termo $Ex_{i,j}$ resulta em [A.4]:

$$Ex_{i,j}^* = \frac{\frac{1}{\Delta y^2} (Ex_{i,j+1} + Ex_{i,j-1}) - \frac{1}{\Delta x^2} (Ex_{i+1,j} + Ex_{i-1,j})}{\left[\frac{2}{\Delta y^2} + \frac{2 \cdot b}{\Delta x^2} - (n^2_{i,j} k^2 - \beta^2) \right]} \quad (\text{A.13})$$

Esta equação é utilizada para construir um esquema iterativo para obter uma distribuição de campo aproximada. Neste trabalho é empregado o método SOR para a correção do campo em cada iteração:

$$Ex_{i,j}^n = \Omega Ex_{i,j}^* + (1 - \Omega) Ex_{i,j}^{n-1} \quad (\text{A.14})$$

onde Ω é o parâmetro de sobre-relaxação. A escolha deste parâmetro é provavelmente a característica mais complexa deste método. No entanto, o valor ótimo pode ser empiricamente determinado.

O algoritmo do método pode ser sumarizado da seguinte forma:

Inicialmente é adotado um perfil de campo gaussiano $Ex_{i,j}^0$ então um campo corrigido $Ex_{i,j}^*$ é calculado a partir da Equação (A.12). Uma distribuição de campo $Ex_{i,j}^1$ é

então obtida por meio da Equação (A.13). Em cada iteração, a constante de propagação β é calculada empregando a fórmula semi-vetorial variacional:

$$a^2 = \frac{k^2 \int n^2 |Ex|^2 dx dy - \int \left| \frac{d}{dy} Ex \right|^2 dx dy + P}{\int |Ex|^2 dx dy} \quad (\text{A.15})$$

$$P = \int \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{n^2} \left(\frac{d}{dx} (n^2 Ex) \right) \right) \cdot Ex^* dx dy$$

O primeiro e segundo termo do numerador da Equação (A.15) são normalmente aproximados de forma escalar, enquanto o termo P pode ser considerado como uma correção vetorial. O processo de iteração tem fim quando o critério de erro é satisfeito. Por meio deste método, tanto a constante de propagação como a distribuição de campo são obtidas.

A.3 Resultados obtidos empregando o método SOR

Para comprovar a exatidão da análise da fibra tipo D empregando o método SOR foi realizado o confronto dos resultados obtidos pelo método SOR semi-vetorial empregado neste trabalho e o método da propagação de feixe BPM (*Beam Propagation Method*) vetorial empregado em [A.5]. Esta análise teve como base a fibra tipo D com parâmetros provenientes de [A.5] ilustrada na Fig. A.1:

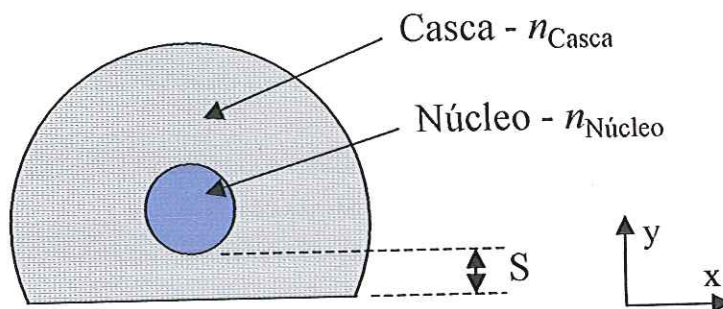


Fig. A.1 – Seção transversal de uma fibra óptica com perfil tipo D. A espessura S permite controlar a intensidade de campo evanescente na seção reta.

A fibra tipo D ilustrada na Fig. A.1 apresenta os seguintes parâmetros [A.5]: $n_{\text{Casca}}=1,456$; $n_{\text{Núcleo}}=1,46$; Raio do Núcleo = $2 \mu\text{m}$ e $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$. Nas simulações empregadas em [A.5] e no SOR utilizado neste trabalho utilizou-se a formulação baseada no campo magnético. Portanto, os modos TE apresentam a componente dominante H_y e os modos TM apresentam a componente dominante H_x . Desta forma, obtém-se os índices efetivo listados na Tabela A.1:

Tabela A.1 – Comparação entre os índices efetivos obtidos pelo método SOR empregado neste trabalho e o BPM empregado em [A.5].

| $S(\mu\text{m})$ | Modo | SOR | BPM [A.5] | Diferença |
|------------------|-----------------|----------|-----------|-----------|
| 0 | TE ₀ | 1,457531 | 1,457484 | 0,000047 |
| 0 | TM ₀ | 1,457534 | 1,457506 | 0,000028 |
| 0,5 | TE ₀ | 1,457693 | 1,457676 | 0,000017 |
| 0,5 | TM ₀ | 1,457696 | 1,457688 | 0,000008 |
| 1,0 | TE ₀ | 1,457773 | 1,457771 | 0,000002 |
| 1,0 | TM ₀ | 1,457776 | 1,457776 | 0,000000 |

Portanto, verifica-se que o método SOR apresenta resultados coerentes com uma excelente precisão. Após verificar a eficácia do método será realizada a análise da fibra tipo D empregada no dispositivo proposto.

A fibra tipo D utilizada no dispositivo proposto apresenta os seguintes parâmetros: $n_{\text{Casca}}=1,458$; $n_{\text{Núcleo}}=1,465$; Raio do Núcleo = $4 \mu\text{m}$; espessura $S = 1 \mu\text{m}$ e λ

= 1,55 μm . Empregando estes parâmetros no método SOR foram obtidos os seguintes resultados: Índice efetivo para o modo HE_{11}^x (modo TE_0) = 1,4611623. A Fig. A.2 (a) ilustra o contorno da distribuição de campo magnético para este modo e a Fig. A.2 (b) ilustra a distribuição de campo para este mesmo modo.

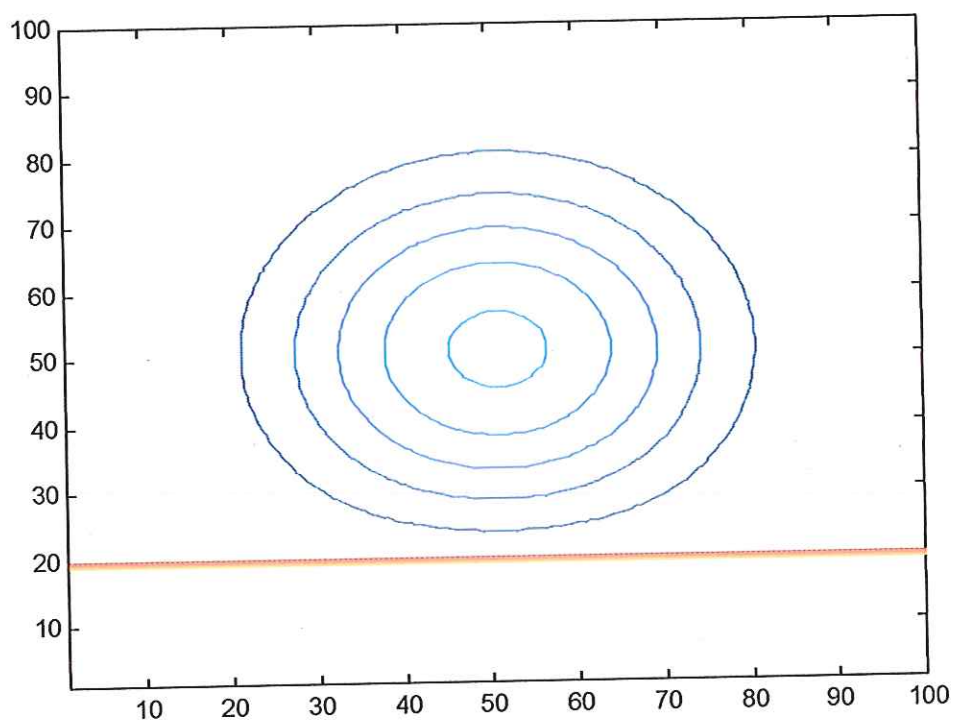


Fig. A.2 (a) – Contorno da distribuição de campo magnético para o modo HE_{11}^x (modo TE_0).

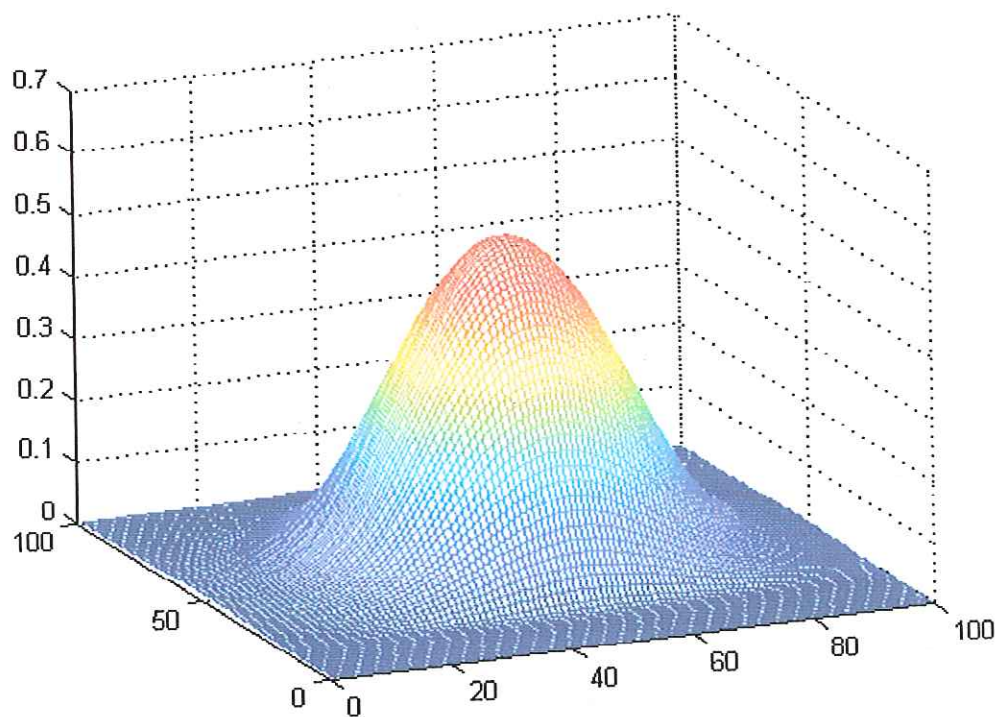


Fig. A.2 (b) – Perfil de distribuição de campo magnético para o modo HE_{11}^x (modo TE_0).

Para o modo HE_{11}^y (modo TM_0) o índice efetivo obtido foi de 1,4611723. A Fig. A.3 (a) ilustra o contorno da distribuição de campo magnético para este modo e a Fig. A.3 (b) ilustra a distribuição de campo para este mesmo modo.

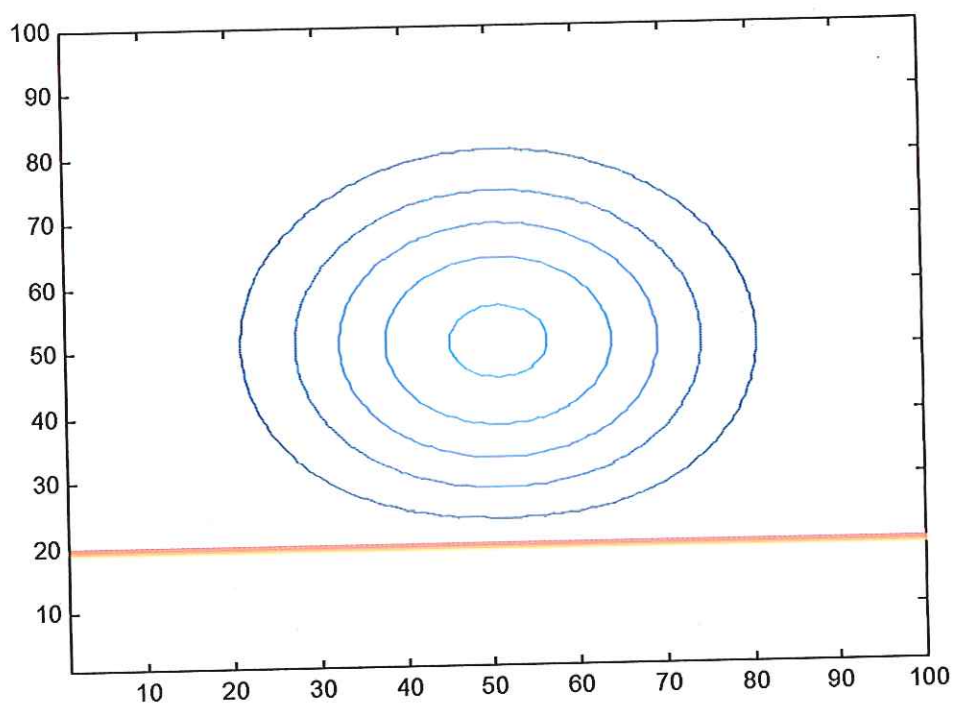


Fig. A.3 (a) – Contorno da distribuição de campo magnético para o modo HE_{11}^y (modo TM_0).

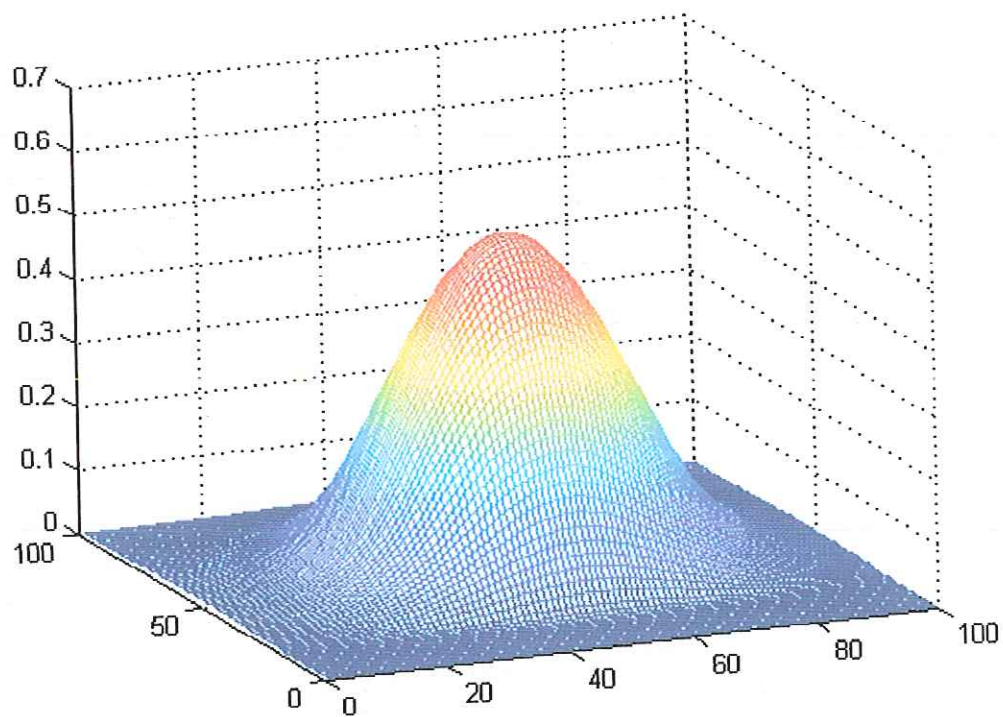


Fig. A.3 (b) – Perfil de distribuição de campo magnético para o modo HE_{11}^x (modo TE_0).

Portanto, por meio destes resultados verifica-se que a fibra tipo D apresenta uma birrefringência de 0,00001 e também é pouco sensível à polarização.

Utilizando o índice de refração encontrado para cada modo determina-se os dados de entrada no programa FOGS-BG[®]. A integral de overlapping pode ser resolvida por meio da Equação (A.16) proveniente de [A.6].

$$\Gamma = \frac{\int_0^a |E_x|^2 \rho \, d\rho}{\int_0^\infty |E_x|^2 \rho \, d\rho} = 1 - \exp(-2a^2/w^2) \quad (\text{A.16})$$

onde a é o raio do núcleo da fibra óptica, E_x é o campo elétrico transversal, ρ é a distância radial utilizando como referencial o centro do núcleo da fibra óptica e w é o raio do perfil de campo elétrico medido na posição e^{-1} da distribuição de campo. O perfil de campo elétrico é normalmente aproximado por uma função Gaussiana [A.6]. Os dados obtidos são listados na Tabela A.2.

Tabela A.2 – Resultados obtidos com o método SOR

| | n | w (μm) | Γ |
|-----------------|-----------|-----------------------|----------|
| TM ₀ | 1,4611723 | 4,5064 | 0,79311 |
| TE ₀ | 1,4611623 | 4,5064 | 0,79311 |

$\lambda = 1550 \text{ nm}$

APÊNDICE B

O Programa FOGS-BG[®]

B.1 Introdução

A utilização de dispositivos que utilizam a tecnologia das redes de Bragg em fibras ópticas cresce constantemente, tanto na área de comunicações ópticas como para fins de sensoriamento. Este crescimento fomenta a pesquisa e o desenvolvimento de tecnologias cada vez mais avançadas para obtenção destes dispositivos. O desenvolvimento de dispositivos comercialmente viáveis aumentou o interesse no domínio desta tecnologia por vários centros de pesquisas, levando à busca de maior compreensão das características e aspectos físicos das redes de Bragg. Na busca do avanço da tecnologia das redes de Bragg e com fins comerciais, a empresa canadense Apollo Photonics [B.1] desenvolveu o aplicativo FOGS-BG[®] (*Fiber Optical Grating Simulator for Bragg Grating*). Este aplicativo é destinado especificamente ao projeto e análise de redes de Bragg em fibras ópticas, apresentando uma excelente interface gráfica que facilita e enriquece a análise dos resultados obtido. Os resultados obtidos nas simulações baseiam-se na teoria dos modos acoplados que podem ser resolvidos através de integração numérica ou através de soluções matriciais *. Neste capítulo serão abordados os fundamentos teóricos e a forma de utilização do aplicativo FOGS-BG[®].

* A utilização do programa FOGS-BG[®] foi cedida pela Universidade Presbiteriana Mackenzie que adquiriu recentemente este aplicativo para seu programa de pós-graduação em engenharia elétrica [B.2]. O projeto e análise das redes de Bragg em fibras ópticas empregando o programa FOGS-BG[®] contou com o auxílio da Profa. Dra. Maria Aparecida Martinez do programa pós-graduação em engenharia elétrica da Universidade Presbiteriana Mackenzie.

B.2 Fundamentos Teóricos

As redes de Bragg em fibras ópticas são obtidas por meio da alteração periódica no índice de refração do núcleo da fibra. Esta alteração periódica do índice de refração dá origem ao perfil de modulação do índice de refração. A flexibilidade na resposta espectral apresentada pelas redes de Bragg requer que vários parâmetros sejam alterados no perfil de modulação destas redes. Tendo em vista a modernização das técnicas de fabricação das redes de Bragg existe a possibilidade de alteração dos mais variados parâmetros para a obtenção da resposta espectral requerida pelo dispositivo.

O perfil de modulação de índice de refração no programa FOGS-BG[®] é analisado como o índice de refração do núcleo de uma fibra óptica somado às perturbações induzidas no núcleo. Matematicamente, pode-se descrever o índice de refração de uma fibra óptica com redes de Bragg por meio da equação (B.1):

$$n(r, \varphi, z) = \bar{n}(r) + \Delta n_{cp}(r, z) + P(r, \varphi) [C \Delta n_{ap}(z) + \Delta n_{ap}(z) f(z)] \quad (B.1)$$

onde $\bar{n}(r)$ é o índice de refração da fibra óptica, $\Delta n_{cp}(r, z)$ é a variação do índice de refração devido ao *chirp* que é acrescentado ao perfil de modulação e $\Delta n_{ap}(z)$ é a máxima variação do índice de refração devido a apodização do perfil de modulação. A função $f(z)$ descreve a periodicidade da rede de difração, C é um parâmetro que estima as variações adicionais induzidas no índice de refração em virtude à exposição a radiação UV e, finalmente, $P(r, \varphi)$ é a função normalizada que representa a interação da radiação UV com a seção circular do núcleo da fibra óptica. A Fig. B.1 ilustra alguns dos parâmetros descritos acima.

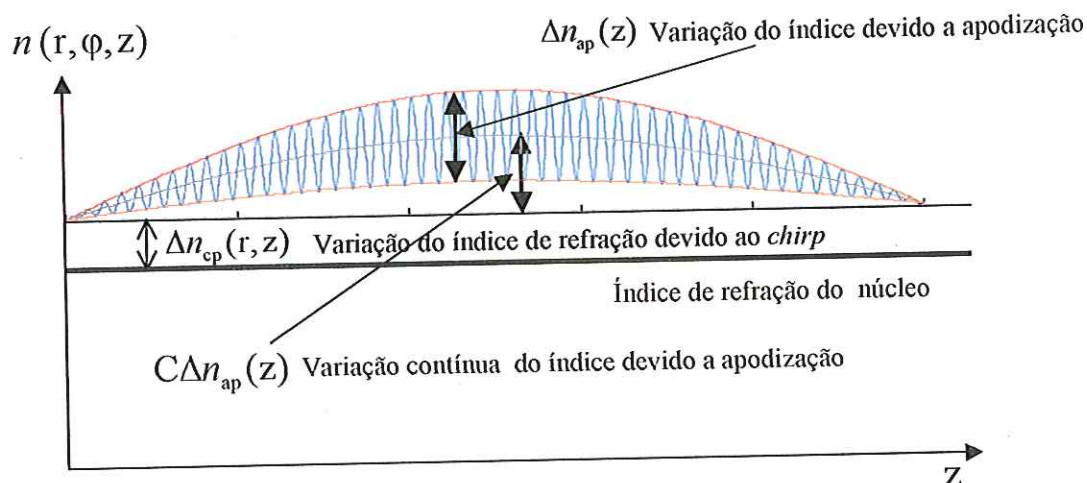


Fig. B.1 – Perfil de modulação do índice de refração de redes de Bragg em fibra óptica.

Supondo que o campo na fibra com redes de Bragg possa ser expresso em termos do modo guiado no núcleo e dos modos que se propagam na casca, as amplitudes dos modos podem, então, ser descritas pela teoria dos modos acoplados. Considerando os efeitos de acoplamento entre o modo fundamental ($m=0$) e os modos da casca ($m=1,2,\dots,M$), obtém-se [B.1]:

$$\frac{da_0}{dz} = -j(\beta_0 + k_{00})a_0 - jk_{00}b_0 - j\sum_{m=1}^M k_{0m}b_m \quad (\text{B.2})$$

$$\frac{db_0}{dz} = j(\beta_0 + k_{00})b_0 + jk_{00}a_0 \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{db_m}{dz} = j(\beta_m + k_{mm})b_m + jk_{m0}a_0 \quad (\text{B.4})$$

onde a_0 e b_0 são as amplitudes dos modos guiados co-propagantes e contra-propagantes, respectivamente, b_m são as amplitudes dos modos da casca contra-propagantes, $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda}N_0$ e $\beta_m = \frac{2\pi}{\lambda}N_m$ são as constantes de propagação do modo

guiado e dos m modos de casca, respectivamente, com N_0 e N_m representando os índices efetivos do modo guiado e dos modos da casca. O acoplamento entre os modos guiados é dado por :

$$k_{00} = \frac{2\pi}{\lambda} \Gamma_{00} [\Delta n_{cp}(r, z) + C \Delta n_{ap}(z)] \quad (\text{B.5})$$

onde Γ_{00} representa a integral de sobreposição entre o campo do modo guiado e o perfil de foto-sensibilidade do núcleo da fibra óptica.

$$k_{mm} = 0 \quad (\text{B.6})$$

O acoplamento entre os modos da casca é desprezível devido a sua pequena sobreposição com a região de foto-sensibilidade do núcleo, podendo ser ignorado. O acoplamento mútuo entre os modos guiados e os modos da casca são expressos por:

$$k_{00} = \frac{2\pi}{\lambda} \Gamma_{00} \Delta n_{ap}(z) f(z) \quad (\text{B.7})$$

$$k_{m0} = k_{0m} = \frac{2\pi}{\lambda} \Gamma_{0m} \Delta n_{ap}(z) f(z) \quad (\text{B.8})$$

A integral de sobreposição para o caso das interações entre modos guiado-guiado e guiado-casca é definida por:

$$\Gamma_{mm} = \frac{\iint_S P(r, \varphi) E_{tm} \cdot E_{tm}^* da}{\left(\iint_S E_{tm} \cdot E_{tm}^* da \right)^{1/2} \left(\iint_S E_{tm} \cdot E_{tm}^* da \right)^{1/2}}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (\text{B.9})$$

onde o perfil de foto-sensibilidade $P(r, \varphi)$ é dado por:

$$P(r, \varphi) = P(r) [a + b \cos(\varphi) + c \cos(2\varphi)] \quad (\text{B.10})$$

No caso de redes tipo *Blazed*, o fator de sensibilidade é dado por :

$$P(r, \varphi) = P(r) \exp \left[j \frac{2\pi r}{\Lambda} \right] \cos(r) \tan(\theta) \quad (\text{B.11})$$

onde $P(r)$ é o perfil de foto-sensibilidade radial, a e b são os fatores simétricos e anti-simétricos do perfil de foto-sensibilidade angular, c é o coeficiente de Fourier de terceira ordem, θ é o ângulo de inclinação da rede de difração e E_{tm} ($m=0,1,2,3, \dots$) representa o perfil transversal dos campos guiados e modos da casca.

O programa FOGS-BG[®] apresenta a flexibilidade na obtenção da solução das equações dos modos acoplados (B.2), (B.3) e (B.4). Estas soluções podem ser obtidas analiticamente por meio do formalismo da matriz de transmissão ou por meio da integração numérica baseada na formulação de múltiplos modos. A Fig. B.2 ilustra de maneira esquemática o procedimento utilizado no projeto de redes de Bragg através do aplicativo FOGS-BG[®]. Inicialmente, os dados da fibra a ser analisada são introduzidos no aplicativo. Os dados relevantes que o programa necessita são: o índice de refração efetivo modal, $n_{\text{eff}}(\lambda)$, e a integral de sobreposição, $\Gamma_{nm}(\lambda)$. A partir deste ponto, os dados requeridos pelo aplicativo são referentes à rede de difração. Especifica-se a rede através da entrada dos seguintes dados: comprimento L_g , período Λ_B , número de seções e formato da rede (retangular ou senoidal). Adicionalmente, há a flexibilidade de considerar uma rede não uniforme e apodizada. Esta possibilidade é traduzida através de uma função que determina o tipo de chirping, $f_{\text{chirp}}(z)$ e o tipo de apodização, $f_{\text{apod}}(z)$. Em seguida, o aplicativo processa todas as informações e simula a estrutura. A saída de dados permite o acesso aos espectros de transmissão e reflexão, atraso de grupo e dispersão da rede. Além disso, há uma interface gráfica que permite acompanhar os parâmetros de projeto. Portanto, o FOGS-BG[®] constitui-se numa ferramenta importante para o trabalho em questão, tendo em vista o grande número de variáveis envolvidas na otimização do dispositivo.

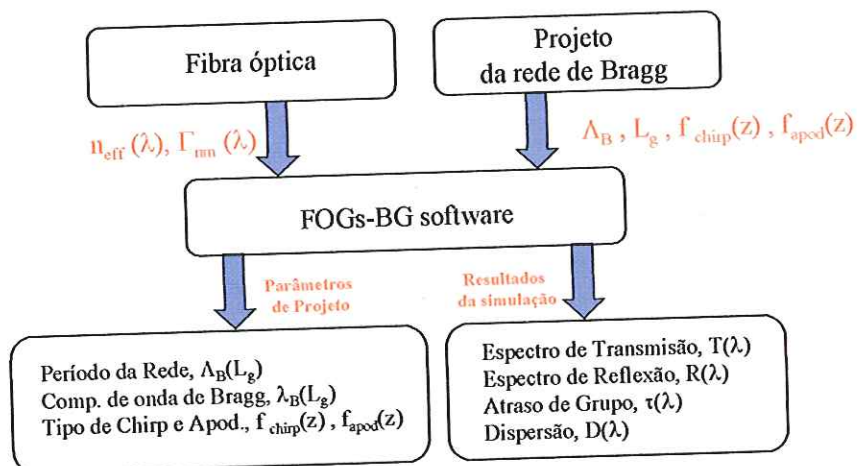


Fig. B.2 – Procedimento de projeto e análise de redes de Bragg utilizando FOGs-BG[®].

APÊNDICE C

Técnica da Matriz Transferência

C.1 Introdução

O constante aumento das aplicações de guias de onda ARROW nas áreas de comunicações ópticas e sensoriamento estimularam a investigação das características de propagação deste tipo de guia de onda. Além das equações analíticas que determinam os parâmetros dos guias de onda ARROW para as condições de anti-ressonância e ressonância, vários métodos vem sendo empregados com sucesso na obtenção das características de propagação em guias de onda ARROW. Dentre os principais métodos pode-se citar: Sistema da Matriz Interferência [C.1], Técnica da Matriz Transferência (TMT) [C.2], Método da Ressonância Transversal [C.3] e Método do Índice Espectral [C.4]. Neste trabalho optou-se pela Técnica de Matriz Transferência por ser uma técnica robusta na obtenção das constantes de propagação, além de possibilitar a simulação de estruturas que apresentam um grande número de camadas. Outra característica relevante deste método é o pequeno esforço computacional exigido durante as simulações numéricas. A TMT será utilizada no projeto e na análise da estrutura multicamada que compõe o dispositivo proposto, pois esta técnica vem sendo aplicada com sucesso em nosso grupo para a análise de guias de onda ARROW aplicados a sensores [C.5]-[C.7].

C.2 Fundamentos Teóricos

A Técnica da Matriz Transferência proposta por Schlereth *et al* em 1990 [C.8] é descrita à seguir. Em se tratando de estruturas tipo ARROW, as constantes de propagação são complexas, onde a parte imaginária fornece a magnitude do *leakage*. Considere o guia de onda planar multicamadas apresentado na Fig. C.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.

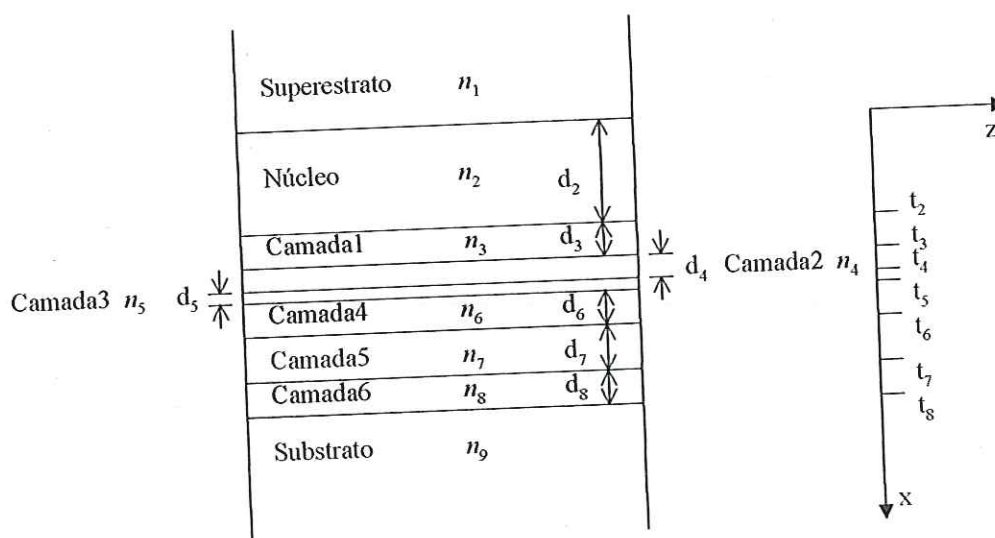


Fig. C.1 – Geometria da estrutura multicamada.

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

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

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

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

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

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

A solução da equação de Helmholtz para modos TE em cada uma das camadas j ($j = 1, 2, 3, \dots, N$) é dada por [C.8]:

$$E_j = A_j e^{\alpha_j(x-t_j)} + B_j e^{-\alpha_j(x-t_j)} \quad (\text{C.3})$$

onde, $\alpha_j = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_j^2}$.

Para modos TE as seguintes condições de contorno devem ser satisfeitas em cada interface:

$$E_j(t_j) = E_{j+1}(t_j) \quad (\text{C.4})$$

$$\frac{\partial E_j(t_j)}{\partial x} = \frac{\partial E_{j+1}(t_j)}{\partial x} \quad (\text{C.5})$$

Aplicando as condições de contorno para a interface entre a camada j e $j+1$, tem-se:

$$\text{Para } x = t_j \text{ e } E_j(t_j) = E_{j+1}(t_j)$$

$$A_j e^{\alpha_j(t_j-t_j)} + B_j e^{-\alpha_j(t_j-t_j)} = A_{j+1} e^{\alpha_{j+1}(t_j-t_{j+1})} + B_{j+1} e^{-\alpha_{j+1}(t_j-t_{j+1})} \quad (\text{C.6})$$

$$A_j + B_j = A_{j+1} e^{\alpha_{j+1}(t_j-t_{j+1})} + B_{j+1} e^{-\alpha_{j+1}(t_j-t_{j+1})} \quad (\text{C.7})$$

Sendo $d_{j+1} = t_{j+1} - t_j$ e $\delta_{j+1} = \alpha_{j+1} d_{j+1}$, logo:

$$A_j + B_j = A_{j+1}e^{-\delta_{j+1}} + B_{j+1}e^{\delta_{j+1}} \quad (\text{C.8})$$

$$\text{Para } x = t_j \text{ e } \frac{\partial E_j(t_j)}{\partial x} = \frac{\partial E_{j+1}(t_j)}{\partial x}$$

$$\alpha_j A_j e^{\alpha_j(t_j-t_j)} - \alpha_j B_j e^{-\alpha_j(t_j-t_j)} = \alpha_{j+1} A_{j+1} e^{\alpha_{j+1}(t_j-t_{j+1})} - \alpha_{j+1} B_{j+1} e^{-\alpha_{j+1}(t_j-t_{j+1})} \quad (\text{C.9})$$

Sendo $d_{j+1} = t_{j+1} - t_j$ e $\delta_{j+1} = \alpha_{j+1} d_{j+1}$, logo:

$$\alpha_j A_j - \alpha_j B_j = \alpha_{j+1} (A_{j+1} e^{-\delta_{j+1}} - B_{j+1} e^{\delta_{j+1}}) \quad (\text{C.10})$$

$$A_j - B_j = \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) A_{j+1} e^{-\delta_{j+1}} - \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) B_{j+1} e^{\delta_{j+1}} \quad (\text{C.11})$$

Somando as equações (C.8) e (C.11), obtém-se:

$$A_j = \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) \right] e^{-\delta_{j+1}} A_{j+1} + \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) \right] e^{\delta_{j+1}} B_{j+1} \quad (\text{C.12})$$

Multiplicando a Equação (C.11) por (-1) e em seguida somando a Equação (C.8), tem-se:

$$B_j = \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) \right] e^{-\delta_{j+1}} A_{j+1} + \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) \right] e^{\delta_{j+1}} B_{j+1} \quad (\text{C.13})$$

Rearranjando as equações (C.12) e (C.13) na forma matricial, resulta:

$$\begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix} = T_{j+1} \begin{bmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{bmatrix} \quad (\text{C.14})$$

onde:

$$T_{j+1} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) \right] e^{-\delta_{j+1}} & \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) \right] e^{\delta_{j+1}} \\ \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) \right] e^{-\delta_{j+1}} & \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) \right] e^{\delta_{j+1}} \end{bmatrix} \quad (\text{C.15})$$

Recursivamente:

$$\begin{bmatrix} A_{j-1} \\ B_{j-1} \end{bmatrix} = T_j \begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix} \rightarrow \begin{bmatrix} A_{j-2} \\ B_{j-2} \end{bmatrix} = T_{j-1} T_j \begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix} \quad (\text{C.16})$$

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \prod_{k=2}^N (T_k) \begin{bmatrix} A_N \\ B_N \end{bmatrix} \rightarrow T_{\text{WG}} = \prod_{k=2}^N (T_k) \quad (\text{C.17})$$

De acordo com as condições 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 (C.3) deve ser zero.

Para $x \rightarrow -\infty$ na Equação (C.3), tem-se:

$$\text{Camada 1} \rightarrow \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} a \quad (\text{C.18})$$

Para $x \rightarrow +\infty$ na Equação (C.3), tem-se:

$$\text{Camada } z \rightarrow \begin{bmatrix} A_z \\ B_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} b \quad (\text{C.19})$$

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

$$\begin{bmatrix} a \\ 0 \end{bmatrix} = T_{\text{WG}} \begin{bmatrix} 0 \\ b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{12}b \\ t_{22}b \end{bmatrix} \quad (\text{C.20})$$

A matriz T_{WG} pode ser melhor visualizada como um bloco de quatro portas (portas t_{11} e t_{12} de um lado e portas t_{21} e t_{22} do outro. A porta t_{11} é considerada como porta de entrada (incidência). A porta t_{12} representa a energia refletida na entrada. A porta t_{21} representa a potência transmitida para o substrato, enquanto que a porta t_{22} representa energia incidente a partir da saída do bloco. Assim, o elemento t_{11} permite obter a constante de propagação longitudinal para a estrutura enquanto que o elemento t_{12} , além de fornecer a constante de propagação, permite o cálculo da transmissão de energia para o substrato semiconductor, que neste caso é denominado *leakage*. Neste caso as constantes de propagação obtidas com t_{12} serão complexas. O *leakage* aparece como a parte imaginária destas constantes de propagação. É importante salientar que t_{11} fornece apenas constantes de propagação reais.

A obtenção das constantes de propagação complexas é feita em dois passos. Primeiro, calcula-se a parte real resolvendo a equação abaixo para β . Isto é feito facilmente utilizando qualquer método para procura de raízes.

$$t_{11}(\beta) = 0 \quad (\text{C.21})$$

A(s) constante(s) de propagação obtidas com (C.21) serão utilizadas como *chute* inicial para o cálculo do β complexo utilizando

$$|t_{12}(\beta)|^2 = 0 \quad (\text{C.22})$$

As raízes de (C.22) são calculadas pelo método downhill [C.7]. Este método fornece as constantes de propagação complexas desde que seja fornecido uma

aproximação inicial para as raízes tanto para a parte real, através de (C.21), quanto para a parte imaginária. O chute para a parte imaginária é feito partindo de uma estrutura onde o *leakage* é de fato muito pequeno. Isto é feito supondo uma estrutura onde a separação do substrato da camada guiante é muito grande. Assim, pode-se fornecer um valor inicial igual a zero para a parte inicial. A espessura da camada de isolamento é então diminuída até valores desejados sendo que as partes reais e imaginárias obtidas no passo anterior são utilizadas no passo seguinte, garantindo, assim, uma boa precisão no cálculo do *leakage*.

A resolução da TMT para os modos TM é análoga a resolução para os modos TE, portanto, algumas etapas da resolução serão suprimidas. Os modos propagantes TM na direção z podem ser descritos pelo campo magnético como:

$$H_y(x, z, t) = H_y(x) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (\text{C.23})$$

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

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

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} H_{y,j}(x) - (\beta^2 - k_0^2 n_j^2) H_{y,j}(x) = 0 \quad (\text{C.24})$$

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

A solução da equação de Helmholtz para modos TM em cada uma das camadas j ($j = 1, 2, 3, \dots, N$) é dada por [C.8]:

$$H_j = A_j e^{\alpha_j(x-t_j)} + B_j e^{-\alpha_j(x-t_j)} \quad (\text{C.25})$$

onde, $\alpha_j = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_j^2}$

Para modos TM as seguintes condições de contorno devem ser satisfeitas em cada interface:

$$H_j(t_j) = H_{j+1}(t_j) \quad (C.26)$$

$$\frac{1}{n_j^2} \frac{\partial H_j(t_j)}{\partial x} = \frac{1}{n_{j+1}^2} \frac{\partial H_{j+1}(t_j)}{\partial x} \quad (C.27)$$

O procedimento é similar e satisfazendo as condições de contorno em cada interface obtém-se:

$$\begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix} = T_{j+1} \begin{bmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{bmatrix} \quad (C.28)$$

onde:

$$T_{j+1} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{\alpha_{j+1} n_j^2}{\alpha_j n_{j+1}^2} \right) \right] e^{-\delta_{j+1}} & \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{\alpha_{j+1} n_j^2}{\alpha_j n_{j+1}^2} \right) \right] e^{\delta_{j+1}} \\ \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{\alpha_{j+1} n_j^2}{\alpha_j n_{j+1}^2} \right) \right] e^{-\delta_{j+1}} & \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{\alpha_{j+1} n_j^2}{\alpha_j n_{j+1}^2} \right) \right] e^{\delta_{j+1}} \end{bmatrix} \quad (C.29)$$

$$e \, d_{j+1} = t_{j+1} - t_j \quad e \, \delta_{j+1} = \alpha_{j+1} d_{j+1}$$

Recursivamente:

$$\begin{bmatrix} A_{j-1} \\ B_{j-1} \end{bmatrix} = T_j \begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix} \quad \rightarrow \quad \begin{bmatrix} A_{j-2} \\ B_{j-2} \end{bmatrix} = T_{j-1} T_j \begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix} \quad (C.30)$$

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \prod_{K=2}^N (T_K) \begin{bmatrix} A_N \\ B_N \end{bmatrix} \quad \rightarrow \quad T_{WG} = \prod_{K=2}^N (T_K) \quad (C.31)$$

APÊNDICE D

Largura de Banda x N^0 de Reflexões

Na análise da largura de banda suportada pelo dispositivo é de suma importância considerar o n^0 de reflexões que o sinal óptico sofrerá dentro da cavidade ressonante do DBR. O sinal óptico que sofrerá reflexões dentro da cavidade é o do comprimento de onda que satisfaz a condição de ressonância do DBR.

O número de reflexões, representado por M é obtido por meio da Equação (D.1) proveniente de [D.1]:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = MN \quad (D.1)$$

onde λ é o comprimento de onda de ressonância, $\Delta\lambda$ é a largura de banda do sinal transmitido pelo DBR, M é o número de reflexões e N é a razão entre o comprimento da rede de Bragg (L_g) e o período da rede Λ . Empregando $\lambda = 1550$ nm, $\Delta\lambda = 0,2$ Å, L_g igual a 1,5 mm e $\Lambda_x = 529,625$ nm para o modo TE_0 e $\Lambda_y = 529,589$ nm para o modo TM_0 , obtém-se o número de reflexões $m = 26$.

O tempo t necessário para que o raio óptico percorra o comprimento L_s da cavidade ressonante do DBR é dado pela Equação (D.2) proveniente de [D.2]:

$$t = \frac{L_s}{V} \quad (D.2)$$

onde $L_s = 1,9$ mm, V é a velocidade de grupo dada por $V = c/n$, onde $c = 3 \times 10^8$ m/s e n é o índice de refração da cavidade.

Empregando a Equação (D.2) obtém-se um tempo t igual a $9,278 \times 10^{-12}$ segundos e o tempo total, T , para as 26 reflexões é igual a $2,41 \times 10^{-10}$ segundos. Portanto, segundo a Equação (D.3) proveniente de [D.2]:

$$f = \frac{1}{T} \quad (D.3)$$

onde f é a frequência suportada pela cavidade do DBR. Obtém-se a frequência suportada pela cavidade ressonante de 4,1 GHz. Portanto, o dispositivo proposto neste trabalho tem sua largura de banda limitada a 4,1 GHz devido à cavidade ressonante do DBR.

Referências Bibliográficas - Apêndice

APÊNDICE A

- [A.1] T. Conese and G. Barbarosa, "Vectorial finite element analysis of vertical coupling between D-fiber and buried optical channel waveguide", vol. 34, n. 6, pp. 1689–1696, junho de 1992.
- [A.2] Netlib (http://www.netlib.org/linalg/html_templates/node15.html, data de último acesso: 8 de fevereiro de 2002), 2002.
- [A.3] W. Press, S. Teukolsky, T. Vetterling and B. Flannery, *Numerical Recipes in Fortran*, Cambridge University Press, 2. ed, New York, USA, pp. 818 – 824, 854 – 860.
- [A.4] C. A de Francisco, B. V. Borges and M. A. Romero "A semivectorial interactive finite-difference method to model photonic crystal fibers", 2001 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronic Conference-IMOC 2001, 6-10 de Agosto, Belém, Brazil.
- [A.5] Y. Hsueh, M. Yang, H. Chang, "Three-dimensional Noniterative full-vectorial beam propagation method based on the alternating direction implicit method", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, n. 11, pp. 2389 – 2397, novembro de 1999.
- [A.6] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, New York, Wiley-Interscience, 1992.

APÊNDICE B

- [B.1] Apollo Photonics, Hamilton, ON. Canada, (<http://www.apollophoton.com>, data de último acesso: 12 de dezembro de 2001), 2001.
- [B.2] Universidade Presbiteriana Mackenzie, SP Brasil, (http://www.mackenzie.com.br/pos_graduacao, data de último acesso: 12 de dezembro de 2001), 2001.

APÊNDICE C

- [C.1] T. Baba, Y. Kokubun, T. Sakaki, and K. Iga, "Loss reduction of an ARROW waveguide in shorter wavelength and its stack configuration", *J. Lightwave Technol.*, vol 6, n. 9, pp. 1440 – 1445 , setembro de 1988.
- [C.2] R. Soref A. and K. J. Ritter, "Silicon antiresonant reflecting optical waveguides", *Optics Letters*, vol. 15, n.14, pp. 792 – 794, , julho de 1990.
- [C.3] W. Huang, R. M. Shubair, A. Nathan and Y. L. Chow, "The modal characteristics of ARROW structures", *J. Lightwave Technol.*, vol 10, n. 8, pp. 1015 – 1022, agosto de 1992.
- [C.4] J. R. P. Pola, W. Biehlig and F. Lederer, "A generalization of spectral index method toward multiple rib waveguides", *J. Lightwave Technol.*, vol 14, n. 3, pp. 454 – 461, março de 1996.
- [C.5] Borges B.V., Romero M.A. and César A.C., "An extension of the effective index method to analyze leakage losses in rib type waveguides", *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, vol. 20, no. 10, pp. 1783-1793, outubro 1999.

- [C.6] Borges B.V., Manfrim S.K., Romero M.A., and César A.C., "Design analysis of silicon-based integrated-optic Mach-Zehnder pressure sensors", aceito para publicação no *Fiber and Integrated Optics Journal*.
- [C.7] Ben-Hur V. Borges, Murilo A. Romero, e Amilcar C. Cesar, "Leakage loss analysis in rib type waveguides by the effective index method", 1999 SBMO/IEEE MTT-S, AP-S and LEOS International Microwave and Optoelectronic Conference-IMOC'99, pp. 202-206, 9-12 de Agosto no Rio de Janeiro, 1999.
- [C.8] Schlereth K. and Tacke M., "The complex propagation of multiplayer waveguides: an algorithm for a personal computer", *IEEE Journal of Quantum Electronic*, vol. 26, n. 4, pp. 627 – 630, 1990.
- [C.9] Pollock, C. R., "Fundamentals of optoelectronics", *Chicago, IRWIN*, Cap. 2, pp.51, 1995.

APÊNDICE D

- [D.1] H. Haus, *Waves and Fields in Optoelectronics*, Prentice-Hall, New Jersey, 1984.
- [D.2] D. Halliday, and R. Resnick, *Fundamentos de Física*, Livros Técnicos e Científicos, Rio de Janeiro, 1991.