DANIEL ORQUIZA DE CARVALHO

**ESTUDO E DESENVOLVIMENTO DE GUIAS DE ONDA ARROW,
COM CAMADAS ANTI-RESSONANTES DE $a\text{-SiC:H}$ e TiO_x , PARA
APLICAÇÃO EM DISPOSITIVOS DE ÓPTICA INTEGRADA**

**São Paulo
2008**

DANIEL ORQUIZA DE CARVALHO

**ESTUDO E DESENVOLVIMENTO DE GUIAS DE ONDA ARROW,
COM CAMADAS ANTI-RESSONANTES DE α -SiC:H e TiO_x , PARA
APLICAÇÃO EM DISPOSITIVOS DE ÓPTICA INTEGRADA**

**Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de São Paulo
para obtenção do título de Mestre em
Engenharia Elétrica.**

**São Paulo
2008**

DANIEL ORQUIZA DE CARVALHO

**ESTUDO E DESENVOLVIMENTO DE GUIAS DE ONDA ARROW,
COM CAMADAS ANTI-RESSONANTES DE α -SiC:H e TiO_x , PARA
APLICAÇÃO EM DISPOSITIVOS DE ÓPTICA INTEGRADA**

**Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de São Paulo
para obtenção do título de Mestre em
Engenharia Elétrica.**

**Área de Concentração:
Engenharia Elétrica – Microeletrônica**

Orientador: Prof.^o Dr. Marco Alayo Chávez

**São Paulo
2008**

Este exemplar foi revisado e alterado em relação à versão original, sob responsabilidade única do autor e com a anuência de seu orientador.

São Paulo, de junho de 2008.

Assinatura do autor _____

Assinatura do orientador _____

FICHA CATALOGRÁFICA

Carvalho, Daniel Orquiza de

Estudo e desenvolvimento de guias de onda arrow, com camadas anti-ressonantes de a-SiC:H e TiOx, para aplicação em dispositivos de óptica Integrada / D. O. de Carvalho. -- ed.rev. -- São Paulo, 2008.

123 p.

Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia de Sistemas Eletrônicos.

1.Óptica Integrada 2.Processos de microeletrônica I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia de Sistemas Eletrônicos II.t.

DEDICATÓRIA

A Washington e Lizete, meus pais,
professores e companheiros incondicionais.

Aos meus queridos irmãos, Olívia e Vitor.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente gostaria de agradecer meu orientador, o Prof.^o Dr. Marco Isaías Alayo Chávez, pela valiosa orientação, incentivo e apoio durante os períodos mais difíceis deste trabalho.

A todos os membros do grupo GNMD, pelo apoio, pelas sugestões e críticas ao longo do trabalho.

Aos meus pais, Washington Luiz Pacheco de Carvalho e Lizete Maria Orquiza de Carvalho, e aos meus irmãos Olívia Orquiza de Carvalho e Vitor Orquiza de Carvalho, por serem pessoas tão maravilhosas e pelo apoio durante todo o meu trajeto e vida escolar.

À minha namorada, Juliana de Novais Schianti, que eu tive a alegria de conhecer durante este trabalho e que se tornou uma das pessoas mais importantes da minha vida.

Às pessoas excepcionais que eu conheci durante este trabalho Alexandre Lopes, Kátia Franklin, Denise Criado, Márcia Ribeiro e Gustavo Rehder, pela amizade e pelo apoio na realização deste trabalho.

Aos colegas, Alexandre Mina, Daniel Baraldi, Ary Morales, Mirele, Thiago e Hector.

Ao pessoal da sala limpa do LME, Tereza, Rita, Christina, João e Marcos pela paciência e pelo apoio essencial para a fabricação dos guias de onda.

A Deus, por todas as oportunidades de aprendizado e crescimento.

À CAPES pelo apoio financeiro.

RESUMO

Neste trabalho, foram fabricados guias de onda ARROW (Anti-Resonant Reflecting optical waveguides), através da utilização de filmes finos, de materiais amorfos, obtidos pelas técnicas de Deposição Química a vapor assistida por plasma (PECVD) e Sputtering.

Pelo fato de o funcionamento destes guias ser bastante dependente da geometria e das propriedades ópticas dos materiais, foram realizadas simulações utilizando o Método de Matrizes de Transferência (TMM) e o Método de Diferenças Finitas com Reticulado Não Uniforme (NU-FDM) para a determinação dos parâmetros geométricos destas estruturas. Na fabricação, foram utilizados filmes de oxinitreto de silício (SiO_xN_y) e carbeto de silício amorfo hidrogenado (a-SiC:H), depositados por PECVD, à temperatura de 320°C , e filmes de TiO_x depositados por Sputtering, para a fabricação das camadas que compõem os guias de onda. Os filmes de a-SiC:H e TiO_x foram utilizados como primeira camada anti-ressonante, possuindo espessuras de $0,322\text{ }\mu\text{m}$ e $86,3\text{ nm}$, respectivamente. A definição das paredes laterais dessas estruturas foi feita através da Corrosão por Plasma Reativo (RIE) utilizando técnicas fotolitográficas convencionais.

Os guias de onda ARROW foram caracterizados em termos de perdas por propagação, para o comprimento de onda de 633 nm , utilizando a técnica de clivagem e a técnica de vista superior. As perdas em função do comprimento de onda para a faixa que vai desde o ultravioleta até o infravermelho próximo (200 nm a 1100 nm) também foram medidas utilizando fonte de luz branca, monocromador e medidor de potência óptica. Além disso, a análise modal dos guias de onda foi feita através de imagens obtidas através de uma objetiva de microscópio e de uma câmera CCD (Charge Coupled Device).

Os resultados mostram que é possível obter guias monomodo, com baixas atenuações, tendo se conseguido valores entre $0,8$ e 3 dB/cm , para o comprimento de onda de 633 nm . Isso possibilita, no futuro, a fabricação de diversos dispositivos, como sensores interferométricos, sensores químicos baseados em absorção óptica, redes de Bragg, entre outros.

ABSTRACT

In this work, Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguides (ARROW) were fabricated using thin amorphous films, obtained by Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition (PECVD) and Sputtering techniques.

Since these waveguides are highly dependent on its geometry and on the optical properties of the materials used, simulations using the Transfer Matrix Method (TMM), and the Non-Uniform Finite Difference Method (NU-FDM), were necessary, for the determination of the geometric parameters of these structures. Silicon oxynitride films (SiO_xN_y), amorphous hydrogenated silicon carbide films (a-SiC:H), both deposited at a temperature of 320°C, and TiO_x films, deposited by Sputtering technique, were used in the fabrication of the layers of the waveguides. The a-SiC:H and the TiO_x films were used as first ARROW layer, having thicknesses of 0,322 μm and 86,3 nm, respectively. Also, the definition of the sidewalls of the waveguide was achieved using Reactive Ion Etching (RIE) and conventional lithographic techniques.

The waveguides were characterized in terms of propagation losses, for working wavelength of 633 nm, by using the cut-back and the top view techniques. The losses as a function of working wavelength, for the ultraviolet, visible and near infrared regions (200 nm to 1100 nm), were also measured using a white light source, a monochromator and an optical power meter. Furthermore, modal analysis was achieved by using images captured by a Charge Coupled Device (CCD) camera, using a microscope objective.

Results proved the possibility of obtaining single-mode waveguides with relatively low losses, with values around 0.8 and 3 dB/cm, for working wavelength of 633 nm. This are promising results which indicate the possibility of using these waveguides for the fabrication of many devices such as interferometric sensors, chemical sensors based on optical absorption, Bragg gratings, among others.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1.1 - Ilustração das camadas que compõem os guias de onda ARROW. Do lado direito são mostrados os perfis de índice de refração para guias de onda do tipo ARROW-A e ARROW-B.....	3
Figura 1.2 – Ilustração de interferômetros Mach-Zehnder ((a) e (b)). Em (c) é mostrada uma alternativa utilizando guias de onda ARROW, com núcleos ‘empilhados’	6
Figura 1.3 – Ilustração da utilização da primeira camada anti-ressonante para realizar o acoplamento de luz com o fotodetector.....	7
Figura 1.4 – Simulação BPM, de um dispositivo MMI utilizado com beam splitter: (a) vista superior e (b) vista inclinada (imagem adaptada, retirada de [2]) ..	8
Figura 2.1 – Ilustração, por óptica geométrica, da propagação da luz dentro de um guia ARROW do tipo SLAB (a) e ilustração das projeções do vetor de onda na direção de guiamento (eixo z) e transversal a mesma (b)	13
Figura 2.2– Refletância da primeira camada anti-ressonante, em função da espessura da mesma, para núcleos com espessura de 4 μm (azul), 2 μm (verde) e 0,5 μm (vermelho)	14
Figura 3.1 – Corte de uma estrutura de guia de onda do tipo SLAB, com $m - 2$ camadas e dois meios externos (meio 1 e meio m). As camadas se estendem ao infinito nas direções y e z	22
Figura 3.2 – (a) Gráfico ilustrativo da classificação dos modos a partir da parte real e imaginária do índice efetivo e (b) ilustração da propagação destes modos dentro do guia de onda	26
Figura 3.3 – Distribuição da parte real da amplitude do campo elétrico, em função da posição para o guia de a-SiC:H, com camada anti-ressonante com espessura de 0,34 μm . São mostrados os modos: (a) TE ₀ , (b) TE ₁ e (c) TE ₂ . O perfil do índice de refração é ilustrado em vermelho.....	30
Figura 3.4 – Atenuação (em dB/cm) em função da espessura da primeira camada ARROW, para os três primeiros modos TE, e o primeiro modo TM, no guia SLAB de SiO _x N _y . A atenuação foi calculada através do método TMM.....	31

Figura 3.5 – Atenuação (em dB/cm) em função da espessura da primeira camada ARROW, para os três primeiros modos TE no guia SLAB de a-SiC:H. A atenuação foi calculada através do método TMM.....	32
Figura 3.6 – Atenuação (em dB/cm) em função da espessura da primeira camada ARROW, para os três primeiros modos TE, e o primeiro modo TM, no guia SLAB de TiO _x . A atenuação foi calculada através do método TMM.	33
Figura 3.7 – Ilustração da modelagem da seção transversal dos guias de onda, no método de diferenças finitas com reticulado não uniforme (NU-FDM).	35
Figura 3.8 – Indicação das amplitudes dos campos, a ser calculadas (bolas preenchidas), e dos campos auxiliares (bola vazia). São mostradas duas células adjacentes, na direção de y.	37
Figura 3.9 – Ilustração da numeração utilizada para as amplitudes do campo elétrico, nas células do domínio computacional.....	38
Figura 3.10 – Ilustração da posição das camadas perfeitamente casadas (PML) no domínio computacional	40
Figura 3.11 – Desenho esquemático, da estrutura do guia rib ARROW, utilizado para a comparação com resultados de autores da literatura	41
Figura 3.12 – Distribuição de campos calculadas para os modos (a) q-TE ₁₁ , (b) q-TE ₂₁ e (b) q-TE ₁₂ nos guias de TiO _x	43
Figura 3.13 – Desenho esquemático da estrutura dos guias rib ARROW simulados, através do método NU-FDM, com o intuito de projetar a seção transversal dos guias a ser fabricados.....	45
Figura 3.14 – Perdas por leakage calculadas pelo método NU-FDM, em função da largura do rib, para modos da polarização q-TE em guias de a-SiC:H, com alturas de rib de (a) 0,8 μm, (b) 1,5 μm, (c) 2,5 μm e (d) 3,5 μm. Em (e), as perdas por leakage são mostradas, em função da altura do rib, para o modo fundamental, para guias com larguras de 6 a 10 μm.	46
Figura 3.15 – Parte real do índice efetivo (a) e perdas por leakage (b), para os modos q-TE ₁₁ e	47
Figura 3.16 – Distribuição de campos calculada para os modos (a) q-TE ₁₁ e (b) q-TE ₂₁ nos guias	48

Figura 3.17 – Parte real do índice efetivo (a) e perdas por leakage (b), para os modos $q\text{-TE}_{11}$ e	49
Figura 4.1 – Ilustração esquemática do reator PECVD número 2	52
Figura 4.2 – Gráfico do stress em função dos fluxos dos gases na deposição dos filmes de SiO_xN_y	55
Figura 4.3 – Vista transversal do equipamento de Sputtering DC do LME, com a indicação dos porta-amostras e do alvo	58
Figura 4.4 – Ilustração lâmina de silício utilizada como substrato na fabricação dos guias de onda	59
Figura 4.5 – Ilustração da etapa de deposição da segunda camada anti-ressonante	60
Figura 4.6 – Ilustração das etapas de deposição da primeira camada anti-ressonante (a) e do núcleo	61
Figura 4.7 – Ilustração da etapa de deposição do filme de cromo utilizado como máscara na definição das paredes laterais dos guias de onda	63
Figura 4.8 – Ilustração das etapas de deposição (a) e revelação (b) do fotorresiste	66
Figura 4.9 - Leiaute da máscara utilizada para os primeiros guias de onda fabricados	67
Figura 4.10 - Leiaute da máscara utilizada para os guias de onda de $a\text{-SiC:H}$ e TiO_x	67
Figura 4.11 – Ilustração da etapa de corrosão RIE para definição das paredes laterais dos guias de	68
Figura 4.12 – Ilustração da etapa de deposição da cobertura dos guias de onda	70
Figura 4.13 – (a) lâmina de silício embutida no acrílico e (b) Politriz utilizada para o polimento	71
Figura 4.14 – Ilustração da montagem utilizada na medida de atenuação pela técnica de clivagem.....	73
Figura 4.15 – Representação esquemática da montagem utilizada na medida de atenuação pela técnica de vista superior	74
Figura 4.16 – Gráfico da intensidade luminosa em função da distância ao longo do guia de onda. Em vermelho é mostrada a curva obtida por linear fitting dos pontos, utilizada na obtenção do valor das perdas	74

Figura 4.17– Representação esquemática da montagem utilizada para fazer a análise modal dos guias de onda.....	75
Figura 4.18– Representação esquemática da montagem utilizada para fazer a análise da atenuação em função do comprimento de onda, nos guias de onda, com: (1) fonte de luz branca, (2) monocromador,(3) micromanipuladores, (4) fotodiodo, (5) medidor de potência óptica e (6) PC para controle dos equipamentos (monocromador e medidor de potência óptica).....	76
Figura 5.1 – Fotos tiradas, através de microscopia eletrônica, dos v-grooves fabricados para o alinhamento da fibra óptica: (a) vista em perspectiva e (b) vista superior.	79
Figura 5.2 – Fotos tiradas, através de microscopia eletrônica,das faces polidas dos guias de onda, com indicação de (a) altura do guia, (b) guia com aproximadamente 10 μm , (c) guia com aproximadamente 20 μm e , (d) guia com aproximadamente 70 μm	80
Figura 5.3 – Fotos de MEV de (a) guia de 20 μm de largura, onde é possível ver a primeira camada anti-ressonante, (b) defeitos em forma de bolha na superfície de uma guia.....	81
Figura 5.4– Fotos de MEV de (a) guia de 10 μm de largura, (b) guia de 8 μm de largura, (c) guia de 4 μm de largura e (d) guia de 3 μm de largura.....	83
Figura 5.5– Fotos de MEV , dos guias polidos com larguras de: (a) 10 μm ; (b) 8, 9 e 10 μm , da esquerda para a direita; (c) 5, 6 e 7 μm , da esquerda para a direita; e (d) 3 e 4 μm , da esquerda para a direita.	84
Figura 5.6 – Fotos de MEV de guias de a-SiC:H de: (a) 8 μm de largura, (b) 4 μm de largura.....	84
Figura 5.7 – Perdas por propagação (dB/cm) em função da largura do guia (μm) para os guias não polidos de a-SiC:H.....	86
Figura 5.8 – Perdas por propagação (dB/cm) em função da largura do guia (μm) para os guias polidos de a-SiC:H.....	87
Figura 5.9 – Perdas por propagação (dB/cm) em função da largura do guia (μm) para os guias polidos de TiO_x	88
Figura 5.10 – Ilustração do modelo utilizado no cálculo das perdas por espalhamento. Guia de onda rib, com ilustração da rugosidade nas paredes laterais (a)	

e guia de onda do tipo SLAB utilizado no modelo para cálculo das perdas por espalhamento no guia rib (b)	89
Figura 5.11 –Perdas por espalhamento calculadas para valores de w entre 4 e 10 μm , para diferentes valores de rugosidade (σ), para o guia de a-SiC:H. As perdas totais medidas para esses guias também são mostradas para comparação (preto).	90
Figura 5.12 –Perdas por espalhamento calculadas para valores de w entre 4 e 10 μm , para diferentes valores de rugosidade (σ), para o guia de TiO_x . As perdas totais medidas para este guia também são mostradas para comparação (preto).	91
Figura 5.13 –Imagem capturada, através de câmera CCD, da distribuição de intensidade de luz na saída de guias de onda de a-SiC:H com (a) 8 μm de largura e (b) 10 μm de largura. As intensidades desses guias são mostradas, em gráficos 3D, nas figuras (c) e (d), respectivamente.	93
Figura 5.14 –Imagem capturada, através de câmera CCD, da distribuição de intensidade de luz na saída de guias de onda de TiO_x com (a) 8 μm de largura e (b) 9 μm de largura. As intensidades desses guias são mostradas, em gráficos 3D, nas figuras (c) e (d), respectivamente.	94
Figura 5.15 –Imagem capturada, através de câmera CCD, da distribuição de intensidade de luz na saída de guia de onda de a-SiC:H com 85 μm de largura (a) e gráfico 3D dessa distribuição (b).	95
Figura 5.16 –Perdas totais, em função do comprimento de onda, calculadas através da rotina computacional baseada no método de matrizes de transferência, para guia de TiO_x	97
Figura 5.17 –Perdas totais, em função do comprimento de onda, medidas em um guia de TiO_x de 85 μm de largura.	98
Figura 5.18 –Perdas totais, em função do comprimento de onda, calculadas através da rotina computacional baseada no método de matrizes de transferência, para guia de a-SiC:H.	99
Figura 5.19 –Perdas totais, em função do comprimento de onda, medidas em um guia de a-SiC:H de 85 μm de largura.	100

LISTA DE TABELAS

Tabela 1.1 – Resumo das diferenças entre guias convencionais, guias ARROW-A e ARROW-B.....	5
Tabela 3.1 – Resumo das condições necessárias para que $E_i(x)$ caia exponencialmente a zero, para x tendendo a $-\infty$ e $+\infty$, nas camadas 1 e m , respectivamente.....	27
Tabela 3.2 – Índices de refração utilizados nas simulações, feitas através do método TMM, para os guias de SiO_xN_y , a-SiC:H e TiO_x	29
Tabela 3.3 – Parte real de n_{eff} , para os modos $q\text{-TE}_{11}$, $q\text{-TE}_{21}$ e $q\text{-TE}_{12}$, calculada através do método utilizado aqui e de outros métodos descritos na literatura.....	42
Tabela 3.4 – Parte imaginária de n_{eff} , para os modos $q\text{-TE}_{11}$, $q\text{-TE}_{01}$ e $q\text{-TE}_{20}$, calculada através do método utilizado aqui e de outros métodos descritos na literatura.....	42
Tabela 4.1 – Condições de deposição, espessura e índice de refração dos filmes de SiO_xN_y utilizados para a medida elipsométrica.	54
Tabela 4.2 – Condições de deposição, espessura e índice de refração dos filmes de a-SiC:H utilizados para medida do índice de refração.	56
Tabela 4.3 – Condições de deposição, espessura e índice de refração dos filmes de TiO_x utilizados para medida do índice de refração.....	57
Tabela 4.4 – Etapas da limpeza química inicial.....	60
Tabela 4.5 – Condições de deposição e taxa de deposição dos filme de Cr	64
Tabela 4.6 – Condições de corrosão, por RIE, com plasma de CHF_3 e O_2	69

LISTA DE SÍMBOLOS, SIGLAS E ABREVIATURAS

$A_{1,i}, A_{2,i}$	Constante relacionada com a amplitude do campo elétrico, ou densidade de fluxo magnético, em $x=x_i$
ARROW	Guias de onda ópticos baseados em reflexão anti-ressonante
a-SiC:H	Carbeto de silício amorfo hidrogenado
GaAs	Arseneto de gálio
$\vec{B}$	Campo Magnético
β	Componente na direção z do vetor de onda
CCD	Charge Coupled Device
CH ₄	Metano
$\vec{D}$	Densidade de fluxo elétrico
d_n	Espessura do núcleo
d_{ne}	Espessura efetiva do núcleo do guia de onda
d_1	Espessura da primeira cama anti-ressonante
d_2	Espessura da segunda cama anti-ressonante
$\vec{E}$	Vetor campo elétrico
E_v	Campo elétrico virtual
E_x	Componente do vetor campo elétrico, na direção x
E_y	Componente do vetor campo elétrico, na direção y
E_z	Componente do vetor campo elétrico, na direção z
ϵ_0	Permissividade elétrica do vácuo
$\Delta\varphi_{x, n}$	Diferença de fase entre as componentes transversais ao eixo z em dois pontos distintos dentro do núcleo do guia de onda (pontos A e B)
FDM	Método de diferenças finitas
$\vec{H}$	Densidade de fluxo magnético
HC-ARROW	Guias de onda ARROW com núcleo oco
H_x	Componente da densidade de fluxo magnético, na direção x
H_y	Componente da densidade de fluxo magnético, na direção y
H_z	Componente da densidade de fluxo magnético, na direção z

H ₂	Hidrogênio
InP	Fosfeto de índio
$\vec{k}$	Vetor de onda
KOH	Hidróxido de potássio
k _x	Componente na direção x do vetor de onda
$\vec{k}_0$	Vetor de onda no vácuo
LC-ARROW	Guias de onda ARROW com núcleo líquido
λ	Comprimento de onda da luz no vácuo
MMI	Dispositivos de interferência multi-modo
μ_r	Permeabilidade relativa
μ_0	Permeabilidade do vácuo
NIR	Infravermelho próximo
NU-FDM	Método de diferenças finitas com reticulado não uniforme
N ₂	Nitrogênio
N ₂ O	Óxido nitroso
n _{eff}	Índice de refração efetivo
n _i	Índice de refração na camada i de um guia SLAB
n _n	Índice de refração do núcleo
n _{x, i}	Projeção do índice refração da camada i, no eixo x
n ₁	Índice de refração da primeira cama anti-ressonante
n ₂	Índice de refração da segunda cama anti-ressonante
PECVD	Deposição química a vapor assistida por plasma
PML	Camada perfeitamente casada
P(i)	Matriz de propagação na camada i de um guia SLAB
R	Coeficiente de reflexão de um filme imerso em um meio com índice de refração diferente
r _{ij}	Coeficiente de reflexão de Fresnel para uma onda incidindo a partir do meio 'i', em direção ao meio 'j'
rib	Configuração de guia de onda, onde a lateral do núcleo do mesmo é parcialmente corroída
RIE	Corrosão por plasma reativo
SiO _x N _y	Oxinitreto de silício
SiH ₄	Silano

SiO_2	Óxido de silício
Si_3N_4	Nitreto de silício
SLAB	Guia de onda composto por camadas paralelas, com espessura definida e que se estendem ao infinito lateralmente
σ_x, σ_y	Condutividade na direção do eixo x e y, respectivamente, utilizada na implementação da camada perfeitamente casada
TE	Polarização elétrica transversal
Ti	Titânio
TiO_x	Oxido de titânio amorfo
TM	Polarização magnética transversal
TMM	Método de matrizes de Transferência
$T(i, i+1)$	Matriz de transmissão entre as camadas i e i+1 de um guia SLAB
θ	Ângulo formado entre o vetor de onda, da luz se propagando em um guia SLAB, e o eixo z
θ_n	Ângulo formado entre o vetor de onda e a normal às interfaces entre as camadas do guia SLAB
VI	Virtual Instrument
ω	Frequência angular

SUMÁRIO

1. OBJETIVOS E INTRODUÇÃO	1
1.1. Objetivos	1
1.2. Introdução	1
2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	11
2.1. Guias ARROW	11
2.2. Fundamentos da teoria eletromagnética em guias de onda.....	17
2.2.1. Guias SLAB.....	18
2.2.2. Aproximação Escalar	19
2.2.3. Aproximação Semivetorial.....	19
3. ANÁLISE ELETROMAGNÉTICA E ESTRUTURAS PROJETADAS	21
3.1. Método de matrizes de transferência (TMM).....	21
3.1.1. Campos dentro de uma camada de uma estrutura SLAB	21
3.1.2. Matrizes de propagação e de transmissão.....	24
3.1.3. Soluções modais Guiadas e de Radiação.....	25
3.1.4. Estruturas simuladas.....	28
3.2. Método de Análise Bidimensional	33
3.2.1. Método de Diferenças Finitas com Reticulado não Uniforme (NU-FDM).....	34
3.2.2. Condição de contorno: camada perfeitamente casada (PML)	39
3.2.3. Simulação de uma estrutura rib ARROW.....	40
3.2.4. Análise e projeto dos guias a serem fabricados	44
4. EXPERIMENTAL	51
4.1. Materiais e Técnicas	51

4.1.1.Técnica PECVD e descrição do Reator usado neste trabalho	51
4.1.2.Filmes de SiO_xN_y e a-SiC:H depositados pela Técnica de PECVD.....	53
4.1.3.Filmes de TiO_x depositados por DC Sputtering	56
4.2.Processo de Fabricação.....	59
4.2.1.Limpeza Inicial.....	59
4.2.2.Deposição das camadas anti-ressonantes e do núcleo	60
4.2.3.Polimento superficial	62
4.2.4.Deposição da máscara de cromo.....	63
4.2.5.Fotolitografia.....	64
4.2.6.Corrosão por Reactive Íon Etching (RIE)	68
4.2.7.Deposição da cobertura	69
4.2.8.Lixamento e polimento	70
4.3.Caracterização óptica.....	71
4.3.1.Medidas de atenuação	72
4.3.2.Análise modal.....	75
4.3.3.Medidas de atenuação em função do Comprimento de Onda	76
5. RESULTADOS E DISCUSSÃO	78
5.1.Introdução	78
5.2.Estruturas Fabricadas	78
5.2.1.Guias com camada anti-ressonante de oxinitreto de silício	78
5.2.2.Guias com camada anti-ressonante de a-SiC:H e TiO_x	82
5.3.Medidas de Atenuação.....	85
5.4.Cálculo da Atenuação por Espalhamento	89
5.5.Análise Modal.....	92
5.6.Medidas da Atenuação em Função do Comprimento de Onda.....	96

6. CONSIDERAÇÕES FINAIS	101
6.1.Conclusões.....	101
6.2.Sugestões para Trabalhos Futuros	102
7. TRABALHOS DECORRENTES	104
APÊNDICE A — Conceitos Básicos de Guias de Onda	105
A.1. Conceitos de guias SLAB, retangular e rib	105
A.2. Análise de um guia SLAB simétrico por óptica geométrica.....	106
A.3. Distribuição de campos em guias SLAB convencionais	111
APÊNDICE B — Cavidades de Fabry-Perot.....	114
APÊNDICE C — Interferômetro de Mach-Zehnder.....	117

1. OBJETIVOS E INTRODUÇÃO

1.1. Objetivos

Este trabalho tem por objetivo projetar, fabricar e caracterizar opticamente guias de onda do tipo ARROW (Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguides) utilizando materiais obtidos por Sputtering e por Deposição Química a Vapor Assistida por Plasma (PECVD). Especificamente, intenta-se obter guias (quasi) mono-modo com baixas perdas de propagação e compatíveis geometricamente com as fibras ópticas utilizadas para inserção e captação de luz. Para isso, são necessárias simulações que permitem a otimização dos parâmetros geométricos dos guias de onda. Com relação à caracterização óptica, objetiva-se determinar as perdas por propagação e o número de modos. Esses objetivos são importantes para o futuro desenvolvimento de estruturas ópticas mais complexas como chaves ópticas, redes de Bragg e diferentes tipos de sensores ópticos.

1.2. Introdução

A óptica integrada é uma área de pesquisa que objetiva o desenvolvimento de diferentes dispositivos ópticos miniaturizados, em um substrato em comum. Estes dispositivos podem englobar dispositivos relacionados com circuitos de comunicações ópticas, como moduladores, chaves, entre outros, ou sensores interferométricos, sensores de absorção, acelerômetros ópticos, e outros dispositivos fabricados em tecnologia planar.

É sabido que o desenvolvimento de óptica integrada sobre materiais semicondutores possibilita a integração de circuitos ópticos e eletrônicos. Dentro deste contexto, existem tecnologias, como as baseadas em arseneto de gálio (GaAs) e fosfeto de índio (InP), que são mais apropriadas para a integração monolítica de lasers, guias de onda e fotodetectores. A tecnologia sobre silício, por

outro lado, apesar de apresentar dificuldades neste sentido, oferece uma série de vantagens, quais sejam: o silício é mais barato, possui boas características mecânicas e uma resistência térmica relativamente baixa. Além disso, o silício tem sido a base para todo o desenvolvimento que tem sido feito na fabricação de dispositivos microeletrônicos e de circuitos integrados (CI's).

Portanto, trata-se de uma tecnologia mais bem estabelecida e conhecida, permitindo que o desenvolvimento da óptica integrada ocorra de maneira muito mais rápida. Ademais, essa tecnologia permite o alinhamento com fibras ópticas a baixos custos, através de v-grooves, devido às diferentes taxas de corrosão das diversas orientações cristalográficas do silício, e os materiais que são com ela utilizados (como o óxido de silício, nitreto de silício, carbeto de silício, etc) possuem índices de refração mais compatíveis com as fibras ópticas [1].

Contudo, o silício absorve luz em comprimentos de onda menores que 1,12 μm , o que dificulta o desenvolvimento de guias de onda monomodo convencionais, que operem nos comprimentos de onda de luz visível e, ao mesmo tempo, possuam baixas perdas. Isso é solucionado com a utilização de um filme relativamente espesso (4 a 8 μm), entre o núcleo do guia de onda e o substrato de silício, evitando, assim, a absorção da luz pelo substrato. Detalhes do funcionamento de guias de onda convencionais são explicados no Apêndice A.

Guias de onda monomodo (vide Apêndice A) são importantes tanto na área de telecomunicações quanto em outras aplicações na área de sensoriamento. Isso ocorre pelo fato de a dispersão modal, em guias multimodo, causar a distorção do sinal, para longas distâncias de transmissão, o que, no caso das telecomunicações, limita a frequência de operação [2]. A operação multimodo também é indesejável em sensores interferométricos pelas diferentes velocidades de propagação de cada modo que levam os mesmos a interferirem diferentemente uns dos outros, na saída do dispositivo, prejudicando desta forma o sensoriamento eficiente do parâmetro medido.

Contudo, para a fabricação de guias convencionais monomodo, é necessário que se tenha um alto grau de controle sobre a espessura das camadas ou sobre a diferença entre os índices de refração entre o núcleo e as camadas externas [3]. Assim, se o desejado é fabricar guias cujo núcleo possua dimensões compatíveis com o diâmetro de fibras ópticas monomodo comerciais (alguns micrômetros), é

necessário uma diferença de índices de refração, entre o núcleo e as outras camadas (contraste de índice), da ordem de 10^{-3} . Além disso, a espessura da camada que separa o núcleo do substrato precisa ser espessa (4 a 8 micrometros), para que o campo evanescente não atinja o substrato, pois como falamos anteriormente, o silício absorve nos comprimentos de onda da região do visível. Por outro lado, é possível fabricar guias monomodo, com um contraste de índice mais flexível, se a espessura do núcleo for da ordem de décimos de micrômetro, mas neste caso, se torna necessária a utilização de lentes para a inserção da luz da fibra no guia de onda no intuito de confinar e focar o feixe de luz no núcleo, resultando muitas vezes em um processo trabalhoso e infrutífero.

Para superar essas dificuldades, foram desenvolvidos, nos anos de 1986 e 1989 respectivamente, os guias de onda do tipo ARROW-A [4] e ARROW-B [5], cujos perfis de índice de refração (n) são ilustrados na Figura 1.1. Nesse tipo de guia de onda, duas camadas diferentes, situadas entre o núcleo do guia e o substrato de silício, propiciam o guiamento de luz, dentro do núcleo, com baixos valores de atenuação, através de reflexões anti-ressonantes.

Figura 1.1 - Ilustração das camadas que compõem os guias de onda ARROW. Do lado direito são mostrados os perfis de índice de refração para guias de onda do tipo ARROW-A e ARROW-B

Se devidamente projetadas, estas camadas funcionam como cavidades de Fabry-Perot (vide apêndice B) em anti-ressonância e a refletância das mesmas é muito alta para o modo fundamental na direção transversal às camadas (eixo x). Ao contrário do que ocorre nos guias convencionais, a luz não é refletida na interface entre o núcleo e a camada inferior, que se convencionou chamar de primeira

camada ARROW, mas sofre refração e é parcialmente transmitida para dentro dessa camada. Dentro dela, a luz sofre múltiplas reflexões, sendo que o mesmo ocorre com a luz que é parcialmente transmitida para a camada inferior (segunda camada ARROW). No entanto, para uma determinada espessura dessas camadas, as múltiplas reflexões sofrem um fenômeno de interferência e a estrutura composta pelas duas camadas ARROW tem quase 100% de refletância. Detalhes mais aprofundados do funcionamento deste tipo de guia serão apresentados no capítulo 2 desta dissertação.

A Tabela 1.1, adaptada de [5], mostra as principais diferenças entre os guias ARROW-A, ARROW-B e os guias convencionais. Nos guias do tipo ARROW-A, a propagação é dependente da polarização, sendo a polarização magnética transversal (TM) (vide Apêndice A) mais atenuada que a polarização elétrica transversal (TE). Além disso, para um comprimento de onda específico, que satisfaça a condição de ressonância, as perdas são muito altas, nesses guias. Os guias ARROW-B, por outro lado, não possuem nenhuma dessas características.

As vantagens dos guias ARROW, com relação aos guias convencionais também podem ser observadas na Tabela 1.1. Como foi dito, os guias convencionais necessitam de um revestimento de substrato espesso, para que o campo evanescente não atinja o substrato de silício, o que leva a espessuras totais muito grandes resultando em filmes muito estressados. Isso é indesejável, pois os filmes podem apresentar fissuras ao longo do processo de fabricação, levando à impossibilidade de aproveitamento das estruturas fabricadas. Além disso, a diferença de índices de refração entre o núcleo e o revestimento de substrato do guia deve ser da ordem de 10^{-3} , para que guias com espessuras de núcleo próximas dos diâmetros de fibras ópticas sejam monomodo. É importante mencionar que esta precisão no controle dos índices de refração não pode ser conseguida com os processos de fabricação utilizados neste trabalho, como será visto nos capítulos seguintes. Um controle desta natureza pode ser obtido através da dopagem dos filmes, com impurezas que alteram levemente os índices dos mesmos.

Tabela 1.1 – Resumo das diferenças entre guias convencionais, guias ARROW-A e ARROW-B [5]

	Convencional	ARROW-A	ARROW-B
Perdas	Baixas	Baixas	Baixas
Revestimento de substrato	espesso ($> 4\mu\text{m}$)	fino ($\sim 2\mu\text{m}$)	fino ($\sim 2\mu\text{m}$)
Controle preciso do índice de refração	necessário	desnecessário	desnecessário
Confinamento da luz	pequeno	alto	alto
Dependência das perdas com a polarização	não possui	polarização TE é menos atenuada	não possui
Banda (com baixas perdas)	larga	larga (com altas perdas para um particular λ)	larga

Existem vários dispositivos, que utilizam as características peculiares dos guias ARROW, alguns dos quais serão descritos a seguir. Esses dispositivos dão uma idéia das possibilidades apresentadas por esses guias. Além disso, essas qualidades são uma grande motivação para que haja continuidade na pesquisa que está sendo feita aqui.

O interferômetro Mach-Zehnder (Apêndice C) é um dispositivo onde a luz que se propaga inicialmente em um guia de onda se divide em duas componentes através de junções do tipo “y” (Figura 1.2a), ou usando acopladores direcionais (Figura 1.2b), propagando-se separadamente por certa distância e depois juntando-se novamente. Nesses dispositivos, o caminho óptico em um dos braços é alterado enquanto o outro braço é mantido isolado. Essa mudança no caminho óptico é feita através da variação do índice de refração do material que compõe o núcleo ou o meio externo, próximo do guia de onda. Isso pode ser feito por uma variação de pressão mecânica, temperatura ou da utilização de líquidos com diferentes índices de refração, na região que fica acima do núcleo do guia de onda. A interferência das

duas componentes, ao se juntarem no trecho final do Mach-Zehnder, causa uma variação na potência óptica de saída do dispositivo, com relação à potência óptica de entrada. Assim, é possível medir alguma grandeza física, através da calibração da variação dessa grandeza com a variação da potência óptica de saída do dispositivo.

Figura 1.2 – Ilustração de interferômetros Mach-Zehnder ((a) e (b)). Em (c) é mostrada uma alternativa utilizando guias de onda ARROW, com núcleos ‘empilhados’

Na literatura, são apresentados interferômetros Mach-Zehnder, fabricados através de guias ARROW, que funcionam como sensores de pressão [1], sensores de temperatura e refratômetros para soluções biológicas com diferentes índices de refração [6], entre outros.

Uma estrutura diferente é mostrada em [7] para a fabricação de um interferômetro Mach-Zehnder. Nela, dois guias de onda ARROW são fabricados, um sobre o outro, com uma camada de separação entre eles, como mostrado na Figura 1.2c, que foi adaptada do artigo [7]. As camadas que ficam em cima do núcleo superior podem ser projetadas, de tal forma que, para espessuras apropriadas, haja acoplamento muito próximo de 3 dB entre os dois guias de onda. Por outro lado, se essas camadas forem fisicamente removidas, através de uma corrosão, em uma determinada região, os guias ARROW inferior e superior ficam isolados um do outro, e há uma região de desacoplamento, como indicado na Figura 1.2c. Esse princípio, que também é utilizado em [8] para a fabricação de beam-splitters, é utilizado para a fabricação de um interferômetro de Mach-Zehnder onde há duas regiões com

acoplamento entre os dois guias de ondas, separadas por uma região onde os dois permanecem isolados, e o núcleo inferior serve como referência, por estar isolado do meio externo. Assim, uma diferença de caminho óptico, introduzida na região de desacoplamento, faz com que, ao se atingir a região de acoplamento, haja interferência entre a luz se propagando no guia superior e no guia inferior. Nesse caso, podemos observar a importância de utilização da estrutura ARROW para reduzir significativamente o comprimento total do dispositivo, pelo fato de a utilização de curvas ao longo do dispositivo não ser necessária. A razão pela qual as curvas fazem com que o tamanho do dispositivo Mach-Zehnder convencionais sejam maiores é que, para apresentarem baixas perdas por radiação, essas curvas precisam possuir raios de curvatura grandes e, além disso, a distância entre os dois braços normalmente não pode ser muito curta, para que os braços fiquem fisicamente isolados.

Duas maneiras interessantes de acoplar um fotodetector aos guias de onda ARROW, sem a necessidade de nenhum material não compatível com a tecnologia de silício, são apresentadas em [9] e [1]. A Figura 1.3 ilustra como a primeira camada anti-ressonante é utilizada com esse propósito. Na Figura 1.3a, a espessura dessa camada é ajustada para que a mesma esteja na condição de ressonância, na região que se encontra acima do fotodetector, que, por sua vez, é fabricado no substrato de silício. Nessa condição, ao contrário da condição de anti-ressonância, a transmitância dessa camada é máxima, e portanto se tem o máximo de acoplamento de luz com o detector. O mesmo efeito pode ser conseguido através da remoção da primeira camada ARROW, na região do detector, como mostrado na Figura 1.3b.

Figura 1.3 – Ilustração da utilização da primeira camada anti-ressonante para realizar o acoplamento de luz com o fotodetector

Uma outra aplicação dos guias ARROWs é na fabricação de interferência multimodo (MMI) [10]. Dispositivos MMI utilizam a propriedade que guias com um alto número de modos possuem de reproduzir uma imagem inicial, um número ‘n’ de vezes. O número de vezes depende da distância do início do guia. Na Figura 1.4, retirada de [2], são mostrados os resultados da simulação por método de propagação de feixe (BPM) de um dispositivo deste tipo utilizado como beam splitter. Na entrada, um guia monomodo insere luz no dispositivo. A imagem inicial (modo q - TE_{11}) é repetida um certo número de vezes (número n, indicado na Figura), em posições que ficam a determinadas distâncias da origem. Se forem fabricados guias monomodo, nessas posições, é possível fazer beam splitter com um número m de entradas e um número n de saídas (beam-splitter nxm).

Existem vantagens de se utilizarem guias ARROW para se fazer esse tipo de dispositivo: a obtenção de guias monomodo na direção transversal ao substrato pode ser feita para guias com espessuras de núcleo grandes, sem muita perda de potência por inserção; a utilização de guias com núcleos ocos, que serão descritos a seguir, permite a fabricação de dispositivos MMI 2D [10].

Figura 1.4 – Simulação BPM, de um dispositivo MMI utilizado com beam splitter: (a) vista superior e (b) vista inclinada (imagem adaptada, retirada de [2])

Enfim, existe uma variedade de outros dispositivos em que bons resultados foram obtidos através da utilização de guias de onda ARROW, como por exemplo: sensores baseados em campo evanescente [11], acelerômetros ópticos [12], entre outros.

Uma outra área de atuação das estruturas ARROWS, que recentemente está recebendo bastante interesse por parte da comunidade científica, é a pesquisa e desenvolvimento de dispositivos baseados em guias com núcleo oco e com núcleo líquido: são os chamados guias de onda do tipo Liquid Core (LC-ARROW) e Hollow Core (HC-ARROW). Esses guias apresentam grande potencial na integração do campo da microfluídica com a óptica integrada.

Dispositivos optofluídicos podem ser desenvolvidos, tanto com a finalidade de usar métodos ópticos para analisar pequenas quantidades de fluidos quanto para usar fluidos para manipular as propriedades ópticas dos materiais [13]. A utilização dos guias de onda convencionais, nessa nova área, depara-se com limitações pelo fato de o índice de refração da água e da maioria das soluções aquosas ser relativamente baixo ($\sim 1,33$), o que dificulta a utilização das mesmas como núcleo de guias de onda, pois são necessários materiais de cobertura com índices de refração ainda menores. Existem aplicações para guias de onda convencionais nessa área, mas são aplicações que utilizam o campo evanescente, de guias com núcleos sólidos, cuja intensidade cai exponencialmente a zero de maneira rápida na região externa ao núcleo (vide Apêndice A). Também existem aplicações cujo núcleo e o revestimento externo (cladding) são compostos por líquidos imiscíveis; ou aplicações onde se utilizam materiais nanoporosos, que possuem índice de refração menor que o dos líquidos. Existe também uma classe de polímeros fluorados que podem ser usados com a mesma finalidade, mas possuem limitações quanto ao controle da espessura [13].

Os guias ARROW, por outro lado, são mais apropriados para a fabricação de dispositivos optofluídicos pelo fato de proporcionarem guiamento com atenuações relativamente baixas, e, em núcleos com índices de refração menores que os índices das camadas anti-ressonantes dos mesmos. Os primeiros guias ARROW mono-modo com núcleo líquido foram demonstrados em 2004 por [14]. O núcleo desses guias era composto de ethylene glycol, e os mesmos apresentavam comprimentos de ~ 1 mm a ~ 1 cm. A partir daí, foram propostas estruturas com menores perdas [13]

e guias ARROW com núcleo líquido foram utilizados para a análise de células [15], sensores refratrométricos [16], entre outros. Guias de onda com núcleo oco também foram propostos [17] e utilizados para a fabricação de switches micro eletro-mecânicos [18] entre outros dispositivos.

Em resumo, são várias as vantagens e várias as aplicações que podem ser conseguidas com a utilização de guias ARROW e estes são os motivos principais que justificam este trabalho de mestrado. Cabe ressaltar que a pesquisa em óptica integrada dentro do nosso grupo vem sendo feita há algum tempo [19] e as vantagens apresentadas, no que diz respeito à utilização dos guias ARROW, vêm de encontro com a solução de algumas das dificuldades que têm sido encontradas na fabricação de dispositivos para óptica integrada dentro do grupo. Especificamente, essas dificuldades concernem à obtenção de guias monomodo, geometricamente compatíveis com fibras ópticas e com baixas perdas. Além disso, a disponibilidade de um material, com alto índice de refração, como é o caso do carbeto de silício, que o grupo já obtém e estuda há algum tempo, e que não fora utilizado anteriormente nesse tipo de guia de onda, consistiu em uma motivação a mais para este trabalho.

Esta dissertação está dividida em seis capítulos. No próximo capítulo, será mostrado o princípio de funcionamento da camada anti-ressonante utilizada para realizar o confinamento de luz nesses guias. Além disso, a teoria eletromagnética, relacionada à modelagem da propagação de luz em guias de onda, é apresentada de forma resumida.

No capítulo 3 são introduzidos o método de matrizes de transferência (TMM) e o método de diferenças finitas (FDM), os quais foram utilizados para a análise e projeto dos guias de onda fabricados. Além disso, são apresentados os parâmetros das estruturas projetadas e os resultados das simulações para essas estruturas.

No capítulo 4 são descritas as técnicas utilizadas para a fabricação dos guias de onda ARROW e as etapas do processo de fabricação dos mesmos. Também são descritas as montagens experimentais utilizadas na sua caracterização óptica.

No capítulo 5 são apresentadas as estruturas resultantes do processo de fabricação, descrito no capítulo anterior, além dos resultados da caracterização óptica dessas estruturas.

O capítulo 6 consiste nas conclusões deste trabalho e em sugestões de trabalhos que podem vir a ser desenvolvidos posteriormente.

2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo, são mostradas as equações que permitem o cálculo da refletância da primeira camada anti-ressonante e das espessuras das duas camadas ARROW que produzem a anti-ressonância [4]. Este desenvolvimento é ilustrativo, no sentido de permitir o entendimento do princípio de funcionamento dessas camadas na estrutura ARROW.

Em seguida, é apresentada, de forma resumida, a teoria eletromagnética relacionada à modelagem da propagação de luz em guias de onda, partindo das equações de Maxwell até a equação de onda, para estruturas do tipo SLAB e para estruturas com seção transversal arbitrária. Essa teoria é a base tanto da análise eletromagnética de guias convencionais, que pode ser feita de forma analítica, como de outras formas de análise de outros tipos de guias que não o convencional, como é o caso do ARROW. Assim, ela será útil para o prosseguimento da análise eletromagnética dos guias ARROW, que será desenvolvida no Capítulo 3, através dos métodos TMM e NU-FDM.

2.1. Guias ARROW

Nos guias ARROW, o confinamento da luz dentro do núcleo, se dá através de reflexões anti-ressonantes, em pelo menos um sentido transversal à propagação da mesma. Dessa forma, são introduzidas, entre o núcleo e o substrato de silício, algumas camadas devidamente projetadas, que funcionam como cavidades do tipo Fabry-Perot em condição de anti-ressonância (vide Apêndice B).

A reflexão anti-ressonante tem uma característica muito interessante: a de ser altamente seletiva, no sentido de apresentar valores altos de refletividade, para o modo fundamental, e valores não tão altos para os modos superiores. Dessa forma, se considerarmos guias de onda com grandes comprimentos, os modos superiores possuem perdas muito maiores do que o modo fundamental, e o guia funciona, efetivamente, como um guia monomodo.

Uma grande vantagem dos guias de onda ARROW, com relação aos guias de onda convencionais, é o fato de uma propagação monomodal ser possível, com espessuras de núcleo relativamente grandes, sem a necessidade de um grande controle sobre o contraste de índice do núcleo e das outras camadas. Assim, os guias de onda ARROW fabricados neste trabalho possuem núcleos com espessuras de quatro micrometros, o que só seria possível para um guia monomodo convencional, se a diferença, entre os índices do núcleo e do revestimento de substrato, fosse muito pequena (da ordem de 10^{-3}), e isso dificilmente é conseguido com a técnica de deposição PECVD.

Os guias ARROW são usualmente compostos por três camadas: o núcleo (Figura 2.1) onde é confinado o feixe de luz, de preferência com uma espessura de alguns micrômetros para ser compatível com as fibras ópticas e com índice próximo ao da fibra; a primeira camada ARROW (1 na Figura 2.1) com espessuras da ordem de centenas de nanômetros e índice de refração maior que o núcleo; e a segunda camada ARROW com índice de refração igual ao do núcleo e espessura igual à metade da espessura do mesmo, pois, como veremos posteriormente, essas condições são necessárias para uma máxima refletância. Além dessas camadas, estes guias podem possuir uma cobertura sobre o núcleo.

O funcionamento de uma camada anti-ressonante pode ser entendido se considerarmos a refletância dessa camada em função da espessura da mesma. Para isso, consideraremos o guia SLAB-ARROW, ilustrado na Figura 2.1, composto por um núcleo de espessura d_n e índice de refração n_n , uma primeira camada ARROW, com espessura d_1 e índice n_1 , uma segunda camada, com espessura d_2 e índice n_2 e um substrato.

Fazendo uma análise por óptica geométrica, temos que a diferença de fase entre a componente transversal ao eixo z da onda, nos pontos A e B, ou seja, nas proximidades da interface entre o núcleo e o meio externo e na interface entre o núcleo e a primeira camada, é igual a [2]:

$$\Delta\phi_{x,n} = k_0 n_n d_n \cos(\theta_n) \quad (2.1)$$

Sendo k_0 o número de onda no vácuo e θ_n o ângulo que a frente de onda faz com a normal à interface.

Figura 2.1 – Ilustração, por óptica geométrica, da propagação da luz dentro de um guia ARROW do tipo SLAB (a) e ilustração das projeções do vetor de onda na direção de guiamento (eixo z) e transversal a mesma (b)

Para que a frente de onda se propague dentro do núcleo, a mesma deve satisfazer a seguinte condição, que é análoga à condição de deslocamento de fase que deve ser múltiplo de 2π , apresentada no Apêndice A:

$$\Delta\phi_{x,n} = (2m+1)\pi/2 \quad m = 0,1,2,\dots \quad (2.2)$$

Isto pode ser constatado considerando que a fase da frente de onda nos pontos A e A' deve ser a mesma. Aplicando a condição (2.2) em (2.1) temos que:

$$\cos(\theta_n) = \frac{(2m+1)\lambda}{4n_n d_n}, \quad (2.3)$$

sendo λ o comprimento de onda no vácuo.

Considerando a lei de Snell e a igualdade trigonométrica ($\cos^2(\theta) + \sin^2(\theta) = 1$), temos que:

$$\cos(\theta_1) = \sqrt{1 - \left(\frac{n_n}{n_1}\right)^2 + \left(\frac{(2m+1)\lambda}{4n_n d_1}\right)^2} \quad (2.4)$$

e

$$\cos(\theta_2) = \sqrt{1 - \left(\frac{n_n}{n_2}\right)^2 + \left(\frac{(2m+1)\lambda}{4n_n d_2}\right)^2}. \quad (2.5)$$

As igualdades encontradas em (2.3), (2.4) e (2.5) podem ser usadas para se calcular o coeficiente de reflexão da camada 1 (considerando as múltiplas reflexões, que ocorrem na mesma), através da equação [20]:

$$R = \frac{E_r}{E_i} \frac{r_{12}^2 + r_{23}^2 + 2r_{12}r_{23}\cos(\Delta\phi_1)}{1 + r_{12}^2 r_{23}^2 + 2r_{12}r_{23}\cos(\Delta\phi_1)}. \quad (2.6)$$

Sendo $r_{i,j}$ o coeficiente de reflexão de Fresnell para uma onda se propagando do meio i em direção à interface com o meio j . Para ilustrar o comportamento da refletância da primeira camada anti-ressonante, calculada através de (2.6), em função da espessura, consideremos um guia SLAB em que o núcleo e a camada dois possuem o índice de refração do óxido de silício (SiO_2) ($n=1,46$), e a camada anti-ressonante 1 possui índice ($n_1=2,00$). O gráfico do coeficiente de reflexão da camada 1, em função da espessura da mesma, para um comprimento de onda de 633 nm, é mostrado na Figura 2.2. Nesta figura, são mostradas três curvas: para o caso de um guia cujo núcleo tem 4 μm (azul), para o caso de um guia cujo núcleo tem 2 μm (verde) e para o caso de um guia cujo núcleo tem 0,5 μm (vermelho).

Figura 2.2– Refletância da primeira camada anti-ressonante, em função da espessura da mesma, para núcleos com espessura de 4 μm (azul), 2 μm (verde) e 0,5 μm (vermelho)

É possível perceber que, para cada gráfico, existem valores de espessura, para os quais o coeficiente de reflexão é máximo, e valores para os quais este coeficiente é muito próximo de zero. Na curva azul e vermelha, percebe-se que há uma faixa de valores onde a refletância é aparentemente constante. Considerando a camada 1 como uma cavidade ressonante, os máximos do coeficiente de reflexão

correspondem às espessuras de anti-ressonância dessa cavidade. Para essas espessuras, temos que

$$d_1 = (2m + 1) \frac{\lambda}{4} \cos(\theta_1). \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.7)$$

Além disso, os mínimos de coeficiente de reflexão correspondem a espessuras de ressonância dessa cavidade, onde temos

$$d_1 = (m) \frac{\lambda}{2} \cos(\theta_1). \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.8)$$

Na Figura 2.2, percebemos também que os máximos de coeficiente de reflexão são maiores para as curvas que correspondem aos guias cujo núcleo tem 4 μm . Além disso, essa figura mostra o coeficiente de reflexão da primeira camada anti-ressonante somente. Para que um guia ARROW tenha máxima reflexão das camadas anti-ressonantes, ambas camadas devem satisfazer a condição (2.7).

É possível encontrar uma expressão para a espessura da camada 1, em função dos parâmetros do guia (índices e outras espessuras) e do comprimento de onda, através da equação do coeficiente de reflexão (2.6). Se substituirmos, as equações (2.3), (2.4) e (2.5) em (2.6), chegaremos a uma equação cujo máximo coeficiente de reflexão ocorre quando temos

$$d_1 = \frac{(2m + 1)\lambda}{4n_1} \left[1 - \left(\frac{n_n}{n_1} \right)^2 + \left(\frac{\lambda}{2n_1 d_n} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.9)$$

Portanto, se a equação (2.9) for satisfeita, teremos o máximo valor de coeficiente de reflexão para as camadas anti-ressonantes.

Na análise feita até aqui, considerou-se reflexões perfeitas nas interfaces entre o núcleo e os meios externos, o que é uma boa aproximação apenas em guias de onda com um alto grau de confinamento, como, por exemplo, guias convencionais cujo contraste de índice entre o núcleo e o meio externo é grande. No caso de não ter um confinamento alto, teríamos que considerar uma espessura efetiva maior que a real por causa da penetração do campo evanescente. O efeito dessa penetração pode ser considerado se incluirmos nesse modelo o deslocamento de Goos-Hänchen. Isso é feito através da substituição da espessura do núcleo por uma espessura efetiva d_{ne} :

$$d_1 = \frac{(2m+1)\lambda}{4n_1} \left[1 - \left(\frac{n_n}{n_1} \right)^2 + \left(\frac{\lambda}{2n_1 d_{ne}} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.10)$$

A expressão para a espessura efetiva do núcleo é dada por

$$d_{ne} = d_n + \epsilon_0 \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{n_c^2 - n_{ext}^2}}, \quad (2.11)$$

com $\epsilon_0 = \begin{cases} 1 & \text{para modos TE} \\ \frac{n_{ext}^2}{n_c^2} & \text{para modos TM.} \end{cases}$

No caso da camada 2, o índice normalmente utilizado é o mesmo índice do núcleo. Se substituirmos n_1 por n_n , em (2.10), obtemos a seguinte espessura para a segunda camada anti-ressonante:

$$d_2 = \frac{(2m+1)d_{ne}}{2}. \quad (2.12)$$

Apesar de essas equações analíticas permitirem o cálculo das espessuras das camadas anti-ressonantes, as mesmas foram obtidas através de uma análise baseada em óptica geométrica. Essa análise, embora útil no entendimento do funcionamento dos guias de onda, é uma aproximação muito simplificada e não é tão precisa quanto a resolução da equação de onda, que rege o comportamento da propagação da luz dentro dos guias de onda. Por esta razão, o projeto das espessuras das camadas anti-ressonantes foi feito através de um método analítico de resolução das equações de onda para guias SLAB. Este método, cujo desenvolvimento será apresentado no próximo capítulo, permite o cálculo dos modos suportados pela estrutura. Dessa forma, ele permite o entendimento de características importantes dos guias ARROW, como a diferença de atenuação para as polarizações e para os diferentes modos. Além disso, o cálculo da espessura de anti-ressonância, através do método mencionado, permite a obtenção de valores mais confiáveis do que as fórmulas analíticas mostradas aqui, com mencionado.

2.2. Fundamentos da teoria eletromagnética em guias de onda

Como foi dito, a teoria eletromagnética relacionada à modelagem da propagação de luz em guias de onda é a base tanto da análise eletromagnética de guias convencionais, como de outras formas de análise de outros tipos de guias que não o convencional, como é o caso do ARROW. Portanto, passaremos agora a introduzir, de forma sucinta, as equações que serão posteriormente utilizadas na análise eletromagnética dos guias ARROW, a qual será desenvolvida no Capítulo 3.

As equações de Maxwell para meios sem cargas e sem correntes livres, são:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.13a)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.13b)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.13c)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.13d)$$

A relação entre as densidades de fluxo elétrico e magnético e os respectivos campos é dada pela permissividade elétrica e pela permeabilidade magnética que, para meios homogêneos, isotrópicos e não-magnéticos são escalares:

$$\vec{D} = \epsilon_0 n^2 \vec{E}, \quad (2.14)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu_0 \vec{H}. \quad (2.15)$$

Na equação acima, n é o índice de refração do meio. Assumindo onda monocromática, com frequência angular $\omega = \frac{k}{c} = \frac{2\pi}{\lambda \cdot c}$, as equações (2.13a) e (2.13b) podem ser reescritas como:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu_0 \vec{H} \quad (2.16a)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega\epsilon_0 n^2 \vec{E}. \quad (2.16b)$$

Tomando o rotacional dos dois lados de (2.16a), e substituindo (2.16b) na equação resultante, temos:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} - \frac{\omega^2}{c^2} n^2 \vec{E} = 0. \quad (2.17)$$

É possível reformular a equação (2.17), utilizando a igualdade vetorial $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot) - \vec{\nabla}^2$, e a relação $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -\vec{\nabla} \ln(n^2) \cdot \vec{E}$. Isso nos leva à seguinte equação [21]:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - k^2 n^2 \vec{E} = -\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \ln(n^2) \cdot \vec{E}). \quad (2.18)$$

Para estruturas cuja seção transversal ao eixo z é invariante, ou seja, guias cuja geometria da seção transversal não varia ao longo do eixo de guiamento (eixo z), podemos assumir soluções da forma $\vec{E}(r) = \vec{E}(x, y) \cdot e^{-j\beta z}$ para ondas guiadas na direção deste eixo. Neste caso, a equação (2.18) se reduz a

$$\vec{\nabla}^2 E_x + k^2 n^2 E_x = \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial x} E_x + \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial y} E_y \quad (2.19a)$$

$$\vec{\nabla}^2 E_y + k^2 n^2 E_y = \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial x} E_x + \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial y} E_y. \quad (2.19b)$$

As equações acima são as equações de onda para uma estrutura invariante na direção z, na forma vetorial. Para guias de onda invariantes, em uma outra direção, além do eixo z (guias SLAB), estas equações são simplificadas. Além disso, existem aproximações que as simplificam, para casos de guiamento fraco ou de não acoplamento entre as polarizações. Essas simplificações serão discutidas nas próximas seções.

2.2.1. Guias SLAB

No caso de guias de onda SLAB (vide apêndice A), que são estruturas compostas por camadas paralelas, que se estendem lateralmente ao infinito, as equações (2.19) são bastante simplificadas. Se considerarmos, por exemplo, camadas paralelas ao plano YZ, cuja onda se propaga na direção do eixo z, e o eixo y é o outro eixo de invariância, temos que as derivadas parciais com relação a y, nesta equação, são nulas, e a equação de onda resultante é

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0. \quad (2.20)$$

Além disso, é possível mostrar, através da manipulação das equações (2.16), que para este tipo de estrutura, surgem duas polarizações distintas, a polarização elétrica transversal (TE) e a polarização magnética transversal (TM). No caso da polarização TE, as componentes não nulas dos campos elétrico e magnético são E_y , H_x e H_z . Além disso, as relações entre as componentes H_x e H_z , do campo magnético, e a componente do campo elétrico são dadas, respectivamente, por

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} E_y \quad (2.21)$$

$$H_z = \frac{j}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x}. \quad (2.22)$$

No caso da polarização TM, as componentes não-nulas dos campos elétrico e magnético são H_y , E_x e E_z , e equações similares a (2.20), (2.21) e (2.22) são obtidas.

2.2.2. Aproximação Escalar

Para certas aplicações onde o guiamento é fraco em todas as direções, ou seja, onde o contraste de índice, entre o núcleo e os meios ao redor do mesmo, é muito pequeno, as derivadas de $\ln(n^2)$ com relação a x e y , em (2.19) podem ser consideradas iguais a zero, e a equação resultante, no caso de (2.19a), por exemplo, é

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) E_x = 0. \quad (2.23)$$

2.2.3. Aproximação Semivetorial

A aproximação escalar se restringe a aplicações cujo contraste de índice de refração é muito pequeno. Na aproximação semivetorial, por outro lado, essa restrição deixa de existir. No caso dessa aproximação, os termos do lado direito das equações (2.19) são ignorados, o que implica na consideração de que existem duas

polarizações não-acopladas propagando-se no guia de onda e as equações (2.19) se reduzem a

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 E_x) \right] + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) E_x = 0 \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 E_y) \right] + (k^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0. \quad (2.25)$$

Na equação acima, a condição de continuidade, para os vetores deslocamento elétrico $D_x = \epsilon_0 n^2 E_x$ e $D_y = \epsilon_0 n^2 E_y$ foi imposta, para as interfaces perpendiculares aos eixos x e y , respectivamente.

Assim, as polarizações x e y do campo elétrico são tratadas como modos (quasi)TE e (quasi)TM, respectivamente. O significado físico dessa aproximação é que não existem efeitos de despolarização, ou seja, a onda mantém a polarização linear da fonte [21]. Esta última aproximação foi utilizada no método NU-FDM, que será descrito no capítulo seguinte.

3. ANÁLISE ELETROMAGNÉTICA E ESTRUTURAS PROJETADAS

Neste capítulo, serão introduzidos os métodos de matrizes de transferência (TMM) e de diferenças finitas (FDM) para a análise e projeto de estruturas SLAB e estruturas retangulares, respectivamente. O primeiro método é utilizado para a definição das espessuras das primeiras camadas anti-ressonantes dos guias fabricados. O segundo método é utilizado para projetar outros parâmetros relacionados com a seção transversal dos guias, tais como a altura do rib (vide apêndice A) e a largura do mesmo que permite guiamento monomodo.

Além disso, serão apresentadas as estruturas projetadas, considerando os materiais escolhidos para a fabricação dos guias de onda: SiO_xN_y , a-SiC:H e TiO_x .

3.1. Método de matrizes de transferência (TMM)

3.1.1. Campos dentro de uma camada de uma estrutura SLAB

O TMM [3] é um método analítico utilizado para calcular soluções modais da equação de onda de uma estrutura tipo SLAB, composta de camadas com espessuras e índices de refração definidos e dimensões laterais infinitas. A Figura 3.1 apresenta um corte de uma estrutura deste tipo, que se estende ao infinito nas direções y e z. Assim, considerando que a onda se propaga na direção do eixo z na figura, a distribuição de campos para uma dada solução modal, da equação de onda, será invariante na direção y.

Como mencionado no capítulo anterior, as únicas componentes não-nulas do campo eletromagnético, para a polarização TE, são E_y , H_x e H_z . Nesta seção, utilizaremos o campo elétrico, para ilustrar o desenvolvimento do método TMM, para a polarização TE. Considerando uma camada qualquer 'i', assumiremos que a solução da equação de onda é:

Figura 3.1 – Corte de uma estrutura de guia de onda do tipo SLAB, com $m - 2$ camadas e dois meios externos (meio 1 e meio m). As camadas se estendem ao infinito nas direções y e z

$$E_{i,TE}(x,z,t) = E_{i,TE}(x) \cdot e^{-j(\omega t - \beta z)} = \begin{bmatrix} 0 \\ E_{y,i}(x) \\ 0 \end{bmatrix} \cdot e^{-j(\omega t - \beta z)} . \quad (3.1)$$

A equação (3.1) representa o campo elétrico de uma onda propagando-se no sentido positivo do eixo z. Além disso, essa equação é independente de y, pelo fato, já mencionado, de as camadas se estenderem ao infinito, nesta direção. Nessa equação temos que ω é a freqüência angular do campo eletromagnético:

$\omega = \frac{k}{c} = \frac{2\pi}{\lambda c}$, sendo k o número de onda, c a velocidade da luz no vácuo e λ o

comprimento de onda. Além disso, β é a constante de propagação longitudinal no meio. A amplitude do campo elétrico da equação (3.1) pode ser representado, de forma geral, por

$$E_{i,TE}(x) = \begin{bmatrix} 0 \\ A_{1,i} \\ 0 \end{bmatrix} \cdot e^{-jkn_{xi}(x-x_i)} + \begin{bmatrix} 0 \\ A_{2,i} \\ 0 \end{bmatrix} \cdot e^{jkn_{xi}(x-x_i)} . \quad (3.2)$$

Por outro lado, as componentes do campo magnético, para a polarização TE podem ser calculadas substituindo (3.2) nas equações (2.21) e (2.22) do capítulo anterior:

$$H_{i,TE}(x) = \begin{bmatrix} \frac{-k \cdot n_{eff} \cdot A_{1,i}}{\omega \cdot \mu_0} \\ 0 \\ \frac{-k \cdot n_{x,i} \cdot A_{1,i}}{\omega \cdot \mu_0} \end{bmatrix} \cdot e^{-jkn_{xi}(x-x_i)} + \begin{bmatrix} \frac{-k \cdot n_{eff} \cdot A_{2,i}}{\omega \cdot \mu_0} \\ 0 \\ \frac{k \cdot n_{x,i} \cdot A_{2,i}}{\omega \cdot \mu_0} \end{bmatrix} \cdot e^{jkn_{xi}(x-x_i)} . \quad (3.3)$$

Em (3.2) e (3.3), $A_{1,i}$ e $A_{2,i}$ são constantes, relacionadas com as amplitudes dos campos em $x = x_i$, ou seja, na posição, dentro da camada i , que fica logo após a interface entre as camadas i e $i-1$. Além disso, $n_{eff} = \frac{\beta}{k}$ é o índice de refração efetivo, na direção do eixo z , e $n_{x,i} = \sqrt{n_i^2 - n_{eff}^2}$ é a projeção do índice de refração, na direção do eixo x . Assim, se temos uma frente de onda propagando-se numa direção, paralela ao plano xz , que forma um ângulo θ com o eixo z , temos $n_{x,i} = n \cdot \sin(\theta)$ e $n_{eff} = n \cdot \cos(\theta)$.

No caso da polarização TM, as únicas componentes não nulas do campo eletromagnético, são H_y , E_x e E_z . Através de um desenvolvimento análogo ao que foi feito para a polarização TE, temos, para a polarização TM:

$$E_{i,TM}(x) = \begin{bmatrix} \frac{-k \cdot n_{eff} \cdot A_{1,i}}{\omega \cdot \epsilon_0 \cdot n_i^2} \\ 0 \\ \frac{-k \cdot n_{x,i} \cdot A_{1,i}}{\omega \cdot \epsilon_0 \cdot n_i^2} \end{bmatrix} \cdot e^{-jkn_{xi}(x-x_i)} + \begin{bmatrix} \frac{-k \cdot n_{eff} \cdot A_{2,i}}{\omega \cdot \epsilon_0 \cdot n_i^2} \\ 0 \\ \frac{k \cdot n_{x,i} \cdot A_{2,i}}{\omega \cdot \epsilon_0 \cdot n_i^2} \end{bmatrix} \cdot e^{jkn_{xi}(x-x_i)} \quad (3.4)$$

e

$$H_{i,TM}(x) = \begin{bmatrix} 0 \\ A_{1,i} \\ 0 \end{bmatrix} \cdot e^{-jkn_{xi}(x-x_i)} + \begin{bmatrix} 0 \\ A_{2,i} \\ 0 \end{bmatrix} \cdot e^{jkn_{xi}(x-x_i)} . \quad (3.5)$$

3.1.2. Matrizes de propagação e de transmissão

Na seção anterior, foram determinadas as funções que representam o campo elétrico e magnético, dentro de uma camada de um guia SLAB. Essas funções possuem as incógnitas $A_{1,i}$, $A_{2,i}$ e n_x , que, para uma estrutura específica, precisam ser determinadas, para todas as camadas. Isso corresponde à determinação das formas dos campos e dos índices efetivos, para as soluções modais da estrutura, e pode ser feito através das condições de contorno nas interfaces entre as camadas sucessivas.

Em particular, será imposta continuidade dos campos tangenciais às interfaces, nos dois lados das mesmas. Para a polarização TE, temos:

$$E_{y,i}(x_{i+1}) = E_{y,i+1}(x_{i+1}) \quad \text{e} \quad H_{z,i}(x_{i+1}) = H_{z,i+1}(x_{i+1}), \quad (3.6)$$

e para a polarização TM:

$$E_{z,i}(x_{i+1}) = E_{z,i+1}(x_{i+1}) \quad \text{e} \quad H_{y,i}(x_{i+1}) = H_{y,i+1}(x_{i+1}). \quad (3.7)$$

Substituindo, em (3.6) e (3.7), as componentes dos respectivos campos, obtidas nas equações (3.2) a (3.3), chegamos em uma matriz 2x2, que relaciona as amplitudes A_1 e A_2 , dos dois lados da interface entre os meios i e $i+1$. Assim, para ambas as polarizações, as matrizes são:

$$T_{TE}(i, i+1) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \frac{n_{x,i+1}}{n_{x,i}} & 1 - \frac{n_{x,i+1}}{n_{x,i}} \\ 1 - \frac{n_{x,i+1}}{n_{x,i}} & 1 + \frac{n_{x,i+1}}{n_{x,i}} \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

e

$$T_{TM}(i, i+1) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \frac{n_{x,i+1}}{n_{x,i}} \cdot \frac{n_i^2}{n_{i+1}^2} & 1 - \frac{n_{x,i+1}}{n_{x,i}} \cdot \frac{n_i^2}{n_{i+1}^2} \\ 1 - \frac{n_{x,i+1}}{n_{x,i}} \cdot \frac{n_i^2}{n_{i+1}^2} & 1 + \frac{n_{x,i+1}}{n_{x,i}} \cdot \frac{n_i^2}{n_{i+1}^2} \end{bmatrix}. \quad (3.9)$$

Além disso, é possível definir uma matriz (também 2x2), que é relacionada à mudança de fase devido à propagação dos campos de um lado até o outro da camada i ($P_{TE, TM}(i)$):

$$P_{TE, TM}(i) = \begin{bmatrix} e^{jk \cdot n_x \cdot d_i} & 0 \\ 0 & e^{-jk \cdot n_x \cdot d_i} \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

Através de (3.8) (ou (3.9), no caso da polarização TM) e (3.10), é possível relacionar as amplitudes $A_{1,i}$ e $A_{2,i}$, no início da camada i , com as amplitudes $A_{1,i+1}$ e $A_{2,i+1}$, no início da camada $i+1$, como mostrado em (3.11). Aqui, deixamos de lado a indicação da polarização, por simplicidade.

$$\begin{bmatrix} A_{1,i} \\ A_{2,i} \end{bmatrix} = P_i \cdot T_{i,i+1} \cdot \begin{bmatrix} A_{1,i+1} \\ A_{2,i+1} \end{bmatrix}. \quad (3.11)$$

Além disso, é possível relacionar as amplitudes do campo eletromagnético dentro do meio externo 1, com as amplitudes dentro do meio externo m , através das sucessivas multiplicações das matrizes de propagação e das matrizes de transmissão entre todas as sucessivas camadas e interfaces, que existem entre esses dois meios:

$$\begin{bmatrix} A_{1,1} \\ A_{2,1} \end{bmatrix} = M \cdot \begin{bmatrix} A_{1,m} \\ A_{2,m} \end{bmatrix}. \quad (3.12)$$

onde: $M = T_{1,2} \cdot P_2 \cdot T_{2,3} \dots T_{m-2,m-1} \cdot P_{m-1} \cdot T_{m-1,m}$.

3.1.3. Soluções modais Guiadas e de Radiação

Os modos dentro de um guia de onda podem ser classificados de acordo com os valores de seus índices efetivos (n_{eff}), como ilustrado na Figura 3.2, que foi adaptada de [22]. Consideremos um guia SLAB, cujo núcleo tem índice de refração n_n e o meio externo tem índice de refração n_{ext} . Como pode ser visto na figura, para os modos guiados, o índice efetivo é puramente real e seu valor é tal que $n_{ext} < n_{eff} < n_n$. Para esses modos o campo decai exponencialmente a zero nas direções transversais ao eixo de propagação, e o mesmo fica confinado dentro do núcleo do guia de onda, por reflexão total interna, como pode ser observado na Figura 3.2b.

Figura 3.2 – (a) Gráfico ilustrativo da classificação dos modos a partir da parte real e imaginária do índice efetivo e (b) ilustração da propagação destes modos dentro do guia de onda

Por outro lado, se um modo se propaga na direção dos valores positivos do eixo de propagação (z) e tem um índice efetivo complexo com $0 < \text{Re}(n_{\text{eff}}) < n_{\text{ext}}$ e $\text{Im}(n_{\text{eff}}) < 0$, esse modo é dito leaky. Nesse caso, a amplitude do campo, para direções transversais ao eixo de propagação, é oscilatória. Além disso, a parte imaginária do índice efetivo corresponde a uma atenuação, de forma que a amplitude do campo na direção do eixo de propagação (z) é oscilatória, mas com um 'envelope' decrescente. Essa atenuação por leakage deve ser interpretada como o 'vazamento' de energia para fora do núcleo do guia de onda [22].

Nesta seção, será mostrado, inicialmente, como a equação matricial (3.12) pode ser resolvida para os modos guiados de uma dada estrutura. Trata-se, portanto, de modos confinados, na direção x , e que propagam energia na direção z . Assim, a solução deve ser tal que os campos caem a zero, de forma razoavelmente rápida, para x tendendo a $\pm\infty$.

Analisando a equação (3.2), é possível perceber que a parcela dependente em x , da função do campo elétrico, cai exponencialmente a zero para x tendendo a $-\infty$ e para x tendendo a $+\infty$, se e somente se $A_{2,1}$ e $A_{1,m}$ forem nulos, respectivamente, e os meios externos tiverem índices de refração menores que o

índice da(s) camada(s) onde o campo é confinado, de forma que $n_{\text{meio ext}} < n_{\text{eff}}$, para os modos propagantes. Essas condições podem ser melhor entendidas através da Tabela 3.1.

Tabela 3.1 – Resumo das condições necessárias para que $E_i(x)$ caia exponencialmente a zero, para x tendendo a $-\infty$ e $+\infty$, nas camadas 1 e m, respectivamente

Meio (i)	Condições para $E_i(x) \rightarrow 0$	$n_{x,i} = \sqrt{n_i^2 - n_{\text{eff}}^2}$	x	$E_i(x)$
1	$A_{2,1} = 0$ e $n_1 < n_{\text{eff}}$	imaginário	$x \rightarrow -\infty$	$A_{1,1} \cdot e^{\text{const.} \cdot (x - x_1)}$
m	$A_{1,m} = 0$ e $n_m < n_{\text{eff}}$	imaginário	$x \rightarrow +\infty$	$A_{2,m} \cdot e^{-\text{const.} \cdot (x - x_m)}$

Neste caso, o sistema a ser resolvido é:

$$\begin{bmatrix} A_{1,1} \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ A_{2,m} \end{bmatrix}. \quad (3.13)$$

Esse sistema implica $m_{22} = 0$. Esta última igualdade pode ser resolvida, utilizando um método iterativo para se encontrarem raízes, de forma a encontrar os índices efetivos dos modos guiados.

Encontrados os índices efetivos, é possível substituí-los em equações do mesmo tipo de (3.11), formuladas para as sucessivas camadas, de maneira a encontrar as amplitudes dos campos nas mesmas. Para isso, é necessário inicialmente atribuir um valor a uma das amplitudes dos meios externos ($A_{1,1}$ ou $A_{2,m}$). Dessa forma, é possível encontrar os índices efetivos e a distribuição de campos para cada um dos modos guiados.

No caso de modos leaky, na direção do meio externo m, por exemplo, o sistema a ser resolvido é

$$\begin{bmatrix} A_{1,1} \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_{1,m} \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.14)$$

Esse sistema implica $m_{21} = 0$, e a forma da função que representa os campos no meio m não é uma exponencial que decai a zero, mas uma função oscilatória. O índice efetivo e a distribuição de campos podem ser encontrados da mesma forma que para os modos guiados. Nesse caso, no entanto, os índices efetivos serão complexos, pois há atenuação devido à perda de energia para um dos meios externos (leakage). Através da parte imaginária do índice efetivo, que representa a atenuação da amplitude do campo, é possível calcular as perdas por leakage, em dB/cm [3].

3.1.4. Estruturas simuladas

Através do software Mathematica, e utilizando o método TMM, foram feitas rotinas computacionais para o cálculo dos modos leaky de estruturas com 3 e 4 camadas, para polarizações TE e TM. Foram calculados apenas os modos leaky pelo fato de o núcleo dos guias de onda ARROW possuir um índice de refração menor que o índice da primeira camada ARROW e do que o substrato de silício. Como o substrato é um meio externo na estrutura simulada, não existem modos guiados na mesma. Isso porque os modos guiados se propagam dentro da camada de maior índice de refração de um dado guia.

Através dessas rotinas, foram simuladas três estruturas do tipo ARROW-A, que, devido à escolha dos materiais da primeira camada anti-ressonante, convencionar-se-á chamar por guia de SiO_xN_y , guia de a-SiC:H e guia de TiO_x . Os índices de refração das camadas desses três tipos de guias são mostrados na Tabela 3.2. Esses índices são os índices dos materiais utilizados na fabricação dos dispositivos, que serão apresentados com mais detalhe no próximo capítulo.

A Figura 3.3 mostra a distribuição da parte real campo E_y , para o guia de a-SiC:H , para os modos TE_0 , TE_1 e TE_2 . Além disso, nessa figura, o perfil do índice de refração é mostrado (em vermelho), para que seja possível visualizar a posição das 4 camadas que compõem o guia de onda. Como se pode observar, a distribuição de campos na região do substrato, que é a camada de maior índice, não tem a forma de uma exponencial decrescente, e sim uma forma oscilatória. É

interessante observar que para o modo fundamental, essa forma oscilatória tem uma amplitude ínfima, o que corresponde ao fato de que esse modo tem perdas por leakage que são muito pequenas. Para o segundo modo, essa amplitude é um pouco maior, embora não seja possível observar com clareza, na figura apresentada, o quão maior ela é. Já o terceiro modo da polarização TE, apresenta uma forma oscilatória com amplitude bem maior, na região do substrato.

Tabela 3.2 – Índices de refração utilizados nas simulações, obtidas através do método TMM, para os guias de SiO_xN_y , a-SiC:H e TiO_x .

	Cobertura	Núcleo	Arrow 1	Arrow 2	Substrato
SiO_xN_y	-	1,487	1,913	1,487	
a-SiC:H	1,525	1,549	2,097	1,549	3,88
TiO_x	1,525	1,549	2,528	1,549	+0,019i

Figura 3.3 – Distribuição da parte real da amplitude do campo elétrico, em função da posição para o guia de a-SiC:H, com camada anti-ressonante com espessura de 0,34 μm . São mostrados os modos: (a) TE0, (b) TE1 e (c) TE2. O perfil do índice de refração é ilustrado em vermelho.

Através dessas rotinas, foi feito um gráfico da atenuação dos três primeiros modos TE e do primeiro modo TM, para o guia de SiO_xN_y , variando a espessura da primeira camada ARROW, de 0,01 μm até 0,8 μm . Tanto para esse guia, quanto para os demais, as espessuras da camada do núcleo e da camada ARROW 2, foram de 4 μm e 2 μm , respectivamente. Nesse guia, não foi utilizada uma cobertura.

Como o confinamento na interface núcleo/cobertura, no caso dos guias sendo projetados, é por reflexão interna total, faz-se necessário um índice de refração da cobertura menor do que o do núcleo. Como o índice de refração do núcleo era o menor índice de que dispúnhamos, considerando os materiais que seriam utilizados para a fabricação, tivemos de deixar esses guias sem cobertura. Para os guias de a-SiC:H e TiO_x , a espessura utilizada para a cobertura foi de 2 μm , por ser uma espessura que permitia que o campo evanescente não atingisse o ar. O comprimento de onda considerado foi de 632,8 nm.

No gráfico mencionado, mostrado na Figura 3.4, vemos que as espessuras da primeira camada ARROW, que satisfazem a condição de anti-ressonância, são de 0,13 μm , 0,39 μm e 0,66 μm . Para essas espessuras a atenuação dos primeiros modos TE e TM é mínima, e a atenuação dos modos superiores é muito maior. Assim, os modos superiores serão significativamente atenuados ao se propagarem.

Uma peculiaridade, que também pode ser observada na Figura 3.4, é que para a condição de anti-ressonância, a atenuação do primeiro modo TM é maior do que a atenuação do primeiro modo TE. Assim, a estrutura pode ser utilizada como polarizador, cujo modo TE₀ se propaga preferencialmente, e o modo TM₀ pode ser filtrado, dependendo do comprimento do guia.

Figura 3.4 – Atenuação (em dB/cm) em função da espessura da primeira camada ARROW, para os três primeiros modos TE, e o primeiro modo TM, no guia SLAB de SiO_xN_y . A atenuação foi calculada

através do método TMM.

Figura 3.5 – Atenuação (em dB/cm) em função da espessura da primeira camada ARROW, para os três primeiros modos TE no guia SLAB de a-SiC:H. A atenuação foi calculada através do método TMM.

Além disso, foi feito um gráfico da atenuação dos três primeiros modos TE, para o guia de a-SiC:H, variando a espessura da primeira camada ARROW, de 0,01 μm até 0,45 μm.

No gráfico mencionado, mostrado na Figura 3.5, vemos que as espessuras da primeira camada ARROW, que satisfazem a condição de anti-ressonância, são de 0,12 μm, 0,34 μm.

Também foi feito um gráfico da atenuação dos três primeiros modos TE, para o guia de TiO_x, variando a espessura da primeira camada ARROW, de 0,01 μm até 0,45 μm.

Figura 3.6 – Atenuação (em dB/cm) em função da espessura da primeira camada ARROW, para os três primeiros modos TE e o primeiro modo TM, no guia SLAB de TiO_x . A atenuação foi calculada através do método TMM.

No gráfico mencionado, mostrado na Figura 3.6, vemos que as espessuras da primeira camada ARROW, que satisfazem a condição de anti-ressonância, são de $0,09 \mu\text{m}$, $0,24 \mu\text{m}$ e $0,40 \mu\text{m}$.

É importante mencionar que as espessuras que garantem anti-ressonância, obtidas nesta seção, foram utilizadas tanto para a simulação das seções transversais dos guias de onda, quanto para a fabricação dos mesmos.

3.2. Método de Análise Bidimensional

A seguir, será descrito o método de diferenças finitas utilizado no projeto dos parâmetros da seção transversal dos guias de onda.

Cabe destacar, que além desse método, foi implementada também uma rotina computacional, em MATLAB, baseada no método de Elementos Finitos descrito em [23]. A rotina é baseada em elementos nodais, triangulares e as funções de base são lineares. Porém, não foi possível a utilização dessa rotina de elementos finitos

para o projeto dos guias de onda pelo fato de a mesma ser baseada na equação de onda com a aproximação escalar descrita no Capítulo 2. Como foi dito, trata-se de uma boa aproximação para guias de onda cuja diferença de índices de refração dos materiais não é muito grande, o que não é o caso dos guias fabricados. Apesar disso, pretende-se futuramente adaptar essa rotina baseada no método de elementos finitos, de forma a utilizar a equação semivetorial.

3.2.1. Método de Diferenças Finitas com Reticulado não Uniforme (NU-FDM)

Nesta seção, será apresentada a formulação básica para o método de diferenças finitas com malha não uniforme NU-FDM [24], que foi utilizado para a análise eletromagnética da seção transversal dos guias de onda, a serem fabricados.

O Método de diferenças finitas é um método numérico utilizado em muitas áreas da engenharia, para a resolução de problemas regidos por equações diferenciais, com condições de contorno específicas. Neste método, o domínio do problema é dividido em um malha de células, ou de pontos, aos quais se atribuem uma ou mais características físicas: no nosso caso, cada célula possui um índice de refração específico. As derivadas parciais das equações diferenciais são substituídas por equações de diferenças, e o conjunto das equações de diferenças, que são formuladas para cada ponto do domínio, é resolvido.

O problema que desejamos resolver é regido pela equação de onda para a polarização (quasi)TE da formulação semivetorial (3.15), cujo desenvolvimento foi mostrado no capítulo 1.

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 E_y) \right] + (k^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0. \quad (3.15)$$

Em particular, deseja-se encontrar a distribuição de campos na seção transversal, e o índice efetivo para os modos leaky de um guia de onda invariante na direção z , como mostrado na Figura 3.7.

Figura 3.7 – Ilustração da modelagem da seção transversal dos guias de onda no método de diferenças finitas com reticulado não uniforme (NU-FDM)

Normalmente, no método de diferenças finitas, os pontos da malha são igualmente espaçados, em uma dada direção do plano cartesiano. Se um reticulado regular fosse utilizado na modelagem da seção transversal dos guias ARROW (plano XY, na Figura 3.7), seria necessário um número de divisões muito grande, pelo menos na direção do eixo x, pois a dimensão da primeira camada anti-ressonante é muito menor do que a dimensão das demais camadas. Por essa razão, utiliza-se um reticulado não uniforme onde a equação de diferenças que substitui a derivada parcial, da função φ , a ser resolvida, é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial x} \varphi(i, j) = \frac{(\varphi(i+1, j) - \varphi(i, j))}{(dx_i + dx_{i+1})/2}. \quad (3.16)$$

Onde, i e j são números inteiros, que indicam a posição das células ao longo do eixo x e y, respectivamente.

Como comentado, no Capítulo 1, as condições de continuidade, tanto do deslocamento elétrico, quanto da derivada do campo elétrico, já estão incluídas na

equação (3.15). Não obstante, para aplicar o método, partiremos, inicialmente, da equação de onda na forma escalar:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0, \quad (3.17)$$

e as condições de contorno serão impostas posteriormente. Para isso, as derivadas parciais, de segunda ordem, da equação (3.17) serão substituídas por

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_y(i, j) = \frac{1}{dx_i} \left[\frac{2(E_y(i+1, j) - E_y(i, j))}{dx_i + dx_{i+1}} - \frac{2(E_y(i, j) - E_y(i-1, j))}{dx_i + dx_{i-1}} \right] \quad (3.18)$$

e

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} E_y(i, j) = \frac{1}{dy_j} \left[\frac{2(E_y^v(i, j+1) - E_y(i, j))}{dy_j + dy_{j+1}} - \frac{2(E_y(i, j) - E_y^v(i, j-1))}{dy_j + dy_{j-1}} \right]. \quad (3.19)$$

Em (3.19), E_y^v é um campo virtual auxiliar, nas células vizinhas: $(i, j+1)$ e $(i, j-1)$, que é utilizado para impor as condições de continuidade. Considerando as células (i, j) e $(i, j+1)$, essas condições são dadas por

$$n_j^2 E^- = n_{j+1}^2 E^+ \quad (3.20a)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} E^- = \frac{\partial}{\partial y} E^+. \quad (3.20b)$$

Nestas equações, E^- é a componente y do campo elétrico do lado esquerdo da interface entre as células consideradas, e E^+ , do lado direito. Podemos entender melhor o significado de E_y^v se observarmos a Figura 3.8. Nela, as linhas contínuas aproximam o perfil da amplitude do campo elétrico nas células adjacentes. Além disso, as linhas tracejadas são extensões das linhas contínuas, de tal forma que

$$\frac{E(i, j+1) - E^v(i, j)}{(dy_j + dy_{j+1})/2} = \frac{E^v(i, j+1) - E(i, j)}{(dy_j + dy_{j+1})/2}. \quad (3.21)$$

É possível observar que os campos na interface, em ambos os lados, não coincidem. Isso é devido à relação (3.20a).

Figura 3.8 – Indicação das amplitudes dos campos a ser calculadas (bolas preenchidas), e dos campos auxiliares (bola vazia). São mostradas duas células adjacentes na direção de y.

É possível obter uma equação para o campo virtual $E_{i,j+1}^v$, em função dos índices de refração e do campo em (i, j) , através de (3.20a) e de outras duas igualdades, obtidas a partir de (3.21):

$$E^v(i, j+1) - E^- = E(i, j+1) - E^+ \quad (3.22a)$$

$$\frac{E^+ - E(i, j)}{dy_j} = \frac{E^v(i, j+1) - E^-}{dy_{j+1}}. \quad (3.22b)$$

Da mesma forma, fazendo uma análise similar com as células (i, j) e $(i, j-1)$, é possível isolar o campo $E_{i,j-1}^v$. Substituindo esses campos virtuais em (3.19), temos

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial y^2} E_y(i, j) &= \frac{2n_{j-1}^2}{dy_j(n_j^2 \cdot dy_j + n_{j-1}^2 \cdot dy_{j-1})} E_y(i, j-1) + \\ &\quad \frac{2n_{j+1}^2}{dy_j(n_j^2 \cdot dy_j + n_{j+1}^2 \cdot dy_{j+1})} E_y(i, j+1) - \\ &\quad \left[\frac{2n_{j-1}^2}{dy_j(n_j^2 \cdot dy_j + n_{j-1}^2 \cdot dy_{j-1})} + \frac{2n_j^2}{dy_j(n_j^2 \cdot dy_j + n_{j+1}^2 \cdot dy_{j+1})} \right] E_y(i, j) \end{aligned} \quad (3.23)$$

Substituindo as equações (3.18) e (3.23) em (3.17), é possível escrever, para cada célula, uma equação que relaciona a amplitude do campo no centro da célula com as amplitudes nas quatro células adjacentes. Para resolver o sistema, é preciso reescrevê-lo em forma matricial, de forma a juntar as equações escritas para cada célula, obtendo

$$[\mathbf{A}] \cdot [\mathbf{E}] = \beta^2 [\mathbf{E}]. \quad (3.24)$$

Considerando que o eixo x seja dividido em 'nx' células, o eixo y em 'ny', células, uma possível numeração dos campos, de modo a definir o vetor $[\mathbf{E}]$, é mostrado na Figura 3.9.

	i = 1 2 3 . . .					
j = 1	E_1 •	E_2 •	E_3 •	•		
2	E_{nx+1} •	E_{nx+2} •	•			
3	E_{2nx+1} •	•				
.	•					
.						
.						

Figura 3.9 – Ilustração da numeração utilizada para as amplitudes do campo elétrico, nas células do domínio computacional

O vetor $[\mathbf{E}]$ é, portanto:

$$[\mathbf{E}] = [E_1 \ E_2 \ E_3 \ \dots \ E_{nx \cdot ny}]^T. \quad (3.25)$$

A matriz $[\mathbf{A}]$ é montada, através da substituição dos termos que multiplicam as amplitudes dos campos em (3.18) e (3.23), nas posições corretas, observando a numeração indicada na Figura 3.9. A equação (3.25) é um problema de autovalores e autovetores que, no caso deste trabalho, foi resolvido através da utilização da função 'eigs' do software MATLAB, de forma a se encontrar os valores dos campos nas células e a constante de propagação β para cada modo.

3.2.2. Condição de contorno: camada perfeitamente casada (PML)

Como já foi dito, os modos que se desejam analisar nos guias de onda são modos leaky, o que significa que eles não caem exponencialmente à zero na direção do substrato. Para que a solução da equação de onda, encontrada pelo método de diferenças finitas, apresente uma precisão razoável, é preciso garantir que o campo não seja refletido na fronteira do domínio computacional [26].

Para isso, uma camada perfeitamente casada (PML), definida por Berenger [25], foi introduzida no nosso sistema. Utilizou-se esse tipo de camada da forma como descrita em [26], que utiliza uma formulação baseada no mapeamento complexo do espaço [27] para reformular as equações de onda na região dessas camadas, cuja implementação foi feita através da utilização de (3.26) no lugar de (3.17), na formulação das equações para as células da região da PML, que é ilustrada na Figura 3.10.

$$\begin{aligned} & \frac{1}{1 - j\sigma_x/\omega\epsilon_0 n_p^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{1 - j\sigma_x/\omega\epsilon_0 n_p^2} \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ & + \frac{1}{1 - j\sigma_y/\omega\epsilon_0 n_p^2} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{1 - j\sigma_y/\omega\epsilon_0 n_p^2} \frac{\partial E_y}{\partial y} \right) + (k^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0. \end{aligned} \quad (2.26)$$

A condutividade (σ_x e σ_y) foi implementada de forma a se ter uma distribuição que obedece $\sigma = \sigma_{\text{MAX}} \left(\frac{\rho}{\delta} \right)^2$, onde ρ é a distância do centro da célula até o limite interno da PML, e δ é a espessura da PML, como mostrado na Figura 3.10. Foram utilizados 10 células, ao longo da espessura das camadas, que foram implementadas nos quatro cantos do domínio.

Figura 3.10 – Ilustração da posição das camadas perfeitamente casadas (PML) no domínio computacional

3.2.3. Simulação de uma estrutura rib ARROW

Tendo explicado o método NU-FDM, serão mostrados, nesta seção, os resultados da simulação de um guia rib ARROW, mostrado na Figura 3.11, utilizando esse método implementado em MATLAB. Esse guia foi simulado por vários autores na literatura. O objetivo, aqui, é tentar saber quão preciso é o método que nós implementamos, através da comparação com resultados de diversas fontes diferentes. Os índices de refração das camadas de 20% AlGaAs, GaAs, 5% AlGaAs e do ar são 3,452, 3,59, 3,555 e 1, respectivamente. A largura do rib é de 2,6 μm e as espessuras t_1 a t_5 são, respectivamente, 0,95 μm , 1,6 μm , 0,4 μm , 1 μm , e 1,1 μm . O comprimento de onda utilizado na simulação é $\lambda=1,064 \mu\text{m}$.

As simulações, obtidas na literatura, foram feitas através dos métodos: método do índice espectral (EIM) (Berry et al., [28]), FEM com condições de contorno transparentes (TBC) do tipo Sommerfeld (Hernandez-Figueroa et al., [29]), método de propagação de feixe por distância imaginária (ID-BPM) semivetorial, com PML (Tsuji e Koshiba, [30]), FEM com PML (Selleri et al., [31]), ID-BPM vetorial, com PML (Obaya et al., [32]) e Galerkin FEM com TBC (Uranus H., [22]).

Os cálculos foram feitos com 58 células na direção x e 53 células na direção y. A distância utilizada entre o topo do rib e o limite superior do domínio computacional foi de 6 μm . A distância entre a interface, que separa o substrato e a

primeira camada, e o limite superior do domínio computacional foi de 4 μm . A distância entre a lateral do rib e os limites laterais do domínio computacional foi de 2 μm .

Os resultados da parte real e imaginária do índice efetivo calculado são apresentados na Tabela 3.3 e na Tabela 3.4, respectivamente. Esses índices foram calculados para os modos q-TE₁₁, q-TE₂₁ e q-TE₁₂.

Figura 3.11 – Desenho esquemático da estrutura do guia rib ARROW utilizado para a comparação com resultados de autores da literatura

Como podemos observar, nas Tabelas 3.3 e 3.4, os valores das partes, real e imaginária, do índice efetivo do modo q-TE₁₁ estão coerentes com os valores obtidos pelos outros autores. A diferença com relação aos outros métodos, para a parte real, está na terceira casa decimal, o que é relativamente pequeno. No caso do modo q-TE₂₁, a diferença da parte real também está na terceira casa decimal, mas o valor da parte imaginária do índice efetivo, com relação ao obtido por outros autores, é muito discrepante. No caso do modo q-TE₁₂, a diferença da parte real está na segunda casa decimal e o valor da parte imaginária do índice efetivo também é muito discrepante. A Figura 3.12 mostra a distribuição da parte real do campo calculado, para os três modos mencionados.

Tabela 3.3 – Parte real de n_{eff} para os modos q-TE₁₁, q-TE₂₁ e q-TE₁₂, calculada através do método utilizado aqui e de outros métodos descritos na literatura.

	NU-FDM	H. Uranus	Hernand ez- Figuroa et al.	Tsuji & Koshiba	Berry et al.	Sélleri et al.	Obaya et al.
q-TE₁₁	3,5742	3,573793	3,574125	3,574131	3,5738	3,573795	3,573733
q-TE₂₁	3.5454	3,543226	3,543505	3,54353	3,543231	3,543225	3,543067
q-TE₁₂	3,5592	3,526914	3,529994	3,529942	—	3,526932	—

Tabela 3.4 – Parte imaginária de n_{eff} para os modos q-TE₁₁, q-TE₀₁ e q-TE₂₀, calculada através do método utilizado aqui e de outros métodos descritos na literatura.

	NU-FDM	H. Uranus	Hernand ez- Figuroa et al.	Tsuji & Koshiba	Berry et al.	Sélleri et al.	Obaya et al.
q-TE₁₁	1,7962E-7	1,8035E-7	1,7649E-7	1,6976E-7	1,6968E-7	1,712E-7	1,692E-7
q-TE₂₁	9.3736E-7	5,3676E-5	5,5352E-5	5,4823E-5	5,481E-5	5,569E-5	5,739E-5
q-TE₁₂	2,5743E-7	4,5137E-6	1,4923E-6	1,6915E-6	—	6,786E-6	—

(a)

(b)

(c)

Figura 3.12 – Distribuição de campos calculadas para os modos (a) q-TE₁₁, (b) q-TE₂₁ e (b) q-TE₁₂ nos guias de TiO_x.

Os valores calculados, através do método NU-FDM, para a parte imaginária do índice efetivo, foram muito diferentes dos valores encontrados na literatura, para os modos q-TE₁₂ e q-TE₂₁, o que não representou um empecilho à utilização do método. Isso porque os valores absolutos, das perdas por leakage, calculados através desta parte imaginária, representam, na prática, uma pequena parcela das perdas de propagação dos guias. Acredita-se que as perdas por propagação, medidas experimentalmente, são compostas principalmente por perdas de espalhamento, devido à rugosidade nas paredes laterais. Isso será explicado nos próximos capítulos.

3.2.4. Análise e projeto dos guias a serem fabricados

Guias de a-SiC:H e de TiO_x foram simulados utilizando o método NU-FDM. As simulações do guia de SiO_xN_y, não serão apresentadas aqui por não ter sido possível fabricar guias com larguras menores que 10 µm, o que não possibilitou a obtenção de guias monomodo. A razão de não se ter fabricado tais guias é que a máscara que foi utilizada na fabricação destes guias era feita a partir de fotolito. Isso será melhor explicado no próximo capítulo.

Os índices de refração utilizados foram os listados na Tabela 3.2. A Figura 3.13 mostra a geometria dos guias simulados, além do número de células, em cada região do domínio computacional. Nessa figura, as espessuras t_1 a t_5 , para o guia de a-SiC:H são, respectivamente, 2,00 µm, 0,34 µm, 1,20 µm, 2,00 µm, e 4,00 µm. No caso do guia de TiO_x, a única espessura diferente foi t_2 , que foi de 0,09 µm. As espessuras utilizadas para as camadas anti-ressonantes de ambos os guias (t_2), foram as larguras de anti-ressonância, calculadas pelo método TMM, previamente visto na seção 3.1.4.

Figura 3.13 – Desenho esquemático da estrutura dos guias rib ARROW simulados, através do método NU-FDM, com o intuito de projetar a seção transversal dos guias a ser fabricados.

(a)

(b)

(c)

(d)

(e)

Figura 3.14 – Perdas por leakage calculadas pelo metodo NU-FDM, em função da largura do rib, para modos da polarização q-TE em guias de a-SiC:H, com alturas de rib de (a) 0,8 μm , (b) 1,5 μm , (c) 2,5 μm e (d) 3,5 μm . Em (e), as perdas por leakage são mostradas, em função da altura do rib, para o modo fundamental, para guias com larguras de 6 a 10 μm .

Na Figura 3.14, são mostrados gráficos das perdas por leakage, calculadas através do método NU-FDM, para guias de a-SiC:H, com altura de rib igual a 0,8 μm (a), 1,5 μm (b), 2,5 μm (c) e 3,5 μm (d), em função da largura do rib (w). Na Figura 3.14a, é possível observar que para alturas muito baixas de rib, aparecem muitos modos com baixos valores de perdas, mesmo para larguras de rib muito pequenas. Além disso, comparando a Figura 3.14b com a Figura 3.14c, percebe-se que para altura de rib de 2,5 μm , a largura em que o guia se torna monomodo é 7 μm , enquanto que para altura de rib de 1,5 μm , a largura em que o guia se torna monomodo é 6 μm .

A altura escolhida para a fabricação do rib (altura da corrosão feita na lateral do guia de onda) foi de 2,8 μm . Não foram fabricados guias com alturas de rib muito baixas (0,8 μm), pelo fato de as simulações mostrarem que esses guias apresentariam muitos modos, mesmo para pequenas larguras. Foram fabricados guias com alturas de rib de 1,5 μm e 3,5 μm , embora os resultados de suas medidas não terem sido documentados neste trabalho. A razão disto é que os primeiros ($h=1,5 \mu\text{m}$) apresentaram características de guiamento muito pobres, sendo que a luz não era guiada por mais de poucos milímetros (1 a 2 mm). Isso está de acordo com o que é observado na Figura 3.14e, onde se pode observar que as perdas por leakage aumentam, com a diminuição da altura do rib. No caso dos guias com $h=3,5 \mu\text{m}$, houve guiamento embora os valores de atenuação foram algo piores do que no caso dos guias de 2,8 μm .

Observa-se que a altura de rib não foi um parâmetro estudado em profundidade no atual trabalho. Em trabalhos futuros, pretende-se aprofundar mais neste estudo, através de uma análise metódica do comportamento de guias com várias alturas de rib, de forma a verificar se a altura utilizada aqui realmente é a que leva à menores perdas.

Figura 3.15 – Parte real do índice efetivo (a) e perdas por leakage (b), para os modos $q\text{-TE}_{11}$ e $q\text{-TE}_{21}$ nos guias de a-SiC:H, com altura de rib de 2.8 μm

Os resultados de $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ e as perdas por leakage, para a largura (w) de 4 μm a 11 μm , para o guia de a-SiC:H, são apresentados na Figura 3.15a e Figura 3.15b, respectivamente. Estes índices foram calculados para os modos $q\text{-TE}_{11}$, $q\text{-TE}_{21}$. Como podemos observar, o corte do modo $q\text{-TE}_{21}$, ocorre quando w é igual a 8 μm .

Figura 3.16 – Distribuição de campos calculada para os modos (a) $q\text{-TE}_{11}$ e (b) $q\text{-TE}_{21}$ nos guias de a-SiC:H

A distribuição do campo E_y , para os modos $q\text{-TE}_{11}$, $q\text{-TE}_{21}$, para o guia de a-SiC:H, é apresentada na Figura 3.16.

Os resultados da parte real e as perdas por leakage, calculadas a partir da parte imaginária do índice efetivo, para a largura (w) de 4 μm a 11 μm , para o guia de TiO_x , são apresentados na Figura 3.17. Estes índices foram calculados para os modos $q\text{-TE}_{11}$, $q\text{-TE}_{21}$. As distribuições do campo E_y , para esses modos são apresentadas na Figura 3.18.

Como podemos observar, assim como no caso dos guias de a-SiC:H, o corte do modo $q\text{-TE}_{21}$, ocorre quando w é igual a 8 μm . Dessa forma, espera-se que para guias com larguras de rib iguais ou menores do que 7 μm , o guia seja monomodo.

Figura 3.17 – Parte real do índice efetivo (a) e perdas por leakage (b), para os modos $q\text{-TE}_{11}$ e $q\text{-TE}_{21}$ nos guias de TiO_x , com altura de rib de 2.8 mm

Figura 3.18 – Distribuição de campos calculada para os modos (a) $q\text{-TE}_{11}$ e (b) $q\text{-TE}_{21}$ nos guias de TiOx .

4. EXPERIMENTAL

Neste capítulo, são descritas as técnicas utilizadas para a fabricação dos guias de onda ARROW. Em seguida, descrevemos as etapas do processo de fabricação dos dispositivos. Por fim, são descritas as montagens experimentais, utilizadas na caracterização óptica dos mesmos.

4.1. Materiais e Técnicas

4.1.1. Técnica PECVD e descrição do Reator usado neste trabalho

A Deposição Química a Vapor assistida por Plasma (PECVD) é uma técnica de deposição de filmes finos, a partir da reação química de gases os quais contém os elementos necessários para a formação do material que compõe o filme. Nessa técnica, parte da energia necessária para ativar as reações químicas é fornecida através de uma descarga elétrica gerada pela aplicação de uma tensão, que pode ser contínua ou alternada, entre dois eletrodos. A descarga elétrica quebra as moléculas gasosas que estão circulando pela câmara de deposição, gerando assim um plasma entre os eletrodos. As espécies ativas do plasma reagem quimicamente resultando na formação do filme sobre um substrato aquecido, posicionado fora da região dos eletrodos. Como há a geração de espécies ativas, não são necessárias temperaturas tão altas, sendo que a temperatura de deposição se situa, normalmente, na faixa de 200 a 300°C.

Os filmes utilizados na fabricação dos guias de onda foram depositados no reator número 2 do Laboratório de Microeletrônica da Universidade de São Paulo. Trata-se de um reator de plasma direto, com acoplamento capacitivo, sendo que a configuração utilizada dos eletrodos é do tipo triodo. Ademais, os eletrodos são acoplados a um sistema de geração potência de RF, e o porta-substrato é aquecido resistivamente através de um controlador de temperatura. Uma ilustração esquemática do reator utilizado é mostrada na Figura 4.1.

Figura 4.1 – Ilustração esquemática do reator PECVD número 2

À câmara de deposição são acoplados dois sistemas de vácuo: um para limpeza inicial da câmara (alto-vácuo), e o outro, para a etapa de deposição. O sistema de alto-vácuo é composto por uma válvula gaveta e uma bomba difusora (modelo Diffstak CR160), fabricada pela *Edwards*. Esse sistema é utilizado para reduzir a quantidade de contaminantes existentes na câmara antes da deposição, que possam comprometer as características dos filmes. Com essa finalidade, a câmara permanece sob vácuo de aproximadamente 10^{-6} mTorr, durante algumas horas, antes da deposição. Por outro lado, o sistema de vácuo, utilizado na etapa de deposição, consiste em duas válvulas (uma borboleta e uma automática) em série com uma bomba mecânica rotatória de duplo estágio (modelo TRIVAC-D65-B) e com outra bomba do tipo Roots (modelo Ruvac-WAU-251-US), sendo estas últimas fabricadas pela *Leybold-Heraeus*.

O sistema de geração de potência de RF é composto por uma fonte (modelo RFX-600), fabricada pela *Advanced Energy Corp.*, operando na frequência de 13,56 MHz, com uma potência máxima permitida de 600 Watts, e por um casador de

impedâncias que se encontra acoplado a duas grades de 400 cm^2 ($20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$) que são os eletrodos utilizados na geração do plasma.

O sistema de aquecimento é do tipo resistivo, tendo as deposições sido realizadas a 320°C , pois essa temperatura foi a que permitiu, em trabalhos anteriores, a otimização do filme de SiO_2 estequiométrico, com relação à quantidade de ligações Si-OH [33]. A temperatura é monitorada através de um termopar tipo K, que está em contato direto com o porta-substrato.

As garrafas dos gases são conectadas à câmara através de uma tubulação de aço inoxidável. O controle do fluxo dos gases é feito através de válvulas de abertura variável (Controlador de fluxo de massa, “Mass Flow Controllers”). Além disso, utilizam-se válvulas pneumáticas de corte instantâneo, pelo fato de as primeiras não interromperem completamente o fluxo dos gases.

Finalmente, a câmara de deposição é de aço inoxidável e tem a forma cúbica, com lados de 52 cm de comprimento. Dentro desta, se encontram o porta-substrato, que é invertido, para evitar o acúmulo de precipitado durante a deposição, além dos dois eletrodos, como indicado na Figura 4.1.

4.1.2. Filmes de SiO_xN_y e $a\text{-SiC:H}$ depositados pela Técnica de PECVD

Foram depositados filmes de oxinitreto de silício (SiO_xN_y) e filmes de carbeto de silício ($a\text{-SiC:H}$), pela técnica de PECVD.

Para os filmes de SiO_xN_y os gases utilizados foram: silano (SiH_4), óxido nitroso (N_2O) e nitrogênio (N_2). Como demonstrado em trabalhos anteriores do nosso grupo [34] e [35], filmes de oxinitreto de silício com composições que variam continuamente desde o óxido de silício (SiO_2) até o nitreto de silício (Si_3N_4), podem ser obtidos através da variação dos fluxos de N_2O e N_2 . Isso permite que seja possível obter filmes com índice de refração com qualquer valor dentro da faixa que vai do índice de refração do SiO_2 ($n=1,46$) até o índice do Si_3N_4 ($n=2,00$). A Tabela 4.1 mostra os fluxos dos gases utilizados para cada condição de deposição. Outrossim, a espessura, medida pela técnica de perfilometria, e o índice de refração, medido pela técnica de elipsometria são também nela colocados. Estas condições

de deposição são as mesmas utilizadas em [34] com uma potência de RF de 200 W, e uma temperatura de 320°C.

Cabe destacar que após ter trocado o controlador de fluxo de massas e a garrafa de silana, o fluxo de silano teve que ser dobrado (30 sccm), pois foi observado que, para que os filmes tivessem a mesma característica de antes, era necessário realizar essa operação. Acredita-se que a razão para isto esteja relacionada com o acúmulo de precipitado sólido no controlador de fluxo de massa deste gás, ou com algum erro de calibração do sistema.

Na Tabela 4.1 é possível observar que, conforme o fluxo relativo de nitrogênio aumenta, e o fluxo de óxido nitroso diminui, o índice de refração aumenta, e se aproxima mais do índice do Si_3N_4 .

Tabela 4.1 – Condições de deposição, espessura e índice de refração dos filmes de SiO_xN_y utilizados para a medida elipsométrica.

Nome da amostra	Fluxo de N_2O (sccm)	Fluxo de N_2 (sccm)	Pressão (mTorr)	Espessura (nm)	Índice de Refração
R2-7500	75	0	32	111 ± 60	$1,487 \pm 0,01$
R2-4530	45	30	31	179 ± 55	$1,525 \pm 0,002$
R2-3045	30	45	32	$83,2 \pm 1$	$1,549 \pm 0,003$
R2-0075	0	75	29	97 ± 33	$1,913 \pm 0,005$

Na Figura 4.2 é mostrado um gráfico do stress de filmes espessos de oxinitreto com as composições indicadas na Tabela 4.1. É importante mencionar que esses valores de stress foram medidos em outro trabalho do grupo através de uma técnica que é descrita em [19].

Figura 4.2 – Gráfico do stress em função dos fluxos dos gases na deposição dos filmes de SiO_xN_y

Os filmes de $a-SiC:H$ foram utilizados como camada anti-ressonante de alguns dos dispositivos fabricados. Para a deposição desses filmes, os gases utilizados foram: silano (SiH_4), metano (CH_4) e hidrogênio (H_2).

Como mostrado em [36], a composição do filme pode ser variada, ao se alterar o fluxo relativo de metano com relação ao fluxo de silano. Dessa forma, conforme se aumenta o fluxo de metano, até certo ponto, aumenta a concentração de carbono nos filmes. Observa-se também que conforme se aumenta o fluxo de metano e, portanto, a concentração de carbono no filme, este passa a absorver menos na faixa de luz visível, possivelmente devido à diminuição da quantidade de ligações Si-Si. Ao mesmo tempo, com o aumento da concentração de carbono, observa-se uma diminuição do índice de refração dos filmes [36]. Tendo isso em mente, procurou-se escolher um filme de $a-SiC:H$ que não absorvesse luz na faixa visível e, ao mesmo tempo, possuísse um índice de refração superior aos filmes de SiO_xN_y depositados.

Os fluxos dos gases, a potência de RF e a pressão na câmara durante a deposição dos filmes de a-SiC:H, utilizados para medida de índice de refração por elipsometria, são apresentados na Tabela 4.2. Também são mostrados o índice de refração e a espessura, medida pela técnica de perfilometria.

Tabela 4.2 – Condições de deposição, espessura e índice de refração dos filmes de a-SiC:H utilizados para medida do índice de refração.

Nome da amostra	Fluxo de SiH ₄ (sccm)	Fluxo de CH ₄ (sccm)	Fluxo de H ₂ (sccm)	Pressão (mTorr)	Potência de RF (W)	Espessura (nm)	Índice de Refração
C1	3,0	79,0	200	31	100	95,9 ± 0,4	2,097±0,002

4.1.3. Filmes de TiO_x depositados por DC Sputtering

Os filmes de TiO_x foram utilizados como camada anti-ressonante de alguns dos dispositivos fabricados. A deposição desses filmes foi feita através da técnica de Sputtering, utilizando-se o aparelho que se encontra na sala limpa do Laboratório de Microeletrônica da USP. Essa técnica é baseada em um processo cujos átomos são arrancados fisicamente de um alvo pelos íons de um plasma, o qual é formado na região próxima à do alvo. Na deposição dos filmes de TiO_x, tal como foi feita, utiliza-se um alvo de titânio (Ti), e o plasma é um plasma de argônio (Ar). Além do argônio, utiliza-se o gás oxigênio (O₂) nessa deposição, de forma que o titânio que é arrancado do alvo reage com o oxigênio, formando o material a ser depositado (TiO_x).

No caso do Sputtering DC, o plasma é gerado pela colisão de elétrons, que são emitidos por um filamento, com átomos do gás de trabalho que, no caso, é o argônio. Os íons do plasma são acelerados em direção ao alvo, por uma tensão que é aplicada entre o alvo (cátodo) e o ânodo, que fica na parte superior do equipamento. Esses íons atacam o alvo, liberando átomos de Ti, que reagem com o

oxigênio (por isso esse processo também é chamado de Sputtering Reativo) presente na câmara, formando TiO_x , que, por sua vez, é depositado nas amostras que ficam presas no planetário.

Uma bobina, enrolada em volta da câmara, é responsável pela colimação da corrente de sputtering. Através do controle dessa corrente, e de outros parâmetros como a pressão parcial dos gases, é possível variar a taxa de deposição.

Além disso, é realizado alto vácuo na câmara, por algumas horas, através de uma bomba difusora, antes do processo de deposição, para realizar o processo de limpeza.

A Figura 4.3 mostra a vista transversal do equipamento de Sputtering utilizado. Nela é possível ver dois porta-amostras que têm o formato de seções de esfera. Cada porta amostra pode ter até doze amostras de 1x1 polegada.

A Tabela 4.3 mostra as condições de deposição do filme de TiO_x depositado para a medida elipsométrica, bem como a espessura e o índice de refração do mesmo. É importante destacar que o estudo que levou à obtenção dessas condições de deposição para o TiO_x foi realizado anteriormente, por outro integrante do grupo [37].

Tabela 4.3 – Condições de deposição, espessura e índice de refração dos filmes de TiO_x utilizados para medida do índice de refração.

Nome da amostra	T1
Pressão parcial do O_2	35 %
Pressão parcial do Ar	65 %
Pressão Total	10^{-3} mBarr
Tempo de Sputtering	18 min
Tensão Sputtering	1,61 kV
Corrente Sputtering	0,6 A
Corrente Filamento	78 A
Tensão Arco	38 V
Espessura	$97,8 \pm 2,8$ nm
Índice de Refração	$2,528 \pm 0,011$

Figura 4.3 – Vista transversal do equipamento de Sputtering DC do LME, com a indicação dos porta-amostras e do alvo

4.2. Processo de Fabricação

Foram fabricados três tipos de guias de onda neste trabalho, que se distinguem pelos materiais utilizados. Os processos de fabricação serão descritos na mesma ordem cronológica em que foram fabricados os dispositivos.

Os guias de onda foram fabricados sobre lâminas de silício do tipo P, de 4 polegadas de diâmetro, com orientação cristalográfica $\langle 100 \rangle$ e com resistividade de 3-10 ohm.cm. As lâminas foram cortadas em pedaços quadrados de 1 polegada de lado, antes da realização da limpeza inicial.

4.2.1. Limpeza Inicial

A limpeza química inicial do substrato de silício é detalhada na Tabela 4.4. Entre cada uma das etapas, é realizado um enxágüe em água deionizada por dez minutos. Na Figura 4.4, é ilustrada a lâmina de silício, utilizada como substrato.

Figura 4.4 – Ilustração da lâmina de silício utilizada como substrato na fabricação dos guias de onda

Tabela 4.4 – Etapas da limpeza química inicial

Nome	Composição	Tempo
PIRANHA	$4\text{H}_2\text{SO}_4 + 1\text{H}_2\text{O}_2$	10 minutos
RCA 1	$1\text{NH}_4\text{OH} + 1\text{H}_2\text{O}_2 + 4\text{H}_2\text{O}(\text{DI})$	10 minutos
RCA 2	$1\text{HCl} + 1\text{H}_2\text{O}_2 + 4\text{H}_2\text{O}(\text{DI})$	10 minutos
BOE	$25 \text{NH}_4\text{F} + 4\text{HF}$	15 segundos

4.2.2. Deposição das camadas anti-ressonantes e do núcleo

Como foi dito, três tipos de guias de onda foram fabricados. A principal diferença entre esses guias está relacionada com o material utilizado na primeira camada anti-ressonante.

Os primeiros guias de onda foram fabricados utilizando-se apenas filmes de oxinitreto de silício. Para se obter um alto contraste de índices de refração, entre o núcleo e a primeira camada ARROW, as condições de deposição utilizadas foram as que resultavam em filmes com o menor e o maior índice de refração, respectivamente, que se podia conseguir com o sistema de Deposição (Isto é: SiO_2 para o núcleo e Si_3N_4 para a primeira camada ARROW).

Figura 4.5 – Ilustração da etapa de deposição da segunda camada anti-ressonante

Desta forma, a seqüência de deposições foi: segunda camada anti-ressonante (Figura 4.5) com $1,84 \pm 0,07 \mu\text{m}$, utilizando as mesmas condições de *R2-7500*, da Tabela 4.1; primeira camada anti-ressonante (Figura 4.10a) com $128 \pm 22 \text{ nm}$, utilizando as condições de *R2-0075*; e núcleo (Figura 4.10b) com $4,41 \pm 0,20 \mu\text{m}$, utilizando as mesmas condições de *R2-7500*. Observa-se que, pelo fato de o núcleo possuir o menor índice de refração, dentre os filmes que se podiam fabricar, não foi possível depositar cobertura nestes primeiros guias fabricados.

(a)

(b)

Figura 4.6 – Ilustração das etapas de deposição da primeira camada anti-ressonante (a) e do núcleo dos guias de onda (b)

Após a caracterização desses primeiros guias, por razões que ficarão mais claras no próximo capítulo, investiu-se na utilização de materiais com índice de refração maior do que os que se conseguiam obter com os filmes de oxinitreto de

silício. Para isso, foram fabricados guias com a-SiC:H e TiO_x, como primeira camada anti-ressonante. A fabricação desses dois tipos de guias ocorreu de forma paralela.

Para os guias de carbeto de silício, a seqüência de deposições foi: segunda camada anti-ressonante (Figura 4.5) com $1,95 \pm 0,10 \text{ }\mu\text{m}$, utilizando as mesmas condições de *R2-3045*, da Tabela 4.1; primeira camada anti-ressonante (Figura 4.10a) com $0,322 \pm 0,017 \text{ }\mu\text{m}$, utilizando as condições de *C1*, da Tabela 4.2; e núcleo (Figura 4.10b) com $3,97 \pm 0,16 \text{ }\mu\text{m}$, utilizando as mesmas condições de *R2-3045*, da Tabela 4.1.

Para os guias de óxido de titânio, a seqüência de deposições foi: segunda camada anti-ressonante (Figura 4.5) com $1,93 \pm 0,16 \text{ }\mu\text{m}$, utilizando as mesmas condições de *R2-3045*, da Tabela 4.1; primeira camada anti-ressonante (Figura 4.10a) com $86,3 \pm 0,2 \text{ nm}$, utilizando as condições de *T1* da Tabela 4.3; e núcleo (Figura 4.10b) com $4,05 \pm 0,17 \text{ }\mu\text{m}$, utilizando as mesmas condições de *R2-3045*, da Tabela 4.1.

É importante destacar que a espessura do núcleo foi em torno de $4 \text{ }\mu\text{m}$ com a finalidade de se obter um bom acoplamento de luz, pelo fato de a fibra óptica monomodo de entrada possuir um diâmetro de $4 \text{ }\mu\text{m}$. Por outro lado, as espessuras do carbeto de silício e do óxido de titânio estão compatíveis com as espessuras de anti-ressonância, calculadas no capítulo 2, que permitem o mínimo de perdas por leakage.

4.2.3. Polimento superficial

Algumas das lâminas para a fabricação de guias com carbeto de silício e com óxido de titânio passaram por um processo de polimento da superfície do núcleo. Isso foi feito após as etapas que correspondem à Figura 4.6, com o intuito de testar se era possível diminuir a quantidade de defeitos encontrados na superfície dos filmes espessos (mais de $4 \text{ }\mu\text{m}$) de oxinitreto de silício. Os resultados desse polimento serão mostrados no próximo capítulo.

Para isso, as lâminas foram embutidas em resina acrílica fabricada pela EXTEC e apropriada para este fim. O embutimento foi feito de forma que a superfície

da lâmina ficasse exposta. Após esse embutimento, as lâminas foram polidas com pano apropriado embebido numa solução com grãos de diamante de 0,1 μm de diâmetro.

4.2.4. Deposição da máscara de cromo

O mascaramento utilizado na definição das paredes laterais dos guias de onda foi feito utilizando máscara de cromo. Não foi possível utilizar fotorresiste pelo fato de o mesmo não resistir aos tempos necessários de corrosão por plasma para a definição das paredes laterais. O cromo, por outro lado, resiste por tempos bastante longos, mesmo no caso de espessuras de filme de cromos bastante finas (1000 Angstroms).

A Tabela 4.5 mostra as condições de deposição dos filmes de cromo utilizados como máscara no processo de fabricação. A Figura 4.7 ilustra a deposição do filme de cromo utilizado como máscara na definição das paredes laterais dos guias de onda.

Figura 4.7 – Ilustração da etapa de deposição do filme de cromo utilizado como máscara na definição das paredes laterais dos guias de onda

Tabela 4.5 – Condições de deposição e taxa de deposição dos filme de Cr

Pressão (mTorr)	Potência RF (W)	Fluxo de Ar (sccm)	Taxa (nm/min)
2	100	18	36 ± 4

Observou-se que para espessuras de cromo menores que 0,6 μm , a máscara resultante no final da etapa de litografia e da corrosão do filme de cromo não cobria completamente toda a superfície definida no fotolito. Isso ocorreu pelo fato de os filmes de oxinitreto possuírem defeitos, que consistiam em protuberâncias esféricas [38], com mais de 1 μm de raio, que não eram devidamente “cobertas” pelo cromo, para espessuras muito finas. Imagens de microscopia eletrônica de varredura dessas protuberâncias serão mostradas no próximo capítulo. Para camadas muito espessas (acima de 1 μm), a corrosão do cromo para definição da máscara resultava em *over-etching* do filme de cromo. Assim, se obtinham guias com larguras menores do que as larguras planejadas. Por essa razão, foram utilizadas espessuras de cromo de 0,6 μm .

4.2.5. Fotolitografia

Fotolitografia padrão foi utilizada para a definição do cromo que serviu de máscara mecânica para os guias de onda. Após a revelação do fotorresiste, o filme de cromo é removido das regiões não cobertas através de solução de remoção de cromo. As Figura 4.8a e b ilustram as etapas de deposição e revelação do fotorresiste. Após a fotolitografia, a máscara de cromo é efetivamente definida através da corrosão úmida do cromo, com solução apropriada (Figura 4.8c).

A Figura 4.9a mostra as máscaras utilizadas para a fabricação dos primeiros guias de onda. Além de guias curvos, foram fabricados guias retos, com larguras de 5 a 10 μm . Os guias com larguras menores que 10 μm não resultaram bem definidos. Isso ocorreu pelo fato de esta máscara ter sido feita a partir de fotolito, que é impresso em uma empresa comercial de plotagem. Como a resolução do fotolito

não era suficiente para permitir a definição de guias com larguras menores do que esta, somente os guias com 10 μm de largura foram definidos satisfatoriamente. Em outro quadrante da máscara foram fabricados guias de 10 a 100 μm , que também foram definidos satisfatoriamente.

Na Figura 4.9b são mostradas as máscaras para a micro-fabricação de um v-groove, que permite o alinhamento da fibra óptica, com maior facilidade. Para a fabricação dos v-grooves, após a definição dos guias, utilizando a máscara da Figura 4.9a, foi feita uma nova deposição de cromo, seguida de foto-gravação com a máscara ilustrada em Figura 4.9b. Essa máscara foi alinhada à estrutura dos guias, através das marcas de alinhamento, mostradas na figura (em forma de L). Após a corrosão do cromo, foi feita a corrosão dos filmes de oxinitreto, por Reactive Ion Etching (RIE), até atingir o silício, e os v-grooves foram definidos através de corrosão úmida com KOH.

Por não ter sido possível obter guias com menos de 10 μm de largura com as primeiras máscaras, a fabricação dos guias de onda de a-SiC:H e de TiO_x foi feita com uma nova máscara, cujo leiaute é mostrado na Figura 4.10. Essa máscara possui vários conjuntos de linhas com larguras de 1 a 10 μm , separados por linhas de 85 μm de largura. Por ter sido fabricada em um centro especializado (Centro de Pesquisas Renato Archer - CenPRA), não houve problema com relação à largura dos guias. Essa máscara foi emprestada pelo Doutor Acácio Luiz Siarkowski, do Laboratório de Sistemas Integráveis (LSI) da Universidade de São Paulo.

(a)

(b)

Figura 4.8 – Ilustração das etapas de deposição (a) e revelação (b) do fotorresiste

Figura 4.9 - Leiaute da máscara utilizada para os primeiros guias de onda fabricados

Figura 4.10 - Leiaute da máscara utilizada para os guias de onda de a-SiC:H e TiO_x

4.2.6. Corrosão por Reactive Ion Etching (RIE)

Após a litografia e definição da máscara de cromo, as dimensões laterais dos guias foram definidas através de uma corrosão com plasma de CHF_3 e O_2 . Esta etapa é ilustrada na Figura 4.11a. Após a corrosão, o cromo é removido da superfície do núcleo como ilustrado na Figura 4.11b.

(a)

(b)

Figura 4.11 – Ilustração da etapa de corrosão RIE para definição das paredes laterais dos guias de onda (a) e remoção da máscara de cromo (b)

Na etapa de projeto, na seção 3.2.4, foi mencionado que profundidade de rib de $2,8 \mu\text{m}$ foi utilizada nos guias fabricados neste trabalho. Para os guias cuja

primeira camada anti-ressonante era composta por filmes de SiO_xN_y , a profundidade de corrosão foi de $2,67 \pm 0,02 \mu\text{m}$. Para ambos os guias de a-SiC:H e TiO_x , essa profundidade foi de $2,82 \pm 0,05 \mu\text{m}$. Ambas diferiram pelo fato de o controle das mesmas ser feito pelo tempo de corrosão. Além disso, para os primeiros guias, a composição do núcleo era diferente da composição para os outros, e a taxa de corrosão para diferentes filmes de oxinitreto de silício é diferente.

Foram fabricados guias de a-SiC:H com profundidades de rib menores ($1,5 \mu\text{m}$). Observou-se, no entanto, que esses guias não guiavam luz.

As condições utilizadas na corrosão por RIE são mostradas abaixo, na Tabela 4.6.

Tabela 4.6 – Condições de corrosão por RIE com plasma de CHF_3 e O_2

Pressão (mTorr)	Fluxos de CHF_3 (sccm)	Fluxo de O_2 (sccm)	Potência (W)
150	40	40	200

4.2.7. Deposição da cobertura

Como mencionado, no caso dos primeiros guias fabricados não houve a etapa de deposição da cobertura. Já para ambos os guias de carbeto de silício amorfo hidrogenado e óxido de titânio foram depositadas coberturas (Figura 4.12) utilizando as mesmas condições de *R2-4530*, da Tabela 4.1, com $2,10 \pm 0,13 \mu\text{m}$ de espessura.

Figura 4.12 – Ilustração da etapa de deposição da cobertura dos guias de onda

4.2.8. Lixamento e polimento

Houve a tentativa de se fabricar guias com v-grooves, com a intenção de fazer com que o acoplamento da fibra óptica com os guias de onda fosse feito de maneira mais fácil. Ainda assim, nos guias utilizados para a caracterização óptica, utilizou-se o método convencional de inserção de luz, onde a fibra é alinhada com a face polida do guia de onda, através de micromanipuladores. Isso ocorreu porque a utilização dos v-grooves não resultou num acoplamento de luz tão bom quanto com o outro método. Além disso, a segunda máscara utilizada não possuía uma máscara correspondente para a fabricação dos v-grooves.

Para fazer com que as superfícies de entrada e saída dos guias ficassem planas e livres de rugosidades, utilizou-se um processo de lixamento e posterior polimento dessas superfícies. Para isso, essas lâminas foram inicialmente embutidas em resina acrílica, como mostrado na Figura 4.13. Em seguida, ambas as faces expostas foram lixadas e em seguida polidas. O lixamento foi feito através de máquinas lixadeiras e lixas d'água. O polimento foi feito utilizando uma politriz (modelo MINIMET 1000), fabricada pela *Buehler*, sendo que, inicialmente, foi feito um polimento grosseiro, com uma pasta com grãos de diamante de 1 μm de diâmetro e, em seguida, um polimento com uma suspensão com grãos de diamante de 0,1 μm de diâmetro.

Figura 4.13 – (a) lâmina de silício embutida no acrílico e (b) Politriz utilizada para o polimento

Após esse processo, o acrílico foi removido com acetona e as lâminas limpas com a solução de piranha (Tabela 4.4).

4.3. Caracterização óptica

Nesta seção serão descritas as técnicas e as montagens experimentais utilizadas na caracterização óptica dos guias de onda fabricados através do processo descrito na última seção.

Esta caracterização consistiu em medidas de atenuação para determinar as perdas por propagação dos guias em comprimento de onda de 632,8 nm, na análise modal, para determinar a largura de rib que permitiria a obtenção de guias mono-modos e na análise das perdas em função do comprimento de onda, para encontrar experimentalmente os comprimentos de onda que correspondem aos de ressonância, para os guias fabricados.

4.3.1. Medidas de atenuação

As medidas de atenuação foram feitas de duas maneiras. No caso dos primeiros guias fabricados, utilizou-se a técnica mais comumente utilizada para fazer este tipo de medida. Essa técnica, que chamaremos de técnica de clivagem, consiste em medir a potência de saída de guias com diferentes comprimentos. Para uma dada potência de luz inserida (P_0) em um guia de comprimento L_1 , mede-se a potência de saída (P_1) do guia. Em seguida, um pedaço do guia é clivado, de forma a se ter comprimento menor L_2 ($L_2 < L_1$), e volta-se a medir a potência de saída (obtendo P_2), para a mesma potência de entrada (P_0). As perdas por propagação, em dB/cm, são dadas pela seguinte formula:

$$\text{Perdas} = \frac{10}{(L_1 - L_2)} \cdot \log\left(\frac{P_1}{P_2}\right). \quad (4.1)$$

Para que a diferença das perdas na interface de saída do guia, antes e depois da clivagem, não interfira na medida, é necessário garantir que essa interface, depois da clivagem, seja o mais próxima possível da interface antes da mesma. Para isso, é necessário que a etapa de polimento, descrita no item 4.2.8, seja feita também após a clivagem do guia.

As medidas descritas foram realizadas utilizando-se uma montagem experimental que é ilustrada na Figura 4.14. A luz de um laser de He-Ne laser (632,8 nm) é inserida numa fibra óptica com núcleo de 4 μm diâmetro, através de uma objetiva de microscópio (20x), para depois ser inserida em uma das faces polidas do guia de onda. A luz é então coletada por uma fibra multimodo (50 μm de diâmetro de núcleo), na saída do guia de onda. Essa fibra de saída é conectada a um fotodiodo de silício que, por sua vez, é conectado ao medidor de potência óptica (modelo PTS-OPM-1) fabricado pela *Newport*. Micromanipuladores são utilizados para o alinhamento da fibra de entrada com o guia e com a fibra de saída.

Figura 4.14 – Ilustração da montagem utilizada na medida de atenuação pela técnica de clivagem

Para os guias de $\alpha\text{-SiC:H}$ e TiO_x , utilizou-se uma técnica que consiste em utilizar uma câmera do tipo Charged Coupled Device (CCD) para capturar imagens a partir de uma vista superior da intensidade de luz espalhada pelos guias de onda. A montagem experimental é ilustrada para a realização desta medida na Figura 4.15. Embora não seja mostrado nesta figura, um microscópio óptico foi utilizado junto com a câmera CCD para realizar a captura das imagens. As imagens capturadas são utilizadas para fazer um gráfico da intensidade de potência de luz espalhada, em escala logarítmica, em função da distância. Na Figura 4.16, é mostrado um desses gráficos. As perdas são então calculadas a partir do valor da inclinação da curva obtida, multiplicado por 10. Deste ponto em diante, chamaremos essa técnica de técnica de vista superior.

Figura 4.15 – Representação esquemática da montagem utilizada na medida de atenuação pela técnica de vista superior

Figura 4.16 – Gráfico da intensidade luminosa em função da distância ao longo do guia de onda. Em vermelho é mostrada a curva obtida por linear fitting dos pontos, utilizada na obtenção do valor das perdas

Estas medidas são baseadas na consideração de que a intensidade de luz espalhada, pelas superfícies do guia de onda, é proporcional à intensidade de luz guiada. De acordo com [39], trata-se de uma boa consideração se a superfície dos guias for razoavelmente regular.

As medidas de atenuação com esta última técnica foram feitas utilizando uma câmera digital fabricada pela Sony e um microscópio óptico. A principal razão da utilização dessa técnica é o fato de permitir a realização das medidas de forma muito mais simples, sem a necessidade de sucessivas clivagens e polimentos da saída dos guias de onda, como é o caso na técnica de clivagem.

4.3.2. *Análise modal*

Para a caracterização modal dos guias de onda utilizou-se uma montagem ilustrada na Figura 4.17. A inserção de luz é feita de maneira idêntica à mostrada na Figura 4.15. Uma objetiva (40x), é utilizada, junto com uma câmera CCD para se capturar a imagem da intensidade de luz, na saída dos guias de onda de diferentes larguras. A objetiva é alinhada aos guias através de um micromanipulador. A câmera CCD é montada sobre uma base que permite com que esta possa ser movimentada, para perto ou longe da objetiva, de modo a achar o foco desta última.

Figura 4.17– Representação esquemática da montagem utilizada para fazer a análise modal dos guias de onda

4.3.3. Medidas de atenuação em função do Comprimento de Onda

A montagem utilizada para realizar a caracterização das perdas em função do comprimento de onda nos guias é ilustrada na Figura 4.18. Nessa figura, temos: (1) Fonte de luz branca com lâmpada de Xenônio (100W), fabricada pela *Oriel Instrumentation*; (2) Monocromador, baseado em rede de difração (Cornerstone 260, *Oriel Instrumentation*); (3) Micromanipuladores, utilizados para o alinhamento da fibra de entrada com o guia e com a fibra de saída; (4) Fotodiodo de silício; (5) Medidor de potência óptica (OPM) (modelo PTS-OPM-1) fabricado pela *Newport*; (6) PC utilizado para o controle do monocromador e do medidor de potência óptica.

Figura 4.18– Representação esquemática da montagem utilizada para fazer a análise da atenuação em função do comprimento de onda nos guias de onda, com: (1) fonte de luz branca, (2) monocromador, (3) micromanipuladores, (4) fotodiodo, (5) medidor de potência óptica e (6) PC para controle dos equipamentos (monocromador e medidor de potência óptica).

O objetivo desta montagem é fazer a medida das perdas totais dos guias de onda para uma faixa de comprimento de ondas que vai desde o visível até o infravermelho próximo (NIR). Dessa forma, no final da medida obtemos, para um determinado guia de onda, um gráfico das perdas em função do comprimento de onda. O monocromador, que recebe a luz branca da fonte de Xenônio, permite selecionar o comprimento de onda em sua saída através da rotação de uma rede de

difração. No entanto, para medir a potência na saída do guia, é preciso ajustar o OPM para medir luz no comprimento de onda que está sendo inserido no guia. Isso ocorre porque a resposta do foto-diodo não é idêntica para todos os comprimentos de onda. Assim, torna-se necessário um fator de conversão para cada comprimento de onda. Por essa razão, para cada medida, é necessário selecionar o comprimento de onda adequado, no OPM.

Para fazer uma varredura de uma faixa de comprimento de ondas foi necessário implementar, através do software Labview, um VI (*Virtual Instrument*), para controle simultâneo do monocromador e do OPM. Um VI é uma rotina computacional que é feita através do Labview, e permite controlar de forma remota e automatizada a operação de uma série de equipamentos através de uma interface GPIB. O VI implementado consiste em um *loop* que varre uma faixa de comprimentos de onda, medindo para cada um deles a intensidade detectada pelo OPM. Os parâmetros especificados pelo usuário são o comprimento de onda inicial, o final e o passo, além de outros detalhes da operação do monocromador. Para cada comprimento de onda, o VI envia um comando para o monocromador e para o OPM, selecionando o comprimento de onda em ambos os aparelhos e, em seguida, lê o valor de potência medido pelo OPM. Como a resposta da rede de difração não é constante, a intensidade emitida pela fonte de luz também não o é. Assim, é necessário fazer uma medida inicial, sem o guia de onda (fibra a fibra) para medir o background. Para obter a resposta do guia, é necessário dividir a medida feita com o guia de onda pela medida de background feita inicialmente, pois as perdas totais em dB/cm são dadas por:

$$\text{Perdas totais} = 10 \cdot \log \left(\frac{P_{\text{OUT}}}{P_{\text{IN}}} \right). \quad (4.2)$$

sendo P_{IN} a potência luminosa que é inserida no guia de onda e P_{OUT} a potência medida na saída do mesmo.

5. RESULTADOS E DISCUSSÃO

5.1. Introdução

Iniciamos este capítulo apresentando as fotos, obtidas por microscopia eletrônica de varredura (MEV), das estruturas ARROW fabricadas no intuito de discutir as características dessas estruturas, tais como qualidade da reprodução das dimensões da máscara, verticalidade das paredes e qualidade das superfícies.

Em seguida, são apresentados e comparados os resultados da caracterização dos guias ARROW, em termos de perdas por propagação, para os três diferentes tipos de guias fabricados.

Os resultados da análise modal com os guias de carbeto de silício amorfo hidrogenado são apresentados e comparados com os resultados das simulações feitas utilizando o método de diferenças finitas. Por fim, as medidas da atenuação em função do comprimento de onda são mostradas e comparadas com os resultados das simulações feitas utilizando o método de matrizes de transferência.

5.2. Estruturas Fabricadas

5.2.1. Guias com camada anti-ressonante de oxinitreto de silício

Como mencionado no capítulo anterior, inicialmente se pretendia utilizar v-grooves, fabricados por corrosão em KOH do substrato de silício, para acoplar as fibras ópticas de inserção e captação da luz. Os primeiros guias de onda, que foram fabricados com v-grooves, são exibidos nas Figura 5.1a e Figura 5.1b. Como podemos ver, o alinhamento da máscara do v-groove com os guias de onda fabricados previamente não pôde ser feito de maneira muito precisa. Na Figura 5.1a percebemos que há uma pequena distância entre o guia de onda e o início do v-groove. Além disso, como pôde ser observado nas Figura 5.1b, o alinhamento na

horizontal também não foi razoavelmente preciso, de forma que o centro da fibra óptica pudesse ficar alinhado com o centro do guia de onda. Isso seria um grande problema para guias com largura menores.

Dessa forma, decidiu-se abandonar a utilização dos v-grooves para os guias ARROW fabricados posteriormente, pois existia o interesse na caracterização óptica de guias com larguras da ordem de 10 μm ou menores. Apesar disso, acredita-se que para guias de ondas mais largos, essas estruturas podem ser utilizadas e que o processo de alinhamento pode ser aperfeiçoado.

Figura 5.1 – Fotos tiradas, através de microscopia eletrônica, dos v-grooves fabricados para o alinhamento da fibra óptica: (a) vista em perspectiva e (b) vista superior.

As Figuras 5.2a e 5.2d, apresentam as faces de alguns guias de onda, polidas através do processo descrito na seção 3.2.7 do capítulo anterior. Na Figura 5.2a, é indicada a altura da parede vertical desses guias de onda. As Figuras 5.2b, 5.2c e 5.2d mostram guias de onda com larguras de 10, 20 e 70 μm , respectivamente. Podemos perceber que o polimento gerou faces bem regulares para a maioria dos guias, pelo fato de esse processo diminuir bastante a rugosidade da superfície clivada da lamina.

Apenas alguns guias, como o da Figura 5.2b, apresentaram filmes trincados, provavelmente pelo processo de lixamento. Ainda assim, nesses guias, a inserção de luz não é prejudicada, pelo fato de a fibra óptica possuir um diâmetro de 4 μm , bem menor que a largura dos guias apresentados. Além disso, o processo de lixamento pode ser feito de maneira a evitar estas superfícies, pois é possível observar as mesmas, no microscópio óptico, durante o processo, e continuar o mesmo até que as superfícies resultem aceitáveis.

Figura 5.2 – Fotos tiradas através de microscopia eletrônica das faces polidas dos guias de onda com indicação de (a) altura do guia, (b) guia com aproximadamente 10 μm, (c) guia com aproximadamente 20 μm e , (d) guia com aproximadamente 70 μm.

Na Figura 5.3a é mostrado um guia com 20 μm de largura, em que é possível distinguir os filmes depositados do substrato de silício. Além disso, é possível ver, de maneira não muito nítida, uma linha no meio dos filmes depositados. Esta linha é a primeira camada anti-ressonante e os filmes, acima e abaixo dela, são o núcleo e a segunda camada anti-ressonante, respectivamente.

A Figura 5.3b mostra parte de um guia em que é possível observar defeitos em forma de bolha sobre a superfície do filme de oxinitreto. Percebe-se que alguns desses defeitos possuem dimensões muito grandes (até 2 μm de raio). Um fato interessante que se observou é que estes filmes espessos de oxinitreto, com composição próxima do SiO_2 , apresentam uma densidade desse tipo de defeito menor que a dos filmes com uma concentração um pouco maior de nitrogênio, na composição. Futuramente, pretende-se fazer estudos mais aprofundados sobre esses defeitos, no intuito de diminuí-los, serão procuradas novas condições de deposição.

(a)

(b)

Figura 5.3 – Fotos de MEV de (a) guia de 20 μm de largura, onde é possível ver a primeira camada anti-ressonante, (b) defeitos em forma de bolha na superfície de um guia.

5.2.2. Guias com camada anti-ressonante de a-SiC:H e TiO_x

As Figuras 5.4a, 5.4b, 5.4c e 5.4d apresentam imagens dos núcleos de guias de onda fabricados com primeira camada ARROW de a-SiC:H. As larguras dos guias são de 10, 8, 4 e 3 µm, respectivamente. Trata-se de guias onde não foi depositada a cobertura, e que passaram por um processo de corrosão por plasma mais longo do que o necessário, de forma que a lateral dos guias foi corroída até atingir o substrato de silício (profundidade de corrosão de aproximadamente 6 µm). Por essa razão, é possível enxergar a primeira camada anti-ressonante entre o núcleo e a segunda camada anti-ressonante.

O que mais chama atenção nestas figuras são os defeitos semi-esféricos encontrados na superfície do núcleo. Para esses guias o oxinitreto de silício utilizado tinha uma composição diferente, por duas razões: a primeira é que estes filmes são menos estressados (ver Figura 4.2) do que os filmes utilizados na fabricação dos primeiros guias de onda; e a segunda é que era necessário depositar uma cobertura sobre o núcleo, de índice de refração menor do que o deste. Outra coisa que chama atenção é o fato de as paredes estarem muito bem definidas e verticais, mesmo para larguras de 3 µm. Apesar disso, para os guias menos largos (larguras menores do que 4 µm), havia muitos guias interrompidos, em algumas regiões, pelo fato de a altura das bolhas ser muitas vezes maior do que a espessura do fotorresiste, o que deixava uma região exposta na corrosão por plasma RIE.

(a)

(b)

(c)

(d)

Figura 5.4– Fotos de MEV de (a) guia de 10 μm de largura, (b) guia de 8 μm de largura, (c) guia de 4 μm de largura e (d) guia de 3 μm de largura.

As Figuras 5.5a, 5.5b, 5.5c e 5.5d apresentam imagens dos núcleos de guias de onda também fabricados com primeira camada ARROW de a-SiC:H, mas que passaram por um processo de polimento na superfície superior da estrutura, antes da definição do rib, tal como foi mencionado na seção 4.2.3. Nesses guias não foi depositada a cobertura, com o intuito de se poder visualizar o núcleo. A Figura 5.5a apresenta um guia com 10 μm de largura. Na Figura 5.5b, são mostrados guias com larguras de 8, 9 e 10 μm, da esquerda para a direita. Da mesma forma, na Figura 5.5c são mostrados os guias com larguras de 5 a 7 μm, e na Figura 5.5d, guias com largura de 3 e 4 μm. Percebe-se que o processo de polimento fez com que as paredes superiores dos guias ficassem muito mais regulares do que nos guias da Figura 5.4, e, o mais importante, as bolhas foram removidas pelos grãos de diamante da solução utilizada para o polimento.

(a)

(b)

(c)

(d)

Figura 5.5— Fotos de MEV dos guias polidos com larguras de: (a) 10 μm ; (b) 8, 9 e 10 μm , da esquerda para a direita; (c) 5, 6 e 7 μm , da esquerda para a direita; e (d) 3 e 4 μm , da esquerda para a direita.

As Figuras 5.6a e 5.6b apresentam fotos de guias de onda com 8 e 4 μm de largura, respectivamente, também fabricados com primeira camada ARROW de a-SiC:H. Nos guias dessas figuras, ao contrário dos guias da Figura 5.5, houve a deposição da cobertura sobre o núcleo, o que pode ser percebido pelo formato arredondado dos cantos dos guias. Pode ser percebido que a região na lateral dos guias ficou desuniforme. Isso acontece pelo fato de o plasma de CHF_3 e O_2 deixar irregular essa região, como pode ser observado na Figura 5.5a. Trabalhos dentro do grupo, no intuito de melhorar essa corrosão, já estão sendo realizados, onde está se estudando as condições de corrosão, como pressão, potência e fluxos dos gases e a utilização de outros materiais de mascaramento além do cromo.

(a)

(b)

Figura 5.6 – Fotos de MEV de guias de a-SiC:H de: (a) 8 μm de largura, (b) 4 μm de largura

5.3. Medidas de Atenuação

As medidas de atenuação para os primeiros guias fabricados foram feitas em guias com larguras de 10 μm , 20 μm , 30 μm , e, assim por diante, até 100 μm . Foram feitas cinco medidas, para cada guia, utilizando a técnica de clivagem, explicada no capítulo anterior (seção 4.3.1), antes e depois da clivagem dos guias que inicialmente possuíam um comprimento de $8,35 \pm 0,15$ mm e após a mesma, ficaram com um comprimento de $3,6 \pm 0,1$ mm.

Os valores dessas medidas não apresentaram nenhuma tendência de aumento ou de diminuição com a variação da largura, considerando o erro de medida. Assim, podemos dizer que as perdas permaneceram constantes com a variação da largura. O seu valor médio foi de 10,22 dB/cm sendo que as menores perdas medidas foram de $5,6 \pm 3,8$ dB/cm para guias de 100 μm de largura e a $14,7 \pm 5,3$ dB/cm, para guias de 20 μm de largura.

Os valores de atenuação desses guias de SiO_xN_y eram muito altos, especialmente para guias com larguras maiores que 10 μm . Por esse motivo, procuraram-se materiais com índices de refração maiores e que fossem compatíveis com o processo de fabricação, para serem utilizados como camada anti-ressonante, pois as simulações indicavam que um contraste maior entre o índice do núcleo e o dessa camada levaria a menores perdas por leakage.

O a-SiC:H e o TiO_x surgiram como opções interessantes para esse fim. O primeiro vem sendo pesquisado pelo grupo [40] e dependendo das condições de deposição é transparente para comprimentos de onda na região de interesse, que é de 633 nm [41]. Filmes de TiO_x têm sido utilizados em trabalhos recentes dentro do grupo, como dielétrico de porta de capacitores MOS [37], e também são transparentes na região do visível.

Os resultados da atenuação para os primeiros guias de a-SiC:H com larguras de 4 μm até 10 μm são apresentados na Figura 5.7. Essas medidas foram obtidas utilizando a técnica de vista superior, explicada no capítulo anterior (seção 4.3.1). Cabe mencionar que esses guias não passaram por um processo de polimento superficial e apresentavam uma grande quantidade de defeitos em suas superfícies. Como mencionado, a condição para que essas medidas sejam confiáveis é que a

superfície dos guias seja razoavelmente regular, o que não é o caso aqui. As atenuações medidas apresentaram valores altos sendo que as menores perdas medidas foram de $4,6 \pm 0,6$ dB/cm para guias de 7 μm de largura. Cabe mencionar também que a dispersão de luz nestes defeitos de superfície pode ser observada visualmente e acredita-se que os mesmos sejam responsáveis por boa parte das perdas totais desses guias. Nos guias de 2 μm e 3 μm de largura, o guiamento de luz se dá por poucos milímetros apenas, não permitindo a medição das perdas. Além disso, o rib dos guias de 1 μm foi completamente corroído na etapa de RIE devido a over-etching na definição da máscara de cromo, que reduziu as espessuras dessas linhas.

Figura 5.7 – Perdas por propagação (dB/cm) em função da largura do guia (μm) para os guias não polidos de a-SiC:H

As perdas medidas nos guias polidos, com camada anti-ressonante de a-SiC:H e larguras de 4 μm até 10 μm , são apresentados na Figura 5.8. Nesse caso, os valores de atenuação são razoavelmente baixos, especialmente para guias com larguras iguais ou maiores do que 7 μm . As menores perdas medidas foram de $1,99 \pm 0,24$ dB/cm para guias de 10 μm de largura.

Figura 5.8 – Perdas por propagação (dB/cm) em função da largura do guia (μm) para os guias polidos de a-SiC:H

A utilização do a-SiC:H permitiu a fabricação de guias com materiais depositados exclusivamente por PECVD. Isso permitiu a deposição do núcleo e das camadas inferiores em uma única deposição, sem quebrar vácuo, o que leva a interfaces mais limpas e livre de defeitos, entre essas camadas.

As perdas medidas nos guias polidos, com camada anti-ressonante de TiO_x , e com larguras de 4 μm até 10 μm, são apresentados na Figura 5.9. Os valores de atenuação também são razoavelmente baixos, sendo que para esses guias perdas de até $0,8 \pm 0,25$ dB/cm foram medidas, para guias de 10 μm de largura.

A diferença entre as perdas medidas nos casos dos guias polidos e não polidos, dá uma idéia da contribuição das perdas por espalhamento nas perdas totais destes guias. Além disso, as perdas por leakage, que podem ser calculadas tanto pelo método TMM, para uma estrutura SLAB, quanto pelo método NU-FDM, a partir da parte imaginária dos índices de refração, não ultrapassaram o valor de 0,2 dB/cm. Assim, acredita-se que a principal limitação, em termos de perdas nos guias fabricados, seja a rugosidade das superfícies.

Figura 5.9 – Perdas por propagação (dB/cm) em função da largura do guia (μm) para os guias polidos de TiO_x

O fato de se ter conseguido perdas menores para os guias de TiO_x é coerente com os resultados das perdas por leakage, calculados no capítulo 3. Assim, por apresentarem um maior contraste de índice de refração entre a primeira camada anti-ressonante e as demais camadas, esses guias possuem menores perdas por leakage. Apesar de as perdas por leakage contribuírem pouco com as perdas totais, esta contribuição pode ter sido a razão dessa diferença de valores de perdas, que se observa para os guias com larguras maiores.

Como foi explicado na seção 3.2.4, foram fabricados guias de onda, cujos resultados não foram documentados aqui, que possuíam altura de rib menores (~1,5 μm) e maiores que os guias, cujos resultados foram documentados aqui (~3,5 μm). A razão disso é que este parâmetro não foi estudado em profundidade neste trabalho, e será estudado em maior detalhe futuramente. Não obstante, é importante mencionar que o valor de altura de rib de 2,8 μm foi o que levou a melhores resultados em termos de perdas por propagação.

5.4. Cálculo da Atenuação por Espalhamento

Como foi mencionado na seção anterior, acredita-se que as perdas por espalhamento representem a maior parcela das perdas totais. Para confirmar essa hipótese, procurou-se um modelo que possibilitasse estimar o seu valor. Tal modelo foi encontrado em [42] e [43]. Nele, considera-se que as perdas por espalhamento nas paredes laterais dos guias são as principais responsáveis pelas perdas por espalhamento em guias rib. Isso é ilustrado nas Figura 5.10a e b. Partindo dessa premissa, obtêm-se as perdas por espalhamento nas interfaces de um guia SLAB equivalente, com espessura do núcleo igual à largura do rib do guia inicial e rugosidade das interfaces igual à rugosidade das paredes laterais do rib.

Figura 5.10 – Ilustração do modelo utilizado no cálculo das perdas por espalhamento. Guia de onda rib com ilustração da rugosidade nas paredes laterais (a) e guia de onda do tipo SLAB utilizado no modelo para cálculo das perdas por espalhamento no guia rib (b)

A equação (5.1) representa as perdas por espalhamento em função de alguns parâmetros do guia SLAB e da rugosidade das paredes laterais do guia rib (σ), obtida através do modelo mencionado.

$$\alpha = 4,34 \cdot (\beta \cdot \sigma)^2 \frac{\cos^2(\theta)/\sin(\theta)}{w + 2/k_x} \quad (5.1)$$

Nessa equação, β é o numero de onda na direção do eixo z, k_x é o número de onda na direção do eixo x, w é a largura do rib e θ é o ângulo formado entre o vetor de onda do modo e o eixo z. Os parâmetros β , k_x e θ , da equação (5.1), podem

ser calculados através da rotina computacional baseada no método NU-FDM, apresentada no Capítulo 3.

A Figura 5.11 mostra um gráfico das perdas por espalhamento calculadas para guias de onda de a-SiC:H, para valores de rugosidade entre 50 e 80 nm, para valores de w de 4, 5, 6, 7, 8, 9 e 10 μm . As perdas totais experimentais medidas para esses guias também são mostradas para comparação (quadrado preenchido).

Figura 5.11 – Perdas por espalhamento calculadas para valores de w entre 4 e 10 μm , para diferentes valores de rugosidade (σ), para o guia de a-SiC:H. As perdas totais medidas para esses guias também são mostradas para comparação (preto).

A Figura 5.12 mostra um gráfico das perdas por espalhamento calculadas para guias de onda de TiO_x , para valores de rugosidade entre 50 e 80 nm, para valores de w de 4, 5, 6, 7, 8, 9 e 10 μm . As perdas totais experimentais medidas para estes guias também são mostradas para comparação (quadrado preenchido).

Figura 5.12 – Perdas por espalhamento calculadas para valores de w entre 4 e 10 μm , para diferentes valores de rugosidade (σ), para o guia de TiO_x . As perdas totais medidas para este guia também são mostradas para comparação (preto).

Como podemos observar, tanto no caso dos guias de onda de a-SiC:H, quanto no caso dos guias de TiO_x , as perdas totais, mostradas em preto nas Figura 5.11 e Figura 5.12, apresentam uma tendência de variação com relação à largura, muito próxima à variação calculada para valores de rugosidade entre 50 e 80 nm. Além disso, no caso dos guias de a-SiC:H, as curvas calculadas que mais se aproximam aos valores medidos correspondem aos valores de rugosidade de 50 e 60 nm. No caso dos guias de TiO_x , as curvas calculadas que mais se aproximam aos valores medidos correspondem a valores de rugosidade de 60 e 70 nm, se desconsiderarmos o valor medido para a largura de 4 μm .

5.5. Análise Modal

A intensidade da luz na superfície de saída, em um guia polido de a-SiC:H, com 8 μm de largura, é mostrada na Figura 5.13a. Na Figura 5.13c, é mostrado um gráfico 3D dessa intensidade, obtido através de um software de análise de imagens (ImageJ). Guias com larguras iguais ou menores que 8 μm apresentaram apenas o modo fundamental, não sendo possível excitar nenhum modo superior. O mesmo não ocorreu para guias com 9 μm e 10 μm de largura, nos quais era possível observar um lóbulo, como na Figura 5.13a, ou dois lóbulos laterais, como na Figura 5.13b, dependendo da posição da fibra de excitação na entrada do guia. A Figura 5.13b, foi obtida com um guia de 10 μm de largura, e a respectiva imagem tridimensional é mostrada na Figura 5.13d.

O corte dos modos superiores aconteceu para larguras iguais a 9 μm . Esse resultado é coerente com os resultados das simulações realizadas através do método de diferenças finitas, em que o corte dos modos superiores ocorria para a largura de 7 μm (ver seção 3.2.4, Figura 3.15), se levarmos em conta que a largura dos guias não é exatamente a largura das linhas na máscara utilizada na litografia, devido a over-etching que ocorre na máscara de cromo.

A intensidade da luz na superfície de saída, em um guia polido de TiO_x , com 8 μm de largura, é mostrada na Figura 5.14a. Na Figura 5.14c, é mostrado um gráfico 3D desta intensidade. Assim como no caso dos guias de a-SiC:H, guias com larguras iguais ou menores que 8 μm , apresentaram apenas o modo fundamental, não sendo possível excitar nenhum modo superior, e guias com 9 μm e 10 μm de largura apresentaram um ou dois lóbulos laterais, dependendo da posição da fibra de excitação na entrada do guia. A Figura 5.14b foi obtida com um guia de 9 μm de largura, e a respectiva imagem tridimensional é mostrada na Figura 5.14d. As imagens mostradas na Figura 5.14 apresentam um fundo um pouco mais claro do que as imagens da Figura 5.13, pelo fato de não se ter apagado a luz ao capturá-las com a câmera CCD. Apesar disso, como se pode ver, isto não representou nenhum empecilho na visualização dos lóbulos.

Assim como no caso dos guias de a-SiC:H, o corte dos modos superiores aconteceu para larguras menores ou iguais a 8 μm . Embora esse valor esteja um

pouco distante do calculado, através das simulações realizadas com o (NU-FDM) ($6\text{ }\mu\text{m}$), esse resultado é razoável pois, como foi dito, é preciso levar em conta o fato de que a largura dos guias não é exatamente a largura das linhas na máscara utilizada na litografia, devido a over-etching que ocorre na máscara de cromo.

Figura 5.13 – Imagem capturada, através de câmera CCD, da distribuição de intensidade de luz na saída de guias de onda de a-SiC:H com (a) $8\text{ }\mu\text{m}$ de largura e (b) $10\text{ }\mu\text{m}$ de largura. As intensidades desses guias são mostradas, em gráficos 3D, nas figuras (c) e (d), respectivamente.

(a)

(b)

(c)

(d)

Figura 5.14 – Imagem capturada, através de câmera CCD, da distribuição de intensidade de luz na saída de guias de onda de TiO_x com (a) $8\ \mu\text{m}$ de largura e (b) $9\ \mu\text{m}$ de largura. As intensidades desses guias são mostradas, em gráficos 3D, nas figuras (c) e (d), respectivamente.

A intensidade da luz na superfície de saída em um guia polido de a-SiC:H com 85 μm de largura é mostrada na Figura 5.15a, e um gráfico tridimensional desta intensidade é mostrado na Figura 5.15b. Nesta, é interessante observar que, apesar de haver uma série de lóbulos na direção horizontal, o mesmo não acontece na vertical, o que confirma que a camada anti-ressonante tem uma alta refletividade para o modo fundamental e baixa refletividade para modos superiores. Ou seja, a estrutura ARROW garante que esses guias sejam (quasi) mono-modo na vertical, mas não na horizontal.

(a)

(b)

Figura 5.15 – Imagem capturada, através de câmera CCD, da distribuição de intensidade de luz na saída de guia de onda de a-SiC:H com 85 μm de largura (a) e gráfico 3D dessa distribuição (b).

5.6. Medidas da Atenuação em Função do Comprimento de Onda

As medidas da atenuação em função do comprimento de onda foram feitas com a montagem experimental ilustrada na Figura 4.18. O objetivo de essas medidas terem sido feitas é que os guias de onda ARROW-A apresentam um comportamento peculiar em termos de atenuação em função de λ . Ao contrário dos guias de onda convencionais, os guias ARROW possuem um comprimento de onda para o qual as perdas por leakage aumentam bastante. Esse comprimento de onda é o que satisfaz a condição de ressonância para a primeira camada anti-ressonante (e não a de anti-ressonância) e, portanto, é o que leva a uma refletância mínima dessa camada.

Este comportamento pode ser observado nos gráficos mostrados nas Figura 5.16 e Figura 5.18, que foram obtidos a partir de simulações realizadas através da rotina baseada no método TMM para diferentes comprimentos de onda. A Figura 5.16 mostra os valores simulados da atenuação para a faixa de comprimentos de onda de 200 a 1000 nm para guias de onda de TiO_x com espessuras de camada anti-ressonante (d_1) de 80, 90 e 100 nm. A Figura 5.18 mostra esses valores para guias de onda de a-SiC:H para a faixa de comprimentos de onda de 400 a 1100 nm, no caso de espessuras de camada anti-ressonante (d_1) de 300, 340 e 360 nm.

Figura 5.16 – Perdas totais em função do comprimento de onda para diferentes espessuras da primeira camada ARROW (d_1), calculadas através da rotina computacional baseada no método de matrizes de transferência, para guia de TiO_x.

Na Figura 5.17, é mostrado o gráfico das perdas totais medidas em um guia de TiO_x de 85 μm de largura de rib em função do comprimento, para comprimentos desde 200 até 1000 nm. Como nela podemos ver, o comprimento de onda que corresponde à condição de ressonância (377 nm) é bastante próximo do valor obtido na simulação para esse mesmo guia (Figura 5.16). Além disso, observa-se que o pico de atenuação é mais largo do que os calculados pela simulação. Uma possível razão para isso é que há uma variação na espessura da camada anti-ressonante, e, como se pode observar na Figura 5.16, uma variação de dez nanômetros na espessura dessa camada leva a uma mudança na posição do pico da ordem de 40 nm em valor de comprimento de onda. Além disso, a luz que sai do monocromador não é perfeitamente monocromática, como seria idealmente, mas compreende uma faixa pequena de comprimento de ondas, o que também pode gerar um alargamento desse pico.

Figura 5.17 – Perdas totais em função do comprimento de onda medidas em um guia de TiO_x de 85 μm de largura.

No caso dos guias de a-SiC:H, as curvas resultantes das simulações, mostradas na Figura 5.18, apresentam dois picos de anti-ressonância, na região que vai de 400 a 1100 nm.

Na Figura 5.19, é mostrado o gráfico das perdas totais medidas em um guia de a-SiC:H de 85 μm de largura de rib em função do comprimento de onda, na faixa de 450 a 1100 nm. Como podemos observar, os comprimentos de onda que correspondem à condição de ressonância se situam em 520 nm e 970 nm.

Comparando a Figura 5.19 com a Figura 5.18, observamos que o resultado experimental está numa região entre as curvas simuladas que correspondem a 340 e 360 nm de espessura da camada anti-ressonante. Esses valores estão acima do valor projetado para a espessura desta camada (320 nm). Por essa mesma razão, as menores atenuações, na Figura 5.19, que correspondem à anti-ressonância, estão na região de aproximadamente 720 nm, e não 630 nm, como foi projetado.

Ainda por isso, guias fabricados com a-SiC:H em futuros trabalhos deverão ser feitos com espessura de camada anti-ressonante um pouco menor, para que a região de anti-ressonância esteja mais próxima de 630 nm.

Pelo que foi mostrado, percebe-se que a medida do espectro de atenuações pode ser bastante útil para encontrar a espessura apropriada para a camada anti-ressonante, de forma a definir o comprimento de onda de operação.

Além disso, a utilização de mais camadas ARROW permite a fabricação de filtros de comprimento de onda através da definição das posições de ressonância de forma a deixar passar luz somente numa faixa estreita de comprimentos de onda. De fato, o gráfico da Figura 5.19 se assemelha muito a um filtro desse tipo, mas com banda passante muito larga.

Figura 5.18 – Perdas totais, em função do comprimento de onda, para diferentes espessuras da primeira camada ARROW (d_1), calculadas através da rotina computacional baseada no método de matrizes de transferência, para guia de a-SiC:H.

Figura 5.19 – Perdas totais, em função do comprimento de onda, medidas em um guia de a-SiC:H de 85 μm de largura.

Comparando a Figura 5.19 com a Figura 5.17, percebe-se que, no caso da primeira, existem dois picos de ressonância, e, no caso da segunda, existe apenas um. Acredita-se que isso se deva ao fato de a espessura da primeira camada ARROW, dos guia de a-SiC:H, ter sido fabricada no segundo período de anti-ressonância. Isso será confirmado e melhor estudado, em trabalhos futuros.

6. CONSIDERAÇÕES FINAIS

6.1. Conclusões

Neste trabalho, foram projetados, simulados e fabricados guias de onda ARROW-A com camada anti-ressonante de SiO_xN_y , TiO_x e a-SiC:H. A utilização deste último material permitiu a fabricação de guias com alto contraste de índice de refração entre o núcleo e a primeira camada anti-ressonante, utilizando somente materiais depositados por PECVD. Isso permitiu que as duas camadas anti-ressonantes e o núcleo dos guias fossem fabricados em uma única deposição, sem quebrar vácuo, o que leva a interfaces mais limpas e livres de defeitos, entre essas camadas. Além disso, o a-SiC:H nunca havia sido utilizado antes na fabricação de guias de onda ARROW.

Os guias de a-SiC:H apresentaram perdas de até $1,99 \pm 0,24$ dB/cm, e os guias de TiO_x , perdas de até $0,8 \pm 0,25$ dB/cm, para larguras de rib de 10 μm . Embora na literatura sejam reportadas perdas de até 0,1 dB/cm, as perdas medidas aqui são relativamente baixas considerando as limitações do processo de fabricação. Acredita-se que a contribuição das perdas por espalhamento nas perdas totais dos guias seja maior que a contribuição das perdas por leakage. Não obstante, o fato de se ter obtido menores perdas nos guias de TiO_x pode ser explicado pelo fato de as perdas por leakage, calculadas no capítulo 3, serem menores nestes guias.

Verificou-se que os guias de a-SiC:H apresentam comportamento monomodo para larguras de rib iguais ou menores que 8 μm , o que é coerente com os resultados das simulações pelo método NU-FDM. A obtenção de guias monomodo com perdas por propagação da ordem de 2 dB/cm viabiliza a fabricação de uma série de dispositivos de óptica integrada.

Através da estimativa das perdas por espalhamento, devido à rugosidade nas paredes laterais, confirmou-se que essas perdas têm a maior contribuição nas perdas totais dos guias fabricados.

Como foi visto através da caracterização das perdas em função do comprimento de onda, os guias ARROW apresentam picos de atenuação em comprimentos de onda específicos, que dependem da espessura da primeira camada anti-ressonante. Esses comprimentos de onda são os que satisfazem a condição de ressonância e, portanto, levam a menores valores de refletância e maiores valores de perdas por leakage para os guias ARROW.

As rotinas computacionais desenvolvidas, baseadas nos métodos TMM e NU-FDM permitiram o projeto dos parâmetros dos guias de onda fabricados. Além disso, essas rotinas possibilitam o projeto de diferentes dispositivos de óptica integrada como filtros de comprimento de onda e sensores interferométricos, entre outros, que podem vir a ser desenvolvidos futuramente.

6.2. Sugestões para Trabalhos Futuros

Ao longo deste trabalho percebeu-se que alguns aspectos relacionados com o processo de fabricação dos guias ARROW precisam ser explorados de forma aprofundada. Como foi mencionado no Capítulo 3, a altura de rib que levou a menores perdas nos guias de onda foi de $2,8\ \mu\text{m}$. Esse parâmetro precisa, no entanto, ser estudado de forma mais metódica, para verificar se não seria possível obter menores perdas com algum outro valor de altura de rib. Nesse sentido, a realização de simulações com outros métodos mais precisos do que o NU-FDM, pode auxiliar na otimização desse parâmetro.

Além disso, faz-se necessário um estudo que permita diminuir a rugosidade das paredes laterais, de forma a obter menores perdas por espalhamento. Existem estudos relacionados que propõem diferentes parâmetros de corrosão RIE, de modo a obter paredes mais lisas. Também é proposta a utilização de materiais de mascaramento diferentes do cromo, pois a corrosão úmida gera certa rugosidade nas suas paredes laterais que é propagada, na corrosão por plasma, para as paredes do guia de onda.

Outro estudo necessário está relacionado com a otimização das condições de deposição dos filmes de oxinitreto de silício, na tentativa de diminuir os problemas

das protuberâncias na superfície do núcleo do guia de onda discutidas no Capítulo 6.

No que diz respeito à inserção de luz nos guias, é proposta a realização de um estudo que permita melhorar o alinhamento das máscaras na fabricação do v-groove, mencionado nos Capítulos 4 e 5.

Além disso, como ilustrado no Capítulo 1, as possibilidades que os guias ARROW têm mostrado com relação à fabricação de diferentes sensores e dispositivos como LC e HC-ARROWs, entre outros, abrem um leque de possibilidades para pesquisa relacionada com o tema deste trabalho.

7. TRABALHOS DECORRENTES

1. CARVALHO, D. O. and ALAYO M. I. ARROW Waveguides Fabricated with SiOxNy and a-SiC:H Films. Proceedings do RIAO/OPTILAS - VI Iberoamerican Meeting on Optics and IX Latinoamerican Meeting on Optics, Lasers and their Applications, Campinas, SP, 2007, pp. 755.
2. CARVALHO, D. O. and ALAYO M. I. a-SiC:H anti-resonant Layer ARROW Waveguides. Aceito para publicação no Journal of Optics A: Pure and Applied Optics (2008).

APÊNDICE A – Conceitos Básicos de Guias de Onda

Neste apêndice são apresentados, de forma sucinta, alguns conceitos básicos relacionados aos guias de onda planares objetivando proporcionar um melhor entendimento deste trabalho.

A.1. Conceitos de guias SLAB, retangular e rib

Nesta seção serão introduzidas as configurações mais comumente utilizadas para o confinamento de luz em guias de onda planares, em ambas as direções transversais ao eixo de guiamento.

Figura A1 – Ilustração das configurações utilizadas para realização do confinamento de luz em guias de onda planares. Confinamento do eixo x: guias SLAB do tipo step index (a) e índice gradual (b). Confinamento lateral: raised strip (c), canal (d) e rib (e).

Nas Figuras A1a e A1b são ilustrados guias do tipo SLAB do tipo step index e índice gradual, respectivamente. Nessas figuras, também são mostrados os perfis de

índice de refração ao longo do eixo x . Os guias do tipo SLAB são estruturas ideais, compostas por camadas adjacentes, com diferentes espessuras e índices de refração. Essa estrutura é simétrica com relação ao eixo de propagação (eixo z , na figura) e a um dos eixos transversais ao eixo de propagação. Dessa forma, o perfil de índices só varia ao longo de uma direção (eixo x , no nosso caso). No caso dos guias SLAB do tipo step index convencional, temos uma camada com índice de refração maior que é adjacente a meios ou camadas de índice de refração menor. É dentro dessa camada de maior índice, que se costuma chamar de núcleo, que a luz se propaga. Nos guias do tipo índice gradual, o índice de refração varia gradualmente de um valor maior na região do núcleo, para valores menores, na direção externa ao mesmo. As estruturas SLAB são muito úteis para a modelagem e simulação do comportamento eletromagnético, no projeto de guias de onda.

Nas Figuras A1c a A1e, são ilustradas algumas configurações utilizadas para realizar o confinamento lateral em guias de onda. Na Figura A1c, é mostrada a configuração raised strip, cuja lateral do núcleo é totalmente corroída de forma a definir as paredes laterais de um guia retangular. Na Figura A1d, é mostrada a configuração canal, onde um núcleo formado por canal retangular fica envolto por meios de menor índice de refração. Na Figura A1e, é mostrada a configuração do tipo rib, cujo núcleo é parcialmente corroído para a definição das paredes laterais. Nesta, pode ou não haver deposição de uma cobertura sobre o núcleo.

A.2. Análise de um guia SLAB simétrico por óptica geométrica

A análise de um guia de onda convencional, através da óptica geométrica, que será mostrada aqui, é útil no entendimento de vários conceitos relacionados ao guiamento de luz, como o de abertura numérica, o de diferença de índices de refração e o de modo guiado. Consideremos uma estrutura SLAB, como a ilustrada na Figura A2.

Figura A2 – Ilustração de um guia SLAB com representação da reflexão interna dos raios de luz

Aplicando a lei de Snell na interface entre o meio externo (ar) e o núcleo do guia de onda, temos:

$$n_{ar} \cdot \sin(\theta) = n_1 \cdot \sin(\phi) \Rightarrow \sin(\theta) = n_1 \cdot \sin(\phi) . \quad (1)$$

Utilizando a igualdade trigonométrica ($\sin^2(\phi) + \cos^2(\phi) = 1$), temos:

$$\sin^2(\theta) = n_1^2 \cdot (1 - \cos^2(\phi)) \Rightarrow \cos^2(\phi) = 1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n_1^2} \quad (2)$$

Na interface entre o núcleo ($n = n_1$) e a cobertura ($n = n_0$), pela lei de Snell, temos a seguinte relação:

$$n_1 \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} - \phi\right) = n_0 \cdot \sin(\psi) . \quad (3)$$

Impondo a primeira condição para que a onda seja guiada dentro do núcleo, qual seja, a Reflexão Total Interna (RTI) na interface entre o núcleo e a cobertura:

$$n_1 \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} - \phi\right) \geq n_0 \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) \Rightarrow n_1 \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} - \phi\right) \geq n_0 , \quad (4)$$

e, utilizando outra identidade trigonométrica, temos:

$$n_1 \cdot \left(\sin\left(\frac{\pi}{2}\right) \cos(\phi) - \sin(\phi) \cos\left(\frac{\pi}{2}\right) \right) \geq n_0 , \quad (5)$$

o que é igual a:

$$n_1 \cdot \cos(\phi) \geq n_0 . \quad (6)$$

Substituindo (6) em (2), é possível obter o valor máximo do ângulo de inserção da luz no núcleo do guia de onda (θ_{MAX}) para que a mesma sofra RTI nas interfaces entre o núcleo e os meios externos. Assim, temos:

$$\text{sen}(\theta) \leq \sqrt{n_1^2 - n_0^2} . \quad (7)$$

Isso nos leva à definição da abertura numérica de um guia de onda:

$$\text{N.A.} = \theta_{MAX} = \text{sen}^{-1}\left(\sqrt{n_1^2 - n_0^2}\right) . \quad (8)$$

Além disso, é útil definir outro parâmetro, chamado de diferença ou contraste de índices de refração, por

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_0^2}{2n_1^2} . \quad (9)$$

Com isso, a abertura numérica pode ser reescrita em função deste último parâmetro:

$$\text{N.A.} = n_1 \sqrt{2\Delta} . \quad (10)$$

Como foi dito, para que um modo seja guiado dentro do guia de onda, ele precisa satisfazer a condição de RTI. No entanto, essa não é a única condição necessária para que um modo seja um modo guiado dentro do guia de onda. A outra condição para que isso ocorra é a de que o deslocamento de fase na direção transversal à direção de propagação do modo seja múltiplo de 2π . Se isso não for satisfeito, para o ângulo de propagação do modo, as frentes de onda, correspondentes a este ângulo de propagação irão interferir destrutivamente e irão desaparecer depois de um tempo.

Assim, cada modo guiado corresponde a uma frente de onda, com um determinado ângulo de propagação. Além disso, somente para determinados valores desse ângulo, que satisfaçam a condição mencionada, existirão modos guiados dentro do guia de onda.

Na Figura A3, vemos a propagação de dois raios (1 e 2) de uma mesma frente de onda, que forma um ângulo ϕ com relação às interfaces entre o núcleo e os meios externos. Nessa figura, as linhas tracejadas representam, em determinadas posições, a frente de onda à qual pertencem os raios 1 e 2. Dessa forma, temos que as linhas tracejadas são perpendiculares aos raios de luz. Além disso, o comprimento de onda é dado por λ/n_1 , o número de onda é $k.n_1$, onde n_1 é o

índice de refração do núcleo do guia, λ é o comprimento de onda da luz no ar, e k número de onda, dado por $2\pi/\lambda$.

Figura A3 – Ilustração de uma frente de onda se propagando dentro de uma estrutura SLAB.

Nessa figura aparecem as componentes da constante de propagação no eixo x e z que são expressas por:

$$\beta = k \cdot n_1 \cdot \cos \phi . \quad (11a)$$

$$\kappa = k \cdot n_1 \cdot \sin \phi . \quad (11b)$$

Para podermos conhecer o deslocamento de fase destas frentes de onda, é necessário conhecer o deslocamento de fase devido às reflexões nas interfaces entre o núcleo e os meios externos ao mesmo. Isto pode ser obtido a partir do coeficiente de reflexão de Fresnel do raio totalmente refletido e com polarização perpendicular mostrado na figura acima. O coeficiente de reflexão de Fresnel é dado por:

$$r = \frac{A_r}{A_i} = \frac{n_1 \sin \phi + j \sqrt{n_1^2 \cos^2 \phi - n_0^2}}{n_1 \sin \phi - j \sqrt{n_1^2 \cos^2 \phi - n_0^2}} . \quad (12)$$

Este coeficiente também pode ser escrito da seguinte forma:

$$r = A + jB = \sqrt{A^2 + B^2} \angle \tan^{-1}(B / A) . \quad (13)$$

Portanto, a mudança de fase na reflexão é dada por:

$$\tan^{-1}(B/A) = -2 \tan^{-1} \frac{\sqrt{n_1^2 \cos^2 \phi - n_0^2}}{n_1 \cdot \sin \phi} = \phi \quad . \quad (14)$$

Por pertencerem à mesma frente de onda, ambos os raios, mostrados na Figura A3, têm a mesma fase nos pontos P e R. Para impor a condição de deslocamento de fase, a diferença de fase da frente de onda 1, após as reflexões no ponto S com relação à frente de onda 2, no ponto Q, deve ser nula, ou múltipla de 2π . Se não cumprir com essa condição, essa frente de onda sofrerá interferência destrutiva.

Para chegar na equação que representa a condição que permite a propagação destes raios com ângulo ϕ , devemos considerar a mudança de fase devido ao caminho óptico percorrido pelos raios 1 e 2 (distâncias $L_1 = \overline{RS}$ e $L_2 = \overline{PQ}$). As mudanças de fase nesses dois casos são dadas por:

$$\begin{aligned} \Delta\alpha_1 &= k \cdot n_1 \cdot L_1 = k \cdot n_1 \cdot 2 \cdot a \left(\frac{1}{\tan(\phi)} - \tan(\phi) \right) \cos(\phi) \\ \Delta\alpha_2 &= k \cdot n_1 \cdot L_2 = k \cdot n_1 \cdot \frac{2 \cdot a}{\sin(\phi)} \end{aligned} \quad . \quad (15)$$

No caso do raio 2, devemos considerar ainda as mudanças de fase devido às duas reflexões realizadas nos pontos R e S. Essa mudança é dada por 2ϕ (Equação 14). Dessa forma, para satisfazer a condição de interferência construtiva temos a seguinte equação:

$$k \cdot n_1 \cdot L_2 - (k \cdot n_1 \cdot L_1 + 2\phi) = 2 \cdot m \cdot \pi \quad m=0,1,2,3,\dots \quad . \quad (16)$$

Substituindo (14) e (15) em (16), temos a equação de dispersão:

$$\tan\left(k \cdot n_1 \cdot a \cdot \sin \phi - \frac{m \cdot \pi}{2}\right) = \frac{\sqrt{n_1^2 \cdot \cos^2 \phi - n_0^2}}{n_1 \cdot \sin \phi} \quad . \quad (17)$$

Os valores discretos de ϕ que satisfazem essa condição de propagação (equação de dispersão) são os modos guiados. Além disso, o modo correspondente ao menor valor de ϕ que satisfaz a equação (17) é chamado de modo fundamental ou modo 0 [23].

A.3. Distribuição de campos em guias SLAB convencionais

Esta seção tem por objetivo mostrar distribuições de campos típicas para guias SLAB convencionais, além de ilustrar o conceito de campo evanescente. Na Figura A1a, este tipo de guia é ilustrado, junto com o perfil de índice de refração ao longo do eixo x. A equação de onda para um guia SLAB, que foi apresentada na seção 2.2.1, no caso da polarização TE, é

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0. \quad (18)$$

Como mencionado naquela seção, a imposição das condições de contorno da estrutura SLAB, que é a simetria com relação ao eixo y (derivadas parciais em y nulas), implica o surgimento de duas polarizações distintas, a polarização transversal elétrica (TE) e a polarização transversal magnética (TM). No caso da polarização TE, as componentes não-nulas dos campos elétrico e magnético são E_y , H_x e H_z . No caso da polarização TM, as componentes não nulas dos campos elétrico e magnético são H_y , E_x e E_z . Isso leva ao surgimento de dois conjuntos desacoplados de equações que correspondem fisicamente às duas polarizações da luz existentes nesses guias.

No caso do guia convencional (SLAB) ilustrado na Figura A1a, a solução de forma analítica da equação de onda não apresenta grandes empecilhos. Essa solução é feita através da imposição das condições de contorno de continuidade de E_y e de H_z , nas interfaces.

Na Figura A4, é mostrada a distribuição de E_y para o modo TE_0 , ao longo do eixo x (ver Figura A1a) de um guia SLAB cujo índice do núcleo é 1,48, e os índices dos meios externos são iguais a 1,46. Essa distribuição foi obtida através do método TMM, descrito no Capítulo 3.

Figura A4 – Distribuição do campo elétrico do modo fundamental ao longo da seção de um guia SLAB cujo núcleo tem índice de refração igual a 1,48. Do lado direito da figura é indicado o perfil de índices de refração ao longo do guia SLAB.

É importante notar que a distribuição de campos mostrada na Figura A4 é simétrica com relação ao eixo y , ou seja, ela é idêntica para qualquer valor de y .

Como podemos ver, boa parte do campo está situada na região externa ao núcleo do guia de onda. Costuma-se chamar ao campo nessa região de campo evanescente. Esse campo é utilizado em algumas aplicações na área de sensoriamento para detectar, por exemplo, líquidos que absorvem luz de um determinado comprimento de onda. Esses líquidos são colocados diretamente sobre o núcleo, e a intensidade da potência medida será menor à medida em que a absorção do núcleo seja maior. Outro fato importante de se observar é que em guias fabricados sobre substrato de silício, é que o campo evanescente não atinja o substrato, que absorve em 633 nm. Se isto ocorrer, haverá uma atenuação do modo propagante ao longo do guiamento. Além disso, se o guia for fabricado com índice de refração do núcleo menor do que o índice do silício, poderá haver leakage.

Na Figura A5, é mostrada a distribuição de E_y para o modo TE_0 ao longo do eixo x de um guia cujo índice do núcleo é 1,7, e os índices dos meios externos são 1,46. Neste, a diferença de índices de refração entre o núcleo e os demais meios é bastante maior do que no caso da Figura A4. Essa maior diferença faz com que o campo fique mais confinado dentro do núcleo e, portanto, com que o campo evanescente estenda-se por uma menor região. Além disso, o fato de se ter

aumentado a diferença de índices e mantido a mesma espessura do núcleo ($1\text{ }\mu\text{m}$), faz com que surjam mais modos, além do fundamental (modo TE_0), que era único no caso da Figura A4. Assim, na Figura A6, é mostrado o modo TE_1 para este segundo guia SLAB apresentado. Nos guias convencionais, o modo fundamental possui um lóbulo, enquanto o modo 1 possui 2, o modo 2 possui 3 e assim por diante.

Figura A5 – Distribuição do campo elétrico do modo TE_0 , ao longo da seção de um guia SLAB, cujo núcleo tem índice de refração igual a 1,7. Do lado direito da figura é indicado o perfil de índices de refração ao longo do guia SLAB.

Figura A6 – Distribuição do campo elétrico do modo TE_1 , ao longo da seção de um guia SLAB, cujo núcleo tem índice de refração igual a 1,7. Do lado direito da figura é indicado o perfil de índices de refração ao longo do guia SLAB.

APÊNDICE B – Cavidades de Fabry-Perot

Uma cavidade Fabry-Perot é uma estrutura composta por um filme transparente imerso em um ou mais meios transparentes, de forma que um feixe de luz, de um determinado comprimento de onda, que incide na estrutura, é quase que totalmente transmitido, ou não, dependendo da geometria da e dos índices de refração dos materiais que compoem a estrutura. Além disso, o filme tem índice de refração mais alto do que os meios externos sendo que, quanto maior a diferença de índices entre o filme e esses meios, mais alta é a refletância ou transmitância da estrutura.

Para ilustrar o funcionamento de uma cavidade, consideremos a Figura B1, onde um filme de espessura igual a 'd' está imerso no ar.

Figura B1 – Exemplo de cavidade de Fabry-Perot

O comportamento dessa estrutura, ao se incidir um feixe de luz perpendicularmente a uma das interfaces ($\theta'=0$) pelo lado de fora da cavidade (Figura B1), vai variar de acordo com o comprimento de onda da luz incidente. Pode se mostrar que, para comprimentos de onda que satisfazem à condição: $d=m\cdot\lambda/2$ ($m = 1,2,\dots$), a transmitância da cavidade é máxima, e toda a potência é transmitida para o outro lado da cavidade. Essa condição corresponde à condição de interferência construtiva entre os componentes das múltiplas reflexões que ocorrem dentro da cavidade, que são transmitidos para o outro lado da cavidade.

Por outro lado, essa cavidade pode ser projetada de modo que para um determinado comprimento de onda, a interferência construtiva ocorra entre os componentes das múltiplas reflexões que são transmitidos de volta para o meio do

feixe incidente (os componentes refletidos pela estrutura, se olharmos a estrutura como uma caixa preta). Nesse caso, diz-se que a cavidade está em anti-ressonância, e a 'reflexão' da estrutura será máxima, para esse comprimento de onda. Pode se mostrar que, para que essa condição seja satisfeita, temos $d=m\lambda/4$ ($m = 1,2,\dots$).

Considerando ainda a Figura B1, temos um raio de luz que incide no filme formando um ângulo θ' com a normal à sua superfície, e sofrendo dentro dele múltiplas reflexões, sendo que parte da luz é transmitida de volta para o meio de onde ela incidiu e parte é transmitida para o meio oposto. A relação entre a luz transmitida, cujo campo elétrico é dado por E_t , e a luz incidente, cujo campo elétrico é dado por E_i , é

$$\frac{E_t}{E_i} = t \cdot t' \cdot (1 + r'^2 \cdot e^{i\delta} + r'^4 \cdot e^{2i\delta} + r'^6 \cdot e^{3i\delta} + \dots + r'^{2(p-1)} \cdot e^{(p-1)i\delta}) \quad \text{com } \delta = 2k_0 n d. \quad (1)$$

Na equação (1), temos que t e r são os coeficientes de transmissão e de reflexão de Fresnel para uma frente de onda incidente a partir do meio de índice de refração igual a n' . Além disso, t' e r' são os coeficientes de refração e de reflexão de Fresnel para uma frente de onda incidente a partir do meio de índice de refração igual a n .

A equação (1) é a soma de uma progressão geométrica (P.G.) cujo termo inicial é $a_0 = t \cdot t'$ e razão $q = r'^2 \cdot e^{i\delta}$. O resultado da soma dessa P.G. é igual a

$$\frac{E_t}{E_i} = \frac{t \cdot t'}{1 - r'^2 \cdot e^{i\delta}}. \quad (2)$$

Partindo de (2) e considerando as igualdades $T=t \cdot t'$ e $R+T=1$, onde R é refletância e T , a transmitância da camada, temos que a relação entre a potência de luz transmitida e a potência de luz incidente é igual a

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4 \cdot R \cdot \sin^2\left(\frac{2\pi \cdot n \cdot d}{\lambda}\right)}. \quad (3)$$

Consideremos um caso em que a refletância das interfaces entre o filme e os meios externos é dada por $R=0,8$, o comprimento de onda é igual a 633 nm e o ângulo de incidência θ' é igual a zero. Nesse caso, a transmitância, calculada através de (3), em função da espessura da cavidade de Fabry-Perot é mostrada na Figura B2. Nela, os estreitos picos de transmitância correspondem a espessuras que satisfazem à condição de ressonância da cavidade. Por outro lado, os pontos onde a transmitância é mínima, e a refletância é máxima, correspondem a espessuras que satisfazem à condição de anti-ressonância da cavidade. Podemos perceber que os picos de ressonância são bastante estreitos, o que não ocorre com os pontos de anti-ressonância.

Figura B2 – Transmitância da Cavidade de Fabry-Perot em função da espessura da mesma

APÊNDICE C – Interferômetro de Mach-Zehnder

Na Figura C3, temos uma ilustração do formato de um interferômetro Mach-Zehnder (IMZ) baseado em junções Y.

Figura C3 - Ilustração do interferômetro de Mach-Zehnder

Esta estrutura possui uma parte inicial (indicada pelo número 1, na Figura C3) cuja função é dividir igualmente a intensidade luminosa inserida na mesma entre os dois braços do interferômetro. Isso poder ser feito por uma junção Y, por um acoplador direcional, entre outros. Uma segunda parte (2) consiste em braços (guias de onda) diferentes, através dos quais parte da potência luminosa inicial se propaga. Uma terceira parte (3), tem a função de juntar a luz propagante nos dois braços da parte anterior.

Quando consideramos um interferômetro ideal, ou seja, sem perdas de atenuação e radiação, e com caminhos ópticos iguais (braços com o mesmo comprimento) temos que a intensidade de luz da entrada deve ser a mesma na saída. Isto ocorre pois a luz que é dividida entre os dois braços da primeira junção Y está em fase e, se o caminho óptico desses dois braços forem iguais, a luz que entrou em fase chegará em fase na segunda junção Y. Dessa maneira, haverá interferência construtiva das ondas eletromagnéticas e, assim, a intensidade de saída será igual à intensidade da entrada.

Supondo agora que os caminhos ópticos sejam diferentes, ou ocorra alteração do índice de refração em um dos braços, teremos a introdução de uma fase entre a onda de luz de um braço em relação à onda de luz do outro. Dessa

maneira, as ondas dos dois braços poderão não chegar mais em fase, acontecendo, assim, interferência destrutiva na segunda junção Y. Isso implicará a mudança da intensidade na saída do IMZ. A intensidade da luz na saída do interferômetro é dependente da fase introduzida em um dos braços. A equação abaixo mostra a relação entre a fase e a intensidade de saída [44], [45] e [46].

$$I_{OUT} = \frac{I_{IN}}{2} \cdot (1 + \cos(\alpha)) \quad (1)$$

Nessa equação, I_{out} é a intensidade de saída, I_{in} , a intensidade de entrada, e α é a diferença de fase da luz nos dois braços.

Nesse caso, se a diferença de fase entre os dois braços for igual a zero, a intensidade de luz na entrada é igual à intensidade de luz na saída, tal como descrito anteriormente. Já para uma diferença de 180° temos uma interferência totalmente destrutiva, implicando uma saída igual a 0.

Na Figura C4, é mostrado um gráfico representando o comportamento da intensidade de saída da luz em função da diferença de fase dos dois braços do interferômetro.

Figura C4 - Gráfico da intensidade relativa da saída em função da diferença de fase

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] BENAÏSSA, K.; NATHAN, A. Silicon anti-resonant reflecting optical waveguides for sensor applications. **Sensors and Actuators A**, v. 65, p. 33-44, 1998.
- [2] LLOBERA, A. **Integrated optics technology on silicon: optical transducers**. 2002. 252 p. Tese (Doutorado) – Universitat Autònoma de Barcelona, Barcelona, 2002.
- [3] GARCÉS, J. I. **Estudio teóricos y desarrollo experimental de guías de onda ópticas em tecnologia de silício: aplicación al diseño de sensores optoquímicos**. 1996. 241 p. Tese (Doutorado) – Universidad de Zaragoza, Zaragoza, 1996.
- [4] DUGUAY, M.A.; KOKUBUN, Y.; KOCH, T.L. Antiresonant Reflecting Optical Waveguides in SiO₂-Si Multilayer Structures. **Applied Physics Letters**, v. 49, n. 1, p. 13-15. 1986.
- [5] BABA, T.; KOKUBUN, Y. New Polarization-Insensitive Antiresonant reflecting Optical Waveguide (ARROW-B). **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 1, n. 8, p. 232-234, 1989.
- [6] PRIETO, F. et al. Integrated Mach–Zehnder interferometer based on ARROW structures for biosensor applications. **Sensors and Actuators B**, v. 92, p. 151-158, 2003.
- [7] HSU, S. H.; HUANG, Y. T. A Novel Mach–Zehnder Interferometer Based on Dual-ARROW Structures for Sensing Applications. **Journal of Lightwave Technology**, v. 23, n. 12, p. 4200-4206, 2005.
- [8] HUANG, Y. T.; JANG, C. H.; DENG, J. J. Antiresonant Reflecting Optical Waveguides Polarization Beam Splitters. **Journal of Lightwave Technology**, v. 24, n. 9, p. 3553-3560, 2006.
- [9] BABA, T.; KOKUBUN, Y. High efficiency light coupling from antiresonant reflecting optical waveguide to integrated photodetector using an antireflecting layer. **Applied Optics**, v. 29, p. 2781-2792, 1990.

- [10] BERNINI, R. et al. 2-D MMI Devices Based on Integrated Hollow ARROW Waveguides. **IEEE Journal of Selected Topics on Quantum Electronics**, v. 13, n. 2, p. 194-201, 2007.
- [11] PRIETO, F. et al. Design and Analysis of Silicon Antiresonant Reflecting Optical Waveguides for Evanscent Field Sensor. **Journal of Lightwave Technology**, v. 18, n. 7, p. 966-972, 2000.
- [12] PLAZA A. J. et al. BESOI-Based Integrated Optical Silicon Accelerometer. **Journal of Microelectromechanical Systems**, v. 13, n. 2, p. 355-364, 2004.
- [13] SCHMIDT, H; HAWKINS, A. R. Optofluidic waveguides: I. Concepts and implementations. **Microfluidics and Nanofluidics**, Ago. 2007. No preto.
- [14] YIN, D.; DEAMER, D. W.; SCHMIDT H. Integrated optical waveguides with liquid cores. **Applied Physics Letters**, v. 85, n. 16, p. 3477-3479, 2004.
- [15] BERNINI, R. et al. Development and characterization of an integrated silicon micro flow cytometer. **Anal. Bioanal. Chem.** v. 86, n. 3, p. 1267-1272, 2006.
- [16] CAMPOPIANO, S. et al. Microfluidic sensor based on integrated optical hollow waveguides. **Opt. Lett.** v. 29, n.16, p. 1894-1896, 2004.
- [17] BERNINI, R. et al. Silicon Micromachined Hollow Optical Waveguides for Sensing Applications. **IEEE Journal of Selected Topics on Quantum Electronics**, v. 8, n. 1, p. 106-110, 2002.
- [18] Guerre, R.; Fahrni, F.; Renaud, P. Fast 10- μ s Microelectromechanical Optical Switch Inside a Planar Hollow Waveguide (PHW). **Journal of Lightwave Technology**, v. 24, n. 3, p. 1486-1498, 2006.
- [19] ALAYO, M. I. **Estudo e Otimização das Propriedades Estruturais, Ópticas e Elétricas de Películas de SiO_xN_y Depositadas por PECVD para Aplicações em Dispositivos MOS, Microestruturas e Guias de Onda.** 2000. 135 p. Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo, Brasil, 2000.
- [20] AZZAM, R. M. A.; BASHARA, N. M. **Ellipsometry and Polarized light.** Amsterdam: North-Holland Publishing Co., 1977.

- [21] NORO, H.; NAKAYAMA, T. A new approach to scalar and semivector mode analysis of optical waveguides. **Journal of Lightwave Technology**, v. 14, n. 6, p. 1546-1556, 1996.

- [22] URANUS, H.P. **Guiding Light by and beyond the Total Internal Reflection Mechanism**. 210 p. Tese (Doutorado) – Universidade de Twente, Holanda, 2005.

- [23] OKAMOTO, K, **Fundamentals of Optical Waveguides**. San Diego: Academic Press, 2000.

- [24] KIM, C. M.; RAMASWAMY, R. V. Modeling of graded-index channel waveguides using Nonuniform Finite Difference Method. **Journal of Lightwave Technology**, v. 7, n. 10, p. 1581-1589, 1989.

- [25] BERENGER, J. P. A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. **Journal of Computational Physics**, v. 114, p. 185-200, 1994.

- [26] HUANG, W. P. et al. The Perfectly Matched Layer Absorbing Boundary Conditions for Modal Analysis of Optical Waveguides: Leaky Mode Calculation. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 8, n. 5, p. 652-654, 1996.

- [27] RAPPAPORT, C. M. Perfectly Matched Absorbing Boundary Conditions Based on Anisotropic Lossy Mapping of Space. **IEEE Microwave and Guided Wave Letters**, v. 5, n. 3, p. 90-92, 1995.

- [28] BERRY, G.M. et al. Analysis of multilayer semiconductor rib waveguides with high refractive index substrate. **Electron. Lett.**, v. 29, n. 22, p. 1941-1942, 1993.

- [29] HERNANDEZ-FIGUEROA, H.E. et al., Vectorial finite element modeling of 2D leaky waveguides. **Trans. Magnetics**, v. 31, n. 3, p. 1710-1713, 1995.

- [30] TSUJI, Y.; KOSHIBA, M. Guided-mode and leaky-mode analysis by imaginary distance beam propagation method based on finite element scheme. **J. Lightwave Technol.**, v. 18, n. 4, p. 618-623, 2000.

- [31] SELLERI, S. et al., Complex FEM modal solver of optical waveguides with PML boundary conditions. **Opt. Quantum Electron.**, v. 33, n. 4-5, p. 359-371, 2001.
- [32] OBAYYA, S.S.A.; GRATAN, K.T.V.; EL-MIKATI, H. A. Full vectorial finite-element-based imaginary distance beam propagation solution of complex modes in optical waveguides. **Journal of Lightwave Technology**, v. 20, n. 6, p. 1054-1060, 2002.
- [33] PEREYRA, I. ; ALAYO, M. I. High Quality Low Temperature DPECVD Silicon Dioxide. **Journal of Non-Crystalline Solids**, v. 212, p. 225-231, 1997.
- [34] CRIADO, D. P. S. **Estudo e produção de filmes de oxinitreto de silício (SiOxNy), pela técnica de PECVD**. 2003. 68 p. Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo, São Paulo, 2003.
- [35] ALAYO, M.I.; CRIADO, D; GONCALVES, L.C.D. et al. Deposition and characterization of silicon oxynitride for integrated optical applications. **Journal of Non-Crystalline Solids**, v. 338-40, p. 76-80, 2004.
- [36] CARREÑO, M. N. P.; PEREYRA, I.; FANTINI, M. C. A. et al. Microvoids in diamond like amorphous Silicon Carbide. **Journal of Applied Physics**, v. 75, n. 1, p. 538-542, 1994.
- [37] ALBERTIN, K. F. **Estudo de Camadas Dielétricas para aplicação em Capacitores MOS**. 2007. Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo, São Paulo, 2007.
- [38] Alayo, M. I. ; Pereyra, I. ; Carreño, M. N. P. Thick SiOxNy and SiO2 Films Obtained by PECVD Technique at Low Temperatures. **Thin Solid Films**, v. 332, p. 40-45, 1998.
- [39] DALDOSSO, N. et al. Comparison Among Various Si3N4 Waveguide Geometries Grown Within a CMOS Fabrication Pilot Line. **Journal of Lightwave Technology**, v. 22, p. 1734-1740, 2004.
- [40] OLIVEIRA, A.R. ; PEREYRA, I. ; CARRENO, M.N.P. Structural and electrical properties of low-temperature PECVD SiC/c-Si heterostructures. **Materials Science & Engineering - B**, v. 112, p. 144-146, 2004.

- [41] Pandraud, G. et al. PECVD SiC optical waveguide loss and mode characteristics. **Optics and Laser Technology**, v.39, p. 532-536, 2005.
- [42] SIARKOWSKI, A. L. **Implementação de sensores ópticos integrados para aplicações em análises químicas e ambientais**. 2007. 108 p. Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo, São Paulo, 2003.
- [43] TIEN, P. K. Light Waves in Thin Films and Integrated Optics. **Applied Optics**, v. 10, n. 11, p. 2395-2413, 1971.
- [44] PELLETIER, N. et al. Single-Mode Rib Optical Waveguides on SOG/SU-8 Polymer and Integrated Mach-Zehnder for Designing Thermal Sensors. **IEEE Sensors Journal**, v. 6, n.3, p. 565-570, 2006.
- [45] MAYER, R. A. et al. Thin-film thermo-optic Ge-Sil Mach-Zehnder interferometer. **Optics Letters**, v. 17, n. 24, p. 1812-1814, 1992.
- [46] WU, C. et al. Design optimization for micromachined low power Mach-Zehnder thermo-optic switch. **Applied Physics Letters**, v. 89, p.121121-3, 2006.