



UNICAMP

Luís Alberto Mijam Barêa

***Desenvolvimento de Estruturas Monolíticas
de Guias de Ondas Acoplados a Micro-
Cavidades***

Este exemplar corresponde à redação final da Dissertação de Mestrado defendida pelo aluno Luís Alberto Mijam Barêa e aprovada pela Comissão Julgadora.

Tese de Mestrado apresentada ao Instituto de Física “Gleb Wataghin” para obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Newton C. Frateschi

Campinas, 30 de novembro de 2010

Campinas, SP
2010

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW – UNICAMP**

B237d Barêa, Luís Alberto Mijam
Desenvolvimento de estruturas monolíticas de guias de ondas
acoplados a micro-cavidades / Luís Alberto Mijam Barêa. –
Campinas, SP : [s.n.], 2010.

Orientador: Newton Cesário Freteschi.
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas,
Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Guias de ondas. 2. Microcavidades óticas. 3. Mistura de
quatro ondas. 4. Efeitos óticos não-lineares. I. Frateschi, Newton
Cesário. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física
"Gleb Wataghin". III. Título.

(vsv/ifgw)

- **Título em inglês:** Development of monolithic structures with waveguides coupled to microcavities
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
 - 1. Waveguides
 - 2. Optical microcavities
 - 3. Four-wave mixing
 - 4. Nonlinear optical effects
- **Área de Concentração:** Física da Matéria Condensada
- **Titulação:** Mestre em Física
- **Banca Examinadora:**
Prof. Newton Cesário Frateschi
Prof. Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro
Prof. Hugo Enrique Hernández Figueroa
- **Data da Defesa:** 04-10-2010
- **Programa de Pós-Graduação em:** Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE LUÍS ALBERTO MIJAM BARÊA - RA 024424, APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN" DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 04/10/2010.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Newton Cesário Frateschi – DFA/IFGW/UNICAMP
(Orientador do Candidato)

Prof. Dr. Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro – DEQ/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Hugo Enrique Hernández Figueroa – DMO/FEEC/UNICAMP

Agradecimentos

Agradeço, primeiramente, a Deus por ter me capacitado para execução deste trabalho e ter colocado em meu caminho pessoas capazes de me ajudarem sem medir esforços, tais como:

A minha família, que sempre me apoiou em todas as minhas decisões. Em especial, ao meu pai Roque A. M. Barêa e a minha mãe Lucila F. B. Barêa, que são os principais responsáveis por tudo que consegui até hoje e por todas as minhas vitórias na vida.

Também registro minha eterna gratidão a minha noiva, Jussara de Cássia Bueno, por estar sempre ao meu lado, atenciosa e carinhosa, me apoiando nas dificuldades e comemorando junto comigo todas as nossas vitórias.

Particularmente, agradeço ao meu orientador Dr. Newton Cesário Frateschi, que participou fortemente do meu processo de formação acadêmica, desde a graduação até os dias atuais. Embora sempre atarefado, esteve sempre presente, tornando possível a elaboração e conclusão de mais um trabalho dentre muitos que nós já concluímos juntos.

Um agradecimento especial a Antônio Augusto de Godoy von Zuben, físico do Laboratório de Pesquisa em Dispositivos e responsável por todo o meu conhecimento de processamento adquirido até hoje. Também registro um grande agradecimento ao Dr. Alfredo do Centro de Componentes Semicondutores, que me auxiliou em todos os trabalhos realizados no FIB e a todos os técnicos que colaboraram com este trabalho.

Segue um abraço a todos os companheiros de pesquisa, David, Paulão, Felipe, Adenir, Betão, Arthur, Júlio, Débora, Daniel, Joel, Elohin, Aeliton e tantos outros amigos. Todos

participaram de alguma forma nesse trabalho e do meu processo de formação não só na minha vida acadêmica, mas como pessoa.

Sou grato à Maria Ignêz, Gilvani e Armando pela constante boa vontade em me auxiliar com as documentações ao longo do curso e nos processos finais de conclusão e defesa de tese.

Gostaria de agradecer ao Prof. Hugo Fragnito pelo empréstimo de vários equipamentos que permitiram a realização das medidas apresentadas nessa dissertação e aos professores Cristiano Cordeiro e Lucila Cescato, pelas discussões que resultaram em melhorias nessa dissertação. Também agradeço aos professores Vilson R. Almeida, Hugo Figueroa e aos seus alunos, pela grande ajuda nas simulações deste trabalho.

Para finalizar, agradeço o investimento realizado pelas agências de fomento FAPESP e CNPQ. Em especial a FAPESP, pela bolsa de mestrado e pela ajuda através do projeto CEPOF. Além disso, agradeço ao Instituto de Física “Gleb Wataghin” e ao Centro de Componentes Semicondutores (CCS) toda infra-estrutura necessária para conclusão deste trabalho.

Resumo

As micro-cavidades ópticas são componentes essenciais em sistemas ópticos integrados, pois elas permitem capturar seletivamente, liberar e armazenar fótons, além de promoverem suas interações. Como exemplo, os micro-discos e micro-anéis são elementos que proporcionam tempos de vidas fotônicos extremamente longos, que podem ser utilizados tanto para filtros espectrais quanto para interações de fótons com alta eficiência não linear. Seu pequeno volume e seu alto tempo de vida fotônico são importantes para promoção eficiente de efeitos ópticos não lineares e, especialmente, o processo de mistura de quatro ondas com uma única frequência de bombeio.

No entanto, acoplar luz em um ressonador ainda é realizado com integrações híbridas utilizando fibras estranguladas. Nesta dissertação, nós apresentamos uma nova técnica para a fabricação de estruturas com ressonadores integrados monoliticamente a guias de ondas planares estrangulados, baseados em camadas de $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ depositadas sobre silício.

Para isto, foi utilizada uma técnica que combina a nano fabricação, baseada em corrosões com um feixe de íons focalizados (FIB), com a técnica convencional de micro fabricação. Utilizando esta combinação, foi possível fabricar ressonadores acoplados a guias de ondas estrangulados e caracterizá-los. Para finalizar, nós observamos a geração de fótons em uma ressonância de um micro-anel devido ao efeito não linear de mistura de quatro ondas gerada pelo bombeio em uma ressonância subsequente do anel.

Palavras-chave: Guias de ondas, micro-cavidades ópticas, mistura de quatro ondas, efeitos ópticos não lineares.

Abstract

Optical microcavities are essential components in optical integrated systems for they provide selective capture, release, and storage of photons as well as interaction with matter and other photons. As an example, micro-disks and micro-rings are elements that provide extremely long photon lifetime that can be used for spectral filtering as well for highly efficient non-linear photon interaction. For instance, its small volume and the high photonic lifetime are very important for the efficient promotion of nonlinear effects and, specially, the four wave-mixing (FWM) process with a single pumping frequency.

However, coupling light to and from the resonator is still achieved with hybrid integration using tapered silica fibers. But, in this dissertation, we present a new technique for the fabrication of structures with monolithically integrated resonators and planar tapered waveguides, all based in $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ layers deposited on silicon.

We use an approach that combines nano fabrication techniques based on focused ion beam (FIB) milling and conventional micro fabrication techniques. Using this approach, we could fabricate resonators coupled to tapered waveguides and characterize them. Finally, we observed the photon generation at a micro-ring resonance due to four-wave mixing generated by pumping at a subsequent micro-ring resonance.

Keywords: waveguides, optical microcavities, four-wave mixing, nonlinear optical effects

*Dedico esta tese aos meus pais, minha noiva
e queridos irmãos.*

Sumário

Lista de Figuras	xv
Lista de Acrônimos e Símbolos	xx
Introdução	1
1.1 Uma breve história	1
1.2 A nossa proposta	5
1.3 Organização dos capítulos.....	6
1.4 Referências do capítulo.....	7
Descrição teórica, simulações e projeto dos guias de ondas acoplados a micro-cavidades.....	11
2.1. Introdução	11
2.2. O básico de guias de ondas	12
2.3. Equação de onda em Guias dielétricos.....	20
2.4. Guias dielétricos retangulares.....	24
2.4.1. Modos dos guias retangulares.....	25
2.4.2. Método do índice de refração efetivo	25
2.4.3. Simulação do guia de onda.....	28
2.5. Micro-cavidades Ópticas.....	37
2.5.1. Propriedades Básicas	38
2.6. Micro-cavidades Ópticas acopladas a guias de Onda.....	42
2.6.1. Teoria básica de Acoplamento	42
2.6.2. Simulações dos guias de nitreto estrangulados acoplados às micro-cavidades	46
2.7. Mistura de quatro ondas.....	50
2.8. Resumo do capítulo	52
2.9. Referências do capítulo.....	53
Fabricação dos dispositivos.....	57
3.1. Introdução	57
3.2. Fabricação dos guias de ondas acoplados às micro-cavidades.....	58
3.2.1. Fabricação da estrutura	58
3.2.2. Processamento litográfico.....	60

3.2.3.	Corrosão úmida dos guias de nitreto	62
3.2.4.	Processamento com feixe de íons focalizados - FIB.....	63
3.2.5.	Revestimento com dióxido de silício, desbaste e clivagem dos guias de ondas	70
3.3.	Resumo do capítulo	71
3.4.	Bibliografia.....	71
Caracterização dos dispositivos.....		73
4.1.	Introdução	73
4.2.	Bancada de medidas	73
4.3.	Caracterização óptica.....	76
4.3.1.	Guias retangulares de nitreto de silício	78
4.3.2.	Guias retangulares estrangulados de nitreto de silício.....	81
4.3.3.	Guias retangulares estrangulados acoplados a micro-discos.....	83
4.3.4.	Guias retangulares estrangulados acoplados a micro-anéis.....	86
4.4.	Resumo do capítulo	92
4.5.	Bibliografia.....	92
Conclusão e planos futuros.....		95
Apêndice A		99
Trabalhos Publicados pelo autor		101

Lista de Figuras

Figura 2.1: (a) Raio de luz refratada e refletida na interface dos dois meios. (b) Reflexão total interna nas interfaces, demonstrando o conceito de guia de onda.	12
Figura 2. 2. Gráfico da refletância em função do ângulo de incidência para um guia de onda com núcleo de nitreto de silício e revestimento de óxido de silício.	15
Figura 2. 3. Propagação da onda por reflexão total interna em um guia de altura h.....	16
Figura 2. 4. Solução gráfica da equação de autovalores para os modos em um guia planar de nitreto de silício, envolto por dióxido de silício.....	19
Figura 2. 5. (a) Forma do campo elétrico para o modo fundamental, propagando em um guia de nitreto de silício com núcleo de 0,3 μ m. (b) Intensidade do modo fundamental calculada a partir do campo elétrico.....	24
Figura 2. 6. Seção transversal dos guias de ondas retangulares.	25
Figura 2. 7. (a) Guia de onda retangular; (b) Decomposição do guia de onda retangular em dois guias de onda planos: horizontal e vertical, respectivamente.	26
Figura 2. 8. (a) Esquema 3D do projeto de guia de onda e em (b) a seção transversal do guia, indicando os materiais utilizados.....	29
Figura 2. 9. A figura à esquerda mostra o guia de onda dielétrico retangular simulado no programa Comsol, com as dimensões e a malha utilizada. À direita temos um zoom para melhor visualização da malha utilizada.	30
Figura 2. 10. Resultados da simulação do campo elétrico para o guia de onda dielétrico retangular mostrado na Figura 2. 9, com largura $w=10\mu$ m. São mostrados as amplitudes do campo elétrico dos modos (a) $TE'_{0,0}$ e (b) $TE'_{0,1}$, em unidades de V/m. Em (c) e (d) temos o fluxo de potência (W/m^2) para os dois primeiros modos observados em (a) e (b), respectivamente.....	31
Figura 2. 11. Simulação do campo elétrico em unidades de V/m para o guia estrangulado de 0,5 μ m em (a) e 0,2 μ m em (b). Em cada um dos resultados é mostrado um zoom da região estrangulada, indicando a parcela de campo fora do guia, referente ao decaimento do campo elétrico para $1/e$	32

Figura 2. 12. Guia de onda estrangulado, com comprimento de 1mm. A região central do estrangulamento é ampliada, mostrando que o guia é estrangulado ao longo de 90 μm de comprimento, indo de 10 μm de largura para 0,5 μm ou 0,2 μm de largura. Na sequência, ele retorna aos 10 μm de largura, novamente ao longo de 90 μm de comprimento. Nesta figura também é mostrada a seção transversal do guia, utilizado na simulação.....33

Figura 2. 13. (a) Potência medida pelos monitores virtuais de potência na entrada e saída dos guias de ondas retangulares sem estrangulamento e com estrangulamento de 0,2 μm . (b) Zoom nos máximos de potência mostrados no item (a).....35

Figura 2. 14. Potência medida pelos monitores virtuais de potência na entrada e saída dos guias de ondas retangulares sem estrangulamento e com estrangulamento de 0,5 μm36

Figura 2. 15. Desenho esquemático da distribuição da energia eletromagnética planar de um micro-disco e a trajetória poligonal do fóton no interior da cavidade. (b) Distribuição de potência WGM calculada sobre a superfície de um micro-disco.....38

Figura 2. 16. Espectro de um micro-disco de raio 25 μm42

Figura 2. 17. Esquema geral de um guia de onda dielétrico acoplado a um micro-ressonador. 44

Figura 2. 18. Guia de onda estrangulado com uma micro-cavidade acoplada. Nesta figura é mostrada a seção transversal do guia e ampliada a região simulada no Fullwave, exibindo as dimensões da região estrangulada do guia.....46

Figura 2. 19. (a) Espectro da intensidade óptica normalizada em função do comprimento de onda variado na entrada do guia estrangulado (0,5 μm) acoplado a um anel de raio 12,5 μm , com gaps variando de 150nm a 300nm. (b) O mesmo espectro anterior, porém, para um guia estrangulado de 0,2 μm , acoplado a uma micro-cavidade de raio 12,5 μm e gap otimizado de 300nm. As linhas pontilhadas em vermelho representam o espectro de acoplamento do anel medido pelo monitor de potência posicionado dentro do anel.49

Figura 2. 20. Imagem da simulação do acoplamento entre um guia estrangulado de 0,5 μm e com um gap de 200 nm. O bombeio é contínuo com o comprimento de onda ressonante da cavidade (1,554 μm).50

Figura 3.1. Esquema representando a seção transversal da estrutura que deverá ser fabricada para o processamento dos guias de ondas de nitreto de silício sobre dióxido de silício.59

Figura 3.2. Padrão projetado para fotogração dos guias de onda acoplados a quadrados, onde serão fabricados os estrangulamentos e as micro-cavidades, na segunda parte do processamento.

Este padrão é repetido em uma máscara de 3 polegadas. As cruzes indicam as marcas de clivagem, para obter guias de 1 mm.61

Figura 3.3. Imagem de microscopia eletrônica de varredura dos guias de ondas fabricados pelo processo descrito acima. Ao lado da imagem é mostrado um esquema representando a seção transversal dos guias de ondas.63

Figura 3.4. (a) Foto do sistema de feixe de íons focalizados localizado no Centro de Componentes Semicondutores da UNICAMP. (b) Esquema do sistema, mostrando a disposição do microscópio eletrônico de varredura (SEM), do feixe de íons focalizados (FIB) e do Sistema de injeção de gases (GIS).....64

Figura 3.5. (a) Imagem em formato bitmap do guia de onda estrangulado que será fabricado. Esta imagem possui 10 μm de largura e 180 μm de comprimento, sendo estrangulada ao longo dos primeiros 90 μm , chegando a 0,2 μm no centro e retornando aos 10 μm na sua saída, após percorrer os últimos 90 μm do guia. (b) Imagem bitmap de um guia de onda estrangulado acoplado a uma micro-cavidade em forma de disco de raio 50 μm . Em ambas as imagens, as partes em preto é onde o FIB fará a corrosão, e o interior das imagens em branco, mostram como ficará após a corrosão.....66

Figura 3.6. (a) Imagem de íons para a máscara virtual (em amarelo) do guia de onda estrangulado sobreposta ao guia de onda previamente fabricado. A foto inserida é uma imagem de íons para o guia antes do posicionamento da máscara virtual; (b) Imagem de íons da máscara virtual do guia de onda estrangulado acoplado a um micro-disco, sobreposta ao guia de onda unido ao quadrado. A figura inserida mostra uma imagem de íons do guia unido ao quadrado antes do posicionamento da máscara virtual.....67

Figura 3.7. Imagem de microscopia eletrônica de varredura do guia de onda estrangulado fabricado utilizando uma corrosão por FIB, com uma tensão de 30 kV, corrente de 50 pA e um tempo de 30 minutos de corrosão. Detalhes do guia: comprimento de 180 μm , com largura inicial de 10 μm , estrangulado ao longo de 90 μm para uma largura de 0,2 μm , retomando os 10 μm na saída, após percorrer os últimos 90 μm68

Figura 3.8. Imagem de microscopia eletrônica de varredura do guia de onda estrangulado acoplado a um micro-disco de raio 50 μm , fabricado utilizando uma corrosão por FIB, com uma tensão de 30 kV, corrente de 50 pA e um tempo de 45 minutos de corrosão. Detalhes dispositivo: guia estrangulado de comprimento de 180 μm , com largura inicial de 10 μm , estrangulado ao longo de 90 μm para uma largura de 0,5 μm , retomando os 10 μm na saída, após percorrer os últimos 90 μm . O micro-disco está separado do guia estrangulado por um gap de 200 nm.....69

Figura 3.9. Imagem de microscopia eletrônica de varredura de guia de onda estrangulado de 0,5 μm acoplado a um micro-anel de raio 50 μm e largura 0,5 μm , com um gap de 200 nm entre o

anel e o guia estrangulado. A figura inserida mostra a máscara virtual utilizada (disco amarelo de raio $49,5\ \mu\text{m}$) posicionada sobre o disco previamente fabricado e acoplado ao guia estrangulado. Condições de corrosão: 30kV, 1nA por 5 minutos.....69

Figura 4.1. Bancada de medidas utilizada para caracterização dos dispositivos fabricados. Em detalhe é mostrado a micro-lente utilizada para o acoplamento na entrada e saída do guia e a base com vácuo e controle de temperatura.74

Figura 4.2. Esquema da bancada de medidas para caracterização dos dispositivos fabricados, mostrada na figura 4.1.75

Figura 4.3. Montagem experimental para acoplar um laser semiconductor vermelho em uma fibra óptica.76

Figura 4.4. (a) Imagem de microscopia eletrônica de varredura dos guias de ondas fabricados e utilizados para testar o alinhamento; (b) Imagem de microscopia óptica de um laser de semiconductor vermelho sendo guiado através de um guia de onda retangular sem estrangulamento, com comprimento $L = 500\ \mu\text{m}$77

Figura 4.5. (a) Imagem de uma câmera infravermelha dos máximos de intensidade na saída do guia linear de comprimento $500\ \mu\text{m}$, bombeado com um laser de $1,5\ \mu\text{m}$; (b) Um dos modos simulado no capítulo 2 para este guia retangular multimodo, parecido ao observado na imagem da câmera mostrado em (a).78

Figura 4.6. Intensidade normalizada medida na saída do guia linear de comprimento $500\ \mu\text{m}$ e largura $10\ \mu\text{m}$, em função do comprimento de onda variado na entrada do guia. A figura inserida mostra a entrada e saída do guia onde foi feito o bombeio do laser e a coleta do sinal79

Figura 4.7. Transformada de Fourier do espectro medido na figura 4.6 para um guia linear de comprimento $L=500\ \mu\text{m}$. O máximo de amplitude indica que as modulações possuem um espaçamento de aproximadamente $1,51\text{nm}$, próximo ao esperado teoricamente para o FSR desta cavidade ($1,50\text{nm}$).81

Figura 4.8. Imagem de uma câmera infravermelha dos máximos de intensidade na saída do guia de onda estrangulado de comprimento $2500\ \mu\text{m}$, bombeado com um laser de $1,55\ \mu\text{m}$82

Figura 4.9. Intensidade normalizada medida na saída do guia linear de comprimento $2500\ \mu\text{m}$, estrangulado no centro como mostrado na figura 3.8, em função do comprimento de onda variado na entrada. A figura inserida mostra a entrada e saída do dispositivo caracterizado.....82

Figura 4.10. Transformada de Fourier do espectro medido na figura 4.9 para um guia de onda de comprimento $L=2500\text{ }\mu\text{m}$, estrangulado no centro. O máximo de amplitude indica que as modulações possuem um espaçamento de aproximadamente $0,28\text{ nm}$, próximo ao esperado teoricamente para o FSR desta cavidade ($0,30\text{ nm}$).	83
Figura 4.11. Espectro medido na saída do guia com guia estrangulado acoplado a um microdisco de raio $R=25\mu\text{m}$. A figura inserida neste gráfico mostra a entrada e a saída do dispositivo caracterizado.	84
Figura 4.12. (a) Simulação do espectro de um micro-disco de nitreto de silício ($R=25\mu\text{m}$) utilizando a teoria mostrada no anexo I. (b) Sobreposição do espectro de transmissão do guia medido e do espectro do micro-disco simulado.....	86
Figura 4.13. Espectro de transmissão medido para um dispositivo contendo um guia de onda de comprimento $2100\mu\text{m}$, largura inicial $10\mu\text{m}$ e estrangulado para 500nm na região de acoplamento. A micro-cavidade acoplada tem a forma de anel de raio $25\mu\text{m}$, largura 500nm e está separada do guia estrangulado por um gap de 200nm . A figura inserida mostra a entrada e saída do dispositivo caracterizado.	87
Figura 4.14. Transformada de Fourier do espectro de transmissão da figura 4.13. Como resultado, é possível observar dois máximos referentes ao FSR do guia de onda e do anel.	88
Figura 4.15. Espectro de transmissão medido (curva vermelha) plotado junto ao espectro de transmissão simulado para este dispositivo (curva cinza) e ao espectro do anel de raio $25\mu\text{m}$ (curva verde). As simulações foram realizadas utilizando o FullWave/FDTD da R-Soft, como mostrado no capítulo 2.....	89
Figura 4.16. (a) Esquema do experimento realizado, mostrando a variação do comprimento de onda na entrada do guia junto com um bombeio em uma ressonância do anel de raio $25\mu\text{m}$. Na saída do dispositivo é medida a variação do sinal em função da variação do comprimento de onda. (b) Sobreposição do espectro de transmissão (pontos vermelhos) medido sem o bombeio contínuo, com o espectro de transmissão do mesmo dispositivo, porém, medido junto com um bombeio contínuo em $1558,55\text{nm}$ (curva verde).....	91
Figura B.1: Espectro de um micro-disco passivo de raio $25\mu\text{m}$	100

Lista de Acrônimos e Símbolos

FIB: *Focused Ion Beam* (Feixe de Íons Focalizados)

CMOS: *Complementary Metal-Oxide-Semiconductor* (Semicondutor Metal-Óxido Complementar)

ECR: *Electron Cyclotron Resonance* (Ressonância Ciclotrônica de Elétron)

SEM: *Scanning Electron Microscope* (Microscopia Eletrônica de Varredura)

OSA: *Optical Spectrum Analyzer* (Analisador de Espectro Óptico)

WDM: *Wavelength-division multiplexing* (Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda)

WGM: *Whispering Gallery Modes* (Modos de Galeria de Sussurros)

VLSI: *Very-Large-Scale Integration* (Integração em Escala muito Larga)

FSR: *Free Spectral Range* (espaçamento espectral livre)

FDTD: *Finite-difference Time-domain* (Diferenças Finitas no Domínio do Tempo)

BPM: *Beam Propagation Method* (Método de Propagação de Feixes)

E – Vetor campo elétrico

H - Vetor campo magnético

D – Vetor deslocamento elétrico

B – Vetor indução magnética

μ_0 - Permeabilidade magnética

ϵ_0 – Permissividade do vácuo

μ - Permeabilidade magnética

ϵ - Permissividade elétrica do meio

X – Susceptibilidade magnética

ρ – Densidade de Cargas

J – Densidade de corrente

n – Índice de refração

N_{ef} - Índice de refração efetivo

$N_{\text{ef Total}}$ - Índice de refração efetivo total

θ_c – Ângulo crítico

r - Coeficiente de reflexão de Fresnel

R - Refletância

$\mathbf{K}$ – Vetor de onda

β - vetor de onda longitudinal

c - Velocidade da luz.

Q - Fator de qualidade

F - Finesse

CAPÍTULO 1

Introdução

1.1 Uma breve história

Os grandes avanços da óptica aplicada ao controle e propagação da luz ocorreram principalmente no século XX. Os estudos pioneiros sobre a propagação da luz em guias de ondas dielétricos parecem ter sido os de Hondros e Debye (1), em 1910. Neste trabalho foi apresentado o primeiro estudo teórico da propagação modal ao longo de um cilindro dielétrico. Mais adiante, estudos experimentais deste tipo de propagação foram feitos por Zahn (2) em 1916 e Schriever (3) em 1920.

Nas décadas seguintes, principalmente após a invenção do laser em meados da década de 60, os estudos da propagação da luz e os trabalhos na área de fibras ópticas tiveram um enorme avanço. Em 1971 foi ultrapassado o valor de atenuação na fibra de 20 dB/km, permitindo um grande desenvolvimento industrial desta tecnologia. No domínio da óptica integrada, os primeiros guias de ondas planares começaram a ser fabricados de forma sistemática (4). Seguindo estes avanços, nesta mesma época, os primeiros fenômenos não lineares em guias de ondas começaram a ser verificados. Isso somente foi possível graças aos avanços dos estudos de acoplamento de luz em guias de ondas, o que possibilitou bombear os novos guias fabricados com altas potências decorrentes dos primeiros lasers obtidos.

Os primeiros fenômenos não lineares observados foram de segunda ordem, tais como a geração de harmônicos (5) (6) e a amplificação paramétrica (7). Na sequência, foram evidenciadas as interações não lineares de terceira ordem, merecendo destaque a propagação não linear por efeito Kerr (8) (9) e a mistura de quatro ondas (10) (11), que despertam grande interesse científico até os dias atuais.

Saltando para década de 90, após a explosão da internet, a sede de informação e a necessidade de estar sempre “conectado” gerou uma nova era das comunicações. Junto com esta nova era, surgiu à necessidade de tecnologias com maior largura de

banda para acompanhar o desempenho dos novos processadores. Devido à lei de Moore (12), a informática tornou-se menos limitada pelo desempenho do computador do que pela taxa de transferência de dados entre o computador e o mundo. Neste panorama, as soluções de fibra óptica passaram a substituir as soluções à base de cobre, que já não podiam mais satisfazer as necessidades mundiais de comunicação. Além disso, os dispositivos ópticos a base de compostos III-V passaram a dominar esta nova área da óptica, surgindo, porém, com dispositivos ópticos grandes, caros e tipicamente montados a mão, com pouquíssima automação.

Na tentativa de mudar estes padrões, no início do século XXI, o interesse se voltou em buscar novas tecnologias que atendessem as necessidades da telecomunicação, reduzindo custos, dimensões e permitindo atender o mercado de massa, ou seja, com produções em alto volume. Neste sentido, os estudos na área da integração fotônica deram um grande salto e o interesse de muitos pesquisadores voltou-se para a busca do domínio da capacidade de incorporar funcionalidades fotônicas em circuitos integrados de larga escala (VLSI) de silício. Dentro dessa euforia, surgiu a pergunta: Porque não “siliconizar” a fotônica? Este grande interesse pelo silício deve-se às muitas vantagens que ele oferece como uma plataforma para fotônica integrada, permitindo a construção de complexos sistemas optoeletrônicos, com baixos custos e possibilitando ter um controle eletrônico integrado. Este assunto vem despertando muito interesse nos últimos anos, especialmente para aplicações como transferência de dados, em alta velocidade, de um chip para outro. Porém, o desafio particular dessa nova tecnologia é o desenvolvimento de fontes ópticas apropriadas a estes novos sistemas, permitindo gerar múltiplos comprimentos de ondas coerentes e integrados em um mesmo chip. Logo, o problema passou a ser resumido em uma afirmação: fabricar um laser de silício não é fácil. Embora a integração entre materiais III-V e o silício já foram demonstrados (13), ainda há muitos desafios no sentido de integrar monoliticamente os dispositivos fabricados nestas duas plataformas.

Com todo este panorama, pode-se afirmar que grande parte da pesquisa em fotônica de silício visa, atualmente, obter altas larguras de banda de transmissão de dados ópticos entre chips. Seguindo esta idéia, uma das abordagens que tem sido bastante

explorada é a utilização da multiplexação por divisão de comprimento de onda (WDM), onde muitos canais de dados podem ser transmitidos simultaneamente ao longo de uma única fibra ou guia de onda. Esses regimes, contudo, exigem que múltiplos comprimentos de onda sejam gerados e acoplados aos chips de silício. Dessa forma, a construção de vários lasers através de uma das abordagens descritas acima seria uma solução possível, mas sem dúvida, uma alternativa mais elegante seria utilizar um único laser integrado ao chip, que combinado com os efeitos da óptica não linear, pudesse gerar um pente contendo novos comprimentos de onda.

Atualmente, na literatura já podem ser encontradas significativas contribuições, como mostrados nas referências (14) (15) (16). Vale ressaltar que a última destas referências é do trabalho desenvolvido nesta dissertação. Na maioria destes artigos, pesquisadores demonstram a geração de pente de frequência baseado numa amplificação paramétrica óptica (17) e mistura de quatro ondas (18), utilizando um guia de onda integrado monoliticamente a uma micro-cavidade em forma de anel. A grande importância destes trabalhos está na demonstração de que com um único comprimento de onda bombeado em um chip, é possíveis gerar pentes de frequências através de fenômenos ópticos não lineares ultra-rápidos.

Estes pentes de frequências ópticas são fontes de luz coerentes com múltiplas frequências igualmente espaçadas. Elas podem ser utilizadas como fontes de múltiplos comprimentos de ondas em uma variedade de aplicações como espectroscopia (19) e sistemas aplicados a telecomunicação. Além disso, os espaçamentos regulares destes pentes permitem aplicações em relógios atômicos e metrologia (20). Especialmente na área de telecomunicação, estes dispositivos podem ser utilizados como fontes de várias frequências para interligar redes ópticas que funcionam utilizando a tecnologia de multiplexação por divisão de comprimento de onda, permitindo criar sistemas com altíssima largura de banda de dados que viajam através de um único canal físico. Desse modo, eles podem ser aplicados a transferência de dados de um chip para outro, utilizando esquemas WDM e reduzindo o número de fibras requeridas para apenas duas: uma para o bombeio da luz para dentro do chip e outra para coleta do sinal na saída. Ao contrário disso, os sistemas atuais requerem fibras separadas para cada

canal de transferência de dados, aumentando drasticamente os custos e espaços ocupados por estes dispositivos.

Além das aplicações descritas acima, a utilização das micro-cavidades em circuitos fotônicos são extensas, permitindo inúmeras aplicações em processamento de sinais ópticos. As micro-cavidades em forma de anel, por exemplo, podem ser dispostas em circuitos fotônicos e funcionam como filtros de comprimentos de ondas compactos e de alta resolução (21). Além disso, estas cavidades permitem converter comprimentos de ondas (22) e desempenhar funções como de portas lógicas AND e OR (23).

Outra importância dos trabalhos listados nas referências (14) (15) (16) são as técnicas de fabricação destes dispositivos. Em todos eles, há micro-cavidades acopladas a guias de ondas e integradas monoliticamente a um chip sobre silício. E ainda, as técnicas de micro fabricação utilizadas nestes dispositivos são etapas disponíveis nos processos CMOS (semicondutor metal-óxido complementar). Dessa forma, essa compatibilidade com a tecnologia CMOS, permite que estes dispositivos possam ser fabricados juntos com circuitos eletrônicos, necessitando apenas vencer alguns desafios de engenharia, como as espessuras dos filmes que devem ser depositados. Economicamente, esta compatibilidade é essencial, uma vez que a tecnologia CMOS e as linhas de produção destes dispositivos se encontram em um nível de desenvolvimento alto e fortemente estabelecido, de tal modo que atualmente é inviável mudar estes processos.

Uma característica importante destes dispositivos é a potência mínima necessária para o aparecimento dos efeitos ópticos não lineares, gerando os múltiplos comprimentos de ondas. Tanto para o trabalho de Levy (14) quanto para Razzari (15), a potência mínima necessária foi de 50 mW. Para o trabalho apresentado por Barea (16), foi possível observar evidências de mistura de quatro ondas com uma potência abaixo de 5 mW. Portanto, neste sentido, ainda é necessário estudar meios para reduzir estas potências mínimas, permitindo que este limite esteja dentro da capacidade dos lasers de semicondutores. Isto possibilitaria que um laser de semicondutor, tipo micro-disco, por exemplo, pudesse bombear eficientemente a

entrada do guia, tornando-se a ignição do processo para geração dos múltiplos comprimentos de onda.

1.2 A nossa proposta

Dentro deste panorama mundial de pesquisa, a proposta apresentada nesta dissertação foi desenvolver um dispositivo contendo guias de ondas acoplados a micro-cavidades. Nesta proposta, tanto os guias de ondas quanto as micro-cavidades deverão estar monoliticamente integrados em um mesmo chip, e serão fabricados sobre a estrutura $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ depositadas sobre silício, de modo que todas as etapas de fabricação estão disponíveis nas linhas de produção de circuitos CMOS.

A grande dificuldade para fabricação destes dispositivos está no fato de os guias de ondas possuírem comprimentos da ordem de milímetros, enquanto as micro-cavidades possuem dimensões da ordem de micrômetros. Além disso, como eles deverão estar acoplados, ou seja, tão próximos de modo que o guia possa bombear a micro-cavidade, as dimensões desta distância entre eles devem ser da ordem de poucos nanômetros. Dessa forma, para solucionar este problema, será apresentada neste trabalho uma técnica de fabricação híbrida envolvendo uma etapa de fabricação por fotolitografia e outra por feixe de íons focalizados (FIB), que permitirá uma resolução da ordem de nanômetros, para fabricação das micro-cavidades acopladas aos guias.

Com a intenção de reduzir a potência mínima requerida para o aparecimento dos processos ópticos não lineares, neste trabalho foi utilizada a idéia de estrangular o guia de onda na região do acoplamento com a micro-cavidade, permitindo um aumento na eficiência do acoplamento guia/micro-cavidade. Desta forma, além de favorecer os processos ópticos não lineares utilizando micro-cavidades de altos fatores de qualidade, acreditamos que este aumento na eficiência do acoplamento, possa reduzir a potência óptica necessária para o aparecimento destes efeitos. Além dessa idéia, a utilização do nitreto de silício nesses guias de ondas e nas micro-cavidades, também deverá favorecer a eficiência dos processos ópticos não lineares. Comparado aos materiais normalmente utilizados, como a sílica e o silício, o nitreto de

silício parece ser um bom candidato para fabricação destes dispositivos. Isso se deve ao fato dele possuir uma não linearidade ($n_2 = 2,5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2\text{W}^{-1}$) (14) dez vezes maior que o da sílica ($n_2 = 2,2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2\text{W}^{-1}$) (24) e, embora sua não linearidade seja menor que a do silício ($n_2 = 0,7 \times 10^{-13} \text{ cm}^2\text{W}^{-1}$) (25), o nitreto possui a grande vantagem de não possuir perdas por absorção de dois fótons como para os dispositivos a base de silício.

1.3 Organização dos capítulos

Para apresentar este trabalho, dividimos a tese em três capítulos que descreverão de maneira lógica o processo de desenvolvimento dos estudos teóricos conceituais, as simulações, as etapas para fabricação e a caracterização do dispositivo projetado.

O capítulo 2 explorará os conceitos básicos dos guias de ondas dielétricos, primeiro utilizando o bem conhecido modelo óptico geométrico e na seqüência, através da teoria eletromagnética e da solução da equação de onda. Os conceitos fundamentais para analisar as micro-cavidades em forma de anel e disco também serão apresentados. As simulações dos guias de ondas e das micro-cavidades serão apresentadas, permitindo obter os modos presentes nos guias, os campos evanescentes e as perdas de propagação utilizando pacotes de programas adequados para cada etapa. Ao final do capítulo, estes guias de ondas estudados serão unidos às micro-cavidades para o projeto do dispositivo completo, onde haverá um guia de onda estrangulado acoplado a uma micro-cavidade. Com os programas adequados, serão obtidos os espectros de transmissão esperados para estes dispositivos e os parâmetros importantes para sua fabricação. Para finalizar o capítulo, a última seção trará um breve estudo do efeito não linear chamado mistura de quatro ondas. Esse estudo será importante para entender o último experimento que será feito no final desta tese.

No capítulo 3, utilizando os parâmetros obtidos nas simulações, primeiro serão apresentadas as etapas de fabricação da estrutura $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2/\text{Si}$. Na seqüência, utilizando esta estrutura fabricada, será apresentado o processo híbrido de fabricação dos guias de ondas retangulares sem estrangulamento e com estrangulamento, além

dos dispositivos completos, contendo um guia de onda estrangulado acoplado à micro-cavidades em forma de disco e anel.

Prosseguindo o estudo, o capítulo 4 iniciará apresentando a bancada de caracterização montada para avaliar os dispositivos fabricados no capítulo anterior. Na sequência, serão mostradas as caracterizações dos guias de ondas retangulares sem estrangulamento e com estrangulamento, além do dispositivo completo contendo o guia de onda estrangulado e as micro-cavidades em forma de disco e anel. Para finalizar este capítulo, será apresentado um experimento onde foi possível observar evidências da geração de fótons por mistura de quatro ondas em um dispositivo contendo o guia estrangulado acoplado a um micro-anel.

Para concluir o trabalho, os principais resultados obtidos nesta tese, as dificuldades encontradas e os planos futuros serão expostos na conclusão.

1.4 Referências do capítulo

1. **Hondros, D. e Debye, P.** Elektromagnetische Wellen an Dielektrischen Drahten. *Ann. Physik.* 1910, Vol. 32.
2. **H.Zahn.** Über den Nachweis Elektromagnetische Wellen an Dielektrischen Drahten. *Ann. Physik.* 1916, Vol. 49.
3. **O.Schrivver.** Elektromagnetische Wellen an Dielektrischen Drahten. *Ann. Physik.* 1920, Vol. 64.
4. **D.B. Anderson, R. R. August.** Applications of Microphotolithography to Millimeter and Infrared Devices. *Proc. IEEE.* 54, 1966.
5. **P. K. Tien, R. Ulrich, R. J. Martin.** 'Optical Second Harmonic Generation in form of Coherent Cerenkov Radiation from a Thin-Film Waveguide', *Appl. Phys. Lett.* . 17, 1970.
6. **D. B. Anderson, J T. Boyd.** Wide Band CO₂ Laser Second Harmonic Generation Phase Matched in GaAs Thin-Film Waveguides. *Appl. Phys. Lett.*.. 19, 1971.
7. **Suematsu, Y.** Tunable Parametric Oscillator Using a Guided Wave Structure. *Jap. J Appl. Phys.* 9, 1970.
8. **Kaplan, A. E.** Hysteresis Reflection and Refraction by a Nonlinear Boundary - a New Class of Effects in Nonlinear Optics. *JETP Lett.* 24, 1976.

9. **S. Maneuf, R. Desailly, C. Froehly.** Stable Self-Trapping of Laser Beams: Observation in a Nonlinear Planar Waveguide. *Opt. Commun.* . 65, 1988.
10. **C. Karaguleff, G. I. Stegeman, R. M. Fortenberry, R. Zanoni, C. T. Seaton.** Degenerate Four-Wave Mixing in Planar CS₂ Covered Waveguides. *Appl. Phys. Lett.* . 46, 1985.
11. **A. Gabei, K. W. DeLong, C. T. Seaton, G.I. Stegeman.** Efficient Degenerate Four-Wave Mixing in an Ion-Exchanged Semiconductor doped glass waveguide. *Appl. Phys. Lett.* 51, 1987.
12. **Moore, Gordon E.** Cramming more components onto integrated circuits. *Electronics* . 1965, Vol. 38.
13. **Liang, Di, et al.** Hybrid Integrated Platforms for Silicon Photonics. *Materials*. 2010, Vol. 3.
14. **Levy, J S. et al.** CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects. *Nature Photonics*. 2009, Vol. 4.
15. **Razzari, L et al.** CMOS-compatible integrated optical hyper-parametric oscillator. *Nature Photonics*. 2010, Vol. 4.
16. **Barea, L A. M. et al.** *Si₃N₄/SiO₂ planar photonic structures fabricated by focused ion beam*. Wiley, 2010. ISBN: 978-0-470-55137-0.
17. **Dunn, M. H. e Ebrahimzadeh, M.** Parametric generation of tunable light from continuous-wave to femtosecond pulses. *Science*. 1999, Vol. 286.
18. **Stolen, R. H. e Bjorkholm, J E** Parametric amplification and frequency-conversion in optical fibers. *IEEE Journal Of Quantum Electronics*. 1982, Vol. 18.
19. **T.M. Fortier, Y. Le Coq, J.E. Stalnaker, D.Ortega, S.A. Diddams, C.W. Oates, L Hollber.** Kilohertz-resolution spectroscopy of cold atoms with an optical frequency comb. *Phys. Rev. Lett.* 2006, Vol. 97.
20. **Udem, T., Holzwarth, R. e Hansch, T. W.** Optical frequency metrology. *Nature*. 2002, Vol. 416.
21. **Little, B.E, et al.** Microring resonator channel dropping filters. *J Lightwave Technol.* 1997, Vol. 15.
22. **P. P. Absil, J V. Hryniewicz, B. E. Little, P. S. Cho, R. A. Wilson, L G. Joneckis, P. T. Ho.** Wavelength conversion in GaAs micro-ring resonators. *Optics Letters*. 2000, Vol. 25.

23. **Blom, F. C., D. R. van Dijk, H. J. W. M. Hoekstra e Popma, A. Driessen e Th. J. A.** Experimental study of integrated-optics microcavity resonators: Toward an all-optical switching device. *Appl. Phys. Lett.* 1997, Vol. 71.
24. **Ikeda, K., et al.** Thermal and Kerr nonlinear properties of plasma-deposited silicon nitride/silicon dioxide waveguides. *Opt. Express*. 2008, Vol. 16.
25. **Rieger, Georg W., Virk, Kuljit S. e Younga, Jeff F.** Nonlinear propagation of ultrafast 1.5 mm pulses in high-index-contrast silicon-on-insulator waveguides. *App. Phys. Lett.* 2004, Vol. 84.

CAPÍTULO 2

Descrição teórica, simulações e projeto dos guias de ondas acoplados a micro-cavidades

2.1. Introdução

Estudar a luz nada mais é do que estudar as ondas eletromagnéticas. Conseqüentemente, a engenharia fotônica encontrará a teoria eletromagnética durante seu caminho. Neste sentido, o início deste capítulo explorará o bem conhecido modelo óptico geométrico e mostrará que através deste modelo simples é possível introduzir o conceito de um guia de onda planar e investigar vários de seus fenômenos importantes. Além disso, com este estudo básico, será possível apresentar as primeiras idéias de um guia de onda utilizando o nitreto de silício envolto por dióxido de silício, e obter alguns dos parâmetros importantes para seu projeto. Subseqüentemente, será apresentado o tratamento destes guias de ondas utilizando a teoria eletromagnética. Neste ponto, a solução da equação de onda será apresentada, permitindo investigar os campos presentes nestes guias de ondas.

Prosseguindo o estudo teórico, os guias de ondas retangulares serão apresentados, junto com seus principais conceitos. Dessa forma, considerando um guia de onda retangular de nitreto de silício envolto por dióxido de silício, e utilizando o método do índice de refração efetivo, serão encontradas algumas das suas características importantes. Assim, com todos estes dados obtidos, será formalizada a proposta do guia de onda retangular planejada para esta tese. Para finalizar o estudo dos guias de ondas, com toda a bagagem teórica apresentada ao longo do capítulo e com o projeto do guia pronto, será utilizado um pacote de programas computacionais para simular este guia projetado, e obter suas condições de funcionamento na banda C das comunicações óptica.

Finalizada a apresentação dos guias retangulares, as propriedades básicas de algumas micro-cavidades que podem ser facilmente integradas a estes guias de ondas serão

apresentadas. Nesta etapa, a idéia do estrangulamento do guia para melhorar a eficiência do acoplamento óptico entre guia/ cavidade também será proposta. Por fim, a teoria básica das micro-cavidades ópticas acopladas aos guias de ondas estrangulados será apresentada, seguida das simulações destes dispositivos completos, contendo guias de ondas estrangulados acoplados a micro-cavidades. Para finalizar o capítulo, será mostrado na última seção um breve estudo do efeito não linear de mistura de quatro ondas, demonstrando como esse efeito ocorre nos dispositivos projetados ao longo deste capítulo.

2.2. O básico de guias de ondas

Para investigar as propriedades básicas dos guias de ondas, um modelo simples de óptica geométrica pode ser aplicado a um guia de onda planar (1) (2), como mostrado na Figura 2.1.a. Nesta figura, um raio de luz incidente (E_i) propaga-se em um meio com índice de refração n_1 e incide na interface de outro meio com índice de refração n_2 e ângulo θ_1 . Na interface entre os dois meios, a luz é parcialmente transmitida (E_t) e parcialmente refletida (E_r).

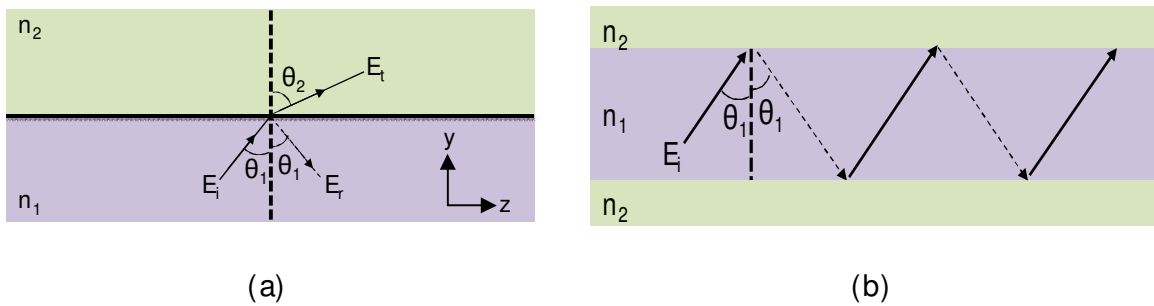


Figura 2.1: (a) Raio de luz refratada e refletida na interface dos dois meios. (b) Reflexão total interna nas interfaces, demonstrando o conceito de guia de onda.

A relação entre os índices de refração e os ângulos é dada pela bem conhecida Lei de Snell:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (2.1)$$

Na Figura 2.1.a, o índice de refração do meio 1 é maior que o índice do meio 2, de modo que o ângulo θ_2 é maior que θ_1 . Logo, quando θ_1 é aumentado, θ_2 aproxima-se de 90° , simplificando a Lei de Snell para:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \quad (2.2)$$

Aqui é possível definir o ângulo crítico θ_c como:

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.3)$$

Para ângulos de incidência maior que este ângulo crítico θ_c , nenhuma luz é transmitida e ocorre o fenômeno de reflexão total interna da luz. Considerando agora uma segunda interface abaixo da primeira, onde a onda também pode sofrer uma reflexão total interna, fica fácil entender o conceito fundamental de um guia de onda: a luz fica confinada na região de maior índice de refração e propaga para direita, como mostrado na Figura 2.1.b. Porém, afirmar que um guia de onda propagará uma onda vinda com qualquer ângulo maior que o ângulo crítico terá algumas restrições, que serão mostradas na sequência deste capítulo.

Considerando a reflexão e a refração da onda na interface da Figura 2.1.a, sabe-se que estas ondas podem ser descritas pela Fórmula de Fresnel. A onda refletida terá uma amplitude complexa E_r na interface e estará relacionada com a amplitude complexa E_i da onda incidente pela equação:

$$E_r = r E_i \quad (2.4)$$

Nesta equação (2.4), r é o coeficiente complexo da reflexão. Este coeficiente é uma função do ângulo de incidência e da polarização da luz. A polarização da onda será considerada sendo a direção do campo elétrico associado à onda. Para os propósitos deste trabalho, serão considerados casos onde o campo elétrico, ou magnético, é perpendicular ao plano de incidência da onda. Logo, a condição transversal elétrica (TE) será definida para o campo elétrico perpendicular ao plano de incidência. Já a condição transversal magnética (TM), ocorrerá quando o campo magnético for perpendicular ao plano de incidência. Dessa forma, os coeficientes de reflexão de Fresnel r_{TE} e r_{TM} serão dados por:

$$r_{TE} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (2.5)$$

$$r_{TM} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \quad (2.6)$$

Utilizando a lei de Snell (2.1), estas equações ficam:

$$r_{TE} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}{n_1 \cos \theta_1 + \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}} \quad (2.7)$$

$$r_{TM} = \frac{n_2^2 \cos \theta_1 - n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}{n_2^2 \cos \theta_1 + n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}} \quad (2.8)$$

Analisando as equações (2.7) e (2.8), vê-se que quando o ângulo de incidência é menor que o ângulo crítico, somente ocorrerá uma reflexão parcial e o coeficiente de reflexão será obrigatoriamente real. No entanto, quando o ângulo crítico é excedido, ocorrerá uma reflexão total interna e o coeficiente de reflexão se tornará complexo. Isto implicará numa mudança de fase sobre a onda refletida. Considerando o caso:

$$r = |r| e^{i\phi} \quad (2.9)$$

ϕ_{TE} e ϕ_{TM} serão dados por:

$$\phi_{TE} = 2 \tan^{-1} \left[\frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\cos \theta_1} \right] \quad (2.10)$$

$$\phi_{TM} = 2 \tan^{-1} \left[\frac{\sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1 - 1}}{\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \cos \theta_1} \right] \quad (2.11)$$

Nota-se que estes coeficientes de reflexão, como definidos, relacionam quantidades de campo, que são difíceis de medir diretamente. Como há interesse na potência que é refletida ou transmitida, é comum definir uma refletância R , que relaciona a potência incidente e refletida do seguinte modo:

$$R = \frac{E_r^2}{E_i^2} \quad (2.12)$$

Agora, considerando um guia de onda planar como mostrado na Figura 2.1.b, com um núcleo constituído de nitreto de silício ($n_1=1,97$ para $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$) e o revestimento com óxido de silício ($n_2=1,45$ par $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$), é possível calcular a refletância R como mostrado na Figura 2. 2.

Esta figura mostra que o ângulo crítico para este guia de onda de nitreto de silício é aproximadamente 47° . Portanto, para ângulos de incidência maiores que este ângulo crítico toda a luz será refletida, ou seja, guiada através do guia, respeitando o fenômeno de reflexão total interna. Considerando que esta propagação ocorra na direção z e que a luz esteja confinada na direção y , pode-se considerar o caminho da propagação da luz na forma de zig-zag, como mostrado na Figura 2. 3. Nesta figura, a onda se propaga através do guia com vetor de onda K ($=k_0n_1$). O diagrama no final do guia mostra a decomposição deste vetor de onda em duas componentes:

$$K_z = n_1 k_0 \sin \theta_1 \quad (2.13)$$

$$K_y = n_1 k_0 \cos \theta_1 \quad (2.14)$$

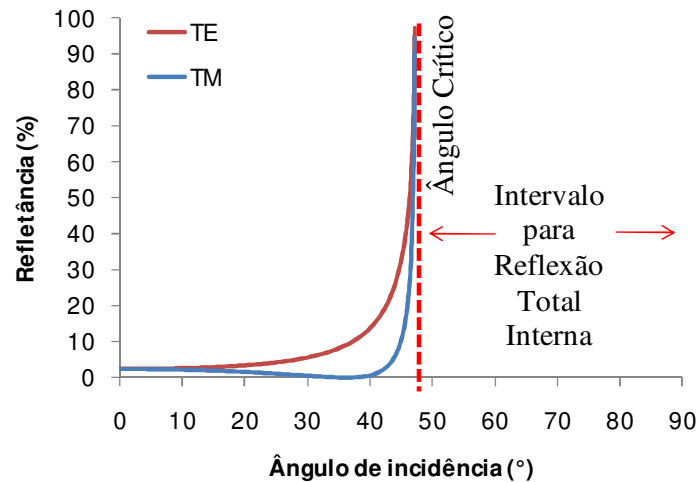


Figura 2. 2. Gráfico da refletância em função do ângulo de incidência para um guia de onda com núcleo de nitreto de silício e revestimento de óxido de silício.

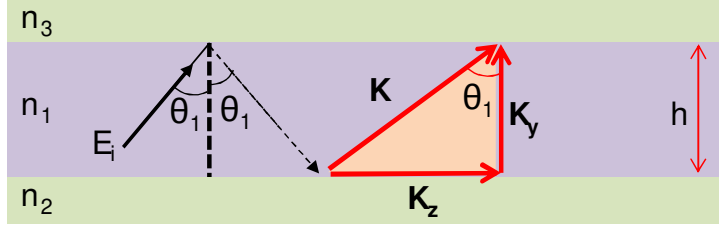


Figura 2. 3. Propagação da onda por reflexão total interna em um guia de altura h.

A constante de propagação em z é o vetor de onda longitudinal do guia e indica a taxa com que a onda se propaga na direção z. Em muitos textos e a partir de agora neste trabalho, ela passa a ser representada por β . Desse modo, pode-se imaginar uma onda propagando na direção z e outra em y, refletindo em cada interface do guia. A onda propagando em y é uma onda estacionária transversal ao guia de onda. Com este tratamento, é possível somar todas as mudanças de fase introduzidas em uma ida e volta completa através do guia com distância transversal $2h$, obtendo:

$$\Phi_h = 2K_y h = 2k_0 n_1 h \cos \theta_1 \quad (2.15)$$

Estas mudanças de fase deverão ser introduzidas nos limites inferiores e superiores do guia de onda. Logo, podem-se denominar, respectivamente, estas mudanças de fase de ϕ_i e ϕ_s , e dessa forma, o deslocamento de fase total será dado por:

$$\Phi_t = 2k_0 n_1 h \cos \theta_1 - \phi_s - \phi_i^i \quad (2.16)$$

Para preservar a onda no guia deve-se considerar este deslocamento de fase múltiplo de 2π . Assim,

$$2k_0 n_1 h \cos \theta_1 - \phi_s - \phi_i = 2m\pi \quad (2.17)$$

Note que m é inteiro, portanto, haverá uma série de ângulos θ discretos para o qual a equação (2.17) poderá ser resolvida. Para cada solução (e polarização) haverá uma constante de propagação correspondente em y e z. Isto mostra que a luz não pode

ⁱ Os sinais negativos desta equação ocorrem porque as fases ϕ_s e ϕ_i são negativas, tendo origem nas equações 2.10 e 2.11.

propagar em qualquer ângulo, mas somente em alguns ângulos discretos permitidos. Cada solução permitida será chamada de modos de propagação e m será o número do modo. A notação utilizada para identificar os modos na literatura é [Polarização] _{m} , onde a polarização pode ser TE ou TM e m qualquer inteiro. Por exemplo, o modo transversal elétrico fundamental será representado por TE₀. Vale ressaltar que também haverá um limite para m , indicando que há um limite para o número de modos que podem propagar em um dado guia. Este número de modos permitidos será limitado pelo ângulo θ_1 .

Retornando ao guia de onda planar mostrado na Figura 2.3 e analisando os índices de refração, é fácil ver que podem ocorrer duas situações possíveis: Se os índices de refração n_2 e n_3 forem iguais, este guia de onda será dito simétrico, enquanto se eles forem diferentes, este guia de onda será assimétrico. Para o primeiro caso, as mesmas condições de contorno se aplicam nas duas interfaces, o que significa que $\phi_i = \phi_s$. Dessa forma, substituindo as equações (2.10) e (2.11) na (2.17), a equação dos modos para cada polarização fica:

$$TE: \quad \tan \left[\frac{k_0 n_1 h \cos \theta_1}{2} - m\pi \right] = \left[\frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\cos \theta_1} \right] \quad (2.18)$$

$$TM: \quad \tan \left[\frac{k_0 n_1 h \cos \theta_1}{2} - m\pi \right] = \left[\frac{\sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1 - 1}}{\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \cos \theta_1} \right] \quad (2.19)$$

A única variável nestas equações é θ_1 . Portanto, a solução desta equação dará o ângulo de propagação para um modo m . É importante notar que ambas as equações permitem solução para $m = 0$, pois o termo na raiz quadrada será sempre positivo e real. Isso ocorre porque θ_1 será sempre maior que θ_c , e por isso, sempre será permitido um modo de menor ordem. Dessa forma, um guia simétrico sempre terá um modo propagando e nunca estará interrompido.

Em algumas situações é conveniente encontrar o número de modos que um guia suporta. Considerando a equação (2.18), sabe-se que o menor valor que θ_1 pode assumir é o ângulo crítico θ_c ($=\sin^{-1}[n_2/n_1]$). Portanto, neste caso, o lado direito da

equação (2.18) irá à zero. Como o ângulo θ_1 diminui com o número do modo, o menor valor de θ_1 ($=\theta_c$) corresponderá a maior ordem modal possível. Logo, o número de modos presente no guia será dado por:

$$m_{max} = \frac{k_0 n_1 h \cos \theta_c}{\pi} \quad (2.20)$$

Quando este valor é calculado, deve-se tomar o mais próximo inteiro menor que m_{max} . Este será o modo de maior ordem possível no guia. Como o modo de menor ordem é $m = 0$, o número de modos possíveis no guia será $[m_{max}]_{inteiro} + 1$.

Para o caso de um guia assimétrico ($n_3 \neq n_2$), as mudanças de fase nas interfaces serão diferentes, e as equações de autovalores para modos TE ficará:

$$k_0 n_1 h \cos \theta_1 - m\pi = \tan^{-1} \left[\frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\cos \theta_1} \right] + \tan^{-1} \left[\frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - \left(\frac{n_3}{n_1}\right)^2}}{\cos \theta_1} \right] \quad (2.21)$$

Esta equação mostra que nem sempre haverá uma solução para $m = 0$ para um guia assimétrico. Isto acontece por que o ângulo crítico neste guia é determinado pelo maior dos ângulos críticos de cada interface, e obviamente, o ângulo de propagação deverá ser maior que ambos.

Considere um guia de onda planar com uma altura de $0,3\mu\text{m}$, com núcleo de nitreto de silício envolto por dióxido de silício e guiando um comprimento de onda de $1,55\mu\text{m}$. Utilizando as equações de autovalores dos modos neste guia, pode-se obter uma solução gráfica, como mostrado na Figura 2. 4. Nesta figura, cada um dos três termos da equação é mostrado separadamente, considerando apenas o modo fundamental ($m = 0$). Analisando esta solução, é possível ver que para um guia envolto por dióxido de silício (guia simétrico), a mudança de fase $\Phi_s = \Phi_i$. Logo, a solução da equação será a intersecção da curva $k_0 n_1 h \cos \theta_1$ (curva azul) com a curva $2\Phi_i$ (curva preta). Desse modo, a figura mostra que esta solução existe e o modo se propaga com um

ângulo de aproximadamente 51° , satisfazendo a condição obrigatória de ser maior que o ângulo crítico (47°), representado pela segunda linha tracejada em vermelho.

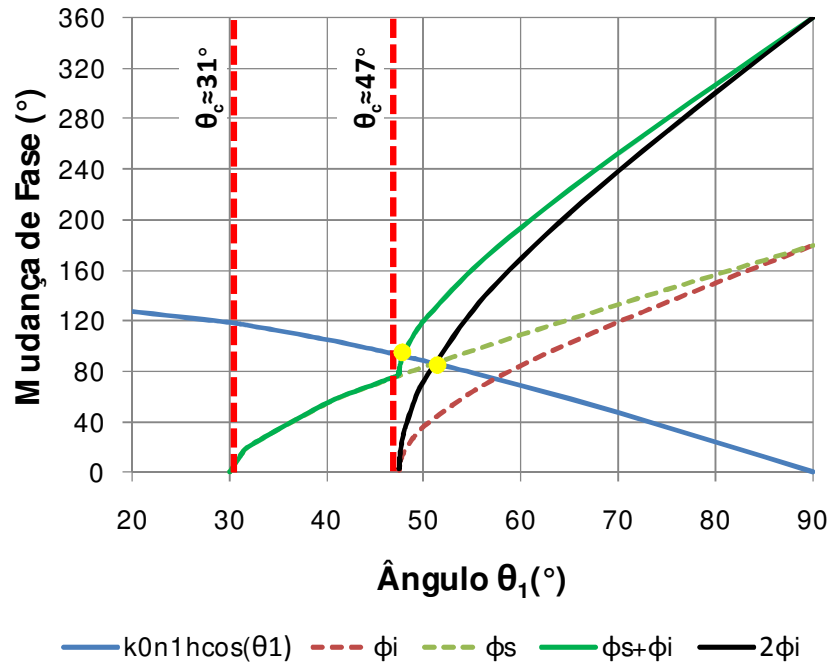


Figura 2. 4. Solução gráfica da equação de autovalores para os modos em um guia planar de nitreto de silício, envolto por dióxido de silício.

Neste mesmo guia de onda, se ao invés de termos dióxido de silício recobrindo o nitreto de silício, for apenas ar ($n_3 = 1$), este guia passará a ser assimétrico. Para este caso, a solução está também representada na Figura 2. 4, e será a intersecção da curva azul com a curva verde, que é a soma das mudanças de fase da parte superior e inferior do guia. É possível ver que esta solução ocorre para um ângulo de 48° e satisfaz a condição necessária de ser maior que os dois ângulos críticos, 31° e 47° . Porém, para este guia assimétrico, fica claro que a solução está próxima da condição em que o guia estaria interrompido ($\theta_1 < \theta_c$). Portanto, isso alerta que as dimensões do guia não devem ser menores que $0,3 \mu\text{m}$.

Este método de análise geométrica apresentado nessa seção é bastante útil quando as dimensões do guia são grandes comparadas com o comprimento de onda da luz e permite explorar os conceitos básicos e as limitações destes guias, auxiliando no

projeto dos mesmos. Porém, a teoria eletromagnética e a solução das equações de Maxwell são as ferramentas necessárias para descrever a propagação da luz em guias de ondas e, a partir deste ponto, serão exploradas nas próximas seções.

2.3. Equação de onda em Guias dielétricos

As equações de Maxwell são, indiscutivelmente, o mais significativo resultado do século XIX. As quatro equações podem ser apresentadas na forma diferencial como segue:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.22)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.23)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.24)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.25)$$

Nestas equações $\mathbf{E}$ e $\mathbf{H}$ são as amplitudes do campo elétrico e magnético, respectivamente. $\mathbf{D}$ e $\mathbf{B}$ são as densidades de fluxo elétrico e magnético. As densidades de fluxo $\mathbf{D}$ e $\mathbf{B}$ estão relacionadas às amplitudes $\mathbf{E}$ e $\mathbf{H}$ pelas relações constituintes: $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ e $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$, onde μ é a permeabilidade magnética do meio e ϵ é a permissividade elétrica do meio. As unidades utilizadas neste trabalho estarão no sistema MKS (**metro-Kg(quilograma)-segundo**).

Nesta tese, para o caso de guias de ondas dielétricos, é assumido que estamos em um meio sem cargas ($\rho = 0$, $\mathbf{J} = 0$), linear (ϵ e μ independentes de $\mathbf{E}$ e $\mathbf{H}$) e isotrópico, ou seja, com ϵ independento da orientação. Além disso, para maioria dos materiais dielétricos (como o caso do nitreto de silício), μ é efetivamente μ_0 . Dessa forma, as equações de Maxwell ficam:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.26)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.27)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.28)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.29)$$

Estas equações estão fortemente acopladas. Utilizando algumas técnicas de cálculo vetorial, para meios homogêneos, chega-se à equação de onda para o campo elétrico e magnético:

$$\nabla^2 E - \mu\epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (2.30)$$

$$\nabla^2 H - \mu\epsilon \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = 0 \quad (2.31)$$

Retomando o exemplo de um guia planar, será utilizada uma polarização TE na direção x. Considerando que o guia é infinito na direção x, o campo deverá ser uniforme e dependerá apenas de y e z. Devido à homogeneidade da estrutura na direção z, a amplitude não variará nesta direção, e somente terá uma variação da fase em z. Logo, este campo pode ser representado por:

$$E_x = E_x(y) e^{-i\beta z} e^{i\omega t} \quad (2.32)$$

Dessa forma, a equação de onda será reduzida para:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \quad (2.33)$$

Aplicando o campo da equação (2.32) na equação (2.33):

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} = K_{yj}^2 E_x \quad (2.34)$$

Nesta equação, $K_{yj}^2 = (\beta^2 - k_0^2 n_j^2)$. O índice j representa em qual meio do guia de onda será calculada a equação. Para j = 1, o cálculo é feito para o núcleo do guia, enquanto para j = 2 e 3, está sendo considerado o revestimento inferior e superior, respectivamente. A solução geral para esta equação é dada por:

$$E_x = E_{xj}(y) e^{-K_{yj}y} e^{-i\beta z} e^{i\omega t} \quad (2.35)$$

No entanto, é intuitivo pensar que a constante de propagação K_{yj} terá formas diferentes em cada região do guia. Nas camadas de revestimento, ela deverá ser uma constante real, indicando um decaimento do campo fora do núcleo. Ao contrário disso, no núcleo do guia, esta constante assumirá um valor imaginário, indicando uma propagação do campo dentro do núcleo. Matematicamente, isto significa que a constante de propagação β é maior ou menor que $k_0 n_j^2$, satisfazendo a condição de reflexão total interna. Dessa forma, as amplitudes $E_{xj}(y) e^{-K_{yj}y}$ para cada uma das regiões do guia serão representadas por:

$$E_{x1}(y) = E_1 e^{-iK_{y1}y}, \text{ para } -(h/2) \leq y \leq (h/2) \quad (2.36)$$

$$E_{x2}(y) = E_2 e^{-K_{y2}\left(y+\frac{h}{2}\right)}, \text{ para } y \leq -(h/2) \quad (2.37)$$

$$E_{x3}(y) = E_3 e^{-K_{y3}\left(y-\frac{h}{2}\right)}, \text{ para } y \geq (h/2) \quad (2.38)$$

Desse modo, as condições de contorno que conectam estas soluções na interface são:

- I. A componente E tangencial deve ser contínua
- II. A componente H tangencial deve ser contínua

No tratamento descrito acima, a componente E_x é transversa na interface, de modo que a condição I é facilmente aplicada. Para condição II, é necessário obter a componente tangencial de H em função do campo elétrico. Considerando que os campos são harmônicos, tem-se que o campo magnético é dado por: $\mathbf{B}(t) = \mu \mathbf{H}(t) = \mu \mathbf{H}_0 e^{i\omega t}$, e aplicando este campo na equação (2.26), chega-se a: $\nabla \times \mathbf{E}(t) = -\mu i \omega \mathbf{H}(t)$. Desse modo, expandindo o rotacional em componentes individuais, a componente transversa (na direção z) será dada por: $\left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}\right) = -\mu i \omega H_z$. Como não há componente E_y , devido à estrutura planar infinita nesta direção, conclui-se que $H_z = \frac{i}{\mu \omega} \frac{\partial E_x}{\partial y}$.

Desse modo, tem-se definido a componente tangencial de H em termos do campo elétrico. Aqui, μ e ω são idênticos em todos os meios, implicando que a continuidade do campo magnético seja garantida apenas se $\frac{\partial E_x}{\partial y}$ seja contínua através da interface. Portanto, aplicando estas condições nas interfaces das camadas ($y = \pm h/2$), chegam-se as seguintes quatro equaçõesⁱⁱ:

$$E_3 = E_1 e^{-iK_{y1}\frac{h}{2}} \quad (2.39)$$

$$E_2 = E_1 e^{iK_{y1}\frac{h}{2}} \quad (2.40)$$

ii Neste tratamento, as soluções modais que são funções cosseno são ditas como MODOS DE PROPAGAÇÃO PARES, enquanto as funções modais de seno são referenciadas por MODOS DE PROPAGAÇÃO ÍMPARES.

$$E_3 = i \frac{K_{y1}}{K_{y3}} E_1 e^{-iK_{y1}\frac{h}{2}} \quad (2.41)$$

$$E_2 = i \frac{K_{y1}}{K_{y2}} E_1 e^{iK_{y1}\frac{h}{2}} \quad (2.42)$$

Logo, a aplicação das condições de continuidade fornece duas expressões para E_3 e duas expressões para E_2 , que podem ser equacionadas, resultando em uma equação de autovalor para as constantes de propagação no guia:

$$\tan^{-1} \left[\frac{k_{y2}}{k_{y1}} \right] + \tan^{-1} \left[\frac{k_{y3}}{k_{y1}} \right] = [k_{y1}h + m\pi] \quad (2.43)$$

Claramente, essa equação remeterá a equação de autovalores encontrada pelo método geométrico. Porém, a grande diferença entre os dois métodos explorados nestas duas seções é que neste último método são encontradas as equações do campo para todos os modos m , que são as soluções da equação de autovalores para as constantes de propagação. Para exemplificar isto, basta retomar o guia de nitreto envolto por dióxido de silício, cuja solução encontra-se na Figura 2. 4. Aplicando os ângulos críticos calculados e o ângulo de propagação do modo fundamental nas equações (2.36) à (2.38), o campo elétrico normalizado (figura 2.5.a) e a intensidade normalizada (figura 2.5.b) deste guia podem ser facilmente apresentados.

Na Figura 2. 5, os quadrados representam os limites do guia de onda na direção y . Nesta figura, fica fácil verificar a parte do campo e a intensidade presente dentro no guia. As linhas pontilhadas representam o decaimento do campo fora do guia. Esta parte do campo que se propaga fora do guia é conhecida como **campo evanescente**, e matematicamente, este decaimento é proporcional $1/K_{y2}$ e $1/K_{y3}$, para a região inferior e superior do revestimento do guia, respectivamente. Na sequência deste estudo, será mostrado que este campo evanescente possui várias vantagens práticas, como por exemplo, o acoplamento dos modos que se propagam no guia para dentro de cavidades localizadas suficientemente próximas a estes guias de onda.

A partir desse ponto é possível iniciar o estudo dos guias retangulares, que serão utilizados nos dispositivos fabricados nesta tese.

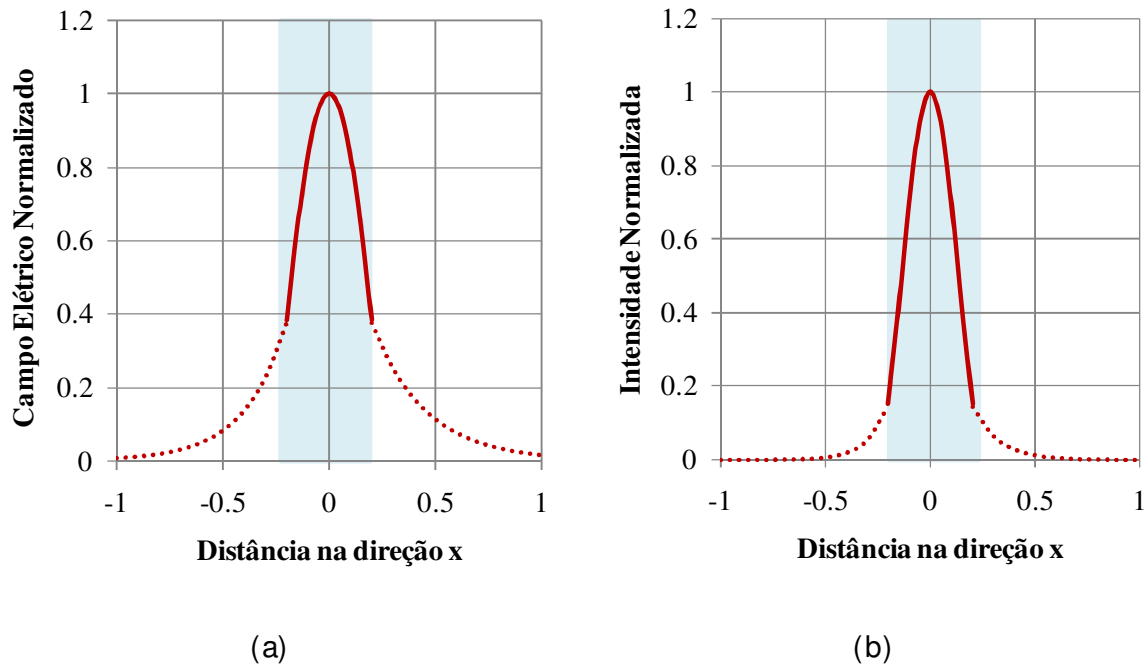


Figura 2. 5. (a) Forma do campo elétrico para o modo fundamental, propagando em um guia de nitreto de silício com núcleo de $0,3\mu\text{m}$. (b) Intensidade do modo fundamental calculada a partir do campo elétrico.

2.4. Guias dielétricos retangulares

Os guias dielétricos retangulares são as estruturas mais comuns utilizadas em óptica integrada. Atualmente, a alta demanda por novas aplicações envolvendo guias de ondas crescem a cada dia, aumentando a busca por novos materiais e processos para fabricação destes guias.

Enquanto na seção anterior o guia de onda planar foi conveniente para uma introdução aos conceitos básicos de guias de ondas, na prática, o seu uso é limitado, pois a luz é apenas confinada em uma direção. Para maioria das aplicações, é necessário um confinamento bidimensional. Para este trabalho, serão utilizados guias de ondas dielétricos retangulares, cuja seção transversal é mostrada na Figura 2. 6.

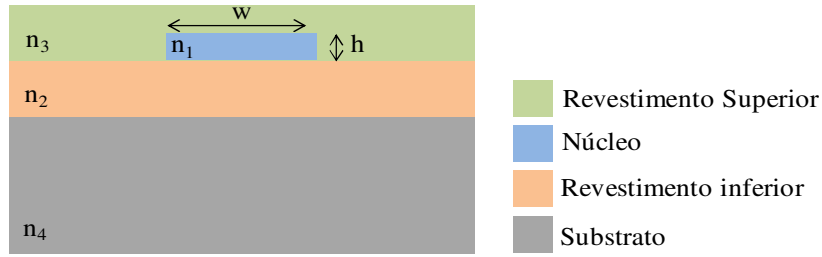


Figura 2. 6. Seção transversal dos guias de ondas retangulares.

Na sequência desta seção, será discutida uma convenção para representar os modos destes guias de ondas bidimensionais e exploraremos estes guias utilizando a aproximação pelo método do índice de refração efetivo.

2.4.1. Modos dos guias retangulares

A convenção utilizada para nomear os modos em guias de ondas retangulares é diferente das terminologias que são utilizadas nos guias de ondas planos. Para os guias de ondas retangulares, no limite de pequenas diferenças de índice de refração, os campos ópticos guiados são essencialmente transversos, e a componente transversa do campo elétrico é alinhada aos eixos x ou y da estrutura. Dessa forma, os modos poderão ser designados por $E_{n,m}^y$ se no limite do confinamento total o campo elétrico estiver paralelo ao eixo y . Caso contrário, chama-se de $E_{n,m}^x$ se o campo elétrico é paralelo ao eixo x . Nesta notação, os índices subscritos n, m representam o número de máximos presentes nas direções x e y , respectivamente.

2.4.2. Método do índice de refração efetivo

A análise dos guias de ondas dielétricos retangulares é mais complexa do que os guias de ondas planos. A grande dificuldade em analisar estas estruturas está no fato delas possuírem várias regiões distintas onde suas condições de contorno devem ser satisfeitas simultaneamente. Na literatura há muitos estudos destes tipos de guias de ondas (3), e para analisar a estrutura dos modos, destacamos o trabalho pioneiro de

Marcatili (4), que é explorado em vários livros atuais. Nesta seção, será aplicado o prático método do índice de refração efetivo, que permite obter rapidamente as soluções aproximadas para as constantes de propagação dos guias retangulares.

Na seção anterior foi visto que a constante de propagação K_z é bastante importante e, em muitos textos, ela é definida como β . A partir dessa constante de propagação, é possível definir o índice de refração efetivo (N_{ef}) de um modo em um guia de onda planar:

$$N_{ef} = \frac{\beta}{k_0} \quad (2.46)$$

Considere um guia de onda bidimensional como mostrado na Figura 2.7.a, com altura h e largura w . Para utilizar o método do índice de refração efetivo, é preciso decompor este guia em dois guias de ondas planos, como mostrado na figura 2.7.b. Dessa forma, este método consiste em primeiro, resolver a equação de autovalor do guia planar horizontal, mostrado na Figura 2.7.b. Na seqüência, o índice efetivo encontrado deve ser utilizado no núcleo do guia planar vertical, e assim, resolve-se novamente a equação de autovalores para este guia vertical, encontrando o índice efetivo total para o guia retangular. Vale ressaltar a importância de ser cuidadoso com a polarização envolvida durante os cálculos. Se for considerado um campo elétrico polarizado na direção x (polarização TE), então, quando resolver o guia de onda planar na direção y , é preciso utilizar a equação de autovalor TE. No entanto, quando resolver o guia de onda vertical, o campo estará polarizado na direção TM, e deve-se utilizar a equação de autovalor TM.

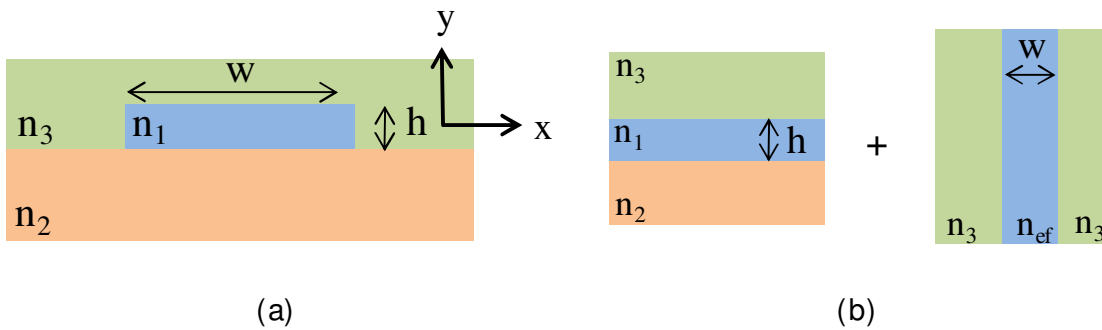


Figura 2.7. (a) Guia de onda retangular; (b) Decomposição do guia de onda retangular em dois guias de onda planos: horizontal e vertical, respectivamente.

Considere o exemplo de um guia retangular cujo núcleo é composto por nitreto de silício ($n_1 = 1,97$, $h = 0,3 \mu\text{m}$ e $w = 10 \mu\text{m}$), envolto por um revestimento inferior e superior de dióxido de silício ($n_2 = n_3 = 1,45$). O comprimento de onda para operação do guia será de $1,55 \mu\text{m}$. Aplicando o método do índice de refração efetivo, primeiro decompõe-se o guia retangular em dois guias planares, horizontal e vertical, como mostrado na Figura 2. 7.b. A polarização considerada é TE. Logo, deve-se resolver a equação de autovalores para o guia planar horizontal. Vale lembrar que a equação de autovalores para este guia já foi resolvido na seção 2.2, e o ângulo de propagação para o modo fundamental é 51° . Utilizando este ângulo de propagação, pode-se encontrar o índice de refração efetivo dado pela equação 2.44:

$$N_{ef} = \frac{\beta}{k_0} = n_1 \sin \theta_1 = 1,53 \quad (2.45)$$

Resolvendo o segundo guia planar, porém, utilizando o índice efetivo encontrado acima. Desta vez, a equação utilizada deverá ser a de autovalor para polarização TM. Resolvendo esta equação, encontra-se um ângulo de propagação de $84,5^\circ$, que corresponde a um índice efetivo total de:

$$N_{ef_Total} = \frac{\beta}{k_0} = N_{ef} \sin \theta_1 = 1,52 \quad (2.46)$$

Com estes valores de índice efetivo e ângulos de propagação do modo fundamental, pode-se obter o valor da constante de propagação em z, em um guia retangular de nitreto de silício:

$$\beta = k_0 N_{ef_Total} = 6,16 \mu\text{m}^{-1} \quad (2.47)$$

A partir desta constante, podem-se calcular as constantes de decaimento deste modo fundamental T_{E0} nas regiões de revestimento do guia (2 e 3):

$$K_{y2} = \sqrt{(\beta^2 - k_0^2 n_2^2)} = 1,83 \mu\text{m}^{-1} \quad (2.48)$$

$$K_{y3} = \sqrt{(\beta^2 - k_0^2 n_3^2)} = 1,83 \mu\text{m}^{-1} \quad (2.49)$$

É importante lembrar que este método é uma aproximação e há condições de precisão. Embora ele seja a única técnica que prevê a existência de ao menos um modo, ele somente é válido para razões de aspecto (largura/ altura) maior que três.

Para avançar o estudo destes guias de ondas retangulares e verificar a forma dos modos presentes, nas próximas seções deste capítulo serão utilizados métodos numéricos para solução da equação de onda nestes guias. Sabe-se que soluções analíticas para equação de onda existem apenas para poucas estruturas, porém, há vários métodos numéricos que permitem soluções aproximadas para estruturas de guias complexos. Dentre estes métodos, mostraremos o método de propagação de feixes (BPM) e o método de diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD). Os programas utilizados para estas simulações serão o RSoft e o Comsol Multiphysics.

2.4.3. Simulação do guia de onda

Os conceitos discutidos nas seções anteriores e os resultados dos exemplos mostrados permitem pensar em um projeto de guia de onda contendo o nitreto de silício como núcleo de um guia de onda, envolto por dióxido de silício. A facilidade na fabricação deste guia e a possibilidade de integração com a tecnologia CMOS torna essa idéia atrativa comercialmente e plenamente funcional. Desse modo, a Figura 2. 8.a mostra um esquema do guia de onda retangular planejado. Esta figura mostra que o silício será utilizado como substrato. A primeira camada de dióxido de silício será crescida a partir de uma bolacha de silício virgem, utilizando o processo de oxidação úmida. Sobre o dióxido de silício oxidado, será depositada uma camada de nitreto de silício, utilizando o processo de deposição por ECR (Ressonância Ciclotrônica de Elétron). Para finalizar, será depositada uma camada de dióxido de silício utilizando ECR sobre o dispositivo fabricado, deixando o guia de nitreto envolto pelo dióxido de silício, como mostrado na seção transversal do guia na Figura 2. 8.b. Todas estas etapas de fabricação e a descrição destes processos utilizados serão apresentadas no capítulo referente à fabricação

(capítulo 3). A priori, apenas é necessário saber os materiais utilizados e suas propriedades, a fim de poder simular as características dos modos possíveis neste guia.

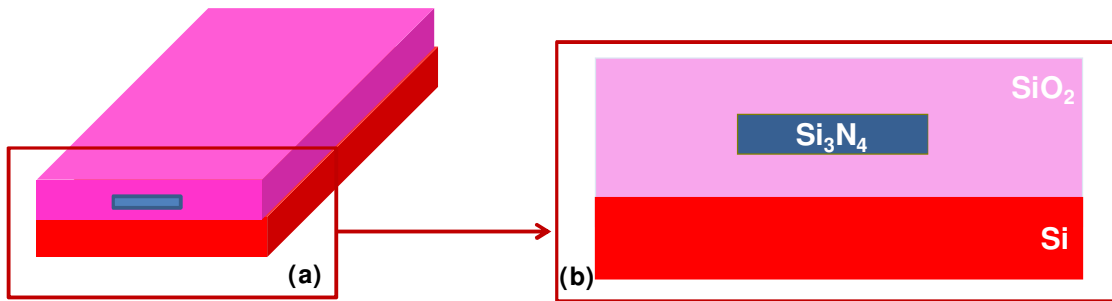


Figura 2. 8. (a) Esquema 3D do projeto de guia de onda e em (b) a seção transversal do guia, indicando os materiais utilizados.

Para a simulação, as propriedades importantes dos materiais utilizados são os índices de refração para o comprimento de onda em que o dispositivo será medido. Como o interesse desse projeto é operar na banda C, foi utilizado $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. O índice de refração para o silício é 3,45, para o dióxido de silício é 1,45 e para o nitreto de silício, 1,97. Com relação à escolha das dimensões do guia de onda, é preciso levar em consideração dois fatores: a facilidade de crescimento da estrutura do guia e o processo de fabricação. Como é possível a deposição de filmes de nitreto de até 300 nm (5) e a fabricação de guias de ondas de largura 10 μm , utilizaremos estas dimensões para as simulações.

Utilizando estes parâmetros, as simulações dos modos presentes neste guia de onda foram feitas com o pacote computacional Comsol Multiphysics. A técnica utilizada neste programa consiste no cálculo numérico das soluções para equação de Maxwell em cada ponto de uma malha definida no programa. A Figura 2. 9.a mostra um desenho do guia no programa com a malha utilizada para solução numérica. Na Figura 2. 9.b, é dado um zoom na malha utilizada. De acordo com a equação (2.20), para este guia de 10 μm de largura, haverá aproximadamente 18 modos possíveis. Dessa forma, espera-se observar um guia multi-modo nas simulações.

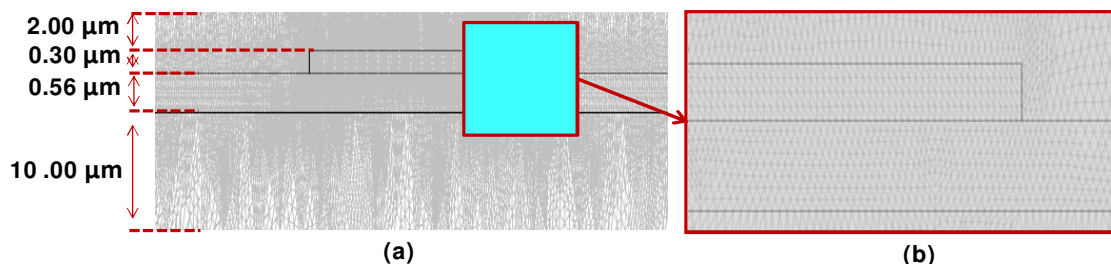


Figura 2. 9. A figura à esquerda mostra o guia de onda dielétrico retangular simulado no programa Comsol, com as dimensões e a malha utilizada. À direita temos um zoom para melhor visualização da malha utilizada.

A Figura 2. 10 mostra os resultados obtidos nas simulações para o campo elétrico, com polarização TE. Nesta figura pode-se observar os modos $TE_{0,0}$ em (a) e $TE_{0,1}$ em (b), em unidades de V/m. A Figura 2. 10 (c) e (d) mostra o fluxo de potência em W/m² para os dois primeiros modos observados na Figura 2. 10(a) e (b), respectivamente.

Nas seções anteriores foi visto que quando a largura do guia de onda é reduzida, o seu campo evanescente é aumentado, ou seja, a parcela do campo que se propaga fora deste guia de onda torna-se maior. Neste sentido, as simulações para o campo elétrico podem ser refeitas reduzindo o guia de largura 10 μm para 0,5 μm e 0,2 μm, permitindo observar o campo evanescente presente. A Figura 2. 11 mostra estes resultados para os guias reduzidos de 10 μm para 0,5 μm em (a) e 0,2 μm em (b). Em cada resultado é dado um zoom na região do estrangulamento para visualizar a parcela de campo fora do guia.

A Figura 2. 11.a mostra que à medida que o guia de 10 μm é reduzido para 0,5 μm, o campo evanescente avança para fora do guia em aproximadamente 0,85 μm. Este valor é calculado com referência à queda do campo elétrico a $1/e$. Quando o guia é reduzido a 0,2 μm, o campo evanescente é aumentado para aproximadamente 2 μm, e praticamente toda a energia está sendo guiada fora do guia de onda. Este alto campo evanescente é importante para permitir o acoplamento entre os guias de ondas retangulares e as micro-cavidades. Dessa forma, uma idéia imediata é reduzir um guia a poucos nanômetros, permitindo que seu campo evanescente seja aumentado, de modo a bombear facilmente uma micro-cavidade.

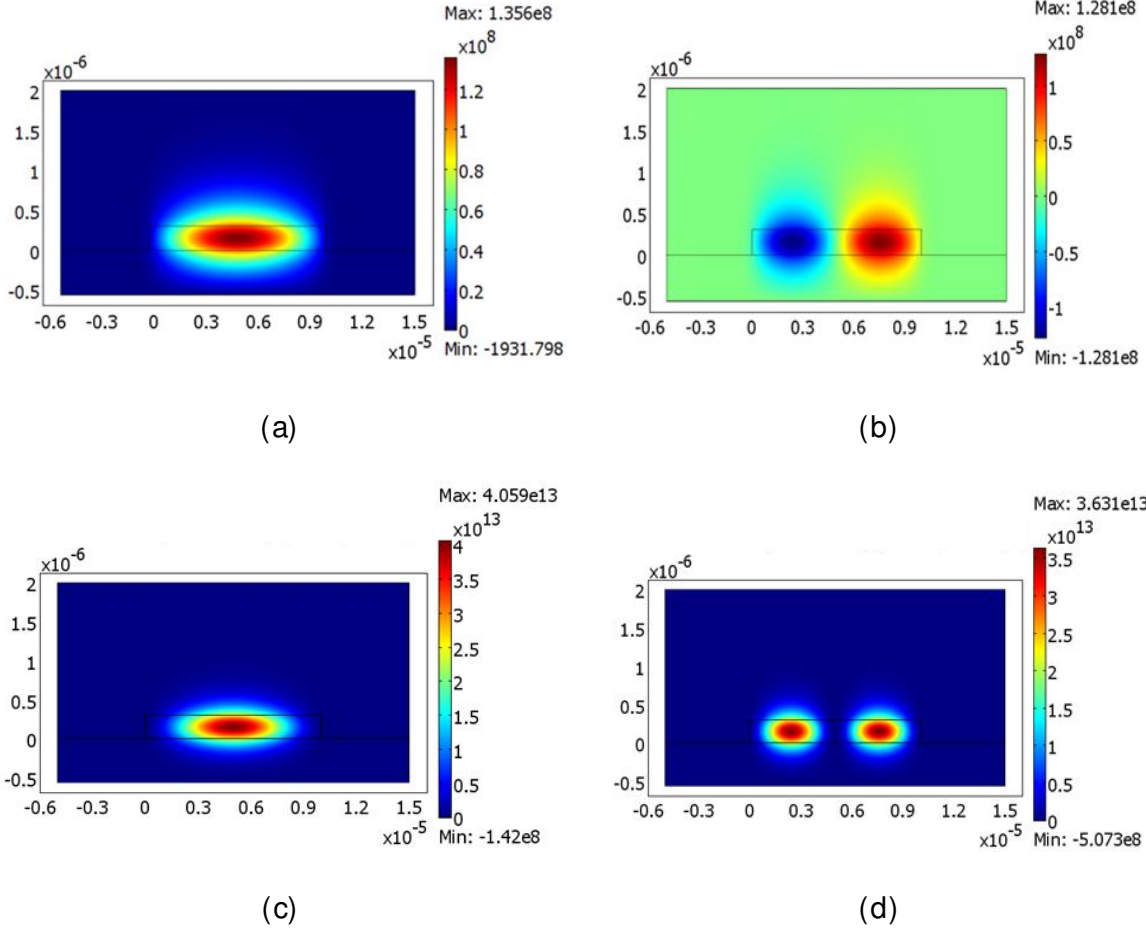
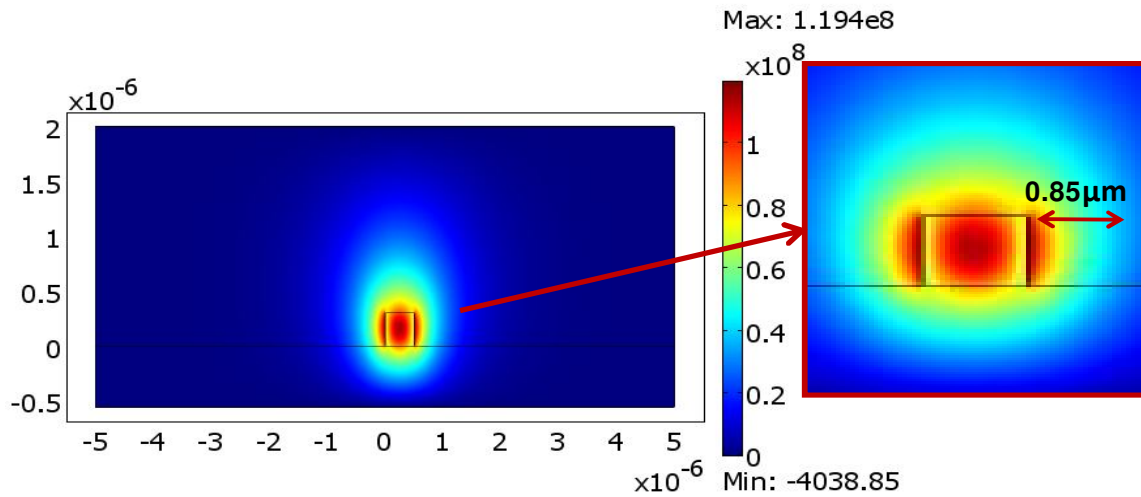


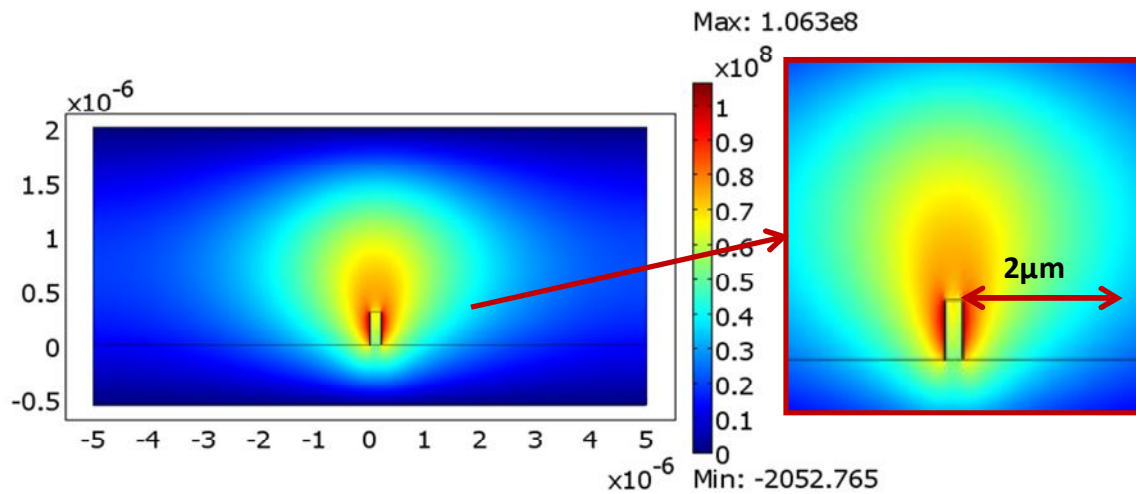
Figura 2. 10. Resultados da simulação do campo elétrico para o guia de onda dielétrico retangular mostrado na Figura 2. 9, com largura $w=10\mu\text{m}$. São mostrados as amplitudes do campo elétrico dos modos (a) $TE_{y0,0}$ e (b) $TE_{y0,1}$, em unidades de V/ m. Em (c) e (d) temos o fluxo de potência (W/m^2) para os dois primeiros modos observados em (a) e (b), respectivamente.

Neste sentido, para projetar um guia estrangulado e estudar a propagação das ondas eletromagnéticas neste guia, foi utilizando o programa: FullWave da R-Soft. A precisão do cálculo neste software depende do tamanho das partições empregadas. Para as simulações seguintes, foram utilizadas partições de $0,05\ \mu\text{m}$ na direção x e y. Para direção de propagação z, foi utilizado $0,1\ \mu\text{m}$. Desse modo, utilizando este software, foi projetado um guia estrangulado com a forma e as dimensões mostradas na Figura 2. 12. Esse guia de onda possui 1 mm de comprimento. Sua entrada possui $10\ \mu\text{m}$ de largura, que é mantida por $410\ \mu\text{m}$ de comprimento, onde inicia o estrangulamento. Este estrangulamento é ampliado na Figura 2. 12 para melhorar a sua visualização. Ele inicia com $10\ \mu\text{m}$ de largura e é reduzido para $0,2\ \mu\text{m}$ ao longo de $90\ \mu\text{m}$ de

comprimento. A partir dessa distância, ele começa a aumentar sua largura ao longo de mais 90 μm de comprimento, chegando aos 10 μm de largura na saída do estrangulamento. Para finalizar, nos últimos 410 μm de comprimento o guia mantém os 10 μm de largura, até sua saída.



(a)



(b)

Figura 2. 11. Simulação do campo elétrico em unidades de V/ m para o guia estrangulado de 0,5 μm em (a) e 0,2 μm em (b). Em cada um dos resultados é mostrado um zoom da região estrangulada, indicando a parcela de campo fora do guia, referente ao decaimento do campo elétrico para $1/e$.

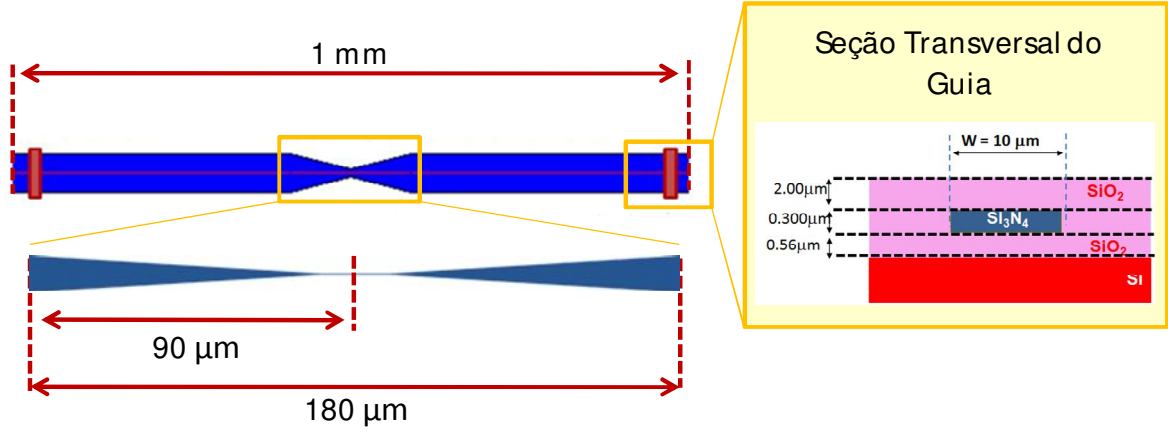


Figura 2. 12. Guia de onda estrangulado, com comprimento de 1mm. A região central do estrangulamento é ampliada, mostrando que o guia é estrangulado ao longo de 90 μm de comprimento, indo de 10 μm de largura para 0,5 μm ou 0,2 μm de largura. Na sequência, ele retorna aos 10 μm de largura, novamente ao longo de 90 μm de comprimento. Nesta figura também é mostrada a seção transversal do guia, utilizado na simulação.

A excitação utilizada nos módulos da R-Soft é composta de componentes espaciais e temporais, sendo representadas como uma soma de excitações individuais, expressas como (6):

$$\Omega(\mathbf{r}, t) = \sum_j \zeta_j(\mathbf{r}, t) \quad (2.50)$$

Onde, $\zeta_j(\mathbf{r}, t)$ é a excitação individual definida como:

$$\zeta_j(\mathbf{r}, t) = \sqrt{P_j} f_j(\mathbf{r}) g_j(t) e^{i\varphi_j t} \quad (2.51)$$

Nesta equação, P_j e φ_j representam a potência e a fase da excitação. Além disso, $f_j(\mathbf{r})$ e $g_j(t)$ são as componentes espaciais e temporais desta excitação. As excitações utilizadas podem ser consideradas como um feixe incidente, definido ao longo de um plano específico e radiado deste plano. A componente de excitação espacial utiliza uma fonte de campo definida ao longo de um plano no domínio da simulação. Para as simulações deste trabalho, será utilizada uma fonte com a forma de um feixe gaussiano, representado por:

$$f(x, y, z_0) = e^{-\left(\frac{x^2}{a^2}\right)} e^{-\left(\frac{y^2}{b^2}\right)} \quad (2.52)$$

Onde $a = w/2$ e $b = h/2$. As constantes w e h tomam o valor de $1/\epsilon$ do comprimento e da altura da entrada do guia de onda, respectivamente. A componente da excitação temporal também tem a forma de um pulso gaussiano, geralmente utilizado quando se deseja obter uma resposta de frequência. Esta componente consiste de uma função envelope gaussiana multiplicada por uma portadora senoidal. Ela é expressa por:

$$g_j(t) = \left[e^{-\left(\frac{t-t_d}{\tau}\right)^2} \right] \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}t + \iota t^2\right) \quad (2.53)$$

Nesta equação, τ é a largura temporal, t_d é o tempo de atraso e ι é o gorjeio. Nas simulações feitas neste trabalho, o coeficiente ι foi considerado nulo.

Retomando a atenção para Figura 2. 12, vê-se que o guia possui dois quadrados vermelhos, um na entrada e outro na saída. Estes quadrados representam dois monitores virtuais de potência. Dessa forma, durante a simulação é injetado um pulso no guia, com forma espectral gaussiana centrada em $1,55\mu\text{m}$ e com 1 W de potência. Este pulso é mostrado na Figura 2. 13.a pela curva preta tracejada. A opção pela utilização do pulso gaussiano é devido à proximidade da sua forma com a do pulso que sai de uma lente. Nesta figura, o pulso é mostrado em função da frequência pela velocidade da luz c , ou seja, em unidades de μm^{-1} . Primeiro é medido no monitor da entrada a potência acoplada ao guia. O resultado é mostrado pela curva vermelha pontilhada e pode-se ver que $0,948\text{ W}$ foram acoplados, ou seja, temos uma perda de acoplamento no programa de $5,5\%$. Esta perda está relacionada com a reflexão da onda na faceta do guia. Como a luz é acoplada ao guia perpendicularmente às facetas, pode-se fazer uma aproximação da incidência praticamente normal. Desta forma, tem-se que a refletividade é dada por:

$$R = \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right|^2 \quad (2.54)$$

Para o caso da simulação, onde o software considera um índice de refração efetivo de aproximadamente $1,6$, a interface guia/ar tem uma refletividade $R = 5,3\%$, ou seja, próxima a perda encontrada na simulação. Este valor representa uma perda na faceta da ordem de $0,2\text{dB}$, ou seja, oito vezes menor do que para o caso de Si/ar ($1,6\text{dB}$) (2).

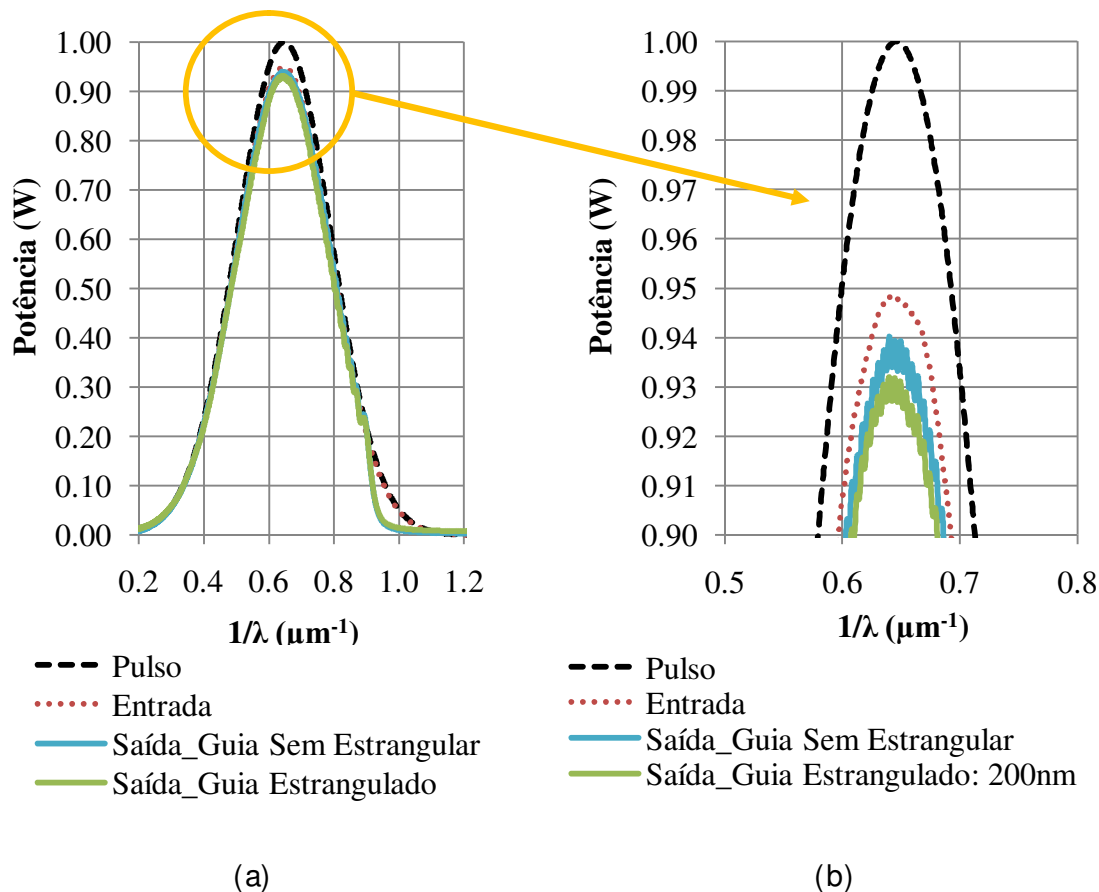


Figura 2. 13. (a) Potência medida pelos monitores virtuais de potência na entrada e saída dos guias de ondas retangulares sem estrangulamento e com estrangulamento de $0,2\mu\text{m}$. (b) Zoom nos máximos de potência mostrados no item (a).

Prosseguindo a simulação, são encontrados dois resultados: No primeiro, após o pulso percorrer todo o guia de $10\mu\text{m}$ sem o estrangulamento, sua potência é medida no monitor da saída e este resultado é mostrado pela curva azul na figura 2.13.a. Portanto, neste monitor é medida uma potência máxima de $0,940\text{ W}$. Estes resultados são mais bem visualizados na figura 2.13.b, onde é dado um zoom nos máximos de intensidades dos resultados da figura 2.13.a. Logo, conclui-se que a perda para este guia sem estrangulamento é de aproximadamente $0,04\text{ dB}$ ou $0,84\%$.ⁱⁱⁱ Este valor equivale a uma perda de $0,4\text{ dB/cm}$ e está próxima das perdas para guias de nitreto de silício encontrados na literatura. (7) Vale ressaltar que nestas simulações, não foram

ⁱⁱⁱ As perdas calculadas em dB são obtidas utilizando a expressão: $\text{Potência (dB)} = 10\log_{10}(P_{\text{saída}}/P_{\text{entrada}})$.

consideradas as perdas do material e da rugosidade do guia de onda, porém, os resultados foram bastante precisos, mostrando que essas perdas parecem não ser preponderantes. No segundo caso, o pulso percorre o mesmo guia, porém atravessando o estrangulamento mostrado na figura 2.12. O máximo de intensidade que chega ao último monitor é de 0,932 W. Logo, pode-se concluir que a perda neste guia com o estrangulamento de $0,2 \mu\text{m}$ é de aproximadamente 0,07 dB. Comparado com o guia sem estrangulamento, conclui-se que as perdas devido à inserção do estrangulamento de $0,2 \mu\text{m}$ são de aproximadamente 0,03 dB. Além deste guia estrangulado para $0,2 \mu\text{m}$, um segundo guia também foi estudado utilizando um estrangulamento menor. Ele possui as mesmas dimensões do anterior, porém, o estrangulamento chega apenas a $0,5 \mu\text{m}$. A figura 2.14 resume o resultado obtido para este guia.

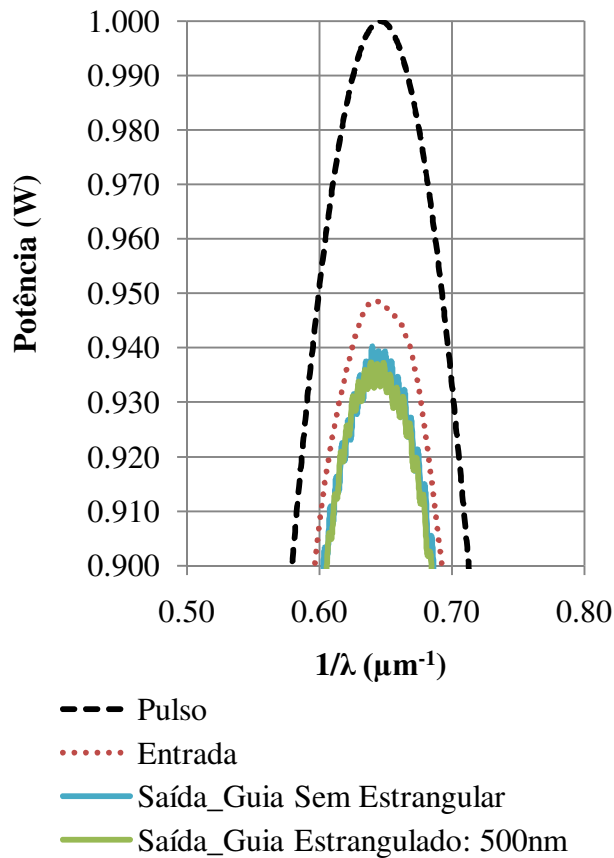


Figura 2. 14. Potência medida pelos monitores virtuais de potência na entrada e saída dos guias de ondas retangulares sem estrangulamento e com estrangulamento de $0,5 \mu\text{m}$.

A curva em verde mostra que na saída do guia há um máximo de intensidade de 0,937 W. Logo, a perda neste guia foi de 0,05 dB, ou seja, comparado com o guia sem estrangulamento, essa redução para 0,5 μm causou uma perda de 0,01 dB. Vale ressaltar que estes resultados são aproximados e tem forte dependência da resolução, isto é, do tamanho das partições utilizadas para propagação da onda dentro do guia. Para estas simulações, foram utilizadas partições de 0,1 μm , tanto na direção x quanto na z.

A partir desse momento, estamos prontos para aproximar uma micro-cavidade deste guia estrangulado e verificar o acoplamento entre elas. Porém, antes disso, serão introduzidas as propriedades básicas destas micro-cavidades ópticas.

2.5. Micro-cavidades Ópticas

Micro-cavidades ópticas de várias formas e materiais têm sido estudados nos últimos anos devido a seu grande potencial em aplicações e sistemas ópticos, principalmente na área de telecomunicação. Dentre as muitas micro-cavidades possíveis, destacam-se para este trabalho as cavidades em forma de micro-discos e micro-anéis, que possuem grande importância em aplicações como cavidade lasers (8) (9) (10), filtros espectrais (11), moduladores (12), multiplexadores e demultiplexadores (13), biosensores (14) entre outros. Porém, a grande desvantagem destes ressonadores é a sua simetria cilíndrica, obrigando estes dispositivos a terem uma emissão isotrópica e de difícil coleta. Neste ponto entra o grande interesse deste trabalho: uma das maneiras de coletar esta emissão radial seria utilizando um guia de onda paralelo a este dispositivo. Neste sentido, a seguir, serão exploradas as características básicas dos micro-ressonadores com simetria cilíndrica (discos e anéis) e nas próximas seções serão mostrados como é possível coletar suas emissões utilizando guias de ondas retangulares.

2.5.1. Propriedades Básicas

Os micro-ressonadores em forma de discos possuem uma propriedade em comum: a emissão radial e a presença de modos “*whispering gallery*” (WGM). A figura 2.15.a mostra um desenho esquemático da distribuição da energia eletromagnética planar de um micro-disco e uma trajetória poligonal do fóton no interior da cavidade. Esta trajetória poligonal representa o caminho que o fóton faz dentro destas cavidades. Fisicamente, ela representa o efeito da reflexão total interna da onda, discutida nas seções anteriores. A figura 2.15.b mostra a distribuição de potência WGM calculada sobre a superfície de um micro-disco.

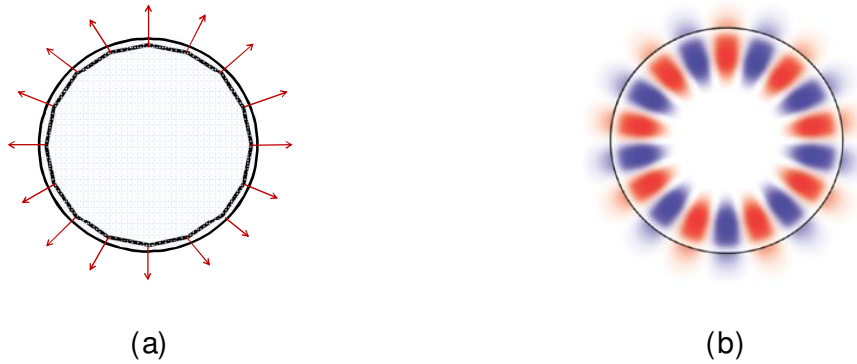


Figura 2. 15. Desenho esquemático da distribuição da energia eletromagnética planar de um micro-disco e a trajetória poligonal do fóton no interior da cavidade. (b) Distribuição de potência WGM calculada sobre a superfície de um micro-disco.

Estes modos em uma cavidade cilíndrica de altura infinita podem ser completamente descritos pelas equações de Maxwell, considerando as condições de contorno para o campo eletromagnético na interface cavidade/ ar. Este campo satisfaz a equação vetorial de Helmholtz:

$$\nabla^2 \Psi + n(\mathbf{r})^2 k^2 \Psi = 0 \quad (2.55)$$

Com $\nabla \cdot \Psi = 0$, $k = \omega/c$ e $n(\mathbf{r})$ é o índice de refração do meio dielétrico. Assumindo que o meio é homogêneo e utilizando o método de Hansen (15), pode-se obter a forma escalar para equação de onda:

$$\nabla^2 \psi(\mathbf{r}) + n^2 k^2 \psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.56)$$

Buscando as soluções para equação de Helmholtz na forma de produtos: $\psi(r, \phi) = \mathcal{R}(r) \Phi(\phi)$, tem-se o desacoplamento das equações diferenciais para $\mathcal{R}(r)$ e $\Phi(\phi)$ em coordenadas cilíndricas:

$$\frac{d^2 \mathcal{R}(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \mathcal{R}(r) + \left(n^2 k_r^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) \mathcal{R}(r) = 0 \quad (2.57)$$

$$\frac{d^2 \Phi(\phi)}{d\phi^2} + m^2 \Phi(\phi) = 0 \quad (2.58)$$

Onde k_r é a componente radial do vetor de onda e m é o número azimutal dos nós na direção ϕ (16). As soluções da equação (2.57) são combinações lineares de funções de Bessel (J_m), Neumann (Y_m) e Bessel modificadas (I_m e K_m). Levando em conta que o campo não deve divergir em $r \rightarrow 0$ (o que elimina a função de Neumann) e considerando o comportamento das funções anteriores em zero e infinito, obtêm-se a seguinte solução para região interna do disco (17):

$$\mathcal{R}(r) = A_m J_m(n k_r r) \quad (2.59)$$

Nesta equação, $\mathcal{R}$ é o raio do disco. Para simplificar o problema, pode-se assumir que os modos guiados estão bem confinados dentro da cavidade, de tal forma que o campo se anula fora. Dessa forma, têm-se:

$$\psi(r = \mathcal{R}, \phi) = 0 \quad (2.60)$$

E as soluções da equação 2.59 são dadas por:

$$\psi(r, \phi) = A_m J_m\left(\frac{X_{m,s} r}{\mathcal{R}}\right) e^{im\phi} \quad (2.61)$$

Onde $X_{m,s} \left(= \frac{n_{ef} \omega_{m,s} \mathcal{R}}{c} \right)$ são os zeros da função de Bessel de ordem m . As ressonâncias dos micro-discos ou micro-anéis são dadas por:

$$m \lambda_m = n_{ef} 2\pi \mathcal{R} \quad (2.62)$$

E o espaçamento entre estes modos, conhecido como espaçamento espectral livre (FSR), para o caso em que $M \gg 1$, é dado por:

$$FSR = \frac{\lambda^2}{n_{ef} 2\pi \mathcal{R}} \quad (2.63)$$

Quando é considerada uma micro-cavidade em forma de anel, a singularidade para função de Neumann quando $r \rightarrow 0$ não ocorrerá, de modo que a parcela da solução referente à função de Neumann não se anulará. Desse modo, no interior do anel haverá soluções que são combinações lineares de funções de Bessel e Neumann. Aplicando as condições de contorno nas duas interfaces do anel, ou seja, para o raio externo e interno, e considerando que o campo se anula fora do anel, as ressonâncias desta cavidade poderão ser obtidas. A referência (18) apresenta um trabalho onde são mostradas as soluções para micro-cavidades na forma de disco e anéis. Neste trabalho fica claro que a diferença entre as posições em comprimento de onda das ressonâncias destas cavidades diferem de apenas 0,3 nm, dependendo da dimensão da cavidade. Logo, esperamos que considerando um anel com uma largura tal que preserve os modos WG do disco, seus modos deverão ter características próximas dos modos de um disco.

Outro conceito importante utilizado para analisar os ressonadores é o fator de qualidade Q . Este fator está diretamente relacionado à dissipação de energia dos modos nas paredes da cavidade e no meio dielétrico em que se propaga. Portanto, este fator pode ser definido do seguinte modo (19):

$$Q = \omega_0 \frac{U_a}{U_d} \quad (2.64)$$

Nesta equação, U_a é a energia armazenada na cavidade, U_d é a energia dissipada em cada ciclo da propagação do modo e ω_0 é a frequência angular do modo ressonante. Considerando que a energia armazenada é dissipada na forma de decaimento exponencial, têm-se: $U(t) = U_0 e^{\left(\frac{-\omega_0 t}{Q}\right)}$. É importante notar nessa equação que a energia armazenada depende do fator Q de modo que quando este fator é alto, a redução da energia é minimizada. Portanto, para cavidades com altos fatores de qualidade, a energia armazenada permanecerá mais tempo dentro destas cavidades. Além disso, a dependência da energia com o tempo implicará que as oscilações do campo elétrico na cavidade são amortecidas. Dessa forma, uma solução geral para o campo elétrico é dado por:

$$E(t) = E_0 e^{\left(\frac{-\omega_0 t}{2Q}\right)} e^{-i(\omega_0 + \Delta\omega)t} \quad (2.64)$$

Onde $\Delta\omega$ é o desvio em relação à frequência de ressonância, na qual as oscilações amortecidas resultam de uma superposição de frequências dada por $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$. Para analisar o comportamento espectral, tomamos a transformada de Fourier do campo $E(t)$:

$$E(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) e^{i\omega t} dt \quad (2.65)$$

Tomando o módulo ao quadrado do campo, obtemos que a intensidade do campo resultante é proporcional à distribuição de Lorentz:

$$|E(\omega)|^2 \propto \frac{1}{\left(\frac{\omega - \omega_0 - \Delta\omega}{\omega_0/2Q}\right)^2 + 1} \quad (2.66)$$

Dessa comparação com a distribuição de Lorentz, conclui-se que podemos ter um desvio da ressonância por $\Delta\omega$ e uma largura de meia altura de (ω_0/Q) . Supondo que existam apenas frequências puras ($\Delta\omega=0$) e tomando $\omega = 2\pi c/\lambda$, o fator Q pode ser escrito como:

$$Q = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \quad (2.67)$$

Nesta equação, $\Delta\lambda$ é a largura a meia altura da Lorentziana traçada sobre uma ressonância λ_0 do ressonador. A equação 2.67 é bastante útil, pois permite um cálculo rápido do fator de qualidade das medidas experimentais.

Um último conceito importante dos ressonadores é a Finesse (F). A Finesse é definida como a razão entre o FSR e a largura máxima a meia altura para uma Lorentziana traçada em uma das ressonâncias do ressonador:

$$F = \frac{FSR}{\Delta\lambda} \quad (2.68)$$

Alternativamente, a Finesse pode ser vista como um fator que relaciona o FSR e o fator de qualidade, através da relação:

$$F = \frac{FSR}{\lambda_0} Q \quad (2.69)$$

Uma maneira útil para descrever o espectro de ressonadores em forma de disco ou anéis é utilizando o conceito da reflexão total interna e da óptica geométrica. Esta

demonstração é apresentada no apêndice A, e como resultado, é mostrado na figura 2.16 o espectro obtido com esta aproximação para um micro-disco de raio $25\mu\text{m}$.

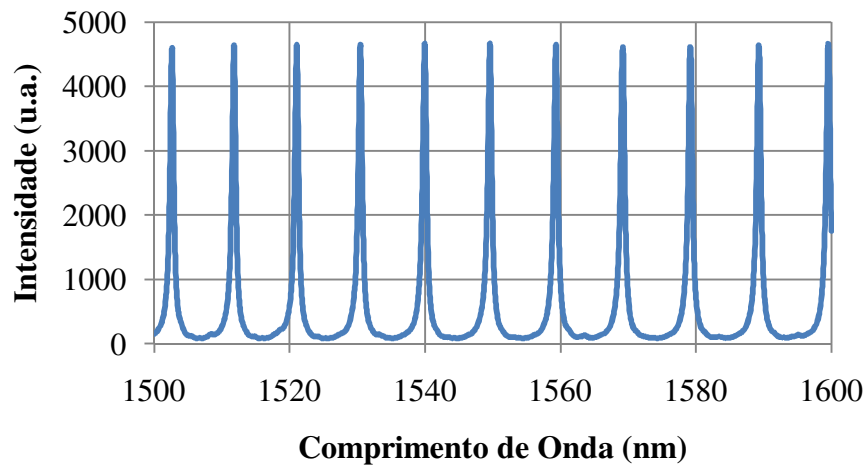


Figura 2. 16. Espectro de um micro-disco de raio $25\mu\text{m}$.

2.6. Micro-cavidades Ópticas acopladas a guias de Onda

O acoplamento entre guias de ondas e micro-cavidades são essenciais para o projeto de dispositivos ópticos integrados. A teoria de acoplamento está bastante avançada atualmente, baseando-se em equações vetoriais e outras considerações. Porém, a teoria apresentada a seguir é uma compilação das relações universais que envolvem o acoplamento entre um guia de onda e um ressonador. Estas relações foram bem apresentadas no artigo de Yariv (20), e para este projeto será utilizado um software para simular todas estas interações entre guias e cavidades.

2.6.1. Teoria básica de Acoplamento

Para analisar a troca de potência entre um guia de onda e um ressonador, será considerado o esquema mostrado na figura 2.17. Fisicamente, quando um pulso é inserido na entrada do guia de onda, ele propaga-se neste guia tendo uma parte da onda propagando fora do guia em forma evanescente, como discutido nas seções

anteriores. Dessa forma, quando este pulso atravessa a região de acoplamento com a micro-cavidade, uma parcela da onda evanescente pode ser acoplada à cavidade. Esta parte da onda acoplada percorrerá a trajetória dentro da cavidade, enquanto a parcela não acoplada seguirá até a saída do guia. Dependendo do tempo de cada pulso inserido no guia, pode ocorrer interferência entre parte do pulso que está chegando à região de acoplamento com a parte do pulso que está saindo da cavidade e acoplando novamente ao guia. Descreveremos dois limites deste acoplamento. Primeiramente, será apresentado o estudo analítico para o caso de um bombeio contínuo na entrada do guia e, em seguida, na seção 2.6.2 serão mostradas simulações numéricas para o dispositivo utilizando um único pulso curto com duração menor que da volta no ressonador. Ou seja, neste último caso o pulso não interage consigo mesmo. Veremos que nos dois casos o espectro de saída deve ter mínimos nas ressonâncias do ressonador e que, portanto, a simulação com pulsos curtos deve levar a um espectro de transmissão similar aos medidos por medidas com luz contínua.

Retomando a figura 2.17, o acoplamento entre o guia de onda e o ressonador será considerado sem perdas e independerá da natureza do acoplamento. Nestas condições, pode-se dizer que um único modo unidirecional do ressonador é excitado pela amplitude complexa injetada no guia (A_1), sendo uma parte dessa amplitude transmitida e outra parte acoplada ao ressonador, representada por B_2 . O fator que indica o quanto de potência é transmitido está representado por t . Ao atravessar o ressonador, a amplitude B_2 experimenta uma atenuação α e um desvio de fase η , sendo sua amplitude reduzida a A_2 após uma volta no ressonador. Essa amplitude A_2 , ao passar próximo ao guia de onda, tem uma parte da potência acoplada novamente. Os fatores de acoplamento do guia para o ressonador e vice versa são representados por ζ . A parcela da potência acoplada ao guia mais a potência transmitida, são somadas e pode-se medir na saída do guia a amplitude B_1 . Yariv em seu artigo descreveu essa interação através da relação matemática:

$$\begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t & \zeta \\ -\zeta^* & t^* \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} \quad (2.70)$$

Nesta equação, as amplitudes complexas A_j e B_j são normalizadas de modo que a amplitude dos seus quadrados corresponda à potência modal. A matriz de acoplamento também é unitária tal que:

$$|\zeta^2| + |t^2| = 1 \quad (2.71)$$

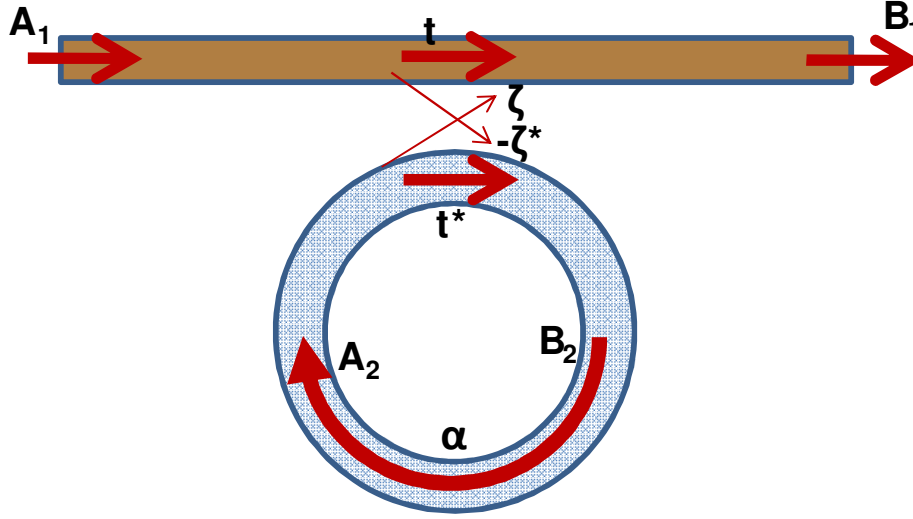


Figura 2. 17. Esquema geral de um guia de onda dielétrico acoplado a um micro-ressonador.

Considerando a propagação dentro do ressonador, o campo é dado por:

$$A_2 = \alpha e^{i\eta} B_2 \quad (2.72)$$

Para este caso, $\alpha \approx 1$ pois é considerado que o ressonador possui alto fator de qualidade, implicando em perdas praticamente nulas. Tomando $A_1 = 1$, a saída do guia e do ressonador será dado por:

$$B_1 = \frac{-\alpha + t e^{-i\eta}}{-\alpha t^* + e^{-i\eta}} \quad (2.73)$$

$$A_2 = \frac{-\alpha \zeta^*}{-\alpha t^* + e^{-i\eta}} \quad (2.74)$$

Dessa forma, a potência transmitida, medida na saída do guia é:

$$|B_1|^2 = \frac{\alpha^2 + |t|^2 - 2\alpha|t| \cos(\eta + \delta_t)}{1 + \alpha^2|t|^2 - 2\alpha|t| \cos(\eta + \delta_t)} \quad (2.75)$$

Onde $t = |t|e^{i\delta_t}$. Na saída do ressonador a potência medida é:

$$|A_2|^2 = \frac{\alpha^2(1-|t|^2)}{1 + \alpha^2|t|^2 - 2\alpha|t|\cos(\eta + \delta_t)} \quad (2.76)$$

Quando o ressonador está na ressonância ($\eta + \delta_t = 2m\pi$, com m inteiro), pode-se observar características interessantes destas cavidades. Nessa situação, as equações (2.75) e (2.76) ficam:

$$|B_1|^2 = \frac{(\alpha - |t|)^2}{(1 - \alpha|t|)^2} \quad (2.77)$$

$$|A_2|^2 = \frac{\alpha^2(1-|t|)^2}{(1 - \alpha|t|)^2} \quad (2.78)$$

Estas equações mostram que quando a atenuação interna do ressonador for igual ao fator de transmissão ($\alpha = |t|$), a potência transmitida será nula. Esta condição é conhecida como acoplamento crítico.

Portanto, conclui-se deste estudo que se variarmos o comprimento de onda na entrada do guia acoplado a uma cavidade, como a mudança de fase no acoplamento é praticamente nula ($\delta_t = 0$), os comprimentos de ondas iguais aos da ressonância desta cavidade serão acoplados à cavidade, e gerarão mínimos no espectro de transmissão medido na saída do guia.

Desse modo, para se elaborar um projeto em que envolve o acoplamento entre um guia de onda e uma micro-cavidade, dois fatores são importantes para otimização do dispositivo: primeiro, a separação entre a micro-cavidade e o guia de onda, que será chamado neste texto de “gap”, e segundo, as dimensões do estrangulamento do guia. Estes dois parâmetros estão diretamente relacionados, pois reduzindo o estrangulamento do guia, a parcela de onda viajando fora do guia é maior, sendo necessário um gap maior para acoplar a parte da onda de interesse, e vice-versa. Se o gap for reduzido para valores abaixo dos ideais, calculado nas simulações, uma das consequências, por exemplo, é que grande parte da onda acoplada à micro-cavidade poderá re-acoplar ao guia de onda estrangulado antes mesmo de dar toda a volta dentro da micro-cavidade, prejudicando o funcionamento do dispositivo. Portanto, na próxima seção, será estudada a otimização destes dois parâmetros e serão obtidas as condições ideais para o acoplamento entre as micro-cavidades e os guias

estrangulados, considerando a região espectral de interesse ($1,55 \mu\text{m}$). Nestas simulações, será considerado o caso extremo onde um único pulso atravessa todo o dispositivo sem sofrer interação com ele mesmo, ou seja, a parcela acoplada ao ressonador não interagirá com a parcela presente no guia. Dessa forma, será possível observar os espectros na saída do guia, que terão mínimos de transmissão relacionados com as ressonâncias da cavidade acoplada.

2.6.2. Simulações dos guias de nitreto estrangulados acoplados às micro-cavidades

Para as simulações desta seção, foi utilizado um esquema de dispositivo mostrado na figura 2.18.

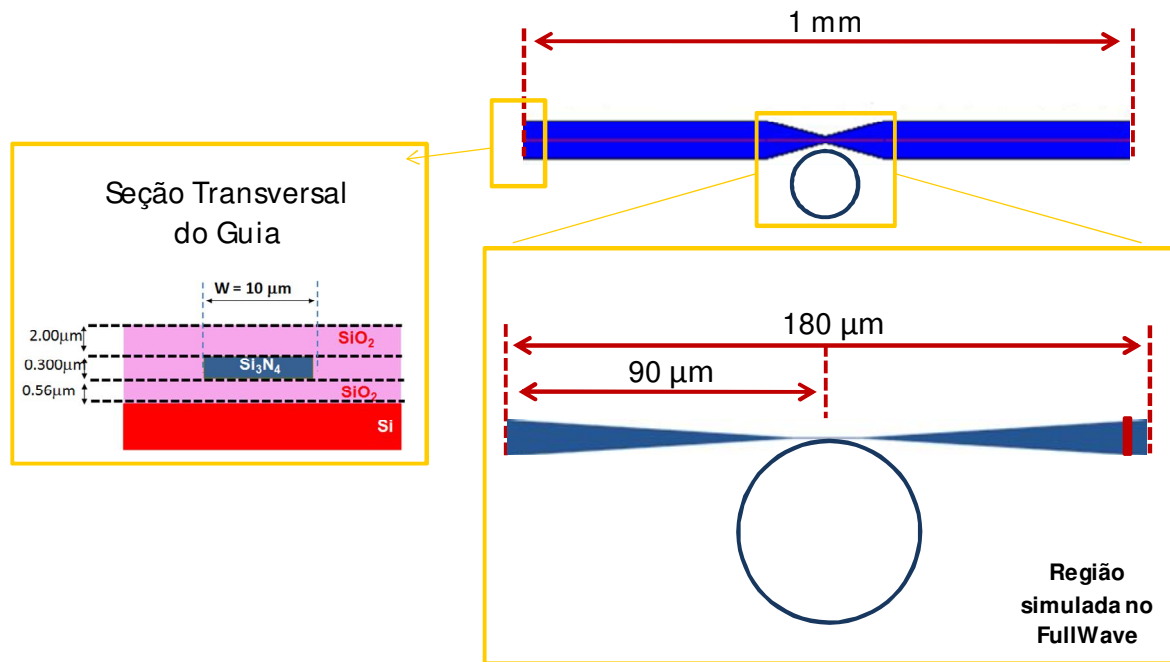


Figura 2. 18. Guia de onda estrangulado com uma micro-cavidade acoplada. Nesta figura é mostrada a seção transversal do guia e ampliada a região simulada no Fullwave, exibindo as dimensões da região estrangulada do guia.

O guia de onda utilizado é semelhante ao estudado na seção 2.4.1, formado pela estrutura $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ e estrangulado na região do acoplamento com as micro-cavidades. Como mostrado na figura 2.18, foi aproximado do guia estrangulado uma micro-cavidade em forma de anel ou disco. O software utilizado para simular este dispositivo foi o FullWave/ FDTD da R-Soft. Para reduzir o tempo de simulação, foi considerada apenas a região do acoplamento ($180\text{ }\mu\text{m}$). As simulações foram feitas em 2D, considerando o modo TE e utilizando partições de $0,02\text{ }\mu\text{m}$ nas duas direções. Foi necessário um tempo de simulação de aproximadamente 4 horas para cada dispositivo. A região simulada é ampliada na figura 2.18 e pode-se observar na saída do guia um quadrado vermelho que representa o monitor virtual de potência utilizado no software.

A primeira simulação foi feita bombeando a entrada do guia com um pulso gaussiano, centrado em $1,55\text{ }\mu\text{m}$, com largura de aproximadamente $4\text{ }\mu\text{m}$ e intensidade de 1 W . Este pulso tem uma largura temporal de 10^{-15} segundos, de tal forma que ao atravessar a região do acoplamento, a onda acoplada ao anel nunca interage com o pulso da entrada do guia.

A forma deste pulso é a mesma utilizada na seção 2.4.3 para o cálculo das perdas nos guias estrangulados. O guia de onda começa com largura de $10\text{ }\mu\text{m}$ e é estrangulado até $0,5\text{ }\mu\text{m}$, como mostrado na figura 2.18. Próximo a esse guia estrangulado, é posicionado uma microcavidade em forma de anel, de raio $12,5\text{ }\mu\text{m}$, largura $0,5\text{ }\mu\text{m}$ e com um gap variável. A figura 2.19.a mostra o espectro de transmissão, isto é, a intensidade óptica normalizada medida na saída do guia de onda para três gaps de $150, 200$ e 300 nm .

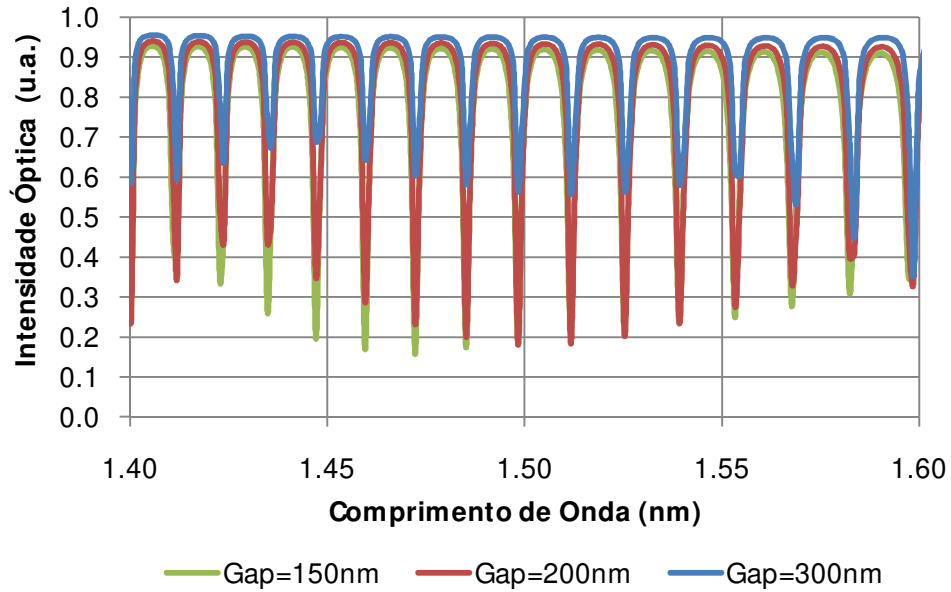
Analisando este resultado é possível ver a presença de vários mínimos de intensidade que ocorrem devido à presença do anel. Os comprimentos de ondas desses mínimos de intensidade são exatamente as ressonâncias do anel, ou seja, quando estes comprimentos de ondas atravessam o guia estrangulado, eles são acoplados ao anel, e estão ausentes na saída do guia. Isto é esperado para os pulsos ultracurtos, pois eles excitam vários modos ressonantes do anel. Além disso, estes modos vão acoplar de volta ao guia de onda numa taxa inversamente proporcional ao fator de qualidade de

cada modo. Desta forma, o espectro de transmissão terá mínimos nos mesmos pontos que os discutidos na seção anterior com um feixe contínuo e monocromático, e eles corresponderão às ressonâncias com maior Q do ressonador. A razão de esta simulação ser desse modo, é que com a simples propagação de um pulso, podemos obter informações das ressonâncias e dos acoplamentos na estrutura.

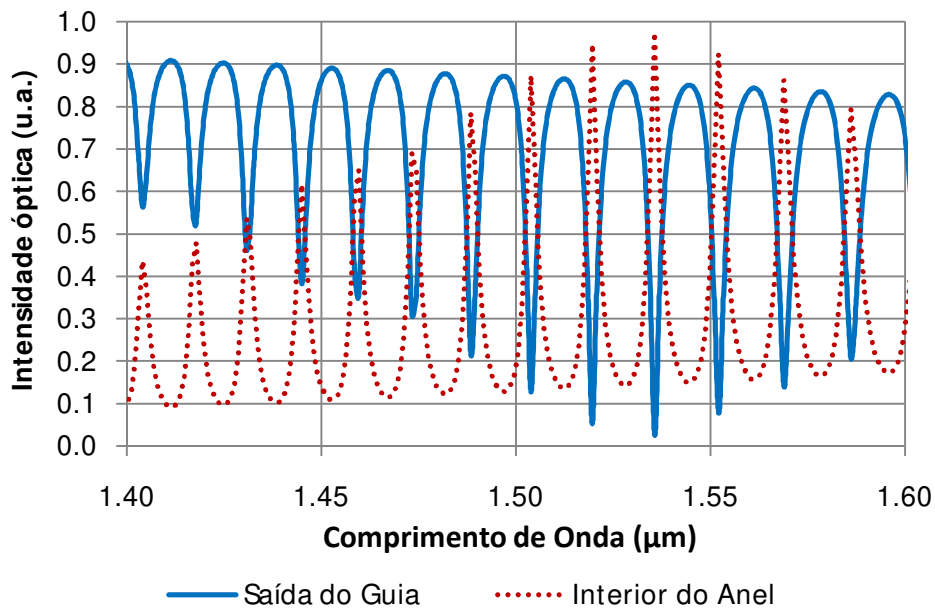
Em termos operacionais, obter a resposta espectral de transmissão usando pulsos monocromáticos variando o comprimento de onda torna a simulação inviável devido ao tempo de processamento. O estudo de pulsos no regime intermediário deve ser tema de trabalhos futuros e não afeta os resultados aqui apresentados.

É interessante comparar os resultados obtidos para diferentes separações (“gaps”) entre o guia estrangulado e o anel. Fica claro que entre 150 nm e 200 nm têm-se os mínimos mais pronunciados de transmissão localizados na região de 1,55 μm . Desse modo, para um guia estrangulado em 0,5 μm , conclui-se que a separação ideal está entre 150 e 200nm.

Na figura 2.19.b é mostrado o resultado de uma simulação idêntica a anterior, porém, utilizando um estrangulamento de 200 nm. Como resultado, a melhor separação encontrada foi de 300 nm. Logo, fica claro que quando aumenta-se o estrangulamento do guia, a parcela da onda fora do guia é maior, desse modo, para acoplar na região de 1,55 μm , deve-se aumentar um pouco mais a distância entre o guia e a micro-cavidade. Além disso, na simulação da figura 2.19.b, foi acrescentado um monitor virtual de potência dentro do anel, sendo possível monitorar o espectro de acoplamento do anel. O resultado é mostrado pelo espectro com linha pontilhada em vermelho e é possível confirmar que para os comprimentos de onda acoplados ao anel, há ausência de sinal na saída do guia.



(a)



(b)

Figura 2. 19. (a) Espectro da intensidade óptica normalizada em função do comprimento de onda variado na entrada do guia estrangulado ($0,5\mu\text{m}$) acoplado a um anel de raio $12,5\mu\text{m}$, com gaps variando de 150nm a 300nm. (b) O mesmo espectro anterior, porém, para um guia estrangulado de $0,2\mu\text{m}$, acoplado a uma micro-cavidade de raio $12,5\mu\text{m}$ e gap otimizado de 300nm. As linhas pontilhadas em vermelho representam o espectro de acoplamento do anel medido pelo monitor de potência posicionado dentro do anel.

Para finalizar as simulações destes dispositivos, retomando o resultado para o guia estrangulado de 0,5 μm e separação de 200 nm, foi escolhido um comprimento de onda da ressonância do anel (1,554 μm) e foi simulado o bombeio contínuo do guia neste comprimento de onda. A figura 2.20 mostra a região do acoplamento entre o guia estrangulado e a cavidade durante a simulação, permitindo verificar como é feito o acoplamento e que grande parte da onda realmente está sendo acoplada no anel.

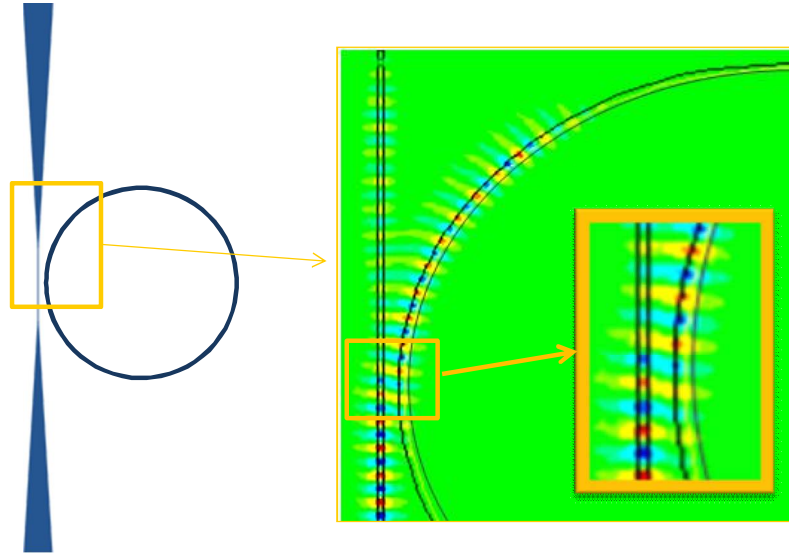


Figura 2. 20. Imagem da simulação do acoplamento entre um guia estrangulado de 0,5 μm e com um gap de 200 nm. O bombeio é contínuo com o comprimento de onda ressonante da cavidade (1,554 μm).

2.7. Mistura de quatro ondas

A mistura de quatro ondas é um processo não linear de terceira ordem onde dois fótons bombeados em uma frequência ω_1 são convertidos, dentro de um meio dielétrico, em duas novas frequências ω_2 e ω_3 , seguindo a relação:

$$\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2 \quad (4.6)$$

Como a maioria dos efeitos não lineares, altas potências são requeridas para poder verificar este efeito. No entanto, as cavidades com alto fator de qualidade Q permitem obter uma alta intensidade do campo que circula dentro de um ressonador, satisfazendo esta condição mesmo com potência externa pequena. Porém, esta não é a única condição suficiente para garantir a mistura de quatro ondas, uma vez que ainda

são necessárias condições para o material utilizado e para conservação de energia e momento.

Utilizando o método tradicional para estudar as respostas não lineares dos materiais, a polarização pode ser expandida em uma série de potência com relação ao campo elétrico:

$$\mathcal{P} = \chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(3)} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \dots \quad (4.7)$$

Nesta série, os coeficientes da expansão são conhecidos como susceptibilidade e o índice entre parênteses representa a sua ordem. Estes coeficientes possuem valores menores à medida que sua ordem aumenta, de modo que a série converge para uma polarização finita.

A primeira consideração que deve ser feita é com relação ao meio em que o processo está ocorrendo. Em especial, para o caso de meios sólidos amorfos, como o nitreto de silício, as moléculas do material são dispostas no espaço em posições aleatórias, de modo que este meio é isotrópico. Nestes casos temos simetria de inversão e pode-se mostrar que o coeficiente $\chi^{(2)}$ deve se anular. Dessa forma, o maior coeficiente não linear posterior ao de segunda ordem será o $\chi^{(3)}$. Essa susceptibilidade de terceira ordem é um tensor com 81 elementos responsável pelo aparecimento dos efeitos ópticos não lineares de terceira ordem. Dessa forma, em um meio com presença de simetria de inversão, os efeitos não lineares de terceira ordem serão favorecidos e, em especial, para o caso de interesse neste estudo, ele é responsável pelo surgimento da mistura de quatro ondas.

Além dessa condição de se ter um meio não linear de terceira ordem, uma condição necessária para o aparecimento da mistura de quatro ondas é que a energia e o momento devem ser conservados neste processo. Como visto nos capítulos anteriores, os modos WG dos ressonadores têm sua frequência dada aproximadamente por $\omega_M = \frac{X_M^1 c}{n_{eff} R}$ onde X_M^1 é o primeiro zero da função de Bessel J_M , c é velocidade da luz, R o raio do anel e n_{eff} é o índice de refração efetivo. Para altas ordens M , as frequências são dadas por $\omega_M = \frac{Mc}{n_{eff} 2\pi R}$, portanto, elas variam linearmente com M (21). O momento

angular depende linearmente de M , número quântico azimutal. Assim, nesta condição, um modo M_1 e um modo $M_2=M_1+N$ podem ser totalmente aniquilados gerando modos $M_3=M_1+N+Q$ e $M_4=M_1-Q$, desde que a soma M_1+M_2 , com M_1 , M_2 , N e Q inteiros, se conserve. Ou seja, para estes modos, conservando-se M_1+M_2 , respeita-se a condição de conservação da energia e do momento.

Desse modo, satisfazendo as condições necessárias para o surgimento da mistura de quatro, pode-se ter duas situações particulares: quando $Q=1$ tem-se a geração de modos adjacentes dentro da cavidade e para $N=0$, ocorrerá a mistura de quatro ondas degenerada onde um modo M_1 poderá gerar os modos adjacentes M_1+1 e M_1-1 . Portanto, ao injetar em uma cavidade ressonante um modo M , é possível ir gerando sucessivamente inúmeros modos adjacentes separados pelo FSR da cavidade, através deste processo não linear de mistura de quatro ondas.

2.8. Resumo do capítulo

Neste capítulo foram explorados os conceitos básicos dos guias de ondas dielétricos, primeiro utilizando o bem conhecido modelo óptico geométrico e na sequência, através da teoria eletromagnética e da solução da equação de onda. Os conceitos fundamentais para analisar os micro-ressonadores em forma de anel e disco também foram apresentados. Os modos presentes no guia de onda estrangulado, os campos evanescentes para o acoplamento e as perdas de propagação foram encontrados utilizando softwares específicos para o design de componentes fotônicos. Ao final do capítulo, os guias de ondas estudados foram unidos às micro-cavidades para o projeto de um dispositivo contendo um guia de onda estrangulado acoplado a uma micro-cavidade. Com os softwares adequados, foram obtidos os espectros de transmissão esperados para estes dispositivos operando na região da banda C de telecomunicação, além dos principais parâmetros necessários para sua fabricação. Finalizando o capítulo, foi apresentado um breve estudo do efeito não linear de mistura de quatro ondas, demonstrando como esse efeito ocorre nos dispositivos projetados ao longo deste capítulo.

2.9. Referências do capítulo

1. **Pollock, Clifford e Lipson, Michal.** *Integrated Photonics*. USA : Kluwer Academic Publishers, 2003.
2. **Reed, Graham T. e Knights, Andrew P.** *Silicon Photonics: an introduction*. England : Wiley, 2004.
3. **Hocker, G. B. e Burns, W. K.** Mode dispersion in diffused channel waveguides by the effective index method. *Appl. Opt.* 1977.
4. **Marcatili, E. A. J.** Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics. *Bell System Tech. J.* 1969.
5. **Melchiorri, M. et al.** Propagation losses of silicon nitride waveguides in the near-infrared range. *Applied Physics Letters*. 2005.
6. *Guia do usuário: FullWave*. R-Soft, Versão 3.0.1.
7. **all., Jacob S. Levy et.** CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects. *Nature Photonics*. 2010.
8. **N. C. Frateschi, A. F. J. Levi.** The spectrum of microdisk lasers. *J. Appl. Phys.* 1996, Vol. 80.
9. **J. R. Mialichi, L. A. M. Barea, A. A. von Zuben, N. C. Frateschi.** Observation of Resonance Modes in InAs/InGaAsP/InP Quantum Dot. *Electrochemical Society Transactions Microelectronics Technology and Devices* . 2008, Vol. 14.
10. **Barea, L. A. M., et al.** Low-roughness active microdisk resonators fabricated by focused ion beam. *J. Vac. Sci. Technol. B*. 2009, Vol. 27.
11. **Ma, Y., et al.** Improved optical filter responses in cascaded InGaAsP/InP microdisk resonators. *ELECTRONICS LETTERS*. 2001, Vol. 37.
12. **Qianfan, S. Manipatruni, B. Schmidt, J. Shakya, M. Lipson.** 12.5 Gbit/s carrier-injection-based silicon micro-ring silicon modulators. *Optics Express* . 2007, Vol. 15.
13. **P. Koonath, D. R. Solli, B. Jalali.** Continuum generation and carving on a silicon chip. *Appl. Phys. Lett.* . 2007, Vol. 91.
14. **F. Vollmer, D. Braun, A. Libchaber, M. Khoshshima, I. Teraoka, S. Arnold.** Protein Detection by Optical Shift of a Resonant Microcavity. *Appl. Phys. Lett.* . 2001, Vol. 80.

15. **Jeffreys, H. e Jeffreys, B. S.** *methods of mathematical physics*. Cambridge university press : s.n., 1950.
16. **M. K. Chin, D. Y. Chu e S. T. Ho.** *Journal of Applied Physics*. 75, 1994, Vol. 7.
17. **Abramowitz, M. e Stegun, I. A.** *handbook of mathematical functions*. Dover : s.n., 1972.
18. **Čtyroký, Jří, Prkna, L e Hubálek, e M.** *MICRORESONATORS AS BUILDING BLOCKS FOR VLSI PHOTONICS: International School of Quantum Electronics*. s.l.: AIP, 2004. doi:10.1063/1.1764014 .
19. **Yariv, A.** *Optical Electronics in Modern Communications*. New York : Oxford University Press, 1997.
20. **Yariv, A.** Universal relations for coupling of optical power beteen microresonators and dielectric waveguides. *Electonics Letters*. 2000, Vol. 36.
21. **N. C. Frateschi, A. F. J. Levi.** The spectrum of microdisk lasers. *J. Appl. Phys.* 1996, Vol. 80.
22. **Hondros, D. e Debye, P.** Elektromagnetische Wellen an Dielektrischen Drahten. *Ann. Physik*. 1910, Vol. 32.
23. **H.Zahn.** Über den Nachweis Elektromagnetische Wellen an Dielektrischen Drahten. *Ann. Physik*. 1916, Vol. 49.
24. **O.Schrivver.** Elektromagnetische Wellen an Dielektrischen Drahten. *Ann. Physik*. 1920, Vol. 64.
25. **D.B. Anderson, R. R. August.** Applications of Microphotolithography to Millimeter and Infrared Devices. *Proc. IEEE*. 54, 1966.
26. **P. K. Tien, R. Ulrich, R. J. Martin.** 'Optical Second Harmonic Generation in form of Coherent Cerenkov Radiation from a Thin-Film Waveguide'. *Appl. Phys. Lett.* . 17, 1970.
27. **D. B. Anderson, J. T. Boyd.** Wide Band CO2 Laser Second Harmonic Generation Phase Matched in GaAs Thin-Film Waveguides. *Appl. Phys. Lett.* . 19, 1971.
28. **Suematsu, Y.** Tunable Parametric Oscilator Using a Guided Wave Structure. *Jap. J. Appl. Phys.* 9, 1970.
29. **Kaplan, A. E.** Hysteresis Reflection and Refraction by a Nonlinear Boundary - a New Class of Effects in Nonlinear Optics. *JETP Lett.* . 24, 1976.

30. **S. Maneuf, R. Desailly, C. Froehly.** Stable Self-Trapping of Laser Beams: Observation in a Nonlinear Planar Waveguide. *Opt. Commun.* . 65, 1988.
31. **C. Karaguleff, G. I. Stegeman, R. M. Fortenberry, R. Zaroni, C. T. Seaton.** Degenerate Four-Wave Mixing in Planar CS₂ Covered Waveguides. *Appl. Phys. Lett.* . 46, 1985.
32. **A. Gabei, K. W. DeLong, C. T. Seaton, G.I. Stegeman.** Efficient Degenerate Four-Wave Mixing in an Ion-Exchanged Semiconductor doped glass waveguide. *Appl. Phys. Lett.* . 51, 1987.
33. **Moore, Gordon E.** Cramming more components onto integrated circuits. *Electronics* . 1965, Vol. 38.
34. **Levy, J S. et al.** CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects. *Nature Photonics*. 2009, Vol. 4.
35. **Razzari, L et al.** CMOS-compatible integrated optical hyper-parametric oscillator. *Nature Photonics*. 2010, Vol. 4.
36. **Barea, L A. M. et al.** *Si₃N₄/SiO₂ planar photonic structures fabricated by focused ion beam*. s.l. : Wiley, 2010. ISBN: 978-0-470-55137-0.
37. **Dunn, M. H. e Ebrahimzadeh, M.** Parametric generation of tunable light from continuous-wave to femtosecond pulses. *Science*. 1999, Vol. 286.
38. **Stolen, R. H. e Bjorkholm, J E** Parametric amplification and frequency-conversion in optical fibers. *IEEE Journal Of Quantum Electronics*. 1982, Vol. 18.
39. **T.M. Fortier, Y. Le Coq, J.E. Stalnaker, D.Ortega, S.A. Diddams, C.W. Oates, L Hollber.** Kilohertz-resolution spectroscopy of cold atoms with an optical frequency comb. *Phys. Rev. Lett.* 2006, Vol. 97.
40. **Udem, T., Holzwarth, R. e Hansch, T. W.** Optical frequency metrology. *Nature*. 2002, Vol. 416.
41. **Little, B.E, et al.** Microring resonator channel dropping filters. *J Lightwave Technol.* . 1997, Vol. 15.
42. **P. P. Absil, J V. Hryniewicz, B. E. Little, P. S. Cho, R. A. Wilson, L G. Joneckis, P. T. Ho.** Wavelength conversion in GaAs micro-ring resonators. *Optics Letters*. 2000, Vol. 25.

43. **Blom, F. C., D. R. van Dijk, H. J. W. M. Hoekstra e Popma, A. Driessen e Th. J. A.** Experimental study of integrated-optics microcavity resonators: Toward an all-optical switching device. *Appl. Phys. Lett.* . 1997, Vol. 71.

CAPÍTULO 3

Fabricação dos dispositivos

3.1. Introdução

Neste capítulo serão mostradas as etapas do processo de fabricação utilizado para obter os dispositivos contendo guias de ondas estrangulados de nitreto de silício acoplados à micro-cavidades em forma de anel ou disco, também de nitreto de silício.

A grande dificuldade no processamento destes dispositivos está na diferença entre as dimensões dos guias de ondas e a região do acoplamento com a micro-cavidade. Os guias de ondas destes dispositivos possuem comprimentos da ordem de milímetros e com larguras de poucos microns. Em contraste a estas dimensões, os estrangulamentos nestes guias devem possuir larguras de centenas de nanômetros, pois é necessário um aumento no campo evanescente, permitindo o acoplamento com as micro-cavidades. Além disso, estas cavidades devem estar próximas destes guias estrangulados com distâncias da ordem de centenas de nanômetros. Somado a esta dificuldade, outra importante característica destes dispositivos é a necessidade de uma excelente morfologia das paredes, que devem possuir baixa rugosidade e alta verticalidade, exigindo um processo com alta resolução.

Para vencer essa dificuldade, este capítulo demonstrará uma técnica de fabricação híbrida para este dispositivo. Na primeira parte do processamento, chamado de processo convencional, será utilizado o processo de fotolitografia óptica, que permite gravar estruturas a partir de uma máscara litográfica com resolução de poucos microns em lâminas com dimensões de centímetros. Na segunda parte do processamento, será utilizada a corrosão por feixe de íons focalizados (FIB) para fabricação dos estrangulamentos e das micro-cavidades. Nesta etapa, o processo passará a ter alta resolução, da ordem de poucos nanômetros, e permitirá obter micro-cavidades e estrangulamentos com excelente morfologia e alta verticalidade das paredes. Ao final do capítulo, apresentaremos os resultados de guias de ondas sem

estrangulamento, com estrangulamentos da ordem de centenas de nanômetros e dispositivos contendo estes guias estrangulados acoplados a micro-anéis^{iv} e micro-discos.

3.2. Fabricação dos guias de ondas acoplados às micro-cavidades

Esta seção será dividida em cinco tópicos. Nestes tópicos será apresentada a fabricação da estrutura, o processo híbrido envolvendo a fotolitografia, a corrosão dos guias e o processamento com o feixe de íons focalizados e, finalizando a seção, será relatado o processo de desbaste e clivagem dos dispositivos.

3.2.1. Fabricação da estrutura

Como estudado no capítulo anterior, a estrutura inicial para fabricação dos guias de ondas acoplados às micro-cavidades é mostrada na figura 3.1. O substrato utilizado para fabricação da estrutura será uma bolacha de silício com orientação cristalina (100). Na seqüência, é realizada uma oxidação úmida (1) para formação da camada de dióxido de silício. Esta oxidação úmida é feita colocando-se as lâminas de silício em um forno térmico convencional com alta temperatura (1000°C) e em ambiente de vapor de água com oxigênio. As etapas desse processo são: primeiro, as lâminas de silício são colocadas no forno em ambiente de N₂, com fluxo de 1 litro/ minuto, por um tempo de 10 minutos. Na seqüência, o fluxo de N₂ é desligado e as lâminas ficam em um ambiente de O₂ com fluxo de 1 litro/ minuto, por um tempo de 10 minutos. A seguir, um sistema de borbulhador de O₂/ H₂O é ligado, mantendo a lâmina de silício em um ambiente úmido por um tempo de 120 minutos. Desligado o borbulhador, é

^{iv} A técnica de fabricação híbrida de um dispositivo monolítico contendo um guia estrangulado acoplado a um micro-anel, apresentado neste capítulo, foi publicado como um capítulo do livro "**Future Trends in Microelectronics: From Nanophotonics to Sensors to Energy**", onde o trabalho é intitulado: "**S3N4/SiO₂ Planar Photonic Structures Fabricated by Focused Ion Beam**". Maiores detalhes, vide referência (8).

feita a última etapa para o recozimento do dióxido, deixando as lâminas no forno com a linha de N_2 ligada (fluxo de 1 litro/minuto), por um tempo de 10 minutos. A espessura medida ao final do processo é de $0,56\ \mu\text{m}$.

Prosseguindo com a fabricação da estrutura, agora é necessária a deposição da camada de nitreto de silício. Para esta etapa, foi utilizada a técnica de deposição química de filmes a partir da fase vapor (CVD), que consiste da deposição de filmes sólidos a partir da mistura de gases que contem os elementos a serem depositados. O sistema de deposição por CVD é caracterizado pelo tipo de reator utilizado. Para o caso deste trabalho, foi utilizado um reator do tipo ECR (Ressonância Ciclotrônica de Elétrons). Os gases e taxas utilizadas para a deposição do nitreto de silício foram: 125 sccm (centímetro cúbico padrão por minuto) de SiH_4 , 20 sccm de Ar e 2,5 sccm de N_2 . O ambiente foi mantido em uma pressão de 3 mTorr, com 250 W de potência e o tempo de deposição foi de 40 minutos para obter um filme de Si_3N_4 com $0,3\ \mu\text{m}$ de espessura.



Figura 3.1. Esquema representando a seção transversal da estrutura que deverá ser fabricada para o processamento dos guias de ondas de nitreto de silício sobre dióxido de silício.

Para verificar os índices de refração, absorção e espessura deste filme de nitreto, foram realizadas medidas de elipsometria (2) (3). Estas medidas foram feitas pela empresa J. A. Woollam, como demonstração da eficiência do seu equipamento, o qual nosso laboratório tem interesse em adquirir. Este equipamento utilizado foi um elipsômetro espectroscópico modelo MI-2000. O intervalo em comprimento de onda que ele mede é de $0,193\ \mu\text{m}$ até $1,69\ \mu\text{m}$. Os ângulos de incidência possíveis são de 55° , 65° e 75° . O filme de Si_3N_4 estudado foi depositado utilizando as mesmas condições descritas acima, porém com um tempo de 18 minutos. Como resultado dessa medida, a espessura obtida para este filme de nitreto foi $123,16\ \text{nm}$, ou seja, a

taxa de deposição nas condições acima é de 6,84 nm/ min. A rugosidade do filme de nitreto também foi medida com esta técnica, obtendo o valor de 6,13nm. Com relação às propriedades ópticas, conclui-se que o índice de refração para região em torno do comprimento de onda de interesse nesse trabalho (1,55 μ m), é de 1,97. Quanto à parte imaginária do índice de refração, este filme não apresentou absorção na região de 1,55 μ m. Apenas foi verificada absorção para região do ultravioleta. Estes resultados estão de acordo com os utilizados nas simulações do capítulo 2.

Nesse momento, com a lâmina de Si₃N₄/ SiO₂/ Si fabricada, o processo de fabricação dos guias pode ser iniciado sobre esta estrutura.

3.2.2. Processamento litográfico

Esta primeira parte do processamento, chamada de processo convencional, consistirá na fotogração de um padrão presente em uma máscara litográfica. Este padrão é uma repetição do desenho mostrado na figura 3.2. Ele contém linhas de largura 10 μ m, que serão os guias de ondas e quadrados, unidos a estes guias de ondas, onde serão fabricados os estrangulamentos dos guias e as micro-cavidades. É possível ver nesta figura que os tamanhos dos quadrados são variados, permitindo a fabricação de cavidades com dimensões diferentes. As cruzes nesta figura indicam as marcas para clivagem dos guias de ondas que possuirão 1 mm de comprimento. A máscara litográfica utilizada neste processo foi fabricada em uma lâmina de vidro quadrada de três polegadas.

Na sequência, estão resumidos os passos para limpeza da lâmina de Si₃N₄/ SiO₂/ Si, a fotogração dos padrões da máscara litográfica e o preparo da mesma para a corrosão úmida e formação dos guias.

Limpeza orgânica da amostra: A limpeza da amostra é feita com um jateamento e fervura da mesma em solução de tricloroetileno, acetona e isopropanol. Os tempos de fervura em cada solução são de aproximadamente 5 min.

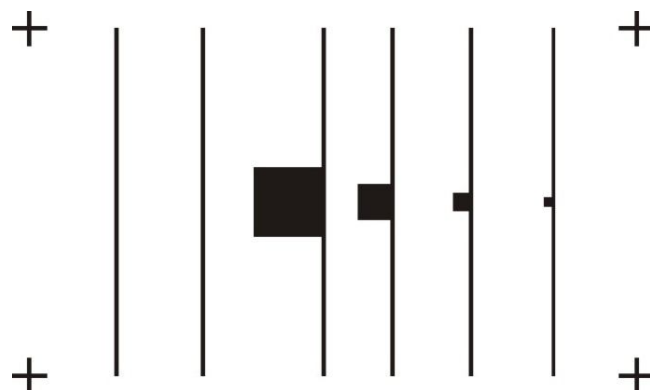


Figura 3.2. Padrão projetado para fotogração dos guias de onda acoplados a quadrados, onde serão fabricados os estrangulamentos e as micro-cavidades, na segunda parte do processamento. Este padrão é repetido em uma máscara de 3 polegadas. As cruzes indicam as marcas de clivagem, para obter guias de 1 mm.

Aplicação do fotorresiste: Nesta etapa é feita a aplicação do fotorresiste, que é um polímero sensível a luz ultravioleta. Antes de aplicar o fotorresiste, é feito o espalhamento do HMDS (*hexadimethylsiloxane*) sobre a amostra, para melhorar a aderência do fotorresiste. O espalhamento do HDMS é feito em uma base rotativa a 4000 RPM por 30s. Na sequência, com as mesmas condições, é aplicado o fotorresiste AZ-5214 da *Hoecht* sobre a superfície com o HDMS.

Pré-aquecimento: A amostra contendo o fotorresiste passa por uma cura térmica por 2 minutos a 110°C.

Fotogração: Nesta etapa, a máscara litográfica é alinhada sobre a amostra com fotorresiste utilizando uma fotoalinhadora da Karl SUS, modelo MJB3, com um filtro UV400. Então, a máscara é irradiada com luz ultravioleta, de comprimento de onda igual a 400 nm, e o desenho metálico presente na máscara protege as regiões nas quais se deseja manter o fotorresiste. Esse processo é chamado de positivo. O tempo de exposição ao ultravioleta para gravação dos guias foi de 18s.

Revelação: Após a sensibilização óptica em ultravioleta, a amostra é mergulhada em solução reveladora (AZ-400-*Hoecht*) para revelação do padrão de fotogração. A solução utilizada foi AZ-400:H₂O (1:2), necessitando de um tempo de 20s para concluir a revelação.

Pós-aquecimento: Como será utilizado um ataque químico úmido para corrosão do nitreto de silício e formação dos guias, é feito após a revelação uma nova cura a 118°C, durante 10 minutos, para evaporar o solvente do fotorresiste e aumentar sua resistência.

Após estas etapas, a lâmina de $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2/\text{Si}$ já está com o layout da máscara gravado e pronto para corrosão do nitreto de silício e formação dos guias de ondas unidos aos quadrados. Esta corrosão deve ser feita com substâncias não reagentes com o fotorresiste, como explicado na próxima seção. Após esta corrosão, o fotorresiste restante sobre os guias deverá ser removido, lavando a amostra em uma solução de acetona.

3.2.3. Corrosão úmida dos guias de nitreto

Após a etapa da fotolitografia, as áreas onde o nitreto deve ser corroído estão expostas, sem fotorresiste. O método utilizado para retirar o nitreto destas áreas desprotegidas é através de uma corrosão úmida, com uma solução de HF e NH_4F , também conhecida como “buffer” HF. Este buffer HF ataca o nitreto de silício e o dióxido de silício, sem atacar o fotorresiste. A calibração desta corrosão foi feita sobre um pedaço da lâmina de $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2/\text{Si}$, protegendo uma parte da lâmina com fotorresiste e fazendo as corrosões em pequenos intervalos de tempo, medindo as alturas da corrosão com um perfilômetro. Desta calibração, encontrou-se que as taxas de corrosão do nitreto e do dióxido de silício são: 800 Å/min e 860 Å/min, respectivamente. Utilizando estas taxas, foi feita a corrosão com buffer HF da lâmina gravada em um tempo de 8 min. Após a remoção do fotorresiste, o resultado é mostrado na figura 3.3, onde se tem uma imagem de microscopia eletrônica de varredura (SEM) dos guias obtidos neste processo. O esquema ao lado da imagem mostra o perfil da seção transversal destes guias de nitreto de silício sobre o dióxido de silício.

Vale lembrar que, a partir desse momento, o interesse é obter uma micro-cavidade e um guia de onda estrangulado, com separação e estrangulamento da ordem de centenas de nanômetros, em cada quadrado unido a um guia de onda. Dessa forma, a partir de agora, será necessário um processo de fabricação de alta resolução. Para tal, inicia-se a segunda parte do processo híbrido para fabricação destes dispositivos, utilizando o FIB.

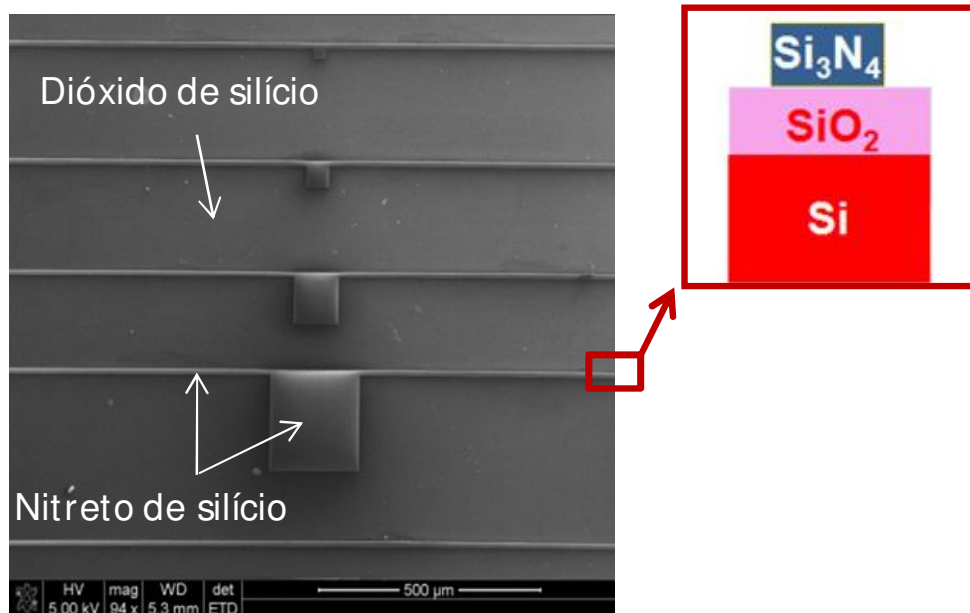


Figura 3.3. Imagem de microscopia eletrônica de varredura dos guias de ondas fabricados pelo processo descrito acima. Ao lado da imagem é mostrado um esquema representando a seção transversal dos guias de ondas.

3.2.4. Processamento com feixe de íons focalizados - FIB

O sistema de feixe de íons focalizados utilizado neste projeto está localizado no Centro de Componentes Semicondutores (CCS – UNICAMP) e é mostrado na foto da figura 3.4.a. Este sistema é denominado Dual Beam FIB/ SEM - NANOLAB modelo New200 fabricado pela companhia FEI. Ele consiste em um microscópio eletrônico de varredura (SEM) acoplado a um feixe de íons de gálio focalizados (FIB) e um sistema de injeção de gás (GIS), como mostrado no esquema da figura 3.4.b. Este equipamento é uma ferramenta de grande importância para micro-fabricação (4) discreta associada a nanoestruturas (5), como MEMS (*Micro Electrical Mechanical Systems*) (6) e NEMS

(*Nano Electrical Mechanical Systems*) (7). Com este sistema é possível fazer prototipagens rápidas e individuais de dispositivos, comparável a uma nanofabricação.

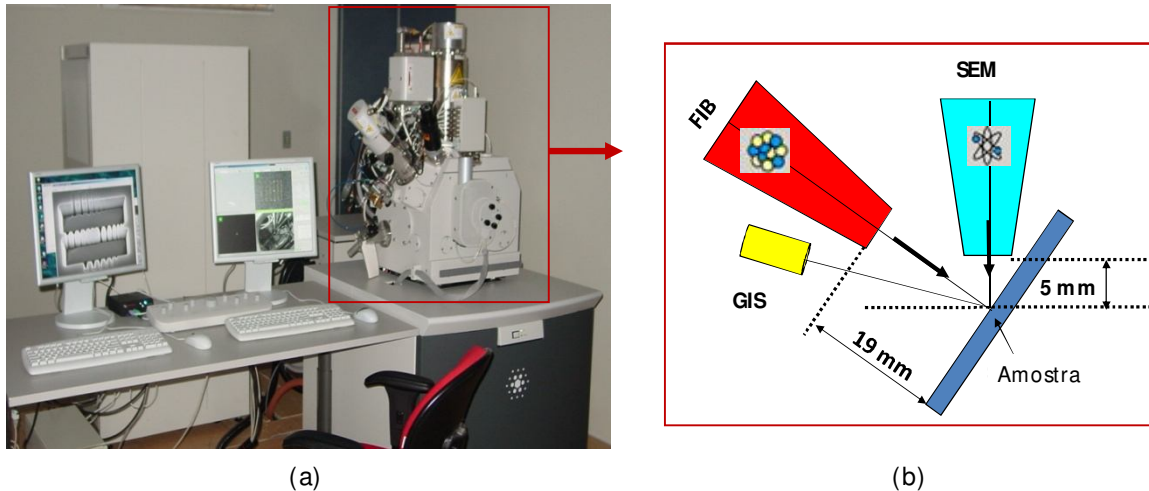


Figura 3.4. (a) Foto do sistema de feixe de íons focalizados localizado no Centro de Componentes Semicondutores da UNICAMP. (b) Esquema do sistema, mostrando a disposição do microscópio eletrônico de varredura (SEM), do feixe de íons focalizados (FIB) e do Sistema de injeção de gases (GIS).

Particularmente, o FIB opera de modo semelhante ao SEM, fazendo uma varredura da superfície com um feixe de íons de gálio. Na sua interação com a superfície, o feixe produz várias partículas secundárias (íons, átomos e elétrons). Tanto íons como elétrons secundários podem ser coletados por detectores e formar uma imagem da superfície, podendo fornecer uma informação mais completa sobre a amostra, quando comparado ao SEM. Dependendo da corrente do feixe e da tensão de aceleração dos íons aplicada, existem dois regimes distintos de operação no mesmo equipamento. No primeiro regime, pode-se obter imagens de alta resolução e implantar íons de gálio em um material, geralmente utilizando correntes baixas, da ordem de 1-10 pA. No segundo regime, pode-se corroer o substrato, utilizando correntes acima de 10 pA e chegando até 20 nA. Neste último regime de operação, uma fração significativa do material pode ser removida pelo feixe formando um buraco, um canal ou produzindo um corte com uma forma previamente definida, seguindo um padrão de uma máscara virtual. As resoluções destes cortes variam conforme a corrente utilizada na corrosão. Para correntes baixas, como 50 pA, é possível obter resolução da ordem de 19 nm.

Além da simples corrosão, o feixe pode também induzir, localmente, a deposição de diferentes materiais com alta resolução (por exemplo, metais como Pt, W e Au ou dielétricos como SiO_2), dependendo da corrente utilizada para deposição. Este processo de deposição pode ser feito utilizando tanto o feixe de íons de gálio quanto o feixe de elétrons.

Em especial para este projeto, o interesse é utilizar o FIB operando em alta resolução para fabricar os guias de ondas estrangulados acoplados as micro-cavidades. Este processo de obtenção de dispositivos, apesar de dispensar o uso de máscaras litográficas, ele utiliza as máscaras virtuais. O software que acompanha o sistema já possui alguns padrões simples e com dimensões ajustáveis, tais como retângulos, círculos, anéis e outros polígonos. Porém, padrões especiais, como um guia estrangulado acoplado a uma micro-cavidade, devem ser elaborados previamente como uma figura em formato bitmap. Todavia, estas figuras devem ser gravadas em preto e branco (1 bit de definição de cores) e precisam estar em alta resolução, pois o diâmetro do feixe e a precisão do sistema transcrevem para a estrutura os quadriculados dos pixels que formam o contorno das figuras com baixa resolução. A limitação para este tipo de corrosão utilizando uma imagem bitmap está no tamanho da imagem, que não deve ultrapassar 4 Mb. Dessa forma, para o caso de imagens maiores, a opção é utilizar matrizes com coordenadas especiais em arquivos texto com extensão “str” (*stream file*). Essas matrizes são obtidas selecionando as coordenadas (x,y) dos pontos em preto da imagem que será corroída pelo FIB. Esse processo pode ser realizado em programas com pacotes de algoritmos matemáticos que leiam a imagem bitmap e registrem a posição do pixel desejado. Como exemplo, a figura 3.5 mostra em (a) a imagem em formato bitmap do guia de onda estrangulado que será fabricado. A largura desse guia é exatamente igual a do guia fabricado por litografia e a forma do estrangulamento é semelhante à estudada no capítulo 2. Desse modo, esta imagem possui 10 μm de largura e 180 μm de comprimento, sendo estrangulada ao longo dos primeiros 90 μm , chegando a 0,2 μm no centro e retornando aos 10 μm na sua saída, após percorrer os últimos 90 μm do guia. Em (b) é mostrado o mesmo guia de onda estrangulado, porém, acoplado a uma micro-cavidade em forma de disco de

raio 50 μm . Lembrando que no final do processamento litográfico foi obtido guias de ondas unidos a quadrados de diferentes dimensões, é fácil ver que o micro-disco desta figura 3.5 (b) casará exatamente em um daqueles quadrados fabricados, permitindo obter um guia de onda estrangulado acoplado a uma micro-cavidade em forma de disco.

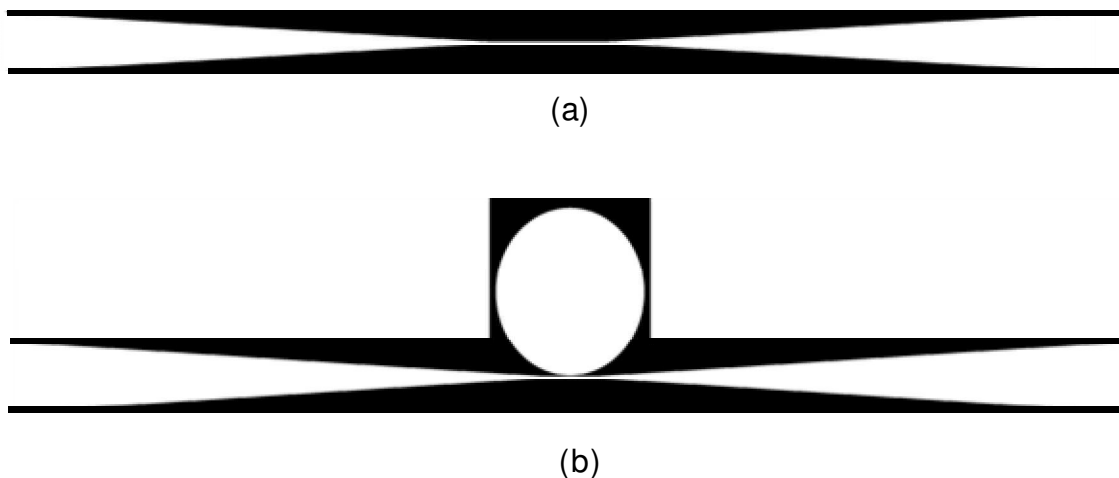


Figura 3.5. (a) Imagem em formato bitmap do guia de onda estrangulado que será fabricado. Esta imagem possui 10 μm de largura e 180 μm de comprimento, sendo estrangulada ao longo dos primeiros 90 μm , chegando a 0,2 μm no centro e retornando aos 10 μm na sua saída, após percorrer os últimos 90 μm do guia. (b) Imagem bitmap de um guia de onda estrangulado acoplado a uma micro-cavidade em forma de disco de raio 50 μm . Em ambas as imagens, as partes em preto é onde o FIB fará a corrosão, e o interior das imagens em branco, mostram como ficará após a corrosão.

Posteriormente, cada uma destas imagens é convertida para um arquivo com extensão “str”, e utilizadas no FIB. A única limitação para esta técnica é quanto ao número de coordenadas geradas pela figura. Para o FIB, são possíveis no máximo 4095 pontos na horizontal e 3536 pontos na vertical, totalizando 14,5 milhões de pontos. A maior limitação para a edição das imagens é o número de pontos que definem a área para a corrosão, pois o sistema utilizado consegue armazenar no máximo um milhão de pontos, devido à insuficiência de memória. Dessa forma, quando as imagens são convertidas para arquivos str, deve-se sempre se lembrar dessa limitação e reduzir o número de pixels da imagem a ser corroída para no máximo um milhão de pontos.

Quando as imagens da figura 3.5 são abertas no FIB, a região que será corroída é aberta em amarelo e passa a ser a máscara virtual de corrosão. Como é possível visualizar os guias e os quadrados com imagens de íons, estas máscaras virtuais

podem ser sobrepostas a estas imagens de íons dos guias e quadrados. Para isto, deve ser variada a magnificação do microscópio até que as máscaras e os guias estejam casados. Nesta condição, ficam garantidas todas as dimensões projetadas, tanto para os guias estrangulados quanto para as micro-cavidades. A figura 3.6.a mostra uma imagem de íons para a máscara virtual (em amarelo) do guia de onda estrangulado sobreposta ao guia de onda que será corroído. A foto inserida é uma imagem de íons para o guia antes do posicionamento da máscara virtual. Na figura 3.6.b é mostrada uma imagem de íons da máscara virtual do guia de onda estrangulado acoplado a um micro-disco, sobreposta ao guia de onda unido ao quadrado. A figura inserida também mostra uma imagem de íons do guia unido ao quadrado antes do posicionamento da máscara virtual.

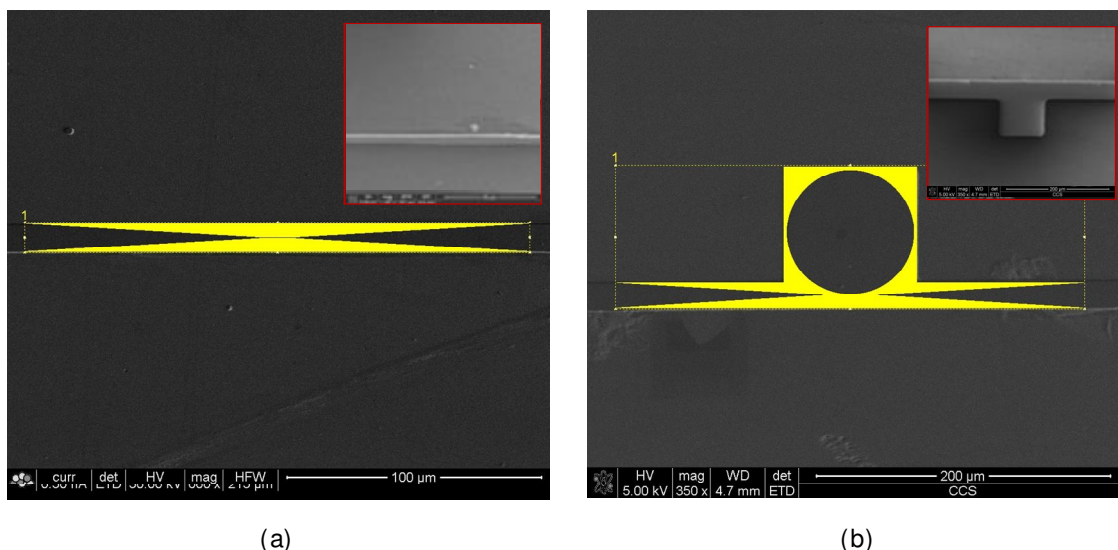


Figura 3.6. (a) Imagem de íons para a máscara virtual (em amarelo) do guia de onda estrangulado sobreposta ao guia de onda previamente fabricado. A foto inserida é uma imagem de íons para o guia antes do posicionamento da máscara virtual; (b) Imagem de íons da máscara virtual do guia de onda estrangulado acoplado a um micro-disco, sobreposta ao guia de onda unido ao quadrado. A figura inserida mostra uma imagem de íons do guia unido ao quadrado antes do posicionamento da máscara virtual.

Após o alinhamento das máscaras virtuais com as regiões onde serão feitas as corrosões da camada de nitreto de silício, foi utilizado uma tensão de 30 kV e uma corrente de 50 pA para fazer estas corrosões. Para fabricação do guia de onda estrangulado, foi necessário um tempo de corrosão de 30 minutos para remoção dos

0,3 μm de nitreto de silício, e o guia fabricado é mostrado na figura 3.7 abaixo. Nesta mesma imagem é dado um zoom na região central do guia estrangulado, para visualizar o estrangulamento de 0,2 μm . Para fabricação do guia de onda estrangulado acoplado a um micro-disco de raio 50 μm , foi necessário um tempo de corrosão de 45 minutos para remoção do nitreto de silício. Este dispositivo fabricado é mostrado na figura 3.8. A distância entre o micro-disco e o guia estrangulado é de aproximadamente 200 nm.

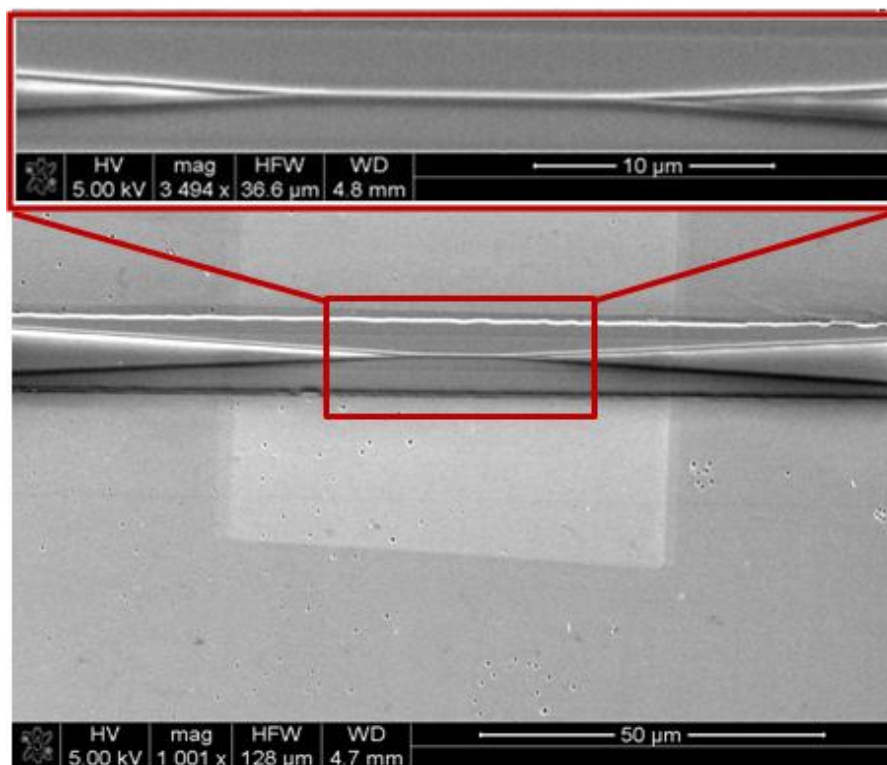


Figura 3.7. Imagem de microscopia eletrônica de varredura do guia de onda estrangulado fabricado utilizando uma corrosão por FIB, com uma tensão de 30 kV, corrente de 50 pA e um tempo de 30 minutos de corrosão. Detalhes do guia: comprimento de 180 μm , com largura inicial de 10 μm , estrangulado ao longo de 90 μm para uma largura de 0,2 μm , retomando os 10 μm na saída, após percorrer os últimos 90 μm .

Na sequência, utilizando um dispositivo semelhante a este último fabricado (vide figura 3.8), foi realizada a corrosão de um buraco na forma de um disco de raio 49,5 μm , centrado ao disco já fabricado no dispositivo. A máscara virtual utilizada e posicionada sobre o disco previamente fabricado está mostrada na imagem inserida na figura 3.9.

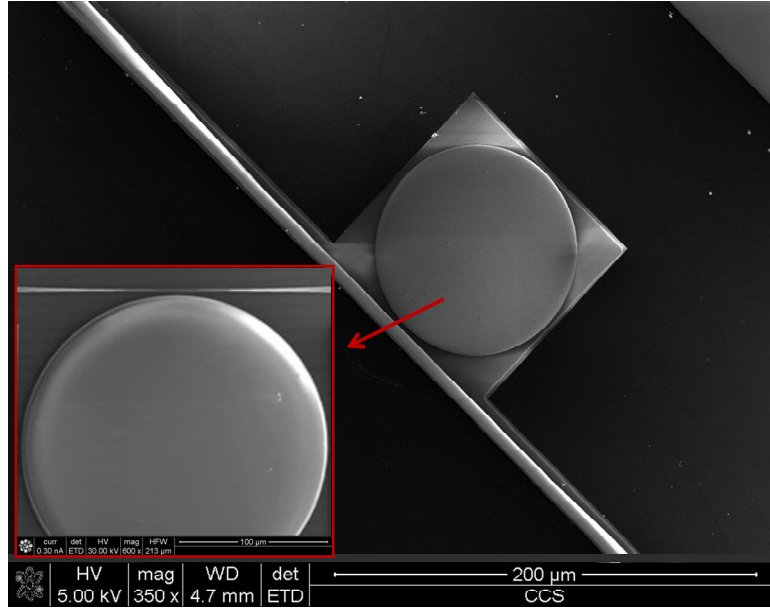


Figura 3.8. Imagem de microscopia eletrônica de varredura do guia de onda estrangulado acoplado a um micro-disco de raio $50\ \mu\text{m}$, fabricado utilizando uma corrosão por FIB, com uma tensão de 30 kV, corrente de 50 pA e um tempo de 45 minutos de corrosão. Detalhes dispositivo: guia estrangulado de comprimento de $180\ \mu\text{m}$, com largura inicial de $10\ \mu\text{m}$, estrangulado ao longo de $90\ \mu\text{m}$ para uma largura de $0,5\ \mu\text{m}$, retomando os $10\ \mu\text{m}$ na saída, após percorrer os últimos $90\ \mu\text{m}$. O micro-disco está separado do guia estrangulado por um gap de $200\ \text{nm}$.

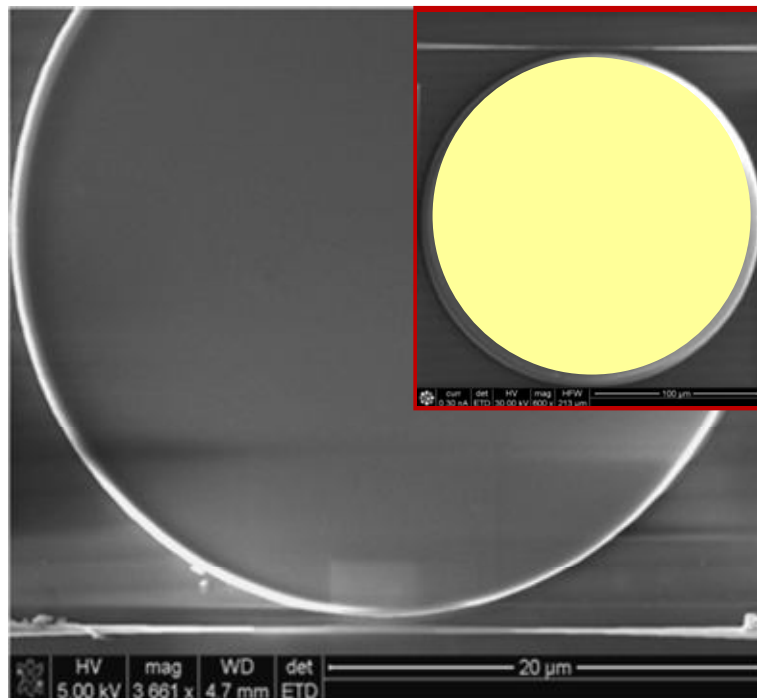


Figura 3.9. Imagem de microscopia eletrônica de varredura de guia de onda estrangulado de $0,5\ \mu\text{m}$ acoplado a um micro-anel de raio $50\ \mu\text{m}$ e largura $0,5\ \mu\text{m}$, com um gap de $200\ \text{nm}$ entre o anel e o guia estrangulado. A figura inserida mostra a máscara virtual utilizada (disco amarelo de raio $49,5\ \mu\text{m}$) posicionada sobre o disco previamente fabricado e acoplado ao guia estrangulado. Condições de corrosão: 30kV, 1nA por 5 minutos.

Com isto, foi possível obter um novo dispositivo com um guia de onda estrangulado de $0,5\ \mu\text{m}$, acoplado a um micro-anel de raio $50\ \mu\text{m}$ e largura $0,5\ \mu\text{m}$, com um gap de $200\ \text{nm}$ entre o anel e o guia estrangulado. Para corroer o interior do micro-disco com o FIB, foi utilizada uma tensão de $30\ \text{kV}$, com uma corrente de $1\ \text{nA}$ (que resulta numa resolução do feixe de $23\ \text{nm}$), sendo necessário um tempo de 5 minutos para retirar a camada de nitreto de silício. Vale ressaltar que em todos os dispositivos fabricados com o FIB, a rugosidade das bordas é bastante baixa. Este fato é importante, pois é fundamental para estas estruturas haver baixa perda de espalhamento nas bordas, permitindo obter altos fatores de qualidade.

3.2.5. Revestimento com dióxido de silício, desbaste e clivagem dos guias de ondas

Prosseguindo a fabricação, após as corrosões com o FIB, a lâmina contendo todos os dispositivos fabricados é levada ao sistema ECR-CVD para deposição de $2\ \mu\text{m}$ de dióxido de silício sobre todos os dispositivos. As condições desta deposição são: $200\ \text{sccm}$ de SiH_4 , $20\ \text{sccm}$ de O_2 e $20\ \text{sccm}$ de Ar, com uma pressão de $10\ \text{mTorr}$, potência de $750\ \text{W}$ por um tempo de 10 minutos. Desse modo, temos todos os dispositivos fabricados exatamente como a estrutura simulada no capítulo 2.

Para finalizar este processo de fabricação, o substrato de silício da lâmina onde foram fabricados estes dispositivos deve ser desbastado até $90\ \mu\text{m}$ para facilitar o processo de clivagem e a formação dos espelhos na entrada e saída dos guias. Este processo de clivagem consiste em colar a lâmina desbastada utilizando piche quente sobre uma placa flexível de metal. Depois de alguns minutos secando, são feitos riscos com um clivador nas marcas de clivagem gravadas previamente na lâmina. Estes riscos são feitos ortogonalmente aos guias de ondas. Na sequência, a placa de metal é flexionada, clivando todos os dispositivos com comprimentos de aproximadamente $1\ \text{mm}$ e formando os espelhos que permitem o acoplamento eficiente de luz na entrada e saída dos guias. Para finalizar, os dispositivos são limpos em soluções aquecidas de

tricloroetileno, acetona e isopropanol, respectivamente nesta seqüência, e são deixadas secar naturalmente.

3.3. Resumo do capítulo

Em suma, neste capítulo 3 foi apresentada uma nova técnica para a fabricação de guias de ondas estrangulados acoplados monoliticamente a micro-cavidades em forma de disco e anel, utilizando a estrutura de $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$. Esta nova técnica de fabricação consiste de uma técnica híbrida aliando a facilidade de processamento em grandes dimensões da fotolitografia com a alta resolução do processo utilizando o FIB. Com esta técnica é possível fabricar dispositivos compatíveis com a tecnologia CMOS com dimensões da ordem de milímetros, porém, com resolução da ordem de poucos nanômetros. Além disso, o método de corrosão utilizando máscaras virtuais permite fabricar micro-cavidades com qualquer tipo de forma, abrindo um leque de novas possibilidades de projetos. Como resultados desta técnica, foram obtidos neste capítulo, guias de ondas com estrangulamentos de 0,2 μm e 0,5 μm , além de guias de ondas estrangulados acoplados a micro-cavidades em forma de discos (com raio de 50 μm) e anéis (com raio de 50 μm).

3.4. Bibliografia

1. **Lee, Kevin K., et al.** "Fabrication of ultralow-loss Si/SiO_2 waveguides by roughness reduction". *Opt. Lett.* 2001.
2. **Fujiwara, H.** *Spectroscopic Ellipsometry Principles and Applications*: John Wiley & Sons, 2007.
3. **McGahan, H.G. Tompkins and W. A.** *Spectroscopic Ellipsometry and Reflectometry*. New York : Wiley, 1999.
4. **Schrauwen, J., et al.** Focused-ion-beam fabrication of slots in silicon waveguides and ring resonators. *IEEE Photonics Technol. Lett.* 2008, Vol. 20, 23.

5. **Kim, Y. K., et al.** Focused ion beam nanopatterning for optoelectronic device fabrication. *IEEE J. of Sel. Topics in Quant. Elect.* 2005, Vol. 11, 6.
6. **Villarroya, M., et al.** Fabrication of nanogaps for MEMS prototyping using focused ion beam as a lithographic tool and reactive ion etching pattern transfer. *Microelectron. Eng.* 2007, Vol. 84.
7. **Ji-wei, J., et al.** Fabrication and characterization of NEMS. *Optoelectronics Letters.* 2007, Vol. 32
8. **Luryi, S., Xu, J. M. e Zaslavsky, A.** *Future Trends in Microelectronics: From Nanophotonics to Sensors to Energy*: Wiley, 2010.

CAPÍTULO 4

Caracterização dos dispositivos

4.1. Introdução

Este capítulo descreve a caracterização óptica dos dispositivos fabricados no capítulo anterior. Inicialmente será apresentada a bancada de medidas montada para realização destas caracterizações. A seguir, são feitas as caracterizações de um guia de onda retangular sem estrangulamento e de outro com estrangulamento, onde será possível obter suas perdas de propagação e compará-la com as obtidas nas simulações do capítulo 2. Em seguida, um guia de onda estrangulado acoplado a um micro-disco e outro acoplado a um micro-anel, serão caracterizados. Dessa caracterização, será obtido seu espectro de transmissão que permitirá observar algumas características das micro-cavidades acopladas, como seus fatores de qualidade, espaçamento espectral livre (FSR) e finesse. Para finalizar o capítulo, será apresentado um experimento onde foi possível observar evidências de mistura de quatro ondas em um micro-anel com guia estrangulado acoplado. Alguns problemas encontrados durante estas medidas e suas possíveis soluções também serão apresentadas, agregando conhecimento para futuros trabalhos nessa área.

4.2. Bancada de medidas

A bancada de medidas montada para caracterização dos dispositivos deste trabalho é mostrada na figura 4.1. Para facilitar a descrição, na figura 4.2 é mostrado um esquema dessa montagem. Analisando este esquema, vê-se que o laser utilizado para o bombeio dos dispositivos é um laser sintonizável (Santec - modelo MLS2100), que possui dois canais de saída e permite controlar o comprimento de onda ($1,5 - 1,6 \mu\text{m}$) e a potência em cada canal. Este laser sintonizável é acoplado a uma fibra óptica que atravessa um controlador de polarização e é focalizada por um sistema de micro-

lentes para $1,55\ \mu\text{m}$. Este sistema de colimação consiste em uma lente de cilindro com índice de refração graduado (Grinrod lens) que colima a saída da fibra seguida por uma microlente que focaliza o feixe com uma distância focal de $300\ \mu\text{m}$. A perda total de acoplamento destas lentes é menor que 2 dB. A figura 4.1 mostra em detalhe uma das micro-lentes utilizadas. Estas micro-lentes são posicionadas utilizando um micro-posicionador XYZ.

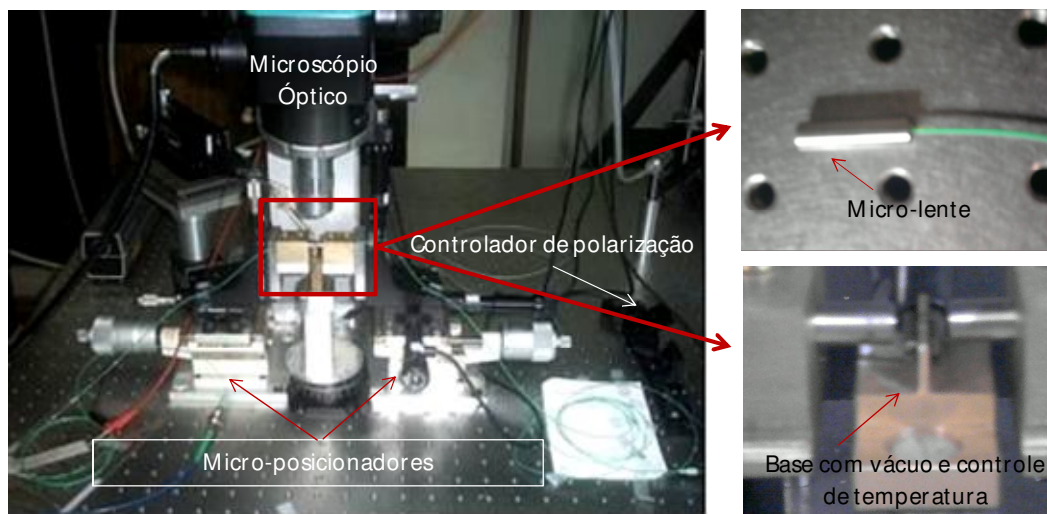


Figura 4.1. Bancada de medidas utilizada para caracterização dos dispositivos fabricados. Em detalhe é mostrado a micro-lente utilizada para o acoplamento na entrada e saída do guia e a base com vácuo e controle de temperatura.

Os dispositivos fabricados são posicionados sobre uma base que possui orifícios onde é possível prender os dispositivos utilizando vácuo. Esta base é mostrada em detalhe na figura 4.1. Além disso, esta base possui um controle de temperatura feito por um *ILX-Lightwave – LDT-5525– Laser Diode Temperature Controller* associado a um resfriador peltier cooler CP1.0-63-08L da Melcor. Este controle de temperatura é importante para caracterização, pois os modos ressonantes dependem do índice de refração do material, que por sua vez, varia com a temperatura. (1) Durante todas as medidas, a temperatura foi mantida a 22°C .

Retornando ao esquema, o sinal resultante na saída do dispositivo é novamente acoplado a uma micro-lente semelhante à primeira. Essa micro-lente é alinhada na saída do guia utilizando um micro-posicionador XYZ piezo-elétrico, que possui uma precisão em torno de dezenas de nanômetros. Este sinal acoplado pela micro-lente é

levado por fibras para diversos equipamentos. Todas as fibras ópticas utilizadas na montagem são mono-modo. Em especial, foi utilizado um detector de InGaAs que recebe o sinal pela fibra e permite medir a foto-corrente gerada no detector utilizando uma fonte/ multímetro (Source Meter – Keithley, modelo 2400). Este detector auxilia o alinhamento do laser de bombeio no guia de onda e permite através das conexões GPIB do Keithley e do laser sintonizável, variar o comprimento de onda bombeado e medir o sinal do detector, automaticamente. Além do detector, o sinal da saída do guia de onda também pode ser levado até um analisador de espectro óptico (OSA-HP70004A).

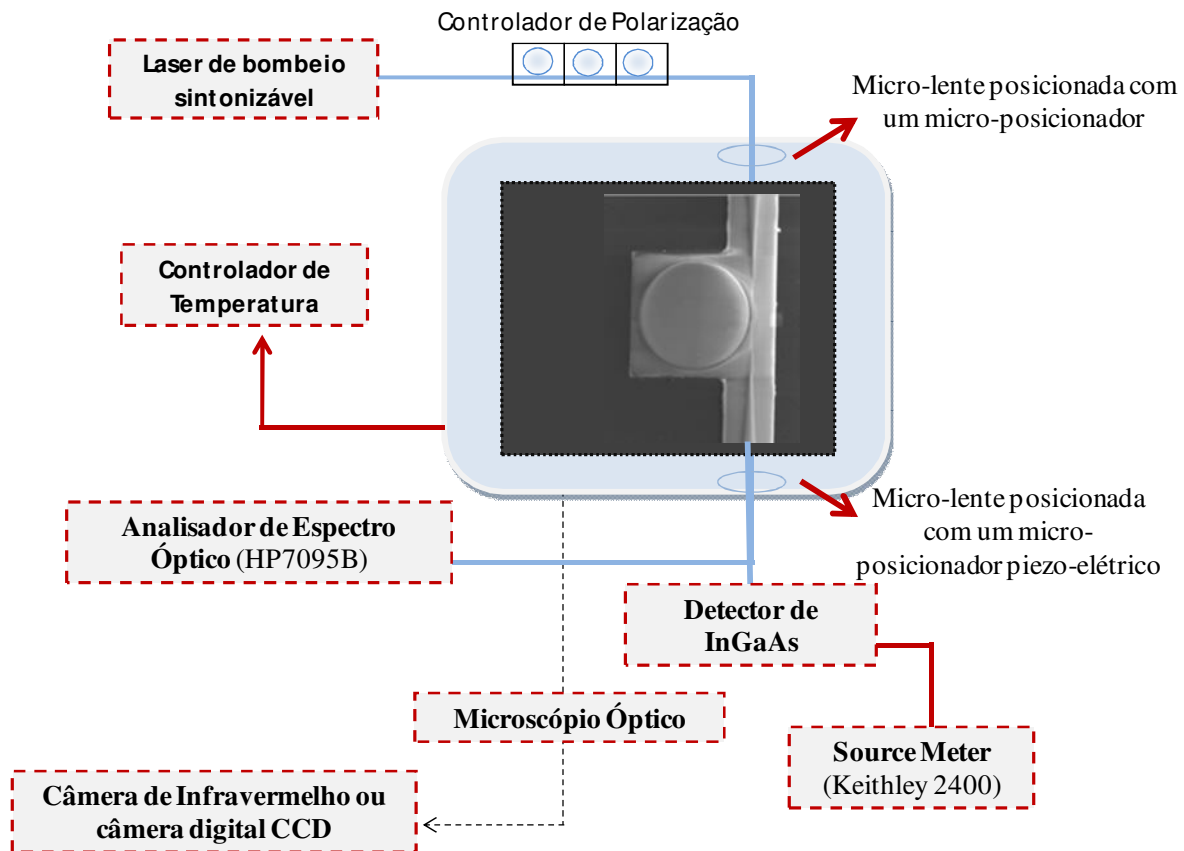


Figura 4.2. Esquema da bancada de medidas para caracterização dos dispositivos fabricados, mostrada na figura 4.1.

Para finalizar, toda esta montagem está posicionada abaixo de um microscópio óptico que possui uma câmera de infravermelho e uma câmera digital CCD (Dispositivo de

Carga Acoplada) para o visível, que permite obter imagens do dispositivo durante o alinhamento e em funcionamento.

4.3. Caracterização óptica

Antes de iniciar a caracterização óptica dos dispositivos, o processo de alinhamento do laser na entrada e saída do dispositivo deve ser feito cuidadosamente. Devido à dificuldade para visualização do laser infravermelho ($1,55\ \mu\text{m}$), a técnica utilizada para fazer um primeiro alinhamento é utilizando um laser semiconductor vermelho ($634\ \text{nm}$). Como o nitreto de silício pode guiar este comprimento de onda, foi desenvolvida uma montagem onde um laser semiconductor vermelho é focalizado em uma fibra utilizando uma objetiva de microscópio. A figura 4.3 mostra esta montagem em funcionamento.

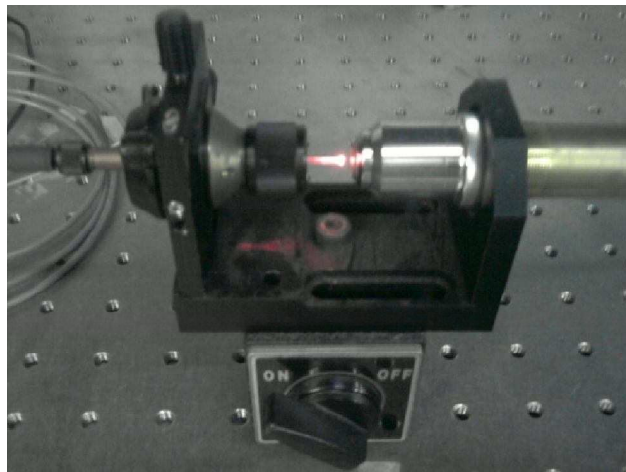


Figura 4.3. Montagem experimental para acoplar um laser semiconductor vermelho em uma fibra óptica.

Utilizando a montagem mostrada na figura 4.3, foi realizado um teste no guia de onda retangular sem estrangulamento, mostrado na imagem de microscópio eletrônico da figura 4.4.a. Na figura 4.4.b é mostrada uma imagem de microscópio óptico do laser semiconductor vermelho atravessando o guia de onda. Esta imagem representa o primeiro passo da caracterização do dispositivo. Com este teste é possível verificar

qualitativamente o guiamento, a qualidade dos espelhos clivados e, principalmente, serve como um primeiro alinhamento das micro-lentes na entrada e saída do guia.

Após este primeiro passo do alinhamento, o laser semiconductor vermelho é substituído pelo laser sintonizável com comprimento de onda $1,55\text{ }\mu\text{m}$, e o guia de onda retangular passa a ser alinhado com este comprimento de onda. Para fazer este alinhamento, a fibra antes alinhada com o laser vermelho na saída do guia é conectada ao detector de InGaAs, e a entrada do guia é bombeada com $1,55\text{ }\mu\text{m}$. Utilizando os micro-posicionadores na entrada do guia, a lente é alinhada para se obter a maior fotocorrente medida na saída do guia pelo detector de InGaAs. Quando o máximo alinhamento é alcançado, o laser de bombeio e o detector de InGaAs são invertidos no guia, e a saída do guia, agora sendo bombeada, é alinhada utilizando os micro-posicionadores com piezo-elétrico. Quando o máximo alinhamento é alcançado nesta disposição, retorna-se a primeira e repetem-se estes processos até obter as máximas fotocorrentes em ambas as disposições. Vale ressaltar que a grande dificuldade encontrada nesse alinhamento foi a ausência de um micro-posicionador com piezo na entrada do guia.

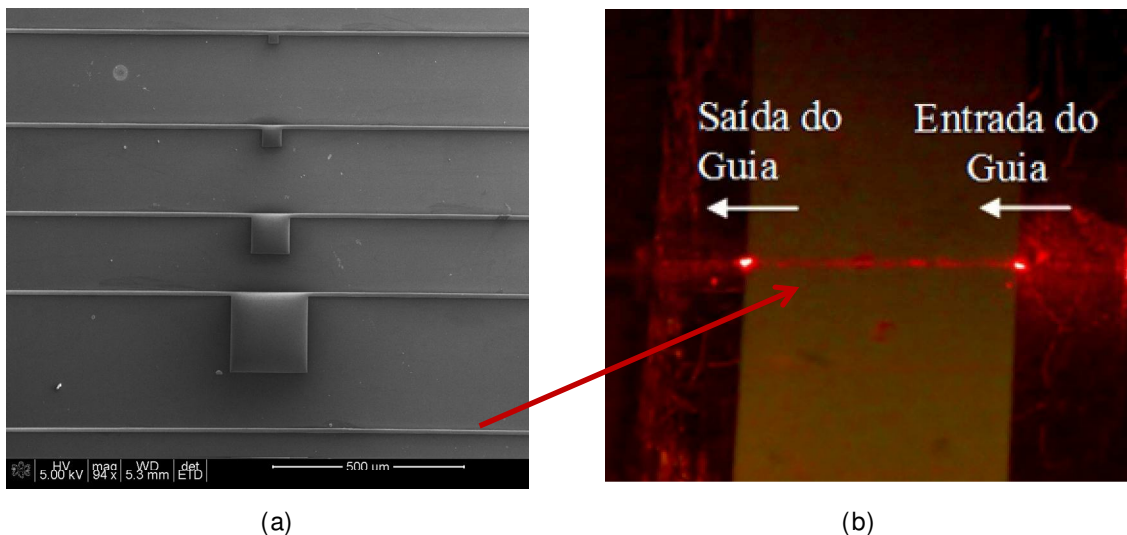


Figura 4.4. (a) Imagem de microscopia eletrônica de varredura dos guias de ondas fabricados e utilizados para testar o alinhamento; (b) Imagem de microscopia óptica de um laser de semiconductor vermelho sendo guiado através de um guia de onda retangular sem estrangulamento, com comprimento $L = 500\text{ }\mu\text{m}$.

4.3.1. Guias retangulares de nitreto de silício

O alinhamento descrito acima foi feito em um guia retangular sem estrangulamento, de largura $10\text{ }\mu\text{m}$ e comprimento $500\text{ }\mu\text{m}$. Após a finalização do alinhamento, a entrada do guia foi bombeada com o laser sintonizado em $1,55\text{ }\mu\text{m}$ e com 6 dBm de potência (4mW). Sua saída foi ampliada utilizando uma objetiva de microscópio e focalizada na câmera de infravermelho “FJW Optical Systems” modelo 85345A. Dessa forma, os máximos de intensidade na saída do guia foram captados pela câmera, permitindo obter o resultado mostrado na figura 4.5.a. Esta imagem mostra a presença de quatro possíveis máximos de intensidade, semelhante a um dos modos esperados para este guia, simulado no capítulo 2 e reproduzido novamente na figura 4.5.b abaixo.

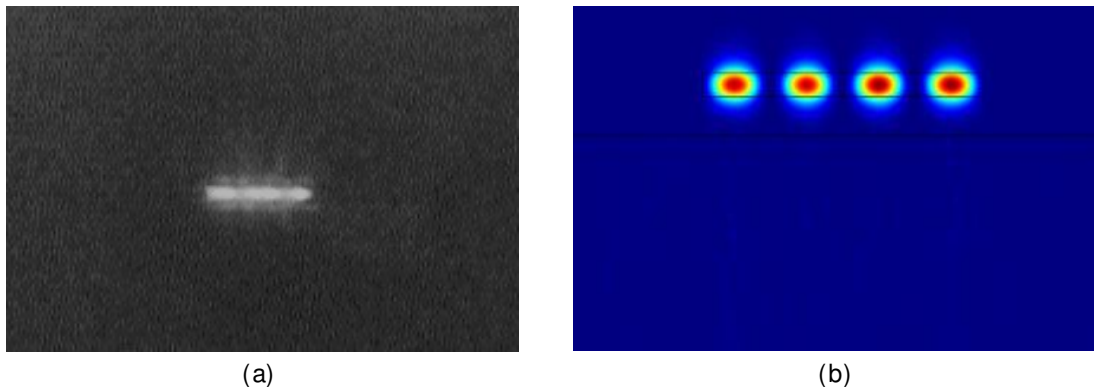


Figura 4.5. (a) Imagem de uma câmera infravermelha dos máximos de intensidade na saída do guia linear de comprimento $500\text{ }\mu\text{m}$, bombeado com um laser de $1,5\text{ }\mu\text{m}$; (b) Um dos modos simulado no capítulo 2 para este guia retangular multimodo, parecido ao observado na imagem da câmera mostrado em (a).

Na seqüência, o comprimento de onda na entrada do guia foi variado de $1,54\text{ }\mu\text{m}$ até $1,56\text{ }\mu\text{m}$, e o sinal da saída foi coletado utilizando uma fibra mono-modo com a micro-lente (vide a montagem experimental da figura 4.2). A intensidade na saída, para cada comprimento de onda, foi medida utilizando o detector de InGaAs ligado ao Keithley. A figura 4.6 mostra a intensidade normalizada medida em função do comprimento de onda variado. A figura inserida mostra a entrada e saída do guia onde foi feito o bombeio do laser e a coleta do sinal.

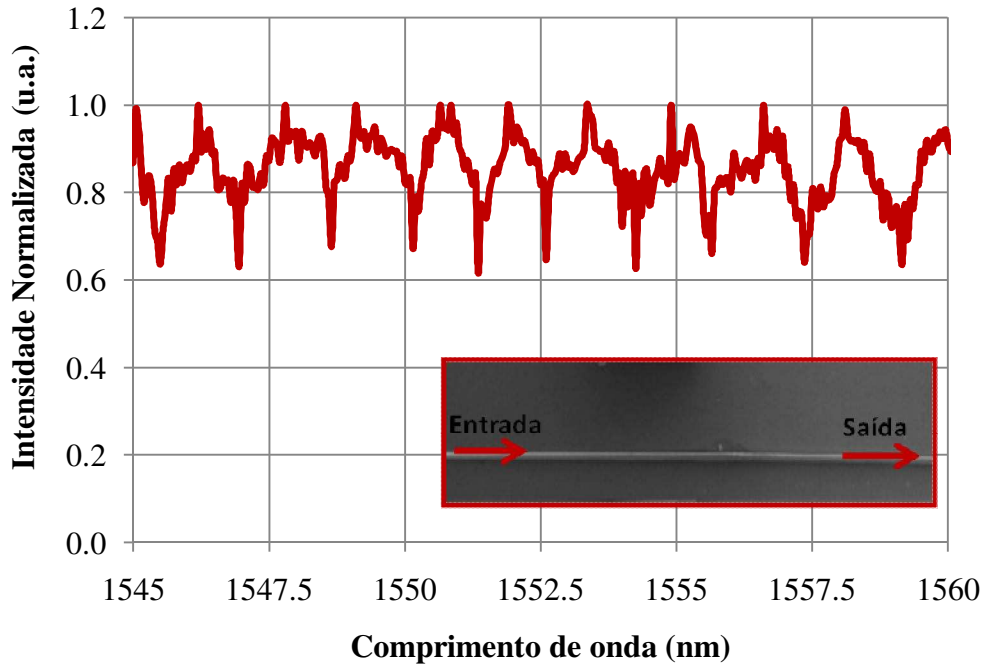


Figura 4.6. Intensidade normalizada medida na saída do guia linear de comprimento 500 μ m e largura 10 μ m, em função do comprimento de onda variado na entrada do guia. A figura inserida mostra a entrada e saída do guia onde foi feito o bombeio do laser e a coleta do sinal

A luz que propaga ao longo do guia de onda pode ser refletida nas facetas clivadas. A refletividade das faces é determinada pelo índice de refração efetivo do guia e pelo índice do meio externo (ar). Dessa maneira, configura-se uma cavidade ressonante, onde a onda guiada sofre múltiplas reflexões. Esta cavidade é conhecida como Fabry-Perot, e seu espectro é semelhante ao medido para o guia linear acima (figura 4.6). Teoricamente, a intensidade óptica transmitida através da cavidade (I_t) está relacionada com a intensidade de luz incidente (I_0) pela relação (1) (2):

$$\frac{I_t}{I_0} = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha L}}{(1-Re^{-\alpha L})^2 + 4Re^{-\alpha L} \sin^2(\Phi/2)} \quad (4.1)$$

Onde R é a refletividade na face do guia, L é o seu comprimento, α é o coeficiente de perda e Φ é a diferença de fase entre ondas sucessivas na cavidade. Analisando esta equação, é possível ver que ela tem um máximo quando $\Phi = 0$ (ou múltiplos de 2π), e um mínimo quando $\Phi = \pi$. Estes valores são:

$$\frac{I_{max}}{I_0} = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha L}}{(1-Re^{-\alpha L})^2} \quad (4.2)$$

$$\frac{I_{min}}{I_0} = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha L}}{(1-Re^{-\alpha L})^2 + 4Re^{-\alpha L}} = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha L}}{(1+Re^{-\alpha L})^2} \quad (4.3)$$

Desse modo, pode-se calcular a razão entre as intensidades máximas e mínimas como:

$$\xi = \frac{I_{max}}{I_{min}} = \frac{(1+Re^{-\alpha L})^2}{(1-Re^{-\alpha L})^2} \quad (4.4)$$

Rearranjando essa equação (4.4) de modo a obter o coeficiente de perda α :

$$\alpha = -\frac{1}{L} \ln \left[\frac{1}{R} \left(\frac{\sqrt{\xi}-1}{\sqrt{\xi}+1} \right) \right] \quad (4.5)$$

Assim, analisando a modulação da figura 4.6, é possível obter os valores I_{max} e I_{min} e aplicar esses valores na equação (4.5). Utilizando uma refletividade entre o $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Ar}$ de 11%, obtém-se uma perda média por propagação neste guia de aproximadamente 0,6 dB/cm. Este valor está de acordo com o esperado pelas simulações do capítulo 2, que indicaram perdas neste guia de aproximadamente 0,4 dB/cm. Esta pequena diferença entre o valor medido e o valor simulado deve-se a outros fatores que não foram considerados na simulação, como por exemplo, a presença da rugosidade das bordas do guia. É importante notar que a eficiência do acoplamento não afeta o cálculo do coeficiente de perdas, pois ele permanece constante durante a medida do espectro Fabry-Perot. Outro fato interessante de notar no resultado da figura 4.6 é a presença de oscilações adicionais no espectro Fabry-Perot. Algumas dessas oscilações são ruídos. Porém, algumas delas podem indicar que o guia é multi-modo, o que já é esperado pelos máximos observados na figura 4.5 e pelas simulações feitas no capítulo 2. Como cada modo tem, em princípio, um índice de refração efetivo diferente, cada modo estabelece ressonâncias distintas que se sobrepõem, causando algumas das oscilações vistas no espectro Fabry-Perot.

Ainda analisando o espectro da figura 4.6, uma maneira eficiente para observar as modulações deste espectro é calcular a sua transformada de Fourier, para obter a amplitude em função do FSR . O resultado deste cálculo está mostrado na figura 4.7.

Teoricamente, para um guia linear, espera-se que o FSR seja dado por: $FSR = \lambda_0^2 / 2Ln_{eff}$, onde λ_0 é o comprimento de onda central no pico, L é o comprimento do guia e n_{eff} é o índice de refração efetivo. Para o caso do guia estudado, $L = 500\mu\text{m}$,

$\lambda_0=1,55\mu\text{m}$ e o $n_{\text{eff}}=1,6$, obtido pelas simulações do capítulo 2. Desse modo, espera-se um $\text{FSR}=1,50\text{ nm}$, e pela transformada de Fourier do espectro do guia, observa-se um máximo em $1,51\text{ nm}$, confirmando, de fato, temos guiamento conforme projetado.

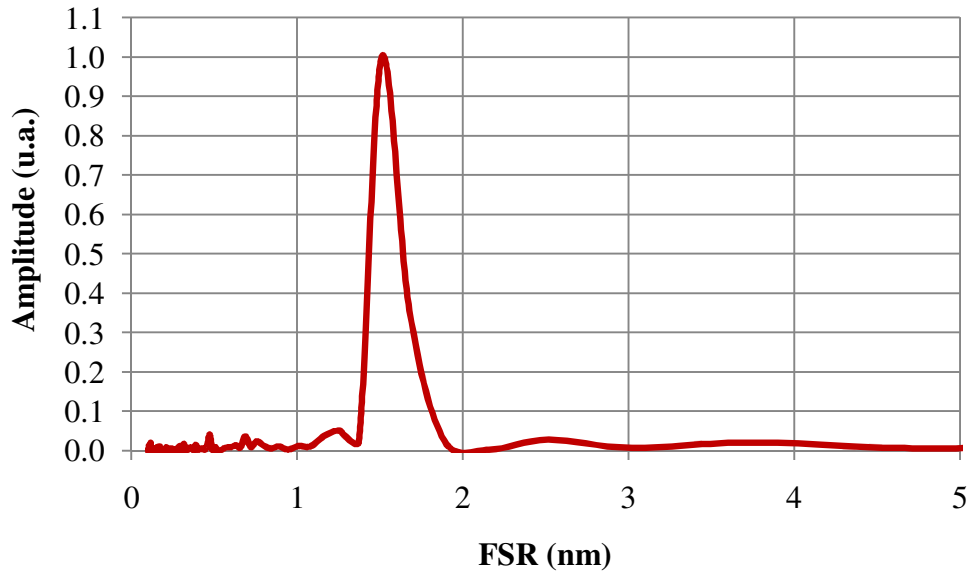


Figura 4.7. Transformada de Fourier do espectro medido na figura 4.6 para um guia linear de comprimento $L=500\mu\text{m}$. O máximo de amplitude indica que as modulações possuem um espaçamento de aproximadamente $1,51\text{ nm}$, próximo ao esperado teoricamente para o FSR desta cavidade ($1,50\text{ nm}$).

4.3.2. Guias retangulares estrangulados de nitreto de silício

Nesta seção, o guia analisado acima é substituído por um guia de onda retangular de comprimento $2500\text{ }\mu\text{m}$, contendo um estrangulamento fabricado com o FIB, semelhante ao mostrado na figura 3.7 do capítulo 3. Como feito na seção anterior, este guia passou pelo mesmo método de alinhamento e, bombeando sua entrada com o laser sintonizado em $1,55\mu\text{m}$ com 6 dBm de potência, também foi possível observar alguns máximos de intensidade na saída do guia, utilizando a câmera de infravermelho. A imagem obtida é mostrada na figura 4.8.

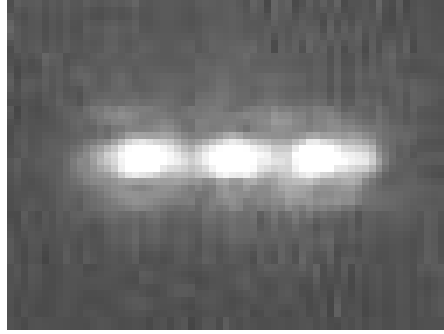


Figura 4.8. Imagem de uma câmera infravermelha dos máximos de intensidade na saída do guia de onda estrangulado de comprimento 2500 μm , bombeado com um laser de 1,55 μm .

Na seqüência, o comprimento de onda na entrada deste guia foi variado e o sinal na sua saída foi medido com o detector de InGaAs. O espectro obtido é mostrado na figura 4.9. A figura inserida neste gráfico representa a entrada e a saída do dispositivo caracterizado.

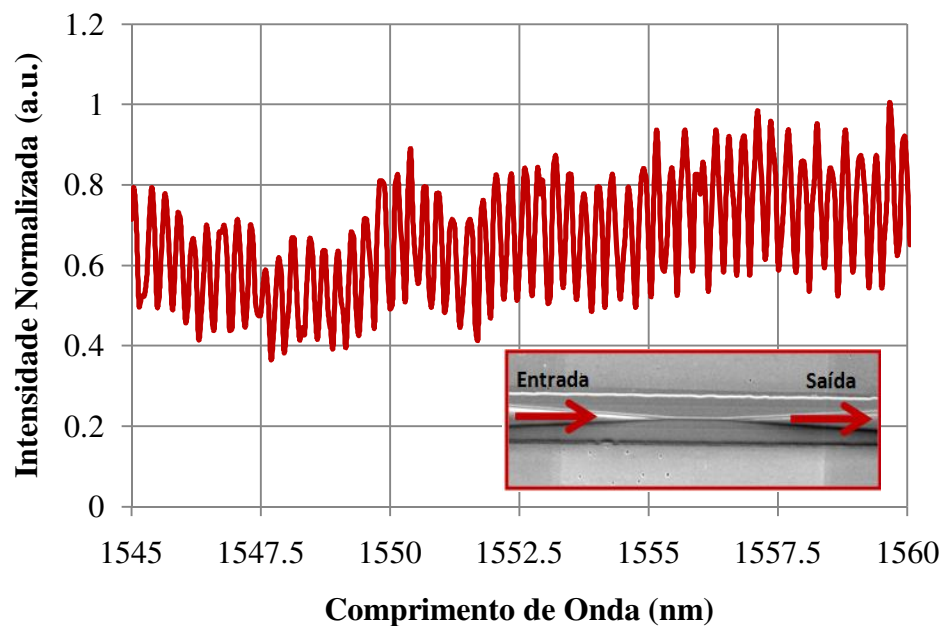


Figura 4.9. Intensidade normalizada medida na saída do guia linear de comprimento 2500 μm , estrangulado no centro como mostrado na figura 3.8, em função do comprimento de onda variado na entrada. A figura inserida mostra a entrada e saída do dispositivo caracterizado.

É interessante observar que tanto a micrografia do modo quanto o espectro de transmissão são mais definidos e com menor ruído que no caso sem estrangulamento. Nós acreditamos que o estrangulamento funciona como um filtro espacial de tal forma

a diminuir a operação multi-modal. Analisando o espectro da figura 4.9 como feito no guia sem estrangulamento, encontra-se que a perda de propagação neste guia é de aproximadamente 0,8 dB/ cm e, novamente, se tem uma boa coerência com o valor calculado pela simulação (0,7 dB/ cm).

Aplicando-se a transformada de Fourier no espectro da figura 4.9, é obtido o resultado mostrado na figura 4.10. Utilizando os parâmetros deste guia de onda estrangulado: $L=2500 \mu\text{m}$, $\lambda_0=1,55\mu\text{m}$ e o $n_{\text{eff}}=1,6$, espera-se um $\text{FSR}_{\text{teórico}}=0,3 \text{ nm}$. Analisando o resultado da transformada de Fourier, na figura 4.10, vê-se que FSR medido é de 0,28 nm. Logo, trata-se de um valor bastante próximo do esperado e que valida o espectro da figura 4.9 como sendo o Fabry-Perot do guia medido.

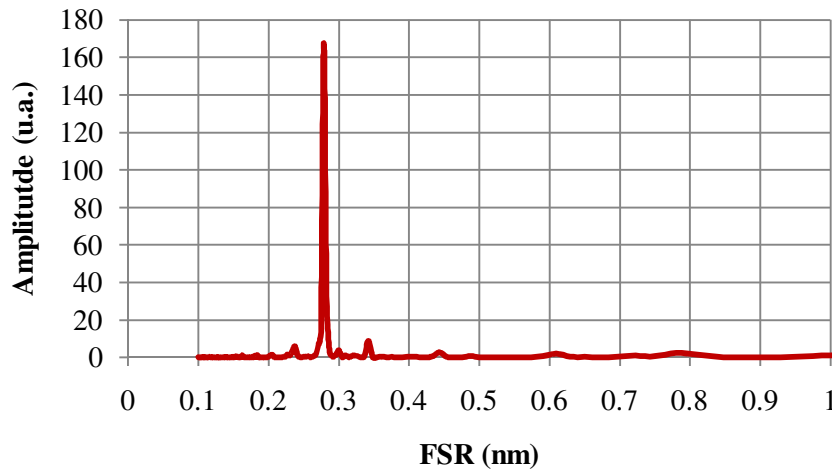


Figura 4.10. Transformada de Fourier do espectro medido na figura 4.9 para um guia de onda de comprimento $L=2500 \mu\text{m}$, estrangulado no centro. O máximo de amplitude indica que as modulações possuem um espaçamento de aproximadamente 0,28 nm, próximo ao esperado teoricamente para o FSR desta cavidade (0,30 nm).

4.3.3. Guias retangulares estrangulados acoplados a micro-discos

Nesta seção será explorado um guia de onda estrangulado acoplado a um micro-disco de raio $25\mu\text{m}$. Este dispositivo é semelhante ao mostrado na figura 3.8. O método experimental utilizado para caracterizar este dispositivo é semelhante ao descrito nas seções anteriores. Após a etapa de alinhamento, o laser sintonizável bombeou a entrada do guia de onda acoplado ao micro-disco, com uma potência de 6 dBm e o

sinal na saída deste guia de onda foi verificado utilizando o detector de InGaAs. O resultado obtido é mostrado na figura 4.11. A figura inserida neste gráfico mostra a entrada e a saída do dispositivo caracterizado.

Como este dispositivo consiste de um guia estrangulado acoplado ao micro-disco, espera-se observar nestas medidas uma redução do sinal na saída do guia, quando o laser na entrada estiver sintonizado no comprimento de onda de um modo WGM do disco. Como explicado no capítulo 2, isto ocorre porque este comprimento de onda é ressonante neste micro-disco e quando ele atravessa o guia estrangulado, ele é acoplado ao disco através do seu campo evanescente.

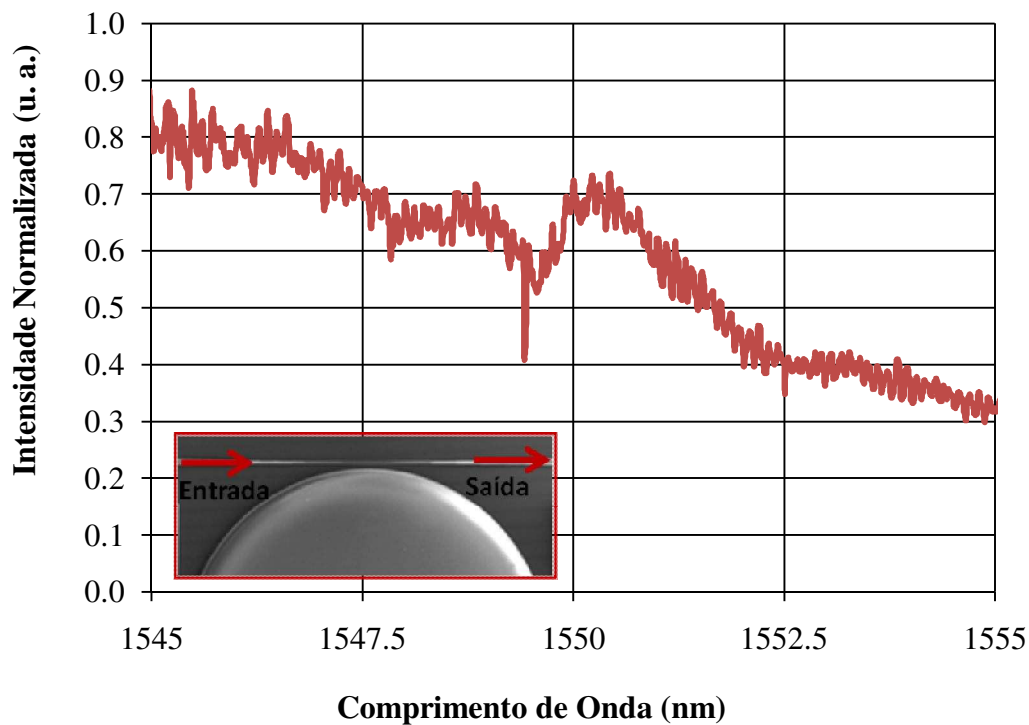


Figura 4.11. Espectro medido na saída do guia com guia estrangulado acoplado a um microdisco de raio $R=25\mu\text{m}$. A figura inserida neste gráfico mostra a entrada e a saída do dispositivo caracterizado.

Analisando o espectro da figura 4.11, observa-se a presença de pequenas modulações Fabry-Perot em todo o espectro, que ocorrem devido ao guia de onda estrangulado. Além disso, pode-se ver uma ressonância do micro-disco em 1549,5 nm. A partir deste mínimo no espectro de transmissão, é possível calcular o fator de qualidade Q desta

cavidade, dada por: $Q = \frac{\omega}{\Delta\omega} \approx \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$. Desse modo, para $\lambda=1549,5$ nm e $\Delta\lambda=0,7$ nm, conclui-se que o fator de qualidade para esta cavidade é $Q=2200$. Trata-se de um valor baixo se comparado com os fatores de qualidade apresentados na literatura para alguns destes dispositivos. Jacob S. Levy e outros, por exemplo, apresentam em seu trabalho [18] micro-cavidades com fatores de qualidade $Q=200000$. Porém, este baixo Q observado pode estar ocorrendo devido ao baixo sinal na saída do guia, que causa uma perda de informação devido ao alto ruído presente. Outra explicação é devido ao passo de 0,1 nm utilizado na varredura de comprimento de onda. Talvez esses passos não sejam suficientes para resolver os mínimos de transmissão, prejudicando as medidas dos fatores de qualidade.

Como está sendo analisado um dispositivo contendo um micro-disco acoplado, as ressonâncias observadas, ou os mínimos no espectro de transmissão do disco, deverão ter um FSR dado por: $FSR_{disco} = \lambda^2 / 2\pi R n_{eff}$. Para este caso onde o micro-disco possui raio de 25 μ m e ressonância em $\lambda=1,55$ μ m, espera-se um $FSR = 9,56$ nm. Como a medida realizada possui uma variação de 10nm, somente foi possível observar uma ressonância. A *finesse* F associada a esta medida do ressonador é dada por $F = \frac{FSR}{\Delta\lambda} = \frac{9,56}{0,7} \cong 14$.

Com a teoria descrita no capítulo 2 e apresentada no apêndice A, é possível simular o espectro deste micro-disco de raio 25 μ m, como mostrado na figura 4.12 (a). Na figura 4.12 (b) é possível observar uma pequena faixa do espectro simulado no item (a) (curva pontilhada em azul), sobreposto ao espectro de transmissão do dispositivo medido (curva em verde).

Analisando esta figura 4.12 (b), vê-se que um modo WGM deste micro-disco está exatamente no mesmo comprimento de onda onde se observa um mínimo de transmissão no guia. Este fato indica que esta redução do sinal ao atravessar o guia deve estar ocorrendo devido a presença do micro-disco, e pode-se concluir que está ocorrendo acoplamento entre o guia estrangulado e o micro-disco.

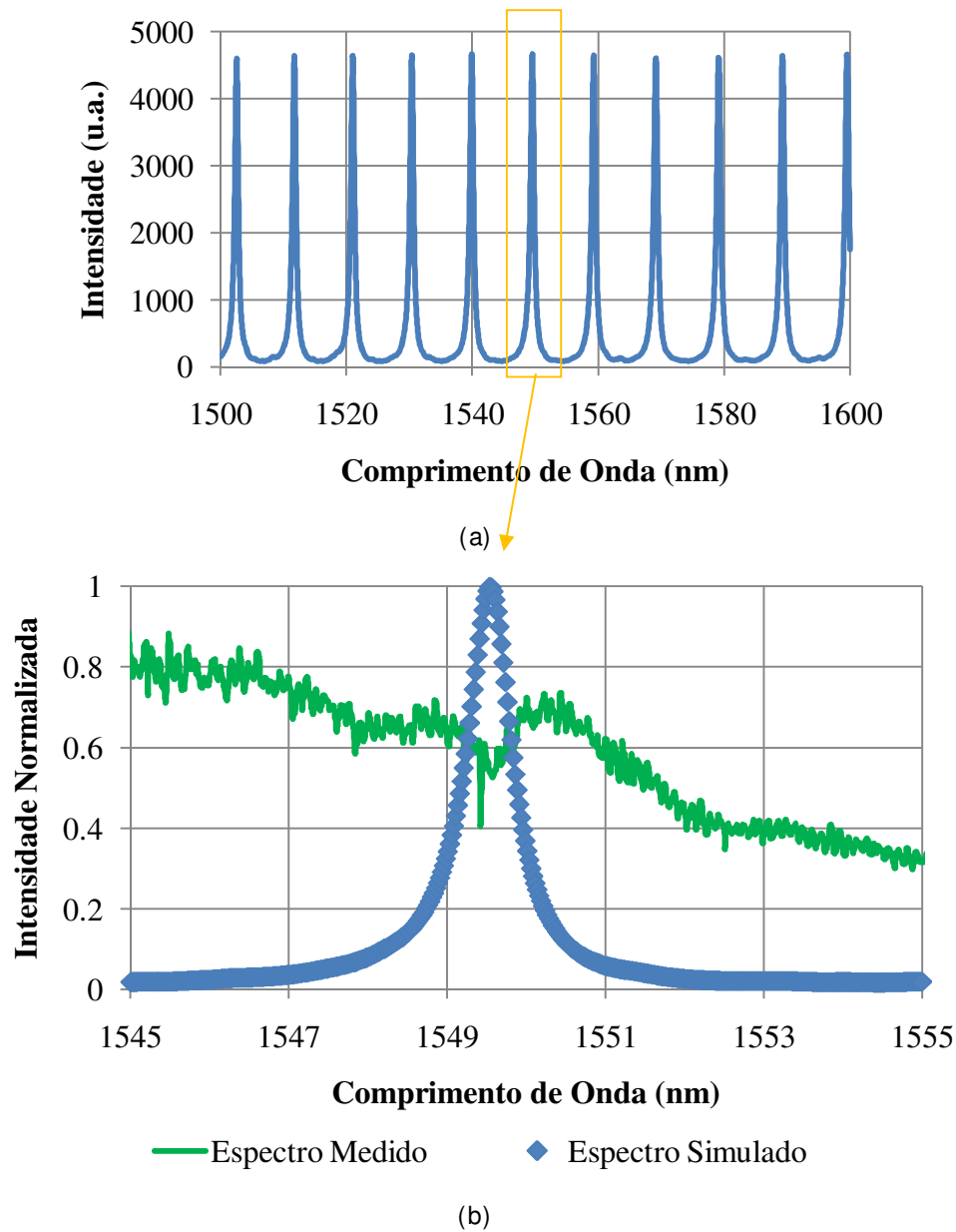


Figura 4.12. (a) Simulação do espectro de um micro-disco de nitreto de silício ($R=25\mu\text{m}$) utilizando a teoria mostrada no anexo I. (b) Sobreposição do espectro de transmissão do guia medido e do espectro do micro-disco simulado.

4.3.4. Guias retangulares estrangulados acoplados a micro-anéis

Nesta seção é caracterizado um guia de onda estrangulado acoplado a um micro-anel. Este dispositivo consiste de um guia de onda de comprimento $2100\mu\text{m}$, largura inicial

de $10\mu\text{m}$ e estrangulamento de 500nm , semelhante ao mostrado na figura 3.10, porém com uma microcavidade em forma de anel com raio de $25\mu\text{m}$.

A caracterização deste dispositivo é semelhante à realizada para o dispositivo da seção anterior, ou seja, a entrada do dispositivo foi bombeada com o laser sintonizável (6 dBm de potencia) e o comprimento de onda foi variado, medindo-se a saída do dispositivo com o detector de InGaAs. De acordo com as dimensões deste dispositivo, espera-se medir um espectro de transmissão para este dispositivo com a presença de um Fabry-Perot com $\text{FSR}=0,36\text{ nm}$ e transmissões devido a presença da cavidade com $\text{FSR}_{\text{anel}}=9,6\text{nm}$. O espectro de transmissão medido nesta caracterização é mostrado na figura 4.13.

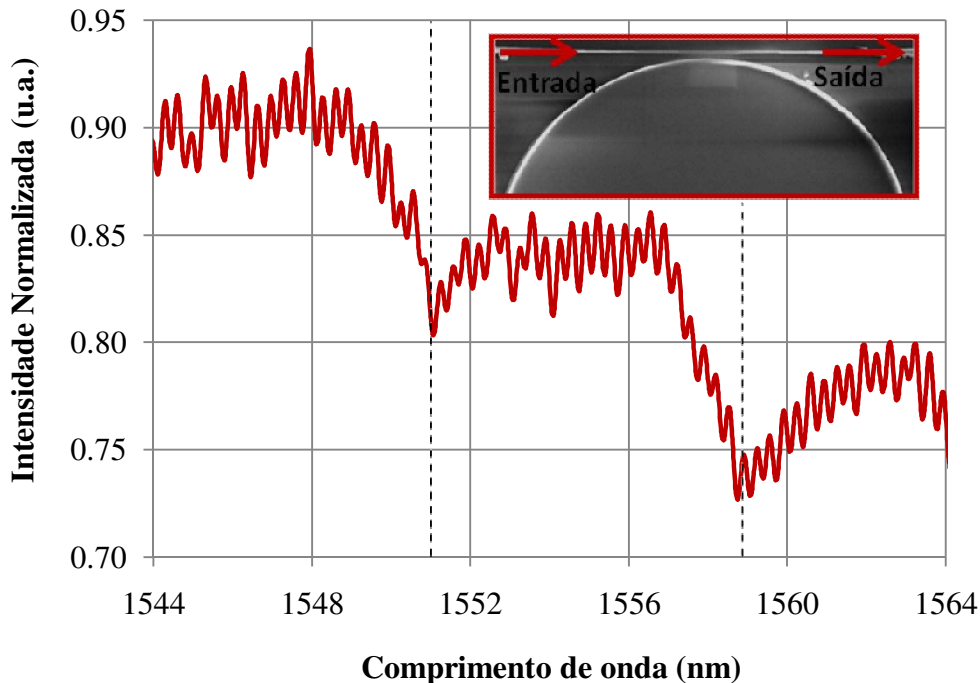


Figura 4.13. Espectro de transmissão medido para um dispositivo contendo um guia de onda de comprimento $2100\mu\text{m}$, largura inicial $10\mu\text{m}$ e estrangulado para 500nm na região de acoplamento. A micro-cavidade acoplada tem a forma de anel de raio $25\mu\text{m}$, largura 500nm e está separada do guia estrangulado por um gap de 200nm . A figura inserida mostra a entrada e saída do dispositivo caracterizado.

Analisando este espectro de transmissão da figura 4.13, observa-se a presença dos modos Fabry-Perot da cavidade, juntamente com dois possíveis mínimos de transmissão em $1551,3\text{ nm}$ e $1558,55\text{ nm}$. Para avaliar melhor este resultado, a

transformada de Fourier é aplicada neste espectro, e o resultado mostrado na figura 4.14 é obtido.

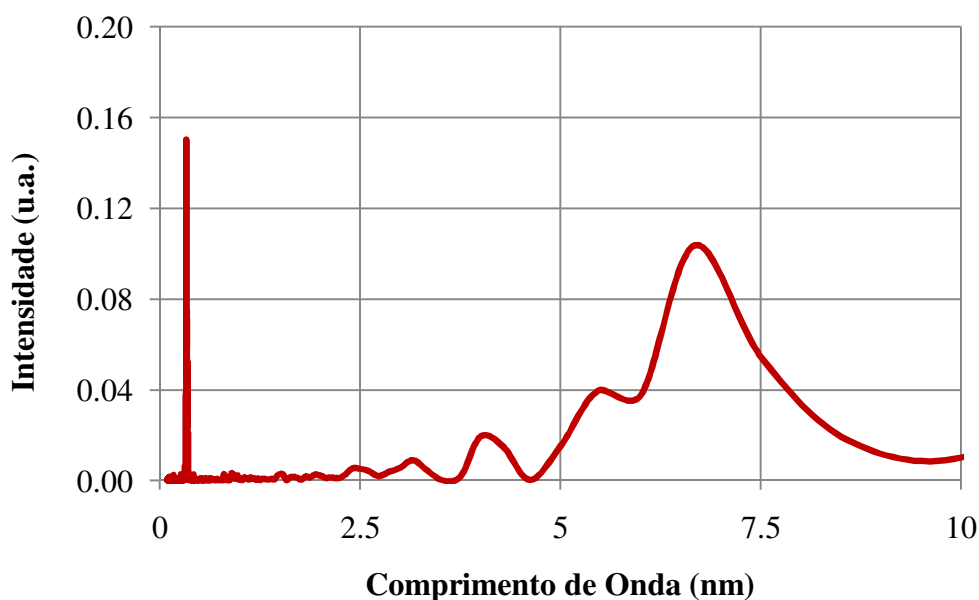


Figura 4.14. Transformada de Fourier do espectro de transmissão da figura 4.13. Como resultado, é possível observar dois máximos referentes ao FSR do guia de onda e do anel.

Nesta figura fica evidente a presença de dois máximos: o primeiro indica o FSR do guia em 0,33 nm e o segundo representa o FSR do anel em 7 nm. O primeiro máximo está bem próximo do teórico calculado acima (0,36nm), porém, no segundo observa-se uma diferença de 2,6 nm entre o medido (7nm) e o calculado (9,6nm) para o anel. Esta diferença entre valores pode ocorrer devido ao fato de ser micro-cavidade na forma de anel. Analisando o fator de qualidade destas transmissões, obtém-se $Q \cong 1900$, com finesse $F=8,75$.

Para analisar as posições destes mínimos no espectro de transmissão, foi feita uma simulação deste dispositivo contendo o guia de onda estrangulado acoplado ao anel de raio 25 μ m, utilizando o software FullWave/ FDTD da R-Soft. Nesta simulação foi possível obter o espectro do anel, indicando as posições dos seus modos, além do espectro de transmissão no guia de onda acoplado a este anel. Estes dois resultados

simulados são expostos junto com o espectro de transmissão medido experimentalmente na figura 4.15.

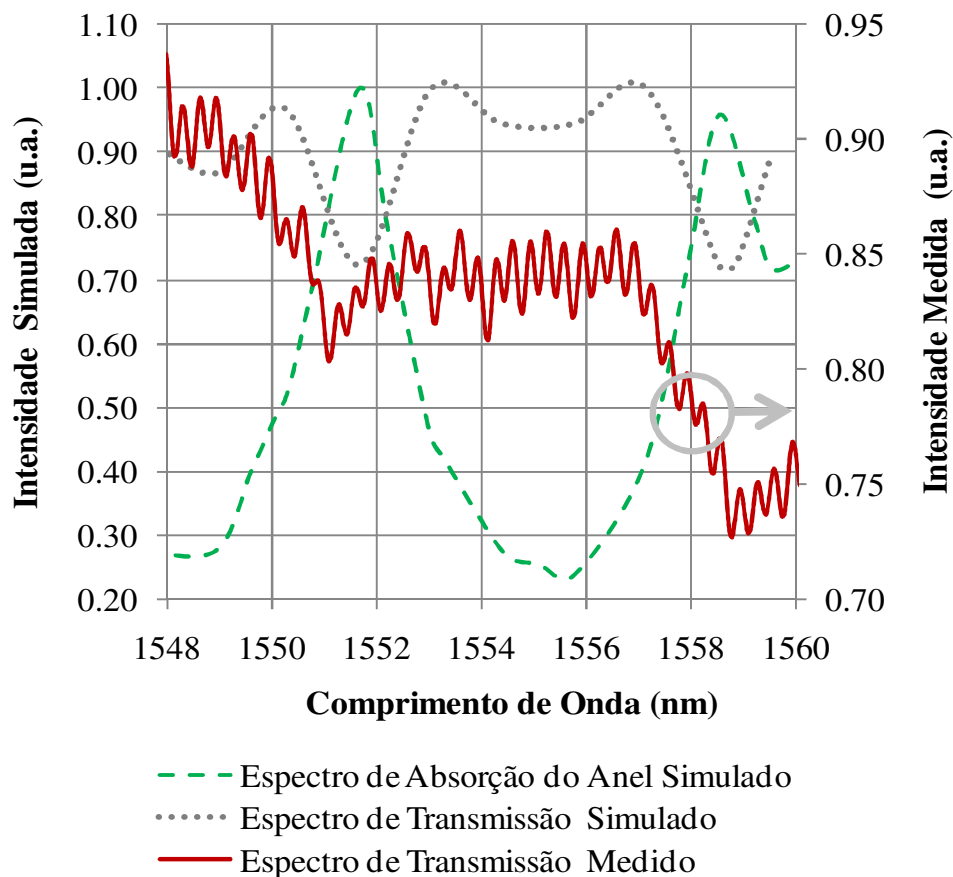


Figura 4.15. Espectro de transmissão medido (curva vermelha) plotado junto ao espectro de transmissão simulado para este dispositivo (curva cinza) e ao espectro do anel de raio $25\mu\text{m}$ (curva verde). As simulações foram realizadas utilizando o FullWave/ FDTD da R-Soft, como mostrado no capítulo 2.

Analisando este resultado, é possível observar que no intervalo de comprimento de onda analisado, o espectro simulado para o anel (curva verde) possui apenas dois máximos, localizados em 1551,67 nm e 1558,51 nm. Estes máximos estão exatamente no mesmo comprimento de onda onde são observados os mínimos no espectro de transmissão simulado para o dispositivo (curva cinza). Em comparação com o espectro de transmissão medido para o anel (curva vermelha), é possível ver grande coerência nos resultados, com pouco desvio de posição entre os mínimos observados na medida experimental e no espectro simulado. Este resultado confirma que estes

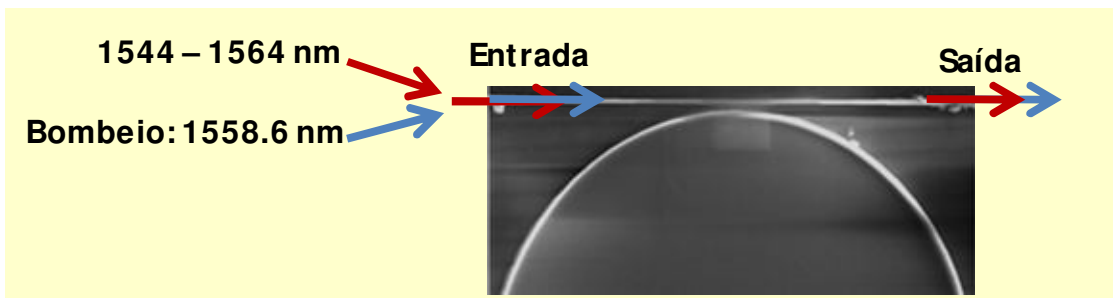
mínimos de transmissão no espectro medido são da micro-cavidade em forma de anel acoplada ao guia de onda estrangulado.

Como neste último dispositivo foi possível observar dois mínimos em seu espectro de transmissão, ou seja, duas ressonâncias do anel, ele poderá ser utilizado para um experimento de verificação do processo de mistura de quatro ondas estudado no final do capítulo 2. Para este experimento, será repetida a caracterização anterior onde foi obtido o espectro de transmissão. Desta forma, o comprimento de onda na entrada do dispositivo será variado de 1544-1564 nm e será medido o sinal na saída com o detector de InGaAs. Porém, diferente do que foi feito antes, durante esta varredura do comprimento de onda, o outro canal do laser será sintonizado em uma ressonância do anel (1558,55 nm) e ficará bombeando continuamente este comprimento de onda na entrada do guia com uma potência de 2 dBm (1,6mW). A figura 4.16.a mostra um esquema representado este experimento. O espectro medido na saída do guia é mostrado na figura 4.16.b pela curva em verde. Nesta figura, a seta em cinza mostra o comprimento de onda onde o dispositivo está sendo bombeado continuamente, e a curva em pontos vermelhos mostra o espectro de transmissão medido neste dispositivo sem o bombeio contínuo, como descrito no tópico da seção anterior (vide figura 4.13).

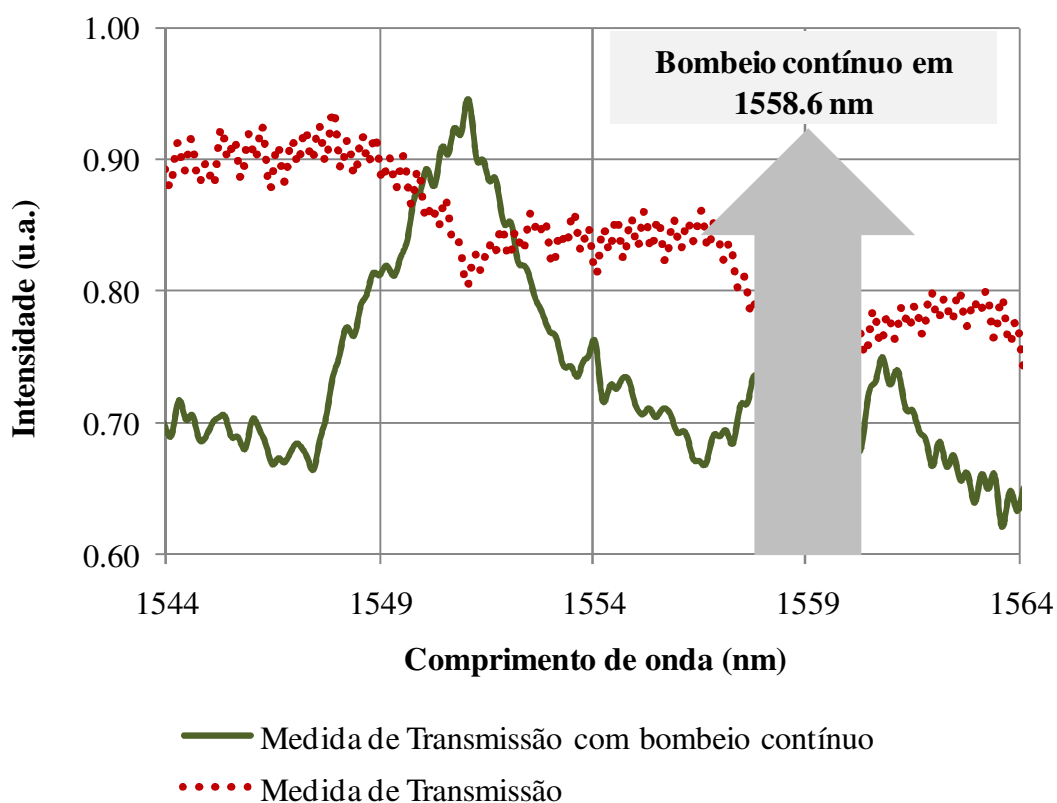
Analisando o resultado obtido na figura 4.16.b, é possível ver que quando este dispositivo é bombeado em um modo M (1558,55) do anel, ao variar o comprimento de onda com o outro canal do laser na entrada do guia, foi possível observar um aumento no sinal de transmissão exatamente em um modo M+1 (1551,3nm) do anel. Este novo modo gerado na cavidade possui um fator de qualidade $Q=430$, com uma finesse $F=2$.

A explicação para esse aumento na intensidade é que pode estar ocorrendo geração de fótons no comprimento de onda ressonante do anel por mistura de quatro ondas. Quando o anel é bombeado continuamente no modo ressonante M, ele fica com alta densidade fotônica tornando-se um meio propício para a promoção de efeitos ópticos não-lineares, como a mistura de quatro ondas. Dessa forma, este modo M pode estar se misturando e gerando os modos adjacentes M+1 e M-1, sendo este último

observado no aumento da intensidade medida onde se esperava um mínimo de transmissão.



(a)



(b)

Figura 4.16. (a) Esquema do experimento realizado, mostrando a variação do comprimento de onda na entrada do guia junto com um bombeio em uma ressonância do anel de raio 25µm. Na saída do dispositivo é medida a variação do sinal em função da variação do comprimento de onda. (b) Sobreposição do espectro de transmissão (pontos vermelhos) medido sem o bombeio contínuo, com o espectro de transmissão do mesmo dispositivo, porém, medido junto com um bombeio contínuo em 1558,55nm (curva verde).

Este resultado mostra que é possível obter processos não lineares nestes dispositivos e é importante notar que este efeito apareceu com baixa potência de bombeio. Na literatura encontram-se trabalhos em que ocorrem mistura de quatro ondas nestas cavidades, porém, apenas com altos bombeio, da ordem de 20 dBm. (3) Portanto, este resultado verificado em nosso dispositivo pode ser uma indicação de que o ressonador está com alto fator de qualidade e o estrangulamento do guia pode estar aumentando o acoplamento entre o guia de onda e o anel, proporcionando uma maior potência no interior do anel e favorecendo um aumento na eficiência do processo de mistura de quatro ondas.

4.4. Resumo do capítulo

Neste capítulo foram mostradas as caracterizações de vários dispositivos fabricados no capítulo anterior. Dentre os resultados apresentados, destacam-se os guias de ondas de nitreto de silício com estrangulamento, que apresentaram perdas de propagação da ordem de 0,8 dB/cm. Estes guias são comparáveis aos melhores guias encontrados na literatura atualmente. Além disso, foi possível observar os espectros de transmissão associados a micro-cavidades em forma de disco e anel. Em ambos os casos, foi possível comparar os resultados medidos com os simulados, obtendo grande coerência entre eles. Para finalizar o capítulo, foi apresentado um experimento onde foi observado um possível efeito da mistura de quatro ondas em um micro-anel de raio 25 μm , utilizando baixa potência de bombeio.

4.5. Bibliografia

1. **Reed, Graham T. e Knights, Andrew P.** *Silicon Photonics: an introduction*. England : Wiley, 2004.
2. **Feuchter, Thomas e Thistrup, Carsten.** High Precision Planar Waveguide Propagation Loss Measurement Technique Using a Fabry-Perot Cavity. *IEEE Photonics Technology Letters*. 1994, Vol. 6.

3. **P. Del'Haye, A. Schließer, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T.J. Kippenberg.**
"Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator" . *Nature* . 2007,
Vol. 450.

CAPÍTULO 5

Conclusão e planos futuros

Neste trabalho foi exposta e desenvolvida uma proposta de dispositivo contendo guias de ondas estrangulados acoplados a micro-cavidades para investigação de efeitos ópticos não lineares. Tanto os guias de ondas quanto as micro-cavidades foram fabricadas monoliticamente integradas em um mesmo chip, sobre uma plataforma de $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$, depositadas sobre silício, de forma que todas as etapas de fabricação estão disponíveis nas linhas de produção de circuitos CMOS.

No início deste trabalho foram explorados os conceitos fundamentais de guias de ondas, partindo de um estudo básico utilizando o modelo óptico geométrico até a solução da equação de onda. Durante todo este estudo, a idéia de se ter guias de ondas com núcleo de nitreto de silício envolto por dióxido de silício foi explorada através de exemplos que permitiriam projetar o guia de onda planejado para este trabalho. Além disso, os conceitos fundamentais para analisar as micro-cavidades em forma de anel e discos também foram apresentados, seguidos pelo estudo do acoplamento dessas cavidades aos guias de ondas projetados. Dessa forma, o capítulo 2 proporcionou o estudo de cada parte do dispositivo almejado separadamente e de como eles interagem quando colocados próximos. Para finalizar, utilizando pacotes computacionais de fotônica, foi possível otimizar as dimensões destes dispositivos e estudar as suas respostas quando operarem na banda C de telecomunicação.

Prosseguindo o trabalho, utilizando as dimensões ideais obtidas através das simulações, foi fabricada a plataforma de $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2/\text{Si}$ onde os dispositivos foram fabricados. Em seguida, com bastante cuidado, foi apresentado o processo híbrido que nós propomos para fabricação dos guias de ondas retangulares estrangulados acoplados à micro-cavidades em forma de anel e disco. Este processo contou com etapas de micro-fabricação por litografia óptica e por feixe de íons focalizados. Como resultado desta junção de técnicas, foi possível contornar a dificuldade de se fabricar dispositivos da ordem de milímetros com resolução de poucos nanômetros,

permitindo obter micro-cavidades e guias de ondas com ótima morfologia das paredes corroídas. Portanto, concluímos neste capítulo que esta técnica é poderosa e possivelmente, permitirá colocar em prática novas idéias, abrindo um leque de oportunidades para fabricação de novos dispositivos.

Na seqüência, os guias de ondas fabricados e os dispositivos contendo guias de ondas estrangulados acoplados à micro-cavidades em forma de anéis e discos foram caracterizados. Para os guias de ondas fabricados, foram obtidas perdas de propagação de aproximadamente 0,6 dB/cm, enquanto para os guias de ondas estrangulados, foram obtidas perdas de 0,8 dB/cm. Portanto, estas perdas comprovaram o esperado pelas simulações e viabilizam a fabricação destes dispositivos. Além disso, foi mostrado que elas são comparáveis às apresentadas na literatura atual.

Para os dispositivos contendo guias de ondas estrangulados acoplados às micro-cavidades, foram medidos seus espectros de transmissão, e tanto para o disco quanto para o anel, foi possível verificar alguns mínimos de transmissão. Para finalizar o trabalho, utilizando um dispositivo contendo um guia de onda estrangulado acoplado a um micro-anel, foi possível fazer um experimento em que observamos uma possível mistura de quatro ondas com baixa potência de bombeio.

Vale lembrar que todo este estudo apresentado nesta tese, incluindo esta nova técnica híbrida de fabricação, o projeto do guia de onda estrangulado acoplado às micro-cavidades e o resultado da mistura de quatro ondas foram publicados em um capítulo do livro “Future Trends in Microelectronics: From Nanophotonics to Sensors and Energy”. Além disso, dentro destes dois anos de estudos para o desenvolvimento dessa tese, foi possível realizar outros trabalhos, principalmente na fabricação de ressonadores ativos e passivos utilizando o FIB. Também foram investigados diversos danos que o FIB pode causar nestes dispositivos e apresentamos algumas soluções possíveis em congressos e artigos. Toda esta produção científica desenvolvida nestes dois anos pode ser consultada na seção de “Trabalhos Publicados”.

Dentre as dificuldades encontradas para o desenvolvimento desta tese, podemos destacar principalmente a ausência de micro-posicionadores piezos-elétricos que permitissem um alinhamento com maior precisão do bombeio na entrada do guia e da coleta do sinal na sua saída. Além disso, esta dificuldade também mostrou que novos estudos devem ser realizados para desenvolver métodos que facilitem o alinhamento e permitam que eles tenham uma maior eficiência.

Como planos futuros, acreditamos que há inúmeros caminhos para continuação e aprimoramento deste projeto. Destacamos como novas possibilidades, os seguintes tópicos:

1. A fabricação de guias de ondas menores que $1\mu\text{m}$, o que permitiria obter dispositivos funcionando mono-modo. Com a nova aquisição de uma fotoalinhadora com resolução de 500nm , o nosso laboratório já possui tecnologia para aplicação da técnica apresentada nesse trabalho na fabricação de guias de ondas menores que $1\mu\text{m}$.
2. Um estudo para melhorar o acoplamento entre o guia de onda e a fibra, aumentando o desempenho dos dispositivos.
3. Buscar a integração de novas cavidades ressonantes aos guias de ondas estrangulados, ou até mesmo, aumentar o número de cavidades acopladas em um mesmo guia. Este estudo permitiria fabricar novos dispositivos com várias funções, principalmente para aplicação em processamento fotônico.
4. Com a intenção de estudar efeitos ópticos não lineares, novas possibilidades se abrem para o estudo da utilização de novos materiais como núcleo dos guias e das cavidades integradas.

Além destes tópicos, acreditamos que possam ocorrer outros inúmeros desdobramentos decorrentes deste trabalho apresentado. Por isso, deixamos aos

leitores descobrirem estas novas possibilidades e esperamos que esta tese colabore com o crescimento científico e abra novas fronteiras para outros estudos.

Apêndice A

Uma maneira útil para descrever o espectro dos ressonadores, tanto ativos como passivos, é utilizando o conceito de reflexão total interna e óptica geométrica. Tomando a intensidade de uma onda plana propagando em uma micro-cavidade como:

$$I(x) = I_0 e^{(g-a)x} \quad (\text{B.1})$$

Onde $g=g(\lambda)$ é o ganho que depende do comprimento de onda λ , para o caso de ressonadores ativos. Para ressonadores passivos, $g=0$. O parâmetro a é a perda intrínseca do material e I_0 é uma constante. A amplitude dessa onda será dada por:

$$E(x) = E_0 e^{\left[ik + \frac{(g-a)}{2}\right]x} \quad (\text{B.2})$$

Considerando esta onda $E(x)$ após a n -ésima volta completada ao redor do micro-disco, temos:

$$\frac{E_T}{E_0} = r^{2M} e^{\left[\left(ik + \frac{g-a}{2}\right)L(M)\right]} \quad (\text{B.3})$$

Onde $L(M)$ é o perímetro do polígono inscrito no disco com $2M$ lados, dado por $L(M) = (2M)2\rho \sin\left(\frac{\pi}{2M}\right)$, onde M são os modos azimutais e ρ é o raio do disco.

O campo total em certo ponto da cavidade depois de um longo tempo será a combinação das contribuições de diversas voltas:

$$\frac{E_T}{E_0} = \sum_n e^{\left[\left(ik + \frac{g-a}{2}\right)L(M) + 2M \ln r\right]n} \quad (\text{B.4})$$

Onde r é o coeficiente de Fresnel. Esta equação (B.4) é uma série geométrica, de modo que somente convergir á para:

$$\frac{g-a}{2} + \frac{2M}{L(M)} \ln r < 0 \quad (\text{B.5})$$

Desse modo, temos que $g < a + \frac{M}{L(M)} \ln\left(\frac{1}{R}\right)$, e definimos o ganho limiar para ressonadores ativos como:

$$g \equiv a + \frac{M}{L(M)} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \quad (\text{B.6})$$

Resta analisar a parte ressonante, onde $e^{ikL(M)} = 1$, ou seja, temos os K_m dados por:

$$K_m = \frac{2\pi m}{L(M)} \quad (\text{B.7})$$

Logo, as frequências de ressonâncias são:

$$\omega_m = \frac{c}{n_{ef} L(M)} \quad \text{para } m=0,1,2,\dots \quad (\text{B.8})$$

Retomando a série geométrica, sabemos que sua soma é:

$$\frac{E_T}{E_0} = \sum_n e^{\left[\left(ik + \frac{g-a}{2} + \frac{2M}{L(M)} \ln r \right) L(M) \right] n} = \frac{1}{1 - e^{\left[\left(ik + \frac{g-a}{2} + \frac{M}{L(M)} \ln R \right) L(M) \right]}} \quad (\text{B.9})$$

Como a intensidade do campo elétrico é $E \cdot E^*$, temos:

$$I_T = \frac{1}{(1 - e^{\Delta})^2 + 4e^{\Delta} \sin^2(KL(M)/2)} \quad (\text{B.10})$$

onde $\Delta = \left[\left(\frac{g-a}{2} \right) L(M) + M \ln R \right]$.

Para exemplificar, tomemos um ressonador de micro-disco passivo com raio $R=25\mu\text{m}$, ganho $g=0$ e perdas intrínsecas nulas ($a=0$). Utilizando a equação (B.10), obtemos rapidamente o espectro esperado para este micro-disco, como mostrado na figura B.1.

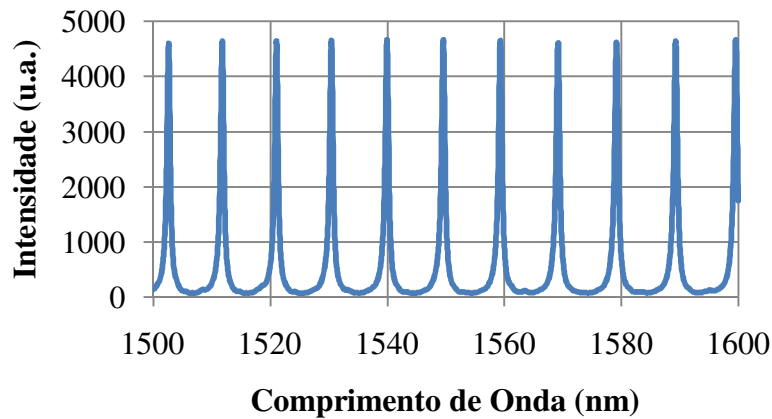


Figura B.1: Espectro de um micro-disco passivo de raio $25\mu\text{m}$.

Trabalhos Publicados pelo autor

Capítulo de livro:

1. L. A. M. Barea, A. da Silva Filho, D. L. Figueira, A. R. Vaz, and N. C. Frateschi, ***“Si₃N₄/ SiO₂ planar photonic structures fabricated by focused ion beam”***, “Future Trends in Microelectronics: From Nanophotonics to Sensors to Energy”. Wiley-IEEE Press, ISBN: 978-0-470-55137-0.

Artigos completos publicados em periódicos:

1. Mialichi, J. R. ; Camposeo, A. ; Persano, L. ; Barea, L. A. M. ; Del Carro, P. ; Pisignano, D. ; Frateschi, N. C. . ***“Hybrid planar microresonators with organic and InGaAs active media”***. Optics Express, v. 18, p. 11650, 2010.
2. da Silva Filho, A. ; Barea, L. A. M. ; Vallini, F. ; Von Zuben, A. A. G. ; Frateschi, N. C. . ***“Mode pattern dependence on the eccentricity of microstadium resonators”***. Journal of Applied Physics, v. 107, p. 083107, 2010.
3. Barea, L. A. M.; Vallini, F.; Vaz, A. R.; Mialichi, J. R.; Frateschi, N. C.. ***“Low-roughness active microdisk resonators fabricated by focused ion beam”***. Journal of Vacuum Science & Technology. B, Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement and Phenomena, v. 27, p. 2979, 2009.
4. Vallini, F.; Figueira, D. S. L.; Jarschel, P. F.; Barea, L. A. M.; Von Zuben, A. A. G.; Frateschi, N. C.. ***“Effects of Ga⁺ milling on InGaAsP quantum well laser with mirrors milled by focused ion beam”***. Journal of Vacuum Science & Technology. B, v. 27, p. L25, 2009.

Trabalhos completos publicados em anais de congressos

1. Barea, L. A. M.; Vallini, F.; Figueira, D. S. L.; Vaz, A. R.; Frateschi N. C.. ***“Quantum well microdisk emitters with platinum bridges fabricated by Focused Ion Beam”***. Em: 2nd International Workshop on FIB for Photonics, 2010. European Conference on Integrated Optics, 2010.

2. da Silva Filho, A. ; Barea, L. A. M. ; Vaz, A. R. ; Frateschi, N. C. . ***“Stadium Cavity Optical Resonator Fabricated by Focused Ion Beam.”*** Em: Microelectronics Technology and devices SBMICRO 2009, 2009, Natal. v. 23. p. 455-460.
3. Barea, L. A. M.; Vallini, F.; Mialichi, José Roberto; Vaz, A. R.; Frateschi, N. C.. ***“Low-Roughness Active Microdisk Resonators Fabricated Focused Ion Beam (FIB).”*** Em: EIPBN, 2009, Florida-EUA.
4. Mialichi, José Roberto; Barea, L. A. M.; Antonio Augusto von Zuben ; N. C. Frateschi. ***“Observation of Resonance Modes in InAs/ InGaAsP/ InP Quantum Dot Microdisk Resonators.”*** Em: 23rd Symposium on Microelectronics Technology and Devices (SBMICRO 2008), 2008, Gramado. Electrochemical Society Transactions Microelectronics Technology and Devices, 2008. v. 14. p. 505-509.

Resumos expandidos publicados em anais de congressos:

1. Mialichi, J. R.; A. Camposeo; L. Persano; Barea, L. A. M.; P. Del Carro; D. Pisignano; Frateschi, N. C.. ***“Hybrid planar microresonators with organic and InGaAs active media”***. Em: PLMCN10 - 11th edition of the international conference PLMCN: Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures, 2010, Cuernavaca - Mexico.
2. Barea, L. A. M.; Figueira, D. S. L.; Vallini, F.; Frateschi N. C.. ***“InGaAsP/ InP QW Microdisk Laser Fabricated by Focused Ion Beam.”*** Em: Frontier in Optics 2009/ Laser Science XXV, 2009, San Jose, Califórnia.

Trabalhos apresentados:

1. CANEUS 2009; NASA Ames Research Center, Santa Clara, CA, March 1-6, 2009. ***“Quantum well and quantum dot microcavity resonators fabricated by focused ion beam”***. Barea, L. A. M.; da Silva Filho, A. R. Vaz , N. C. Frateschi.