

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

VALNIR CARLOS DA SILVA JUNIOR

**OTIMIZAÇÃO DA SENSIBILIDADE DE
DETECÇÃO DE Sensores ÓTICOS BASEADOS
EM MOLÉCULAS FOTÔNICAS**

SÃO CARLOS - SP

2021

VALNIR CARLOS DA SILVA JUNIOR

**OTIMIZAÇÃO DA SENSIBILIDADE DE
DETECÇÃO DE SENSORES ÓTICOS BASEADOS
EM MOLÉCULAS FOTÔNICAS**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica do Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia da Universidade Federal de São Carlos, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Área de concentração: Sistemas Elétricos e Eletrônicos

Orientador: Prof. Dr. Luís Alberto Mijam Barêa.

SÃO CARLOS - SP

2021



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS

Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

Folha de Aprovação

Defesa de Dissertação de Mestrado do candidato Valnir Carlos da Silva Junior, realizada em 21/05/2021.

Comissão Julgadora:

Prof. Dr. Luís Alberto Mijam Barêa (UFSCar)

Prof. Dr. Helder Vinicius Avanço Galeti (UFSCar)

Prof. Dr. Rossano Lang Carvalho (UNIFESP)

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

O Relatório de Defesa assinado pelos membros da Comissão Julgadora encontra-se arquivado junto ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica.

Este trabalho é dedicado à minha família e a todos que me incentivaram e me apoiaram ao longo desta jornada.

AGRADECIMENTOS

Agradecimentos à minha família, principalmente à minha mãe Tatiana Patricia de Jesus Nogueira e ao meu pai Valnir Carlos da Silva, além é claro, à minha companheira Desyrre Valiarine Tedeschi e aos meus amigos por todo apoio e incentivo durante essa jornada.

Agradeço também ao meu orientador, Prof. Dr. Luís A. M. Barêa, por todo o suporte no desenvolvimento do projeto, e aos professores, Dr. Rossano L. Carvalho e Dr. Helder V. A. Galeti, que compartilharam seus conhecimentos e experiências.

RESUMO

A fotônica integrada se consolidou nos últimos anos, em parte, pela capacidade de suprir a recente necessidade de miniaturização dos dispositivos fotônicos. Dentre os principais componentes empregados em fotônica integrada, destacam-se os guias de onda e as microcavidades óticas. Os guias de onda consistem em estruturas capazes de guiar ondas eletromagnéticas entre seus pontos de extremidade, baseando-se na diferença dos índices de refração de dois ou mais meios para manter a luz confinada, guiando-as dentro do *chip*. Já as microcavidades óticas, são estruturas fotônicas simples, majoritariamente na forma de discos ou anéis, que permitem confinar fortemente os fótons em um volume diminuto. Diversos dispositivos fotônicos integrados se beneficiam das características óticas dessas estruturas, que combinadas, garantem o *design* de *chips* fotônicos integrados, fabricados em grandes laboratórios de universidades, empresas e *foundries*. Uma das maiores aplicações dos *chips* fotônicos integrados está em sensores óticos, como é o caso do chamado laboratório em um chip (*lab-on-a-chip*), que permite várias funções de laboratório em um único chip, a fim de obter automação e triagem de alto rendimento. Em particular, os sensores baseados em moléculas fotônicas (*Photonic Molecules*, PMs), que são combinações de microcavidades óticas acopladas entre si, utilizam-se de um método de detecção atrelado à variação de ressonâncias das microcavidades na presença de uma modificação no índice de refração do ambiente ao redor das microcavidades. A resolução desses sensores possui grande dependência das dimensões da seção transversal do guia de onda onde a luz está confinada. Um dos principais desafios deste tipo de sensor está na otimização da sua sensibilidade, sem que haja grandes mudanças nos métodos de fabricação para obtê-los, uma vez que são bem estabelecidos na indústria. Nesse sentido, o foco desse projeto foi investigar métodos para incrementar a sensibilidade de sensores integrados baseados em PMs, a partir da otimização das dimensões dos componentes que os constituem, bem como implementar um estrangulamento de uma parcela do guia de onda que forma o anel de detecção, o que garantiu um aumento na evanescência do modo propagante nessa cavidade, responsável pela detecção do sensor, aumentando significativamente sua sensibilidade.

ABSTRACT

The integrated photonics has been consolidated in the last years in part by the ability to meet the recent demand for the miniaturization of photonic devices. Waveguides and optical microcavities stand out among the main components used in integrated photonics. Waveguides consist of structures capable of guiding electromagnetic waves between their starting and endpoints, based on the difference in the refractive indices of two or more materials to keep light confined by guiding them inside the chip. The optical microcavities are simple photonic structures, mostly in the form of disks or rings, which allow the photons to be strongly confined in a tiny volume. Several integrated photonic devices take advantage of the optical characteristics of these structures, which combined, guarantee the design of integrated photonic chips, fabricated in laboratories of universities, companies, and foundries. One of the largest applications of integrated photonic chips is in optical sensors, called lab-on-a-chip, which allows several lab functions on a single chip in order to achieve high-performance automation and screening. In particular, sensors based on photonic molecules (PMs), which are combinations of optical microcavities coupled with each other, use a detection method linked to the variation of resonances of the microcavities in the presence of a change in the refractive index of the environment around the microcavities. The resolution of these sensors is highly dependent on the dimensions of the transverse section of the waveguide where the light is confined. One of the main challenges of this type of sensor is the optimization of its sensitivity, without there being major changes in the fabrication methods to obtain them once they are well established in the industry. In this sense, the focus of this project was to investigate methods to increase the sensitivity of integrated sensors based on PMs from the optimization of the dimensions of the components that constitute them to the implementation of strangulation in the waveguide that forms the detection rings. This strangulation will ensure an increase in the evanescence of the propagating modes in these cavities, responsible for the detection of the sensors, increasing significantly its sensitivities.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1: Esquema demonstrando diversos componentes óticos e optoeletrônicos que puderam ser integrados em um único chip, permitindo soluções e aplicações em diversas áreas.....	27
Figura 2: Exemplo de wafer contendo diversos dispositivos fotônicos integrados fabricados em uma <i>founndry</i>	28
Figura 3: Esquemático 3D de um sensor opto-fluídico de índice de refração baseado em guia de onda.	34
Figura 4: (a) Representação esquemática de um ressonador de anel acoplado em um guia de onda. De acordo com a condição de ressonância, apenas os comprimentos de onda selecionados podem se propagar no anel, gerando mínimos de intensidade na saída do guia de onda. O diâmetro “d” típico dessas cavidades vai de dezena a centenas de microns. (b) Variação na posição da ressonância na saída do guia de onda devido a variação no índice de refração na janela de detecção presente na cavidade em anel, como mostrado em (a).	35
Figura 5: Raios de luz incidente, transmitida e refletida entre dois meios.....	38
Figura 6: Reflexão total interna que ocorre no guia de onda.....	39
Figura 7: Propagação da onda por reflexão total interna em um guia de altura h	42
Figura 8: Solução gráfica da equação 1.18 e 1.19 para os modos em um guia planar simétrico de silício envolto por dióxido de silício na condição TE e TM.	44
Figura 9: Resultado de simulações para o guia de onda planar tanto para o modo TE em (a) quanto para o modo TM em (b), com seus respectivos índices efetivos.....	45
Figura 10: Resultado das simulações para o guia 3D, mostrando modo (a) TE e (b) TM, com seus respectivos índices efetivos.	45
Figura 11: Passo-a-passo do Método do Índice Efetivo. Em (a) é ilustrado a divisão da seção transversal do guia de onda em três partes verticais. (b) Cada uma das divisões verticais é simulada como sendo um guia planar. Em (c) é exibido o resultado final do Método do Índice Efetivo, no qual é obtido uma guia de onda 2D que deverá ser equivalente ao 3D, ou seja, apresentar o mesmo índice de refração efetivo.	47
Figura 12: (a) Índice efetivo do <i>slab</i> vertical em função do comprimento de onda para o guia utilizado no dispositivo proposto. (b) Índice efetivo do guia 2D (curva vermelha) em comparação com o índice efetivo do guia 3D (curva azul) e as respectivas diferenças entre os dois índices para cada comprimento de onda simulado (curva preta).....	48
Figura 13: Esquema geral de um guia de onda dielétrico acoplado a um anel.....	50
Figura 14: Espectro de transmissão de um filtro contendo um guia de onda e um anel de raio 12.5 μm	54
Figura 15: Transformação de um anel acoplado em um guia de onda em uma PM contendo duas cavidades acopladas.....	56
Figura 16: Resposta espectral para duas regiões que apresentam ressonâncias das cavidades internas interagindo (curvas a, c, e) ou não interagindo (curvas b, d, f) com as ressonâncias da cavidade externa. As cavidades ou PMs inseridas em cada gráfico esquematizam os dispositivos simulados, sendo que as cavidades destacadas em vermelho são as relacionadas com os comprimentos de onda na região também destacada em vermelho.....	59
Figura 17: Proposta de um sensor com alto Q, alta sensibilidade e área reduzida, baseado em uma PM fabricada sobre uma plataforma de SOI: (a) Esquema de um filtro baseado em uma PM contendo um disco interno. É possível ver no esquema do sensor e nas imagens de microscopia em (b) que apenas uma parte do disco está sensível às mudanças no ambiente externo, devido a janela	

de detecção aberta em um pós-processamento. O teste de detecção em (c) mostra que as ressonâncias da cavidade externa ficam inalteradas durante a detecção, enquanto as ressonâncias do disco interno variam dependendo da concentração de etilenoglicol em água. Medidas do desvio entre as ressonâncias de detecção (cavidade interna) e a ressonância fixa (cavidade externa) garantem a detecção. As imagens de infravermelho mostram o bombeio na ressonância da cavidade externa e interna, separadamente, bem como a concentração de luz em cada cavidade durante cada bombeio.	64
Figura 18: Espectro do sensor para medidas antes e depois de mudanças no índice de refração na janela de detecção.	65
Figura 19: Estudo da influência do tamanho da Janela de Detecção no sensor ótico da Fig.17(a). (a) Espectros dos sensores para diferentes índices de refração na janela e diferentes dimensões de janela; (b) Posição do comprimento de onda ressonante em função do índice de refração na janela de detecção para diferentes tamanhos de janela; (c) Sensibilidade calculada em função da área do disco exposto, ou seja, da dimensão da janela de detecção.	65
Figura 20: (a) Esquema do guia de onda que será projetado e em (b) a seção transversal deste guia, indicando os materiais utilizados.	68
Figura 21: Simulação 3D dos índices efetivos dos modos TE em (a) e TM em (b) em função da largura do guia de onda, mantendo a altura fixa em 500nm.	69
Figura 22: Simulação 3D dos índices efetivos dos modos TE em (a) e TM em (b) em função da altura do guia de onda, mantendo a largura fixa em 700nm.	70
Figura 23: Simulação da potência total na saída do guia de onda, normalizada pela potência na entrada, para os modos TE e TM fundamentais, ambos em função de variações na altura (com largura fixa 700nm) e largura (com altura fixa 500nm) do guia de onda.	71
Figura 24: Modos fundamentais calculados para (a) TE e (b) TM.	71
Figura 25: (a) Modo ótico de uma fibra ótica monomodo, com MFD de 10 μ m; (b) Acoplador planejado para reduzir as perdas de acoplamento entre fibra-guia de onda integrado.	73
Figura 26: Potência na saída do acoplador em função da variação da largura do estrangulamento, para polarização TE e TM.	73
Figura 27: Esquema do sensor baseado em PM contendo dois anéis acoplados. Em detalhes é mostrado o perfil transversal do guia de onda, com as dimensões e materiais projetados, considerando o analito sendo H ₂ O.	75
Figura 28: (a) Cad utilizado no FullWave. A legenda de cores indica os índices de refração utilizados após a redução 3D-2D com o método de índice efetivo. Quando a solução na janela de detecção é trocada para apenas H ₂ O:5%EG, os valores dos índices representados pelas cores vermelha e azul são modificados para 1.788541 e 1.321700, respectivamente. (b) Espectro simulado para o sensor, considerando H ₂ O (curva vermelha, n _c =1.3166 @1.55 μ m) e H ₂ O:5%EG (curva azul, n _c =1.3217 @1.55 μ m).	77
Figura 29: (a) Esquema do sensor ótico baseado em uma PM; (b) sensor ótico considerando um estrangulamento da cavidade interna, e com os materiais e dimensões de cada componente; (c) detalhe das cavidades com as variáveis que serão estudadas.	80
Figura 30: Perfil do campo elétrico para o modo propagante no anel de detecção com largura w _t =700nm (curva preta), que representa o anel sem estrangulamento e quando w _t =300nm (curva vermelha), que representa a cavidade estrangulada. A figura inserida mostra o esquema da PM com as variáveis utilizadas na simulação e a região do estrangulamento.	81
Figura 31: Espectros de transmissão para cinco sensores com variados estrangulamentos do guia de onda (w _t =700nm, 600nm, 500nm, 400nm e 300nm) para detecção de água e 5% de EG diluído	

em água. Para todos os sensores, w_L foi mantido em $126\mu\text{m}$ e com 50% da janela exposta (Sensor I).....	83
Figura 32: Variação da sensibilidade do sensor para diferentes valores de estrangulamento do guia que forma a cavidade de detecção e para diferentes dimensões da janela de detecção. Em vermelho, o Sensor 1, em verde, o Sensor II e em azul, o Sensor III.	84
Figura 33: (a) Espectros de transmissão Sensor II (largura do guia estrangulado $w_t = 300\text{nm}$ e largura da janela de detecção $w_L = 75\mu\text{m}$) simulados para água pura e soluções aquosas de EG com diferentes concentrações (1% de EG a 5% de EG). (b) Posição espectral das ressonâncias de detecção em função do índice de refração.	85

LISTA DE TABELAS

Tabela 1: Fórmulas para dispersão do índice de refração para os materiais utilizados no projeto dos guias de onda e das microcavidades.	69
Tabela 2: Valores de índice para o slab encontrados com o método do índice efetivo.	82

LISTA DE SIGLAS

CMOS	<i>Complementary Metal-Oxide-Semiconductor</i>
CTO	Coeficiente Termo-Ótico
EG	Etilenoglicol
FOM	<i>Figure of Merit</i>
LPD	Laboratório de Pesquisa em Dispositivos
MFD	<i>Mode Field Diameter</i>
PM	Moléculas Fotônicas (<i>Photonic Molecules</i>)
RIU	<i>Refractive Index Unit</i>
Si	Silício
Si ₃ N ₄	Nitreto de Silício
SiO ₂	Dióxido de Silício
SOI	<i>Silicon-On-Insulator</i>
UNICAMP	Universidade Estadual de Campinas

LISTA DE SÍMBOLOS

A	Fator de Atenuação
$A\%$	Área exposta do disco em %
E_i	Raio de Luz Incidente
E_r	Raio de Luz Parcialmente Refletida
E_t	Raio de Luz Parcialmente Transmitida
FSR	Espaçamento Livre entre as Ressonâncias
IR	Índice de Refração
K	Vetor de Onda
L	Comprimento do Anel
Q	Fator de Qualidade
R	Raio
S	Sensibilidade
T	Tempo
TE	Transversal Elétrica
TM	Transversal Magnética
w_L	Largura da Janela
w_t	Estrangulamento do Guia de Onda
α	Coefficiente de Atenuação de Potência
η	Desvio de Fase
κ	Coefficiente de Acoplamento
λ	Comprimento de Onda
r	Coefficiente de Reflexão

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1. INTRODUÇÃO.....	25
1.1 Objetivo.....	30
1.2 Estrutura da Dissertação	31
CAPÍTULO 2. FUNDAMENTOS DOS SENSORES ÓTICOS BASEADOS EM PMs	33
2.1 Guias de Onda Dielétricos	37
2.2 Microcavidades Óticas.....	49
2.3 Acoplamento entre Guias de Ondas e Microcavidades e a formação de PMs.....	55
2.4 Sensor Ótico baseado em uma PM	59
CAPÍTULO 3. PROJETO DE UM SENSOR BASEADO EM MICROCAVIDADES ACOPLADAS EM PLATAFORMA Si_3N_4	67
3.1 Design do Guia de Onda em Nitreto de Silício.....	67
3.2 Design do Acoplador em Nitreto de Silício.....	72
3.3 Design da Molécula Fotônica em Si_3N_4 e sua aplicação como Sensor Ótico.....	74
CAPÍTULO 4. INCREMENTANDO A SENSIBILIDADE DO SENSOR POR ESTRANGULAMENTO DA CAVIDADE.....	79
CAPÍTULO 5. CONCLUSÃO E TRABALHOS FUTUROS	87
BIBLIOGRAFIA	89

CAPÍTULO 1. INTRODUÇÃO

A fotônica, cuja origem vem da palavra grega "photos" que significa luz, é definida atualmente como a ciência que engloba a geração, manipulação e detecção da luz. O desenvolvimento de dispositivos dentro da fotônica sempre busca criar mecanismos eficientes para emitir, transmitir, modular, processar, comutar, amplificar e detectar a luz. Em particular, a maioria desses dispositivos operam no espectro visível (de 380 nm a 740 nm) e infravermelho próximo (de 780 nm a 2500 nm). Cada vez mais presente no dia a dia, a fotônica, mesmo que silenciosa e sem grande alarde, está presente em aplicações que envolvem desde simples feixes de luz até dispositivos complexos. Ao longo das últimas décadas, a fotônica está cada vez mais integrada com a eletrônica de consumo (controles remotos, leitores de códigos de barra e DVD), na saúde (cirurgia ocular e instrumentos médicos), indústria (corte a *laser*, metrologia), segurança pública (câmera infravermelha e sensoriamento remoto por criptografia), entretenimento (holografia), entre outros. Outra grande aplicação da fotônica abrange a melhoria na velocidade, largura de banda, alcance e flexibilidade da internet, ou seja, dispositivos dedicados ao suporte e modernização da telecomunicação, a fim de suprir o aumento expressivo do trânsito de informações online. Dentro desse panorama, um dos focos da indústria fotônica é tornar os componentes fotônicos miniaturizados e fáceis de serem integrados em chips eletrônicos, garantindo redução no custo de fabricação e no consumo de energia, além de uma maior portabilidade aos dispositivos que partilham desses chips.

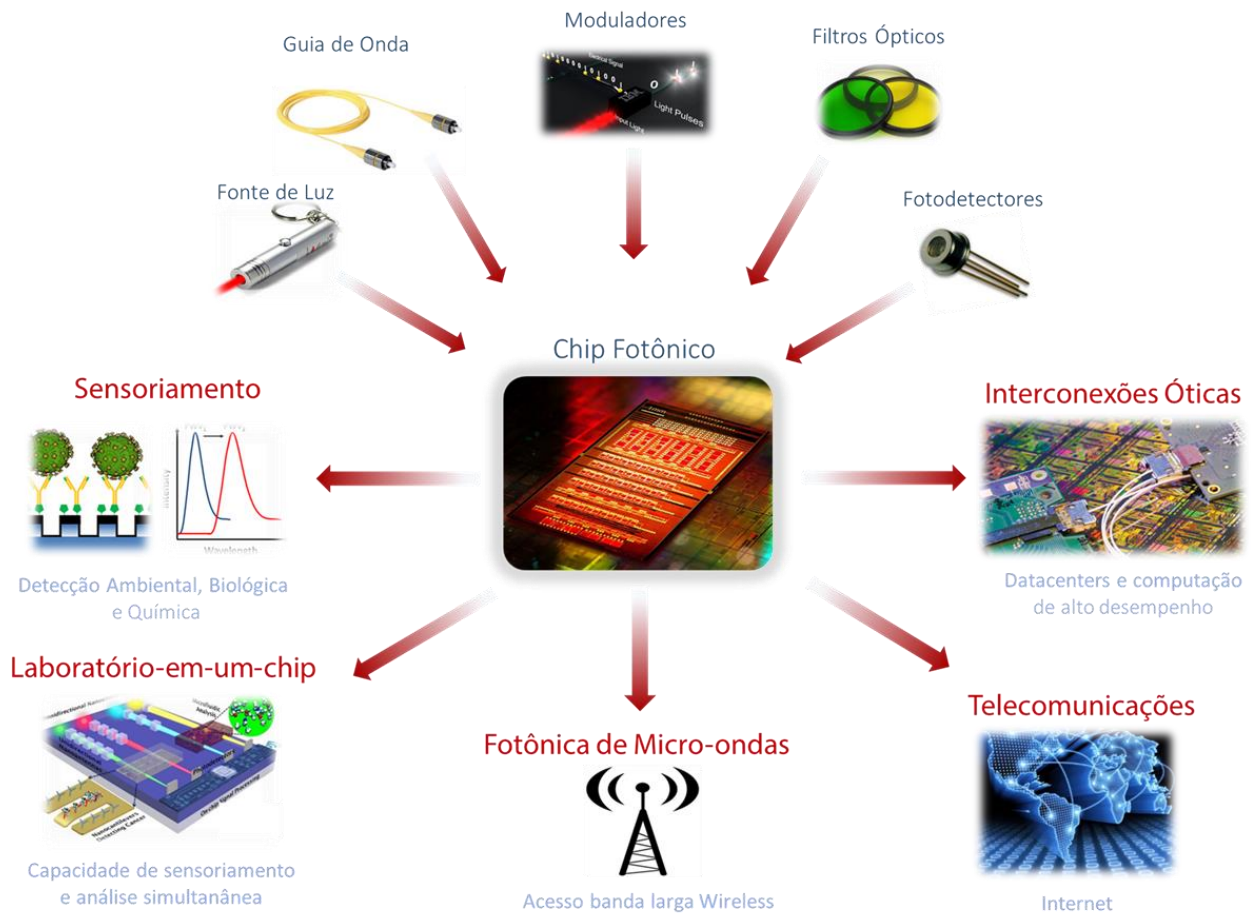
A busca por diminuir ao máximo a dimensão dos componentes fotônicos e integrá-los com os chips eletrônicos, como por exemplo os chips de silício foi fundamental para fortalecer a fotônica integrada, dando a ela um desenvolvimento impressionante nas últimas décadas com a capacidade de trazer diferentes componentes óticos e optoeletrônicos para um único chip (vide Fig. 1). Essa capacitação permitiu gerar soluções para gargalos de diversas áreas, como em telecomunicações, além de novas aplicações como sensoriamento e na criação dos *lab-on-a-chip*, ou em tradução livre, laboratórios em um único chip, que serão descritos detalhadamente mais à frente.

Os equipamentos envolvidos na fabricação dos chips integrados, que comportam componentes óticos e eletrônicos da ordem de dezenas de nanômetros, possuem um alto custo, tanto para aquisição quanto para manutenção. Dessa forma, a maioria dos esforços para a integração fotônica está concentrada na plataforma de silício sobre isolante (SOI, *silicon-on-*

insulator), onde os componentes fotônicos são baseados em Silício, dando origem à conhecida “Fotônica de Silício”. Essa plataforma garante a compatibilidade de fabricação com a tecnologia complementar de metal-óxido-semicondutor (CMOS, *Complementary Metal-Oxide-Semiconductor*), capaz de permitir alto volume de fabricação de chips fotônicos com baixo custo, partilhando das tecnologias de fabricação já disponíveis na indústria eletrônica. Esse esforço de compatibilidade também tem como foco o novo modelo conhecido como “*fabless design*”. Esse modelo, responsável pela revolução da indústria eletrônica no início dos anos 80, consiste em terceirizar a fabricação dos chips fotônicos projetados para fabricantes especializados, chamados de *Foundries*, localizadas em países como Bélgica, China e Taiwan. Essas empresas recebem o *design* dos dispositivos vindos de indústrias, centros de pesquisa ou grupos acadêmicos, aplica uma série de processos de micro e nano fabricação e devolvem os chips com garantia de alta resolução e qualidade na fabricação. Diversos grupos de pesquisa passaram a utilizar esse tipo de serviço, o que vem auxiliando o crescimento no número de dispositivos optoeletrônicos fabricados, gerando novas descobertas na fotônica integrada, com aplicações em cada vez mais áreas. A Fig. 2 mostra um único *wafer* contendo diversos circuitos fotônicos integrados fabricados em uma *Foundry*. Esses chips são separados posteriormente para caracterização e podem atender diversos pesquisadores ou empresas, que compartilham as rodadas nas *foundries*, reduzindo os custos de fabricação.

Tradicionalmente, o forte mercado da fotônica integrada está na comunicação ótica. A maioria das redes de telecomunicações e *data centers* modernos se comunicam através de fibra ótica. Os chips mais recentes utilizados nessa área são capazes de gerar e amplificar a luz diretamente no próprio chip, podendo também serem utilizados para detectar luz proveniente de meios externos, ou seja, informação transportada via fibra ótica, por exemplo. No entanto, os avanços dos processos de micro e nano fabricação para a construção dos *chips* optoeletrônicos integrados, junto com a cointegração garantida pela plasmônica, também vem permitindo progredir em áreas relevantes, como as que envolvem sensores, que são fundamentais para o panorama atual da pandemia do COVID-19.

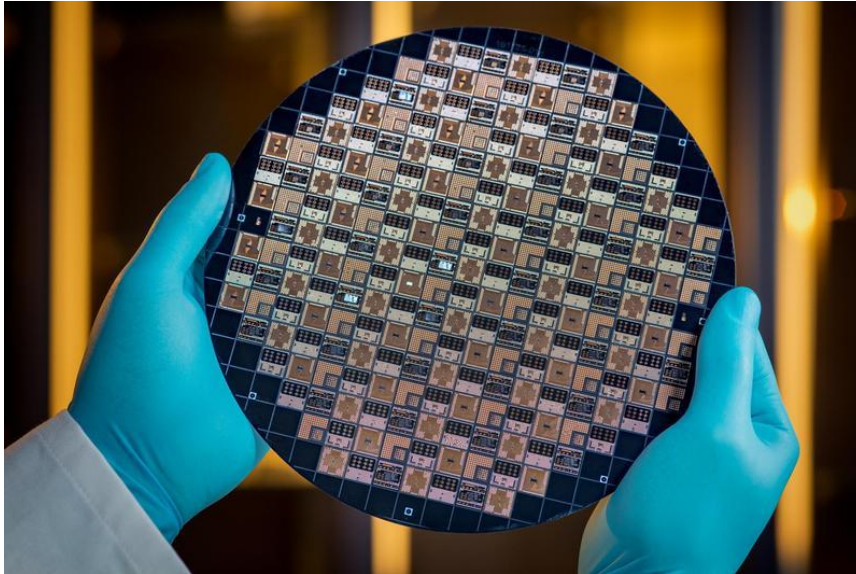
Figura 1: Esquema demonstrando diversos componentes óticos e optoeletrônicos que puderam ser integrados em um único chip, permitindo soluções e aplicações em diversas áreas.



Fonte: Adaptado de Souza (2017)¹.

Basicamente, um sensor consiste em um dispositivo capaz de detectar um estímulo físico, químico ou biológico de maneira específica, como uma variação de temperatura ou intensidade de luz. Essa variação é traduzida em um sinal, geralmente elétrico, que pode ser mensurado por um outro dispositivo. Uma das aplicações mais simples da fotônica em sensoriamento envolve uma fibra ótica. Quando uma fibra ótica é torcida ou exposta ao calor, a luz que está sendo transmitida através dessa fibra é alterada. A detecção dessa modificação sofrida pela fibra por meio da variação da intensidade da luz guiada permite sua utilização, por exemplo, no monitoramento do estresse mecânico em uma ponte ou em uma asa de avião, bastando apenas ter um interrogador ótico no final da fibra para detectar as variações da intensidade luminosa transmitida.

Figura 2: Exemplo de wafer contendo diversos dispositivos fotônicos integrados fabricados em uma *foundry*.



Fonte: Innovations Report (2019)².

Com o avanço da fotônica integrada e da capacidade de integrar com sucesso guias de ondas e microcavidades óticas, como anéis ou discos, em espaços reduzidos de um chip, foi favorecido o aparecimento de inúmeros sensores óticos integrados baseados nesses componentes. Esses sensores integrados, como será explorado mais à frente nesse trabalho, geralmente exploram a variação na posição das ressonâncias das microcavidades, quando elas são expostas a alguma mudança física, química ou biológica. Essa visão simples de um sensor integrado foi uma das responsáveis por uma evolução na área de sensoriamento ótico integrado, culminando nos chamados *lab-on-a-chip*, onde um único chip integrado, de apenas alguns milímetros a alguns centímetros quadrados, é possível realizar uma ou várias funções de laboratório para obter automação e triagem de alto rendimento³. Os *lab-on-a-chip* podem lidar com volumes de fluido extremamente pequenos, menores que picolitro, e tem se tornando extremamente importantes para diagnósticos rápidos e com alta precisão e portabilidade. Ao invés de realizar todo o procedimento laboratorial, um dispositivo com base em chip fotônico pode ser capaz de análises biológicas, por exemplo, sendo necessário apenas colocar uma gota de sangue do paciente nesse dispositivo.

Os *lab-on-a-chip* também foram impulsionados pelo chamado biossensores, que geralmente compõem esses chips. Os biossensores são dispositivos capazes de detectar reações químicas e biológicas, e são geralmente constituídos por um conjunto de componentes: um bioreceptor, que é uma molécula ou alguma função biológica que reagirá seletivamente com a

substância a ser detectada, chamada de analito; o transdutor, que é o elemento responsável pela conversão da reação química ou biológica entre o analito e o bioreceptor em um sinal capaz de ser detectado por uma estrutura eletrônica; e toda essa eletrônica envolvida, que é responsável por processar o sinal do transdutor e transformá-lo em dados que podem ser exibidos ao usuário.

Alguns biossensores óticos empregados atualmente são baseados em guias de ondas acoplados em microcavidades e permitem a detecção por onda evanescente, ou seja, a parcela da onda que se propaga no lado de fora da microcavidade dielétrica. Essa onda evanescente sofre variações quando há mudança no índice de refração do meio onde ela está propagando, como será discutido no capítulo 2, gerando deslocamentos na posição espectral das ressonâncias da microcavidade, que são detectadas na saída do guia de onda. Esse desvio da ressonância pode ser calibrado para detecção da variação do índice de refração do meio externo. No entanto, quando os sensores óticos são baseados em uma única microcavidade, diversos trabalhos da literatura^{4, 5, 6} demonstraram que essa combinação simples não garante alto fator de qualidade (Q), ou reduzida largura de linha da ressonância de detecção, com ressonâncias bem determinadas e espaçadas e ocupando uma área reduzida no chip. Para superar essa dificuldade, foram criadas as chamadas moléculas fotônicas (PMs), que consistem no acoplamento de vários ressonadores, como mostrado no capítulo 2, que permitem realizar uma engenharia espectral, de tal forma que a complexidade do espectro de transmissão resultante dependerá do número de ressonadores e da maneira como eles se acoplam. Esse novo espectro, permitido pelas PMs, satisfaz as exigências de ter independência entre os parâmetros Q, espaçamento espectral entre as ressonâncias e o raio (R) das microcavidades.

O desacoplamento dos parâmetros permitidos pelas PMs oferece um grau de liberdade extra para construção de sensores óticos, garantindo alto Q, mesmo em dispositivos compactos. Além disso, garantir alto Q consiste em garantir larguras de linhas estreitas para as ressonâncias de detecção. Logo, como será visto nesse trabalho, uma largura de linha estreita é fundamental para garantir alta sensibilidade dos sensores. No entanto, a alta sensibilidade também ocorre para a detecção de distúrbios no ambiente, principalmente decorrentes de variações de temperatura, comprometendo a confiabilidade desses sensores em ambientes não controlados. Para superar esse gargalo, pesquisas recentes demonstram que os sensores baseados em PMs podem minimizar as flutuações de temperatura usando medidas diferenciais entre uma ressonância de referência (λ_{ref}), associada a uma cavidade externa, e uma ressonância de detecção ($\lambda_{detection}$), associada a uma

cavidade acoplada internamente a cavidade externa⁷. No entanto, para essa medida diferencial funcionar adequadamente, ou seja, minimizando os efeitos da variação da temperatura, é importante que as ressonâncias da cavidade de referência e de detecção estejam enterradas em algum material, geralmente dióxido de silício (SiO_2) e tenham o mesmo desvio relacionado com a variação de temperatura. Porém, para que a detecção de variações causadas por algum analito aconteça, é necessário que parte da cavidade interna esteja desenterrada, formando a janela de detecção, permitindo que a onda evanescente do modo propagante na cavidade de detecção interaja com o analito dentro dessa janela, causando a variação na ressonância de detecção na saída do guia de onda. Apesar disso, quando parte da cavidade de detecção é desenterrada, as variações da sua ressonância decorrentes das variações de temperatura passam a ser diferentes das variações que a cavidade de referência sofre, uma vez que o analito que cobre a cavidade de detecção na janela pode possuir coeficientes termo-óticos distintos do SiO_2 , que cobre todo o restante do sensor, gerando flutuações com a temperatura mesmo com emprego das medidas diferenciais.

Uma solução para essa dificuldade é reduzir a janela de detecção, permitindo que a cavidade interna fique mais enterrada em SiO_2 . No entanto, será demonstrado ao longo desse trabalho que a redução da janela de detecção implica em perda de sensibilidade, uma vez que a interação entre o modo propagante na cavidade de detecção e o analito fica reduzido. Para buscar uma solução para esse desafio, garantindo uma maior robustez para o sensor, esse trabalho traz um estudo detalhado de como reduzir a janela de detecção desses sensores, mas aliado a mudanças na estrutura da cavidade interna, permitindo manter sua alta sensibilidade.

1.1 Objetivo

De maneira geral, o objetivo deste trabalho é estudar sensores óticos baseados em PMs com duas cavidades, uma externa para referência e uma interna para detecção, buscando realizar modificações estruturais na cavidade interna a fim de reduzir a janela de detecção sem reduzir a sensibilidade do sensor, garantindo uma maior independência da sua resposta de detecção com variações da temperatura ambiente, quando medidas diferenciais entre as ressonâncias das duas cavidades são realizadas.

1.2 Estrutura da Dissertação

Para alcançar seu objetivo, este trabalho parte do estudo dos principais componentes do sensor ótico baseado em PM: os guias de onda dielétricos e as microcavidades óticas. Em seguida é investigado o acoplamento entre os guias de onda e as microcavidades, chegando-se à descrição de uma PM e da sua aplicação como sensor ótico. Todo esse estudo é apresentado no Capítulo 2. Na sequência, o Capítulo 3 traz o projeto de um sensor ótico baseado em PM em uma plataforma de nitreto de silício (Si_3N_4). Assim, é apresentado o design do guia de onda, do acoplador, da PM acoplada ao guia de onda e o funcionamento do sensor projetado, demonstrando que a redução na janela de detecção causa uma redução drástica na sensibilidade do sensor. A solução para esse gargalo é apresentada no Capítulo 4, onde é utilizada a ideia de estrangulamento de guias de onda para formação de acopladores óticos, discutido no Capítulo 3, mas aplicado na cavidade de detecção. Esse capítulo traz o projeto desse novo sensor com cavidade estrangulada e demonstra a sua eficiência para redução da janela de detecção, o que deverá garantir maior robustez ao sensor. Por fim, o Capítulo 5 traz as conclusões e trabalhos futuros.

CAPÍTULO 2. FUNDAMENTOS DOS SENSORES ÓTICOS BASEADOS EM PMs

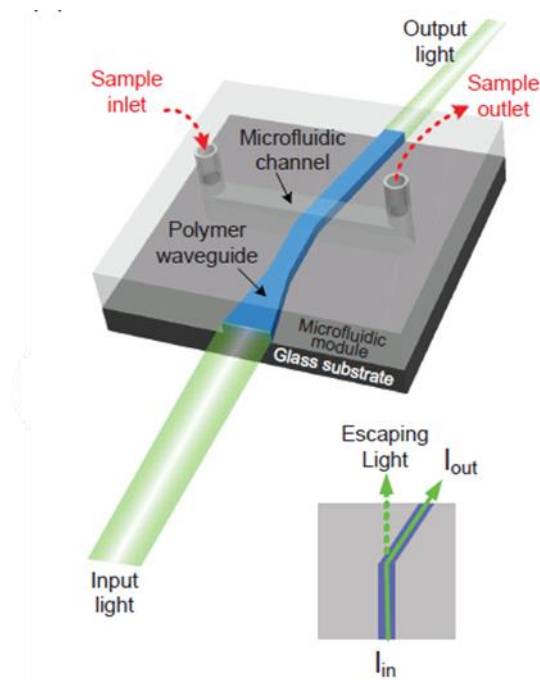
Uma das tecnologias mais presentes em nossa vida, os sensores, consiste em dispositivos capazes de detectar com eficiência qualquer mudança ao seu redor, tal como variações de luz, temperatura ou pressão, e transformá-la em um sinal, que usualmente é elétrico. Esse sinal pode ser lido por outro equipamento e usado em outras ações, como desbloquear um celular com biometria ou acender lâmpadas em um ambiente automatizado. Com os avanços em micromáquinas e microcontroladores, bem como a integração dessas tecnologias com sensores, as aplicações dos sensores se expandiram para além dos campos tradicionais de medição de temperatura e pressão, apresentando-se como fundamentais em áreas de aviação, aeroespacial, automobilística, medicina, robótica, telecomunicação, dentre outros. Há uma vasta gama de sensores medindo propriedades químicas e físicas dos materiais. Alguns exemplos, incluem sensores vibracionais para medição de viscosidade de fluidos, sensores eletroquímicos para monitoramento de pH e sensores óticos para medição de índice de refração.

Em particular, os sensores óticos são de interesse para esse trabalho e tipicamente eles são baseados em modificação na propagação de luz ao longo do sensor, seja na intensidade da luz na saída de um guia de onda ou em variações nas ressonâncias óticas, quando presentes. Para o caso dos sensores baseados em ressonâncias, elas são geralmente obtidas capturando-se a luz em cavidades que exibem parâmetros dependentes do comprimento de onda. As cavidades óticas baseadas em anéis ou discos são os blocos de construção fundamentais de diversos sensores fotônicos e será explorado em detalhe ao longo desse trabalho. Mas antes, vale ressaltar que na literatura é fácil encontrar diversas técnicas de aperfeiçoamento da sensibilidade de sensores contendo apenas guias de onda⁸, ou estruturas mais complexas, como cristais fotônicos⁹, ou microcavidades óticas acopladas.

A sensibilidade de um sensor indica quanto a sua resposta na saída muda quando ocorre uma variação na entrada ou ao longo dele. Por exemplo, se o mercúrio em um termômetro se move 1 cm quando a temperatura muda 1 °C, a sensibilidade do termômetro é de 1 cm/°C. Para sensores óticos, os guias de onda representam um dos componentes mais simples que permitem sensoriamento, pois são estruturas que confinam e direcionam a luz para determinadas regiões do espaço e garantem que essa luz propagante seja altamente dependente do meio ao redor do guia de onda. Na literatura, encontram-se ainda diversas técnicas de detecção para sensores baseados em

guias de onda. Entre elas, recentemente, destacou-se uma técnica de detecção muito simples, utilizando as perdas pela curvatura de guias de onda. Nesse sensor, ao invés de ter um guia de onda reto, têm-se um guia “dobrado” em um certo ângulo. À medida que a luz se propaga de um segmento de guia de onda reto para um seguimento de guia de onda dobrado, a perda de radiação devido ao ângulo de curvatura pode resultar em perda ótica significativa por espalhamento, levando a atenuações na intensidade de saída da luz. A magnitude da perda de curvatura é fortemente dependente da distribuição dos campos elétrico e magnético propagantes, conhecido como modo ótico suportado no guia. Esse modo ótico, por sua vez, é altamente dependente dos índices de refração dos materiais do núcleo e do revestimento⁸, sendo esse último possível de ser modificado durante um sensoriamento. O mecanismo que garante essa variação do modo ótico com a mudança dos índices de refração é a evanescência desse modo, como será descrito ao longo desse trabalho. A figura 3 mostra o esquemático 3D desse sensor opto-fluídico utilizando a técnica de curvatura de guias de onda e perda de espalhamento na curva. Fica claro que a medida que o fluido passa pela curvatura, o índice de refração dele modifica as condições de guiamento do modo ótico do guia de onda, causando um aumento ou uma redução no espalhamento de luz, o que reduz ou aumenta a intensidade de luz na saída do guia, garantindo o efeito de sensoriamento.

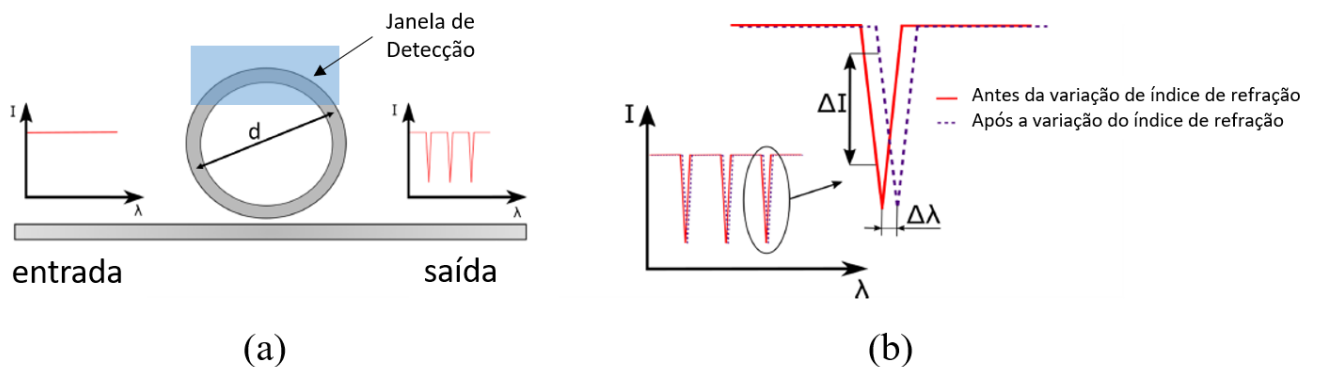
Figura 3: Esquemático 3D de um sensor opto-fluídico de índice de refração baseado em guia de onda.



Fonte: Chen-Liu, et al (2018).⁸

Outra possibilidade de sensoriamento ótico, como já descrito previamente, consiste em utilizar ressonâncias óticas geradas por cavidades. Um ressonador na forma de anel, como mostrado na Fig. 4(a), é um bom exemplo de cavidade ótica. Nesse tipo de sensor, a luz de um laser sintonizável é acoplada ao guia de onda por meio de um acoplador do tipo grade ou estrangulado. A luz acoplada propaga-se ao longo do guia de onda e ao passar próximo ao ressonador de anel, acopla na cavidade e continua propagando em seu interior. Se a condição de ressonância na cavidade for atendida, como será discutido mais à frente, é possível observar mínimos de intensidade no espectro de saída, conforme ilustrado na Fig. 4(b). Na saída do guia, a luz é acoplada a um fotodetector ou a um analisador de espectro ótico, dependendo da fonte de luz utilizada. Os avanços atuais na integração heterogênea e monolítica já permitem integração de laser¹⁰ e fotodiodos¹¹ no mesmo chip, garantindo a obtenção de sensores óticos completos, sem a necessidade de componentes externos.

Figura 4: (a) Representação esquemática de um ressonador de anel acoplado em um guia de onda. De acordo com a condição de ressonância, apenas os comprimentos de onda selecionados podem se propagar no anel, gerando mínimos de intensidade na saída do guia de onda. O diâmetro “d” típico dessas cavidades vai de dezena a centenas de microns. (b) Variação na posição da ressonância na saída do guia de onda devido a variação no índice de refração na janela de detecção presente na cavidade em anel, como mostrado em (a).



Fonte: Adaptado de Steglich (2019)¹².

Esses sensores fotônicos, como mostrado na Fig. 4(a) possuem os guias de onda e as cavidades geralmente de Silício ou Nitreto de Silício, envoltos por Óxido de Silício. No entanto, quando parte da cavidade é exposta ao ambiente, pela simples presença da janela de detecção, a posição das ressonâncias na saída do guia é alterada, novamente devido a interação da evanescência

do modo propagante na cavidade com o material que provoca mudança de índice de refração na janela. Dessa forma, a variação na posição do comprimento de onda ressonante ($\Delta\lambda_{\text{res}}$) pode ser associada à variação no índice de refração sobre a parcela da cavidade exposta, permitindo utilizar esse conjunto “guia de onda-cavidade” como um sensor ótico de índice de refração. A mudança no índice de refração sobre a cavidade pode ser feita de diversas formas, indo desde uma simples mudança do material sobre a cavidade, como colocando algum tipo de solução aquosa, até a funcionalização da superfície da cavidade com bioreceptores, capazes de aprisionar seletivamente determinadas proteínas ou até mesmo vírus^{12, 19}, garantindo a mudança do índice de refração, e consequentemente mudança na ressonância, somente quando esses analitos alvos estão presentes.

Comparado com os sensores baseados apenas em guias de onda, os sensores com microcavidades possuem maior sensibilidade¹². No entanto, essa maior sensibilidade também é estendida a flutuações ambientais, tais como variações na temperatura. Essas variações na temperatura, por exemplo, podem causar variações nas ressonâncias das cavidades devido a modificação do índice de refração dos materiais com a temperatura, prejudicando a medida do sensor. Diversas soluções para contornar esse problema e minimizar a dependência desses sensores com variações da temperatura ambiente podem ser encontradas na literatura¹³. No entanto, a maioria dessas soluções envolvem a deposição de materiais com coeficientes termo-óticos negativos (polímeros, por exemplo)¹⁴, emprego de estruturas interferométricas¹⁵ ou de aquecedores¹⁶, responsáveis pela correção das flutuações da temperatura. Essas aplicações geralmente envolvem dificuldades para implementação nos processos de fabricação, já bem estabelecidos na indústria, ou causam aumento nas dimensões dos dispositivos e no seu gasto energético, prejudicando a integração. Um outro caminho encontrado para buscar reduzir essa dependência é utilizar sensores baseados em PMs, como descrito nas referências 17 e 18. Nesses trabalhos, os autores demonstram um sensor de índice de refração (IR) baseado em uma PM composta de duas cavidades, um anel externo e um disco internamente acoplado ao anel externo. Esse sensor permite realizar um esquema de medição diferencial entre as ressonâncias do anel externo e do disco interno, capaz de mitigar efetivamente a influência de perturbações ambientais. Maiores detalhes desse sensor será apresentado na seção 2.4, porém, é fácil entender que o sensoriamento nesses dispositivos se dá pela interação do modo evanescente do disco com o analito presente em uma janela de detecção, aberta apenas sobre uma parcela do disco. Essa interação é responsável pela variação da ressonância do disco, que pode ser medida com relação as

ressonâncias do anel externo. Nesse esquema, é claro que quanto maior for a parcela do dispositivo isolado do ambiente, menor será a influência da temperatura na medida diferencial. Logo, uma redução da janela de detecção para reduzir a dependência com a temperatura é fundamental. No entanto, essa redução na janela de detecção implica em perda de sensibilidade, pois uma parcela menor do modo interagirá com o analito. Esse fato leva ao ponto crucial desse trabalho: como é possível aumentar a sensibilidade dos sensores realizando pequenas modificações nas cavidades que o compõem? Essa é a pergunta que deverá ser respondida ao longo desse trabalho. Porém, iniciamos a discussão dando a base teórica de guias de onda e cavidades ressonantes, para chegar na apresentação das PMs e nos sensores óticos baseados nessas estruturas.

2.1 Guias de Onda Dielétricos

Antes de compreender os sensores baseados em PMs, é importante entender os conceitos presentes nos guias de onda dielétricos. Pode-se dizer que os sensores contendo apenas guias de onda possuem maior facilidade de compreensão e construção de design. A física presente na operação do guia de onda, assim como o conceito de sua utilidade como sensor, é bastante simples. Devido à diferença no índice de refração entre o núcleo e o revestimento do guia de onda, ambos construídos em material dielétrico, a luz é guiada através do dispositivo devido à reflexão interna total, que por sua vez acaba gerando um campo ótico evanescente que decai exponencialmente através da superfície do guia de onda que compõe o sensor¹⁹.

Ao monitorar as propriedades de acoplamento e/ou de propagação de luz através de um guia de onda apropriadamente projetado, é possível por exemplo, construir sensores que detectem analitos biomoleculares ou bioquímicos. Isto acontece quando eventos de ligação biomolecular modulam o contraste do índice de refração e, assim, atenuam a propagação da luz através do guia de onda. Portanto, a luz é acoplada à estrutura e a intensidade que se propaga através do guia de onda é medida por um fotodetector próximo da extremidade de saída do mesmo¹⁹.

Analisando um pouco mais a fundo o conceito dos sensores baseados em guias de onda, como o próprio nome já diz, eles utilizam-se de um método de detecção de feixe guiado, cuja resolução é determinada de acordo com as dimensões da seção transversal do guia de onda onde a luz está confinada. Dentre os principais sensores deste tipo, estão por exemplo os sensores de guias de onda planares, que nada mais são do que um sistema dielétrico de três camadas com uma extensão lateral infinita (plano xz) e com uma espessura finita do material do guia na direção y.

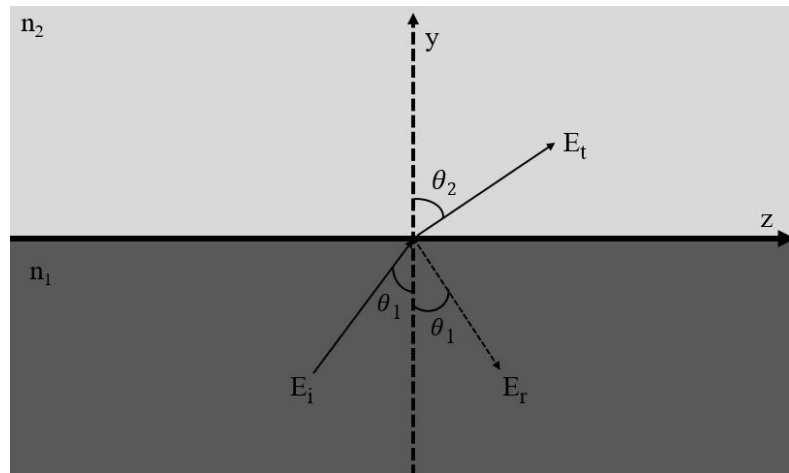
Seguindo este conceito, pode-se demonstrar a teoria envolvida através da aproximação geométrica de um guia de onda planar. Ao analisar a Figura 5, observa-se o comportamento do raio de luz incidente (E_i), do raio de luz parcialmente transmitida (E_t) e do raio de luz parcialmente refletida (E_r). Quando E_i , ao estar se propagando em um meio com índice de refração n_1 atinge a interface de um outro meio com índice de refração n_2 , o raio se decompõe formando E_t (no material de índice n_2) e E_r (no material de índice n_1). Utilizando da Lei de Snell:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1.1)$$

E considerando que $n_1 > n_2$ e $\theta_1 < \theta_2$, observa-se que ao aumentar θ_1 , ocorre de θ_2 se aproximar do ângulo de 90° , o que resulta numa simplificação da Lei de Snell:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \quad (1.2)$$

Figura 5: Raios de luz incidente, transmitida e refletida entre dois meios.



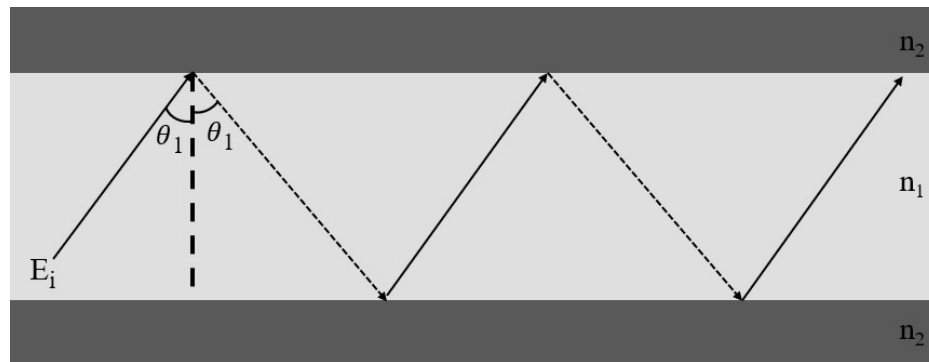
Fonte: Compilação do autor.

Com isto, pode-se definir o ângulo crítico θ_c , ou seja, o maior ângulo de incidência possível que ainda resulta em um raio transmitido, como sendo:

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.3)$$

Ao trabalhar com as propriedades deste ângulo crítico θ_c , pode-se obter o fenômeno de reflexão total interna da luz, uma vez que é possível atingir um ângulo em que nenhuma (ou quase nenhuma) luz é transmitida para o outro material. Como mostrado na Figura 6, ao colocar um material de índice de refração n_2 acima e abaixo de um material de índice de refração n_1 (menor que n_2), é fácil perceber que um raio de luz incidente ficará confinado no material do meio, e seguirá numa espécie de zigue-zague ao longo do eixo z, ou seja, indo da esquerda para a direita. Isto nada mais é do que o puro conceito de um guia de onda dielétrico.

Figura 6: Reflexão total interna que ocorre no guia de onda.



Fonte: Compilação do Autor.

Utilizando da Fórmula de Fresnel aplicada aos raios incidentes e transmitidos mostrados na Figura 6, é possível compreender que a onda refletida terá uma amplitude complexa na interface, uma vez que ela tem perdas. Além disso, a onda refletida estará relacionada com a amplitude complexa E_i da onda incidente, como demonstrado pela relação:

$$E_r = r E_i \quad (1.4)$$

onde r é o coeficiente complexo da reflexão.

Com relação a polarização da onda, consideramos os casos em que o campo elétrico, ou magnético, é perpendicular ao plano de incidência da onda, de modo que a condição transversal elétrica (TE) será definida para o caso em que o campo elétrico é perpendicular ao plano de incidência, enquanto a condição transversal magnética (TM) será definida quando campo magnético for perpendicular ao plano de incidência. Para as condições de polarização TE e TM, os coeficientes de reflexão de Fresnel r_{TE} e r_{TM} são dados por:

$$r_{TE} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (1.5)$$

$$r_{TM} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \quad (1.6)$$

Utilizando a Lei de Snell (1.1), estas equações ficam:

$$r_{TE} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}{n_1 \cos \theta_1 + \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}} \quad (1.7)$$

$$r_{TM} = \frac{n_2^2 \cos \theta_1 - n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}{n_2^2 \cos \theta_1 + n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}} \quad (1.8)$$

É bem sabido que quando o ângulo de incidência é menor que o ângulo crítico, ocorrerá somente uma reflexão parcial e o coeficiente de reflexão r será obrigatoriamente real. Porém, quando o ângulo crítico é superado, ocorrerá uma reflexão total interna e o coeficiente de reflexão se tornará complexo. Isto implicará numa mudança de fase ϕ sobre a onda refletida, e pode-se escrever o coeficiente de reflexão da seguinte maneira:

$$r = |r| e^{i\phi} \quad (1.9)$$

Portanto, a mudança de fase devido a reflexão total interna para cada polarização, ϕ_{TE} e ϕ_{TM} , pode ser escrita pelas equações:

$$\phi_{TE} = 2 \tan^{-1} \left[\frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\cos \theta_1} \right] \quad (1.10)$$

$$\phi_{TM} = 2 \tan^{-1} \left[\frac{\sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1 - 1}}{\frac{n_2}{n_1} \cos \theta_1} \right] \quad (1.11)$$

Considerando que a propagação acontece na direção z e que a luz esteja confinada na direção y , pode-se considerar o caminho resultante de propagação da luz na forma de zigue-zague, como descrito anteriormente e como representado na Fig. 7. Nesta figura, a onda se propaga através do guia com vetor de onda $K (= k_0 n_1)$, sendo k_0 o vetor de onda para propagação no vácuo, cuja amplitude é dada por:

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} \quad (1.12)$$

onde ε_0 é a constante de permissividade elétrica do vácuo, μ_0 a constante de permeabilidade magnética do vácuo e ω a frequência angular da onda incidente. O diagrama final do guia, mostrado na Fig. 7, demonstra adequadamente a decomposição do vetor de onda nas seguintes componentes:

$$K_z = n_1 k_0 \sin\theta_1 \quad (1.13)$$

$$K_y = n_1 k_0 \cos\theta_1 \quad (1.14)$$

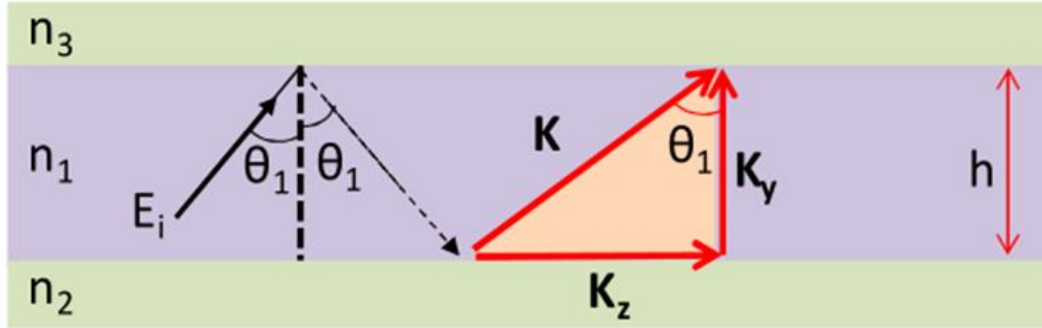
A componente de propagação em z (K_z) é chamada vetor de onda longitudinal do guia e indica a taxa com que a onda se propaga na direção z . Essa componente também é conhecida na literatura como β . Desse modo, pode-se decompor a onda que está sendo guiada em duas componentes, uma onda propagando na direção z e outra em y . A onda propagando em y é uma onda estacionária transversal ao guia de onda, que reflete em cada uma das interfaces. Com essa abordagem, considerando somente a alteração temporal da fase devido a propagação da onda (que possui $\omega > 0$ e $v > 0$), é possível somar todas as mudanças de fase introduzidas em uma ida e volta completa no guia com distância transversal $2h$, obtendo:

$$\phi_h = 2K_y h = 2k_0 n_1 h \cos\theta_1 \quad (1.15)$$

Além da mudança de fase descrita acima, também haverá mudança de fase nos limites inferiores e superiores do guia devido a reflexão total interna da luz, prevista pela fórmula de Fresnel e representada nas equações (1.10) e (1.11). Logo, podem-se denominar, respectivamente, estas mudanças de fase de ϕ_i e ϕ_s , e dessa forma, o deslocamento de fase total (ϕ_t) será dado por:

$$\phi_t = 2k_0n_1h\cos\theta_1 - \phi_s - \phi_i \quad (1.16)$$

Figura 7: Propagação da onda por reflexão total interna em um guia de altura h .



Fonte: Barea (2010)²⁰.

O valor negativo para ϕ_i e ϕ_s é considerado nessa equação pois essas mudanças de fase são negativas. Para manter a onda propagando-se no guia, deve-se considerar uma interferência construtiva, ou seja, este deslocamento de fase deverá ser múltiplo de 2π . Assim,

$$\phi_t = 2k_0n_1h\cos\theta_1 - \phi_s - \phi_i = 2m\pi \quad (1.17)$$

Como m é inteiro, haverá uma série de ângulos θ_1 discretos para o qual a equação (1.17) poderá ser resolvida. Isto mostra que a luz só pode propagar em alguns ângulos discretos permitidos, caso contrário, após sucessivas interferências destrutivas, a luz se perderá no guia. Cada solução permitida será chamada de modo de propagação.

Analisando a Figura 7 e observando os índices de refração do guia planar ilustrado, pode-se perceber duas situações: se os índices de refração n_2 e n_3 forem iguais, este guia de onda é conhecido como simétrico, enquanto que se eles forem diferentes, o guia de onda é assimétrico. Para o caso simétrico, como os índices dos meios externos são iguais, as mudanças de fase devido a reflexão interna nas duas interfaces serão iguais, o que significa $\phi_i = \phi_s$. Dessa forma, substituindo as equações (1.10) e (1.11) na Eq. (1.17), a equação dos modos para cada polarização fica:

$$TE: \quad \tan \left[\frac{k_0n_1h \cos \theta_1}{2} - m\pi \right] = \left[\frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\cos \theta_1} \right] \quad (1.18)$$

$$TM: \quad \tan \left[\frac{k_0 n_1 h \cos \theta_1}{2} - m\pi \right] = \left[\frac{\sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1 - 1}}{\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \cos \theta_1} \right] \quad (1.19)$$

Analisando essas equações, é fácil ver que a solução desta equação dará o ângulo de propagação para um determinado modo m . Considerando $m=0$, o termo na raiz quadrada será sempre positivo e real, enquanto θ_1 for maior que θ_c , e por isso, sempre será permitido um modo, bem como o guia simétrico sempre terá um modo propagando ao passo que nunca estará interrompido.

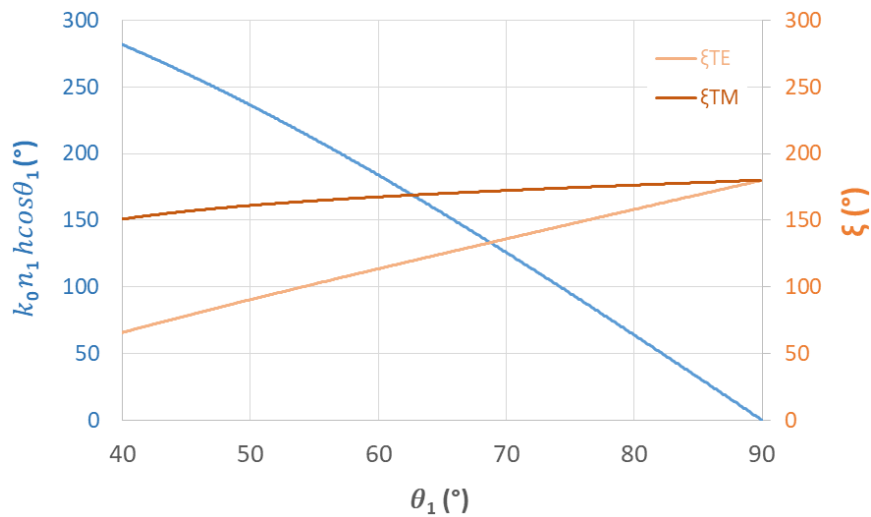
Para efeito de demonstração, consideramos um guia planar com largura $0,45\mu m$ e com núcleo de silício ($n_1 = 3,518$ para $\lambda = 1,55\mu m$) envolto por dióxido de silício ($n_2 = 1,444$ para $\lambda = 1,55\mu m$), guiando uma onda de comprimento $1,55\mu m$. A partir das equações (1.18) e (1.19), é possível ter uma solução gráfica para esse guia de onda. Para isso, consideramos o lado esquerdo dessas equações que está representado no gráfico da Fig. 8 pela curva azul, enquanto o lado direito está representado por ξ , onde:

$$\xi = \tan^{-1} \left[2 \times \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\cos \theta_1} \right] \text{ para TE} \quad (1.20)$$

$$\xi = \tan^{-1} \left[2 \times \frac{\sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1 - 1}}{\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \cos \theta_1} \right] \text{ para TM} \quad (1.21)$$

Dessa forma, é possível encontrar o ângulo pelo qual a luz pode propagar no guia e, por meio dessa informação, é possível extrair o valor do índice de refração efetivo do guia para o comprimento de onda utilizado. A Figura 8 mostra a solução gráfica para TE e TM para o guia de onda analisado. Observando tal figura, é possível perceber que a solução das equações (1.18) e (1.19) é a intersecção da curva $k_0 n_1 h \cos \theta_1$ (curva azul) com a curva ξ para TE (curva laranja claro) e ξ para TM (curva laranja escuro). Os pontos de intersecção mostram que para aquele ângulo θ_1 a mudança de fase devido à propagação da onda é a mesma que a mudança de fase causada pela reflexão total da luz, como visto na Fórmula de Fresnel.

Figura 8: Solução gráfica da equação 1.18 e 1.19 para os modos em um guia planar simétrico de silício envolto por dióxido de silício na condição TE e TM.



Fonte: Compilação do autor.

Desse modo, conclui-se que a luz propaga com um ângulo de aproximadamente 69° para TE e 62° para TM. Como $\beta = n_1 k_0 \sin \theta_1$ e $k_0 = 2\pi/\lambda$, os valores de β calculados pelas soluções gráficas são $\beta = 13,3 \mu\text{m}^{-1}$ e $\beta = 12,6 \mu\text{m}^{-1}$, respectivamente para TE e TM. A partir desse estudo, conhecendo β , podemos encontrar o índice de refração efetivo do guia de onda (n_{ef}), utilizando a seguinte equação:

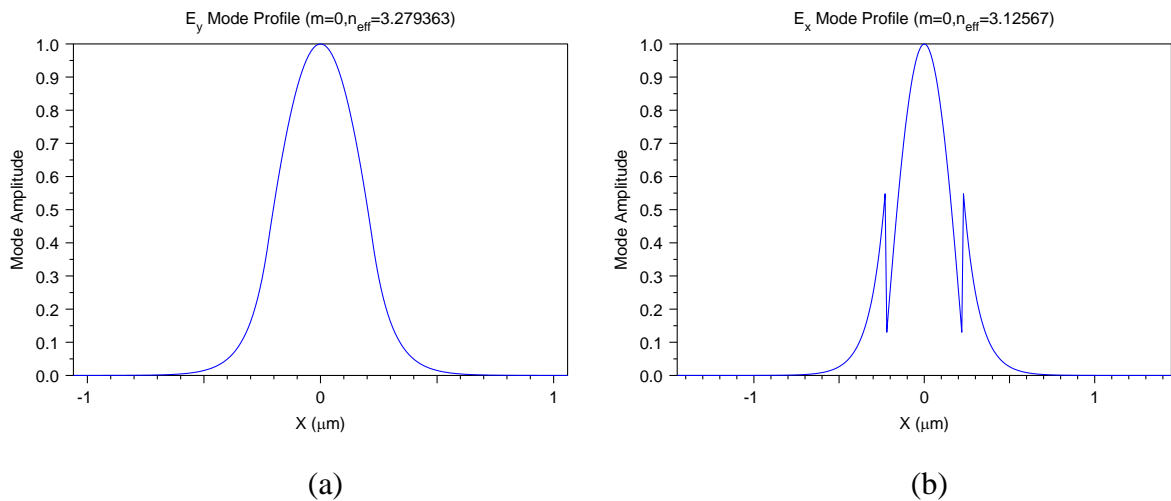
$$n_{ef} = \frac{\beta}{k_0} \quad (1.22)$$

Logo, para o guia de onda estudado tem-se os valores de $n_{ef_{TE}} = 3,28$ para o modo TE e $n_{ef_{TM}} = 3,11$ para o modo TM. Estes valores podem ter um desvio em relação aos valores reais, uma vez que foram feitas várias aproximações durante a solução das equações. Dessa forma, para confrontar esses resultados, foram feitas simulações utilizando o módulo BeamProp do pacote computacional Rsoft. Essas simulações foram realizadas com colaboração do Laboratório de Pesquisa em Dispositivos (LPD) da Universidade Estadual de Campinas (Unicamp).

A primeira etapa dessas simulações consistiu em realizar uma simulação 2D do guia estudado, considerando um “Grid Size” de $0,01\mu\text{m}$ em todas as direções da malha e comprimento de 1 mm para o guia de onda. Foram feitas simulações tanto para o modo TE quanto TM, e os

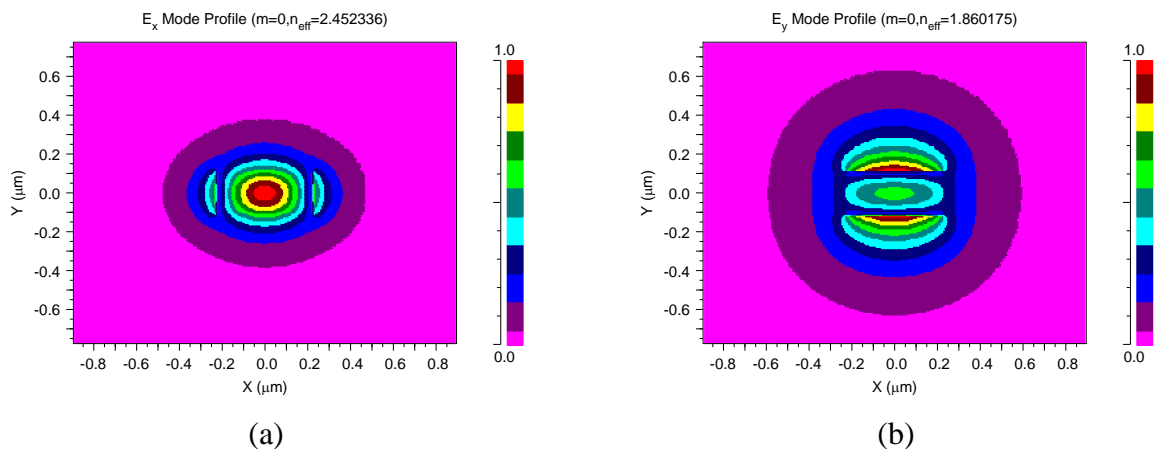
modos encontrados são mostrados na Figura 9. Logo em seguida, o mesmo guia foi simulado novamente, porém agora em 3D. Neste caso, foi considerada uma altura de $0,22\mu\text{m}$ e 1mm de comprimento. Novamente foi adotado um “Grid Size” de $0,01\mu\text{m}$ para as direções x , y e z , exigindo um tempo de simulação consideravelmente maior. Nessa simulação 3D, já consideramos um guia de onda retangular e podemos confrontar esses resultados com o guia de onda planar estudado. Os resultados para os modos obtidos nas simulações 3D são mostrados na Figura 10.

Figura 9: Resultado de simulações para o guia de onda planar tanto para o modo TE em (a) quanto para o modo TM em (b), com seus respectivos índices efetivos.



Fonte: Compilação do autor.

Figura 10: Resultado das simulações para o guia 3D, mostrando modo (a) TE e (b) TM, com seus respectivos índices efetivos.



Fonte: Compilação do autor.

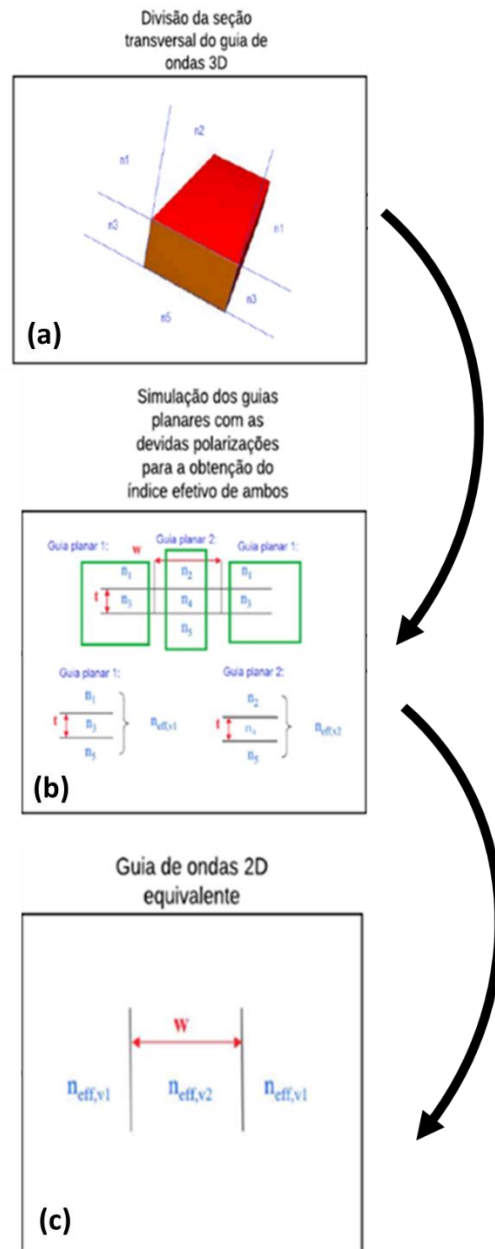
Analisando a Figura 9 (a) e (b) percebemos que as simulações no BeamProp para o guia 2D se aproximaram das equações de autovalores (3,28 para o modo TE e 3,11 para o modo TM), sendo obtido nas simulações um $n_{ef}TE = 3,28$ e um $n_{ef}TM = 3,13$. Já para o caso 3D, onde temos um guia de onda retangular, os resultados da Fig. 10 mostra que os índices calculados são 2,45 e 1,86 para TE e TM, respectivamente. Ou seja, quando é considerado o formato retangular da seção transversal do guia de onda, os valores dos índices de refração se tornam bem diferentes dos calculados para o guia planar.

Durante a realização das simulações 2D e 3D no BeamPROP, ficou claro que a simulação 3D demanda muito mais tempo e mais memória que uma simulação 2D, mas fornecem valores mais próximos do real, uma vez que os guias empregados nos dispositivos reais são retangulares. Neste sentido, estudamos uma possibilidade de corrigir a simulação 2D, de forma que essa forneça aproximadamente os mesmos valores de índices efetivos que a simulação 3D, porém demandando um tempo inferior de simulação. Para essa correção foi utilizado o Método do Índice Efetivo.

Esse método consiste em representar a seção transversal do guia 3D, ilustrado na Fig. 11(a) e na imagem superior da Fig. 11(b), em três guias de onda planos, como mostrado na Fig. 11(b) pelos Guias de Onda Planares 1 e 2. Cada um desses guias de onda planos possui um índice efetivo próprio, que chamamos de $n_{eff,v1}$ e $n_{eff,v2}$, como mostrado na Fig. 11(c). Nessa Fig. 11(c) é possível ver que quando esses guias são dispostos lado a lado formam um novo guia de onda planar, aproximados pelo método em questão, e que deverão fornecer um índice de refração efetivo equivalente ao do guia 3D.

Para melhor compreensão do método, ele será aplicado seguindo o roteiro da Fig. 11. O primeiro passo é a divisão da seção transversal do guia em três partes verticais, como mostrado na Figura 11(b) pelos quadrados em verde. Em seguida, cada uma dessas partes formará um novo guia de onda planar horizontal, que será simulado e então computado o índice efetivo de cada um desses guias. Na Fig. 11 (b) é possível ver que temos o guia de onda planar 1 e 2. Como nesse projeto o guia usado é composto de um núcleo de silício e totalmente revestido com dióxido de silício, os dois guias planos laterais serão iguais. No entanto, quando se faz a simulação desses guias laterais, não há modo possível, pois não há confinamento da luz. Logo, adota-se o $n_{eff,v1}$ sendo o índice do dióxido de silício.

Figura 11: Passo-a-passo do Método do Índice Efetivo. Em (a) é ilustrado a divisão da seção transversal do guia de onda em três partes verticais. (b) Cada uma das divisões verticais é simulada como sendo um guia planar. Em (c) é exibido o resultado final do Método do Índice Efetivo, no qual é obtido uma guia de onda 2D que deverá ser equivalente ao 3D, ou seja, apresentar o mesmo índice de refração efetivo.



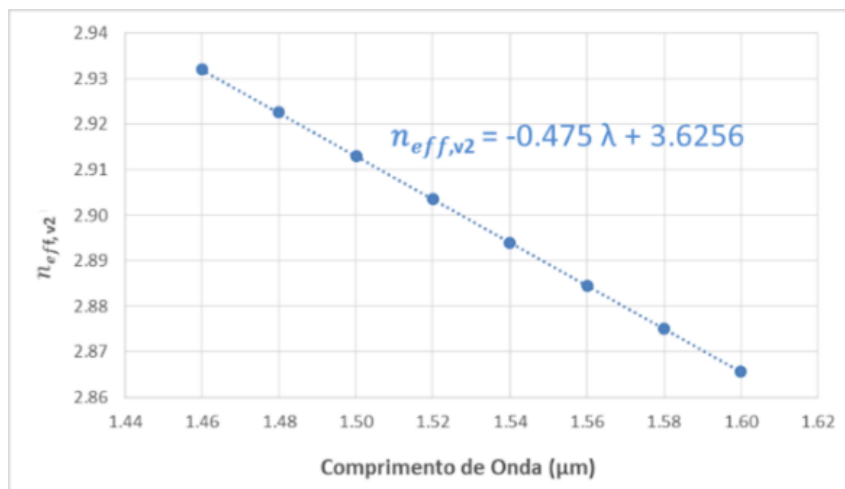
Fonte: Compilação do autor.

Além disso, sabe-se que para cada comprimento de onda injetado no guia, ele responderá com um índice efetivo diferente, dependente do comprimento de onda. Este fato pode ser facilmente verificado por meio da equação (1.22), no qual o índice efetivo depende da variável k_0 ,

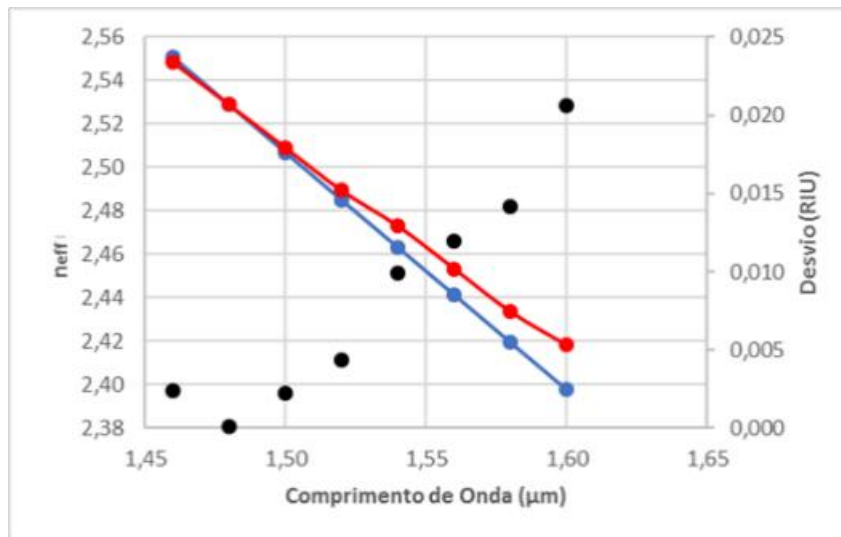
que por sua vez, depende do valor do comprimento de onda que está sendo guiado. Logo, o Método do Índice Efetivo para calcular $n_{eff,v2}$ foi aplicado várias vezes para o modo TE, considerando diversos comprimentos de onda. Os valores obtidos para $n_{eff,v2}$ pode ser visto no gráfico da Fig. 12(a). Utilizando esses, foi feito um ajuste linear, gerando uma função matemática que fornece o índice de refração efetivo vertical do guia ($n_{eff,v2}$) em função do comprimento da onda que se propaga por ele. Essa função será empregada nas simulações dos guias 2D que garantem índices efetivos próximos ao do guia real, 3D, como descrito na seção 2.2.

A fim de verificar a eficiência do método, utilizamos a equação encontrada para o índice efetivo para o guia bidimensional, $n_{eff,v2} = -0.475 \lambda + 3.6256$, consideramos $n_{eff,v1}$ sendo o índice do dióxido de silício e simulamos os modos 2D para o guia aproximado, representado na Fig. 11(c). Analisando as duas curvas da Fig. 12(b) é possível verificar que os valores 2D e 3D para os índices obtidos estão bem próximos. A curva preta no gráfico da Fig. 12(b) mostra o erro absoluto entre os valores esperados (3D) e os valores obtidos na aproximação 2D ($|n_{eff_3D} - n_{eff_2D}|$), em função do comprimento de onda. Observando esses resultados foi possível calcular que o erro absoluto médio entre os valores obtidos na simulação 3D e 2D é de 0,008 RIU (*Refractive Index Unit*). Esse erro é esperado, uma vez que esse método de índice efetivo não corrige adequadamente a dispersão do guia de onda, como pode ser visto na referência 21.

Figura 12: (a) Índice efetivo do *slab* vertical em função do comprimento de onda para o guia utilizado no dispositivo proposto. (b) Índice efetivo do guia 2D (curva vermelha) em comparação com o índice efetivo do guia 3D (curva azul) e as respectivas diferenças entre os dois índices para cada comprimento de onda simulado (curva preta).



(a)



(b)

Fonte: Compilação do autor.

2.2 Microcavidades Óticas

Agora que ficou claro o conceito de guia de onda, volta-se à atenção para as microcavidades óticas. Uma microcavidade ótica nada mais é do que estruturas fotônicas simples, majoritariamente na forma de discos ou anéis, que permitem confinar fortemente os fótons em um volume diminuto.

De maneira simples, pode-se dizer que uma microcavidade ótica em forma de anel não passa apenas de um guia de onda torcido em formato cilíndrico e finito. Em particular, os dispositivos contendo microcavidades na forma de anéis ou discos, uma vez que permitem um forte confinamento de fótons em volumes reduzidos, proporcionam um baixo consumo de energia e um alto tempo de vida fotônico^{22, 23, 24, 25}. Devido a estas características, quando as microcavidades são bombeadas com miliwatts de potência em suas ressonâncias, é possível obter uma alta densidade fotônica em seu interior, transformando-os numa espécie de “reservatório de fótons”, alcançando assim potências da ordem de watts.

Ao ajustar os formatos e os materiais utilizados na construção de microcavidades, pode-se fazer com que as mesmas suportem um espectro desejado, com uma polarização específica e determinados padrões de emissão^{26, 27, 28, 29}. Uma vez que estas microcavidades óticas possuem a qualidade de serem ultra-compactas e garantem uma fácil integração com outros dispositivos, pode-se utilizar delas em blocos de construção versátil a fim de criar circuitos fotônicos integrados de larga escala^{30, 31}. Dentre seus vários benefícios está o fato de poderem executar uma

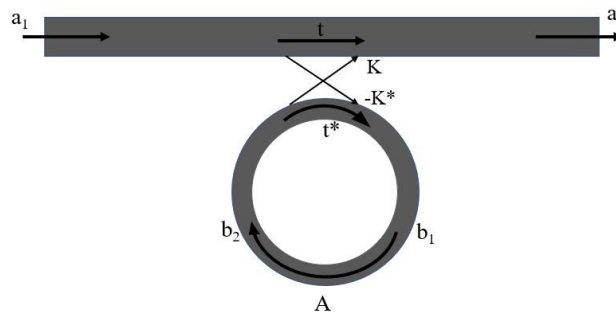
ampla gama de funções em processamento de sinais óticos, como por exemplo a modulação, filtragem, separação e combinação da luz, trocas de canais no domínio espacial, além da demultiplexação e multiplexação de canais no domínio do comprimento de onda^{32, 33, 34, 35, 36}.

No caso dos filtros de comprimento de onda, é possível combinar ou separar diferentes frequências, fazendo com que se carregue diferentes informações, o que é algo essencial no que diz respeito ao controle e manipulação da luz em sistemas complexos de transmissão ótica^{37, 38, 39}.

Além disso, ao utilizar guias de onda acoplados a microcavidades óticas, assim como descrito na Teoria de Matriz de Transferência, é possível injetar e extrair luz destas microcavidades. Ao observar a Figura 13, pode-se analisar a troca de potência entre uma microcavidade e um guia de onda. Isto nada mais é do que um filtro, em que, a fim de demonstrar a teoria envolvida, considera-se que o acoplamento entre a microcavidade e o guia de onda, não é dependente da natureza deste, bem como é considerado sem perdas. Com isto, ao passo que a microcavidade, também conhecida como ressonador, possui um único modo unidirecional excitado pela amplitude complexa injetada no guia (a_1), considera-se que uma parte desta amplitude é transmitida e outra parte é acoplada ao ressonador (b_1). Vale ressaltar que o coeficiente de transmissão (t) representa o fator da quantidade de potência que é transmitida.

Além do mais, a amplitude b_1 , ao atravessar o ressonador sofre uma atenuação (A) e um desvio de fase (η), o que resulta na redução do seu valor de amplitude após uma volta no ressonador (b_2). Assim, a amplitude atenuada b_2 , ao passar próximo ao guia de onda, tem parte da potência novamente acoplada ao guia, sendo que o fator que garante o acoplamento, seja do ressonador para o guia de onda, ou do guia de onda para o ressonador, é dado pelo coeficiente de acoplamento (κ). Por fim, pode-se medir a amplitude no fim do guia de onda (a_2), o qual é composta pela parcela da potência acoplada ao guia somada à potência transmitida.

Figura 13: Esquema geral de um guia de onda dielétrico acoplado a um anel.



Fonte: Compilação do autor.

De acordo com Yariv⁴⁰ a seguinte equação matemática é usada para descrever a situação de caso estacionário, cujo pulso sempre interage consigo mesmo na região de acoplamento:

$$\begin{bmatrix} a_2 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t & \kappa \\ -\kappa^* & t^* \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a_1 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (1.23)$$

Considera-se que o índice $j = 1, 2$ indiquem a entrada e saída, respectivamente, do guia ou cavidade. Ao analisar a equação, percebe-se que ao multiplicar as matrizes, obtém-se amplitudes complexas a_j e b_j . Assim, normaliza-se estas amplitudes complexas (seja para o guia ou para a cavidade), de maneira que a amplitude de seus quadrados seja igual à potência modal. Deste modo, ao não considerar as perdas na região de acoplamento, têm-se:

$$|a_1|^2 + |b_2|^2 = |a_2|^2 + |b_1|^2 \quad (1.24)$$

Com isso, a matriz de acoplamento será unitária:

$$|\kappa^2| + |t^2| = 1 \quad (1.25)$$

No que diz respeito à b_2 , ou seja, na propagação dentro do ressonador, sabe-se que o campo pode ser equacionado em função de um desvio de fase η e um fator de atenuação real A . Sendo que este desvio de fase η está relacionado com $\frac{\omega L}{c}$, no qual $L = 2\pi R$, e que R nada mais é do que o raio do anel. Desta maneira:

$$b_2 = Ae^{i\eta}b_1 \quad (1.26)$$

Já no que diz respeito ao fator de atenuação A , em meios passivos tem-se $0 < A < 1$ e em meios ativos $A > 1$. Uma vez que o ressonador possui alto fator de qualidade (Q), o que implica em perdas praticamente nulas (ou sem atenuação), considera-se então o caso em que $A \approx 1$. Dessa forma, como este fator de atenuação inclui perdas de propagação e perdas de acoplamento, está também relacionado ao coeficiente de atenuação de potência (α), o qual é dado em $[1/\text{cm}]$, através da seguinte equação:

$$A = e^{-\alpha L} \quad (1.27)$$

Simplificando para o caso em que potência de entrada $|a_1|^2 = 1$, as saídas do guia e do ressonador podem ser escritas como:

$$a_2 = \frac{-A+te^{-i\eta}}{-At^*+e^{-i\eta}} \quad (1.28)$$

$$b_2 = \frac{-A\kappa^*}{-At^*+e^{-i\eta}} \quad (1.29)$$

Com isso, a potência transmitida que pode ser medida na saída do guia é dada por:

$$|a_2|^2 = \frac{A^2 + |t|^2 - 2A|t| \cos(\eta + \delta_t)}{1 + A^2|t|^2 - 2A|t| \cos(\eta + \delta_t)} \quad (1.30)$$

Sendo δ_t o desvio de fase durante a transmissão. Considera-se:

$$t = |t|e^{i\delta_t} \quad (1.31)$$

E conseqüentemente, na saída do ressonador a potência medida é dada por:

$$|b_2|^2 = \frac{A^2(1 - |t|^2)}{1 + A^2|t|^2 - 2A|t| \cos(\eta + \delta_t)} \quad (1.32)$$

Para o caso em que $\eta + \delta_t = m \cdot 2\pi$, com m inteiro, é dito que o ressonador está na condição de ressonância. Nesta situação, as equações de saída do guia e saída do ressonador podem ser escritas como:

$$|a_2|^2 = \frac{(A - |t|)^2}{(1 - A|t|)^2} \quad (1.33)$$

$$|b_2|^2 = \frac{A^2(1 - |t|)^2}{(1 - A|t|)^2} \quad (1.34)$$

Isto permite observar características interessantes destas microcavidades uma vez que estas equações mostram o fato de que quando a atenuação interna do ressonador for igual ao fator de transmissão ($A = |t|$), a potência transmitida será nula. Esta condição específica demonstra que toda a energia estará armazenada na microcavidade, o que é conhecida como acoplamento crítico.

A fim de analisar a resposta espectral destes filtros, deve-se primeiro variar o comprimento de onda na entrada de um guia de onda acoplado a uma cavidade. Assim, ao usar a equação (1.33), pode-se observar na saída do guia que os comprimentos de onda iguais aos da ressonância desta cavidade serão acoplados à cavidade, e gerarão mínimos no espectro de transmissão medido na saída do guia. A Figura 14 mostra o espectro de transmissão para um filtro contendo um anel de raio 12.5 μm .

Este espectro foi obtido utilizando a Eq. (1.33) e considerando os seguintes valores: $|t| = 0.90$ e $A = 0.85$. Analisando a Figura 14, primeiramente vale ressaltar que em vermelho estão indicados de pontos importantes do espectro, além de observar que entre 1.525 μm e 1.560 μm têm-se duas ressonâncias: em 1.537 μm e em 1.554 μm . Além disso, observa-se a largura à meia altura de uma ressonância ($\Delta\lambda_{FWHM}$), dada por:

$$\Delta\lambda_{FWHM} = \frac{1}{\pi n_g L} \frac{(1-A|t|)}{\sqrt{A|t|}} \lambda_{res}^2 \quad (1.35)$$

onde λ_{res} é o comprimento de onda de uma das ressonâncias, L é o comprimento do anel e n_g é o índice de grupo. Sendo este último definido por:

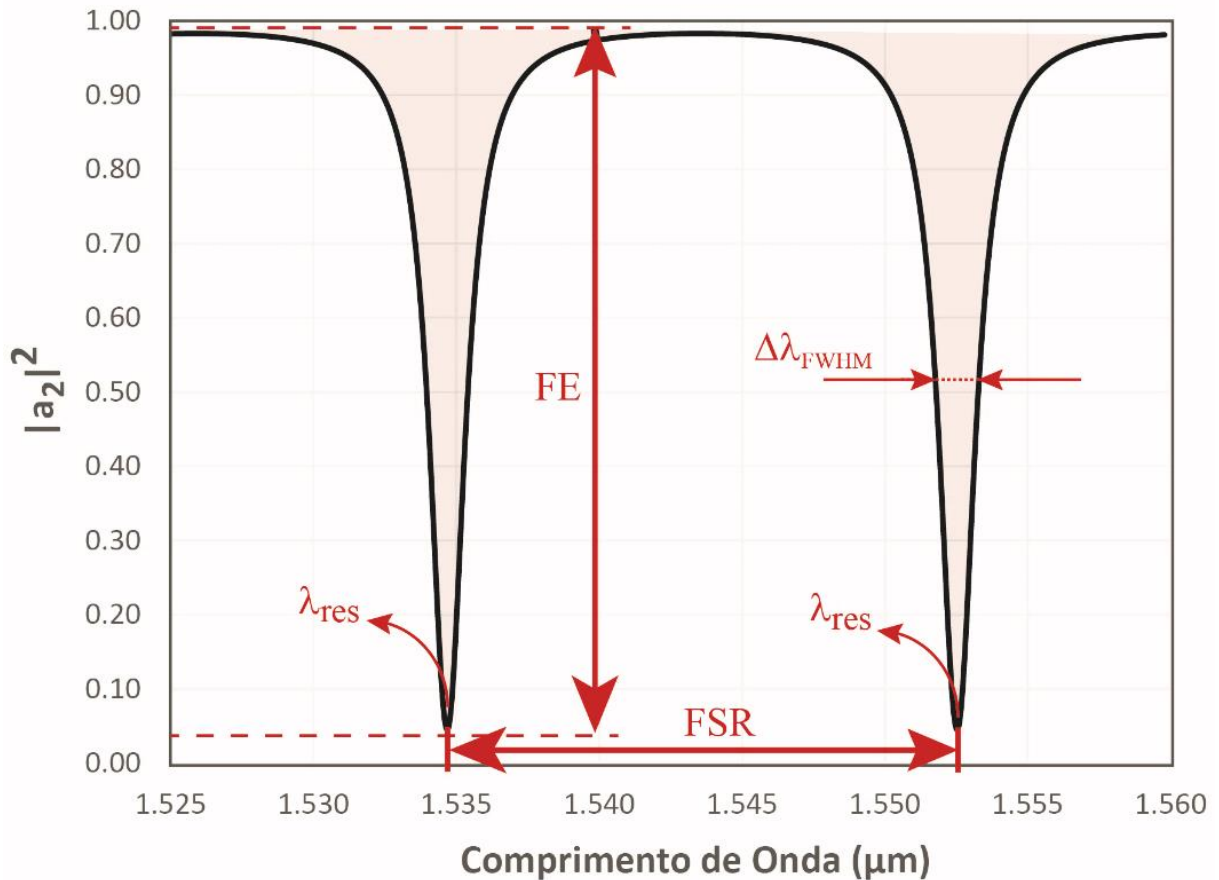
$$n_g = n_{ef} - \lambda_o \frac{dn_{ef}}{d\lambda} \quad (1.36)$$

O índice de grupo já considera a dispersão do guia de onda e aliado a velocidade de grupo, descrevem as características de um envelope do pulso que está propagando em um meio dispersivo. Dessa forma, considerando uma aproximação de primeira ordem para a dispersão, deve-se encontrar a expressão para espaçamento espectral livre (FSR), o qual será abordado mais adiante.

O sensoriamento envolvendo microcavidades óticas integradas estão distribuídas em uma variedade de soluções, tais como sensores de gases, temperaturas e materiais biológicos em chip ^{41;42}. Algumas pesquisas, por exemplo, apresentam a possibilidade de monitorar com alta precisão

reações moleculares dinâmicas, concentrações quantitativas de soluções, bem como determinar afinidades químicas para estudos médios e diagnósticos clínicos⁴³.

Figura 14: Espectro de transmissão de um filtro contendo um guia de onda e um anel de raio 12.5 μm .



Fonte: Barea (2014)⁴⁴.

De modo geral, para essas aplicações, é necessário que os sensores contendo microcavidades óticas possuam um alto fator de qualidade (Q), com ressonâncias bem definidas e ocupando uma área reduzida no chip. Assim, as condições ideais para satisfazer as necessidades citadas se resumem a possuir, de maneira independente, o espaçamento livre entre as ressonâncias (FSR), raio das cavidades (R), e o Q. No entanto, ao se analisar inicialmente o Q, percebe-se que o mesmo é limitado pelas perdas por espalhamento, que aumentam drasticamente com a redução do tamanho das cavidades e depende fundamentalmente do contraste de índice de refração empregado¹⁹. Além disso, quando estes microressonadores estão acoplados em guias de ondas, as perdas por acoplamento tornam-se ainda maiores, causando uma maior redução nos Qs. Ao

observar a dependência do Q com R, dada pela equação (1.37), percebe-se que o Q é diretamente proporcional ao R do ressonador, em que n_g é o índice de grupo, F é a finesse da cavidade e λ é o comprimento de onda ressonante.

$$Q = \frac{2\pi R n_g F}{\lambda} \quad (1.37)$$

Portanto, para obter um alto valor de Q, é necessário ter cavidades com R grandes. Desse modo, ao analisar a dependência entre o FSR e o R dos ressonadores, dada pela equação (1.38), conclui-se que quando há necessidade de um grande FSR, deve-se ter ressonadores pequenos, e vice-versa.

$$FSR = \frac{\lambda^2}{n_g 2\pi R} \quad (1.38)$$

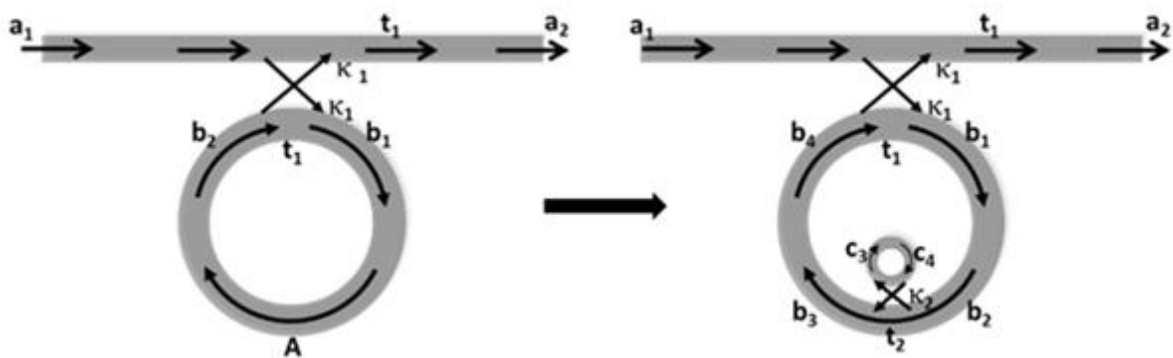
Como pode ser observado, ao trabalhar com estes ressonadores, a interdependência entre R, FSR e Q está sempre presente. Contudo, uma solução para quebrar esta dependência pode estar em um diferente tipo de acoplamento entre diversos ressonadores. Como mencionado anteriormente, uma vez que as microcavidades são ultra compactadas e de fácil integração com diversos tipos de dispositivos, é possível desenvolver blocos de construção versáteis para circuitos a base de fotônica integrada^{30;31}. Quando se tem duas ou mais microcavidades óticas eletromagneticamente acopladas entre si, forma-se o que é chamada de PMs, que será o assunto abordado no próximo item desta dissertação.

2.3 Acoplamento entre Guias de Ondas e Microcavidades e a formação de PMs

Quando se tem duas ou mais microcavidades óticas eletromagneticamente acopladas entre si, forma-se o que é chamada de PM, as quais permitem o surgimento de separações entre modos ditados pelo acoplamento e garantindo a realização de engenharia espectral. Quando as cavidades acopladas a guias de onda são anéis, é possível acoplar anéis ou discos menores no interior desse anel, de tal forma que a presença da cavidade interna não causa um aumento na dimensão do dispositivo, mas garante o ganho da inserção de novas ressonâncias no espectro da PM.

Para compreender a formação de uma PM, nessa seção é considerado o mesmo dispositivo contendo uma cavidade em anel acoplada em um guia de onda, analisado anteriormente, porém considerando o acoplamento de uma cavidade na forma de anel no interior do anel previamente acoplado. A Fig. 15 demonstra esse acoplamento, bem como os parâmetros necessários para avaliá-lo. Essa análise foi feita com cuidado na referência 44. Nessa Fig. 15, as letras a, b e c indicam a amplitude complexa do modo propagado no guia, na cavidade externa e na cavidade interna, respectivamente. Os índices $j = 1, 2, 3 \dots$ são utilizados em a_j , b_j e c_j , e indicam qual região cada amplitude está propagando. κ_s e t_s ainda representam os fatores de acoplamento e transmissão, mas agora os índices $s = 1, 2$ identificam as regiões de acoplamento entre guia/cavidade e cavidade/cavidade. Além disso, eles serão considerados a partir de agora números reais.

Figura 15: Transformação de um anel acoplado em um guia de onda em uma PM contendo duas cavidades acopladas.



Fonte: Barea (2014)⁴⁴.

De acordo com a análise feita na seção anterior utilizando o método de matriz de transferência, é evidente que a presença da cavidade internamente acoplada na cavidade externa deverá causar uma atenuação na intensidade da onda propagante na cavidade externa, exatamente na região de acoplamento entre as cavidades. Essa atenuação pode ser vista como uma mudança na amplitude b_2 para b_3 . Toda a mudança de fase causada pela propagação no anel (η) e durante a transmissão (δ_t) deve ser computada em η' , sendo que $\eta' = \eta + \delta_t$. Esta diferença de fase total pode ser escrita como $\eta' = \frac{\omega L}{c/n} = \omega T$, onde T é o tempo necessário para luz onda dar uma volta completa na PM. Dessa forma, as matrizes de acoplamento entre guia/cavidade e cavidade/cavidade devem ser escritas da seguinte maneira:

$$\begin{bmatrix} a_2 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_1 & i\kappa_1 \\ i\kappa_1 & t_1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a_1 \\ b_4 \end{bmatrix} \quad (1.39)$$

$$\begin{bmatrix} b_3 \\ c_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_2 & i\kappa_2 \\ i\kappa_2 & t_2 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} b_2 \\ c_4 \end{bmatrix} \quad (1.40)$$

Além disso, de acordo com a Fig. 15, as relações entre as amplitudes b_1 , b_2 , b_3 , b_4 , c_3 e c_4 ficam:

$$b_2 = e^{-\alpha L_1/2} e^{i\omega T_1/2} b_1 \quad (1.41)$$

$$c_4 = e^{-\alpha L_2} e^{i\omega T_2} c_3 \quad (1.42)$$

$$b_4 = e^{-\alpha L_1/2} e^{i\omega T_1/2} b_3 \quad (1.43)$$

Nessas equações, L_p é o perímetro das cavidades, calculado como $2\pi R_p$, e T_p é o tempo que a onda precisa para percorrer uma volta na cavidade p , dado por $T_p = 2\pi R_p n_{g,p}/c$. O índice $p = 1, 2$ faz referência ao anel externo e interno, respectivamente, e $n_{g,p}$ é o índice de grupo da cavidade p . Utilizando essas equações e as matrizes (1.39) e (1.40), é possível encontrar a resposta espectral na saída do guia (a_2), após percorrer toda a PM e normalizada pela entrada ($a_1 = 1$). Essa resposta espectral é dada por:

$$a_2 = \frac{t_1(1-t_2A_2e^{i\omega T_2})-A_1e^{i\omega T_1}(t_2-A_2e^{i\omega T_2})}{(1-t_2A_2e^{i\omega T_2})-t_1A_1e^{i\omega T_1}(t_2-A_2e^{i\omega T_2})} \quad (1.44)$$

onde $A_p = e^{-\alpha L_p}$ é a atenuação da amplitude no interior de cada cavidade p . Limitamos essa análise a apenas uma cavidade acoplada no interior do anel externo. No entanto, é possível construir PMs complexas, com diversas cavidades acopladas, e que suportam uma engenharia espectral complexa para diversas aplicações. A descrição geral dessas PMs mais complexas pode ser encontrada na referência 44.

Para realizar uma análise do espectro gerado pela PM estudada, utilizamos a Eq. (1.44) para obter a transmissão normalizada $|a_2|^2$ para uma cavidade em anel sozinha, acoplada em um guia

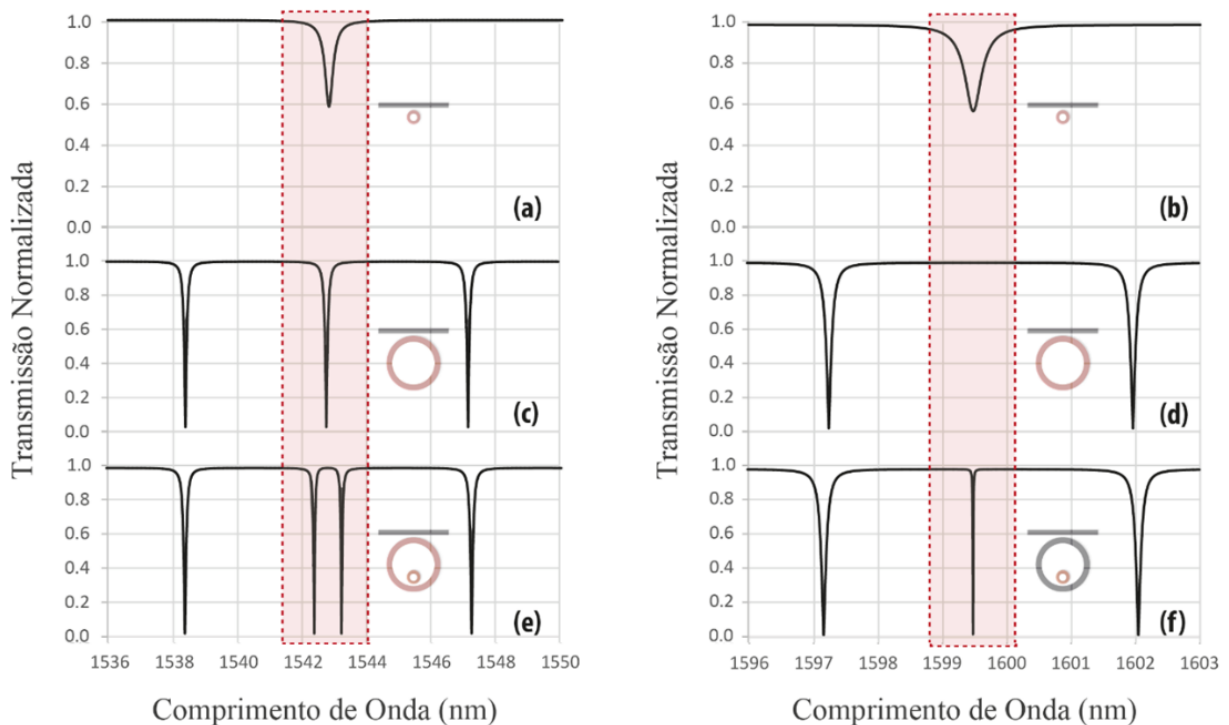
de onda. Para isso foi considerado duas situações: a primeira com o anel possuindo um raio $5 \mu\text{m}$ e a segunda com um anel de raio $20 \mu\text{m}$. Em ambas as situações, o fator de acoplamento foi mantido em $k_1 = 0.1$, mas k_2 foi mantido nulo, para garantir que não há acoplamento para cavidade interna e que estamos avaliando apenas a situação de uma cavidade acoplada ao guia de onda. Os resultados dessas duas simulações são mostrados na *Fig. 16*. Em (a) e (b) têm-se as duas regiões espectrais onde ocorrem ressonâncias da cavidade menor. Já em (c) e (d), é possível ver o espectro gerado quando o anel tem um raio maior. As figuras inseridas esquematizam os dispositivos estudados em cada situação. A cor em vermelho realça a cavidade responsável pela ressonância do espectro, apresentada dentro do quadrado em vermelho. Analisando essas quatro regiões, é fácil ver que o aumento na dimensão da cavidade permitiu um aumento no número de ressonâncias, ou seja, o FSR do dispositivo é reduzido quando o R é incrementado, como demonstrado na Eq. (1.38). Além disso, o aumento na dimensão da cavidade, mantendo o mesmo fator de acoplamento, permitiu que as ressonâncias tivessem uma menor largura de linha e, conseqüentemente, um maior Q. Esse resultado está de acordo com as equações (1.36) e (1.37).

No entanto, quando a PM é formada acoplando-se a cavidade menor no interior da cavidade maior, é possível ver a resposta espectral em (e) e (f). Nesse caso, foi considerado na simulação $k_1 = 0.1$ e $k_2 = 0.1$. Analisando o espectro na *Fig. 16(e)*, é possível ver que quando a ressonância da cavidade maior também é ressonante na cavidade menor, ou seja, possuem a ressonância no mesmo comprimento de onda, há o surgimento de duas ressonâncias. Trata-se de um duplete e, de acordo com a referência 45, a distância entre essas duas ressonâncias do duplete é ditada pelo valor do acoplamento entre as cavidades. Já na *Fig. 16(f)* é onde encontramos a situação mais interessante, pensando em aplicações para sensoriamento. Nessa situação é possível ver que quando a ressonância da cavidade menor não é ressonante na cavidade maior, essa ressonância da cavidade menor surge entre as ressonâncias da cavidade maior, mas com um Q muito mais alto do que aquele encontrado na situação em que há apenas a cavidade menor e ela está diretamente acoplada ao guia de onda.

Isso ocorre pois na PM, a ressonância da cavidade menor, na situação da *Fig. 16(f)*, não é ressonante na cavidade maior. Dessa forma, a perda de potência nesse comprimento de onda ressonante para o guia de onda é minimizada, garantindo um maior Q e uma reduzida largura de linha. Essa situação é adequada para um sensor ótico, uma vez que a ressonância da cavidade interna pode ser utilizada para detecção de qualquer mudança no índice de refração sobre ela, por

meio do desvio da sua ressonância. Além disso, tal desvio pode ser medido com relação as ressonâncias da cavidade externa, que devem se manter fixas caso não ocorra variação no índice de refração dessa cavidade externa. Esse assunto será explorado na próxima seção com maiores detalhes.

Figura 16: Resposta espectral para duas regiões que apresentam ressonâncias das cavidades internas interagindo (curvas a, c, e) ou não interagindo (curvas b, d, f) com as ressonâncias da cavidade externa. As cavidades ou PMs inseridas em cada gráfico esquematizam os dispositivos simulados, sendo que as cavidades destacadas em vermelho são as relacionadas com os comprimentos de onda na região também destacada em vermelho.



Fonte: Adaptado de Barea (2010)²⁰.

2.4 Sensor Óptico baseado em uma PM

Como discutido na introdução desse capítulo, sensores óticos integrados atuam por meio da utilização de ressonâncias óticas geradas por microcavidades. Um ressonador na forma de anel, como mostrado na Fig. 4(a), acoplado em um guia de onda foi apresentado como um exemplo simples desse tipo de sensor ótico, uma vez que nesse dispositivo a luz de um laser sintonizável pode ser acoplada ao guia de onda, propagar ao longo dele e acoplar no anel. Quando a condição de ressonância é atendida no dispositivo, como mostrado na seção 2.2, mínimos de intensidade se

apresentam no espectro de saída, conforme ilustrado na Fig. 4(b). Para tornar de fato esse dispositivo um sensor, parte da cavidade deve ser exposta a variações do ambiente ou a algum analito colocado sobre a cavidade, de tal forma que quando ocorrer mudanças no índice de refração sobre o anel, a interação da onda evanescente ali presente sofra influência dessa mudança no índice de refração e cause uma variação na posição do comprimento de onda ressonante. Essa variação da posição do comprimento de onda ressonante em função da variação do índice de refração sobre a cavidade pode ser registrada, gerando uma calibração do sensor e permitindo utilizá-lo para medir diferentes variações de índice de refração.

De modo geral, quando se empregam ressonadores formados a partir de anéis ou discos em aplicações de sensoriamento, a sensibilidade do sensor (S_r) representa o quanto λ_{res} desvia devido a uma variação no índice do ambiente (n_c), ou no já mencionado índice do material presente na janela de detecção aberta sobre a cavidade do sensor. Essa sensibilidade, segundo a literatura, é usada para calcular a performance ótica do sensor, sendo expressa por:

$$S_r = \frac{\Delta\lambda_{res}}{\Delta n_c} = \left(\frac{\lambda_{res}}{n_g} \right) S_w \quad (1.45)$$

onde Δn_c é a alteração do índice de refração do revestimento sobre o ressonador, λ_{res} é o comprimento de onda ressonante responsável pela detecção, $\Delta\lambda_{res}$ é o desvio da ressonância quando n_c é variado e S_w é a sensibilidade do guia de onda. Como a variação n_c acontece sobre o guia de onda que forma a microcavidade, S_r depende de S_w , o qual é dado por:

$$S_w = \frac{\Delta n_{eff}}{\Delta n_c} \quad (1.46)$$

onde Δn_{eff} é a variação do índice de refração efetivo da cavidade (n_{ef}).

Quando analisamos esses tipos de sensores, o limite de detecção (δ_{n_c}) de alguma variação no ambiente ou da presença de algum analito é uma excelente medida da sua eficiência como sensor. Esse limite de detecção é dado por:

$$\delta_{n_c} \sim \frac{\lambda_{res}}{S_r \cdot Q} \quad (1.47)$$

Outra maneira para comparar a eficiência entre sensores óticos é a Figura de Mérito (FOM, *figure of merit*) definida como:

$$FOM = \frac{S_r}{\Delta\lambda_{FWHM}} \quad (1.48)$$

De modo geral, nesses tipos de sensores, quando se busca uma otimização da sensibilidade, é necessário minimizar δ_{n_c} , de modo que pequenas variações em n_c possam ser detectadas por um desvio em λ_{res} , definido como $\Delta\lambda_{res}$. De fato, quando n_c sofre uma alteração, n_{ef} também é alterado, e tal alteração é linear, da forma que $\Delta n_{ef} = K \cdot \Delta n_c$, onde K é uma constante que depende da seção transversal do guia de onda e do seu material. Além disso, para esses tipos de ressonadores baseados em cavidades, λ_{res} deve satisfazer à relação:

$$m\lambda_{res} = n_{ef}L \quad (1.49)$$

onde L é o comprimento da cavidade ($L = 2\pi R$) e m é um número inteiro. Logo, a partir dessa equação podemos afirmar que qualquer variação Δn_{ef} está relacionado a $\Delta\lambda_{res}$ da seguinte maneira:

$$\frac{\Delta n_{ef}}{n_{ef}} = \frac{\Delta\lambda_{res}}{\lambda_{res}} \quad (1.50)$$

Além disso, qualquer variação Δn_c pode ser detectada por uma variação $\Delta\lambda_{res}$, como sugerido pela relação:

$$\Delta n_c = \frac{n_{ef}}{K} \cdot \frac{\Delta\lambda_{res}}{\lambda_{res}} \quad (1.51)$$

Porém, analisando a Fig. 16(c) que descreve a resposta espectral de um único anel acoplado em um guia de onda, é possível concluir que o desvio $\Delta\lambda_{res}$ na sua ressonância é limitado pelo FSR da cavidade, ou seja, a ressonância pode ser desviada até alcançar a posição da próxima ressonância. Isso ocorre, pois, caso o desvio da ressonância durante a detecção for exatamente igual ao FSR, o sensor não demonstrará nenhuma variação espectral e, conseqüentemente, nenhuma detecção poderá ser realizada. Dessa forma, é fácil observar que $\Delta\lambda_{res}$ deve ser menor do que o $FSR = (\lambda^2/n_g \cdot L)$. Essa limitação implica na seguinte relação:

$$\Delta n_c < \frac{\lambda_{res}}{K.L. \left(\frac{ng}{n_{ef}} \right)} \quad (1.52)$$

Esta Eq. (1.52) mostra que os sensores baseados em uma única cavidade somente permitem maximizar Δn_c se reduzirmos a dimensão das cavidades, ou seja, reduzir L. Em contrapartida, para minimizar o limite de detecção, $\delta_{n_c} \sim \frac{\lambda_{res}}{S_r \cdot Q}$ e aumentar a FOM, deve-se garantir que a cavidade de detecção tenha alto Q e reduzida largura de linha. Porém, é bem sabido que quando reduzimos o L das cavidades, o espalhamento de luz nas curvaturas aumenta drasticamente, reduzindo o Q e aumentando a largura de linha. Logo, é fácil ver que alto Q, reduzido L e longo FSR não podem ser obtidos simultaneamente nos sensores convencionais baseados em uma única microcavidade, tratando de uma limitação fundamental para esses sensores. Uma solução promissora já demonstrada na literatura pelo nosso grupo de pesquisa é a utilização das PMs para produzir sensores óticos.

A Fig. 17(a) ilustra um sensor baseado em uma PM contendo uma cavidade em anel acoplada a um guia de onda, mas com a presença no seu interior de uma cavidade em disco, toda fabricada em uma plataforma de SOI^{17;18}. Nesse trabalho, os autores mostram a abertura de uma janela de detecção sobre uma parcela do disco, Fig. 17(b), de modo que 75% da sua superfície fica exposta a qualquer mudança no ambiente. O fato de o sensor ser constituído de uma PM, ele compartilha de todos os benefícios delas, discutidos na seção anterior, como a combinação dos espectros da cavidade em anel com o espectro da cavidade em disco, além do alto-Q garantido para ressonância da cavidade interna.

Essas condições são facilmente vistas no espectro experimental demonstrado na Figura 17. Nesse espectro é possível ver que ao redor da ressonância de detecção, associada ao disco interno, estão as duas ressonâncias de referência (λ_{ref_1} e λ_{ref_2}), associadas à cavidade externa. A figura inserida no espectro mostra que o bombeio de luz na ressonância de detecção permite observar luz presente apenas na cavidade menor, enquanto um bombeio na ressonância de referência permite visualizar luz espalhada na cavidade externa.

Quando esse sensor é submetido a uma mudança do ambiente, como feito por meio de uma solução de diferentes concentrações de etilenoglicol (EG) em água colocada na janela de detecção, ele detecta a variação do índice de refração externo, o qual é traduzido no desvio $\Delta \lambda_{res}$ presente apenas na ressonância de detecção. Nesse tipo de sensor, o desvio $\Delta \lambda_{res}$ da ressonância de detecção (disco) é calculado por meio de uma medida diferencial, dada por:

$$\Delta\lambda_{\text{res}} = \Delta\lambda_{\text{after}} - \Delta\lambda_{\text{before}} \quad (1.53)$$

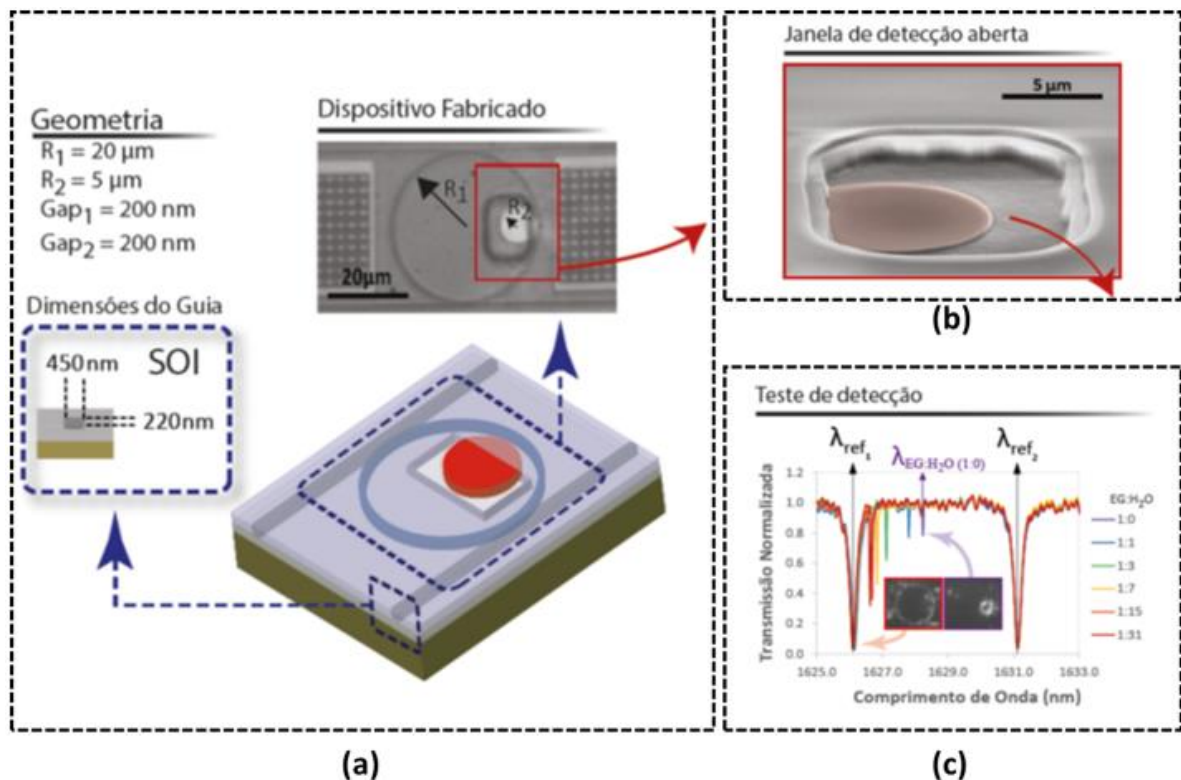
onde $\Delta\lambda_{\text{after}}$ é a diferença entre o λ_{res} e λ_{ref_1} após uma mudança no n_c , e $\Delta\lambda_{\text{before}}$ é a diferença entre o λ_{res} e λ_{ref_1} antes da mudança no n_c , como pode ser visto na Fig. 18. Ou seja, a Eq. (1.53) demonstra exatamente a variação no comprimento de onda ressonante no disco (detecção) quando n_c é variado, mas calculado a partir das ressonâncias de referência. Dessa forma, a partir de uma calibração prévia que consiste em variar o índice de refração na janela e medir a variação nas ressonâncias de detecção, os autores mostram que esse sensor apresenta uma sensibilidade $S_r=23\text{nm}/\text{RIU}$ e uma figura de mérito $\text{FOM}\sim 561$.

Esses resultados demonstram de maneira eficiente o funcionamento de um sensor ótico baseado em uma PM. No entanto, a sensibilidade apresentada ainda está abaixo da sensibilidade de $120\text{nm}/\text{RIU}$, demonstrada em estruturas de anel em SOI ^{12;46}. Além disso, a sensibilidade desses sensores deve possuir uma forte dependência do tamanho da janela de detecção, uma vez que quanto menor a janela, menor será a interação do modo propagante no disco com o material que está causando a mudança de n_c . Para avaliar essa situação, foi utilizado o Método de Índice Efetivo, descrito na seção 2.1, para reduzir a estrutura 3D desse sensor (Fig. 17(a)) para uma estrutura 2D e, com essa redução, foi possível simular seu espectro utilizando o pacote computacional FullWAVE da RSoft. Essas simulações foram realizadas em parceria com o Laboratório de Pesquisa em Dispositivos da Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP) e os resultados são demonstrados na Fig. 19.

Analisando os resultados da Fig. 19, em (a) é possível observar que à medida que a janela de detecção é reduzida, expondo de 75% a 37% da área do disco, o deslocamento das ressonâncias de detecção também é reduzido quando o índice de refração na janela é modificado. Essa é uma indicação clara que S_r está reduzindo com a redução da janela. Para comprovar isso, na Fig. 19(b) é mostrado a posição do comprimento de onda ressonante de detecção em função da variação do índice de refração na janela, à medida que essa janela é reduzida. O ajuste linear e suas equações demonstram que a sensibilidade é reduzida de $25.6\text{nm}/\text{RIU}$ a $17.3\text{nm}/\text{RIU}$ para redução da janela analisada. Na Fig. 19(c) essas sensibilidades são mostradas em função da área do disco exposto, deixando claro que essa redução da sensibilidade com a área exposta do disco de detecção é linear, podendo ser descrito pela relação $S_r = 22.2 \text{ A}\% + 9.0$, onde $\text{A}\%$ é a área exposta do disco em %. Esse resultado demonstra que mesmo se o disco estiver 100% exposto, esse sensor deverá atingir

uma sensibilidade de 31.2nm/RIU, ainda bem abaixo dos 120nm/RIU que já fora demonstrado na literatura.

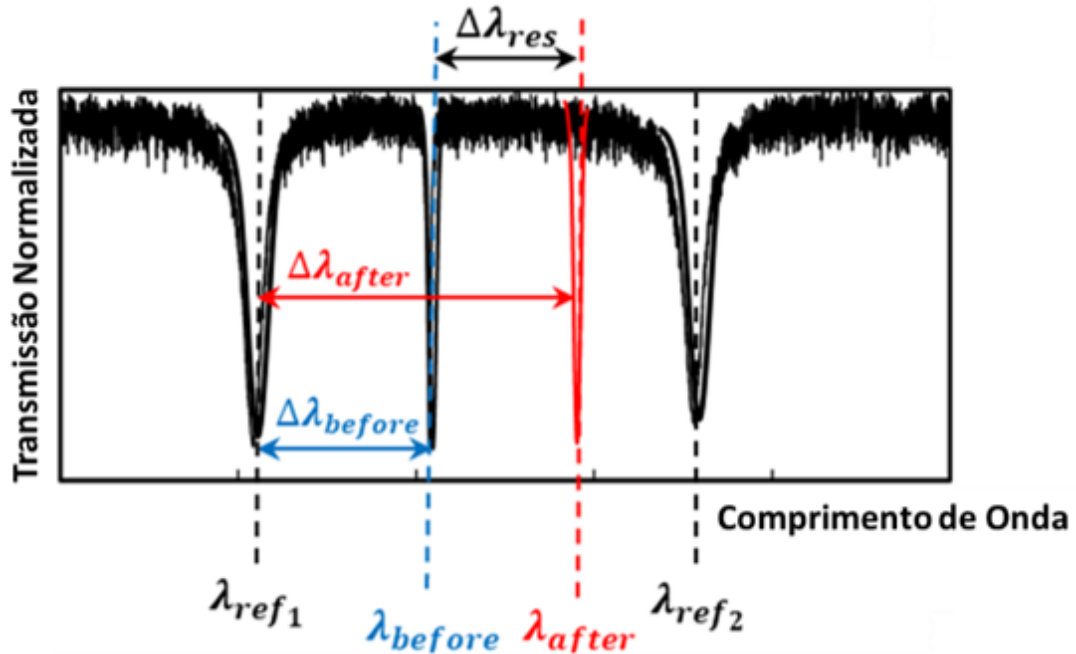
Figura 17: Proposta de um sensor com alto Q, alta sensibilidade e área reduzida, baseado em uma PM fabricada sobre uma plataforma de SOI: (a) Esquema de um filtro baseado em uma PM contendo um disco interno. É possível ver no esquema do sensor e nas imagens de microscopia em (b) que apenas uma parte do disco está sensível às mudanças no ambiente externo, devido a janela de detecção aberta em um pós-processamento. O teste de detecção em (c) mostra que as ressonâncias da cavidade externa ficam inalteradas durante a detecção, enquanto as ressonâncias do disco interno variam dependendo da concentração de etilenoglicol em água. Medidas do desvio entre as ressonâncias de detecção (cavidade interna) e a ressonância fixa (cavidade externa) garantem a detecção. As imagens de infravermelho mostram o bombeio na ressonância da cavidade externa e interna, separadamente, bem como a concentração de luz em cada cavidade durante cada bombeio.



Fonte: Compilação do autor.

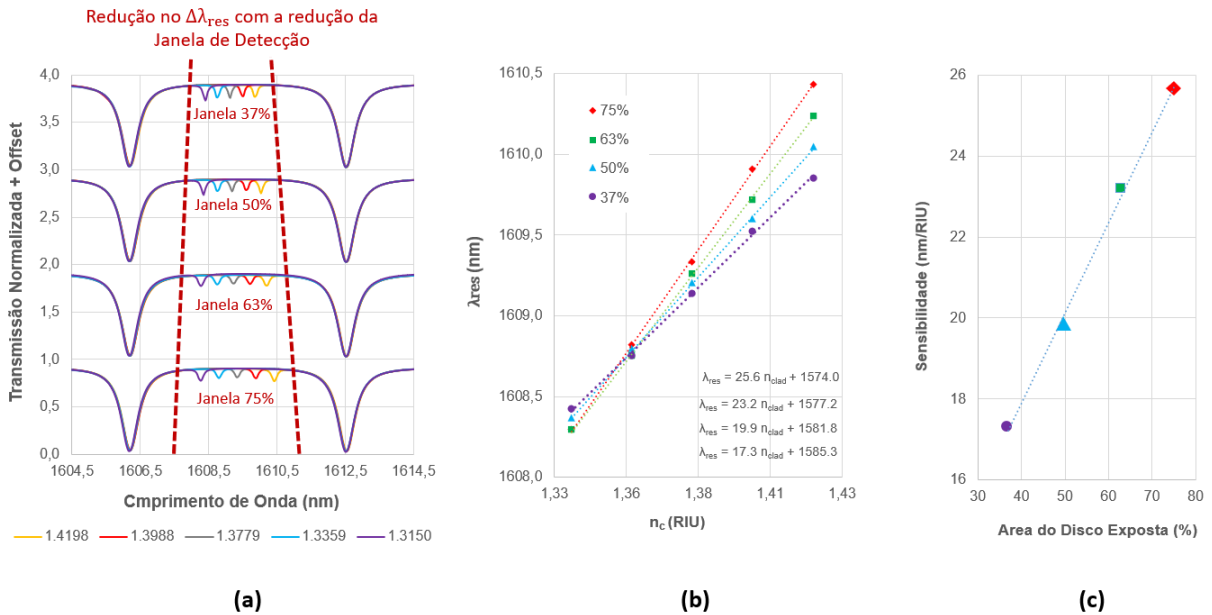
Por fim, para buscar melhorar a sensibilidade desse tipo de sensores de PMs, embora os resultados já se apresentem como bastante adequados, no próximo capítulo será demonstrado um sensor de PM com modificações estruturais capazes de garantir maior sensibilidade, mesmo reduzindo a janela de detecção, o que deve deixar o sensor mais robusto a variações indesejadas durante sua utilização.

Figura 18: Espectro do sensor para medidas antes e depois de mudanças no índice de refração na janela de detecção.



Fonte: Adaptado de Moras (2017)⁴⁷.

Figura 19: Estudo da influência do tamanho da Janela de Detecção no sensor ótico da Fig. 17(a). (a) Espectros dos sensores para diferentes índices de refração na janela e diferentes dimensões de janela; (b) Posição do comprimento de onda ressonante em função do índice de refração na janela de detecção para diferentes tamanhos de janela; (c) Sensibilidade calculada em função da área do disco exposto, ou seja, da dimensão da janela de detecção.



Fonte: Compilação do autor.

CAPÍTULO 3. PROJETO DE UM SENSOR BASEADO EM MICROCAVIDADES ACOPLADAS EM PLATAFORMA Si_3N_4

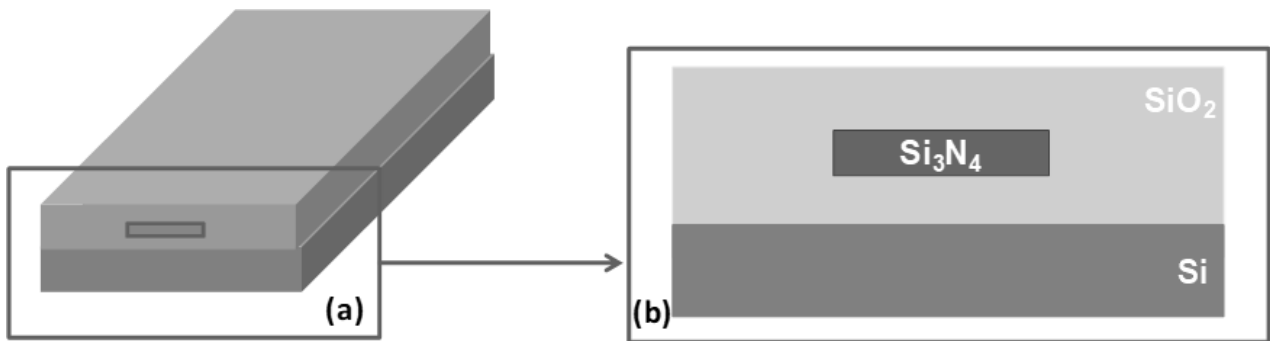
Para descrever o projeto dos principais componentes de um sensor ótico baseado em PM, nesse capítulo são apresentadas as dimensões do guia de onda, descrevendo o modo ótico que eles sustentam e suas perdas de propagação, o dimensionamento do acoplador ótico, responsável pelo acoplamento da luz de uma fibra ótica para o guia de onda integrado, a dimensão das cavidades óticas que serão integradas para formação da PM, responsáveis pelo FSR e Q adequado e, por fim, o espectro dessas cavidades acopladas funcionando como sensor.

3.1 Design do Guia de Onda em Nitreto de Silício

O projeto de um guia de onda consiste, basicamente, em encontrar suas dimensões que satisfaçam as exigências para uma determinada aplicação. Dessa forma, nesse trabalho, o objetivo é projetar um guia de onda capaz de garantir uma onda evanescente adequada para interação com um analito, mas que possua uma baixa perda de propagação e dimensões que garantam uma fácil fabricação. Aliás, quando se fala em facilidade de fabricação, a escolha do material é fundamental. Portanto, o Si_3N_4 é atualmente uma das plataformas atrativas quando se pensa em integração fotônica, uma vez que é um material compatível com as regras da tecnologia CMOS. Ainda, o Si_3N_4 possui uma forte vantagem sobre as plataformas SOI com relação a influência da temperatura no funcionamento dos dispositivos. O Si_3N_4 leva uma vantagem pois seu coeficiente termo-ótico ($\text{CTO}_{\text{SiN}} = 4.0 \times 10^{-5} / ^\circ\text{C}$) é uma ordem de grandeza menor que o do Silício ($\text{CTO}_{\text{Si}} = 1.84 \times 10^{-4} / ^\circ\text{C}$), garantindo que os dispositivos fabricados a partir dele tenham uma redução satisfatória na influência da temperatura durante seu funcionamento.

A partir dessas considerações, partimos do esquema do guia de onda retangular da Fig. 20(a), planejado para este projeto, avaliando a espessura e a altura do guia. A primeira camada de SiO_2 deverá ser depositada sobre um wafer de Si, seguido de uma camada de Si_3N_4 . Para finalizar a estrutura, uma segunda camada de SiO_2 será aplicada, após as etapas de fabricação, recobrendo todos os dispositivos fabricados. A ideia de perfil transversal do guia de onda projetado é demonstrada na Fig. 20(b).

Figura 20: (a) Esquema do guia de onda que será projetado e em (b) a seção transversal deste guia, indicando os materiais utilizados.



Fonte: Adaptado de Barea (2014)⁴⁴.

Com relação à espessura de cada uma das camadas mostradas na Fig. 20(b), a escolha foi feita com base nos limites de fabricação e deposição disponíveis em laboratórios parceiros. Dessa forma, algumas dessas dimensões foram fixadas: 4 μm de SiO₂ sobre o substrato de Silício, uma vez que já temos esse wafer disponível para fabricação, e a camada de recobrimento dos dispositivos deverá ter no máximo 3 μm de SiO₂. Com relação às propriedades óticas dos materiais empregados, as fórmulas para dispersão utilizadas nas simulações estão na Tabela 1.

Essas curvas de dispersão para o índice de refração foram inseridas como características óticas de cada um dos materiais que compõem o guia de onda no módulo BeamProp do RSoft. Com esses dados foi possível realizar uma simulação 3D do guia de onda, considerando as dimensões já fixas. A Fig. 21(a) mostra os valores dos índices efetivos para o modo fundamental TE₀ e primeiro modo TE₁, bem como na Fig. 21(b) é mostrado para polarização TM (modos TM₀ e TM₁), todos em função da variação da largura do guia de onda, mantendo sua altura fixa em 500nm e para o comprimento de onda de 1,55 μm . A linha vermelha em cada figura representa a largura máxima para garantir que o guia de onda seja monomodo. Analisando essa Fig. 21 é possível ver que o guia é monomodo até larguras de 1000nm tanto para TE quanto para TM, uma vez que a partir dessa largura é possível observar dois modos possíveis.

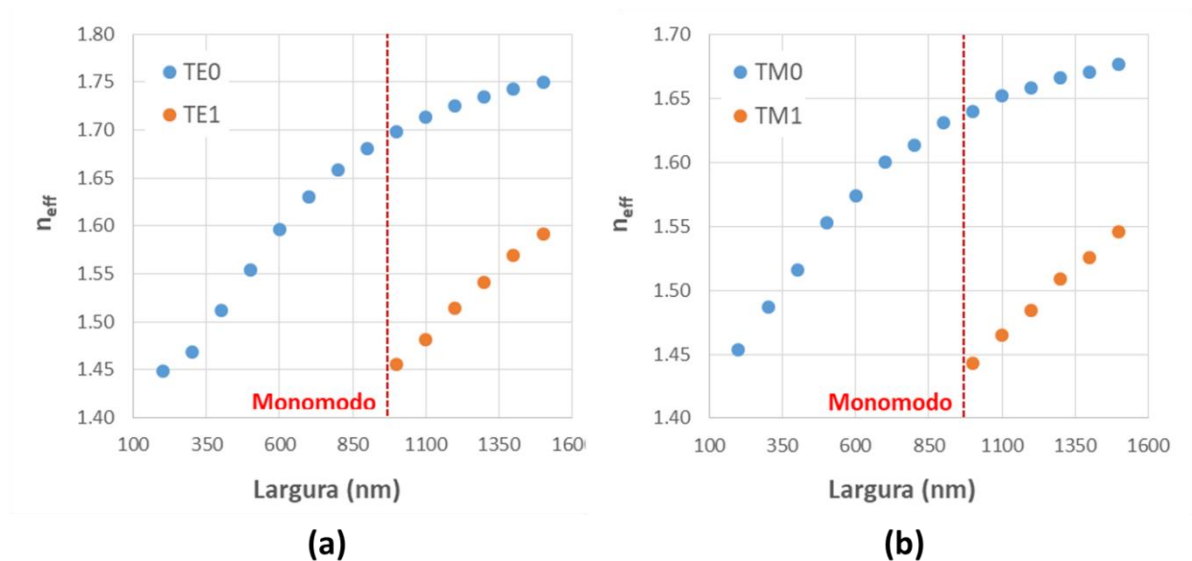
O mesmo estudo foi feito mantendo a largura fixa em 700nm e variando a altura do guia de onda. A Fig. 22 mostra o resultado para os índices efetivos encontrados em função da variação da altura. Analisando essa Fig. 22 é possível observar que para alturas superiores a 800nm o guia de onda se torna multimodo, tanto para TE quanto para TM. Dessa forma, concluímos que o ideal é utilizar dimensões inferiores a 800nm de altura e 1000nm de largura para o guia de onda projetado.

Tabela 1: Fórmulas para dispersão do índice de refração para os materiais utilizados no projeto dos guias de onda e das microcavidades.

MATERIAL	DISPERSÃO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO
Si ⁴⁸	$n^2(\lambda) = 1 + \frac{10.6684293\lambda^2}{\lambda^2 - 0.301516485^2} + \frac{0.003043475\lambda^2}{\lambda^2 - 1.13475115^2} + \frac{1.54133408\lambda^2}{\lambda^2 - 1104.0^2}$
SiO ₂ ⁴⁹	$n^2(\lambda) = 1 + \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0684043^2} + \frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1162414^2} + \frac{0.8974794\lambda^2}{\lambda^2 - 9.896161^2}$
Si ₃ N ₄ ⁵⁰	$n^2(\lambda) - 1 = \frac{3.0249\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1353406^2} + \frac{40314\lambda^2}{\lambda^2 - 1239.842^2}$

Fonte: Compilação do autor.

Figura 21: Simulação 3D dos índices efetivos dos modos TE em (a) e TM em (b) em função da largura do guia de onda, mantendo a altura fixa em 500nm.

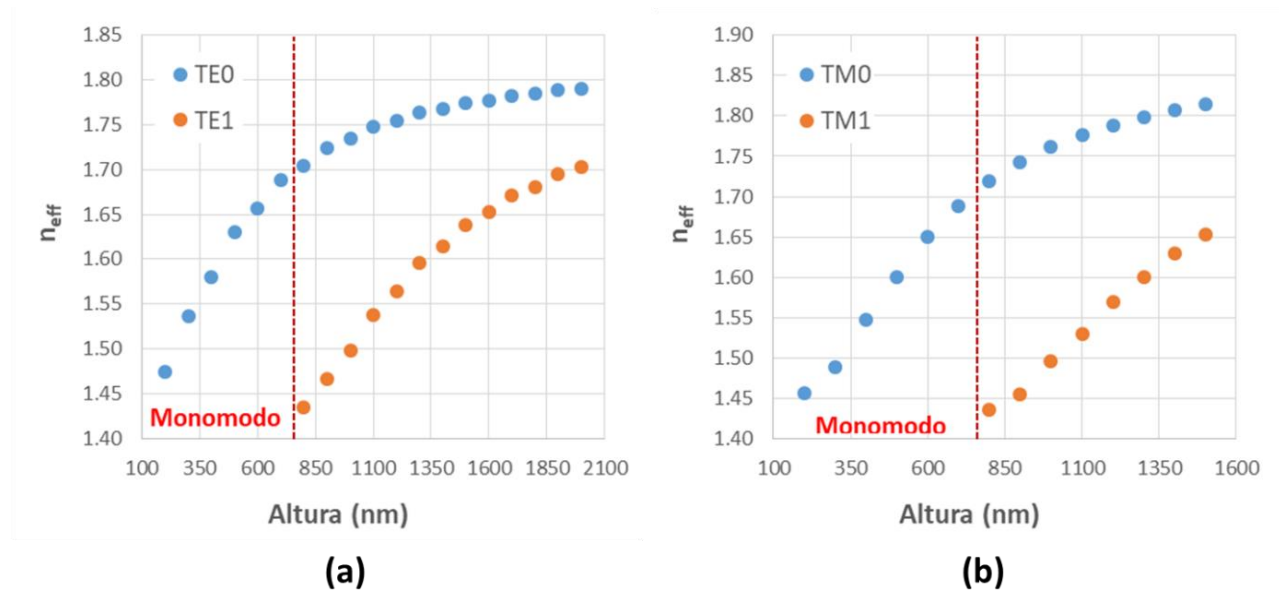


Fonte: Compilação do autor.

A fim de escolher esses valores de maneira precisa, foi realizado um estudo das perdas de propagação desse guia em função das suas dimensões, respeitando os valores limites fixados. A

Fig. 23 mostra o resultado encontrado. Vale destacar que para essa simulação foi desprezado o efeito de rugosidade da interface do material e, em cada uma das simulações, foi computado o modo e bombeado exatamente o modo encontrado, a fim de desprezar as perdas de acoplamento.

Figura 22: Simulação 3D dos índices efetivos dos modos TE em (a) e TM em (b) em função da altura do guia de onda, mantendo a largura fixa em 700nm.

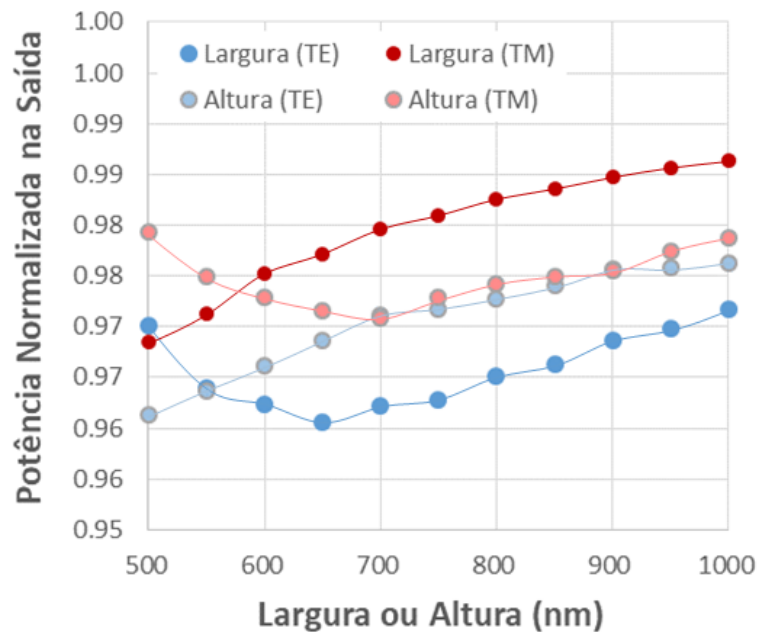


Fonte: Compilação do autor.

Analisando a Fig. 23, é possível ver que a transmissão nesses guias, para dimensões superiores a 500nm, sempre estão acima de 95%, tendendo a uma transmissão maior quando as dimensões são maiores. No entanto, precisamos garantir que haja evanescência, principalmente para favorecer o funcionamento do sensor e permitir que o guia de onda acople na cavidade. Dessa forma, a escolha foi por uma altura de 500nm e uma largura de 700nm, que garantem um guia de onda com transmissão de luz superior a 95% da luz acoplada na entrada do guia, o que é um resultado bastante satisfatório. Para verificar a presença do campo evanescente desse guia de onda projetado, a Fig. 24 mostra em (a) o modo TE0 com índice de refração efetivo calculado de 1.630502 e em (b) o modo TM0 com índice de refração efetivo de 1.599891, ambos calculados para o comprimento de onda 1.55 μ m propagando no guia. Importante notar que a evanescência do modo não supera a camada de SiO₂ considerada, bem como mostra que se mantermos uma camada de dióxido de silício com altura 2 μ m é suficiente para proteger o modo de variações na superfície

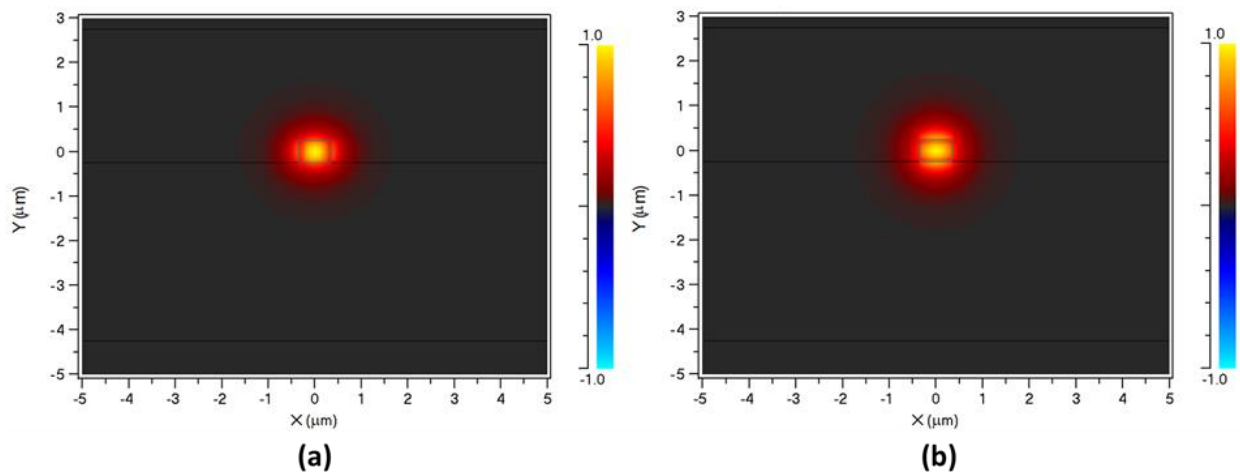
do chip. Em suma, consideraremos a partir de agora o guia de onda projetado com largura 700nm e altura 500nm. Esse mesmo guia de onda será empregado para formar as cavidades em anel, como veremos mais a diante.

Figura 23: Simulação da potência total na saída do guia de onda, normalizada pela potência na entrada, para os modos TE e TM fundamentais, ambos em função de variações na altura (com largura fixa 700nm) e largura (com altura fixa 500nm) do guia de onda.



Fonte: Compilação do autor.

Figura 24: Modos fundamentais calculados para (a) TE e (b) TM.



Fonte: Compilação do autor.

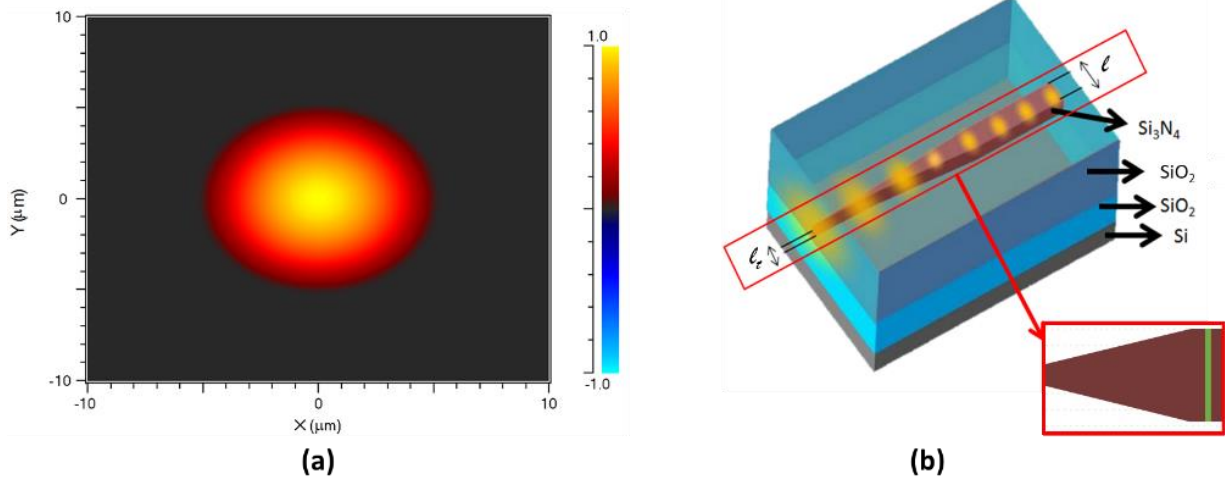
3.2 Design do Acoplador em Nitreto de Silício

Prosseguindo com o projeto dos componentes necessários para obter o sensor, é fácil ver que a diferença entre os índices de refração do nitreto e do óxido de silício permitem um bom confinamento, uma vez que são necessárias altura e largura menores de 800nm e 1000nm, respectivamente, para esse guia operar na condição monomodo. No entanto, a diferença entre os tamanhos dos modos presentes nestes guias e os modos de uma fibra ótica, responsável por guiar a luz de alguma fonte para dentro do sensor, podem causar altas perdas de acoplamento.

Para comparação, o modo de uma fibra ótica com MFD (*Mode Field Diameter*) de 10 μ m é apresentado na Fig.25 (a). Esse resultado mostra que o modo ótico da fibra é aproximadamente 5 \times maior do que o modo do guia de onda projetado, sendo o responsável pelas perdas no acoplamento. Para minimizar essas perdas, é necessário utilizar um conversor de modos capaz de garantir um acoplamento eficiente da luz entre a fibra ótica e qualquer guia de onda integrado. Nesse sentido, diversos métodos têm sido propostos para resolver esse problema de acoplamento⁵¹, como acopladores baseados em grades de difração⁵², em prisma⁵¹, e os bem estabelecidos acopladores estrangulados⁵³, que foi um dos primeiros acopladores demonstrados na literatura. Esse último método se destaca por necessitar de apenas uma modificação estrutural do guia de onda, responsável por converter o modo e o índice efetivo do guia de onda integrado para o da fibra ótica. Essa modificação estrutural consiste em um estrangulamento do guia, gerando uma redução na sua largura para dimensões nanométricas. Por sua vez, essa redução na largura causa um aumento na dimensão do modo ótico que propaga no guia, permitindo que seu tamanho se aproxime da dimensão do modo da fibra, mostrado na Fig. 25(a), garantindo um perfeito casamento modal.

Dessa forma, para esse projeto, será realizada nessa seção o design de um acoplador ótico estrangulado, semelhante ao mostrado na Fig. 25(b). O estrangulamento desse acoplador deve partir da largura do guia de onda ($\ell = 700\text{nm}$) sendo linearmente estrangulado até uma largura ℓ . Para otimizar tal acoplador, foi empregado o pacote computacional BeamPROP, bombeado na entrada do acoplador o modo da fibra (Fig. 25(a)) e medido a potência na saída do acoplador com um monitor de potência total (linha verde na Fig. 25(b)), enquanto a largura do estrangulamento era variada.

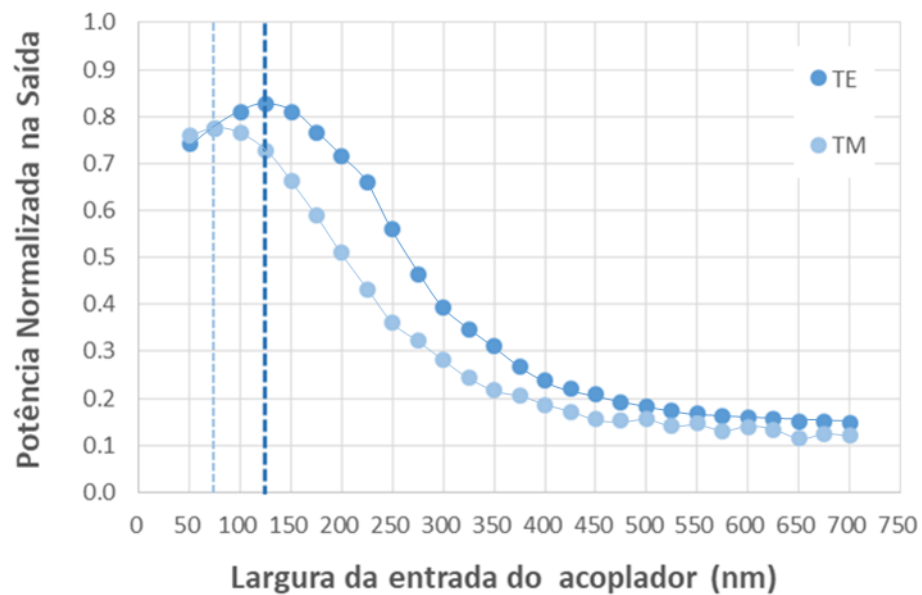
Figura 25: (a) Modo óptico de uma fibra ótica monomodo, com MFD de $10\mu\text{m}$; (b) Acoplador planejado para reduzir as perdas de acoplamento entre fibra-guia de onda integrado.



Fonte: Compilação do autor.

A Fig. 26 mostra a potência na saída do acoplador em função da largura do estrangulamento, para polarizações TE (curva azul escuro) e TM (curva azul claro).

Figura 26: Potência na saída do acoplador em função da variação da largura do estrangulamento, para polarização TE e TM.



Fonte: Compilação do autor.

Analisando essa Fig. 26 é possível ver que para $t = 125\text{nm}$ (TE) há um máximo de potência na saída do acoplador, indicando que essa é a largura otimizada do acoplador para polarização TE, capaz de acoplar 83% da potência da fibra, ou seja, uma perda de acoplamento equivalente a 0,8dB. Para a polarização TM, é possível observar que o acoplador precisa de um estrangulamento $t = 75\text{nm}$, que é capaz de acoplar 77% da potência da fibra (1,1dB de perda). Essa perda é maior do que a perda para o modo TE, pois o estrangulamento do guia de onda para fabricação do *nanotaper* está sendo feito apenas na largura. Caso fosse possível modificar a altura do acoplador, utilizando uma deposição variável ao longo do seu comprimento, seria possível reduzir sua altura e permitir um acoplamento mais eficiente. No entanto, essa possibilidade tem restrições de fabricação e, por isso, não foi explorada. Essa mesma restrição não permite que uma maior eficiência para o acoplamento TE seja alcançada.

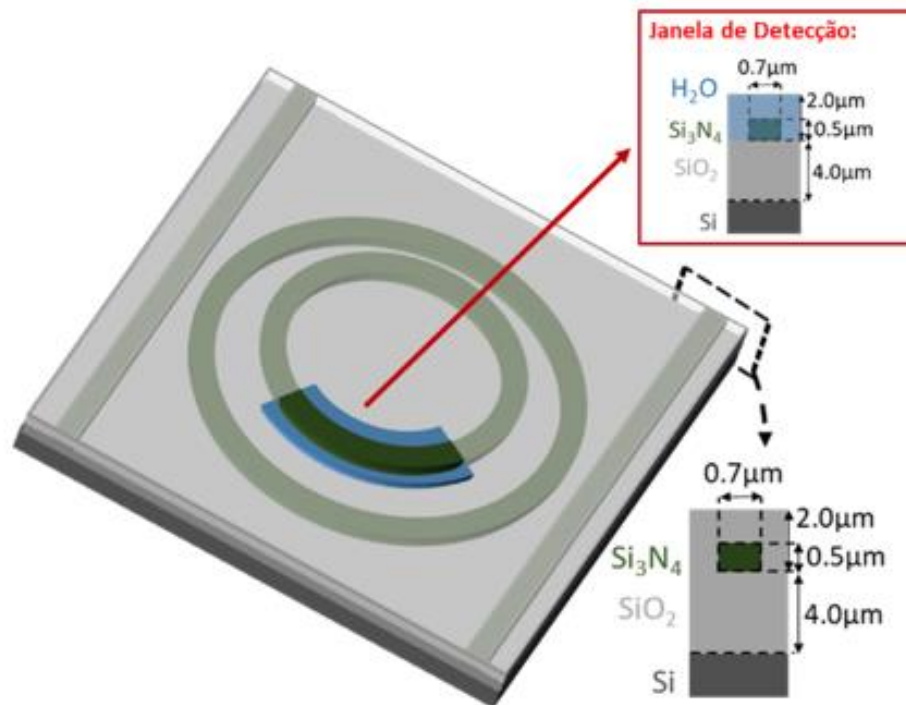
3.3 Design da Molécula Fotônica em Si_3N_4 e sua aplicação como Sensor Ótico

Para finalizar, o último componente do sensor ótico trata-se das cavidades que compõem a PM. Para esse dispositivo, como descrito no capítulo 2, seção 2.3, a ideia desse projeto é ter um sensor baseado em uma PM que garanta um espectro semelhante ao demonstrado na Fig. 16(f), onde foi utilizado o método de matriz de transferência para gerar o espectro do dispositivo. No capítulo 2, ficou claro que para ter esse espectro são necessárias duas cavidades acopladas, responsáveis pela geração das ressonâncias de referência e de detecção. Além disso, para garantir que o dispositivo seja compacto, a cavidade externa precisa ser um anel, que garanta o acoplamento da segunda cavidade na sua região interna. Ainda no capítulo 3, foi demonstrado um sensor em SOI^{17:18} baseado nessa PM, mas com um disco acoplado internamente à cavidade externa em anel.

Como nossa ideia para aumentar a sensibilidade desses sensores é estrangular a cavidade interna, responsável pela detecção, deverá ser utilizado um anel para cavidade interna, pois ele permite que a largura do seu guia de onda seja estrangulada, a fim de obter um aumento da sensibilidade do sensor por meio da maior interação da luz com o analito. Dessa forma, optamos para o design da PM utilizar cavidades em anel, formado com guias de ondas semelhantes ao projetado na seção 3.1, ou seja, de Si_3N_4 com altura 500nm e largura 700nm. A Fig. 27 mostra o esquema dessa PM, identificando os materiais e as dimensões que forma os guias de onda. Na mesma também está demonstrado o esquema do guia que forma a cavidade de detecção exatamente acima da janela de detecção. Esse esquema mostra que a utilização de um anel garante a interação

do analito alvo, localizado na janela de detecção, com três superfícies do guia de onda que forma o anel.

Figura 27: Esquema do sensor baseado em PM contendo dois anéis acoplados. Em detalhes é mostrado o perfil transversal do guia de onda, com as dimensões e materiais projetados, considerando o analito sendo H₂O.



Fonte: Compilação do autor.

Com relação as dimensões das cavidades, como demonstrado na referência 18 e no capítulo 2, para o sensor baseado em PM em uma plataforma SOI, um FSR ao redor de 5nm para as ressonâncias de referência é suficiente para garantir uma região espectral livre para ressonância de detecção variar, sem interagir com as ressonâncias de referência. Dessa forma, sabendo que o n_{eff} calculado para o guia de onda projetado, descrito na seção 3.1, é 1.630502, utilizando a equação 2.38 para um FSR de 5nm, encontra-se um $R \sim 47.5\mu\text{m}$. Logo, para nosso projeto, utilizaremos um R_0 para cavidade externa de $50\mu\text{m}$, que garantirá um FSR próximo do obtido para o sensor em SOI. O fato de o raio da cavidade ser maior do que o raio utilizado para SOI também leva em consideração o fato de que o limite de detecção desses sensores é inversamente proporcional ao Q da cavidade (vide Eq. (2.47)), e o Q é limitado pelas perdas por espalhamento na cavidade. Como é desejado minimizar o limite de detecção, é necessário aumentar o Q das cavidades.

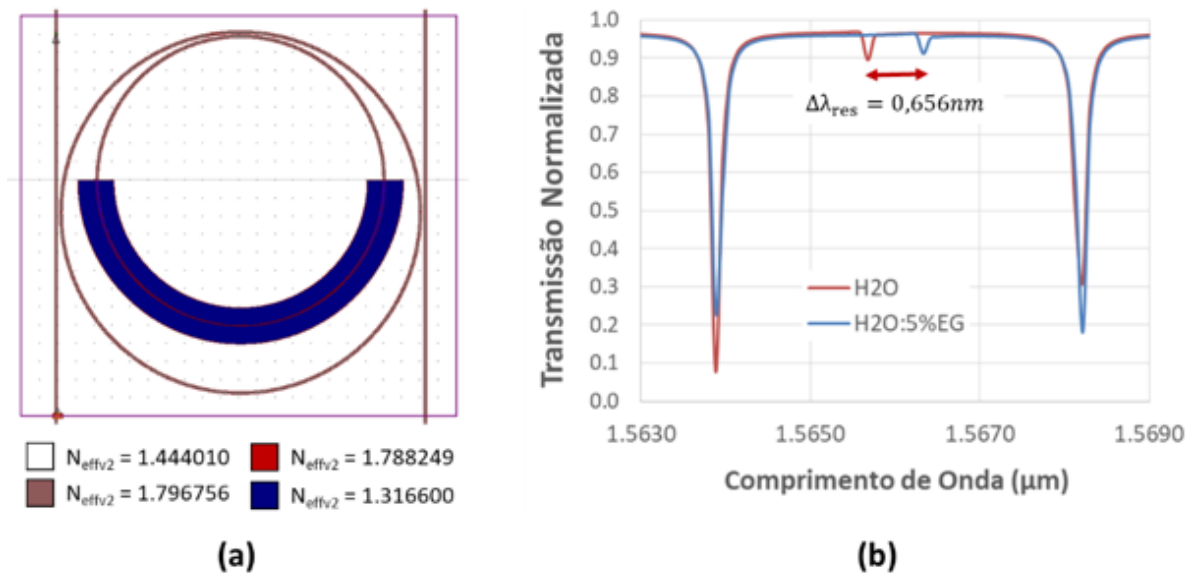
Porém, já vimos que as perdas de propagação aumentam drasticamente com a redução do tamanho das cavidades e dependem fundamentalmente do contraste de índice de refração empregado⁵⁴. Uma regra geral mostra que a mínima curvatura que garante perdas de radiação abaixo de 0.1 dB/rad é dada por $R_{\min} \approx 5\Delta n^{-1.5} \mu\text{m}$, ou seja, para Si_3N_4 onde $\Delta n \sim 35\%$, o R_0 mínimo seria 24 μm para garantir essa perda, enquanto para o Silício ($\Delta n = 200\%$), esse raio seria de 2 μm , ambos com contraste de índice de refração calculados com relação ao dióxido de Silício. Consequentemente, não podemos reduzir muito o raio para cavidades de Si_3N_4 , pois aumentaria muito as perdas, reduzindo drasticamente o Q e a sensibilidade do sensor. Dessa forma, optaremos por manter o $R_0 = 50\mu\text{m}$, reduzindo a cavidade interna para $R_i = 40\mu\text{m}$. A diferença de 10 μm entre os raios das cavidades é suficiente para posicionar a janela de detecção na parcela da cavidade interna mais longe da região de acoplamento com a cavidade interna, como mostrado na Fig. 27. Desse modo, considerando esses valores para os raios, utilizamos o método do índice efetivo para reduzir as estruturas 3D para 2D, para polarização TE e simulamos o espectro do sensor considerando uma distância entre guia de onda/cavidade externa (Gap1) igual a 700nm e uma distância entre cavidade externa/cavidade interna (Gap 2) igual a 500nm. A Fig. 28(a) mostra o CAD utilizado para essa simulação, incluindo uma legenda de cores para mostrar o valor do índice utilizado após a redução 3D-2D. A Fig. 28(b) mostra o espectro obtido quando foi considerado H_2O na janela de detecção (curva vermelha) e uma solução de $\text{H}_2\text{O}:5\%\text{EG}$ (curva azul), para polarização TE.

Analisando o espectro da Fig. 28(b) é possível ver um deslocamento da ressonância de detecção, localizadas entre as ressonâncias de referência, quando a solução na janela de detecção é modificada. Utilizando a Eq 2.53, é possível encontrar o desvio $\Delta\lambda_{\text{res}} = 0,656\text{nm}$ para variação Δn_c de 0,0049 na janela de detecção. Então, utilizando a Eq. 2.45, é possível verificar que $S_r \sim 134 \text{ nm}/\text{RIU}$. Portanto, esse valor é muito superior ao encontrado para o sensor na plataforma SOI. Além disso, analisando as ressonâncias de detecção, é possível extrair $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ de aproximadamente 0.08nm, o que dá um $Q \sim 19375$. Logo, utilizando a Eq. 2.47 é possível encontrar $\delta_{n_c} \sim 6 \times 10^{-4}$. Por fim, utilizando a Eq. 2.48, conclui-se que esse sensor apresenta uma $\text{FOM} \sim 1675$.

Em suma, esse design mostra valores bastante relevante para um sensor ótico baseado em PM. No entanto, no próximo capítulo será explorada a ideia de estrangular o guia de onda que forma o anel de detecção, a fim de aumentar ainda mais a sensibilidade desse sensor. O sucesso dessa técnica deverá permitir uma redução na janela de detecção, sem prejudicar a sensibilidade

que será incrementada com o estrangulamento e, dessa forma, aumentar a robustez desse tipo de sensor.

Figura 28: (a) Cad utilizado no FullWave. A legenda de cores indica os índices de refração utilizados após a redução 3D-2D com o método de índice efetivo. Quando a solução na janela de detecção é trocada para apenas H₂O:5%EG, os valores dos índices representados pelas cores vermelha e azul são modificados para 1.788541 e 1.321700, respectivamente. (b) Espectro simulado para o sensor, considerando H₂O (curva vermelha, $n_c=1.3166$ @1.55 μm) e H₂O:5%EG (curva azul, $n_c=1.3217$ @1.55 μm)⁵⁵.



Fonte: Compilação do autor.

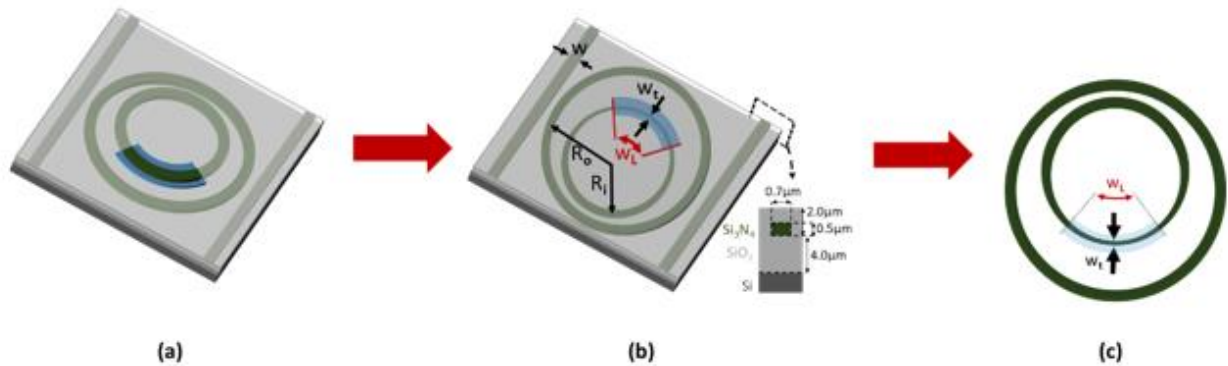
CAPÍTULO 4. INCREMENTANDO A SENSIBILIDADE DO SENSOR POR ESTRANGULAMENTO DA CAVIDADE

Como discutido ao longo desse trabalho, uma maneira de aumentar a sensibilidade dos sensores óticos é garantir uma maior interação da luz que propaga na cavidade de detecção com o analito alvo. Por outro lado, o aumento dessa sensibilidade também se dá para a detecção de distúrbios no ambiente (por exemplo, variações de temperatura) causando o comprometimento da confiabilidade dos resultados obtidos por esses dispositivos em ambientes em que não há o controle dessas demais variáveis. Dessa forma, nos tipos de sensores discutidos até aqui baseados em uma PM com uma janela de detecção presente (Fig. 29(a)), a utilização de guias de ondas estrangulados é uma ótima solução para garantir um aumento do modo evanescente e maior interação luz-analito. O estrangulamento de cavidades na forma de anel é muito pouco explorado na literatura, mas recentemente passaram a ser utilizados para suprimir modos de alta ordem ou permitir que modos desejados pudessem ser excitados de maneira seletiva^{56,57}.

Nesse sentido, a proposta desse trabalho é estrangular uma parte do guia de onda que forma a cavidade de detecção, como mostrado na Fig. 29(b). Nessa Fig. 29(b) é possível ver que a PM proposta possui os materiais e dimensões utilizadas no capítulo anterior, mas com um estrangulamento do guia de onda que forma a cavidade interna, representado pela variável w_t . Esse estrangulamento se dá ao longo de metade da circunferência da cavidade interna, partindo da sua largura inicial de 700nm e chegando a valores distintos de w_t . Nessa Fig. 29(b) também é possível ver que a janela de detecção está representada pela janela azul. Essa janela de detecção possui largura de 10 μ m e seu comprimento é variado, podendo alcançar valores representados por w_L . A Fig. 29(c) mostra de maneira isolada as duas cavidades que formam o sensor ótico, considerando essas variáveis de estrangulamento e de comprimento da janela de detecção.

A fim de encontrar um projeto adequado para esses sensores, é importante ter em mente o compromisso entre dois critérios: (1) o estrangulamento do guia de onda deve ser suficientemente longo com largura suficientemente pequena, para garantir baixa perda de propagação, mas com alto campo evanescente; (2) a largura da janela (w_L) deve ser suficientemente curta, para preservar a robustez do sensor, mas ainda garantir alta sensibilidade. Para buscar soluções para esse desafio, foram realizadas análises teóricas utilizando o módulo FullWAVE do pacote computacional RSoft para investigar a influência do estrangulamento do anel de detecção e de w_L na sensibilidade do sensor.

Figura 29: (a) Esquema do sensor óptico baseado em uma PM; (b) sensor óptico considerando um estrangulamento da cavidade interna, e com os materiais e dimensões de cada componente; (c) detalhe das cavidades com as variáveis que serão estudadas.

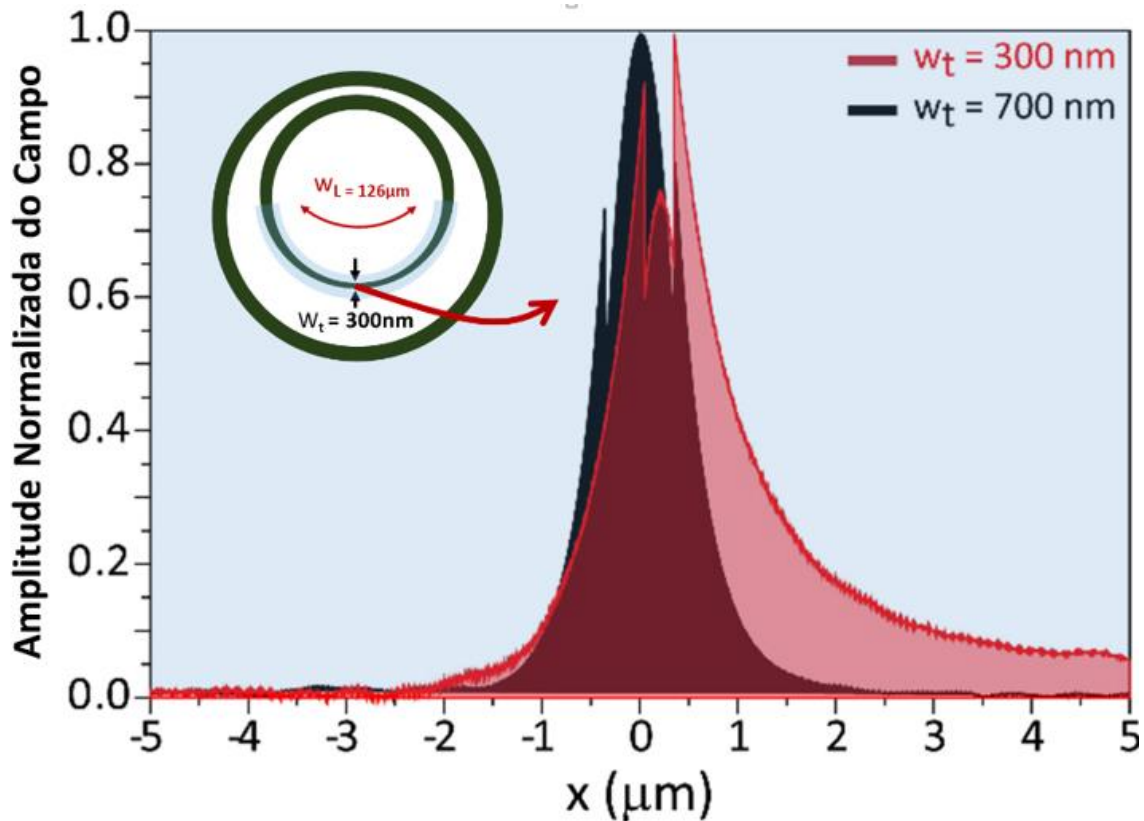


Fonte: Compilação do autor.

O comprimento do estrangulamento foi fixado em metade do comprimento do anel e as larguras dos guias de onda estrangulados foram variados de 700nm (sem estrangulamento) a 300nm. Valores abaixo de 300nm não foram considerados pois as perdas de propagação se tornam muito altas, prejudicando a qualidade das ressonâncias. Além disso, três valores de comprimento das janelas foram avaliados nas simulações: 126µm, 75µm e 25µm. Consideramos que cada uma dessas janelas de detecção constituiu três diferentes sensores, chamados de Sensor I, II e III, respectivamente para $w_L=126\mu\text{m}$, $w_L=75\mu\text{m}$ e $w_L=25\mu\text{m}$. Esses valores de w_L correspondem a exposição de 50%, 30% e 10% do comprimento total do anel interno ($L = 2\pi R_i$), respectivamente.

A fim de avaliar o quanto o estrangulamento aumenta a evanescência do modo propagante no anel de detecção, a Fig. 30 mostra os perfis do campo elétrico dos modos TE para o anel interno com largura w_i igual a 700nm (curva preta), que representa o anel sem estrangulamento e quando w_i é estrangulado a 300nm (curva vermelha), ambos para o sensor I ($w_L=126\mu\text{m}$). A figura inserida mostra o esquema do sensor para o caso onde a cavidade está estrangulada e a região onde o modo foi demonstrado. A comparação entre esses dois modos comprova a eficiência do uso do estrangulamento do guia para aumentar a interação entre o campo evanescente e o analito, dentro da janela de detecção que tem uma largura de 10µm. É fácil ver nessa Fig. 30 que a onda evanescente para o caso estrangulado (curva vermelha) é muito maior que para o caso onde a cavidade não está estrangulada (curva preta), o que supostamente irá aumentar a sensibilidade do sensor.

Figura 30: Perfil do campo elétrico para o modo propagante no anel de detecção com largura $w_t=700\text{nm}$ (curva preta), que representa o anel sem estrangulamento e quando $w_t=300\text{nm}$ (curva vermelha), que representa a cavidade estrangulada. A figura inserida mostra o esquema da PM com as variáveis utilizadas na simulação e a região do estrangulamento.



Fonte: Compilação do autor.

Para avaliar a sensibilidade do sensor enquanto uma parcela do anel interno é estrangulado, foram realizadas diversas simulações no FullWAVE do seu espectro de transmissão para situação em que havia água na janela de detecção depois quando havia água com 5% de EG. Para calcular o índice de refração da solução de EG em água, para 1550nm, foi utilizada a relação⁵⁵:

$$n_c = Aw^3 + Bw^2 + Cw + D \quad (2.1)$$

onde w é a fração de massa, $A=-0,0223$, $B=0,0321$, $C=0,091$ e $D=1,3166$. Os valores dos índices de refração considerados para essa simulação foram 1,3166 para água pura e 1,3217 para 5% de EG diluído em água. Para outras concentrações, os valores estão representados na Tabela 2.

Aplicando o método de índice efetivo, já descrito nesse trabalho, e utilizando esses índices de refração das soluções, encontrou-se os valores de n_{effv1} e n_{effv2} para diferentes concentrações, como mostrado na Tabela 2.

Tabela 2: Valores de índice para o slab encontrados com o método do índice efetivo.

Solução de EG:H₂O	n_c (solução)	n_{effv1}	n_{effv2}
H₂O	1.3166	1.3166	1.788249
H₂O:5%EG	1.3217	1.3217	1.788541
H₂O:10%EG	1.3270	1.3270	1.788849
H₂O:15%EG	1.3319	1.3319	1.789137
H₂O:20%EG	1.3379	1.3379	1.789494
H₂O:25%EG	1.3431	1.3431	1.789807

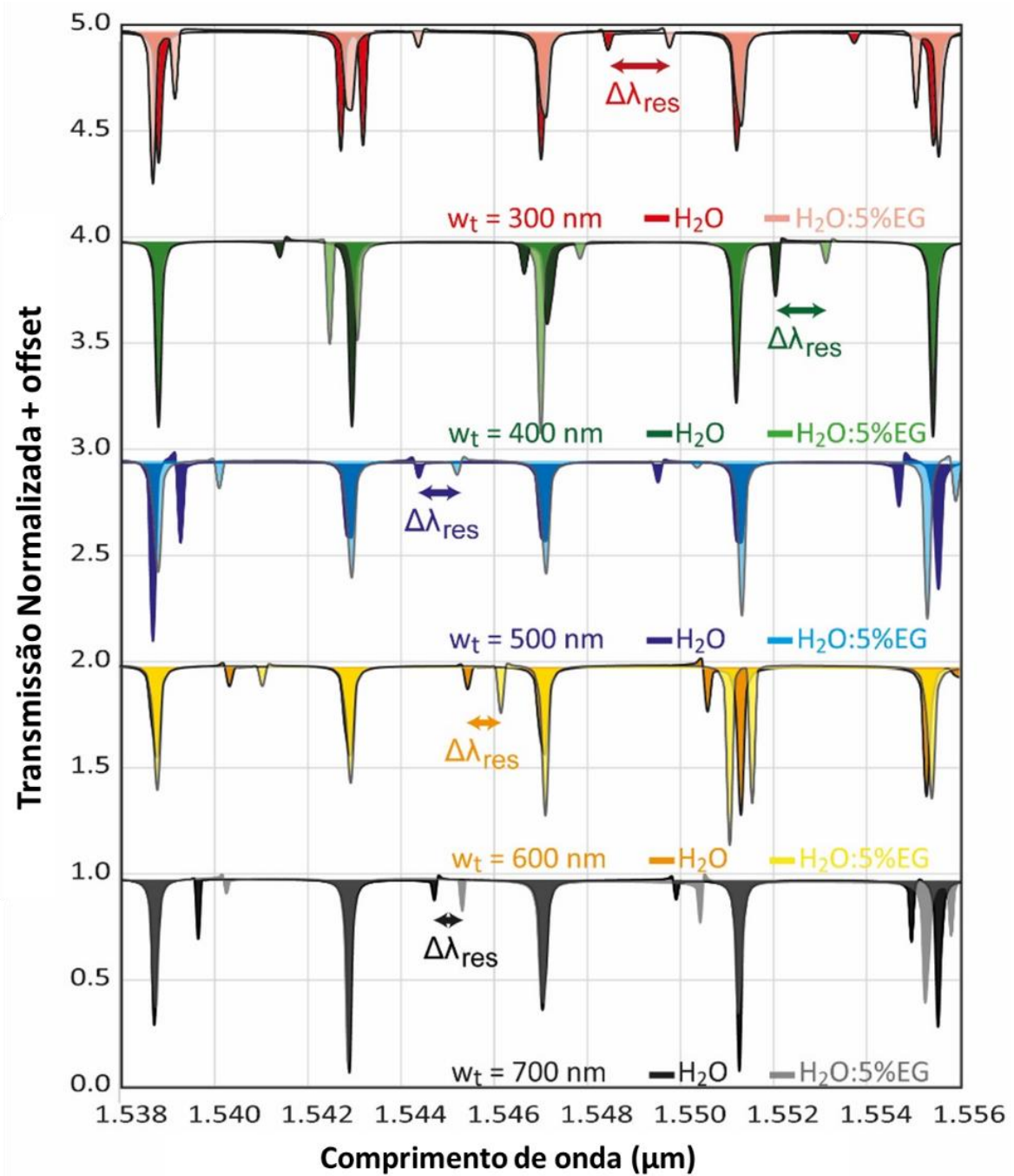
Fonte: Compilação do autor.

Esses valores de n_{effv1} e n_{effv2} foram utilizados na região da janela de detecção, sendo n_{effv1} para região onde não há o guia de onda de Si₃N₄ (cavidade) e n_{effv2} para região onde há o guia de onda de Si₃N₄, ou seja, onde está a cavidade interagindo com o analito (água ou a solução de 5% de EG com água). Dessa forma, puderam ser simulados o espectro de transmissão de cinco sensores com diferentes estrangulamentos: $w_t = 700\text{nm}$ (sem estrangulamento), 600nm, 500nm, 400nm e 300nm. Em todos os casos a janela de detecção foi mantida com $w_L = 126\mu\text{m}$. A Figura 31 mostra os espectros de transmissão encontrados para os cinco sensores, demonstrando o comportamento esperado para esse sensor, ou seja, as ressonâncias de detecção variando com a mudança da solução na janela de detecção e as ressonâncias de referência (λ_{ref}) permanecem fixas, exceto nas situações de *splitting*.

Analisando os espectros da Fig. 31 é possível ver que o desvio das ressonâncias de detecção ($\Delta\lambda_{\text{res}}$), indicado em cada espectro por uma seta, é maior à medida que w_t é reduzido. Como a sensibilidade do sensor é dada por $\frac{\Delta\lambda_{\text{res}}}{\Delta n_c}$, o aumento de $\Delta\lambda_{\text{res}}$ indica que a sensibilidade do sensor é aumentada à medida que o estrangulamento é maior. A curva vermelha da Fig. 31 mostra o valor

da sensibilidade em função do estrangulamento w_t para esse sensor cuja janela de detecção possui comprimento $w_L=126\mu\text{m}$.

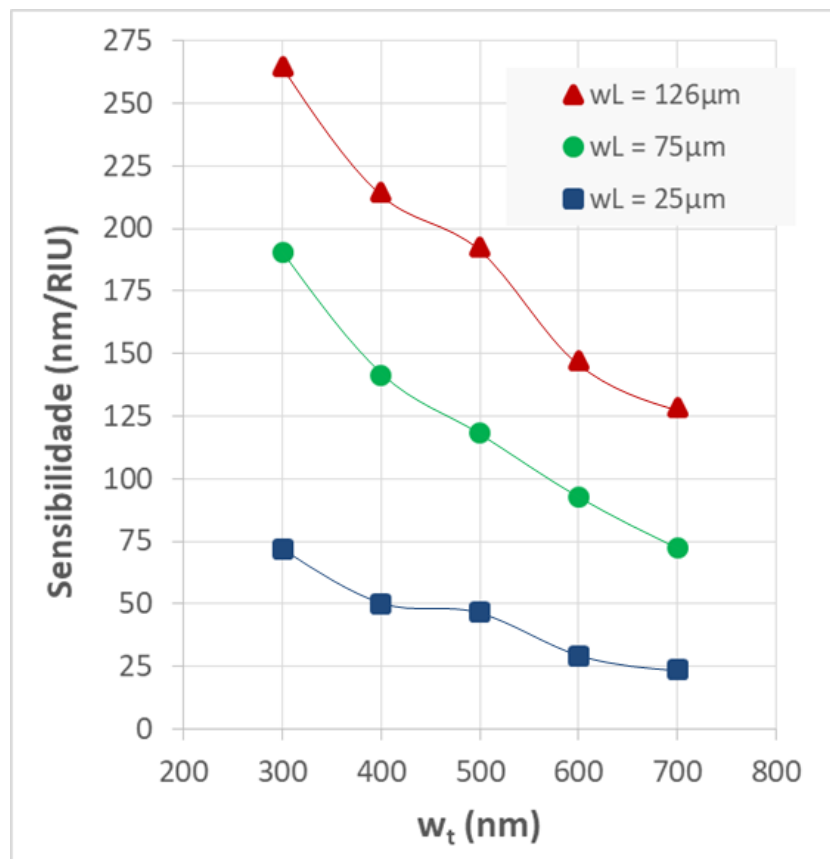
Figura 31: Espectros de transmissão para cinco sensores com variados estrangulamentos do guia de onda ($w_t = 700\text{nm}$, 600nm , 500nm , 400nm e 300nm) para detecção de água e 5% de EG diluído em água. Para todos os sensores, w_L foi mantido em $126\mu\text{m}$ e com 50% da janela exposta (Sensor I).



Fonte: Compilação do autor.

Nesse resultado é possível ver que a sensibilidade para o sensor com a cavidade não estrangulada é de 129nm/RIU e alcança 264nm/RIU quando o estrangulamento chega a 300nm, ou seja, um aumento de 2,1 vezes. Esse resultado é crucial para provar que é possível compensar a deterioração da sensibilidade do sensor, causada pela redução da janela de detecção, apenas aumentando o estrangulamento da cavidade interna. O mesmo estudo dos espectros para diferentes estrangulamentos foi realizado para outros dois comprimentos da janela de detecção: $w_L=75\mu\text{m}$ e $w_L=25\mu\text{m}$. Os resultados obtidos estão presentes na Fig. 32.

Figura 32: Variação da sensibilidade do sensor para diferentes valores de estrangulamento do guia que forma a cavidade de detecção e para diferentes dimensões da janela de detecção. Em vermelho, o Sensor 1, em verde, o Sensor II e em azul, o Sensor III.

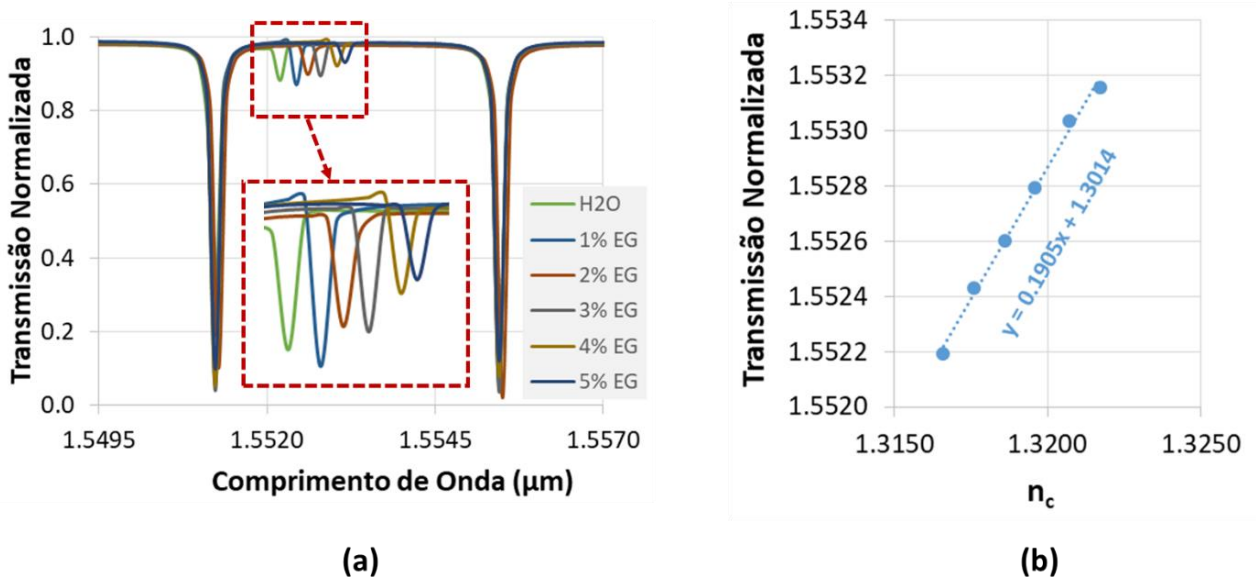


Fonte: Compilação do autor.

Analisando os resultados da Fig. 32, é possível concluir que a sensibilidade do sensor sempre cresce à medida que o estrangulamento do guia de onda da cavidade se torna maior, porém à medida que o comprimento da janela de detecção w_L é reduzido, a sensibilidade também é

reduzida. Esse fator é esperado pois quando a janela de detecção é reduzida, a interação da ressonância de detecção com o analito também é reduzido. No entanto, a análise da Fig. 32 também permite concluir que é possível superar a sensibilidade do Sensor I ($129\text{nm}/\text{RIU}$, $w_L=126\mu\text{m}$) reduzindo o valor de w_L em 40% ($w_L=75\mu\text{m}$) e usando $w_t = 400\text{nm}$, atingindo $S_r = 141\text{nm}/\text{RIU}$. Se w_t for reduzido ainda mais, alcançando 300nm , S_r atinge $190\text{nm}/\text{RIU}$, ou seja, há um aumento de 1,5 vezes sobre a melhor sensibilidade do Sensor I ($w_L=126\mu\text{m}$ e $w_t=700\text{nm}$), mas com uma considerável redução na janela de detecção (40%). Os resultados para os espectros de transmissão deste Sensor II ($w_t = 300\text{ nm}$ e $w_L=75\mu\text{m}$), simulados para água pura e soluções aquosas de EG com diferentes concentrações (de 1% EG a 5% EG), estão ilustrados na Fig. 33(a). Na Fig. 33(b) é mostrada a posição espectral das ressonâncias de detecção em função do índice de refração. O ajuste linear mostra que esse sensor possui $S_r \sim 191\text{ nm}/\text{RIU}$ na região espectral ao redor de $1,55\mu\text{m}$.

Figura 33: (a) Espectros de transmissão Sensor II (largura do guia estrangulado $w_t = 300\text{nm}$ e largura da janela de detecção $w_L = 75\mu\text{m}$) simulados para água pura e soluções aquosas de EG com diferentes concentrações (1% de EG a 5% de EG). (b) Posição espectral das ressonâncias de detecção em função do índice de refração.



Fonte: Compilação do autor.

Essa redução da janela de detecção sem deterioração da sensibilidade provado aqui deverá causar uma minimização ainda maior na dependência da temperatura dos sensores da referência 18, fato que será investigado em trabalhos futuros.

CAPÍTULO 5. CONCLUSÃO E TRABALHOS FUTUROS

Ao construir o design da solução proposta e realizar todas as simulações utilizando softwares dedicados, esse trabalho proporcionou demonstrar que é possível buscar melhorias na sensibilidade de sensores óticos baseados em PMs. Mais ainda, como planejado inicialmente, com base na ideia de que acopladores estrangulados permitem um aumento na onda evanescente de guias de onda, esse trabalho mostrou que simples mudanças na estrutura da microcavidade interna, deixando-a estrangulada ao longo de uma pequena porção de seu comprimento, garante uma maior onda evanescente no local desejado e, conseqüentemente, permite uma maior interação da ressonância de detecção com o analito.

Analisando os resultados de maneira geral, demonstramos que o aumento da sensibilidade de um sensor com cavidade estrangulada está diretamente relacionado à quantidade de estrangulamento aplicado no guia de onda que forma a cavidade, bem como com o tamanho da janela de detecção. É possível concluir que a sensibilidade do sensor sempre cresce à medida que o estrangulamento se torna menor, porém ela acaba limitada com a perda da luz caso o estrangulamento se torne muito reduzido, além do que à medida que o comprimento da janela de detecção é reduzido, a sensibilidade também acaba sendo reduzida.

Em suma, ao final desse trabalho, conclui-se também que ainda é possível realizar uma análise detalhada de alguns parâmetros das microcavidades, como as distâncias de acoplamento entre guia-cavidade e entre cavidade-cavidade, assim como de algumas propriedades relacionadas ao estrangulamento do anel interno e a polarização utilizada, a fim de buscar uma maior sensibilidade aliada a reduzidos limites de detecção. Além disso, projetos futuros do grupo de pesquisa deverão dar continuidade a esse trabalho e realizar etapas de fabricação e caracterização desses dispositivos a fim de comprovar experimentalmente os resultados teóricos demonstrados nessa dissertação.

BIBLIOGRAFIA

- ¹ Souza, M. C. M. M. “Overcoming limitations and enabling novel functionalities in integrated silicon photonics: Superando limitações e possibilitando novas funcionalidades em fotônica de silício integrada”. 116 f. Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física Gleb Wataghin, Campinas, SP, (2017).
- ² Innovations Reports. Cost-effective and individualized advanced electronic packaging in small batches now available. Acesso em Jun/2019. Disponível em: <https://www.innovations-report.com/html/reports/energy-engineering/cost-effective-and-individualized-advanced-electronic-packaging-in-small-batches-now-available.html>
- ³ Volpatti, L. R.; Yestisen, A. K. "Commercialization of microfluidic devices". Trends in Biotechnology 32 (7): 347–350, (2014).
- ⁴ Barea L. A. M., Vallini F., de Rezende G. F. M., Frateschi N. C., “Spectral Engineering with CMOS Compatible SOI Photonic Molecules”, Photon. J., v. 5, p. 1-1, (2013).
- ⁵ Barea, L. A. M. et. al. “Enhanced Q with Internally Coupled Microring Resonators”. CLEO: Applications and Technology, San Jose, (2013).
- ⁶ Barea, L. A. M. et. al., “Compact Photonic Molecules Based on Internally Coupled Microring Resonators”. In: Frontiers in Optics, (2013).
- ⁷ Junior, V. C. S.; Pires, M. V. A.; Duarte, L. E. R.; Moras, A. L.; Frateschi, N. C.; Barea, L. A. M. “Photonic Molecule Sensors based on Embedded Tapered Microring Resonators to increase the Refractive Index Sensitivity”. 2f. Dept. of Electrical Engineering, Federal University of São Carlos, São Carlos, SP, (2020).
- ⁸ Chen, I. L.; Chuan, P. C.; Kwan, L. C. et al. “Optofluidic refractive-index sensors employing bent waveguide structures for low-cost, rapid chemical e biomedical sensing”. Optics Express 273. Taiwan, (2018).
- ⁹ Troia, B. et al. “Photonic Crystals for Optical Sensing: A Review”. Advances in Photonic Crystals, (2013).
- ¹⁰ Zhang, J.; Haq, B.; O’Callaghan, J.; Gocalinska, A.; Pelucchi, E.; Trindade, A.J.; Corbett, B.; Morthier, G.; Roelkens, G. “Transfer-printing-based integration of a III-V-on-silicon distributed feedback laser”. Opt. Express, 26, 8821–8830, (2018).
- ¹¹ Lischke, S.; Knoll, D.; Mai, C.; Zimmermann, L.; Peczek, A.; Kroh, M.; Trusch, A.; Krune, E.; Voigt, K.; Mai, A. “High bandwidth, high responsivity waveguide-coupled germanium p-i-n photodiode”. Opt. Express, 23, 27213–27220, (2015).
- ¹² Steglich, P.; Hülsemann, M.; Dietzel, B.; Mai, A. “Optical Biosensors Based on Silicon-On-Insulator Ring Resonators: A Review”. Molecules ,24, 519, (2019).
- ¹³ Padmaraju, K.; Bergman, K. “Resolving the thermal challenges for silicon microring resonator devices. Nanophotonics”, Volume 3, Issue 4-5, Pages 269–281, (2013). DOI: <https://doi.org/10.1515/nanoph-2013-0013>.
- ¹⁴ Lee J-M., Kim D-J., Ahn H., Kim S-H., Park G. “Temperature dependence of a silicon nanophotonic ring resonator with a polymeric overlayer”. J Lightwave Technol;25(8):2236 – 43, (2007).
- ¹⁵ Guha B., Kyotoku B.B.C., Lipson M. “CMOS-compatible athermal silicon microring resonators”. Opt Express;18(4):3487 – 93, (2010).

-
- ¹⁶ Dong P., Qian W., Liang H., Shafiiha R., Feng N.N., Feng D., Zheng X., Krishnamoorthy A.V., Asghari M. “Thermally tunable silicone racetrack resonators with ultralow tuning power”. *Opt Express*;18(19):20298 – 304, (2010).
- ¹⁷ Barea L. A. M.; Souza M. C. M. M.; Moraes A. L.; Catellana A. R. G.; Cirino G. A.; Von Zuben A. A. G.; Bassani J. W. M., Frateschi N. C. “Photonic molecules for application in silicon-on-insulator optical sensors”. *Photonics West*, (2018). DOI: 10.1117/12.2287844
- ¹⁸ Moras, A.L., Junior, V.C., Souza, M.C., Cirino, G.A., Zuben, A.A., Frateschi, N.C.; Barêa, L.A. “Integrated Platform for Robust Differential Refractive Index Sensor”. *arXiv: Applied Physics*, (2019).
- ¹⁹ Washburn, A.L.; Bailey, R.C. “Photonics-on-a-chip: recent advances in integrated waveguides as enabling detection elements for real-world, lab-on-a-chip biosensing applications”. *Analyst*, v. 136, no. 2, p. 227-236, (2011). DOI: 10.1039/c0an00449a.
- ²⁰ Barea, L. A. M. “Desenvolvimento de Estruturas Monolíticas de Guias de Ondas Acoplados a Micro-Cavidades”. (2010). Tese (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física Gleb Wataghin, Campinas, SP.
- ²¹ Tsarev, A., "Modified effective index method to fit the phase and group index of 3D photonic wire waveguide," *Opt. Lett.* 38, 293-295 (2013).
- ²² Sadagopan T., Choi S. J., Djordjev K., Dapkus P. D., “Carrier-induced refractive index changes in InPbased circular microresonators for low-voltage high-speed modulation”. *IEEE Photon. Technol. Lett.* 17, 414-416. (2005).
- ²³ Lipson M. et. al., “Compact Electro-Optic Modulators on a Silicon Chip”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 12(6), 1520–1526 (2006).
- ²⁴ Xu Q. F., Schmidt B., Pradhan S., Lipson M., “Micrometre-scale silicon electro-optic modulator”. *Nature* 435 (7040), 325–327 (2005).
- ²⁵ Baehr-Jones T., Hochberg M., Wang G., Lawson R., Liao Y., Sullivan P. A., Dalton L., Jen A. K. Y., Scherer A., “Optical modulation and detection in slotted Silicon waveguides”, *Optics Express* 13(14), 5216–5226 (2005).
- ²⁶ Armani D. K., Kippenberg T., Spillane S. M., Vahala K. J., "Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip", *Nature*, vol. 421, pp. 925-929, 27 (2003).
- ²⁷ Kippenberg T.J., Kalkman J., Polman A., Vahala K., “Demonstration of an erbium-doped microdisk laser on a silicon chip”, *Phys. Rev. A*, 74 51802 (2006).
- ²⁸ Bourdon G., Alibert G., Beguin A., Bellman B. Guiot E., “Ultralow loss ring resonators using 3.5% index-contrast Ge-doped silica waveguides”, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, 15, 709-711 (2003).
- ²⁹ Chin M.-K., Lee C.-W., Lee S.-Y. Darmawan S., “High-index contrast waveguides and devices”, *Appl. Opt.* 44, 3077-3086 (2005).
- ³⁰ Bertolotti M., Driessen A., Michelotti F., “Microresonators as building block for VLSI photonics”, *American Institute of Physics*, NY (2004).
- ³¹ Schwelb O., “A decade of progress in microring and microdisk based photonic circuits: a personal selection”, *Proc. Of SPIE*, vol. 6872 (2008).
- ³² Choi J. M., Lee R. K., Yariv A., “Control of critical coupling in a ring resonator-fiber configuration: application to wavelength-selective switching, modulation, amplification, and oscillation”, *Opt. Lett.*, vol. 26, No. 16 pp. 1236-1238 (2001).

-
- ³³ Barwicz T., Popovi'c M., Rakich P., Watts M., Haus H., Ippen E., Smith H., "Micro-ring-resonator-based add-drop filters in SiN: fabrication and analysis", *Optics Express* 12, 1437 (2004).
- ³⁴ Reed G. T., Mashanovich G., Gardes F. Y. , Thomson D. J. "Silicon Optical Modulators", *Nature Photonics* 4, 518 - 526 (2010).
- ³⁵ Zheng S., Chen H., Poon A., "Micro-ring-resonator cross-connect filters in silicon nitride: rib waveguide dimensions dependence", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 12, 1380 (2006).
- ³⁶ Xu, Q., Schmidt, B., Pradhan, S. & Lipson, M. "Micrometre-scale silicon electro-optic modulator". *Nature* 435, 325–327 (2005).
- ³⁷ Djordjev K., Choi, S.J., Choi, S.J., Dapkus P. D., "Microdisk Tunable resonant filters and switches", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, pp. 28-30 (2002).
- ³⁸ Choi S. J., Peng Z., Yang Q., Choi S. J., Dapkus P. D., "An eight- channel demultiplexing switch array using vertically coupled active microdisk resonators", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, pp. 2517-2519 (2004).
- ³⁹ Levi, J. S., "CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects". *Nature Photon.* Vol. 4, 37–40 (2010).
- ⁴⁰ Yariv, A. "Optical Electronics in Modern Communications". New York : Oxford University Press, (1997).
- ⁴¹ Yebo N. A., Sree S. P., Levrau E., Detavernier C., Hens Z., Martens J. A., Baets R., "Selective and reversible ammonia gas detection with nanoporous film functionalized silicon photonic micro-ring resonator," *Opt. Express* 20, 11855–11862 (2012).
- ⁴² Yalcin A., Popat K. C., Aldridge J. C., Desai T. A., Hryniewicz J., Chbouki N., Little B. E., King O., Van V., Chu S., Gill D., Anthes-Washburn M., Unlu M. S., Goldberg B. B., "Optical sensing of biomolecules using microring resonators," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 12, 148–155 (2006).
- ⁴³ Xiaohui Li et. al., "Sensitive label-free and compact biosensor based on concentric silicon-on-insulator microring resonators", *Applied Optics*, vol. 48, 25 (2009).
- ⁴⁴ Barea, L. A. M. "Moléculas Fotônicas para aplicações em Engenharia Espectral e Processamento de Sinais Ópticos". (2014). Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física Gleb Wataghin, Campinas, SP.
- ⁴⁵ Souza, M.C.M.M; Rezende, G.F.M.; Barea, L.A.M.; Von Zuben, A.A.G.; Wiederhecker, G.S.; Frateschi, N.C. "Spectral engineering with coupled microcavities: active control of resonant mode-splitting". *Optics Letters*, v. 40, p. 3332, (2015).
- ⁴⁶ Ciminelli, C.; Dell'Olio, F.; Conteduca, D.; Campanella, C.; Armenise, M. "High performance SOI microring resonator for biochemical sensing". *Opt. Laser Technol*, 59, 60–67, (2014).
- ⁴⁷ Moras, A. L. J. "Desenvolvimento, fabricação e caracterização de biossensor óptico baseado em microcavidades ressonantes acopladas". (2017), (54 p.). Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação, Campinas, SP.
- ⁴⁸ Handbook of Optics, 3rd edition, Vol. 4. McGraw-Hill 2009.
- ⁴⁹ I. H. Malitson. Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica, *J. Opt. Soc. Am.* 55, 1205-1208 (1965).
- ⁵⁰ Luke K., Okawachi Y., Lamont M. R. E., Gaeta A. L., Lipson M. "Broadband mid-infrared frequency comb generation in a Si₃N₄ microresonator", *Opt. Lett.* **40**, 4823-4826 (2015).

-
- ⁵¹ Ren G., Chen S., Cheng Y., Zhai Y. "Study on inverse taper based mode transformer for low loss coupling between silicon wire waveguide and lensed fiber", *Opt. Commun.*, vol. 284, no 19, p. 4782–4788, (2011).
- ⁵² Vermeulen D. et al., "High-efficiency fiber-to-chip grating couplers realized using an advanced CMOS-compatible Silicon-On-Insulator platform", *Opt. Express*, vol. 18, no 17, p. 18278, (2010).
- ⁵³ Almeida V. R., Panepucci R. R., Lipson M., "Nanotaper for compact mode conversion.", *Opt. Lett.*, vol. 28, no 15, p. 1302–1304, (2003).
- ⁵⁴ Mookherjea, S., A. Melloni. (2008). Microring Resonators in Integrated Optics. http://mnp.ucsd.edu/ece240a_2009/chapter_microring.pdf
- ⁵⁵ Saunders, J. E., Sanders, C., Chen, H. & Loock, H.-P., "Refractive indices of common solvents and solutions at 1550 nm," *Appl. Opt.*, AO 55, 947–953 (2016).
- ⁵⁶ Pfeiffer M. H. P., Kordts A., Brasch V., Zervas M., Geiselmann M., Jost J. D., . Kippenberg T. J, "Photonic Damascene process for integrated high-Q microresonator based nonlinear photonics," *Optica* 3, 20 (2016)
- ⁵⁷ Kim S., Han K., Wang C., Jaramillo-Villegas J. A., Xue X., Bao C., Xuan Y., Leaird D. E., Weiner A. M., Qi M., "Dispersion engineering and frequency comb generation in thin silicon nitride concentric microresonators," *Nat. Commun.* 8, 372 (2017)