

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
Escola de engenharia
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica - PPGEE

Renan Matheus Soares da Silva

**MODELAMENTO DE GUIA DE ONDA ULTRACOMPACTO DE BAIXA PERDA
BASEADO EM CRISTAL FOTÔNICO COM CONFIGURAÇÃO EM ESPIRAL E
SERPENTINA**

Belo Horizonte

2023

Renan Matheus Soares da Silva

**MODELAMENTO DE GUIA DE ONDA ULTRACOMPACTO DE BAIXA PERDA
BASEADO EM CRISTAL FOTÔNICO COM CONFIGURAÇÃO EM ESPIRAL E
SERPENTINA**

Dissertação de mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Escola de Engenharia da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito para obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Área de Concentração: Sistemas de Computação e Telecomunicações.

Linha de Pesquisa: Antenas, Propagação de Ondas de Rádio e Eletromagnetismo Aplicado.

Orientador: Prof. Dr. Jhonattan Córdoba Ramírez

Belo Horizonte
2023

Silva, Renan Matheus Soares da.

S586m Modelamento de guia de onda ultracompacto de baixa perda baseado em cristal fotônico com configuração em espiral e serpentina [recurso eletrônico] / Renan Matheus Soares da Silva. – 2023.
1 recurso online (87 f. : il., color.) : pdf.

Orientador: Jhonattan Córdoba Ramírez.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal de Minas Gerais, Escola de Engenharia.

Bibliografia: f. 85-87.

Exigências do sistema: Adobe Acrobat Reader.

1. Engenharia elétrica – Teses. 2. Telecomunicações – Inovações tecnológicas – Teses. 3. Guias de ondas – Teses. 4. Fibras óticas – Teses. 5. Cristalografia ótica – Teses. 6. Fotônicos – Teses.
I. Córdoba Ramírez, Jhonattan. II. Universidade Federal de Minas Gerais. Escola de Engenharia. III. Título.

CDU: 621.3(043)



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
ESCOLA DE ENGENHARIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

FOLHA DE APROVAÇÃO

"Modelamento de guia de onda ultracompacto de baixa perda baseado em cristal fotônico com configuração em espiral e serpentina"

Renan Matheus Soares da Silva

Dissertação de Mestrado submetida à Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Escola de Engenharia da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica. Aprovada em 29 de setembro de 2023. Por:

Prof. Dr. Jhonattan Cordoba Ramirez
DELT (UFMG) - Orientador

Prof. Dr. Andrea Chiuchiarelli
DELT (UFMG)

Prof. Dr. Gilliard Nardel Malheiros Silveira
FEEC (UNICAMP)



Documento assinado eletronicamente por **Jhonattan Cordoba Ramirez, Professor do Magistério Superior**, em 02/10/2023, às 13:41, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Gilliard Nardel Malheiros Silveira, Usuário Externo**, em 02/10/2023, às 16:13, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Andrea Chiuchiarelli, Professor do Magistério Superior**, em 03/10/2023, às 13:33, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://sei.ufmg.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **2665419** e o código CRC **2D8A4991**.

Referência: Processo nº 23072.259221/2023-49

SEI nº 2665419

AGRADECIMENTOS

Primeiramente agradeço a Deus, pelas forças durante a trajetória da pesquisa e desenvolvimento do trabalho. Agradeço à minha família, em especial meus pais pelo apoio incondicional e aos amigos. Ao professor Dr. Jhonattan Córdoba Ramírez agradeço pela orientação, por todos os ensinamentos que contribuíram para meu crescimento acadêmico e pela oportunidade de ser seu orientado. A FAPEMIG, processo APQ-01602-21. E por último, a um dos principais valores da vida, a excelência.

RESUMO

O modelamento de guias de onda que requerem longo comprimento de interação é comumente demandado no campo da fotônica para diferentes aplicações. Este requisito pode exigir a diminuição das dimensões do dispositivo, que depende do processo de compactação do guia de onda em função de seu comprimento. Para isso, é usual a implementação de curvaturas no guia de onda. Em cristal fotônico (CF), alta perda na saída é comum quando curvaturas são implementadas no guia de onda. Este fenômeno é devido à reflexão indesejada, espalhamento e retropropagação. Assim, é incomum o desenvolvimento de guias de onda com longo comprimento em cristal fotônico devido à dificuldade de implementação das curvaturas no canal. O objetivo deste trabalho é o projeto de guias de ondas ultracompactos de baixa perda ($< 1\%$) com comprimento de aproximadamente 1 cm , implementados em cristal fotônico. O estudo é composto por cristal fotônico formado por silício no substrato e cavidades de ar dispostas em rede triangular, com propagação da luz no comprimento de onda igual 1550 nm . A geração das estruturas através do Gap de Banda Fotônica (*Photonic Band Gap* – PBG) se deu pelo método de Expansão de Onda Plana (*Plane Wave Expansion* – PWM), a largura de corte do guia de onda pelo Automodo de Diferenças Finitas (*Finite-Difference Eigenmode* – FDE) e os cálculos da transmissão pelo método de Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (*Finite-Difference Time-Domain* – FDTD). Inicialmente é proposto a geração das estruturas de cristal fotônico, respeitando parâmetros, como comprimento de onda de trabalho, materiais, distribuição das cavidades, largura de corte do guia de onda e as PBG calculadas. Para essas estruturas, calcula-se o perfil de transmissão de um guia de onda reto e posteriormente, com curvaturas implementadas. Com base nestes perfis, inicia-se o processo de modelamento do dispositivo. Primeiramente, através de supercavidades nas curvaturas para aumentar a transmissão média do guia de onda. Posteriormente, é apresentado o estudo da distância entre guias de onda paralelos, de modo a evitar perdas por acoplamento óptico. Dois métodos são apresentados para redução da área de ocupação do guia de onda através da configuração em espiral e serpentina com base nos resultados de modelamento. Uma forma de redução da largura do guia de ondas também será proposta. Simulações finais provam a possibilidade de projetar guias de onda com aproximadamente 1 cm de comprimento e baixa perda ($< 1\%$) em cristal fotônico, considerando os requisitos construtivos. Por fim, através dos métodos de compactação, foram modelados os guias de onda ultracompactos em configuração de espiral e serpentina para obtenção dos cristais fotônicos com dimensões de $\sim 210 \times 184\ (\mu\text{m})$ e $\sim 255 \times 188\ (\mu\text{m})$, respectivamente. Este trabalho contribui diretamente para novas pesquisas

que envolvam aplicações que requerem dispositivos formados por guia de onda de comprimento longo e baixa perda implementado em cristal fotônico, necessidade de acoplar dois dispositivos em *chip* utilizando guias de onda com curvatura e aplicações diversas, como amplificadores paramétricos, componentes utilizando multiplexação de comprimento de onda densa, regeneradores ópticos e construção de linhas de atraso de tempo real.

Palavras-chave: cristal fotônico; guia de onda; fotônica; baixa perda, ultracompacto.

ABSTRACT

The modeling of waveguides that require long interaction length is commonly demanded in the field of photonics for different applications. This requirement may require a reduction in the dimensions of the device, which depends on the waveguide compaction process depending on its length. To achieve this, it is common to implement curvatures in the waveguide. In photonic crystal (CF), high output loss is common when curvatures are implemented in the waveguide. This phenomenon is due to unwanted reflection, scattering and backpropagation. Therefore, the development of long waveguides in photonic crystals is uncommon due to the difficulty in implementing the curvatures in the channel. The objective of this work is the design of ultra-compact low-loss waveguides ($<1\%$) with a length of approximately 1 cm, implemented in photonic crystal. The study is composed of a photonic crystal formed by silicon on the substrate and air cavities arranged in a triangular lattice, with light propagation at a wavelength of 1550 nm. The structures were generated through the Photonic Band Gap (PBG) using the Plane Wave Expansion (PWE) method, the cut-off of the waveguide using the Finite Difference Automode (Finite- Difference Eigenmode – FDE) and transmission calculations using the Finite-Difference Time-Domain (FDTD) method. Initially, the generation of photonic crystal structures is proposed, respecting parameters such as working wavelength, materials, cavities distribution, waveguide cut-off and calculated PBG. For these structures, the transmission profile of a straight waveguide is calculated and subsequently, with curvatures implemented. Based on these profiles, the device modeling process begins. Firstly, through supercavities in the curvatures to increase the average transmission of the waveguide. Subsequently, the study of the distance between parallel waveguides is presented, in order to avoid coupling losses. Two methods are presented for reducing the waveguide footprint through spiral and serpentine configuration based on the modeling results. A way of reducing the waveguide width will also be proposed. Final simulations prove the possibility of designing waveguides with approximately 1 cm in length and low loss ($<1\%$) in photonic crystal, considering the construction requirements. Finally, using compression methods, ultra-compact waveguides were modeled in a spiral and serpentine configuration to obtain photonic crystals with dimensions of $\sim 210 \times 184$ (μm) and $\sim 255 \times 188$ (μm), respectively. This work directly contributes to new research involving applications that require devices formed by a long-length low-loss waveguide implemented in a photonic crystal, the need to couple two devices on a chip using waveguides with curvature and various applications, such as parametric amplifiers, components

using dense wavelength multiplexing, optical regenerators and construction of real-time delay lines.

Keywords: photonic crystal; waveguide; photonics; low-loss, ultracompact.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 - Exemplos de CF 1D, 2D e 3D	17
Figura 4 - Estrutura dielétrica com simetria translacional discreta	26
Figura 5 - (a) CF de cilindros em (b) rede triangular e sua (c) rede recíproca	30
Figura 6 - (a) CF de estacas em (b) rede retangular e sua (c) rede recíproca	31
Figura 7 - Zona irreduzível de Brillouin	32
Figura 8 – PBG completo para modos TE e TM.....	33
Figura 9 - Raio e constante de rede em CF de rede triangular	34
Figura 10 – CF com guia de onda reto implementado	35
Figura 11 – CF com curvatura implementada no guia de onda.....	37
Figura 12 - Representação da célula de Kane S. Yee.....	41
Figura 13 – Guia de onda planar de silício sob dióxido de silício.....	43
Figura 14 – Intensidade do campo elétrico na seção do guia de onda planar.....	44
Figura 15 – Variáveis para cálculo da largura do guia de onda	47
Figura 16 – PBG de CF com $r = 0,3a$	48
Figura 17 - PBG de todos os CF estudados	49
Figura 18 – Largura de guia de onda mínimo e máximo proporcional à PBG.....	50
Figura 19 – Diagrama de modo TE em função da largura do guia de onda planar	51
Figura 20 - Seção transversal de CF em visão perspectiva	52
Figura 21 - Layout de simulação do guia de onda reto	52
Figura 22 - Taxa de transmissão no guia de onda reto para estruturas da Tabela 1	53
Figura 23 - Campo elétrico em guia de onda reto com largura de 400 nm e $r = 0,3a$	53
Figura 24 – Campo elétrico em guia de onda reto com largura de 370 nm e $r = 0,3a$	54
Figura 25 - Taxa de transmissão em guia de onda reto dos CF gerados	54
Figura 26 – Curvatura em guia de onda com (a) 5 e (b) 10 cavidades de distância.....	55
Figura 27 - Transmissão em função da variação da distância entre curvaturas	56
Figura 28 - Média da transmissão das estruturas da Tabela 1 com curvaturas	57
Figura 29 - Campo elétrico em guia de onda com curvatura de (a) 400 nm e (b) 410 nm de largura de guia de onda.....	58
Figura 30 - Média da transmissão em guia de onda com curvatura das estruturas geradas	58
Figura 31 - Design da supercavidade reta	60
Figura 32 - Média da transmissão para as estruturas da Tabela 1 com supercavidade reta	61
Figura 33 - Campo elétrico em guia de onda com supercavidade reta e 410 nm de largura.....	61

Figura 34 - Transmissão das estruturas geradas em guia de onda com supercavidade reta	62
Figura 35 - Design da supercavidade curvada.....	62
Figura 36 - Transmissão das estruturas da Tabela 1 com supercavidade curvada	63
Figura 37 - Campo elétrico em estrutura de $r = 0,3a$ e largura do guia de 410 nm com supercavidade curvada.....	63
Figura 38 - Transmissão das estruturas geradas com supercavidade curvada.....	64
Figura 39 - Layout de simulação da variação da distância entre guias de onda adjacentes	65
Figura 40 - Transmissão da variação do h para a largura de 380 nm	65
Figura 41 - Transmissão da variação de h para a largura de 420 nm no range 1	66
Figura 42 - Transmissão da variação de h para a largura de 420 nm no range 2	67
Figura 43 - Transmissão das variações de h para a largura de 380 nm por relação.....	67
Figura 44 - Transmissão das variações de h para a largura de 420 nm por relação.....	67
Figura 45 - Guia de onda central da forma em espiral	69
Figura 46 – Campo elétrico no guia de onda em forma de espiral (a) sem otimização, com (b) supercavidade reta e (c) curvada	70
Figura 47 - Guia de onda deduzido da forma em espiral.....	71
Figura 48 - Guia de onda na forma em serpentina	73
Figura 49 - Campo elétrico no guia de onda em forma de serpentina (a) sem otimização, com (b) supercavidade reta e (c) curvada.....	74
Figura 50 - Guia de onda deduzido da forma em serpentina.....	75
Figura 51 - Método de redução da largura do guia de onda reto.....	77
Figura 52 - Transmissão de guia de onda reto com largura reduzida para 326 nm	78
Figura 53 - Campo elétrico em guia de onda reto com largura reduzida para 326 nm	78
Figura 54 - Método de redução da largura do guia de onda na curvatura	79
Figura 55 – Campo elétrico em guia de onda com curvaturas com 326 nm de largura	79
Figura 56 - Campo elétrico em guia de onda com largura reduzida de 326 nm em forma de (a) espiral e (b) serpentina.....	80
Figura 57 - CF ultracompacto com guia de onda final em forma de espiral	81
Figura 58 - CF ultracompacto com guia de onda final em forma de serpentina	82

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

1D	Uma dimensão
2D	Duas Dimensões
3D	Três dimensões
CF	Cristal fotônico
A	Ampere
cm	centímetro
CMOS	<i>Complementary Metal-Oxide-Semiconductor</i>
dB	decibel
dBm	decibel-milliwatt
DWDM	<i>Dense Wavelength Division Multiplexing</i>
F	Faraday
FDE	<i>Finite-Difference Eigenmode</i>
FDTD	<i>Finite-Difference Time-Domain</i>
GVD	velocidade de grupo
Hz	Hertz
H	Henries
nm	nanômetro
OPA	<i>Optic Paramtric Amplifier</i>
PBG	<i>Photonic Band Gap</i>
PWM	<i>Plane Wave Expansion</i>
μm	micrômetro
Si	Silício
TE	transversal elétrico
TM	transversal magnético
V	Volt

LISTA DE SÍMBOLOS

λ	Comprimento de onda
∇	Del
\vec{D}	Deslocamento elétrico
\vec{B}	Densidade de fluxo magnético
ρ	Densidade de carga elétrica
\vec{E}	Campo elétrico
\vec{H}	Campo magnético
\vec{J}	Densidade de corrente elétrica
ϵ	Permissividade elétrica
ϵ_0	Permissividade elétrica no vácuo
μ	Permeabilidade magnética
μ_0	Permeabilidade magnética no vácuo
\vec{r}	Vetor de posição
ω	Frequência angular
n_r	Índice de refração
t	Tempo
∂	Derivada parcial
c	Velocidade da luz
\vec{k}	Vetor de onda
$\hat{\theta}$	Operador Hermitiano linear
a	Constante de rede
r	Raio da cavidade
\vec{a}	Vetor de rede primitivo
\vec{b}	Vetor primitivo da rede recíproca
\vec{G}	Vetor de rede recíproca
T_s	Operador de translação
\hat{y}	Direção
γ	Coefficiente de expansão
θ	Ângulo
Γ	Um de três vértices da zona de Brillouin

M	Um de três vértices da zona de Brillouin
K	Um de três vértices da zona de Brillouin
n	Número de banda
\bar{R}	Coefficiente de reflexão
L	Comprimento
\vec{g}	Vetor primitivo do espaço recíproco
n_{eff}	Índice efetivo
β	Constante de propagação
$\omega_{m\acute{a}x}$	Ponto de frequência de pico da PBG
$\omega_{m\acute{i}n}$	Ponto de frequência de vale da PBG
H_{Δ}	Altura do triangulo equilátero
w_{wg}	Largura do guia de onda
SiO_2	Dióxido de silício
d	Número de cavidades de distância entre curvaturas
h	Número de cavidades de distância entre guias de onda paralelos
\bar{T}	Média de transmissão
N_i	Níveis de guia de onda adicionados
\mathcal{L}	Comprimento de composição de estrutura
D	Deslocamento da linha de cavidades

Sumário

1	INTRODUÇÃO	17
1.1	CONTEXTUALIZAÇÃO	17
1.2	MOTIVAÇÃO E JUSTIFICATIVA	18
1.3	OBJETIVO	20
1.3.1	GERAL	20
1.3.2	ESPECÍFICO	20
1.4	CONTRIBUIÇÕES DO TRABALHO	21
1.5	ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	21
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....	22
2.1	EQUAÇÕES DE MAXWELL	22
2.2	PROBLEMA DE AUTOVALOR.....	25
2.3	MODELAMENTO DE GUIAS DE ONDA EM CRISTAL FOTÔNICO	26
2.3.1	SIMETRIA TRANSLACIONAL.....	26
2.3.2	TEOREMA DE BLOCH.....	27
2.3.3	ESTRUTURAS BIDIMENSIONAIS.....	28
2.3.4	DIAGRAMA DE BANDAS.....	32
2.3.5	GUIA DE ONDA RETO EM CRISTAL FOTÔNICO.....	34
2.3.6	GUIA DE ONDA COM CURVATURA EM CRISTAL FOTÔNICO	36
3	ANÁLISE NUMÉRICA.....	38
3.1	<i>PLANE WAVE EXPANSION (PWE)</i>	38
3.2	<i>FINITE-DIFFERENCE TIME-DOMAIN (FDTD)</i>	40
3.3	<i>FINITE DIFFERENCE EIGENMODE (FDE)</i>	42
4	SIMULAÇÕES NUMÉRICAS	44
4.1	GERAÇÃO DE CRISTAIS FOTÔNICOS	46
4.1.1	NORMALIZAÇÃO EM FUNÇÃO DA LARGURA DO GUIA DE ONDA	46
4.1.2	GERAÇÃO DOS CRISTAIS FOTÔNICOS	48
4.2	GUIA DE ONDA EM CRISTAL FOTÔNICO.....	50

4.2.1	CÁLCULO DA LARGURA DE CORTE DO GUIA DE ONDA	50
4.2.2	SIMULAÇÕES DO GUIA DE ONDA RETO.....	51
4.2.3	SIMULAÇÕES DO GUIA DE ONDA COM CURVATURA	55
4.3	MODELAMENTO DE GUIA DE ONDA	59
4.3.1	SUPERCAVIDADE RETA.....	60
4.3.2	SUPERCAVIDADE CURVADA	62
4.3.3	DISTÂNCIA ENTRE PISTAS	64
4.4	MÉTODOS DE COMPACTAÇÃO DE GUIA DE ONDA EM CRISTAL FOTÔNICO	68
4.4.1	CONFIGURAÇÃO EM ESPIRAL.....	68
4.4.2	CONFIGURAÇÃO EM SERPENTINA	73
4.5	GUIAS DE ONDA LONGOS E ULTRACOMPACTOS EM CRISTAL FOTÔNICO	76
4.5.1	REDUÇÃO DA LARGURA DO GUIA DE ONDA	76
4.5.2	GUIA DE ONDA FINAL EM CONFIGURAÇÃO DE ESPIRAL.....	81
4.5.3	GUIA DE ONDA FINAL EM CONFIGURAÇÃO DE SERPENTINA	81
5	CONSIDERAÇÕES FINAIS E DISCUSSÕES.....	83
	REFERÊNCIAS.....	85

1 Introdução

1.1 Contextualização

Cristais fotônicos (CF) são compostos por estruturas periódicas com variação do índice de refração n_r em uma, duas ou três dimensões. CF em uma dimensão (1D) são formados por estruturas dielétricas variadas em um único eixo de periodicidade e constantes na direção ortogonal. Em duas dimensões (2D) geralmente são formados por dielétricos no ar ou cavidades de ar inseridos em um dielétrico, comumente dispostas em redes quadráticas e triangulares. Já em três dimensões (3D), compreendem cubos, esferas ou buracos em diferentes disposições. As ondas ópticas interagem com os meios periódicos de maneira única nessas estruturas, principalmente quando a escala da periodicidade é da mesma ordem que a do comprimento de onda. Surgem então bandas espectrais nas quais as ondas de luz não podem se propagar através do meio, chamadas de *Photonic Band Gap* (PBG) [1].

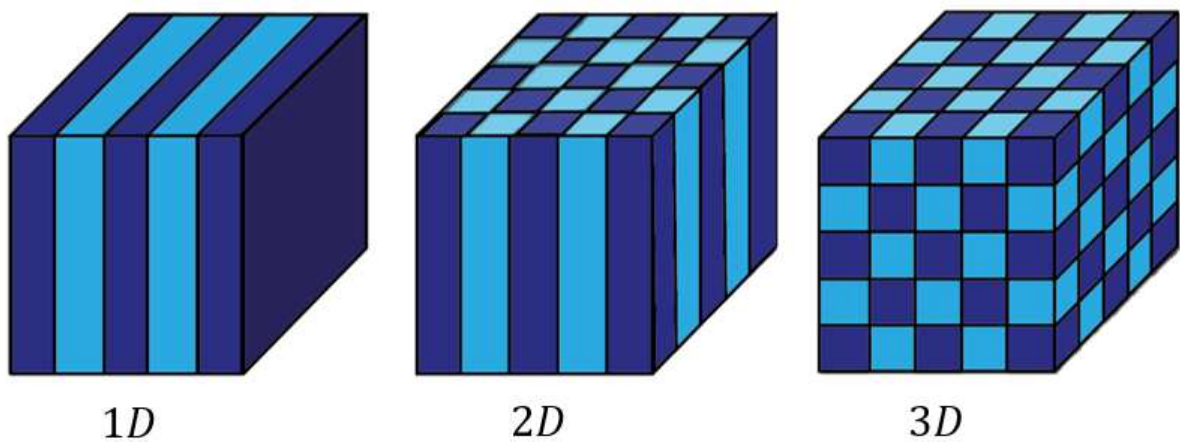


Figura 1 - Exemplos de CF 1D, 2D e 3D

A área dos dispositivos fotônicos baseados em CF começou a se desenvolver a partir de pesquisas desenvolvidas por Eli Yablonovitch em [2]. Demonstrou-se a manipulação da luz em estruturas periódicas e foi apresentada à comunidade científica a possibilidade de obter dispositivos baseados em CF, embora, estruturas de periodicidade 1D já fossem conhecidas e amplamente estudadas. A partir das descobertas de Eli Yablonovitch, os estudos iniciais foram dedicados a estruturas com periodicidade em 3D. Porém, estudos atuais mantêm preferência pela periodicidade em 2D devido ao modelamento relativamente simples, baixo custo computacional para simulações, facilidade de fabricação e por conterem as boas características

de CF com periodicidade em 3D, como PBG maiores, mas que possuem modelamento e fabricação mais complexos [3].

O que caracteriza um CF bidimensional é sua periodicidade ao longo de dois eixos e homogeneidade ao longo do terceiro eixo. As PBG aparecem no plano de periodicidade. Tendo como exemplo a periodicidade no eixo xy , dentro deste gap (lacuna) não é permitida a propagação da luz, no qual toda a onda incidente é refletida [23]. Estas estruturas podem ser distintas em três famílias: triangular, quadrada e hexagonal, conforme Figura 2. Podem ser formadas por orifícios de ar no material dielétrico ou estruturas de material dielétrico no ar [24].

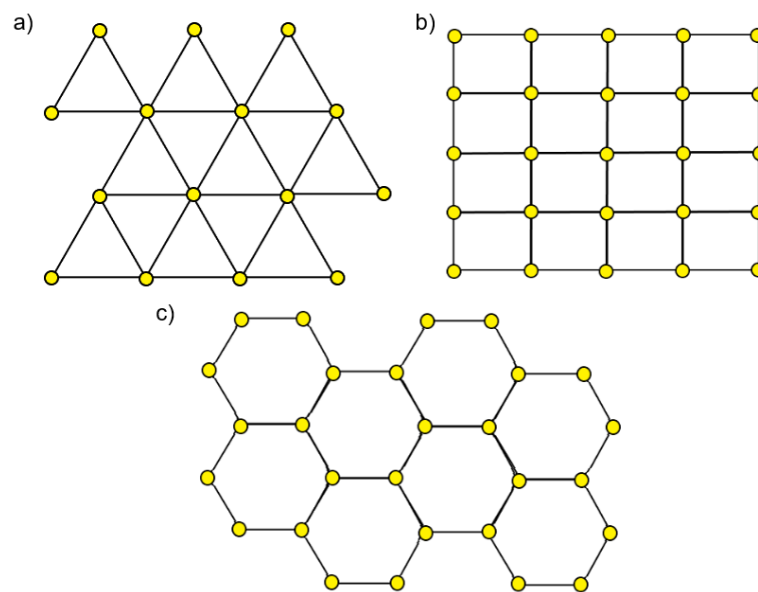


Figura 2 - Redes (a) triangular, (b) quadrada e (c) hexagonal

1.2 Motivação e justificativa

Aplicação dos CF se mostram úteis desde sua descoberta até o presente momento através de pesquisas recentes. Dispositivo lógico integrado de CF complementar com eficiente taxa de *clock*, mesmo comprimento de onda de entrada em sua saída e potência de saída apresentando os dois possíveis estados lógicos bem definidos é proposto [4]. Uma estrutura ultracompacta compatível com semicondutor de óxido de metal combinando uma plataforma óptica não linear e um guia de onda de CF obtendo no regime de baixa potência uma eficiência de conversão instantânea de -1 dB, amplificação paramétrica do sinal em 3 dB e ganho por comprimento de 333 dB/cm foi estudado [5]. Em telecomunicações, foi proposto uma estrutura ultracompacta baseada em CF para realizar a operação de demultiplexação para sistema de comunicação DWDM (*Dense Wavelength Division Multiplexing*), sendo obtido pela

primeira vez espaçamento de canal de 1 nm , valor médio de largura de banda de $0,45\text{ nm}$, com valores de $21,1\text{ dB}$ e 3488 para a média de diafonia e fator de qualidade (Q), respectivamente [6]. Em biosensoriamento, foi obtido um dispositivo em CF com periodicidade 1D para detecção de água em mistura de água com etanol [7], um biosensor para medição da concentração de glicose no corpo humano [8] e detecção de proteínas [9], além de DNA [10].

Visto isso, é notável que os principais avanços na fotônica utilizando guias de onda em CF são para aplicações que se baseiam em um comprimento de interação curto. No campo da fotônica, é comum o modelamento de dispositivos com guia de onda de comprimento longo para aplicações diversas. A redução da área total do dispositivo quando se implementa este requisito se faz necessário. Um dos métodos é a configuração de espiral, assim como em [11], onde foi projetado um espectrômetro. Outra proposta de compactação é através da configuração em serpentina, como proposto em [12], onde estudam a relação de dispersão, velocidade de grupo e dispersão da velocidade de grupo (GVD) da estrutura.

Dentre as aplicações para implementação destes requisitos, temos os amplificadores ópticos paramétricos (*Optical Parametric Amplifier* – OPA) como principal. Em [13], é apresentado um OPA com 25 cm de comprimento de guia de onda e ocupação de área de apenas $\sim 2,5\text{ mm}^2$ e ganho médio de aproximadamente 16 dB . Em [14], um OPA apresenta uma eficiência de conversão de pico de $5,2\text{ dB}$ em plataforma de silício sobre isolador (*Silicon on Insulator* – SOI). Este trabalho propicia a implementação de DWDM em um circuito totalmente integrado em silício, além de comutadores totalmente ópticos [15], regeneradores de sinal óptico [16] e fontes ópticas para tecnologia de informação quântica [17].

O comprimento do guia de onda pode atingir a casa dos metros dependendo da aplicação. Em [18], é fabricado guias de onda em espiral de 1 m , sendo estes elementos chave para construir linhas fotônicas de atraso em tempo real, além de ser aplicáveis em OPA, lasers de modo bloqueado dopado com terras raras [19] e tomografia de coerência óptica [20]. Em [21], 23 unidades de guia de onda em espiral em cascata compõem um guia de onda de $1,42\text{ m}$ de comprimento, composto por Si_3N_4 , em uma área de 23 mm^2 , promovendo um ganho de 20 dB para uma potência de sinal de bombeio de $34,4\text{ dBm}$.

Em CF, temos em [22], perdas de propagação e curvatura tão pequenas quanto $< 0,1\text{ dB/cm}$ e $0,2\text{ dB}$ por curvatura, respectivamente, foram alcançadas na banda de $0,3\text{ THz}$. Também foram desenvolvidos links de terahertz de $1,5\text{ Gbit/s}$ e foi demonstrada uma transmissão de vídeo de alta definição não compactada sem erros usando um guia de onda de CF com comprimento de até 50 cm e até 28 curvaturas graças às propriedades de baixa perda

obtida. Porém, as aplicações citadas anteriormente não são comumente estudadas em CF, devido aos desafios impostos pela alta reflexão das curvaturas. Sendo assim, há necessidade eminente de se modelar dispositivos totalmente ópticos cada vez mais compactos em CF. Porém, há aplicações que demandam um longo comprimento de interação no guia de onda. Por isso, o estudo de compactação do guia de onda em configurações ultracompactas se torna necessário. Esses métodos requerem o modelamento de guias de onda que permitam a propagação total das ondas de luz mesmo após passarem por diversas curvaturas.

1.3 Objetivo

1.3.1 Geral

Este trabalho tem como objetivo geral o modelamento de guias de onda com longo comprimento de interação óptica de aproximadamente 1 *cm*, mantendo baixa perda ($\sim 0\%$) e alta transmissão ($\sim 100\%$). O estudo também visa a obtenção da máxima redução da área efetiva ocupada pelo guia de onda no dispositivo final, de forma a adotar guias de onda de configuração ultracompactas.

1.3.2 Específico

De forma a atingir os objetivos gerais, é necessário garantir sucesso em alguns processos durante o desenvolvimento do trabalho. Inicialmente, é preciso conhecer todas as estruturas possíveis em função da PBG e comprimento de onda de trabalho, garantindo que as simulações subsequentes atinjam todas as possibilidades. Deve-se garantir que a largura do guia de onda nessas estruturas permita apenas a propagação do modo fundamental. Por isso, o cálculo da largura de corte do guia de onda faz parte do processo do modelamento.

Estudar o perfil de transmissão em guia de onda reto e com curvatura pela simples remoção de cavidades é um dos objetivos específicos. Com essa análise, é possível identificar as estruturas que possuem baixa perda e implementar diferentes configurações de guia de onda no CF. Em paralelo, teve-se como meta identificar a distância mínima de modo a minimizar o acoplamento óptico entre guias de onda paralelos e evitar a diafonia (*crosstalk*) no canal.

Naturalmente há perdas de transmissão quando curvaturas são inseridas em guia de onda em um CF, reduzindo o número de possibilidades de estruturas. Por isso, uma das

finalidades foi o modelamento das curvaturas através de supercavidades para aumento do perfil de alta transmissão e redução de perdas por reflexão indesejada. Nesta vertente, uma supercavidade da pesquisa bibliográfica foi apresentada e um novo design foi testado como alternativa. Portanto, devido a necessidade de compactação do guia de onda longo, teve-se como objetivo a apresentação de métodos de compactação, em configuração de espiral e serpentina. Além disso, como guias de onda de longo comprimento de interação requerem controle da dispersão, objetivou-se também a redução da largura do guia de onda para que atenda a este requisito em caso de adoção de regime não linear. Por fim, objetiva-se que os resultados a serem dispostos auxiliem no desenvolvimento de novas aplicações em CF.

1.4 Contribuições do trabalho

As contribuições deste trabalho se iniciam pela revisão bibliográfica sobre modelamento e análise numérica de CF. Todo o desenvolvimento do trabalho conduz uma metodologia de modelamento e projeto de guia de onda em CF. Se inicia pela forma de geração de todas as estruturas possíveis com base na PBG. Resultados da transmissão em guia de onda reto e com curvatura para todas as estruturas permitem o desenvolvimento eficaz e ágil de novos projetos com base nos perfis de transmissão calculados. Modelamento de curvatura traz também resultados gerais como contribuição, através das supercavidades estudadas, em paralelo ao estudo de acoplamento óptico entre guias de onda adjacentes. São estudos inovadores no campo dos CF. Forma de redução da largura do guia de onda para larguras não comportadas pela PBG também é apresentado, além de configurações de compactação de guias de onda.

1.5 Organização do trabalho

Este trabalho foi dividido em 4 capítulos majoritários. O 1º apresenta a introdução do trabalho. O 2º descreve uma revisão bibliográfica sobre CF através de uma fundamentação teórica. O 3º aborda as análises numéricas com os métodos matemáticos de cálculo utilizado. O 4º descreve todas as simulações e requisitos técnicos que compõe o processo de obtenção de um guia de onda de longo comprimento de interação óptica ultracompacto baseado em CF. Ao fim, apresenta-se as considerações finais e discussões como forma de conclusão do trabalho.

2 Fundamentação Teórica

Este capítulo tem como objetivo apresentar todo o embasamento teórico do trabalho desenvolvido. É iniciado pelo desenvolvimento das equações de Maxwell para a estrutura de um CF e, posteriormente, apresentado todas as especificidades gerais que contemplam o estudo de CF como o problema de autovalor, simetria translacional, teorema de Bloch, rede recíproca, a estrutura do CF 2D, Zona de Brillouion e o diagrama de bandas.

2.1 Equações de Maxwell

O estudo da propagação da luz em CF foi realizado tendo como ponto de partida as quatro equações macroscópicas de Maxwell no material:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (4)$$

onde \vec{E} é o campo elétrico (V/m), \vec{H} o campo magnético (A/m), \vec{D} o deslocamento elétrico (C/m^2), \vec{B} a densidade de fluxo magnético (Wb/m^2), ρ a densidade de carga elétrica (C/m^3) e \vec{J} a densidade de corrente elétrica (A/m^2). As relações constitutivas para a formulação, são

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \quad (5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (6)$$

onde ε é a permissividade elétrica e μ a permeabilidade magnética no meio e para o vácuo temos ε_0 ($8,854 \times 10^{-12} F/m$) e μ_0 ($4\pi \times 10^{-7} H/m$). O desenvolvimento matemático descrito se restringe à propagação da luz no interior de um meio dielétrico misto, formado por regiões de material dielétrico homogêneo em função do vetor posição \vec{r} no eixo cartesiano, assim como demonstrado na Figura 2. A estrutura não varia em função do tempo e não existe cargas ou correntes livres presentes, assumindo $\rho = 0$ e $\vec{J} = 0$.

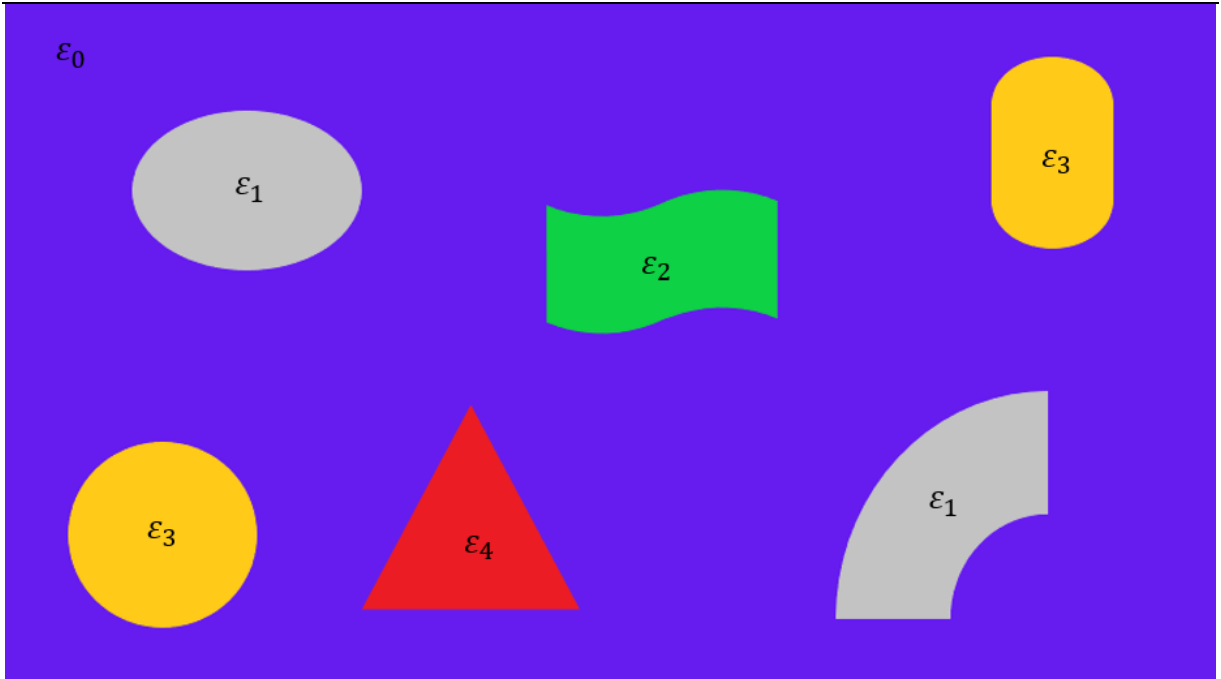


Figura 3 - Meio dielétrico misto com regiões de material dielétrico homogêneo

Como é considerado o meio dielétrico, usa-se as seguintes aproximações. Primeiro, que as intensidades de campo são pequenas de modo a considerarmos o regime linear. Segundo, assume-se que o material é isotrópico e macroscópico, relacionando $\vec{E}(\vec{r}, \omega)$ e $\vec{D}(\vec{r}, \omega)$ com ϵ_0 multiplicado por uma função dielétrica escalar $\epsilon(\vec{r}, \omega)$, chamada de permissividade relativa. Aqui, temos que ω é a frequência angular. Terceiro, é ignorado a dependência da frequência explícita da constante dielétrica e em quarto, tratar $\epsilon(\vec{r})$ como puramente real e positiva [23].

Após as aproximações, temos $\vec{D}(\vec{r}) = \epsilon_0 \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r})$. Para a maioria dos meios dielétricos temos que $\mu(\vec{r}) \approx \mu_0$ e, então, assumimos (6) seja $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$. Neste caso ϵ é obtido através do quadrado do índice de refração do meio n_r em $n_r = \sqrt{\epsilon\mu}$. Assumido todas as considerações e relacionando os campos com as relações constitutivas adequadas, as equações de Maxwell (1), (2), (3) e (4), tornam-se respectivamente:

$$\nabla \cdot [\epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t)] = 0, \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0, \quad (8)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (9)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t}. \quad (10)$$

Os campos \vec{E} e \vec{H} são funções de tempo e espaço e como as equações de Maxwell são lineares, podemos expandir os campos em um conjunto de modos harmônicos, separando a dependência temporal da espacial na forma complexa:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t}, \quad (11)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{-i\omega t}. \quad (12)$$

Inserindo as equações (11) e (12) em (7) e (8) respectivamente, obtemos as soluções (13) e (14), que garantem a ausência de fontes e campo magnético no meio. Para encontrar a equação que descreve os modos para uma dada frequência, deve-se inserir (11) e (12) em (9) e (10), obtendo (15) e (16), sendo

$$\nabla \cdot [\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r})] = 0, \quad (13)$$

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}) = 0, \quad (14)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}) = i\omega\mu_0\vec{H}(\vec{r}), \quad (15)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}) = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}). \quad (16)$$

Para encontrarmos a equação (17), primeiro colocamos $\vec{E}(\vec{r})$ da equação (16) em evidência, substituímos esta função em (15) e posteriormente consideramos a velocidade da luz no vácuo $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$. O resultado possui dependência direta de $\vec{H}(\vec{r})$ em

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}). \quad (17)$$

Para uma estrutura periódica, por definição, a permissividade $\varepsilon(\vec{r})$, é uma função do espaço. A equação (17), juntamente com as equações (13) e (14), permite-nos encontrar os modos propagados de $\vec{H}(\vec{r})$ em função da frequência correspondente, respeitando o requisito de transversalidade. É possível obter (17) para obtenção dos modos propagados de $\vec{E}(\vec{r})$ colocando $\vec{H}(\vec{r})$ em evidência na equação (15) e substituindo em (16)[23], gerando a equação

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(\vec{r}) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}). \quad (18)$$

Posteriormente, isso se fará presente no diagrama de bandas do CF e nos permitirá visualizar os modos que propagam no interior do cristal e verificar a faixa de frequência na qual não há propagação da luz na direção do vetor de onda \vec{k}_y do CF, também chamada de PBG. A seção 3.1 irá apresentar através do método PWM, como o diagrama de bandas com os modos propagados é obtido através da solução das equações (17) e (18) utilizando o campo elétrico e permissividade dielétrica reescritos e inseridos na equação de Helmholtz.

2.2 Problema de Autovalor

Conforme indicado na seção anterior, a definição das equações de Maxwell que descrevem os modos harmônicos em um meio dielétrico é (17), solução dada pela equação na forma diferencial para $\vec{H}(\vec{r})$. O problema pode ser definido como um problema de autovalor quando trabalhamos a equação (17), através de uma série de operações em função de $\vec{H}(\vec{r})$. Se $\vec{H}(\vec{r})$ é descrito como um modo eletromagnético admissível, o resultado será uma constante multiplicada pela própria função $\vec{H}(\vec{r})$. Esta situação sendo satisfeita, temos que a função que está sendo multiplicada pela constante é chamada de autofunção ou autovetor do operador e a constante nomeada como autovalor [23]. Conforme indicado pela equação (19), utilizamos o operador $\hat{\theta}$ atuando em $\vec{H}(\vec{r})$ na equação (17) para torná-lo um problema de autovalor:

$$\hat{\theta}\vec{H}(\vec{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{H}(\vec{r}). \quad (19)$$

Identificamos $\hat{\theta}$ como o operador diferencial que realiza a operação de rotacional, dividido pela permissividade do meio e assumindo o rotacional novamente:

$$\hat{\theta}\vec{H}(\vec{r}) = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right). \quad (20)$$

Sendo assim, o operador $\hat{\theta}$ é definido como $\hat{\theta} \equiv \nabla \times ((1/\varepsilon(\vec{r}))\nabla \times)$ e descrito na literatura como o operador Hermitiano linear. Nessas condições, as soluções do problema são dadas pelos autovetores e pelos autovalores deste operador [24]. Os autovetores $\vec{H}(\vec{r})$ são os padrões espaciais dos modos harmônicos citados no primeiro parágrafo desta seção, e os autovalores $(\omega/c)^2$ são proporcionais ao quadrado das frequências dos modos.

2.3 Modelamento de guias de onda em cristal fotônico

2.3.1 Simetria translacional

CF são estruturas que possuem simetria translacional discreta devido à sua periodicidade. As translações de quaisquer distâncias para estas estruturas fotônicas são múltiplas de algum comprimento com valor fixado, sendo a este comprimento de passo básico ilustrado na Figura 4. Esta distância constante é composta pela periodicidade de unidades estruturais em um ou mais eixos. Ao passo que ocorre uma translação, o arranjo periódico da estrutura se mantém intacto ao inicial. Este comprimento de passo básico em CF é chamado de constante de rede e o vetor de passo básico é de vetor de rede primitivo [23].

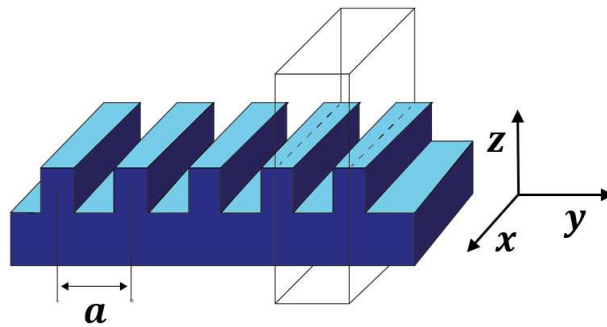


Figura 2 - Estrutura dielétrica com simetria translacional discreta

Considerando um sistema teórico formado por uma estrutura conforme indicado na Figura 4. Este sistema é composto por uma simetria translacional discreta na direção \hat{y} , na qual a permissividade é periódica, simetria translacional contínua na direção \hat{x} , período a e vetor de rede primitivo $\vec{a} = a\hat{y}$. Assim, temos:

$$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{R}), \quad (21)$$

onde $\vec{R} = la\hat{y}$ e l é um inteiro. A equação (21) descreve uma translação discreta, que pode ser formalmente denotado por um operador T_S que trabalha conforme

$$T_S\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{a}) = \varepsilon(\vec{r}). \quad (22)$$

Com isso, podemos identificar os modos do operador $\hat{\theta}$ como autofunções simultâneas do operador de translação T_s . Como o sistema é invariante sob a aplicação do operador T_s , deve ser uma simetria do sistema. O operador de translação discreta T_s deve comutar com o operador $\hat{\theta}$ na equação (20), obtendo como resultado, as autofunções da equação principal que devem ser autofunções simultâneas de ambos os operadores [25].

2.3.2 Teorema de Bloch

Considerando o sistema descrito na seção anterior pela Figura 4, contemplado por uma estrutura que possui uma unidade dielétrica repetida na direção \hat{y} , formada por um retângulo, também conhecida como célula unitária. Neste sistema, a célula unitária é formada por uma placa em xz de material dielétrico, com largura ou constante de rede a .

Devido as simetrias translacionais, o operador $\hat{\theta}$ deve comutar com todos os operadores de translação T_s , tanto os da direção \hat{x} como para os vetores de rede $\vec{R} = la\hat{y}$ na direção \hat{y} . Conforme indicado na seção 2.3.2, é possível identificar os modos de $\hat{\theta}$ como autofunções simultâneas de ambos os operadores de translação T_s . Essas autofunções são as seguintes ondas planas:

$$T_{d\hat{x}}e^{i\vec{k}_xx} = e^{i\vec{k}_x(x-d)} = \left(e^{-i\vec{k}_xd}\right)e^{i\vec{k}_xx}, \quad (23)$$

$$T_{\vec{R}}e^{i\vec{k}_yy} = e^{i\vec{k}_y(y-la)} = \left(e^{-i\vec{k}_yla}\right)e^{i\vec{k}_yy}. \quad (24)$$

É possível classificar os modos especificando k_x e k_y , porém, nem todos os valores de \vec{k}_y produzem autovalores diferentes. Considerando dois modos de vetor de onda \vec{k}_y e $\vec{k}_y + 2\pi/a$, é possível validar que ambos possuem os mesmos autovalores $T_{\vec{R}}$ após inseri-los na equação (24). Todos os modos com vetores de onda $\vec{k}_y + m(2\pi/a)$, sendo m um número inteiro, possuem o mesmo autovalor $T_{\vec{R}}$ de $e^{-i\vec{k}_yla}$, formando assim, um conjunto degenerado. Aumentar \vec{k}_y por um múltiplo inteiro de $b = 2\pi/a$ não altera o estado descrito. Chamamos $\vec{b} = b\hat{y}$ de vetor primitivo da rede recíproca.

Desde que qualquer combinação linear dessas autofunções degeneradas seja ela mesma, uma autofunção com o mesmo autovalor, pode-se fazer combinações lineares dos modos originais para defini-los da forma

$$\begin{aligned}\vec{H}_{\vec{k}_x, \vec{k}_y}(\vec{r}) &= e^{i\vec{k}_x x} \sum_m \gamma_{\vec{k}_y, m}(z) e^{i(\vec{k}_y + mb)y} = e^{i\vec{k}_x x} e^{i\vec{k}_y y} \sum_m \gamma_{\vec{k}_y, m}(z) e^{imby}, \\ \vec{H}_{\vec{k}_x, \vec{k}_y}(\vec{r}) &= e^{i\vec{k}_x x} e^{i\vec{k}_y y} u_{\vec{k}_y}(y, z)\end{aligned}\quad (25)$$

No desenvolvimento acima os γ 's representam os coeficientes de expansão a serem determinados por solução explícita e $u(y, z)$ é uma função periódica na direção \hat{y} . Por análise, na equação (25), pode-se verificar que $u(y + la, z) = u(y, z)$.

A periodicidade discreta na direção \hat{y} leva a uma dependência de \hat{y} com \vec{H} que é simplesmente o produto de uma onda plana com uma função periódica \hat{y} . Pode-se considerá-la como uma onda plana, como no espaço livre, mas sendo modulada por uma função periódica devido à rede periódica como

$$\vec{H}(\dots, y, \dots) \propto e^{ik_y y} u_{k_y}(y, \dots). \quad (26)$$

Este resultado é chamado de teorema de Bloch, conhecido como estado de Bloch na física do estado sólido e como um modo de Floquet na mecânica. Importante mencionar que o estado de Bloch com vetor de onda \vec{k}_y e $\vec{k}_y + mb$ são idênticos, onde os \vec{k}_y 's que diferem por múltiplos inteiros de $b = 2\pi/a$ não são distintos. Finalmente, as frequências dos modos também devem ser periódicas em \vec{k}_y , portanto $\omega(\vec{k}_y) = \omega(\vec{k}_y + mb)$. É necessário considerar apenas que \vec{k}_y se encontra no intervalo $-\pi/2 < \vec{k}_y \leq \pi/2$. Essa região de valores importantes e não redundantes de \vec{k}_y é chamada de zona de Brillouin [23].

2.3.3 Estruturas bidimensionais

Na seção anterior utilizamos o teorema de Bloch para descrever um modo eletromagnético como uma onda plana que é modulada por uma função periódica $u(\vec{r})$, sendo que a função u compartilha a mesma periodicidade que o CF. Além disso, precisamos considerar apenas os vetores de onda \vec{k} que estão em uma determinada região da rede recíproca chamada de zona irreduzível de Brillouin. Portanto, é necessário determinar esta rede recíproca e seus respectivos vetores de rede recíproca.

Primeiramente, quando estamos construindo uma determinada função periódica de rede f composta por ondas planas, torna-se necessário utilizar essas ondas planas com vetores

de onda \vec{q} , onde $\exp(i\vec{q} \cdot \vec{R}) = 1$ para todo \vec{R} , ou de forma equivalente, $\vec{q} \cdot \vec{R} = 2\pi N$, sendo N um número inteiro. Esses vetores \vec{q} são comumente chamados de vetores de rede recíproca e geralmente são descritos pela letra \vec{G} .

Para determinarmos todos os vetores de rede recíprocos \vec{G} de uma rede com conjunto de vetores de rede \vec{R} , precisamos encontrar todo \vec{G} para que $\vec{G} \cdot \vec{R}$ seja múltiplo inteiro de 2π para cada \vec{R} . Conforme já mencionado, sabe-se que todo vetor de rede \vec{R} pode ser descrito pelos seus vetores de rede primitivos, que são os menores vetores que formam a rede recíproca, apontando de um ponto de rede para o outro. Para exemplificação, considerar uma rede cúbica simples com constante de rede a , os vetores \vec{R} seriam todos formados por $\vec{R} = la\hat{x} + ma\hat{y} + pa\hat{z}$, onde l, m e p são números inteiros. Os vetores da rede primitiva são chamados de \vec{a}_1, \vec{a}_2 e \vec{a}_3 pela literatura, não precisando possuir comprimento unitário.

A rede recíproca também é formada por um grupo de vetores primitivos \vec{b}_i , fazendo com que todo vetor de rede recíproca \vec{G} também possa ser descrito na forma $\vec{G} = l\vec{b}_1 + m\vec{b}_2 + p\vec{b}_3$. A exigência mencionada $\vec{G} \cdot \vec{R} = 2\pi N$ se resume na equação

$$\vec{G} \cdot \vec{R} = (l\vec{b}_1 + m\vec{b}_2 + p\vec{b}_3) \cdot (l'\vec{a}_1 + m'\vec{a}_2 + p'\vec{a}_3) = 2\pi N, \quad (27)$$

onde para todas as escolhas dos números inteiros l, m e p , deve valer para algum número.

Utilizando uma propriedade do produto vetorial, é possível construir os vetores de rede recíproca primitiva correlacionando com os vetores de rede primitiva, conforme as equações

$$\vec{b}_1 = \frac{2\pi\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)}, \quad (28)$$

$$\vec{b}_2 = \frac{2\pi\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)}, \quad (29)$$

$$\vec{b}_3 = \frac{2\pi\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)}. \quad (30)$$

Resumindo, quando é tomado a transformada de Fourier de uma função que é periódica em uma determinada rede, torna-se necessário apenas adicionar termos com vetores de onda que são vetores de rede recíprocos. Para construir os vetores de rede recíproca,

conforme indicado nas equações (28), (29) e (30), é tomado os vetores de rede primitivos para executar as operações [23].

Como mencionado na introdução, o trabalho será desenvolvido utilizando uma classe de estrutura fotônica periódica 2D de rede triangular que é caracterizada por um conjunto de orifícios cilíndricos paralelos colocados nos pontos da rede triangular, conforme ilustrado na Figura 5 (a). Como os pontos dos vetores da rede são assimétricos, com periodicidade nos eixos x e y , usamos dois vetores primitivos \vec{a}_1 e \vec{a}_2 para gerar a rede por meio do vetor da rede $\vec{R} = l\vec{a}_1 + m\vec{a}_2$. Para usar as equações (28), (29) e (30), podemos considerar um terceiro vetor \vec{a}_3 , na direção \hat{z} de qualquer comprimento, desde que o CF se mantenha homogêneo nessa direção. Define-se um vetor de posição $\vec{R} = (x, y)$ para que a função periódica $\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(x, y)$ satisfaça a relação de simetria translacional presente na equação (21).

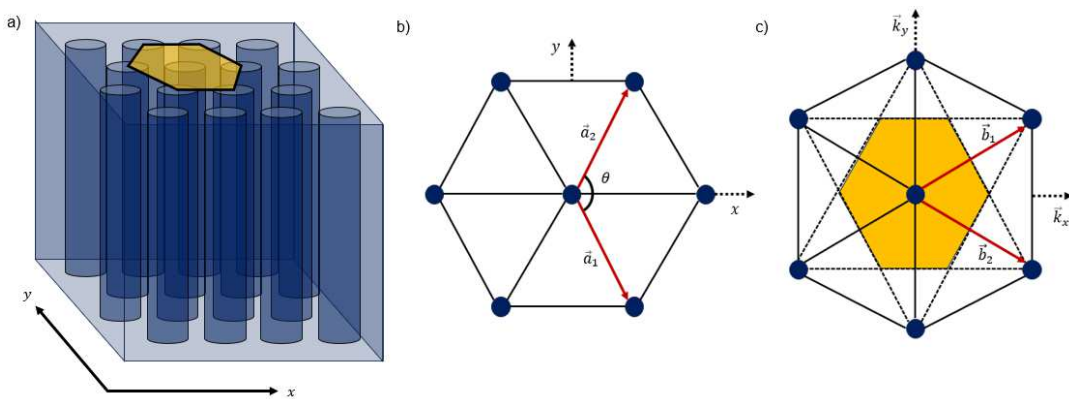


Figura 3 - (a) CF de cilindros em (b) rede triangular e sua (c) rede recíproca

Conforme já mencionado, a série 2D de Fourier de tal função é um conjunto de pontos em uma rede recíproca definida pelos vetores \vec{b}_1 e \vec{b}_2 , que são ortogonais a \vec{a}_1 e \vec{a}_2 , respectivamente. Devido a rede ser triangular, outra forma de definir as magnitudes dos vetores de rede recíproca é $\vec{b}_1 = 2\pi/\vec{a}_1 \sin\theta$ e $\vec{b}_2 = 2\pi/\vec{a}_2 \sin\theta$, sendo θ o ângulo entre \vec{a}_1 e \vec{a}_2 . A rede recíproca bidimensional também é uma rede triangular gerada pelo vetor $\vec{G} = l\vec{b}_1 + m\vec{b}_2$. Os vetores decompostos mencionados, assim como o ângulo θ estão ilustrados nas figuras Figura 5 (b) e Figura 5 (c).

De maneira semelhante, a Figura 6 (a) demonstra uma estrutura periódica 2D formada por hastes paralelas, onde tem-se a disposição retangular das hastes do cristal na Figura 6 (b). Para o caso de uma rede quadrada, os vetores de rede primitiva é $\vec{a}_1 = \vec{a}_2 = a$. A transformada de Fourier 2D dos pontos da rede é outro conjunto de pontos que formam uma rede recíproca com \vec{G} definido pelos períodos $\vec{b}_1 = 2\pi/\vec{a}_1$ e $\vec{b}_2 = 2\pi/\vec{a}_2$ [1].

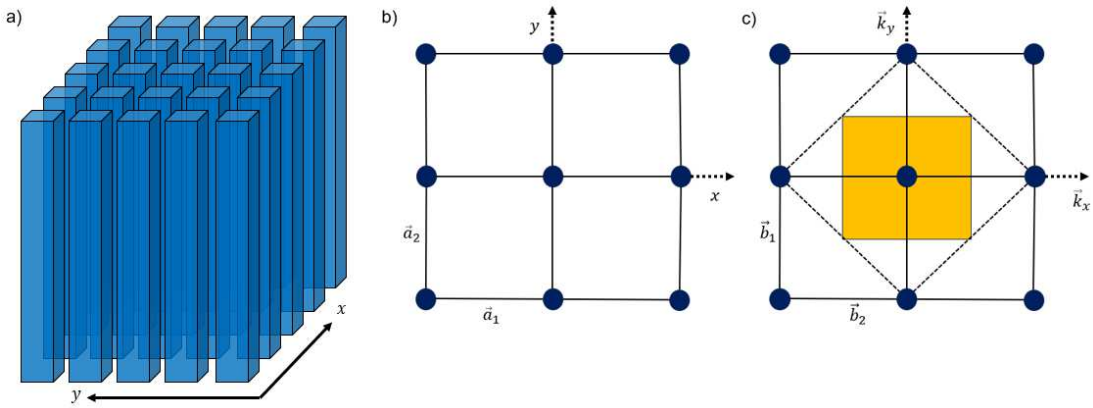


Figura 4 - (a) CF de estacas em (b) rede retangular e sua (c) rede recíproca

Sabe-se que é possível classificar os modos eletromagnéticos (EM) através de um vetor de onda \vec{k} devido à simetria translacional discreta do CF. Os modos podem ser definidos na forma Bloch, formada por uma onda plana modulada por uma função que compartilha a periodicidade da rede na seguinte forma:

$$\vec{G} \cdot \vec{R} = (l\vec{b}_1 + m\vec{b}_2 + p\vec{b}_3) \cdot (l'\vec{a}_1 + m'\vec{a}_2 + p'\vec{a}_3) = 2\pi N. \quad (31)$$

Devido à forma Bloch é possível que diferentes valores de \vec{k} não levem obrigatoriamente a modos diferentes. Assim, um modo com vetor de onda \vec{k} e outro modo com vetor de onda $\vec{k} + \vec{G}$ serão o mesmo modo se \vec{G} for um vetor da rede recíproca. O vetor de onda \vec{k} especifica a relação de fase entre várias células descritas por \vec{u} . Mesmo que \vec{k} possua incremento de \vec{G} e consequentemente a fase entre células seja incrementada por $\vec{G} \cdot \vec{r}$, sabemos que $\vec{G} \cdot \vec{r} = 2\pi N$ e que não há real diferença de fase. Portanto, é possível afirmar que o incremento \vec{G} em \vec{k} resulta no mesmo modo físico. Isso significa que há redundâncias nesta área, chamada de Zona de Brillouin, e que podemos focar o modelamento a uma zona finita no espaço recíproco, chamada de primeira Zona de Brillouin.

Sempre que um CF possui simetria de rotação, espelhamento ou inversão, as bandas de frequência $\omega_n(\vec{k}_y)$ apresentam redundâncias dentro da zona de Brillouin. Esse conjunto de operação de simetria é chamado de grupo de pontos do cristal e quando as funções $\omega_n(\vec{k}_y)$ possuem essa simetria, não se faz necessário considerá-las em todos os pontos \vec{k}_y da zona de Brillouin [23]. A menor área dentro da zona de Brillouin quando essa condição é satisfeita é chamada de zona de Brillouin irredutível [1].

Como exemplo, será obtido a primeira zona de Brillouin de uma rede triangular 2D, que será utilizada no desenvolvimento do dispositivo proposto, representada pela Figura 5. Sendo a a constante da rede, temos os vetores de rede $\vec{a}_1 = a/2(\hat{x} + \sqrt{3}\hat{y})$, $\vec{a}_2 = a/2(\hat{x} - \sqrt{3}\hat{y})$ no plano do eixo xy , e tomamos \vec{a}_3 tal que $\vec{a}_3 = c\hat{z}$ seja paralelo ao eixo z , com uma constante arbitrária c . Utilizando as equações (28) e (29), obtemos os vetores de rede recíproca $\vec{b}_1 = 2\pi/a(\hat{x} - \hat{y}/\sqrt{3})$ e $\vec{b}_2 = 2\pi/a(\hat{x} + \hat{y}/\sqrt{3})$ para construir a rede recíproca 2D, que novamente é uma rede triangular, mas com rotação de $\pi/2$ (90°) em relação à primeira e com espaçamento $4\pi/a\sqrt{3}$. A zona de Brillouin, conforme determinada pela Figura 5 (c), é um hexágono [23]. Como ilustrado pela Figura 7, bisseccionando \vec{b}_1 e \vec{b}_2 e seus equivalentes, obtemos a primeira zona de Brillouin, formada por três pontos de alta simetria e marcados como Γ , M e K [26].

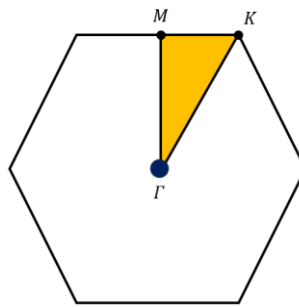


Figura 5 - Zona irreduzível de Brillouin

2.3.4 Diagrama de bandas

Foi descrito anteriormente que se pode classificar os modos por seus valores de onda \vec{k}_y e pode-se alinhá-los em ordem crescente de frequência para um determinado valor de \vec{k}_y . Seja n a localização de um modo específico na faixa de frequência crescente, de maneira que possamos identificar qualquer modo por seu nome exclusivo (\vec{k}_y, n) . Então, chamamos de n o número da banda. Chega-se assim à descrição dos modos de um CF. Basicamente são um conjunto de funções contínuas de valor $\omega_n(\vec{k}_y)$, indexadas em ordem crescente da frequência pelo número de banda n . Criando um gráfico de vetor de onda \vec{k}_y versus frequência do modo propagado para o plano ($\vec{k}_z = 0$), as diferentes bandas correspondem a diferentes linhas plotadas que aumentam uniformemente em função da frequência. Essa estrutura de banda é também chamada de diagrama de banda ou relação de dispersão. O diagrama de bandas será calculado numericamente através de (17) utilizando o método *Plane Wave Expansion* (PWE)

que será descrito na próxima seção. Implementar o estudo deste diagrama para um CF nos fornece as principais informações para prever suas propriedades ópticas.

Qualquer modo que se propaga paralelamente ao plano do eixo xy ($k_z = 0$) é invariante sob reflexões através deste plano. A simetria de reflexão do espelho permite a separação da equação de autovalor $\hat{\Theta}_{\vec{k}}$ em duas equações distintas, uma para cada polarização de campo. De modo geral, quando $\vec{H}_{\vec{k}}$ é perpendicular ao plano, $\vec{E}_{\vec{k}}$ é paralelo, e quando $\vec{E}_{\vec{k}}$ é perpendicular, $\vec{H}_{\vec{k}}$ é paralelo. Desta forma, podemos descrever os modos elétricos transversais (TE) com \vec{H} normal ao plano, $\vec{H} = H(\vec{\rho})\hat{z}$, e \vec{E} no plano, $\vec{E}(\vec{\rho}) \cdot \hat{z} = 0$. Já os modos magnéticos transversais (TM) se torna o inverso, onde $\vec{E} = E(\vec{\rho})\hat{z}$ e $\vec{H}(\vec{\rho}) \cdot \hat{z} = 0$ [23].

A título de exemplo, a Figura 8 representa o diagrama de bandas de uma determinada estrutura sendo destacado o *Photonic Band Gap* (PBG) completo para ambas as polarizações. Esta estrutura é configurada em um CF 2D, de meio homogêneo baseado em Silício (Si) de índice de refração $n_r = 3.4$, orifícios cilíndricos de ar com índice de refração $n_r = 1.0$, raio das cavidades de valor $r = 0.47a$, onde a é a constante de rede e organizados nos pontos de uma estrutura de rede triangular, como mostrado na Figura 9. Aqui consideramos o índice de refração $n_r = \sqrt{\epsilon}$. É calculado a relação de dispersão para modo transversal elétrico (TE) e transversal magnético (TM) viajando no eixo de periodicidade ($\vec{k}_z = 0$), representadas pelas linhas vermelhas e azuis, respectivamente. As frequências são dadas de forma normalizada.

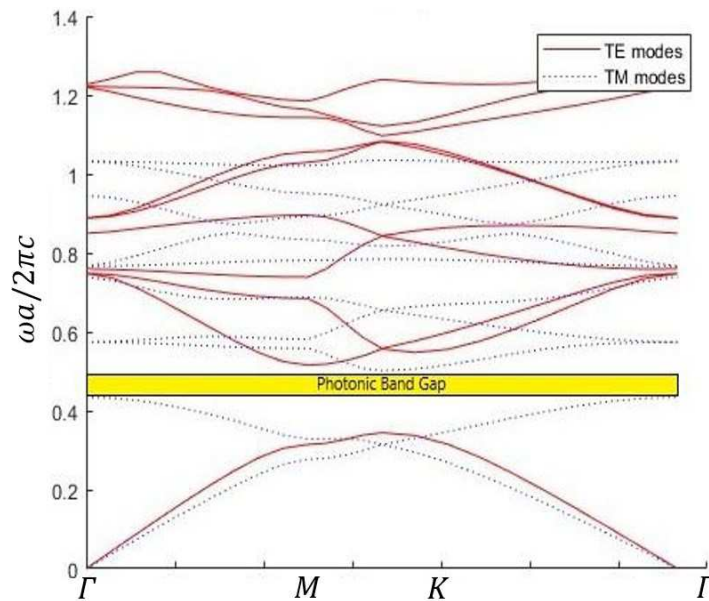


Figura 6 – PBG completo para modos TE e TM

As características do diagrama de bandas e conseqüentemente da PBG dependem diretamente dos parâmetros da estrutura, como estrutura da rede, materiais envolvidos e parâmetros da rede. Nesta estrutura é possível uma curta PBG completa para ambas as polarizações devido as propriedades do Silício e do raio escolhido. Porém, é comum que CF baseadas em rede triangular tenham maior propensão a PBG amplos para a polarização TE e não TM, diferentemente das estruturas de rede quadrada, que criam PBG amplos na polarização TM e não TE. A diferença entre a permissividade dielétrica dos dois meios também é um fator importante para as características do diagrama de bandas. O terceiro parâmetro importante é a relação r/a , que influencia principalmente na posição e largura da PBG [24]. Este contraste originário da relação r/a será demonstrado posteriormente neste documento para o silício (Si).

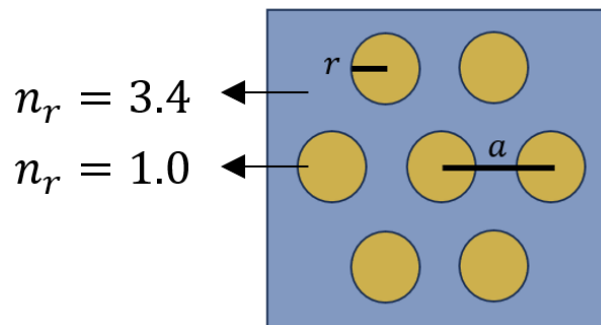


Figura 7 - Raio e constante de rede em CF de rede triangular

2.3.5 Guia de onda reto em cristal fotônico

Um guia de onda pode ser criado pela introdução de defeito em linha através da remoção de cavidades em CF com periodicidade bidimensional. Um CF 2D compreendendo um conjunto de orifícios cilíndricos paralelos, inseridos em um material dielétrico nos pontos de uma rede triangular periódica, exibe um gap fotônico completo para ondas que viajam em direções paralelas ao plano de periodicidade (normal aos orifícios cilíndricos – eixo z). O guia de onda é definido pela linha de cavidades ausentes. Um exemplo pode ser visto na Figura 10, onde uma linha de cavidades foi removida ao longo da direção do eixo y . Uma onda que é inserida no guia de ondas em frequências que compreendem o intervalo fotônico criado pela PBG não vaza para o meio periódico circundante, de modo que a luz é guiada através do guia de ondas [1].

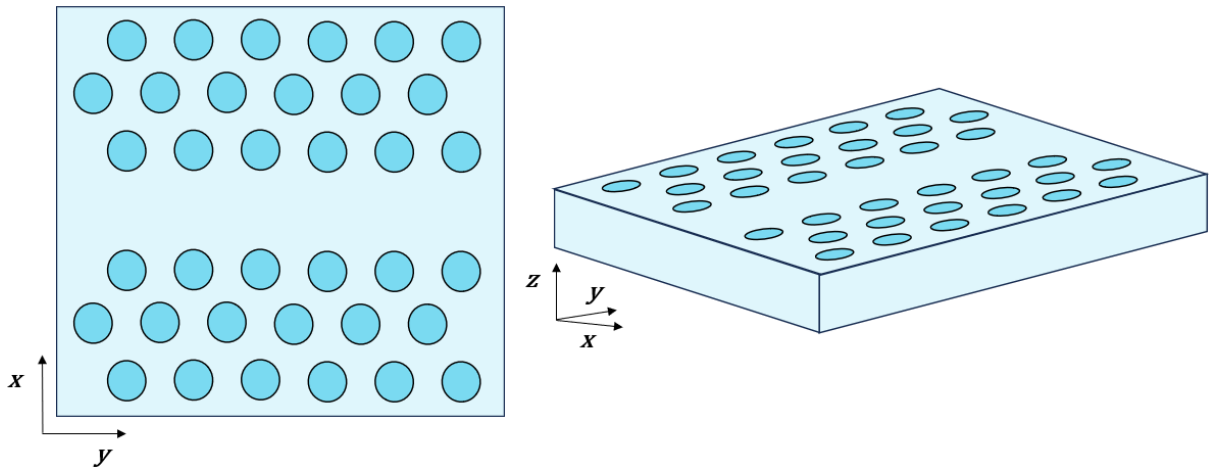


Figura 8 – CF com guia de onda reto implementado

CF com defeito em linha ainda possuem uma direção dentro do plano para a qual a simetria translacional discreta é preservada. Neste caso, é a direção do eixo y . Assim, o vetor de onda correspondente \vec{k}_y ainda é uma quantidade conservada. Também mantivemos a simetria translacional contínua em z . Segue-se que \vec{k}_z é conservado e podemos nos restringir à propagação no plano ($\vec{k}_z = 0$). Para um defeito de linha ou guia de onda reto, consideramos o comportamento do modo não apenas em função da frequência, mas também em função de seu vetor de onda \vec{k}_y . Podemos verificar esta analogia no próprio diagrama de bandas da Figura 8.

Um modo guiado precisa apenas ter uma combinação (\vec{k}_y, ω_0) não permitida no cristal devido à PBG, não sendo necessário que apenas ω_0 seja proibido. Isso indica que não necessariamente precisa-se ter uma PBG completa para a criação de um guia de onda reto, apenas uma combinação entre frequência e vetor de onda. Para testar a existência de um modo guiado, escolhe-se uma combinação específica (\vec{k}_y, ω_0) e verifica-se a existência de algum \vec{k}_x que implementa o modo em uma banda. Quando possível identificar uma banda n tal que $\omega_0 = \omega_n(\vec{k}_x, \vec{k}_y)$ por uma escolha adequada de \vec{k}_x , então, existe pelo menos um estado estendido no CF com essa combinação (\vec{k}_y, ω_0). A tentativa de construção de um guia de onda reto através da remoção de uma linha de cavidades de um CF com esses parâmetros, faria com que o modo guiado não se mantivesse acoplado ao longo do guia de onda, causando espalhamento no interior do CF. Esse processo de selecionar um valor de \vec{k}_y (que é conservado) e examinar todos os possíveis \vec{k}_x (que não é mais conservado) é chamado de projeção da estrutura de banda do cristal infinito.

Guias de onda dielétricos convencionais conduzem a luz através do mecanismo de guia de índice pela reflexão interna total da luz, mas esse mecanismo pode confinar a luz apenas dentro de uma região de ϵ superior. Em contrapartida, o mecanismo de guia da luz em CF 2D é o gap do cristal circundante propiciado pela PBG, que é independente das propriedades do material que preenche o núcleo. Essa característica é importante para várias aplicações nas quais é desejável reduzir as interações, como absorção ou não linearidade, entre a luz e os materiais dielétricos.

A implementação de um guia de onda reto, removendo apenas uma linha única de cavidades em um CF formado por silício e cavidades de ar, em sua grande maioria, resultará em um guia de onda de modo único, que tem a propriedade de haver no máximo um modo guiado em uma determinada frequência. A remoção de várias linhas, tende a resultar em um guia de onda multimodo. Estes são geralmente indesejáveis para aplicações que envolvem transmissão de informações, porque se os sinais puderem se propagar com mais de uma velocidade (v_g), ocorre um fenômeno chamado de dispersão modal, onde os modos se misturam. Para estimar a largura necessária de um guia de onda monomodo, pense no guia de onda como um espaço vazio entre duas paredes perfeitamente refletoras [23]. Essa caracterização é estimada através do estudo da largura de corte do guia de onda, conforme será explicado na seção 2.3.8.

2.3.6 Guia de onda com curvatura em cristal fotônico

Para obter uma estrutura fotônica ultracompacta, é necessário otimizar o espaço do dispositivo. Um elemento essencial neste processo de otimização é a curvatura no guia de onda, que realiza a junção entre dois guias de onda retos. Este mecanismo promove a viabilidade em projetar um guia de onda em forma de serpentina e conseqüentemente, compactar o CF para a menor área de dispositivo possível. Tendo isso em vista, faz-se necessário a engenharia de otimização.

Quando é implementado uma curva em um guia de onda dielétrico comum, ou até mesmo dobrado, ocorre normalmente dois fenômenos. O primeiro, faz com que parte da luz seja refletida e já o segundo, com que parte da luz seja radiada. Em geral, quanto mais acentuada a curvatura de um guia de onda, maior será a perda por radiação. Por exemplo, para uma fibra óptica de baixo contraste, um raio de curvatura de alguns centímetros pode resultar em perda de radiação quase completa. Mas, quando temos um guia de onda de alto contraste em chip, a

perda por radiação pode ser baixa, mesmo quando o raio da curvatura esteja na escala do comprimento de onda utilizado.

A perspectiva se altera para um guia de onda em CF devido ao seu intervalo de banda propiciada pela PBG, proibindo perdas por radiação e fazendo com que seja necessário lidar apenas com as perdas provenientes de reflexão. É possível fazer com que a perda de reflexão seja zero, onde para determinados parâmetros da estrutura fotônica, seja obtido uma taxa de transmissão de 100%, ainda que o raio da curvatura seja menor que o comprimento de onda de trabalho [23].

Esse é um dos principais benefícios de se trabalhar com CF, que proporciona a possibilidade de se implementar guias de onda ultracompactos, adicionando curvaturas. No entanto, o comportamento modal é mais complexo que em um guia de onda reto em CF. Isso faz com que as possibilidades de estruturas em projeto para transmissão eficiente seja mais estreita para os guias de onda com curvatura [26].

Conforme mencionado, a natureza do guiamento da luz nessas estruturas possibilita a implementação de curvas em guias de onda na estrutura baseada em CF. A obtenção desse tipo de guia de onda é através da inserção de defeitos em linha, removendo fileiras de cavidades do cristal. Como exemplo, a Figura 11 demonstra um CF em rede triangular, onde a curva é obtida especificamente pela omissão de duas linhas na direção ΓK , formando assim, uma curva de 120° [24].

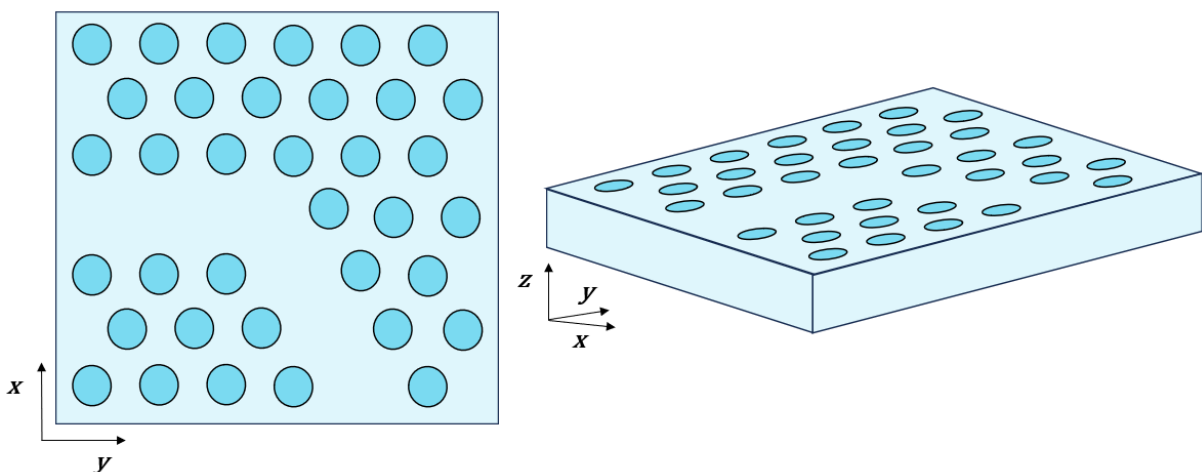


Figura 9 – CF com curvatura implementada no guia de onda

É possível verificar na Figura 11 que as direções ΓK e ΓM mostram as direções ao longo das quais a luz se propaga e realiza a transição entre guia de onda reto e curvatura do CF. Para explicar o porquê da largura de banda de alta transmissão em curva de guia de onda ser

limitada em comparação a um guia de onda reto, ambos em CF, deve-se considerar o processo de propagação através da curva. Se o modo transitório ao longo da direção ΓM for semelhante ao modo guiado ao longo da direção ΓK , e o número de onda desses dois modos forem equivalentes ou possuir valor próximo, a transmissão tende a ser alta ou até total. Esse fenômeno se deve à onda de luz experimentar a menor diferença possível entre a propagação ao longo do guia de onda reto e a curva implementada. Isso indica que devemos examinar os modos guiados e seus números de onda tanto no guia de onda reto quanto na curvatura. A remoção das cavidades do guia de onda para criar curvatura resulta em descontinuidades, podendo atuar como sítios de reflexão, resultando em retropropagação parcial da luz e consequentemente em perdas. [27].

Para exemplificar matematicamente este comportamento descrito, o coeficiente de reflexão (\bar{R}) da curva do guia de onda em CF pode ser expresso por [28]

$$\bar{R}(\omega) = \left[1 + \left(\frac{2\vec{k}_x(\omega)\vec{k}_y(\omega)}{[\vec{k}_x^2(\omega) - \vec{k}_y^2(\omega)] \sin[\vec{k}_y(\omega)L]} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (32)$$

onde \vec{k}_x e \vec{k}_y são os vetores de onda do modo guiado no guia de onda reto em linha e na curvatura, respectivamente, e L é o comprimento da curva. Esta equação indica basicamente que quanto mais próximos os vetores de onda \vec{k}_x e \vec{k}_y , menor será a refletividade da curva no guia de onda. Para se obter alta transmissão nessa estrutura, precisa-se combinar os modos e seus vetores de onda do guia de onda reto e curvatura. Ou seja, aumentar a eficiência da curvatura exige reduzir $\Delta\vec{k}$ [29][30].

3 Análise numérica

3.1 Plane Wave Expansion (PWE)

O método que resolve as equações de Maxwell no domínio da frequência e que é amplamente utilizado para o cálculo do bandgap fotônico é chamado de método de expansão de onda plana. O princípio básico é usar o teorema de Bloch e assim, todas as funções

especialmente periódicas são desenvolvidas em séries espaciais de Fourier. Este método tem como objetivo resolver as equações de onda (17) e (18) [24].

Com o teorema de Bloch a permissividade dielétrica e campo elétrico podem ser escritos na forma:

$$\vec{E}(\vec{r}) = e^{i(\vec{k}\vec{r})} \sum_{\vec{G}} \vec{E}(\vec{G}) e^{i(\vec{G}\vec{r})}, \quad (33)$$

$$\varepsilon(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon(\vec{G}) e^{i(\vec{G}\vec{r})}. \quad (34)$$

Tomando como exemplo de estudo, o campo elétrico de polarização TM propagado no eixo cartesiano bidimensional pode ser escrito conforme a equação

$$\vec{E}_z(x, y) = \vec{E}(x, y) e^{i(\vec{k}_x x + \vec{k}_y y)}, \quad (35)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}_z}{\partial y^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(x, y) \vec{E}_z = 0, \quad (36)$$

onde \vec{k}_x e \vec{k}_y são os componentes do vetor de onda ao longo das direções x e y do eixo [24], seguido da equação de Helmholtz (36). A periodicidade da amplitude do campo elétrico nos permite escrever o campo e a permissividade dielétrica como

$$\vec{E}_z(x, y) = e^{i(\vec{k}_x x + \vec{k}_y y)} \sum_{\vec{G}} \vec{E}(\vec{G}) e^{i(\vec{G}\vec{r})}, \quad (37)$$

$$\varepsilon(x, y) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon(\vec{G}) e^{i(\vec{G}_x x + \vec{G}_y y)}, \quad (38)$$

com $\vec{G} = 2\pi\vec{g} = 2\pi(h_1\vec{g}_1 + h_2\vec{g}_2)$, um vetor de rede recíproca, onde h_1 e h_2 são inteiros arbitrários, \vec{g}_1 e \vec{g}_2 são vetores primitivos do espaço recíproco bidimensional [1]. Ao aplicar as equações (37) e (38) na equação (36) e realizar simplificações é obtido:

$$\left[(G_x + k_x)^2 + (G_y + k_y)^2 \right] E(\vec{G}) = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}} \varepsilon(\vec{G}) E(\vec{G}). \quad (39)$$

A equação (39) pode ser resolvida utilizando métodos matriciais que consistem em obter os autovalores. Este sistema permite obter frequências que irão propagar no interior do CF para diferentes vetores de onda \vec{k} , que compõem o diagrama de bandas dos CF [31]. A solução consiste em encontrar os autovalores da matriz A indicado em (42), onde:

$$AX_{\vec{G}} = vBX_{\vec{G}}, \quad (40)$$

$$v = \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (41)$$

$$A = [(\vec{G}_x + \vec{k}_x)^2 + (\vec{G}_y + \vec{k}_y)^2], \quad (42)$$

$$B = \begin{bmatrix} \varepsilon(\vec{G}) & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon(\vec{G}) & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon(\vec{G}) \end{bmatrix}. \quad (43)$$

É possível normalizar a frequência conforme

$$\frac{\omega a}{2\pi c} = \frac{va}{c} = \frac{a}{\lambda'}, \quad (44)$$

onde v é a frequência e c a velocidade da luz. Como já mencionado, através do método PWM serão obtidos os diagramas de bandas de frequências para o CF que forma o dispositivo final. Através do diagrama de bandas, será possível identificar as PBG dos CF.

3.2 *Finite-Difference Time-Domain* (FDTD)

O *Finite-Difference Time-Domain* (FDTD) é um método bastante utilizado para modelagem eletromagnética em geometrias complexas, onde é feito o cálculo numérico em campos finitos de diferenças temporais, ou seja, é uma solução direta de tempo e espaço [32]. Este método oferece uma visão única de todos os tipos problemas em eletromagnetismo no campo da fotônica. Com o FDTD é possível estudar a distribuição do campo eletromagnético (EM) que está propagando no interior da estrutura do CF, além de conseguir-se determinar os coeficientes de reflexão e transmissão [31].

Do ponto de vista matemático o método FDTD é baseado no algoritmo de Kane S. Yee (1966) [33] conforme Figura 12. Os campos \vec{E} e \vec{H} são assumidos intercalados em torno

de uma célula. Basicamente, o método FDTD resolve as equações de Maxwell em uma grade espacial e temporal discreta. As componentes de campo são resolvidas em locais ligeiramente diferentes dentro de cada célula da grade.

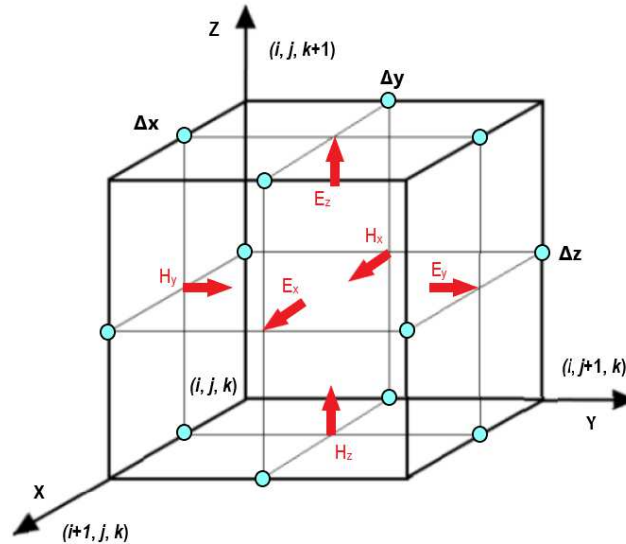


Figura 10 - Representação da célula de Kane S. Yee.

Em três dimensões, as equações de Maxwell possuem seis componentes de campo eletromagnético. As equações (9) e (10) podem ser escritas de seis formas:

$$\frac{\partial \vec{H}_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial z} - \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial y} \right), \quad (45)$$

$$\frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial x} - \frac{\partial \vec{E}_x}{\partial z} \right), \quad (46)$$

$$\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial \vec{E}_x}{\partial y} - \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial x} \right), \quad (47)$$

$$\frac{\partial \vec{E}_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial z} \right), \quad (48)$$

$$\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \vec{E}_x}{\partial z} - \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial x} \right), \quad (49)$$

$$\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{E}_x}{\partial y} \right). \quad (50)$$

É definido uma célula $\Delta x \Delta y \Delta z$ conforme Figura 12 e Δt é o intervalo de tempo. Pode-se escrever então a função de tempo e espaço

$$F^l(i, j, k) = F(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, l\Delta t), \quad (51)$$

onde l é o índice de tempo e (i, j, k) são inteiros que indicam as coordenadas da célula de Kane S. Yee [24]. Assim, as derivadas espaciais e temporais são:

$$\frac{\partial F^l(i, j, k)}{\partial x} = \frac{F^l\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) - F^l\left(i - \frac{1}{2}, j, k\right)}{\delta}, \quad (52)$$

$$\frac{\partial F^l(i, j, k)}{\partial t} = \frac{F^{l+\frac{1}{2}}(i, j, k) - F^{l-\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta t}. \quad (53)$$

As equações (52) e (53) são a base do algoritmo de Kane S. Yee. Com o fim de obter-se resultados precisos, normalmente são necessários valores de δ menores que o comprimento de onda, comumente $\lambda/10$. Caso as células possuam propriedades dielétricas diferentes é possível determinar os campos \vec{H} e \vec{E} especificando $\varepsilon(i, j, k)$ e $\sigma(i, j, k)$ para cada área. Por fim, uma vez que a grade temporal e espacial é realizada e as características da célula indicadas, torna-se necessário determinar a fonte. A fonte deve ser definida de acordo com o estudo, podendo tomar a forma de uma onda plana, uma corrente ou uma diferença de potencial [24].

Como exemplo, assumindo que a estrutura é infinita no plano z e que os campos são independentes de z , sendo $\partial \vec{E} / \partial z = \partial \vec{H} / \partial z = 0$, então as equações de Maxwell se dividem em dois grupos independentes de equações formadas por três quantidades vetoriais. Neste caso, cada uma pode ser resolvida apenas no plano xy . Estes dois grupos possuem as equações dos campos TE e TM. O estudo da propagação e distribuição do campo EM através da estrutura do dispositivo proposta neste trabalho utilizará o método FDTD no em seu modo no *Lumerical*.

3.3 Finite Difference Eigenmode (FDE)

A análise modal é fundamental para o estudo de guias de onda ópticos, sendo possível verificar a quantidade de modos que se propagam no interior do guia de ondas, classificá-lo como estrutura monomodo ou multimodo, quantificar perdas e até mesmo a polarização e fração do campo TE/TM. As soluções modais analíticas exatas estão disponíveis apenas para determinadas geometrias específicas de guias de onda ópticos. Devido ao desenvolvimento das novas tecnologias de guias de ondas ópticos, novos métodos de análise modal foram desenvolvidos ao longo dos anos para atender guias de onda mais complexos [34].

Este trabalho vai utilizar o modo MODE do software comercial *Lumerical* que detém o solucionador *Finite Difference Eigenmode* (FDE) para realizar as análises modais necessárias. Os resultados são obtidos resolvendo as equações de Maxwell em uma malha posicionada na seção transversal do guia de ondas. Este solucionador calcula a dependência da frequência dos modos e o perfil espacial da dispersão no plano da seção do guia de ondas óptico, além das perdas, índice de refração efetivo, os perfis de campo dos modos e atraso de grupo. Os campos vetoriais para solução dos problemas são dados por (11) e (12). Os índices efetivos modais são definidos como (54).

$$n_{eff} = \frac{c\beta}{\omega} \quad (54)$$

A Figura 13 demonstra um exemplo de simulação do solucionador automodo, onde a normal é direcionada ao plano z , mesmo plano da constante de propagação β . A estrutura é baseada em um guia de ondas planar formado por silício como material de alto n_r e dióxido de silício (SiO_2) como material de baixo n_r . Como indicado, a malha é formada por células que se concentram dentro da janela de simulação, que são configuráveis de modo que quanto maior o número de células, maior será a precisão da simulação. Já a Figura 14 demonstra a distribuição do campo elétrico na seção do plano xy , formado por seus respectivos modos TE e TM no comprimento de onda $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

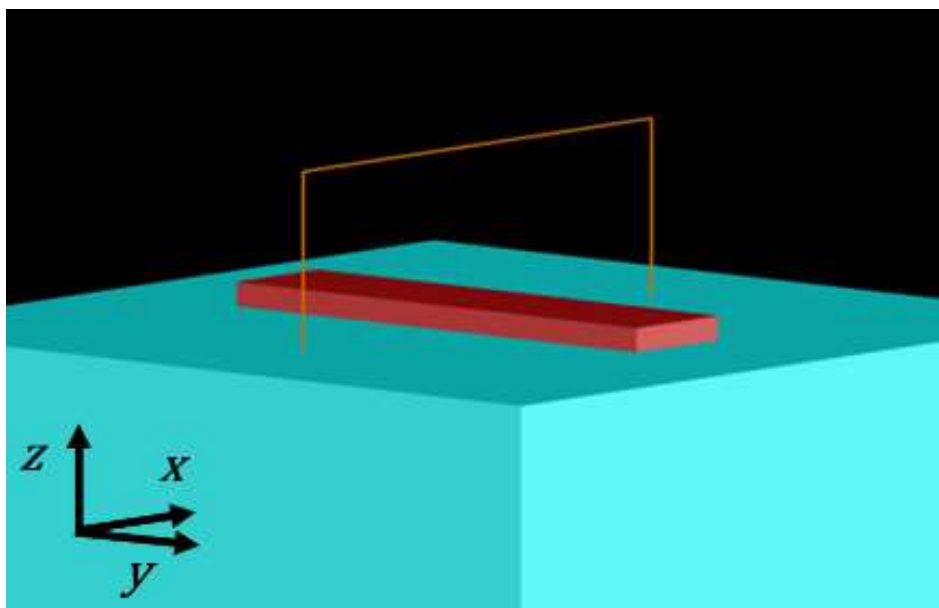


Figura 11 – Guia de onda planar de silício sob dióxido de silício

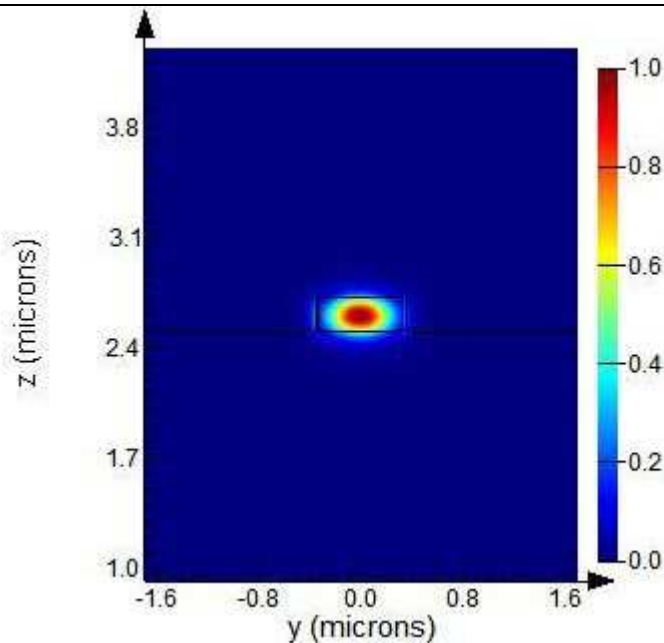


Figura 12 – Intensidade do campo elétrico na seção do guia de onda planar

A malha do solucionador é criada através do método de diferenças finitas baseado na malha 2D do Kane S. Yee e uma técnica de média de índice. O algoritmo é baseado no método de Zhu e Brown [35] com alterações e adições proprietárias. A malha deve ser dimensionada de modo a acomodar o guia de ondas óptico. A seção da estrutura do guia de ondas que comporta a malha é também equiparada a uma malha e então, as equações de Maxwell são formuladas em um problema de autovalor de matriz e resolvidas de modo a obter o perfil do índice efetivo do modo guiado e modos do guia de ondas.

O solucionador MODE será utilizado neste trabalho para obter os modos propagados no interior do guia de ondas fotônico em função das larguras dos guias de ondas óptico. Este perfil de índice efetivo dos modos vai possibilitar entender a largura máxima do guia de ondas o mantendo monomodo, ou seja, propagando apenas o modo fundamental TE e as larguras mínimas garantindo a propagação total do modo com o mínimo de perdas (dB/cm). Estes resultados serão demonstrados através de gráfico expondo o aumento exponencial do n_{eff} dos modos em função da largura do guia de ondas, permitindo identificar a largura de corte das estruturas, assim como exemplificado na seção 2.3.8.

4 Simulações numéricas

Para a obtenção da PBG dos CF será utilizado o método PWM no domínio da frequência através de um código aberto no software comercial Matlab. O código propicia o

estudo e geração do diagrama de bandas fotônicas para CF de rede triangular resolvendo (39). É ilustrado a relação dos modos dos campos elétrico (\vec{E}) e magnético (\vec{H}) em função da frequência, na direção do vetor de onda \vec{k}_y dentro da zona irreduzível de Brillouin (ΓMK). Como visto na seção 2, ao variarmos os parâmetros constante de rede a e raio das cavidades r , alteramos os vetores de rede primitiva \vec{a}_1 e \vec{a}_2 , ortogonais aos vetores de rede recíproca \vec{b}_1 e \vec{b}_2 e conseqüentemente a primeira zona de Brillouin. Estas alterações, por meio da relação r/a , modificam as interações dos modos propagados com a estrutura periódica e, portanto, criam diferentes diagrama de bandas para um CF de mesmo material e periodicidade.

Para as simulações da propagação das ondas eletromagnéticas e taxas de transmissão nos guias de onda, foi utilizado o método FDTD através de módulo (FDTD) do software comercial *Lumerical* da Ansys. Todas as simulações de transmissão foram normalizadas como 1 os resultados iguais a 100%. Para geração dos modos transversais elétrico (TE) e magnético (TM) de ordem m em função da largura do guia de ondas, também foi utilizado módulo (MODE) do *Lumerical*, que possui o solucionador FDE.

Este trabalho se restringe ao estudo de CF compostos por silício como material de alto índice ($n_r = 3,4$) e ar nas cavidades como material de baixo índice ($n_r = 0$) distribuídas em um arranjo triangular. A escolha do silício como material de alto índice não se restringe apenas às suas propriedades ópticas, mas também à sua capacidade e importância na integração com dispositivos metal-óxido-semicondutor complementar (*Complementary Metal-Oxide-Semiconductor* – CMOS). A espessura dos CF e o comprimento de onda de trabalho se mantêm constantes, sendo 220 nm e $\lambda = 1550\text{ nm}$, respectivamente.

O desenvolvimento deste trabalho se restringe ao estudo da propagação de ondas eletromagnéticas compostas apenas pela polarização TE, já que como descrito na seção 2, subseção 2.3.4, CF bidimensionais de rede triangular exibem PBG com range de frequências proibidas maiores para esta polarização. A largura dos guias de onda que serão apresentados devem assegurar uma largura que os mantenha monomodo, garantindo suas propriedades de maior largura de banda, menor atenuação, qualidade de sinal e imunidade a interferências.

Nesta seção, busca-se exemplificar os meios para obtenção de guia de onda ultracompacto com comprimento de $\sim 1\text{ cm}$ em plataforma de CF. Engenharia de PBG, guia de onda reto e com curvatura implementada em CF será apresentada. Juntamente, engenharia de otimização de curvaturas em guia de onda e de distância mínima entre guias de onda adjacentes são explorados. Duas configurações de compactação do guia de onda em forma de espiral e serpentina serão exemplificadas, aplicados em um dispositivo final e comparado a

versão de menor área. Em cada subseção, serão demonstrados CF com relação r/a e largura do guia de onda diferentes com objetivo de exemplificar fenômenos únicos que ocorrem nestes tipos de estruturas.

4.1 Geração de cristais fotônicos

Os cálculos numéricos do método PWM em código Matlab foram normalizados para receber como informações de entrada apenas os valores de índice de refração n_r dos materiais que compõe a estrutura e r em função da a , através da relação r/a . Os valores de frequência gerados em função de \vec{k}_y são normalizados como $\omega a/2\pi c$, conforme (44). A faixa de frequência que forma a PBG é delimitada pelo valor de pico de frequência $\omega_{m\acute{a}x}$ de um modo de menor ordem e pelo valor de vale de frequência $\omega_{m\acute{i}n}$ de um modo de maior ordem. Para determinados parâmetros de um CF, pode ser visto mais de uma PBG completa para uma dada polarização, formado pelos modos de ordens maiores. Porém, vamos nos restringir apenas aos de menor ordem por gerarem maior largura de banda na PBG.

A engenharia de PBG permite direcionar o estudo de CF de duas formas diferentes. Para o primeiro caminho, é escolhido a e r fixo para trabalho, atendendo a relação r/a inserida na geração do diagrama de banda. Através de (44), é possível calcular a PBG em termo do comprimento de onda λ com $\omega_{m\acute{i}n}$ e $\omega_{m\acute{a}x}$, formando assim, $\lambda_{m\acute{i}n}$ e $\lambda_{m\acute{a}x}$. Nesta forma, o estudo é direcionado à banda de frequências proibidas de uma dada estrutura. Já o segundo caminho, adotado neste trabalho, requer a escolha de um λ fixo primeiramente, sendo $\lambda = 1550 \text{ nm}$ neste trabalho. Através de (44), calcula-se o range de a proporcionais ao λ fixo, formado por $a_{m\acute{i}n}$ e $a_{m\acute{a}x}$, após ser obtido o $\omega_{m\acute{i}n}$ e $\omega_{m\acute{a}x}$ dá PBG para uma determinada razão r/a . Desta forma é possível definir as estruturas possíveis em dimensões dos CF para um dado comprimento de onda de propagação, tal que essas estruturas atendam à PBG respectiva da razão r/a .

4.1.1 Normalização em função da largura do guia de onda

Conforme descrito na seção 2, subseção 2.3.5, um guia de onda reto baseado em CF bidimensional de rede triangular pode ser criado através da implementação de defeitos em linha, compreendido pela remoção de cavidades em uma dada mesma direção. Considera-se o eixo y como plano onde a simetria translacional discreta é preservada. É possível calcular a largura do guia de onda, compreendida pela distância entre as bordas das cavidades de linhas adjacentes à

linha de cavidades removida. A Figura 15 exemplifica este cenário, onde w_{wg} é a largura do guia de onda, calculado por (55), sendo H_{Δ} a altura do triângulo equilátero formado pela ligação das constantes de rede. O cálculo de w_{wg} se dá por

$$w_{wg} = 2H_{\Delta} - 2r. \quad (55)$$

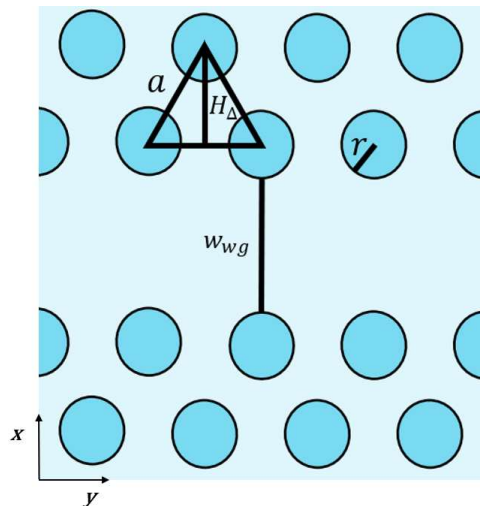


Figura 13 – Variáveis para cálculo da largura do guia de onda

Como pode ser visto, o cálculo de w_{wg} possui dependência direta de a e r , já que $H_{\Delta} = a\sqrt{3}/2$, o que torna possível normalizar a faixa de estruturas obtidas em uma faixa de largura de guia de onda. Temos então, um valor de $w_{wg_{mín}}$ e $w_{wg_{máx}}$ delimitando esta faixa, diretamente proporcional aos valores de $\omega_{mín}$ e $\omega_{máx}$ da PBG.

A normalização das estruturas geradas em função de w_{wg} é a forma mais simples de correlacionar resultados provenientes de CF com diferentes parâmetros r/a , mas para uma mesma w_{wg} ou para CF com o mesmo parâmetro r/a , mas diferentes w_{wg} . Como exemplo desta normalização, tomemos como referência o CF de $r = 0,3a$. Esta estrutura exibe uma PBG com uma banda larga de frequências formada por $\omega_{mín} = 0,210814$ e $\omega_{máx} = 0,277178$. Como será descrito na subseção 4.1.2, faixas largas formadas pela PBG promovem um número maior de possibilidades de estruturas com vasto range de larguras de guia de onda para trabalho. Isso faz deste CF um ótimo exemplo das propriedades ópticas positivas criadas pela PBG.

A Figura 16 ilustra o diagrama de banda deste CF com a PBG em Y, marcando $\omega_{mín}$ e $\omega_{máx}$. Utilizando $\lambda = 1550 \text{ nm}$ em (44), calcula-se os valores $a_{mín} = 326,76 \text{ nm}$ e $a_{máx} = 429,62 \text{ nm}$. Devido a relação $r/a = 0,3$, temos $r_{mín} = 98,02 \text{ nm}$ e $r_{máx} = 128,88 \text{ nm}$. Por fim, em (55), calculamos $w_{wg_{mín}} = 369,91 \text{ nm}$ e $w_{wg_{máx}} = 486,35 \text{ nm}$.

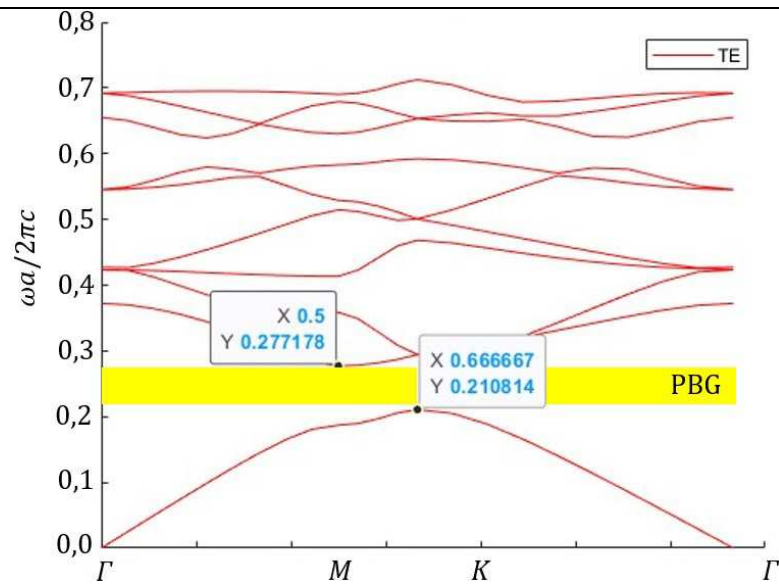


Figura 14 – PBG de CF com $r = 0,3a$

A Tabela 1 estabelece um range de estruturas obtidas para a PBG calculada, normalizadas em função da w_{wg} . Estabeleceu-se dois padrões para que se mantenha essa normalização. Primeiro, w_{wg} deve ser proporcional a uma estrutura que esteja dentro da PBG calculada, além do valor da w_{wg} ser múltiplo de 10, sempre em nanômetros. Portanto, neste exemplo, os parâmetros utilizados geraram 12 possibilidades de estrutura baseadas em CF, que para $\lambda = 1550 \text{ nm}$, estão dentro da faixa da PBG. Na mesma tabela é indicado a e r .

Tabela 1 – Estruturas geradas em função da PBG da Figura 16

$a \text{ (nm)}$	$r \text{ (nm)}$	$w_{wg} \text{ (nm)}$
327	98,1	370
336	100,8	380
345	103,5	390
353	105,9	400
362	108,6	410
371	111,3	420
380	114	430
389	116,7	440
398	119,4	450
406	121,8	460
415	124,5	470
424	127,2	480

4.1.2 Geração dos cristais fotônicos

Tomando como referência o processo explicado na subseção 4.1.1, consideramos um range de estruturas formada pela relação $0,2 \leq r/a \leq 0,45$. Simulações mostraram que quando $r/a < 0,2$, a PBG tende a desaparecer ou ter uma faixa estreita. Isso se deve à relação

r/a menor, há uma distância maior entre os centros das cavidades em comparação às bordas das cavidades. As cavidades passam a atuar como múltiplas espalhadoras fracas e os fótons não experimentam a modulação de índice de refração necessária na estrutura para criar uma PBG larga. Em vez disso, os fótons podem passar pela estrutura com baixa ou nenhuma difração, resultando em PBG desconfigurada. E quando $r/a > 0,45$, temos um diagrama de bandas desconfigurado devido a relação r/a maior. Neste caso, o r se torna tão grande em relação à a que elas próprias começam a agir como ressonadores ópticos. Isso pode resultar na formação de modos de cavidade que não estão diretamente relacionadas à PBG do CF, desconfigurando assim o diagrama de bandas. Ou seja, os modos de ressonadores podem sobrepor-se ou interferir diretamente nas áreas delimitadas pela PBG. Resumindo, será gerado as estruturas para todas as relações de 0.2 a 0.45, espaçadas entre 0.005. O objetivo é criar uma matriz de dados de parâmetros das estruturas, formada pela relação r/a em função da w_{wg} . Essas estruturas serão utilizadas nas simulações subsequentes, de modo a possibilitar o entendimento do comportamento óptico dos parâmetros quando implementado um guia de onda nas estruturas.

A Figura 17 exemplifica a PBG obtida do diagrama de banda para o range de $0,2 \leq r/a \leq 0,45$, formado pela frequência $\omega a/2\pi c$ normalizada. Este resultado indica que a largura da PBG aumenta na proporção ao qual a relação r/a também aumenta. Isso prova que os parâmetros a e r possuem influência direta na PBG do CF, além da disposição das cavidades e materiais utilizados. De forma geral, a faixa de frequência que forma a banda proibida no CF é maior para estruturas que possuem um raio maior para uma mesma constante de rede.

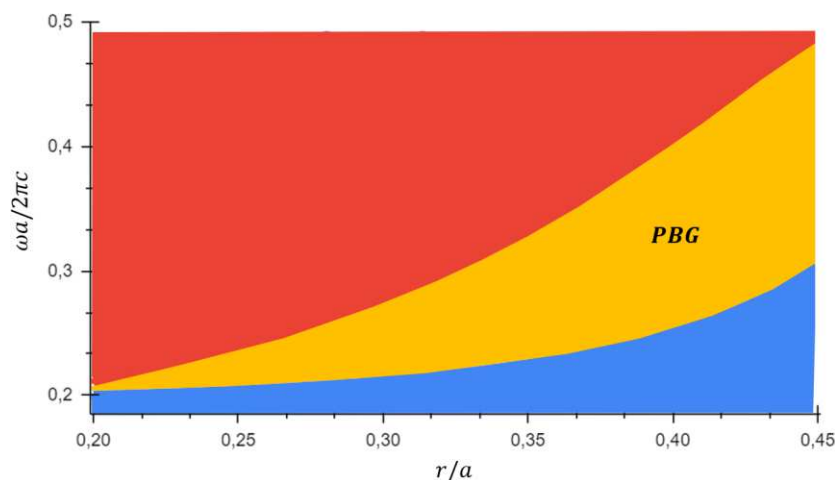


Figura 15 - PBG de todos os CF estudados

Como já se conhece a largura da PBG para todas as relações do range, com (44) e $\lambda = 1550 \text{ nm}$, é calculado as estruturas mínimas e máximas para cada PBG calculada, respectivos

a cada valor de r/a . A Figura 18 reflete a normalização dessas estruturas em função da w_{wg} , exibindo uma área com todas as estruturas possíveis. Este gráfico indica que qualquer CF que seja implementado um defeito em linha e criado um guia de onda, possua w_{wg} dentro do limite $w_{wg_{\min}} \rightarrow \blacktriangleright$ e $w_{wg_{\max}} \rightarrow \blacktriangle$, respectivo ao r/a , está dentro da PBG.

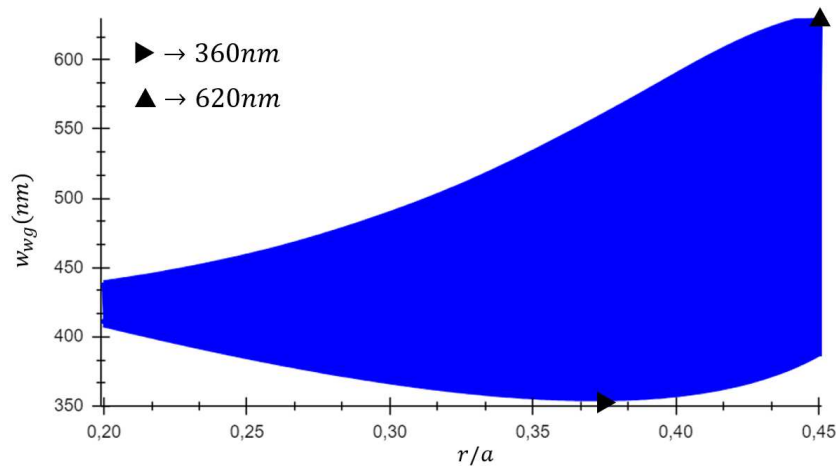


Figura 16 – Largura de guia de onda mínimo e máximo proporcional à PBG

4.2 Guia de onda em cristal fotônico

4.2.1 Cálculo da largura de corte do guia de onda

A análise modal em um guia de onda implementado em CF pode ser equiparada a um guia de onda planar, delimitado pelas bordas das cavidades em linha que formam o guia de onda. O *layout* com visão perspectiva da simulação é o ilustrada na Figura 13, formado por um guia de onda planar de silício ($n_r = 3,4$) sob uma plataforma de SiO₂ ($n_r = 1,45$). A solução das equações de Maxwell ocorre na malha situada no plano xz , com a normal direcionada ao eixo y . A plataforma de SiO₂ possui $5 \times 5 \times 5$ (μm) de dimensões. Quanto ao guia de onda planar, foi variado sua largura de 350 nm a 700 nm em um passo de 10 nm , dimensão está orientada pelo eixo x . A espessura do guia de onda se manteve igual a 220 nm , dimensão orientada pelo eixo z . O comprimento do guia de onda é irrelevante, dado que a simulação é 2D no plano yz .

O solucionador FDE utilizou uma quantidade de 500 células na malha na direção y e z , além de um passo mínimo entre células na malha de $1 \times 10^{-6} \mu m$. Essas configurações promovem uma boa relação entre precisão e tempo de simulação. Tipicamente, quanto maior a quantidade de células na malha e menor o passo mínimo entre células na malha, mais precisas

são as simulações. Essa configuração tem de ser realizada com base na complexidade da estrutura, proximidade entre interfaces de material e onde o perfil do campo muda rapidamente.

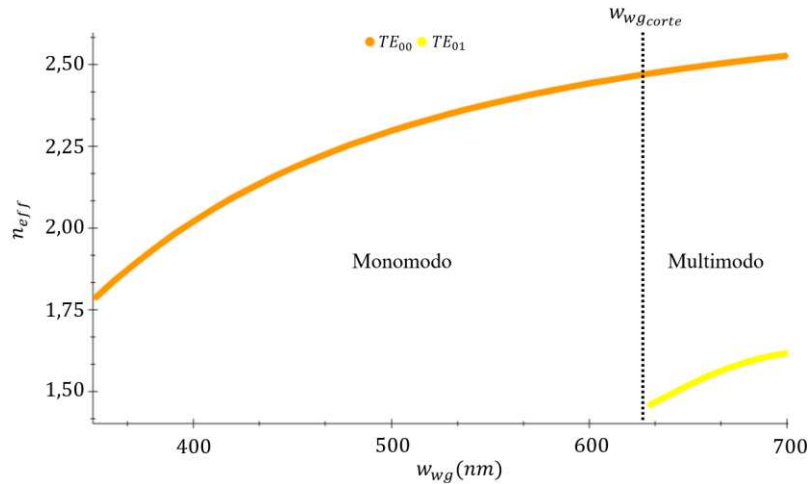


Figura 17 – Diagrama de modo TE em função da largura do guia de onda planar

A Figura 19 descreve a variação do índice efetivo n_{eff} dos modos TE em função da largura do guia de ondas planar. Nesta imagem é possível validar que o n_{eff} de um determinado modo guiado de ordem m aumenta conforme a variação da w_{wg} aumenta. O resultado indica que $w_{wg_{corte}} = 620$ nm, podendo ser considerado para o guia de onda implementado em um CF. A partir desta largura, o modo de ordem maior que o fundamental aparece, tornando o guia de onda multimodo. Este trabalho não possui como objetivo o estudo de guia de onda multimodo, devido a fenômenos como interferência modal, por exemplo. Ou seja, temos que $w_{wg} \leq 620$ nm para manter todas as possibilidades de estrutura monomodo.

A título de análise, tomando como referência os CF da Tabela 1, verifica-se que todas as larguras de guia de onda possíveis dentro do range $369,91$ nm $\leq w_{wg} \leq 486,35$ nm são monomodo. A matriz de valores das estruturas normalizada em função da largura do guia de onda terá um valor máximo de 620 nm para todas as relações r/a no range especificado.

4.2.2 Simulações do guia de onda reto

Nesta subseção, a análise da taxa de transmissão e distribuição da intensidade do campo \vec{E} é descrita para guias de onda reto criados pela simples remoção de uma linha de cavidades em CF. Está é uma etapa importante no processo de modelamento do guia de onda de longo comprimento de interação ultracompacto.

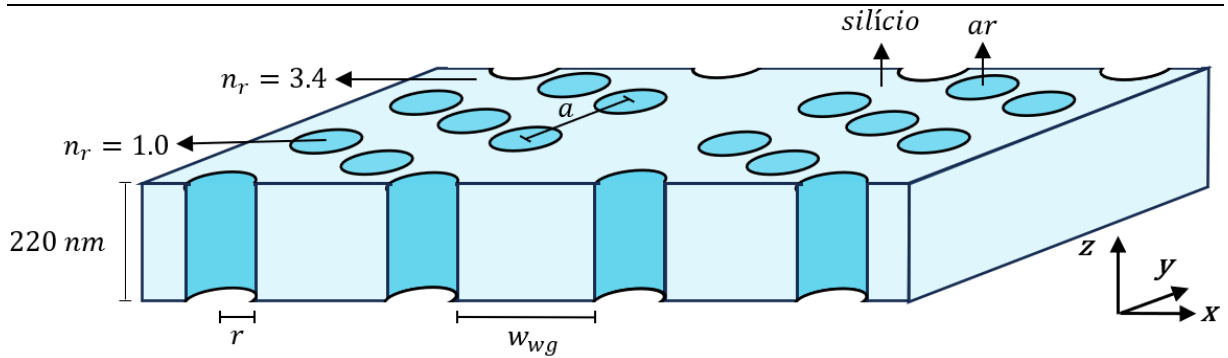


Figura 18 - Seção transversal de CF em visão perspectiva

A Figura 20 representa a seção do CF em três dimensões com guia de onda reto implementado e seus parâmetros, conforme descrito no início da seção 4.2. Primeiramente, tem de ser montado o cenário de simulação no *Lumerical FDTD*. A Figura 21 mostra a visão no plano xy com o *layout* da estrutura base para calcular os resultados no estudo do guia de onda reto, por um CF de 50×20 cavidades. É inserido uma fonte do modo fundamental TE no início do canal, com normal direcionada ao eixo x , gerando um pulso de luz centralizado em $\lambda = 1550 \text{ nm}$. O regime adotado é o linear e, portanto, a amplitude da onda foi normalizada em 1. Um monitor de potência no domínio de frequência é posicionado na saída do guia de onda para medir a taxa de transmissão, no qual faz a transformada de Fourier do domínio do tempo para a frequência. A precisão da malha FDTD é “3”, que fornece boa compensação entre precisão, requisitos de memória do computador e tempo de simulação. O arco de cor laranja é a PML, adicionada para minimizar erros de reflexão e eliminar instabilidades numéricas.

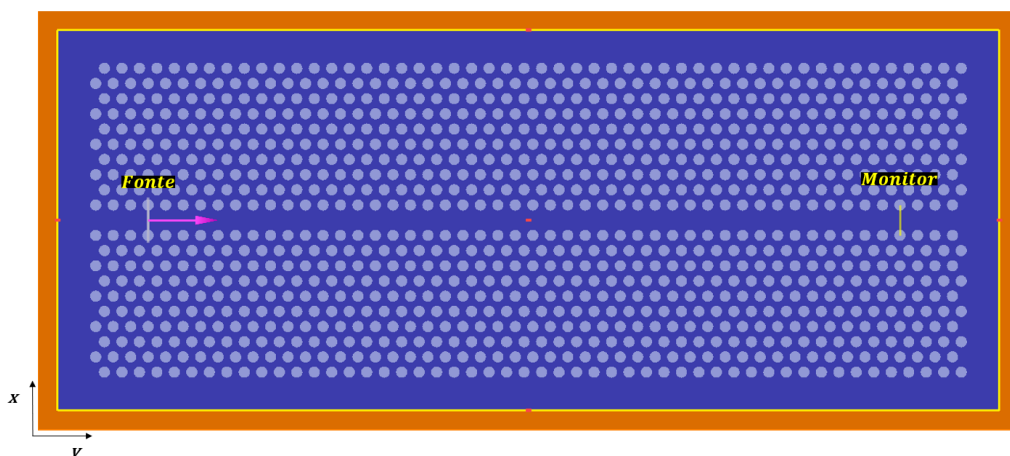


Figura 19 - Layout de simulação do guia de onda reto

A Figura 22 mostra o perfil de transmissão das estruturas da Tabela 1 simuladas no *layout* da Figura 21. O objetivo é exemplificar o processo de simulação do guia de onda reto

que será feito para todo o range $0,2 \leq r/a \leq 0,45$. Verifica-se neste exemplo uma transmissão alta ($\sim 100\%$) em quase todas as estruturas da Tabela 1. De início, é possível validar que quando se trabalha dentro da PBG, a transmissão terá baixas perdas ($\sim 0\%$) para um guia de onda reto para a maioria das possibilidades da w_{wg} .

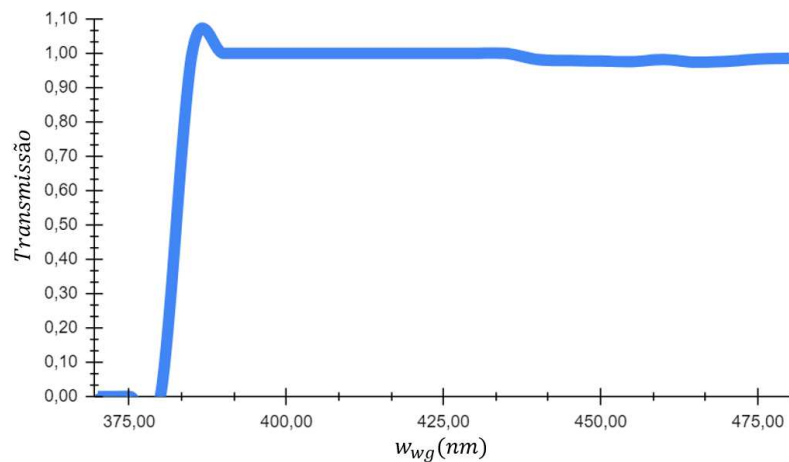


Figura 20 - Taxa de transmissão no guia de onda reto para estruturas da Tabela 1

A Figura 23 corresponde a intensidade do campo \vec{E} para o CF de $w_{wg} = 400 \text{ nm}$, que resultou em uma transmissão de 100%. A Figura 24 corresponde ao CF de $w_{wg} = 370 \text{ nm}$ que teve transmissão de $\sim 0\%$. Esses resultados indicam que quando a transmissão ocorre totalmente ou com baixas perdas, o modo fundamental TE indica confinamento óptico no guia de onda, diferente de quando há perdas. Também sugere que nem todas as estruturas que estão dentro da faixa da PBG para aquele λ terão transmissão com baixas perdas, já que é das w_{wg} dentro das possibilidades para $r = 0,3a$. O pico de transmissão acima de 1,00 é correspondente ao campo evanescente, perturbando a conservação da área efetiva.

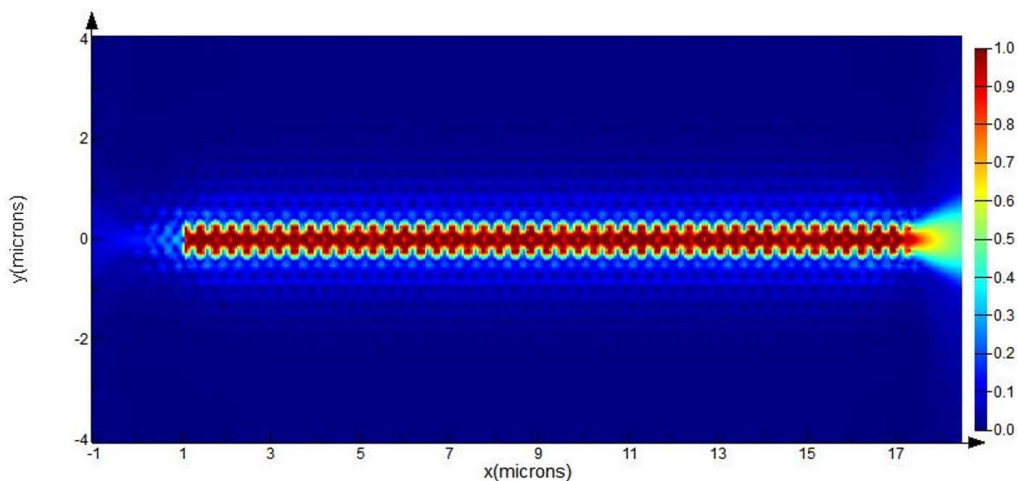


Figura 21 - Campo elétrico em guia de onda reto com largura de 400 nm e $r = 0,3a$

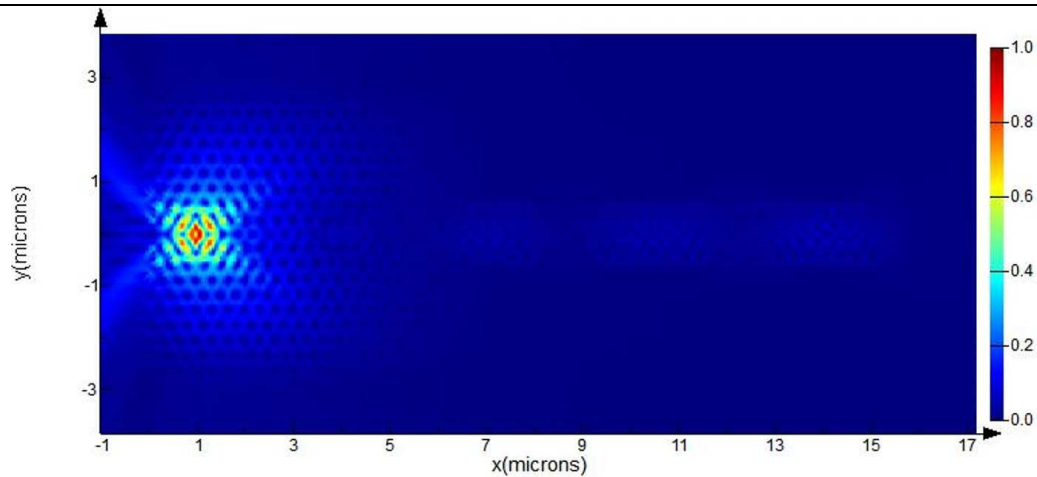


Figura 22 – Campo elétrico em guia de onda reto com largura de 370 nm e $r = 0,3a$

A taxa de transmissão foi calculada para o range $0,2 \leq r/a \leq 0,45$ tendo 620 nm como w_{wg} máxima, no qual a Figura 25 ilustra estes resultados. O eixo horizontal representa $360\text{ nm} \leq w_{wg} \leq 620\text{ nm}$ e o eixo vertical a relação r/a . Mais de 90% das estruturas possuem transmissão igual ou aproximadamente de 100%. De início, os resultados auxiliam a ilustrar o perfil de transmissão para todas as possibilidades de estrutura no range especificado. Em paralelo, a Figura 25 auxilia na escolha de CF com base no perfil de alta transmissão, tornando o processo de modelamento dessas estruturas de forma mais ágil.

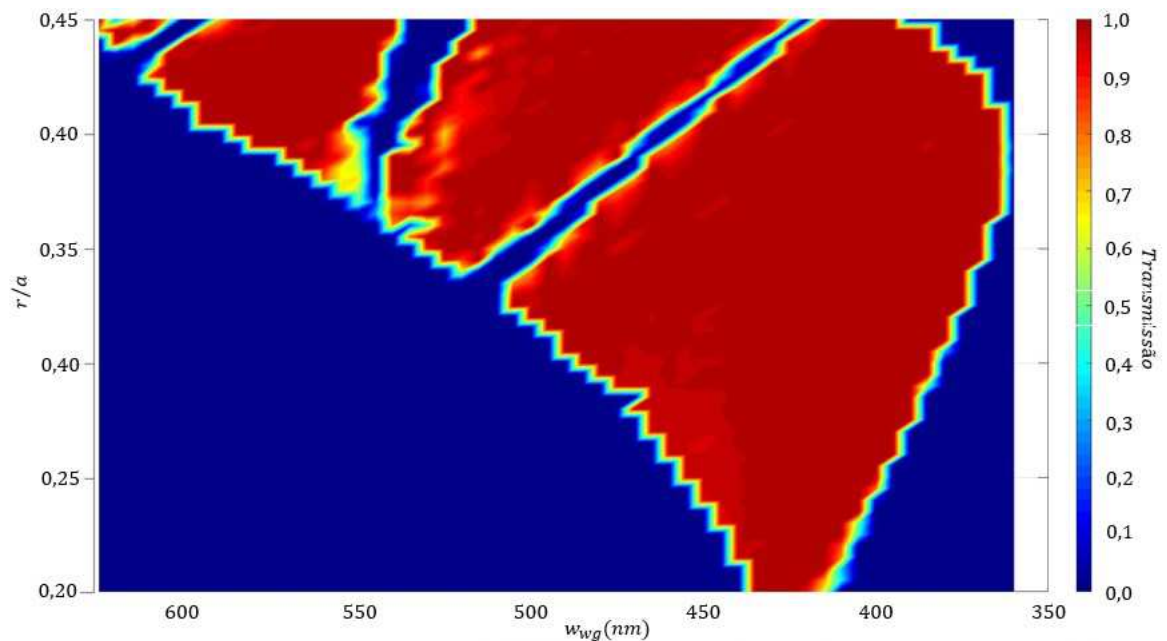


Figura 23 - Taxa de transmissão em guia de onda reto dos CF gerados

4.2.3 Simulações do guia de onda com curvatura

Implementar curvaturas no guia de onda de um CF é necessário no processo de compactação. Este recurso se dá através da junção de dois guias de onda reto e geração de uma curvatura com angulação de 120° devido a dependência da distribuição das cavidades à rede triangular escolhida. Como mencionado na seção 2.3.6, o comportamento modal é complexo nas curvaturas em guia de onda e cria possibilidade de reflexão parcial ou total da luz. Quando o modo transitório na curvatura não possui números de onda de valor próximo, perdas por reflexão são esperadas. Esse resultado é devido à descontinuidade causada pela remoção das cavidades para se criar a curvatura natural no guia de onda do CF, fazendo com que a luz incidente seja parcialmente ou totalmente refletida devido ao sítio de reflexão criado, onde fenômenos como retropropagação são evidenciados. Por isso, é essencial não só o cálculo da taxa de transmissão, mas também a análise do perfil de propagação do campo \vec{E} nesta região. Busca-se CF que através de seus parâmetros, resultem em propagação mais estável do ponto de vista da reflexão e confinamento do campo \vec{E} na região da curvatura.

A Figura 26 exemplifica o *layout* da estrutura de simulação e no plano xy , composta por duas curvaturas de 120° , realizando a junção de três guias de onda retos consecutivos em um CF de 30×30 cavidades. Esta estrutura em forma de “S” é a forma mais simples de guia de onda para prever o comportamento da luz nas curvaturas. Um fator importante é a distância d entre curvaturas subsequentes, que na Figura 26 (a), possui distância de 5 cavidades e na Figura 26 (b), distância de 10 cavidades em relação ao eixo y .

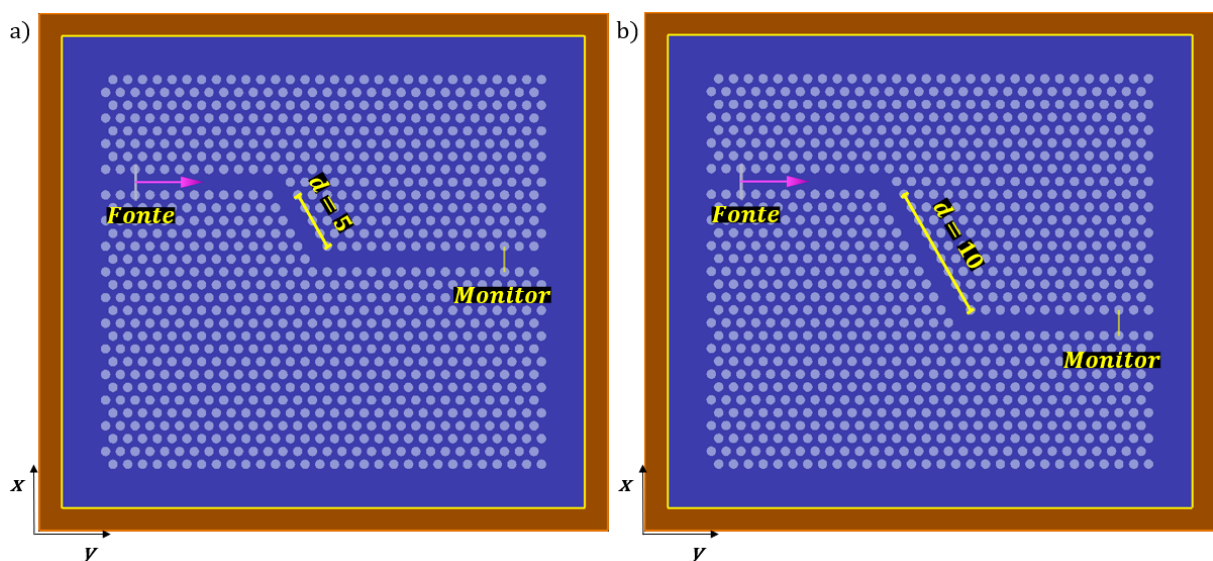


Figura 24 – Curvatura em guia de onda com (a) 5 e (b) 10 cavidades de distância

Simulações iniciais mostraram que a variação da distância entre curvaturas subsequentes também variava o comportamento da taxa de transmissão na saída do guia de onda para uma estrutura com os mesmos parâmetros a e r . Para exemplificar este fato, a Figura 27 ilustra o perfil de transmissão em função da distância d entre curvaturas subsequentes para uma mesma estrutura com os parâmetros $a = 345 \text{ nm}$, $r = 103.5 \text{ nm}$, $r/a = 0,3$ e $w_{wg} = 390 \text{ nm}$. No exemplo, a variação ocorreu entre $1 \leq d \leq 40$.

Inicialmente, é possível verificar uma dependência direta da transmitância em função do número de cavidades de separação no guia de onda transversal. Um padrão de variação da transmitância é demonstrado, onde dois picos de alta transmissão ($\sim 99\%$) são verificados e posteriormente, dois níveis de transmissão médio ($\sim 50\%$) são obtidos, intercalados por um padrão de baixas transmissões ($\sim 20\%$). Após a incidência da luz na primeira curvatura, ocorre uma reflexão que requer um determinado número de cavidades de separação entre curvaturas para que a reflexão total ocorra novamente, sem causar espalhamento da luz e conseqüentemente, perdas de transmissão na saída do guia de onda.

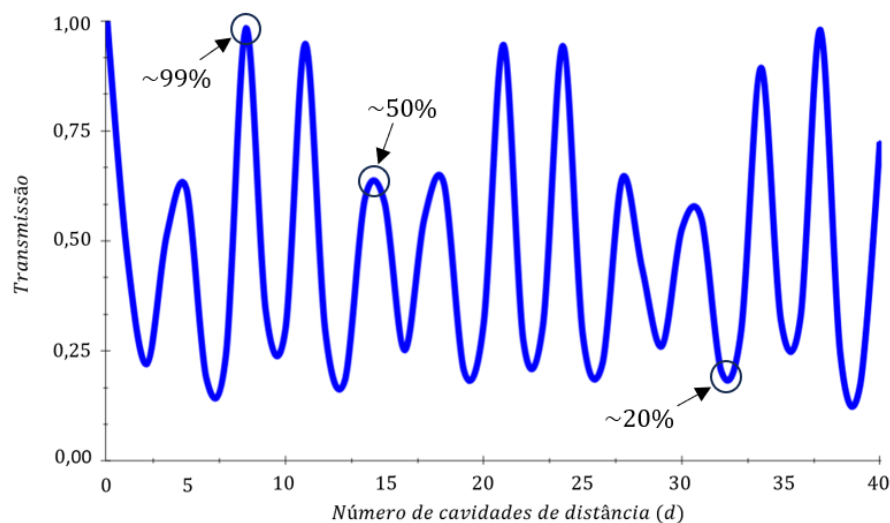


Figura 25 - Transmissão em função da variação da distância entre curvaturas

Sabendo desta variação, foi necessário adotar um método para extrair resultados médios com maior estabilidade, de forma a retratar de forma aproximada a real taxa de transmissão para as estruturas. Este método se baseia na variação da distância de $5 \leq d \leq 10$ na simulação da taxa de transmissão de uma mesma estrutura. Assim, possibilita obter uma média da taxa de transmissão e identificar as estruturas que possuem maior média, na qual independente da variação do número de cavidades de distância, ocorra alta transmissão ($> 99\%$). Para isso, foi utilizado

$$\bar{T} = \sum_1^d \frac{T_d}{d}, \quad (56)$$

onde os valores da transmissão obtidos para uma determinada estrutura, após a variação de d , são somados e divididos pela quantidade de variações realizadas, que neste caso são 6 (5 a 10). Para exemplificar a obtenção dos resultados após a implementação de (56), realizou-se a simulação das estruturas da Tabela 1, com resultados presentes na Figura 28. É mostrado o perfil da transmissão média das estruturas em função da w_{wg} . Comparando com a Figura 22, verifica-se que as possibilidades de estrutura com alta transmissão sejam mais estreitas para os guias de onda que contém curvaturas.

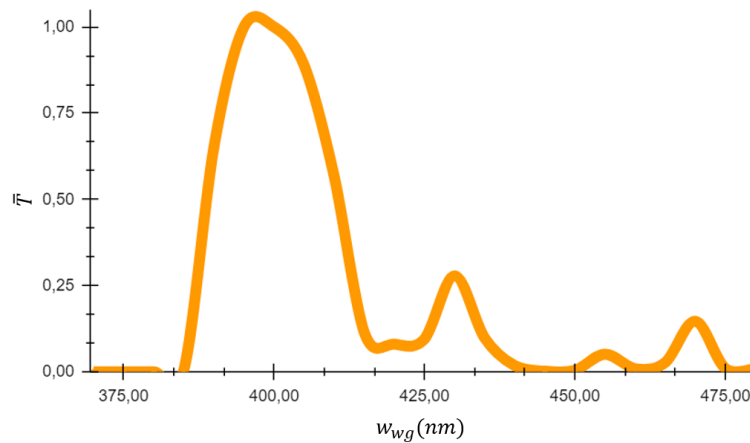


Figura 26 - Média da transmissão das estruturas da Tabela 1 com curvaturas

A Figura 29 demonstra a distribuição de intensidade do campo \vec{E} ao longo do guia de onda com curvatura de duas estruturas da Tabela 1. Primeiro, escolheu-se CF de $w_{wg} = 400 \text{ nm}$ e $w_{wg} = 410 \text{ nm}$ por serem estruturas que possuem alta transmissão ($\sim 100\%$) em guia de onda reto, assim como mostrado na Figura 22. Antes de se implementar curvaturas em um guia de onda em CF, é preciso garantir alta transmissão no guia de onda reto. A Figura 29 (a), de $w_{wg} = 400 \text{ nm}$, mostra uma transmissão média de $\sim 100\%$. Já a Figura 29 (b), de $w_{wg} = 410 \text{ nm}$, demonstra uma transmissão média de $\sim 56,6\%$. Em ambos os casos da Figura 29, se mantém os parâmetros a e r do CF aos da simulação em guia de onda reto.

Estes resultados provam que quando implementado curvaturas no guia de onda, fenômenos de espalhamento da luz podem ocorrer nas regiões da curva e ocasionar perdas de propagação na saída do guia de onda. Quando este fenômeno ocorre, a intensidade do campo \vec{E} se mantém confinado no primeiro guia de onda reto e ocorre um espalhamento da luz na

curvatura, resultando em retropropagação. Quando as curvaturas do guia de onda exercem baixa perda, o modo se mantém confinado ao longo de todo o guia de onda. Como visto na subsecção 2.3.6, esta alta transmissão se deve ao modo transitório ao longo da direção ΓM ser semelhante ao modo guiado ao longo da direção ΓK , possuindo valores de números de onda próximos.

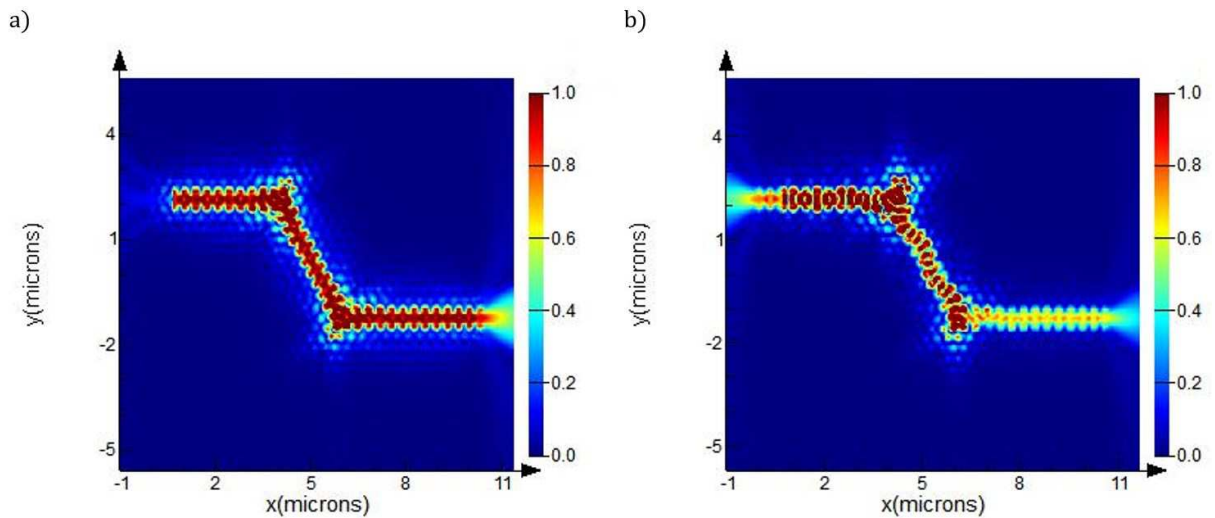


Figura 27 - Campo elétrico em guia de onda com curvatura de (a) 400 nm e (b) 410 nm de largura de guia de onda

Assim como na subsecção 4.2.2, realizou-se a simulação da transmissão para $0,2 \leq r/a \leq 0,45$, mas agora utilizando (56), podendo ser visualizados na Figura 30, no qual os eixos possuem os mesmos padrões especificados na Figura 25.

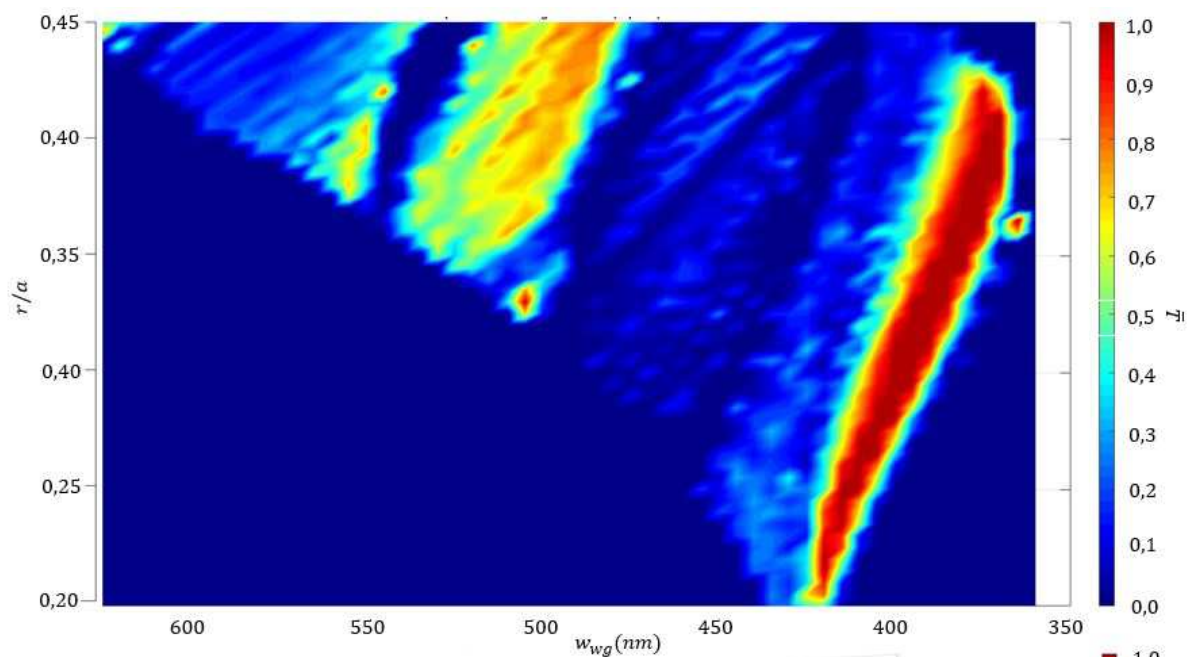


Figura 28 - Média da transmissão em guia de onda com curvatura das estruturas geradas

Como as estruturas simuladas nesta seção são as mesmas da seção 4.2.2, é possível correlacioná-las. A transmissão alta no guia de onda reto não se manteve após implementar curvaturas no guia de onda, devido à reflexão da luz ocasionada pelas curvas. É possível ver uma região com a taxa transmissão média alta, próxima da borda da banda de ordem $m = 1$. Nesta região, os requisitos de redução do $\Delta\vec{k}$ são satisfeitos, ou seja, \vec{k}_x e \vec{k}_y possuem valores próximos e conseqüentemente, há baixa perda por refletividade.

Tomando como referência esses resultados, já é possível projetar um guia de onda ultracompacto em forma de serpentina e espiral, contendo curvaturas, já que existem possibilidades de estrutura que possuem baixa perda ($<1\%$) nas simulações com guia de onda reto e com curvatura. Estas estruturas com alta transmissão média está restrita a $375\text{ nm} \leq w_{wg} \leq 420\text{ nm}$, aproximadamente. Porém, de forma a buscar um perfil de alta transmissão para mais possibilidades de estrutura, torna-se necessário o modelamento das curvaturas.

4.3 Modelamento de guia de onda

Na seção 4.2 entendeu-se que lidar com perdas devido a curvaturas em um guia de onda baseado em CF é uma realidade. A correlação dos resultados das Figuras 25 e 30, leva a uma conclusão: as altas taxas de transmissão ($\cong 100\%$) em guia de onda reto para a maioria das estruturas do range não se mantém quando as curvaturas são incorporadas. Assim, é viável seu modelamento, por exemplo, caso precise de estruturas com baixa perda em alternativa às apresentadas na Figura 30. Outro fator é a inflexibilidade na forma de obtenção das curvaturas em guia de onda baseado em CF além da remoção de cavidades na diagonal do CF.

Esta seção descreve dois diferentes métodos de modelamento de curvatura em guia de onda, implementados em CF. O primeiro é chamado de supercavidade reta [36] e o segundo de supercavidade curvada. Esses serão apresentados inicialmente pela facilidade de implementação nas simulações e fabricação, com o objetivo de sanar a descontinuidade na região da curvatura e, portanto, evitar a criação de sítios de reflexão. Um terceiro modelamento é apresentado para cálculo da distância mínima entre guias de onda paralelos, de modo a evitar a interferência indesejada entre canais adjacentes e reduzir as perdas por acoplamento óptico. Os três métodos a serem discutidos são essenciais no projeto de guias de onda ultracompactos, que requerem longo comprimento de interação e com baixa perda ($< 1\%$). Isso se traduz devido ao requisito de adição de muitas curvaturas no guia de onda final e diminuição das distâncias entre guias de onda paralelo no processo de diminuição das dimensões totais do CF.

4.3.1 Supercavidade reta

Considerando o design simples e visando aumentar a o perfil de alta transmissão média das estruturas possíveis, adotamos inicialmente a ideia de defeito em forma reta [37] no canto da curvatura para diminuir as perdas por espalhamento das curvaturas. O defeito formado pela conexão direta de cavidades adjacentes na mesma curvatura utiliza o próprio ar como material para ligação e preenchimento. Este defeito pode ser chamado de supercavidade reta, o comprimento entre os centros das cavidades é de $L = \sqrt{3}a$ e a largura igual ao diâmetro das cavidades de ar ($2r$), conforme Figura 31. O comprimento é calculado pelo triângulo retângulo formado pela ligação das cavidades de rede triangular do CF. Este modelamento dispensa modelações complicadas de forma da cavidade, deslocamento, adição ou design complexo.

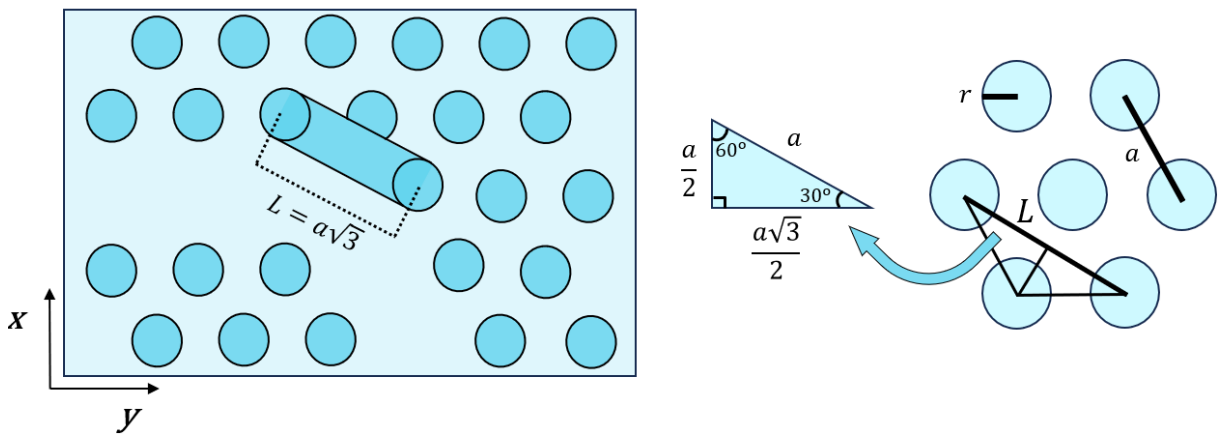


Figura 29 - Design da supercavidade reta

Para testar a eficiência inicial deste modelamento, calculou-se a transmissão média nas estruturas da Tabela 1, no *layout* da Figura 26, com a supercavidade reta implementada nas curvaturas. A Figura 32 indica os resultados, que demonstra um aumento da transmissão média para parte das estruturas em comparação à Figura 28. Ainda há queda da intensidade da transmissão para algumas w_{wg} devido à alteração na geometria do guia de onda na curvatura, afetando os modos de propagação suportados pelo guia de onda reto no CF.

A Figura 33 ilustra o perfil de distribuição da intensidade do campo \vec{E} também para um guia de onda baseado em CF de $w_{wg} = 410 \text{ nm}$ e $r = 0,3a$, assim como na Figura 29 (b), mas agora com transmissão de $\sim 100\%$ devido a inserção da supercavidade reta. Ou seja, o modelamento neste caso não só evitou perdas por reflexão, mas também aumentou o confinamento de \vec{E} ao longo de todo o guia de ondas, evitando a reflexão indesejada causada

pelas curvaturas. O objetivo de demonstrar o resultado da $w_{wg} = 410 \text{ nm}$ foi para mostrar a efetividade deste modelamento em um guia de onda que apresentava perdas de propagação.

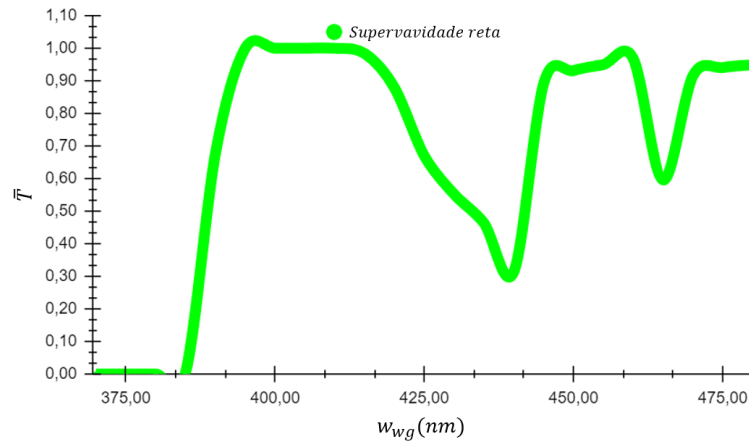


Figura 30 - Média da transmissão para as estruturas da Tabela 1 com supercavidade reta

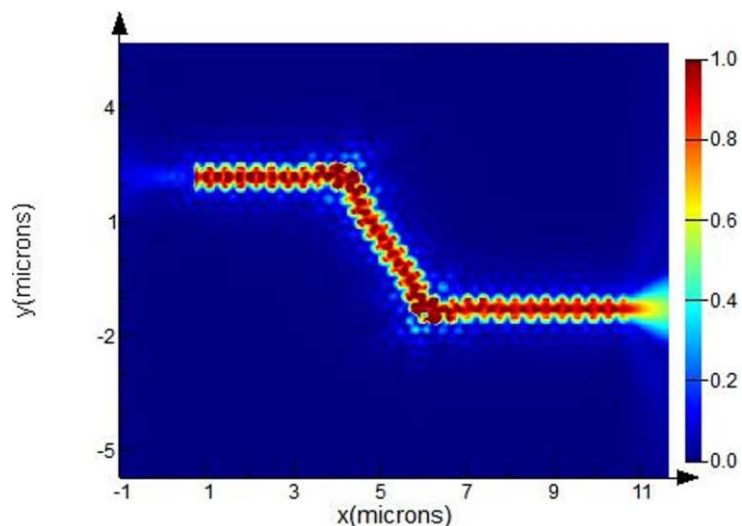


Figura 31 - Campo elétrico em guia de onda com supercavidade reta e 410 nm de largura

Esses resultados iniciais foram positivos e justificou realizar as simulações para o range de estruturas geradas com a supercavidade reta. A Figura 34 ilustra estes resultados e exhibe melhora significativa na média de transmissão em comparação à Figura 30. O gráfico concentra altas transmissão média em regiões que possuíam perdas por reflexão. Especificamente, existe pelo menos uma estrutura para cada w_{wg} no range $360 \text{ nm} \leq w_{wg} \leq 620 \text{ nm}$ com baixa perda ($< 1\%$), correlacionado a pelo menos uma possibilidade de r/a . Como resultado geral, os requisitos de redução do $\Delta\vec{k}$ foi atingido, exibindo novas possibilidades de estrutura com altas transmissão para projetos de guias de onda com curvatura.

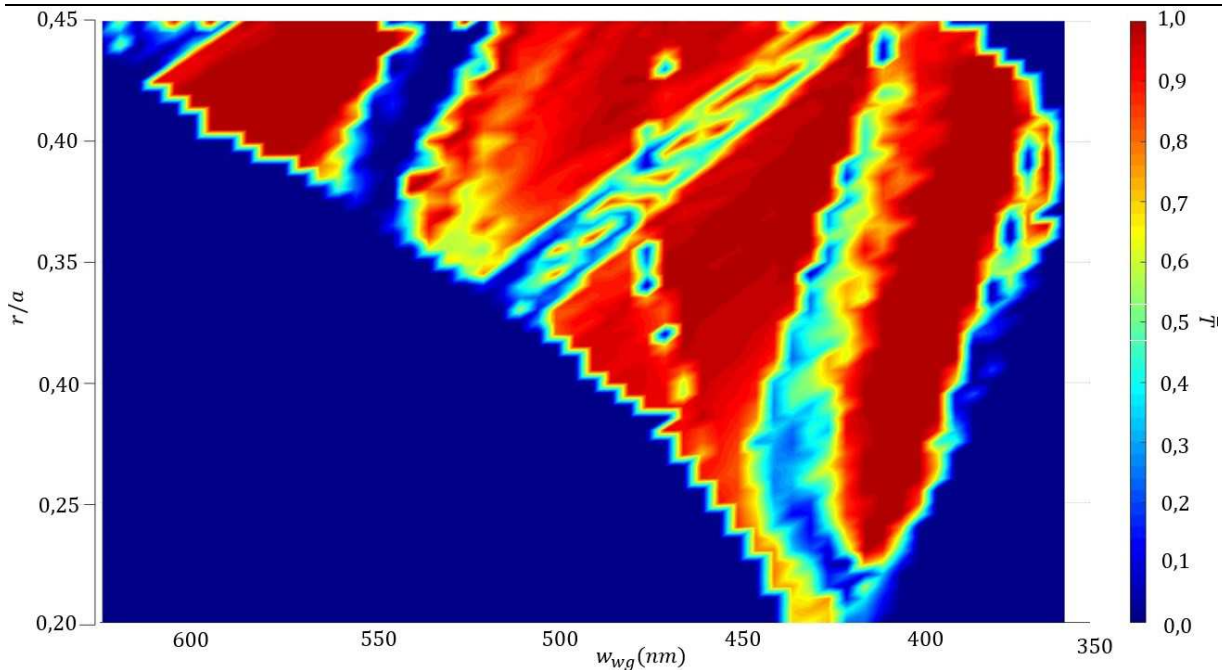


Figura 32 - Transmissão das estruturas geradas em guia de onda com supercavidade reta

4.3.2 Supercavidade curvada

Para gerar novas possibilidades de estrutura com baixa perda em alternativa ao modelamento por supercavidade reta, criou-se a supercavidade curvada, formada também pela ligação direta entre cavidades externas na curvatura com ar, mas mantendo uma curva perfeita na borda superior da curvatura. A tese para este design foi simular um guia de onda com curvatura perfeita, mas mantendo as características do CF. A Figura 35 exemplifica este design, que mantém a w_{wg} constante ao longo do raio da curvatura. Simulou-se as estruturas da Tabela 1 com supercavidade curvada para teste, mantendo os padrões de simulação iguais aos da subsecção 4.3.1 e com objetivo de realizar a comparação dos resultados das Figuras 30 e 34.

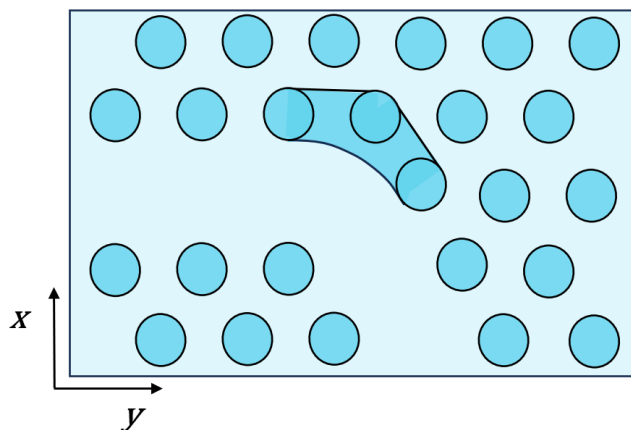


Figura 33 - Design da supercavidade curvada

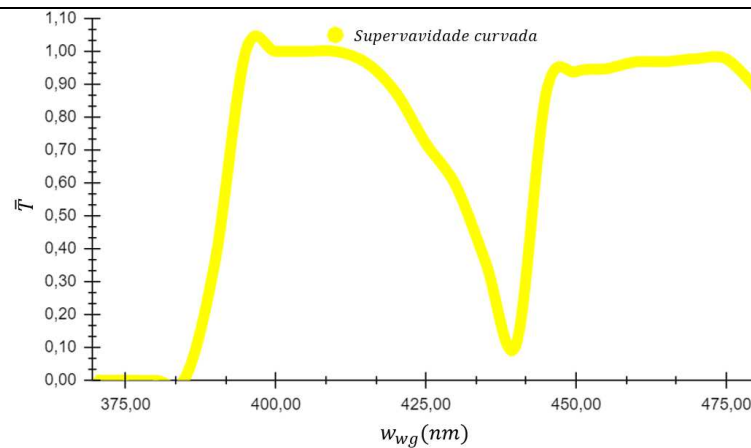


Figura 34 - Transmissão das estruturas da Tabela 1 com supercavidade curvada

A Figura 36 ilustra os resultados e indica redução de perda por reflexão na curvatura após o modelamento com supercavidade curvada, além de um melhor cenário numérico teórico em comparação à supercavidade reta. Devido a alteração da geometria da curvatura no guia de onda, também é possível verificar um vale transmissão para algumas w_{wg} , que também afeta os modos de propagação suportados pelo guia de onda reto no CF.

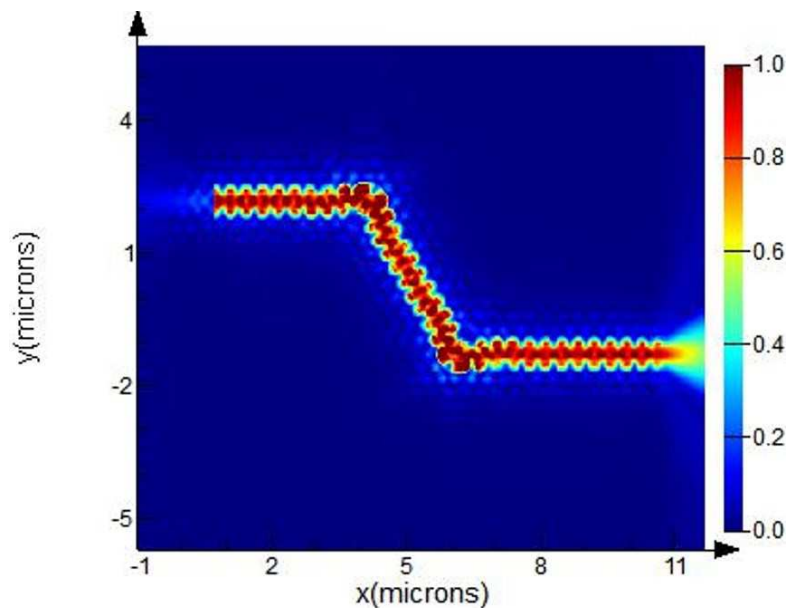


Figura 35 - Campo elétrico em estrutura de $r = 0,3a$ e largura do guia de 410 nm com supercavidade curvada

A Figura 37 ilustra o perfil de distribuição da intensidade do campo \vec{E} para CF de $w_{wg} = 410 \text{ nm}$ e $r = 0,3a$, mesma estrutura das Figuras 29 (b) e 33. Comparando-as, nota-se melhora no confinamento da luz ao longo do guia de onda. A simulação de todas as estruturas geradas, ilustrada na Figura 38, em comparação com a Figura 34, exhibe estruturas com alta transmissão média que não foram alcançadas com a supercavidade reta.

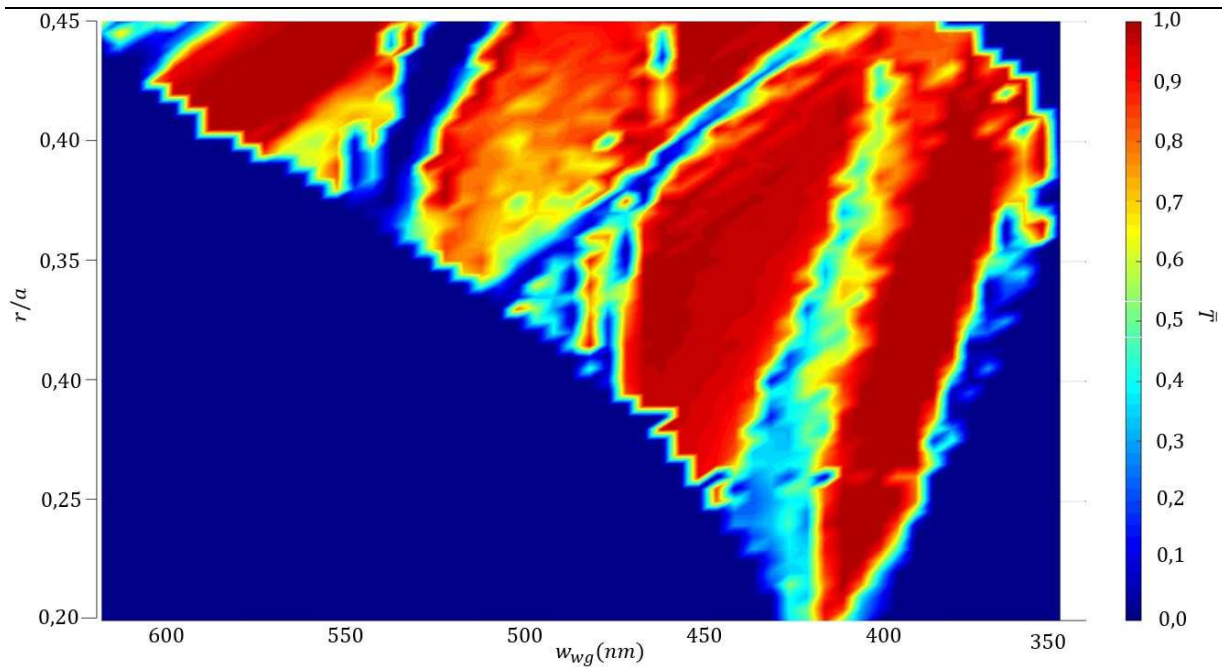


Figura 36 - Transmissão das estruturas geradas com supercavidade curvada

4.3.3 Distância entre pistas

A influência da distância entre guias de ondas paralelo em um mesmo CF é outro fator que impacta diretamente no processo de compactação de guias de ondas de longo comprimento. Esta distância é comumente chamada de distância entre pistas. Esta otimização visa obter a distância mínima em que não tenha acoplamento óptico, de modo a evitar perdas por *crosstalk* (diafonia) entre canais. Para manter o cenário o mais estável possível, deve-se escolher uma w_{wg} fixa para trabalho. Escolheu-se $w_{wg} = 380 \text{ nm}$ por ser uma w_{wg} que possui altas transmissões não só para o guia de onda reto, mas também para a curvatura sem e com modelamento, seja com a supercavidade reta ou curvada, facilitando as correlações entre resultados obtidos. O range de estruturas foram compreendidas em $0,31 \leq r/a \leq 0,43$ por ser as relações r/a de $w_{wg_1} = 380 \text{ nm}$ que resultaram em baixa perda no guia de onda reto, já que o estudo da distância mínima entre guias de onda adjacentes é nesta topologia.

A Figura 39 mostra o *layout* da estrutura base com uma distância h de 5 cavidades entre guias de onda paralelo. Esta distância é dada em função do número de cavidades de separação. Os resultados são obtidos através da variação de h dos dois guias de ondas adjacentes simultaneamente ao guia de onda reto principal em um CF de 50×30 cavidades. A variação subsequente de h parte de 1 linha até 15 linhas de cavidades de distância.

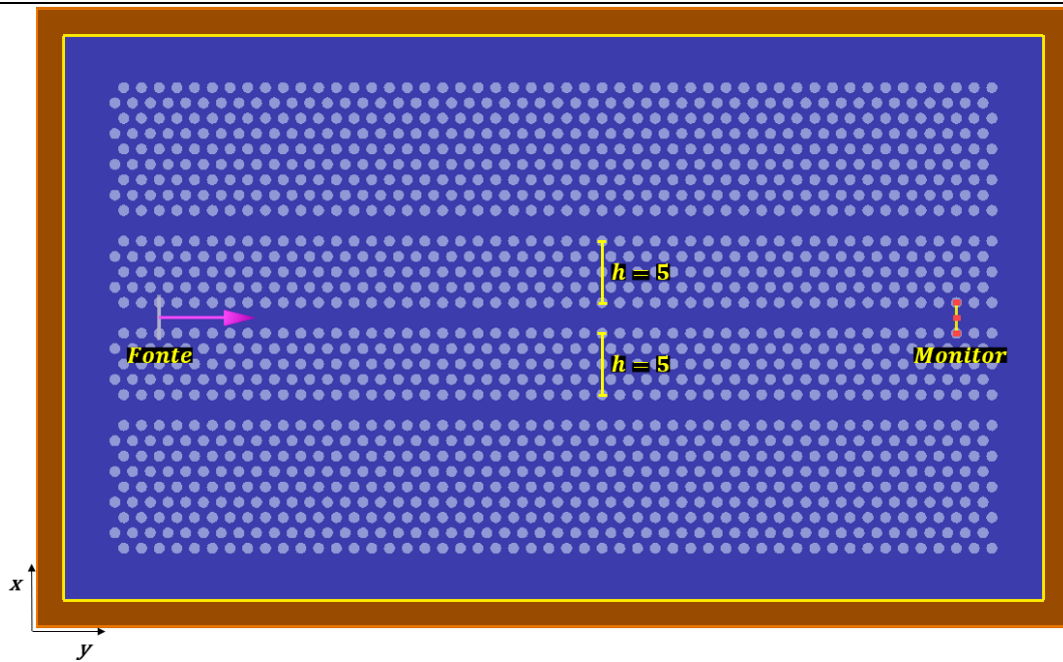


Figura 37 - Layout de simulação da variação da distância entre guias de onda adjacentes

Na Figura 40 pode-se ver que para $w_{wg_1} = 380 \text{ nm}$, quando $h \geq 11$ se garante que não há acoplamento óptico, independentemente do valor de r/a . Também é possível verificar que há maior estabilidade na transmissão e menor acoplamento óptico em função de h para estruturas com uma relação r/a de valor maior. Por exemplo, para $r = 0,31a$, a estabilidade é alcançada em $h \geq 11$, e para $r = 0,37a$, em $h \geq 11$. Isso se deve às maiores relações r/a , compondo estruturas com cavidades de maior r em função de a , aumentando o confinamento óptico e, conseqüentemente, diminuindo o acoplamento óptico.

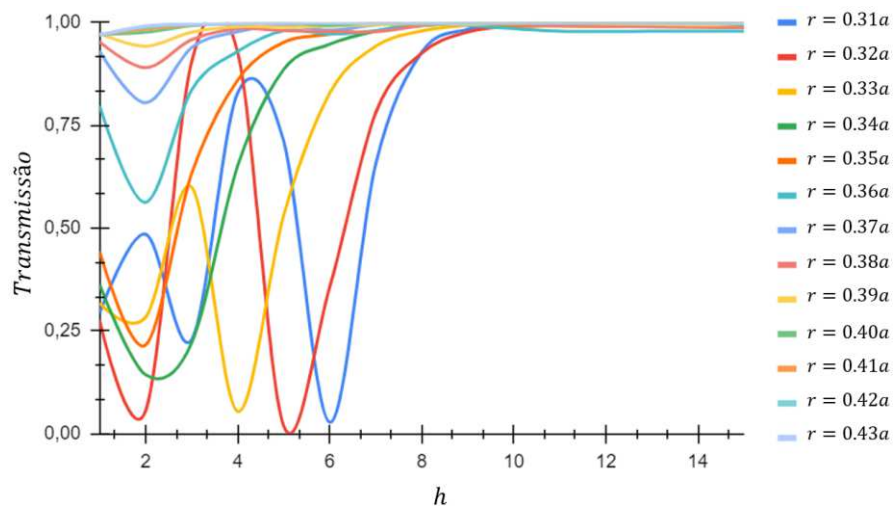


Figura 38 - Transmissão da variação do h para a largura de 380 nm

Para maior precisão e controle dos resultados obtidos, foram realizadas simulações para a $w_{wg_2} = 420 \text{ nm}$, também no range $0,31 \leq r/a \leq 0,43$. Esta w_{wg} possui taxa de transmissão de 100% em guia de onda reto no range. Como mostrado na Figura 41, essas w_{wg} também possuem baixas perdas ($< 1\%$) para um guia de onda reto no range.

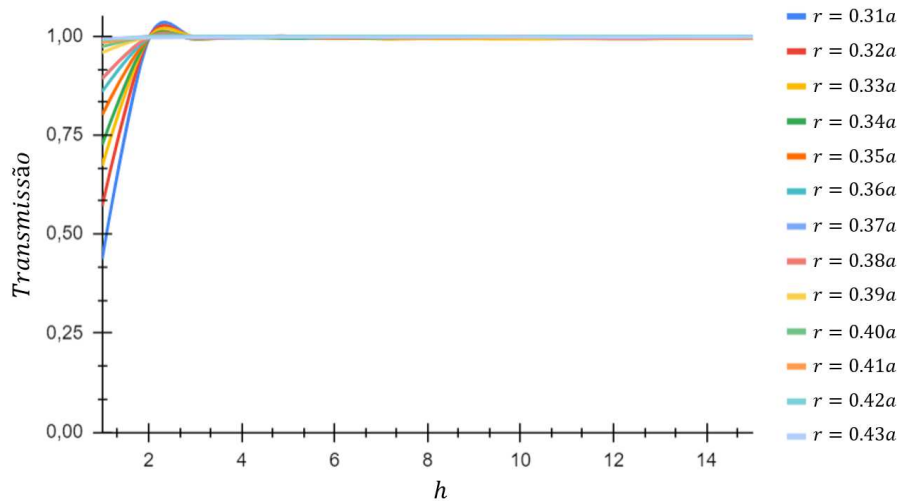


Figura 39 - Transmissão da variação de h para a largura de 420 nm no range 1

Entretanto, neste range inicial no qual foram feitas as simulações para $w_{wg_2} = 420 \text{ nm}$, a estabilidade da alta transmissão se mostrou em $h \geq 3$. No processo de entender o fenômeno, verificou-se que para $w_{wg_2} = 420 \text{ nm}$, a transmissão de $\sim 100\%$ para um guia de onda reto se dava para o range $0,21 \leq r/a \leq 0,44$ completo. Ou seja, para um range de estruturas maior que o simulado no processo de comparação. A Figura 42 ilustra os resultados, mas agora, para este range completo de possibilidades de estrutura. Comparando a Figura 40 e 42, se torna verídica a afirmação de que existe menor acoplamento óptico em função da h para estruturas com uma relação r/a de maior valor. Porém, a instabilidade para h menor que 11 linhas de cavidades ocorre nos menores valores de r/a , na qual ainda se mantém uma alta transmissão em guia de onda reto no *layout* da Figura 21, para aquela w_{wg} específica. Resumindo, a instabilidade para $h < 11$ de w_{wg_1} ocorre entre $0,31 \leq r/a \leq 0,4$ e de w_{wg_2} entre $0,21 \leq r/a \leq 0,3$. Ou seja, para cada w_{wg} existe um range de estruturas que produzem altas transmissões em um guia de onda reto e deste range, a instabilidade para $h < 11$ ocorre para os menores valores das relações r/a na simulação de variação dos guias de onda adjacentes. Essa analogia é exemplificada pelas Figuras 43 e 44, que correspondem às simulações da taxa de transmissão idênticas às Figuras 40 e 42, porém para a variação da própria distância h .

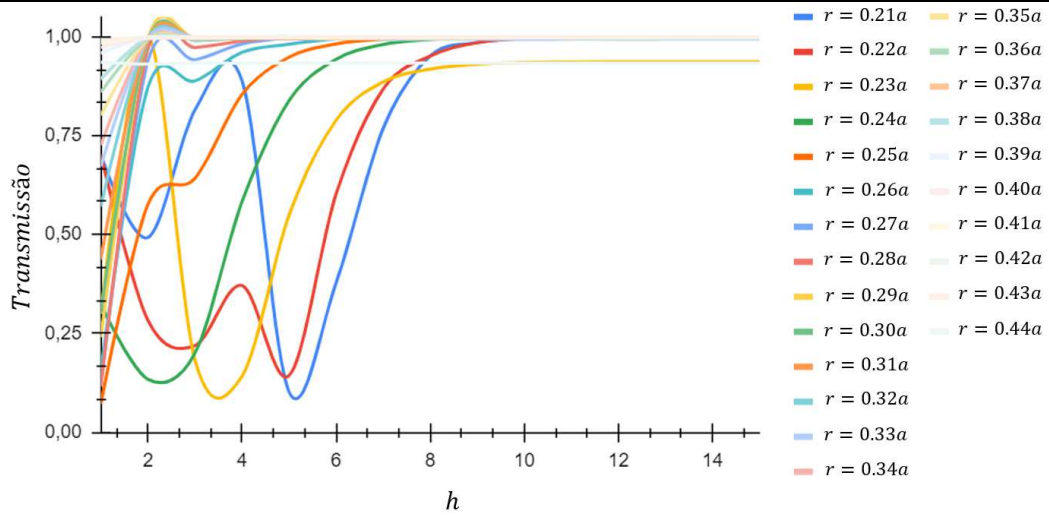


Figura 40 - Transmissão da variação de h para a largura de 420 nm no range 2

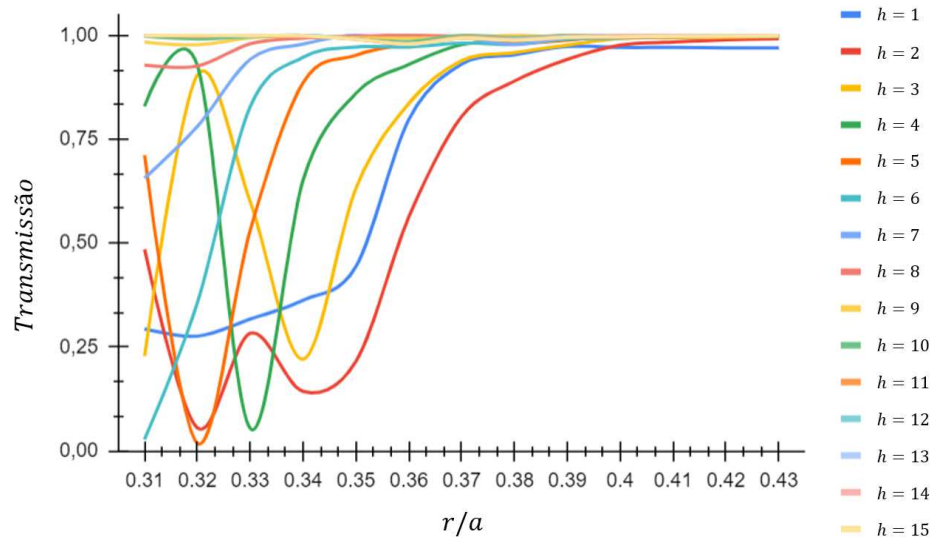


Figura 41 - Transmissão das variações de h para a largura de 380 nm por relação

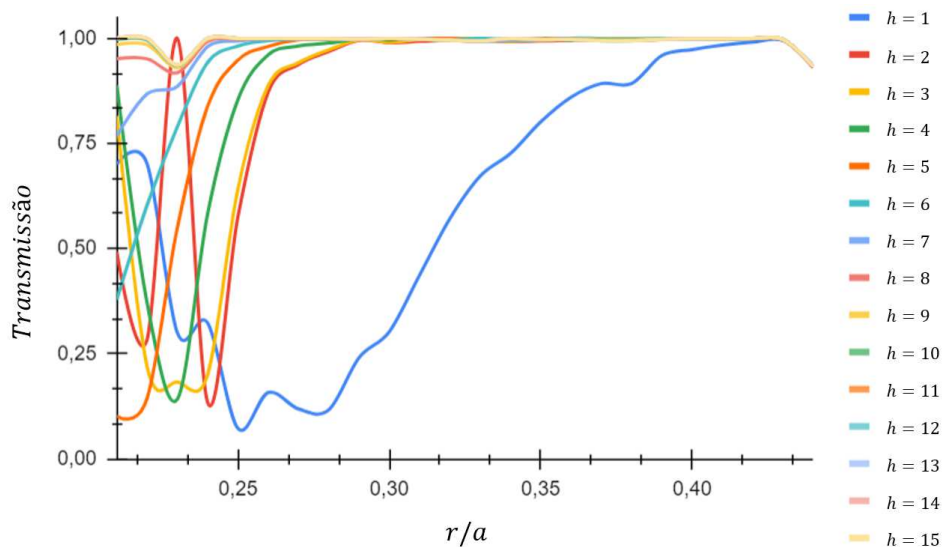


Figura 42 - Transmissão das variações de h para a largura de 420 nm por relação

Sendo assim, é notório que existe um padrão de impacto direto da distância entre guias de onda adjacentes quando implementadas em CF. A quantidade mínima de cavidades entre guias de onda adjacentes de modo a evitar o acoplamento óptico é único para cada CF, com seus respectivos parâmetros de materiais, constante de rede e raio. Por isso, faz-se necessário a simulação para cada CF unitariamente, de modo a entender como este fenômeno impacta e assim, dimensionar o projeto da melhor forma. Contudo, para este trabalho, por mais que para estruturas que correspondem a um valor maior de r/a e, conseqüentemente, possuam estabilidade para uma distância $h < 11$, a quantidade de cavidades padrão que separam guias de onda adjacentes escolhida para as simulações subsequentes será de $h = 11$.

4.4 Métodos de compactação de guia de onda em cristal fotônico

Nas seções 4.3 e 4.2, foram expostos resultados positivos para composição de projetos de guia de onda com longo comprimento de interação em plataforma ultracompacta, de modo a preservar a baixa perda de transmissão. Nesta seção, utilizaremos estes resultados obtidos para compor dois métodos de compactação de guias de onda longos em CF. O primeiro método é chamado de forma em espiral, baseado em uma forma geométrica padrão, onde o guia de onda se desenvolve em torno de um centro, progredindo continuamente e constantemente em uma direção específica. Esta forma de guia de onda é definida por repetidas voltas que aumentam e diminuem à medida que se afastam do ponto central, resultando em um guia de onda comprido e compacto. O segundo método é chamado de forma em serpentina, baseado em um padrão sinuoso, ondulado e caracterizado por curvaturas contínuas, tornando possível projetar um guia de onda comprido em uma plataforma ultracompacta.

4.4.1 Configuração em espiral

A Figura 45 ilustra o centro de uma estrutura em configuração de espiral, formada por guias de onda reto, utiliza-se curvaturas no guia de onda para esculpir a forma central do espiral, e requer uma distância mínima entre guias de onda para evitar o acoplamento óptico. É possível formar novos defeitos no CF similar ao formado de um espiral arquimediano, através da adição de novas camadas de guias de onda e curvaturas em complemento à esta estrutura central. Com isso, a configuração em espiral é uma das opções para suprir às necessidades de compactação de um guia de onda com comprimento na ordem dos centímetros.

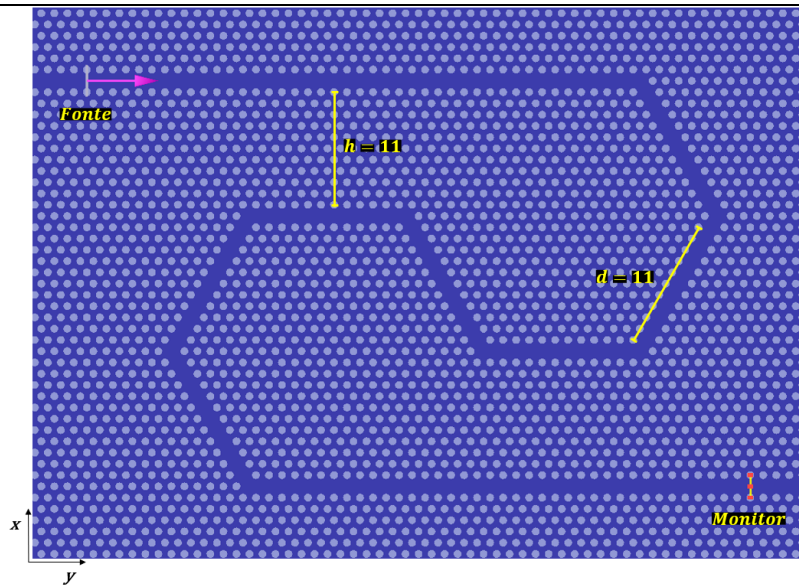


Figura 43 - Guia de onda central da forma em espiral

De modo a validar os resultados obtidos até a presente seção e comparar a estabilidade do confinamento da luz ao longo do guia de onda em configuração de espiral, foi simulado a propagação do campo \vec{E} e taxa de transmissão. Primeiramente, nota-se que a estrutura é formada por uma distância d e h de 11 cavidades. Escolheu-se um CF de parâmetros $a = 362 \text{ nm}$, $r = 115,84 \text{ nm}$, $r/a = 0,32$ e $w_{wg} = 395 \text{ nm}$ para as simulações nesta seção por ter apresentado uma transmissão média de $\sim 100\%$ aos três tipos de curvatura, sem e com modelamento por supercavidade reta e curvada. Com isso, é possível comparar o nível de confinamento da luz e diferenciar a estabilidade da propagação da luz nas curvaturas. O campo \vec{E} simulado e exemplificado na Figura 46 demonstra forte confinamento no interior do guia de onda em espiral nos três tipos de curvatura adotados. Quando comparado os três tipos de curvaturas, verifica-se que não só as supercavidades projetadas geram um maior volume de estruturas com alta transmissão, mas que também indicam maior confinamento nas curvaturas. Entre os modelamentos com supercavidade reta e curvada, é notável que a reta implementa um efeito de espelho na curvatura e mantém um confinamento mais uniforme da luz. Já a supercavidade curvada, estabiliza o confinamento da luz na curvatura, porém exibe baixa reflexão da luz. A transmissão para os três casos apresentados apresentou baixa perda ($< 1\%$).

Estes resultados sugerem que é possível implementar um guia de onda neste formato com comprimento de interação da luz na ordem dos centímetros e mantendo baixas perdas ($< 1\%$). Como mencionado, este trabalho se restringe ao modelamento de CF com comprimento de guia de onda de $L_{total} \sim 1 \text{ cm}$. Devido às limitações do computador utilizado nas simulações, não foi possível criar o *layout* desta estrutura final no software *Lumerical*.

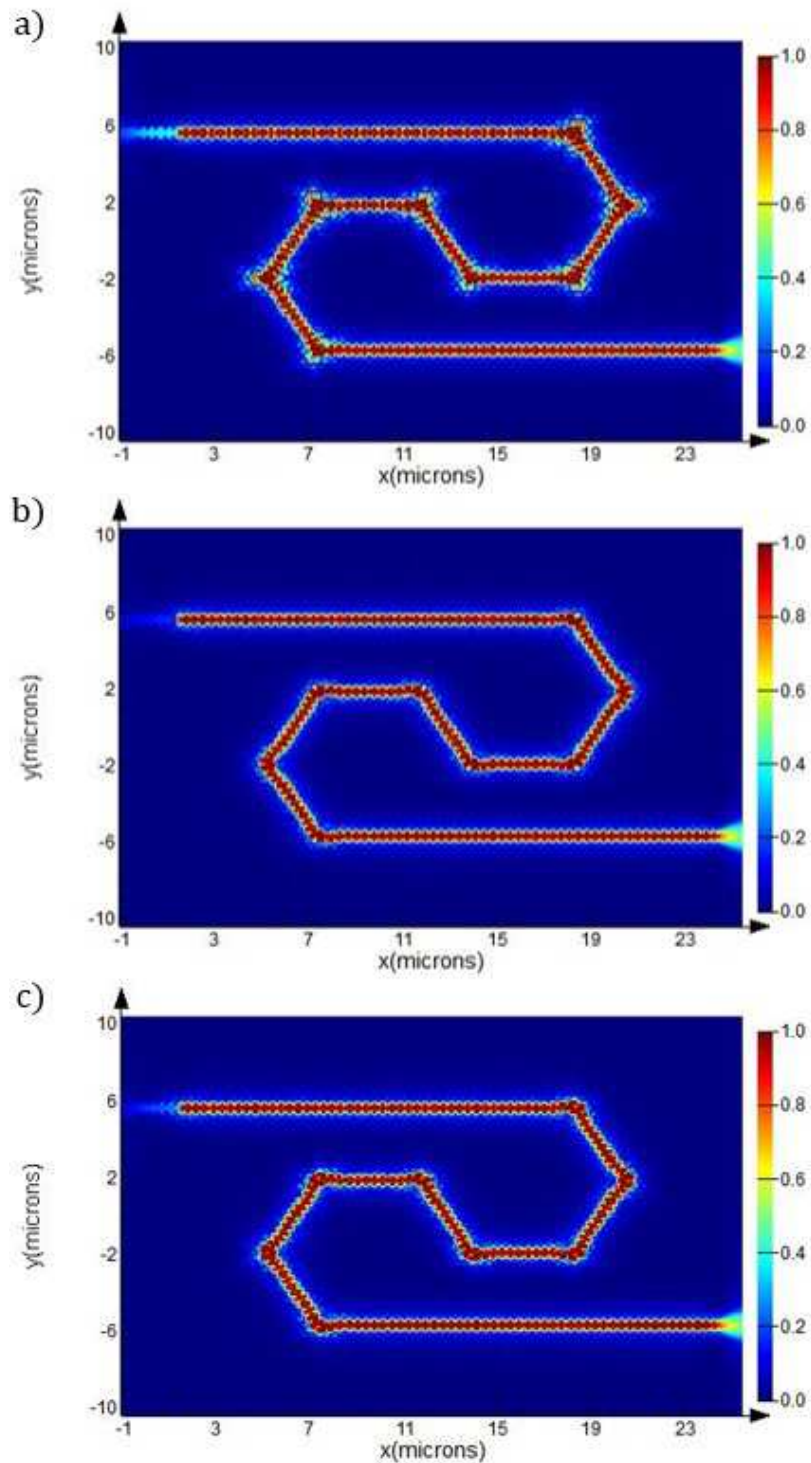


Figura 44 – Campo elétrico no guia de onda em forma de espiral (a) sem otimização, com (b) supercavidade reta e (c) curvada

Para solucionar esta limitação, foi criado um modelo matemático de predição das dimensões e características construtivas finais do CF com \mathcal{L}_{total} de $\sim 1\text{ cm}$. Seja N_i a quantidade de níveis de guia de onda adicionados ao final de cada composição que forma o guia de onda em configuração de espiral, sendo i um inteiro positivo, representando cada nível. Para cada composição adicionada, temos $N_i = N_{i-1} + 1$. A Figura 47 ilustra o modelo matemático

proposto, onde temos um espiral com N_2 , ou seja, dois guias de onda adicionados à estrutura central do espiral. Estes níveis N_i sempre são compostos por três guias de onda reto, acoplados pela junção da curvatura e adicionados simultaneamente na entrada e saída do guia de onda. A quantidade de N_i adicionado é proporcional ao \mathcal{L}_{total} requerido. Ou seja, adiciona-se níveis para se obter o comprimento final aproximado. A cada nível (N_i) adicionado, o comprimento (\mathcal{L}) da composição aumenta. A variável C é uma constante que depende diretamente de h , onde $C = 1 + h$. Seja C uma constante que compõe \mathcal{L}^j em cada N_i^j , sendo j o identificador (a, b, c , e d) para cada parte da composição que é replicada pela adição de N_i . Ou seja, é somado C ao \mathcal{L}^j de cada subnível N_i^j quando adicionado um novo nível ao guia de onda, resultando em N_{i+1} .

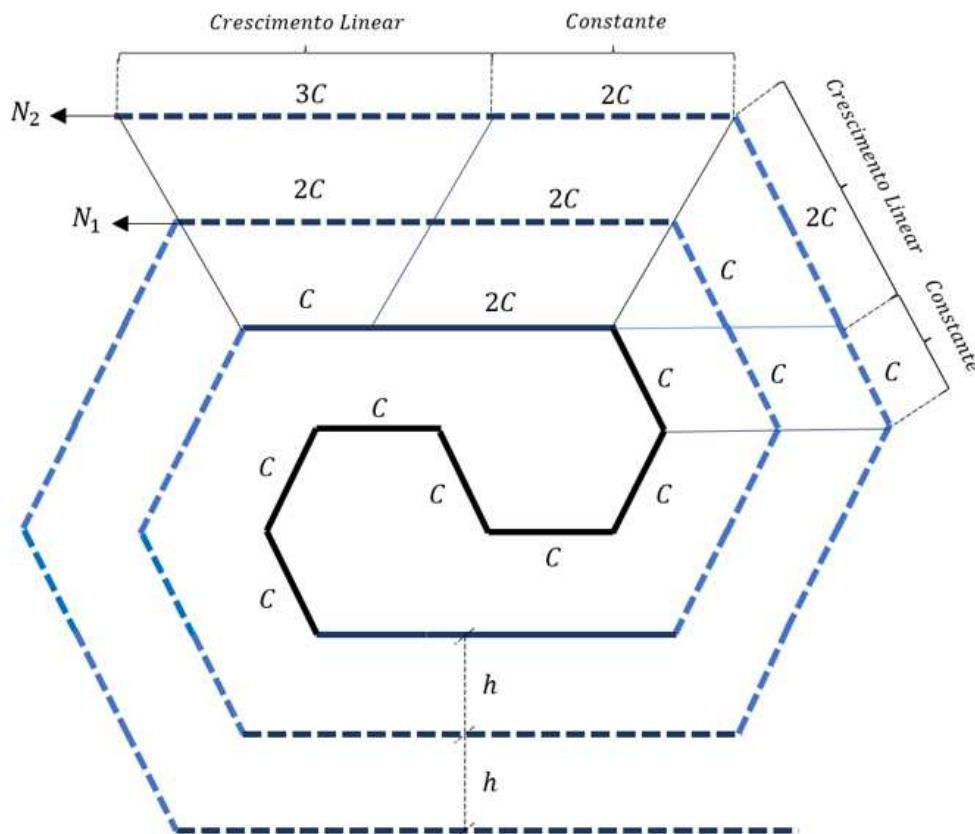


Figura 45 - Guia de onda deduzido da forma em espiral

Através dessas exemplificações e a Figura 47, é possível escrever as equações que compõem o comprimento final do guia de onda com base em cada parte replicável da estrutura em configuração final, sendo

$$\mathcal{L}^a = 7Ca, \tag{57}$$

$$\mathcal{L}^B = \left(N_i^b C + \sum_0^i N_i^b C \right) 2a = \mathcal{L}^C = \left(N_i^c C + \sum_0^i N_i^c C \right) 2a, \quad (58)$$

$$\mathcal{L}^D = \left[2C(N_i^d + 1) + C + \sum_0^i N_i^d C \right] 2a. \quad (59)$$

Em (57), temos o comprimento do guia de onda \mathcal{L}^A , no centro do espiral, sendo este o único elemento com \mathcal{L} constante, em função de C apenas. Já (58) e (59), formam as partes da estrutura que aumentam seu comprimento exponencialmente à medida que são adicionados novos níveis ao guia de onda, conforme explicado anteriormente. Como pode ser visto, (57), (58) e (59) são multiplicadas por a , que representa a forma de conversão dos valores inteiros para medidas na escala do CF. Isso é possível devido às medições estarem sendo realizadas em função da remoção de cavidades no CF. Na equação

$$\mathcal{L}_{total} = \mathcal{L}^a + \mathcal{L}^b + \mathcal{L}^c + \mathcal{L}^d, \quad (60)$$

realiza-se a somatória das equações (57), (58) e (59), obtendo-se assim \mathcal{L}_{total} através de

$$\mathcal{L}_{total} = 7Ca + \left(N_i C + \sum_0^i N_i C \right) 4a + \left[2C(N_i + 1) + C + \sum_0^i N_i C \right] 2a. \quad (61)$$

Já para o cálculo do número total de curvaturas implementadas no guia de onda em espiral final, utiliza-se a equação (62), sendo

$$Curvas = 8 + 6N_i. \quad (62)$$

Seja ρ o número de cavidades entre a extremidade do guia de onda no eixo horizontal e vertical e a borda do dispositivo. Com as equações

$$Comprimento = 2N_i(h + 1)H_\Delta + 5hH_\Delta + 4H_\Delta, \quad (63)$$

$$Largura = 2N_i(h + 1)a + 4,5ha + 4,5a, \quad (64)$$

calcula-se as dimensões finais do dispositivo e possibilitando assim, a obtenção da área total.

4.4.2 Configuração em serpentina

A segunda proposta de compactação do CF é através de um design do guia de onda em configuração de serpentina [22], conforme Figura 48. Este modelo de compactação toma como base os resultados das simulações no guia de onda reto, curvaturas implementadas no guia de onda com ou sem modelamento, além da distância entre guias de onda adjacentes. Sua forma simples possibilita a replicação de novas serpentinas subsequentes no eixo vertical até a obtenção de um guia de onda com o comprimento desejado. De modo a estudar o confinamento óptico da luz no interior do guia de onda, foi simulado a intensidade do campo \vec{E} e taxa de transmissão. Diferente da configuração em espiral, em serpentina, é preciso $d = 5$ para que tenhamos $h = 11$. Para manter os resultados de comparação em conformidade, manteve-se os parâmetros do CF utilizado nas simulações da seção 4.4.1.

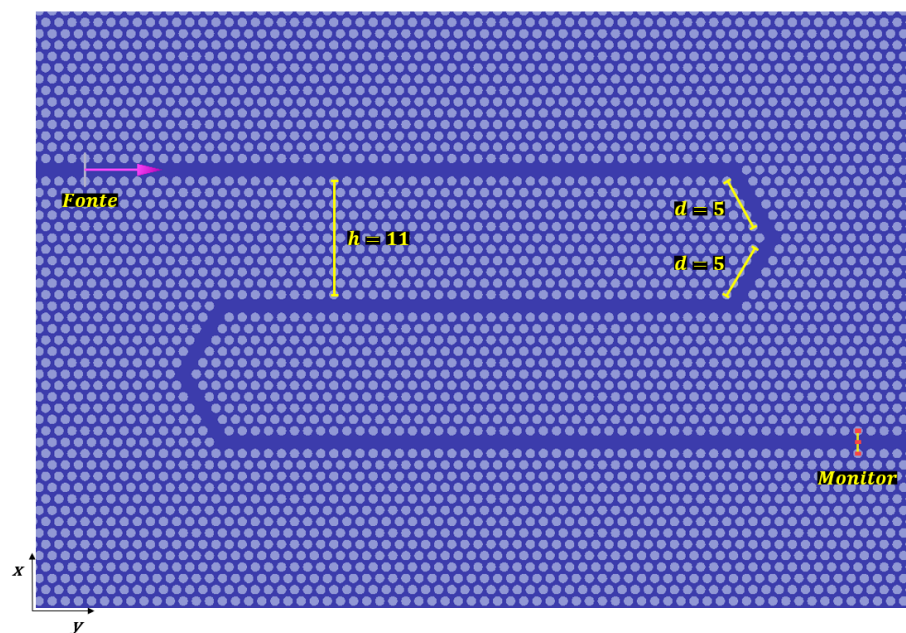


Figura 46 - Guia de onda na forma em serpentina

Assim como na configuração em espiral, o método de compactação em serpentina expressa resultados semelhantes quanto ao exposto na Figura 46, no que tange as taxas de transmissão e confinamento do campo \vec{E} . Esses resultados podem ser verificados na Figura 49. É possível implementar diferentes formas de guia de onda para diferentes aplicações quando combinado os resultados de transmissão em guia de onda reto e curvatura para um dado mesmo

CF e seus respectivos parâmetros. Além disso, estes resultados confirmam a possibilidade de manter o confinamento da luz em um guia de onda com curvatura em CF com comprimento de interação na ordem dos centímetros, mantendo baixas taxas de perda ($< 1\%$).

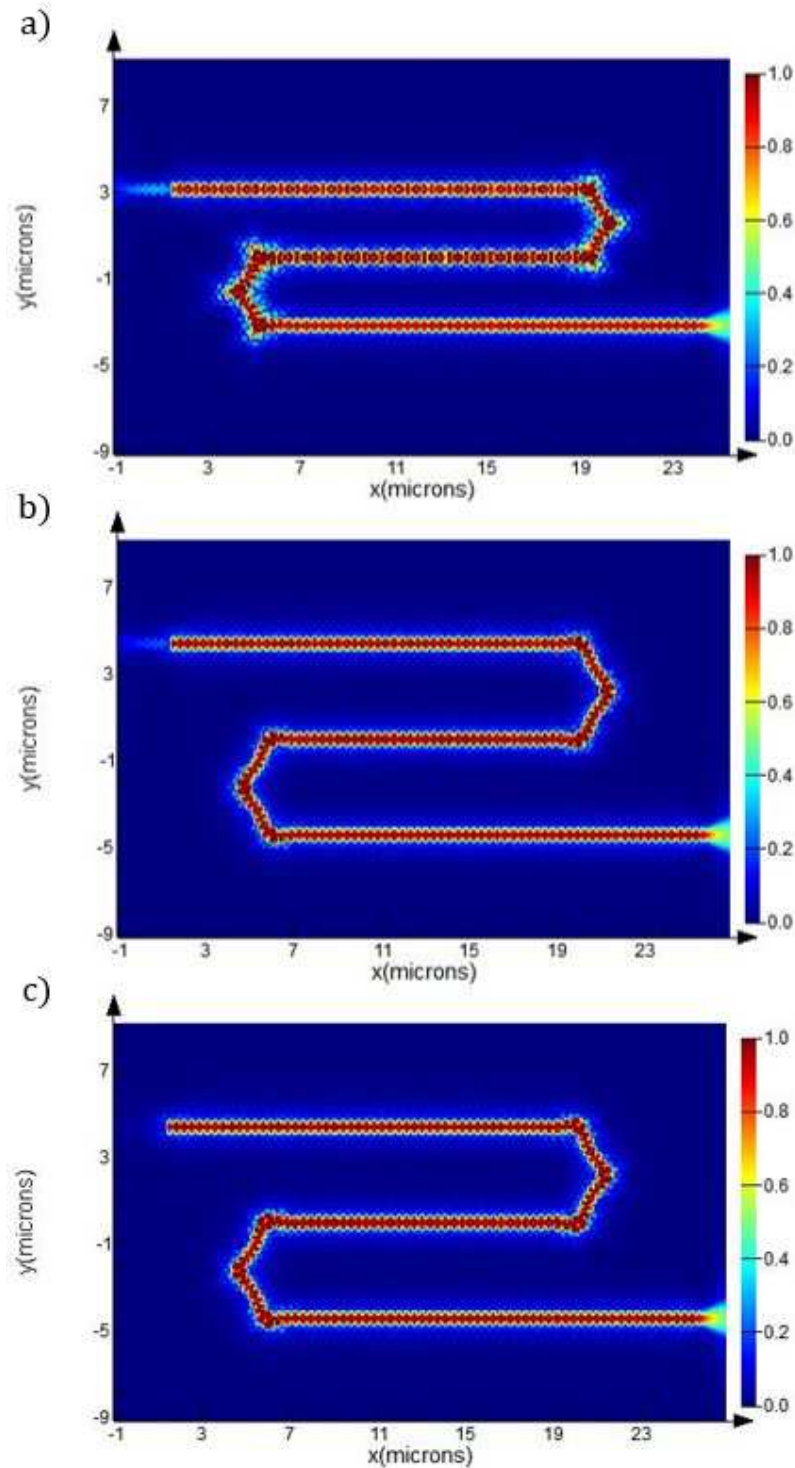


Figura 47 - Campo elétrico no guia de onda em forma de serpentina (a) sem otimização, com (b) supercavidade reta e (c) curvada

Para esta configuração de guia de onda também foi desenvolvido um método matemático de compactação da estrutura em função do comprimento total do guia de onda. O

método também possibilita gerar os parâmetros finais do CF, tendo como base um comprimento de guia de onda final $\mathcal{L}_{total} \sim 1 \text{ cm}$. Seja N_i os níveis a serem adicionados ao primeiro espiral da sequência, onde i é um inteiro positivo. A Figura 50 ilustra o modelo matemático proposto, onde temos uma serpentina com mais níveis N_i . Estes níveis N_i são compostos por dois guias de onda reto principais de comprimento X constante, acoplados à uma curva completa de 180° formada por dois guias de onda conectados. Neste método, temos que $C = h + 1$. Cada quantidade de N_i adicionado é proporcional ao \mathcal{L}_{total} preterido em projeto.

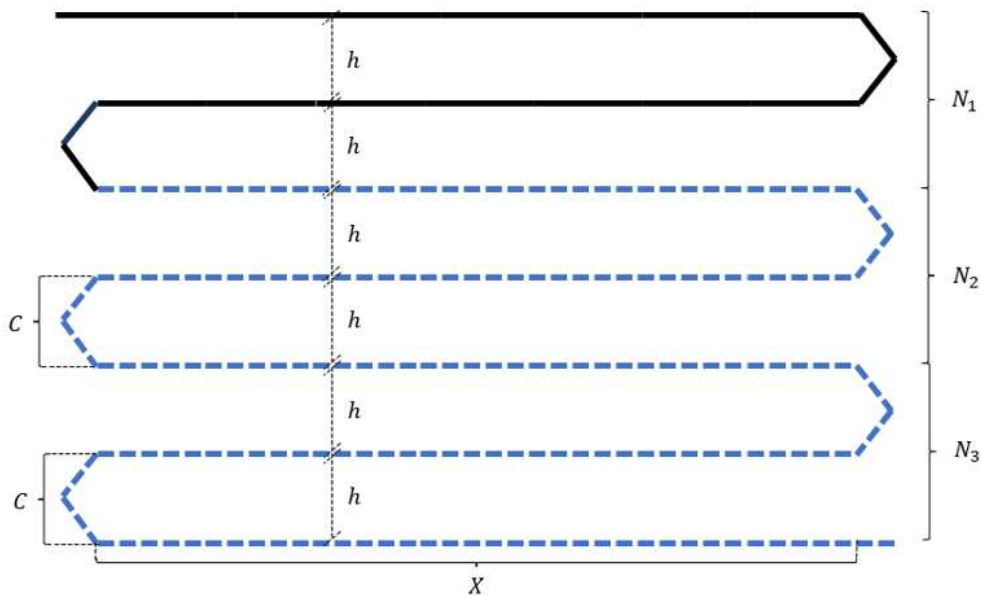


Figura 48 - Guia de onda deduzido da forma em serpentina

Com isso, foram escritas as equações que compreendem o comprimento do guia de onda em forma de serpentina final. Em (65), temos o comprimento do guia de onda \mathcal{L}_{total} final. Nesta equação, todos os elementos são multiplicados por a , na qual a medição do comprimento do guia de onda é feita em analogia às cavidades removidas do CF. Já para o cálculo do número total de curvaturas implementadas na estrutura em espiral final, utiliza-se a equação (66). Segue as equações mencionadas:

$$\mathcal{L}_{total} = [2X + 2C]N_i a + Xa + 2,5Ca, \tag{65}$$

$$Curvas = 6 + 6N_i. \tag{66}$$

O cálculo das dimensões finais do dispositivo é possível através das equações abaixo, tornando possível o cálculo da área do dispositivo final:

$$\text{Comprimento} = N_i(2h + 2)H_\Delta + 2hH_\Delta + H_\Delta, \quad (67)$$

$$\text{Largura} = 2,5ha + 2,5a + Xa. \quad (68)$$

4.5 Guias de onda longos e ultracompactos em cristal fotônico

4.5.1 Redução da largura do guia de onda

De forma a explorar maiores possibilidades de modelamento e dos guias de onda em CF, investigou-se possíveis necessidades de engenharia de guia de onda. Ao estudar o range das w_{wg} possíveis calculadas, temos que a extremidade de maior valor do range (620 nm) se delimita para manter os guias de onda monomodo, mas a extremidade menor (360 nm), se faz puramente para manter as possibilidades de guias de onda dentro da PBG. Basicamente, CF de silício com um arranjo de cavidades de ar com quaisquer disposições de relação r/a , quando projetados para $w_{wg} < 360 \text{ nm}$, serão estruturas de parâmetros a e r que pode até possuir uma PBG, mas $\lambda = 1550 \text{ nm}$ não estará nesta faixa. Isso faz com que um pulso de luz neste λ propague no interior do CF e caso seja implementado algum tipo de guia de onda, a luz não seja confinada. Certas aplicações podem demandar uma w_{wg} menor que o mínimo comportado pela PBG, nos parâmetros adotados neste trabalho. Junto a isso, simulações iniciais realizadas durante o desenvolvimento do trabalho, mostraram que para um guia de onda planar de silício em $\lambda = 1550 \text{ nm}$, tem-se a $w_{wg} = 326 \text{ nm}$ como a largura de guia de onda com baixa dispersão. Mas, como não é objetivo deste trabalho esta área da fotônica, será tomado como referência a $w_{wg} = 326 \text{ nm}$ como largura de guia de onda final, fora da PBG.

Inicialmente, o modelamento consiste em um design de guia de onda em CF que permita a redução da largura do guia de ondas para $w_{wg} = 326 \text{ nm}$. Alterações abruptas nos parâmetros de um CF alteram com maior facilidade os modos em função da frequência de seu diagrama de bandas e assim, dificulta o projeto do dispositivo. A engenharia para redução da w_{wg} deve se restringir ao modelamento apenas das duas linhas de cavidades paralelas que formam o guia de ondas e das supercavidades nas curvaturas. O arranjo e disposição das cavidades que formam o CF deve se manter inalterado para os parâmetros que atendam aos requisitos de projeto até aqui apresentado, preservando as propriedades ópticas únicas da estrutura original. Teoricamente, garantir a redução da largura do guia de ondas e suas

propriedades naturais devem manter o confinamento da luz no interior do núcleo e não ocasionar a dispersão da luz no interior do CF.

O estudo é iniciado com a redução da largura do guia de onda reto e posteriormente, em um guia de onda com curvatura. Obtendo resultados positivos no que se refere a baixa perda ($< 1\%$), é possível o modelamento de uma estrutura final com comprimento do guia de ondas de $\mathcal{L}_{total} \sim 1 \text{ cm}$ através dos métodos de compactação apresentados.

Primeiro, dentre as possibilidades simuladas, a que obteve o melhor resultados é pelo *layout* mostrado na Figura 51 em um guia de onda reto. Na simulação, a redução da largura é realizada através da adição de uma linha de cavidades sobreposta às linhas de cavidades que formam o guia de onda e conseqüentemente, seu deslocamento no sentido do núcleo do guia de ondas. O material dessas cavidades se mantém como ar, se tornando assim apenas uma extensão das cavidades originais, expandindo as cavidades que formam os guias de onda em direção ao seu centro. De acordo com a w_{wg} original do guia de onda, é deslocado a linha de cavidades alguns nanômetros proporcionalmente ao r das cavidades. Ou seja, temos que $326 \text{ nm} = w_{wg} - 2 * D$, onde D é o deslocamento de cada linha de cavidades.

Para implementar alterações mínimas na estrutura do guia de onda, buscou-se trabalhar com CF que naturalmente já possuam w_{wg} inicialmente com largura menor. Por exemplo, a otimização para redução de um guia de ondas de $w_{wg} = 500 \text{ nm}$ para $w_{wg} = 326 \text{ nm}$ é mais evasiva que de uma $w_{wg} = 360 \text{ nm}$ inicialmente, teoricamente. Simulações mostraram que CF com a $w_{wg} = 380 \text{ nm}$ traduziam os melhores resultados com menores variações na estrutura após a redução da w_{wg} para 326 nm .

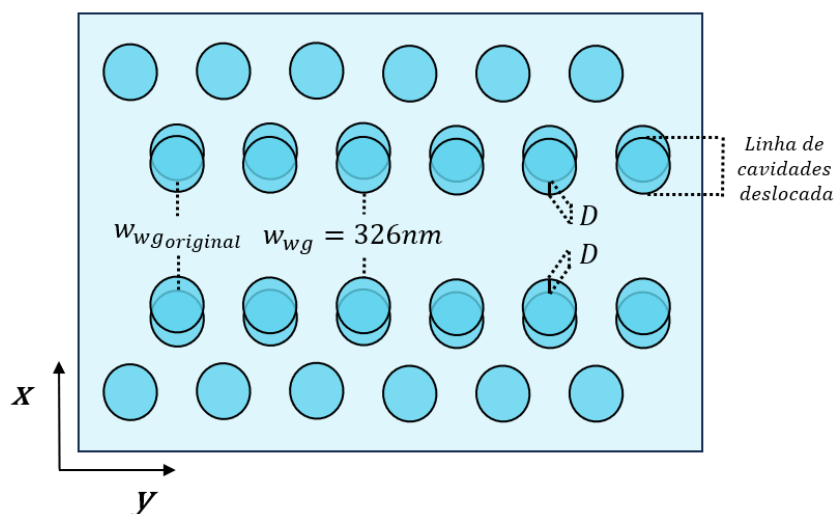


Figura 49 - Método de redução da largura do guia de onda reto

A Figura 52 mostra estes resultados para o range de $0,31 \leq r/a \leq 0,43$, onde é possível observar que os resultados com baixa perda ($<1\%$) ocorrem para estruturas de $r/a \geq 0,365$. Isso se deve porque para essas relações, o raio possui um valor maior em relação à constante de rede, fazendo com que a distância entre as bordas das cavidades seja menor que para as outras relações. Essa distância entre bordas de cavidades reduzida auxilia na estabilidade do guia de onda quando utilizado este método de redução da largura, evitando a reflexão ou acoplamento da luz e aumentando o confinamento óptico no guia de onda. Já a Figura 53, ilustra a dispersão da intensidade do campo \vec{E} para a estrutura de $r/a = 0,4$.

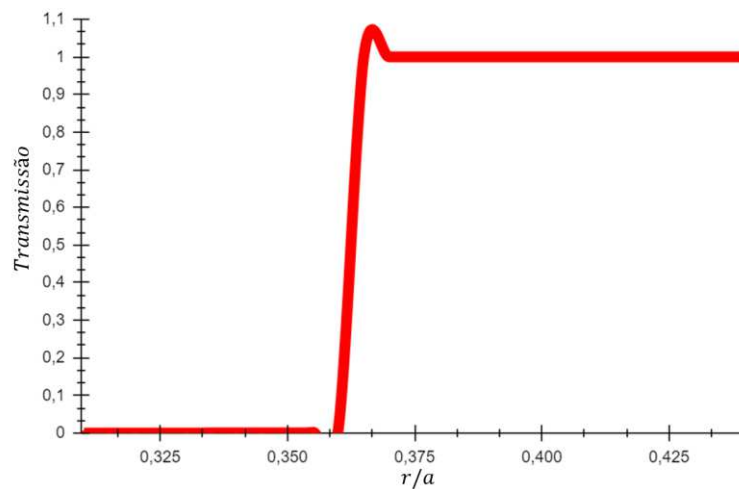


Figura 50 - Transmissão de guia de onda reto com largura reduzida para 326 nm

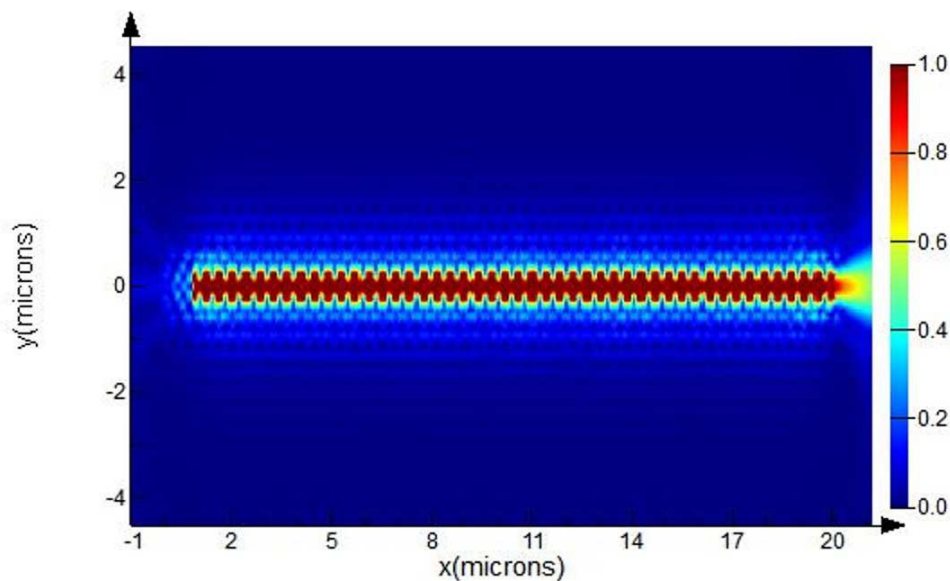


Figura 51 - Campo elétrico em guia de onda reto com largura reduzida para 326 nm

Posteriormente, a modelamento deve contemplar também a curvatura do guia de onda. Um dos métodos de modelamentos apresentados foi o descrito na seção 4.3.2, utilizando uma

supercavidade curvada, que mantém a curvatura do guia de onda com a mesma largura que em pontos de um guia de onda reto. Através do método de redução da largura descrito, é preciso aplicá-lo também na curvatura. Para isso, a supercavidade é movida, de forma a circundar as cavidades adjacentes internas na curvatura. Juntamente a isso, a cavidade unitária externa da curvatura também deve ser modelada. A Figura 54 exemplifica este modelamento, onde o raio desta cavidade é aumentado, de modo que a w_{wg} na curvatura chegue à largura desejada.

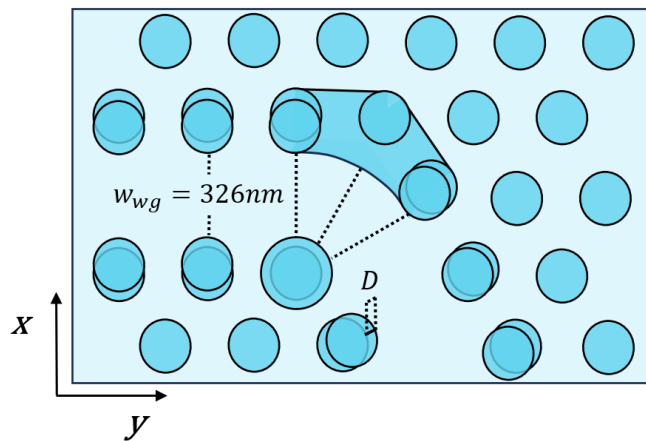


Figura 52 - Método de redução da largura do guia de onda na curvatura

As simulações da taxa de transmissão do range de estruturas com a $w_{wg} = 380 \text{ nm}$ inicial através do *layout* da Figura 26, utilizando (57), mas com a w_{wg} sendo reduzido para 326 nm através dos métodos das Figuras 58 e 61, gerou o melhor caso com taxa de transmissão total igual a 100%, para $r/a = 0,425$. A Figura 55 demonstra a intensidade do campo \vec{E} .

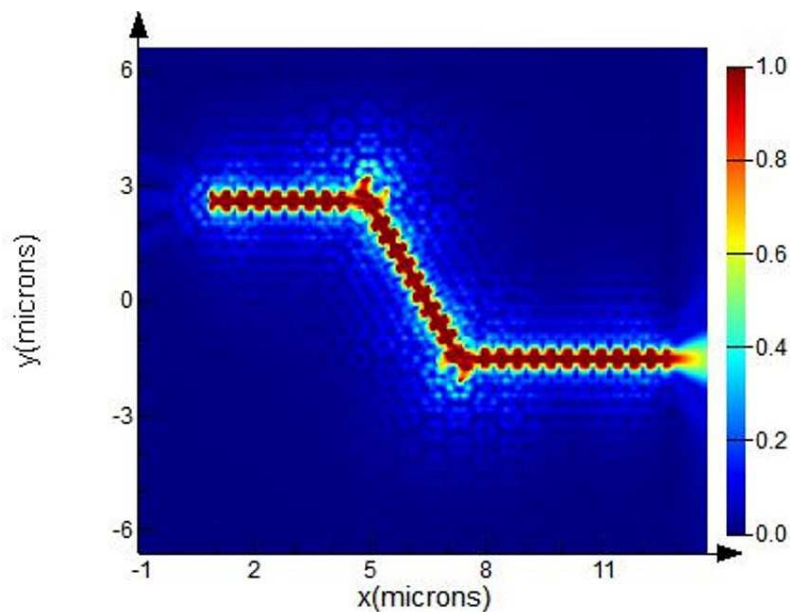


Figura 53 – Campo elétrico em guia de onda com curvaturas com 326 nm de largura

É possível implementar a redução da largura do guia de onda na configuração em espiral e serpentina, tomando como base este melhor caso de redução da largura do guia de onda com curvatura para $w_{wg} = 326 \text{ nm}$ quando a w_{wg} original é igual a 380 nm . A Figura 56 caracteriza a dispersão da intensidade do campo \vec{E} para as configurações centrais em espiral e serpentina. As simulações indicaram uma taxa de transmissão de 100% da luz ao final do guia de onda modelado para os métodos de compactação.

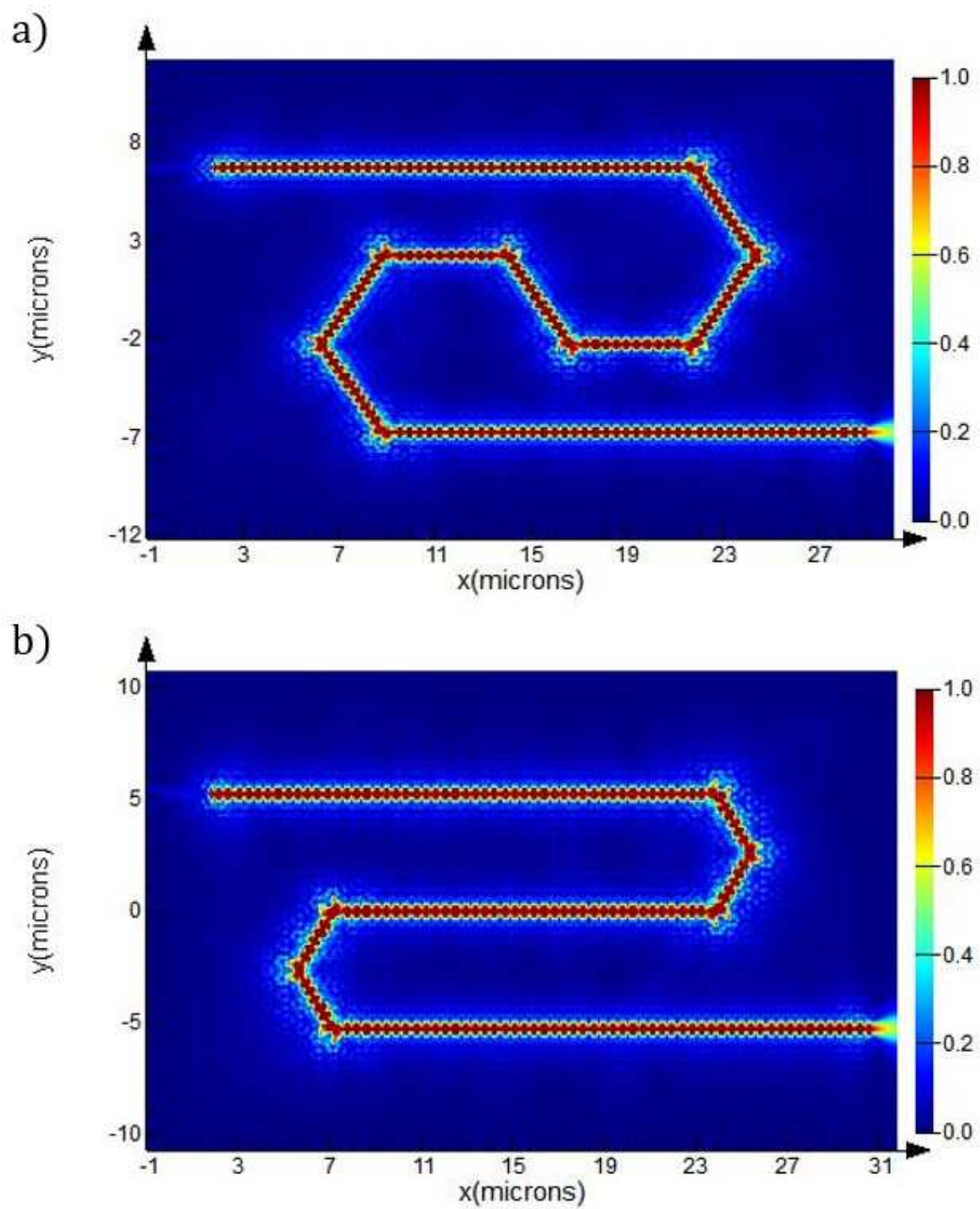


Figura 54 - Campo elétrico em guia de onda com largura reduzida de 326 nm em forma de (a) espiral e (b) serpentina

4.5.2 Guia de onda final em configuração de espiral

É possível gerar um CF com guia de onda ultracompacto com configuração em espiral utilizando o método matemático da seção 4.4.1. Tomando como base o melhor caso de redução da largura do guia de onda para $w_{wg} = 326 \text{ nm}$, gera-se a estrutura final em configuração em espiral de baixa perda ($< 1\%$), conforme a Figura 57. Os parâmetros do CF é $r/a = 0,425$, $a = 431 \text{ nm}$, $r = 183,18 \text{ nm}$ e largura do guia de onda original $w_{wg} = 380 \text{ nm}$. Foi necessário a adição de 18 níveis, chegando a N_{18} , 116 curvaturas de 120° , em um CF de 486×491 cavidades, $\sim 210 \times 184 (\mu\text{m})$ em dimensões e área $\sim 38640 \mu\text{m}^2$.

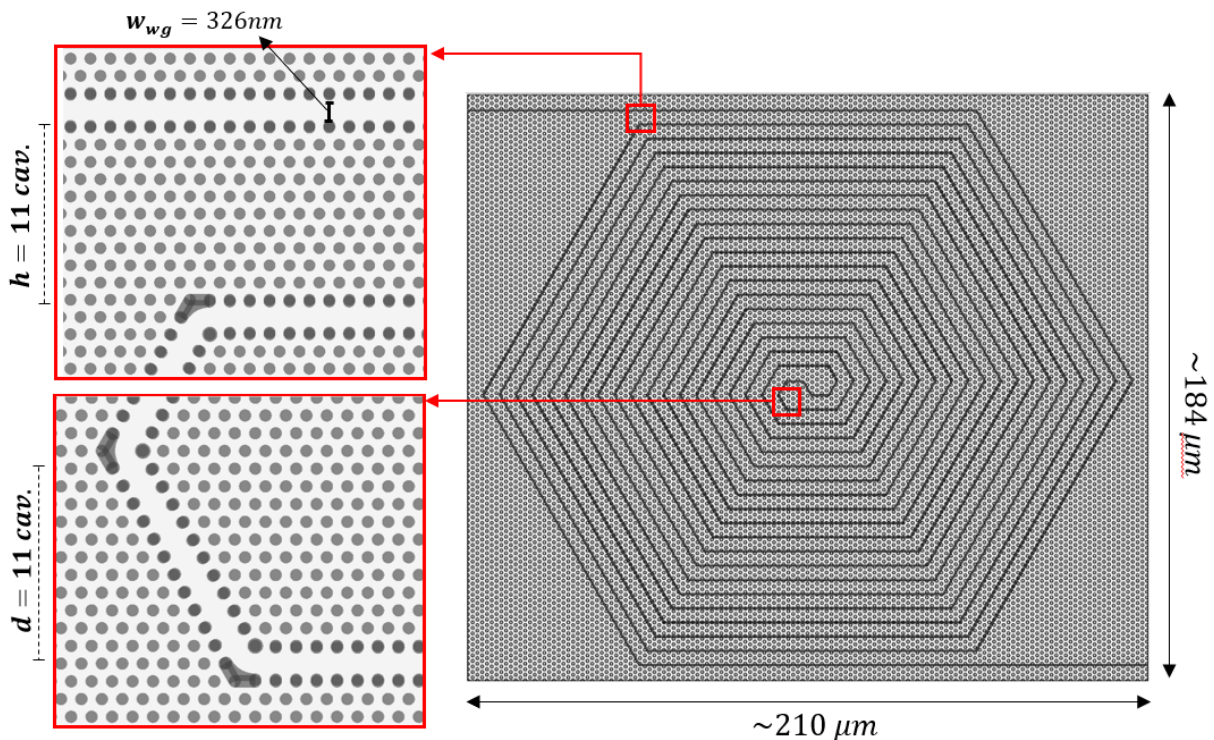


Figura 55 - CF ultracompacto com guia de onda final em forma de espiral

4.5.3 Guia de onda final em configuração de serpentina

Assim como na seção 4.5.1, é possível gerar um CF com guia de onda ultracompacto em configuração de serpentina final utilizando o método de compactação exposto na seção 4.4.2. Tomando como base o melhor caso de redução da largura do guia de onda para $w_{wg} = 326 \text{ nm}$, gera-se a estrutura final em configuração de serpentina de baixa perda ($< 1\%$), conforme a Figura 58. Os parâmetros do CF são os mesmos da seção 4.5.1 para efeitos de comparação. Foi necessário a adição de 20 níveis, chegando a N_{20} , 126 curvaturas de 120° ,

$X = 560$ cavidades, em um CF de 590×503 cavidades, $\sim 255 \times 188$ (μm) em dimensões e área $\sim 47940 \mu m^2$.

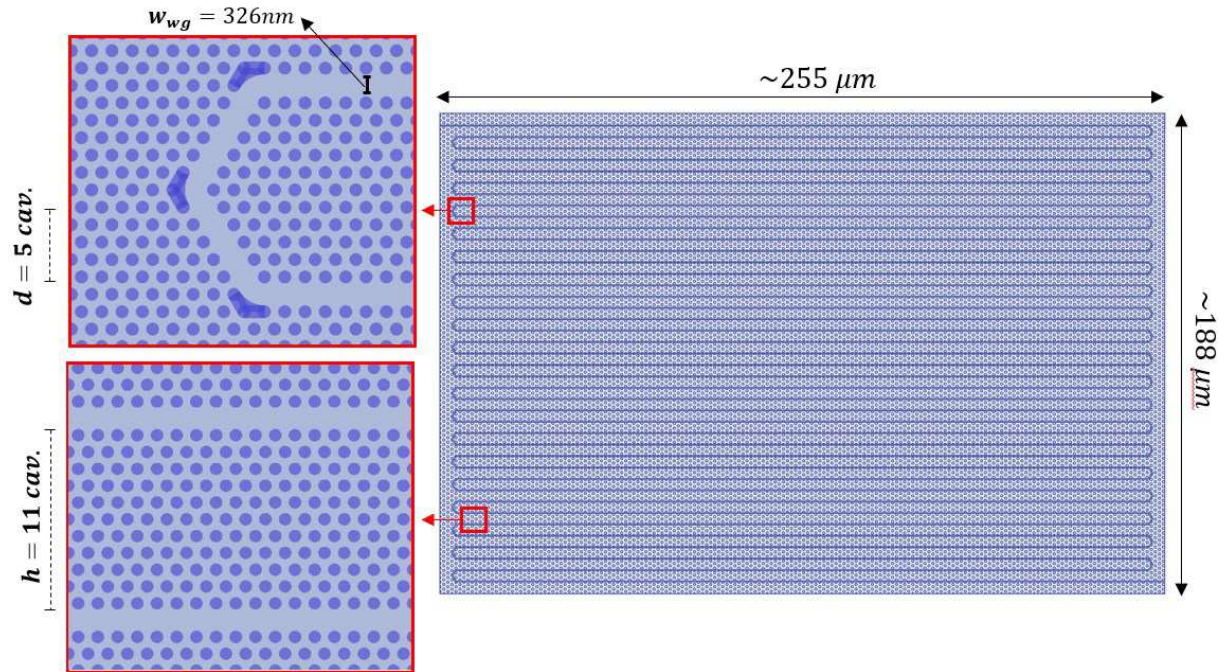


Figura 56 - CF ultracompacto com guia de onda final em forma de serpentina

5 Considerações finais e discussões

Tomando como base os resultados apresentados nas seções de simulações numéricas e seus respectivos resultados, primeiramente é possível concluir que os objetivos gerais e específicos do trabalho em desenvolver o modelamento de guia de onda ultracompacto com baixa perda (<1%), com configuração em espiral e serpentina, e com comprimento de aproximadamente 1 centímetro baseado em CF foram alcançados. Juntamente, os cálculos realizados no processo de obtenção das estruturas finais auxiliam o meio científico em projetos futuros de guias de onda em CF. Para estudos que possuem materiais escolhidos para substrato e cavidades, em um CF de periodicidade bidimensional e disposição de rede triangular, tem acesso por meio deste trabalho a um método de geração de todas as estruturas possíveis e de como desenvolvê-las. Estão dispostos resultados gerais de taxa de transmissão em com guia de onda reto e com curvatura sem modelamento, implementado para todas as estruturas possíveis, que auxiliam no início de projetos de dispositivos com estas configurações, tendo os materiais do substrato e cavidades baseados em silício e ar, respectivamente.

Métodos de modelamento de curvatura utilizando supercavidade reta e curvada para redução das perdas por reflexão aumentaram significativamente o range de estruturas com alta transmissão para futuros projetos que dependem de curvatura com baixa perda. Métodos numéricos de compactação de guias de onda baseados em CF com configuração em espiral e serpentina estão expostos e por fim, um design de redução da largura do guia de onda para larguras abaixo do contemplado pela PBG foi apresentado. Resumindo, são resultados que apoiam em projetos fotônicos futuros diretamente.

Quanto a possíveis melhorias nos resultados numéricos, o principal seria a simulação da taxa de transmissão e distribuição da intensidade do campo elétrico dos guias de onda de comprimento aproximado a 1 centímetro expostos na seção 4.5.2 e 4.5.3, após a implementação dos métodos de compactação do guia de onda. É de suma importância validá-los para comparar com resultados experimentais futuros.

Diretamente, o trabalho apoia o desenvolvimento futuro de aplicações diversas, tendo como principal os amplificadores ópticos paramétricos. Dispositivos ópticos com mais de um componente e que precisam ser interligados através de acopladores ópticos baseados em guias de onda de longo comprimento e com curvaturas, devido à característica física do dispositivo, podem ser criados por meio de resultados deste trabalho. A integração de dispositivos implementados em CF e construção de circuitos totalmente ópticos em chips também são

possíveis com os resultados expostos. Além disso, estudos futuros podem ser direcionados para desenvolvimento de componentes utilizando multiplexação de comprimento de onda densa, regeneradores ópticos, comutadores ópticos e construção de linhas de atraso de tempo real com guias de onda com comprimento na ordem dos metros.

Trabalhos futuros contemplam a caracterização e fabricação dos dispositivos finais projetados para comparação dos resultados numéricos com experimentais. Caracterização e fabricação de CF com guia de onda reto de 1 centímetro, contendo os parâmetros idênticos aos guias de onda ultracompactos para validação da baixa perda imposta pelas curvaturas implementadas. Junto a isso, início de um trabalho mais aprofundado de simulações numéricas do ganho óptico paramétrico e mensuração experimental destes resultados, de forma a direcionar os resultados deste trabalho a uma aplicação direta no campo da fotônica integrada.

Este trabalho contribuiu diretamente para apresentação em conferências nacionais e internacionais relacionadas à fotônica integrada. Primeiramente, o trabalho intitulado *Low-Loss Photonic Crystal Waveguide In Spiral Form* foi aceito e apresentado no congresso *2023 Autumn Meeting of the Brazilian Physical Society (EOSBF-2023)*. Este evento foi promovido pela Sociedade Brasileira de Física no período de 21-25 de maio de 2023, em Ouro Preto/MG.

O segundo trabalho, intitulado *Ultra-Compact Low-Loss Photonic Crystal Waveguide In Serpentine Form* foi aceito no congresso internacional *SBMicro 2023 - 37th Symposium On Microelectronics Technology And Devices*, anexo do evento *Chip In Rio 2023*, promovido pela Sociedade Brasileira de Microeletrônica. O trabalho foi selecionado para apresentação oral e apresentado no dia 1 de setembro de 2023, no Rio de Janeiro/RJ. Este trabalho também foi aceito para no IEEEXplore.

Referências

- [1] SALEH, B. E. A., TEICH, M. C. **Fundamentals of Photonics. 3ª Edição.** Estados Unidos: John Wiley & Sons, Inc. 2019.
- [2] YABLONOVITCH, E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. **Physical Review Letters**, v. 58, n. 20, p. 2059-2062, mai. 1987.
- [3] BUTT, M. A., KHONINA, S. N., KAZANSKIY, N. L. Recent advances in photonic crystal optical devices: A review. **Optics and Laser Technology**, v. 142, mai. 2021. ISSN 0030-3992.
- [4] CABALLERO, L. P., *et al.* Complementary photonic crystal integrated logic devices. **Optics Letters**, v. 45, n. 19, p. 5502-5505, set. 2020.
- [5] SAHIN, E., NG, D. K. T., TAN, D. T. H. Optical parametric gain in CMOS-compatible sub-100 μm photonic crystal waveguides. **APL Photonics**, v. 5, n. 6, jun. 2020.
- [6] ROSTAMI, A. *et al.* A novel proposal for DWDM demultiplexer design using modified-T photonic crystal structure. **Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications**, v. 8, n. 1, p. 14-22, jan. 2010.
- [7] ASANO, T., NODA, S. Photonic crystal devices in silicon photonics. **Anais do IEEE**, v. 106, n. 12, p. 2183-2195, dez. 2018.
- [8] MAACHE, M., *et al.* High-sensitivity capsule-shaped sensor based on 2d photonic crystals. **Symmetry**, v. 12, n. 9, set. 2020.
- [9] BUSWELL, S. C., *et al.* Specific detection of proteins using photonic crystal waveguides. **Optics Express**, v. 16, n. 20, p. 15949-15957, set. 2008.
- [10] OLYAEE, S., NAJAFGHOLINEZHAD, S., BANAEI, H. A. Four-channel label-free photonic crystal biosensor using nanocavity resonators. **Photonic Sensors**, v. 3, n. 3, p. 231-236, mai. 2013.
- [11] REDDING, B., *et al.* Evanescently coupled multimode spiral spectrometer. **Optica**, v. 3, n. 9, p. 956-962, set. 2016.
- [12] SCHEUER, J., WEISS, O. The Serpentine Optical Waveguide: engineering the dispersion relations and the stopped light points. **Optic Express**, v. 19, n. 12, p. 11517-11528, jun. 2011.
- [13] MARCONI, D. M., *et al.* Ultra-broadband two-pump optical parametric amplifier in tellurite waveguides with engineered dispersion. **Optic Express**, v. 25, n. 4, p. 4268-4283, fev. 2017.

-
- [14] FOSTER, M. A., *et al.* Broad-band optical parametric gain on a silicon photonic chip. **Nature**, v. 441, p. 960-963, jun. 2006.
- [15] LIN., Q., *et al.* 40-gb/s optical switching and wavelength multicasting in a two-pump parametric device. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 17, n. 11, pp. 2376-2378, nov. 2005.
- [16] CIARAMELLA, E., TRILLO, S. All-Optical Signal Reshaping via Four-Wave Mixing in Optical Fibers. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 12, n. 7, p. 849-851, jul. 2000.
- [17] LI, X., *et al.* Optical-Fiber Source of Polarization-Entangled Photons in the 1550 nm Telecom Band. **Physical Review Letters**, v. 94, n. 5, p. 1-4, fev. 2005.
- [18] LIU, J., *et al.* High-yield, wafer-scale fabrication of ultralow-loss, dispersion-engineered silicon nitride photonic circuits. **Nature Communications**, v. 12, p. 1-9, abr. 2021.
- [19] Xin, M., *et al.* Optical frequency synthesizer with an integrated erbium tunable laser. **Light: Science & Applications**, v. 8, p. 1-8, dez. 2019.
- [20] JI, X., *et al.* On-chip tunable photonic delay line. **APL Photonics**, v. 4, n. 9, p. 1-7, set. 2019.
- [21] YE, Z. *et al.* Overcoming the quantum limit of optical amplification in monolithic waveguides. **Science Advances**, v. 7, n. 38, p. 1-6, set. 2021.
- [22] TSURUDA, K., FUJITA, M., NAGATSUMA, T. Extremely low-loss terahertz waveguide based on silicon photonic-crystal slab. **Optic Express**, v. 23, n. 25, p. 31977-31990, dez. 2015.
- [23] JOANNOPOULOS, J. D., *et al.* **Photonic Crystal: Molding the Flow of Light. 2ª Edição.** Nova Jersey: Pinceton University Press, 2007.
- [24] BOUDRIOUA, A. **Photonic Waveguides: Theory and Applications. 1ª Edição.** França: Lavoisier. 2006.
- [25] KHANKHOJE, U. K. Simulations of photonic crystal structures. **Department of Electrical Engineering, Indian Institute of Technology Delhi**, v. 3, jul. 2015.
- [26] INOUE, K., OHTAKA, K. **Photonic Crystals: Physics, Fabrication and Applications. 1ª Edição.** Nova York: Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2004.
- [27] REN, G., *et al.* Mode Analysis and Design of a Low-Loss Photonic Crystal 60° Waveguide Bend. **Journal of Lightwave Technology**, v. 26, n. 14, p. 2215-2218, jul. 2008.

-
- [28] ATIILA MEKIS, J. C., et al. High Transmission through Sharp Bends in Photonic Crystal Waveguides. **Physical Review Letters**, v. 77, n. 18, p. 3787-3790, out. 1996.
- [29] BAKHSHI, S. et al. Proposal for enhancing the transmission efficiency of photonic crystal 60° waveguide bends by means of optofluidic infiltration. **Applied Optics**, v. 50, n. 21, jul. 2011.
- [30] ZHOU, J., *et al.* Ultra-broadband and ultra-low-loss photonic crystal with band-flatness waveguide 60° bend obtained based on lattice-shifted optimization. **Optics Communications**, v. 322, p. 227-233, fev. 2014.
- [31] HO, K. M., CHAN, C. T., SOUKOULIS, C. M. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures. **Physical Review Letters**, v. 65, n. 25, p. 3152-3155, dez. 1990.
- [32] SULLIVAN, D. M. **Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method**. IEEE Press Series on RF and Microwave Technology, 2000.
- [33] YEE, K. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. **IEEE Transactions on Antennas and Propagation**, v. 14, n. 3, p. 302-307, mai. 1966.
- [34] PAL, B. P. **Guided Wave Optical Components and Devices: Basics, Technology, and Applications**. 1ª Edição. Estados Unidos: Elsevier Academic Press. 2006.
- [35] ZHU, Z., BROWN, T. G. Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers. **Optics Express**, v. 10, n. 17, p. 853-864, ago. 2002.
- [36] MIAO, B. *et al.* High-efficiency broad-band transmission through a double-60° bend in a planar photonic Crystal single-line defect waveguide. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 16, n. 11, p. 2469-2471, nov. 2004.