



Universidade Estadual de Campinas
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação

RUTH ESTHER RUBIO NORIEGA

ESTUDO DE GUIAS PERIODICAMENTE
SEGMENTADOS USANDO O
MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS

CAMPINAS
2012



RUTH ESTHER RUBIO NORIEGA

ESTUDO DE GUIAS PERIODICAMENTE SEGMENTADOS
USANDO O MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS

Orientador: Prof. Dr. Hugo Henrique Hernandez Figueroa

Tese de mestrado apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica. Área de concentração: Telecomunicações e Telemática.

Este exemplar corresponde à versão final da dissertação defendida pela aluna Ruth Esther Rubio Noriega, e orientada pelo Prof. Dr. Hugo Enrique Hernandez Figueroa

Campinas
2012

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA E ARQUITETURA - BAE - UNICAMP

N774e Noriega, Ruth Esther Rubio
Estudo de guias periodicamente segmentados usando o método dos elementos finitos / Ruth Esther Rubio Noriega. --Campinas, SP: [s.n.], 2012.

Orientador: Hugo Enrique Hernandez Figueroa.
Dissertação de Mestrado - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Ótica integrada. 2. Guias de ondas óticas. 3. Metodo dos elementos finitos. I. Hernandez-Figueroa, Hugo Enrique, 1959-. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. III. Título.

Título em Inglês: Study of periodically segmented waveguides using the finite element method

Palavras-chave em Inglês: Integrated optics, Optical wave guides, Finite element method

Área de concentração: Telecomunicações e Telemática

Titulação: Mestra em Engenharia Elétrica

Banca examinadora: Vitaly Félix Rodríguez Esquerre, Marcos Sergio Gonçalves

Data da defesa: 22-08-2012

Programa de Pós Graduação: Engenharia Elétrica

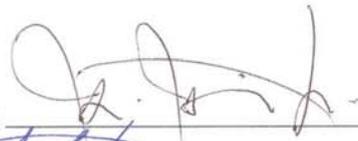
COMISSÃO JULGADORA - TESE DE MESTRADO

Candidata: Ruth Esther Rubio Noriega

Data da Defesa: 22 de agosto de 2012

Título da Tese: "Estudo de Guias Periodicamente Segmentados Usando o Método dos Elementos Finitos"

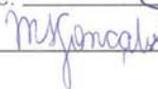
Prof. Dr. Hugo Enrique Hernandez Figueroa (Presidente):



Prof. Dr. Vitaly Félix Rodríguez Esquerre:



Prof. Dr. Marcos Sergio Gonçalves:



AOS MEUS PAIS, RUTH NORIEGA E
OBIDIO RUBIO.

Agradecimentos

A Deus por que é a minha meta e quem me impulsa.

Aos meus pais Obidio e Ruth por seu amor e apoio incondicional e confiança na minha capacidade.

Aos meus irmãos Rosa Linda e Junior Obidio porque são minha alegria e a minha inspiração.

Ao professor Hugo pela formação como pesquisadora e pela confiança depositada no meu trabalho.

Aos meus grandes amigos: María e Robert, porque sempre estão comigo.

Ao meu namorado, Jorge Luis, pelo encorajamento que me dá todos os dias.

Aos professores: Cosme Rubio, Gustavo Widerhecker, Aldário Chrestani, Felipe Rudge.

Aos meus colegas do Laboratório de Informática do Departamento de Microondas e Óptica, especialmente a: Roger, Iury, Daniela, Zady pela companhia e ajuda em momentos de dificuldade.

À CAPES pelo apoio financeiro fornecido durante os dois anos de mestrado e pelo financiamento do portal de periódicos eletrônicos, que permite o acesso ao conhecimento científico.

Posso pegar meu telescópio e ver milhões de quilômetros de distância no espaço; mas também posso pôr meu telescópio de lado, ir para o meu quarto, fechar a porta e, em oração fervorosa, ver mais do Céu e me aproximar mais de DEUS do que quando estou equipado com todos os telescópios e instrumentos do mundo.

Isaac Newton

Resumo

A principal contribuição deste trabalho é a proposta da análise de estruturas periodicamente segmentadas na plataforma de silício sobre isolante (SoI), usando o método dos elementos finitos em um domínio computacional de duas dimensões. Para a obtenção dos resultados apropriados propõe-se a criação de um novo módulo físico no ambiente do software proprietário *Comsol Multiphysics*[®]. A contribuição deste novo módulo no ambiente mencionado é o uso da equação de Helmholtz escalar assim como a inclusão das camadas de casamento perfeito uniaxial na análise de guias segmentados e outras estruturas como cruzamento de guias segmentados e diversos tipos de curvamentos deles, a fim de confirmar a utilidade de essas estruturas como guias micro-fotônicos de alto confinamento. Uma outra contribuição deste trabalho é o estudo estendido das estruturas periodicamente segmentadas como guias ópticos, fazendo o análise modal e a comparação com os guias ópticos retos convencionais.

Palavras-chave: Guias de onda, guias sementados, Método dos Elementos Finitos, perfil de modo, índice equivalente, modo de Bloch, óptica integrada.

Abstract

The principal contribution of this work is to propose the analysis of grating periodic structures on the silicon-on-insulator platform through the finite element method in a two dimension computational domain. To come to the right results a new *Comsol Multiphysics*[®] module is proposed. This module uses the scalar form of the wave Helmholtz equation as well as the inclusion of the perfectly matched layers in the analysis of segmented waveguides and other structures such as crossings and various types of bendings, in order to confirm the usefulness of this structures as high confinement micro-phonic waveguides. Another contribution of this work is to provide an extended study of this structures as proper waveguides, including the modal analysis and its comparison with the conventional optical waveguides.

Key-words: Waveguides, segmented waveguides, Finite Element Method, mode profile, equivalent index, Bloch mode, integrated optics.

Lista de Figuras

1.1	Rede óptica <i>on chip</i> (ONoC) com elementos de interconexão <i>intra-chip</i> e <i>inter-chip</i> proposta por (BERGMAN, 2012).	3
1.2	Regiões da PML e domínio computacional	5
2.1	Representação gráfica da variação do índice de refração paralela à direção de propagação k_x do campo.	9
2.2	Esquema que exemplifica o teorema de Bloch ou teorema de periodicidade, seja Λ o vetor de deslocamento do vetor \mathbf{r}	11
2.3	Esquema de uma grade de período Λ de uma dimensão (na direção de $+x$) composto por dois materiais n_1 e n_2 . Assumindo que $n_1 > n_2$	12
2.4	Estrutura periódica de uma dimensão Λ é o período, n_1 é o material de índice alto e n_2 de índice baixo. a e b são as dimensões dos materiais de alto e baixo índice respectivamente.	16
2.5	Curvas de dispersão para $\epsilon_2 = 5\epsilon_0$, $\epsilon_1 = 10\epsilon_0$, $a = 1,5\mu m$ e $b = 5\mu m$ para polarizações TE e TM degeneradas.	19
2.6	Representação de um <i>slab</i> periódico (parte esquerda) e um guia de onda periódico, com revestimento de ar, material do substrato de n_s e material de alto índice n_g (representado na cor verde), ambos com período Λ	21
2.7	Comprimento de onda de corte do <i>slab</i> periódico versus o comprimento de onda de corte do <i>slab</i> contínuo para um $\eta = 0,5$ para um <i>slab</i> periódico de materiais: $n_g = 3,476$, $n_s = 1,444$, $n_c = 1$ e $h = 0,3\mu m$	24
2.8	Comprimento de onda de corte (λ_{PSW}^{cutoff}) como função do ciclo de serviço (η) para um <i>slab</i> periódico de materiais: $n_g = 3,476$, $n_s = 1,444$, $n_c = 1$ e $h = 0,3\mu m$	24
2.9	Comparação da distribuição transversal do modo de um guia de Si sobre SiO ₂ de CWG, $w = 300nm$ e um PSW com ciclo de serviço de 0,5 e período de 300 nm obtida de (BOCK <i>et al.</i> , 2010b).	25

2.10	Diagrama de blocos de um transformador de modo, um <i>taper</i> entre os guias de onda A e B.	26
2.11	Aplicação do <i>taper</i> ou afilamento de guias segmentados, transferência do modo de um guia de onda para uma fibra óptica.	27
2.12	Esquema de um filtro de modo.	27
2.13	Diagrama de blocos de um cruzamento de guias de onda.	28
2.14	Diagrama de blocos de duas estruturas de curvamento: a) Curvamento de 90° e b) curvamento de 180° ou curvamento em U.	29
2.15	Esquema do curvamento de um guia contínuo.	30
3.1	Diagrama de blocos das etapas do módulo criado sobre a plataforma <i>COMSOL Multiphysics</i> [®]	34
3.2	Diagrama de fluxo do módulo.	36
3.3	Esquema das possíveis direções de absorção da PML anisotrópica em coordenadas cartesianas.	38
3.4	<i>Model Builder</i> do Módulo EMGO.	39
3.5	Esquema de simulação de um guia segmentado reto.	40
3.6	Comparação da distribuição do campo magnético (H_z) propagando-se ao longo do eixo x num (a) guia de onda reto e um (b) guia de onda segmentado.	41
3.7	Distribuição do campo magnético de uma estrutura periódica no plano (x, y) , usando silício ($n_1 = 3,476$) sobre sílica ($n_2 = 1,444$) para período fixo de $\Lambda = 0,3\mu m$, $\eta = 0,5$. Comprimento de onda de operação de a) $1,22\mu m$, b) $1,26\mu m$ e c) $1,4\mu m$	41
3.8	Coefficiente de transmissão do PSW reto como função do período. Para comprimentos de onda de $\lambda = 1,5\mu m; 1,55\mu m; 1,6\mu m; 1,65\mu m$	42
3.9	O fator de confinamento em função do ciclo de serviço (η) para comprimentos de onda de operação de $\lambda = 1,5\mu m, 1,55\mu m, 1,6\mu m$	43
3.10	Erro relativo entre os modos do PSW e do CWG equivalente como função do ciclo de serviço (η). Para um PSW de $n_1 = 3,476$ e $n_2 = 1,444$, $w = 0,3\mu m$ comprimento de onda de $\lambda = 1,55\mu m$	43
3.11	Esquema de construção de um guia segmentado curvo com período (Λ), <i>duty cycle</i> (η) e raio (R) fixos. O é o centro da curvatura.	44
3.12	Diagrama Esquemático para a simulação em duas dimensões de um guia de onda segmentado com curvatura de 90°. A coloração azul-clara representa o domínio correspondente à PML	45

3.13	Intensidade do Campo Magnético do guia segmentado com curvatura de 90° . Para um comprimento de onda de $\lambda = 1,55\mu m$	45
3.14	Transmissão em função do comprimento de onda do guia curvo de 90° . Com período de $\Lambda = 300nm$, e $\eta = 0,5$, com raios de $5\mu m$ (vermelho), $4\mu m$ (verde) e $3\mu m$ (azul).	46
3.15	Diagrama Esquemático para a simulação em duas dimensões de um guia de onda segmentado com curvatura em forma de U. A coloração azul-clara representa o domínio correspondente à PML	47
3.16	Intensidade do Campo Magnético do guia segmentado com curvatura em forma de U. Para um comprimento de onda de $\lambda = 1,55\mu m$	47
3.17	Transmissão em função do comprimento de onda do guia segmentado curvo com período de $\Lambda = 300nm$, e $\eta = 0,5$. Para curvatura de 180° com raios de $5\mu m$ (vermelho), $4\mu m$ (azul) e $3\mu m$ (verde)	48
3.18	Esquema de simulação em duas dimensões do <i>taper</i> de um guia de onda reto a um guia de onda periodicamente segmentado.	49
3.19	Distribuição do campo Magnético (polarização quasi-TE) no plano xy ao longo de um <i>taper</i> “adiabática” ($R_m = 0,05\mu m$) que converte um modo de um CWG para um PSW de $\Lambda = 0,3\mu m$ e $\Gamma = 0,5$, para $\lambda = 2\mu m$	49
3.20	Fator de confinamento Normalizado lido nos planos de corte de $x = (0\mu m; 8\mu m)$, seja $x = 0$ o plano onde inicia o <i>tapering</i> e <i>chirping</i> de $R = 0,005$ e $b = 0$	50
3.21	Comparação dos coeficientes de confinamento de diferentes tipos de formação da malha da estrutura <i>chirping</i> para: $R = 0,005\mu m; 0,03\mu m; 0,0075\mu m$ e para $R = 0,006\mu m$ e $\beta = b_1 = 0,01\mu m$ em função do comprimento de onda λ em metros.	51
3.22	Índice efetivo dos modos guiados por um guia de $w = 0.3\mu m$ de silício sobre SiO_2 com um λ de operação de $1,33\mu m$	52
3.23	Perfis modais do modo de do guia segmentado de entrada e do guia contínuo de saída do sistema de um filtro de modo.	52
3.24	Esquema de simulação em duas dimensões de um cruzamento de guias contínuos, para tal fim usa-se um sistema feito <i>taper</i> e afilamento.	53
3.25	Comparação dos perfis do modo do guia contínuo de entrada ao sistema de cruzamento e o modo do guia contínuo de saída do sistema de cruzamento baseado em guias segmentados.	54
3.26	Distribuição do módulo do campo magnético na polarização TE para o cruzamento de CWG usando os métodos de <i>taper</i> e <i>chirping</i> . Para $\lambda = 1,55\mu m$, $n_g = 3,476$ e $n_s = 1,444$	55

3.27	Coeficiente de transmissão em função do comprimento de onda λ do cruzamento (polarização TE). Para comprimentos de onda de $1,48\mu m$ até $1,62\mu m$ com $n_g = 3,476$ e $n_s = 1,444$	55
4.1	Localização das linhas de incidência e de leitura no plano (x, y) de analisis . . .	61

Lista de Tabelas

1.1	Valores dos parâmetros s_x e s_y segundo as regiões da PML.	6
2.1	Avaliação da condição de Bragg para diferentes valores da ordem de grade (p). . .	13
2.2	Avaliação da função de Bloch para diferentes valores do fator $\frac{1}{2}(A + D)$	17

Lista de Acrônimos e Notação

MEF	Método dos Elementos Finitos
SOI	<i>Silicon-on-insulator</i> (silício sobre isolante)
HIC	<i>High-index contrast</i> (índice de alto contraste)
SWG	<i>Subwavelength grating</i> (grade menor a um comprimento de onda)
PSW	<i>Periodically Segmented Waveguide</i> (Guia de onda periodicamente segmentado)
PCW	<i>Photonic Crystal Waveguide</i> (guia de onda de cristal fotônico)
CWG	<i>Continuous Waveguide</i> (guia de onda contínuo)
PML	<i>Perfectly Matched Layer</i> (camada de casamento perfeito)
TE	Transverso Elétrico
TM	Transverso Magnético
PCB	<i>Printed Circuit Board</i> (circuito impresso)
IC	<i>Integrated Circuit</i> (circuito integrado)
OIC	<i>Optical Integrated Circuit</i> (circuito integrado óptico)
EMI	<i>Electromagnetic Interference</i> (interferência eletromagnética)
PLC	<i>Planar lightwave circuits</i> (circuitos planares de ondas de luz)
WDM	<i>Wavelength Division Multiplexed</i> (multiplexação por divisão de comprimento de onda)
ONoC	<i>Optical Network on Chip</i> (sistema óptico no chip)

$1D, 2D, 3D$	indica dimensão espacial
x, y, z	variáveis espaciais cartesianas
n_{eff}	índice de refração efetivo
n	índice de refração
λ	comprimento de onda
c	velocidade da luz no vácuo
η	<i>duty cycle</i> ou ciclo de serviço
β	constante de propagação
Γ	Fator de confinamento

Sumário

1	Introdução Geral	1
1.1	Novos desafios da Óptica Integrada	1
1.1.1	Interconexão e óptica integrada	1
1.1.2	Acopladores Micro-fotônicos	2
1.1.3	Estruturas periódicas como solução alternativa na interconexão <i>intra</i> e <i>inter-chip</i>	3
1.2	Método dos Elementos Finitos para PSW	4
1.2.1	Equação de onda escalar	5
2	Teoria dos Guias Segmentados	9
2.1	Introdução	9
2.2	Propagação num meio periódico	10
2.2.1	Periodicidade em estruturas dielétricas	10
2.2.1.1	Teorema de Bloch e definição de periodicidade	11
2.2.1.2	Periodicidade unidimensional em estruturas dielétricas	12
2.2.1.3	Condição de Bragg necessária para o guiamento em estruturas periódicas	13
2.2.2	Análise de modos em guias periódicos	14
2.2.2.1	Modo de Bloch	15
2.2.2.2	Função de onda de Bloch	16
2.3	Guias periodicamente segmentados	17
2.3.1	Teorema de guias equivalentes	18

2.3.2	Princípio de funcionamento dos guias segmentados	20
2.3.3	Perdas por propagação em guias segmentados	21
2.3.4	Análise da frequência de corte em guias segmentados	22
2.3.5	Guias periodicamente segmentados na interconexão	23
2.3.5.1	Guia Reto	25
2.3.5.2	Transformadores de modo: <i>tapering</i> e <i>chirping</i>	25
2.3.5.3	Cruzamento	28
2.3.5.4	Curvamento	29
2.4	Cálculos relevantes para a análise de guias segmentados	30
2.4.1	Integral de sobreposição	30
2.4.2	Fator de confinamento	31
2.5	Conclusões	31
3	Análise numérica e aplicações dos guias segmentados	33
3.1	Introdução	33
3.2	Métodos computacionais	33
3.2.1	Vantagens do módulo EMGO sobre o módulo nativo do COMSOL	35
3.2.2	Descrição do Módulo EMGO	37
3.2.2.1	Requerimentos do sistema e da plataforma	37
3.2.2.2	Interface gráfica	38
3.3	Guias Segmentados Retos	40
3.3.1	Excitação de um modo de Bloch	40
3.3.2	Variação do período	41
3.3.3	Variação do ciclo de serviço ou <i>duty cycle</i>	42
3.4	Guias Segmentados Curvos	44
3.4.1	Curvatura de 90°	44
3.4.2	Curvatura em U	46
3.5	Transformadores de modo: <i>tapering</i> e <i>chirping</i>	48
3.5.1	Resultados numéricos	48
3.6	Cruzamento usando um sistema de guias periodicamente segmentados	53

- 3.6.1 Resultados numéricos 54
- 3.7 Conclusões 56

- 4 Conclusões** **57**

- Apêndice 1: Cálculo de Potência** **59**

- Bibliografia** **65**

Introdução Geral

1.1 Novos desafios da Óptica Integrada

O conceito de óptica integrada esta sendo discutido desde finais da década dos sesentas, quando foram apresentados vários trabalhos sobre a análise de guias de onda, projeto de guias curvos e filtros; para destacar um deles podemos nos referir a (MARCATILI; MILLER, 1969). Mas é agora que as necessidades de comunicação global, lideradas pela crescente complexidade dos serviços oferecidos e o número de usuários (uma pessoa física pode se tornar em vários usuários) da internet, requerem de uma largura de banda muito grande. Essa banda passante é requerida pelos sistemas de computação de alto desempenho, criando a necessidade de fabricar dispositivos ópticos mais eficientes e de tamanhos cada vez mais reduzidos.

1.1.1 Interconexão e óptica integrada

É um fato que as arquiteturas multi-processador são o presente e futuro da industria dos microprocessadores. Mas essa evolução traz também um problema, o meio que permite que os processadores, memória e dispositivos de entrada e saída do circuito integrado (também chamado neste trabalho de *chip*) possam se comunicar. Segundo (LIU; SVENSSON, 1994) as variáveis contempladas neste problema são: o alto consumo de potência que um sistema eletrônico de interconexão consume, podendo chegar a 50% do total de potência no *chip*; uma outra variável é o descasamento da largura de banda dentro do circuito integrado e com os usuários externos. Por tanto, o estudo das possíveis formas de interconexão intra-*chip* e inter-*chip* torna-se um elemento de vital importância.

(HUNSPERGER, 2009) fez uma comparação muito interessante das interconexões ópticas com as eletrônicas, levando em conta os critérios de largura de banda, WDM, perdas por acopladores, tamanho, peso, consumo de potência, economia. Ante essa comparação pode-se concluir que as interconexões ópticas são uma grande promessa, pois velocidades elevadas num canal óptico possuem perdas muito mais baixas (aproximadamente quatro ordens de magnitude) e

menor dispersão (aproximadamente quatro ordens de magnitude num comprimento de onda de 1.330 nm) se comparado com as tradicionais linhas de transmissão, como as *microstrip* e *stripline* numa placa de circuito impresso (PCB) ou fios conectores elétricos. Estas características permitem transmissão mais rápida sobre distâncias maiores. Em comparação com a transmissão elétrica de dados, a transmissão óptica seria limitada pelo desempenho elétrico do circuito integrado antes do que pelas perdas do guia óptico ou o limite da dispersão sobre uma distancia de até um metro. Com o problema da dependência da distância solucionado, a tecnologia óptica permitiria inovadoras formas de projeto de sistemas de sistemas de computação de alto desempenho. Outros benefícios das interconexões ópticas incluem a redução da diafonia ou *crosstalk* (termo em inglês) entre canais e a interferência electromagnética (EMI), e, segundo (ALDUINO; PANICCIA, 2007) a possível redução no tamanho e custo de barramentos de dados (também chamados de *backplanes*) de velocidades elevadas.

Este trabalho propõe explorar o potencial que a plataforma de silício sobre isolante (SoI), por sua característica de ser um circuito integrado híbrido (HIC), poderia oferecer para conseguir esse objetivo. Dentro dos circuitos ópticos integrados (OICs), PLCs (*planar lightwave circuit*) exigem cruzamentos de guias de onda eficientes para facilitar a conectividade e minimizar o espaço que um dispositivo ocupa num circuito integrado (chamado de *footprint*). A outra geometria fundamental no estudo da construção de OICs, além do cruzamento, é o curvamento de guias de onda. (LEE, 1986) estudou detalhadamente as perdas por radiação nos guias curvos contínuos e colocou como um dos problemas centrais da análise que o raio mínimo permitido de curvatura está limitado pelas perdas por radiação em vez de pelas tolerâncias de fabricação.

1.1.2 Acopladores Micro-fotônicos

Um problema grande no projeto e fabricação de dispositivos micro-fotônicos é o acoplamento eficiente entre guias de onda compactos e planares e o mundo macroscópico. Os materiais com alto contraste (HIC) são úteis para circuitos integrados (ICs) fotônicos de alta densidade. Os blocos básicos para a construção desses circuitos são guias de onda nano-fotônicos tais como guias de cristal fotônico ou guias de fios fotônicos. Um exemplo bem conhecido de materiais com alto contraste são as plataformas de SOI ou membranas de InP com revestimento de ar. E, como estabelecido na subseção anterior, seguindo as diretrizes de (HUNSPERGER, 2009), o melhor interconector *inter-chip* é a fibra óptica. Para passar das interconexões *intra-chip* para as *inter-chip* implica o correto acoplamento da luz numa fibra óptica e um guia de onda integrado. Esse ainda pode ser considerado um problema de estudo atual. Porque o núcleo do guia de onda encontra-se entre 100 – 300nm e o modo guiado esta fortemente confinado no núcleo. Existe ainda uma grande incompatibilidade entre o modo do guia de onda e o modo de uma fibra mono-modo. Este problema de acoplamento é importante e muitos grupos tem demonstrado, recentemente, perdas por acoplamento menores a 1 dB. (TAILLAERT *et al.*, 2006)

O uso de acopladores segmentados para acoplar a luz num guia de onda de filme fino é bem conhecido. Porém, quando são usadas as grades convencionais com acoplamento fraco,

precisa-se de grades muito longas, e o campo de saída acoplado é muito maior do que o modo da fibra. Como resultado, uma lente adicional é necessária para acoplar na fibra (LARDENOIS *et al.*, 2003) ou alternativamente, uma grade curva com acoplamento maior, que enfoca a luz dentro da fibra. Para evitar esses problemas em (TAILLAERT *et al.*, 2002) analisa-se uma estrutura segmentada, e acopla-se a fibra por trás (*fiber butt-coupling*). Essa abordagem resulta numa maior largura de banda. Este novo enfoque é mais simples porque não requiere de lentes. Assim, para fazer um estudo estendido destes dispositivos estudam-se os guias periodicamente segmentados.

1.1.3 Estruturas periódicas como solução alternativa na interconexão *intra* e *inter-chip*

Como indicado na subsecção 1.1.1, a interconexão óptica é uma alternativa que traz muitas vantagens para a comunicação dentro do IC (*intra-chip*). Por exemplo desde um processador para a memória, e de dentro do IC para conectores de ordem macroscópica (*inter-chip*), a conexão desde o bloco de saída do circuito integrado para o bloco de fibra óptica.

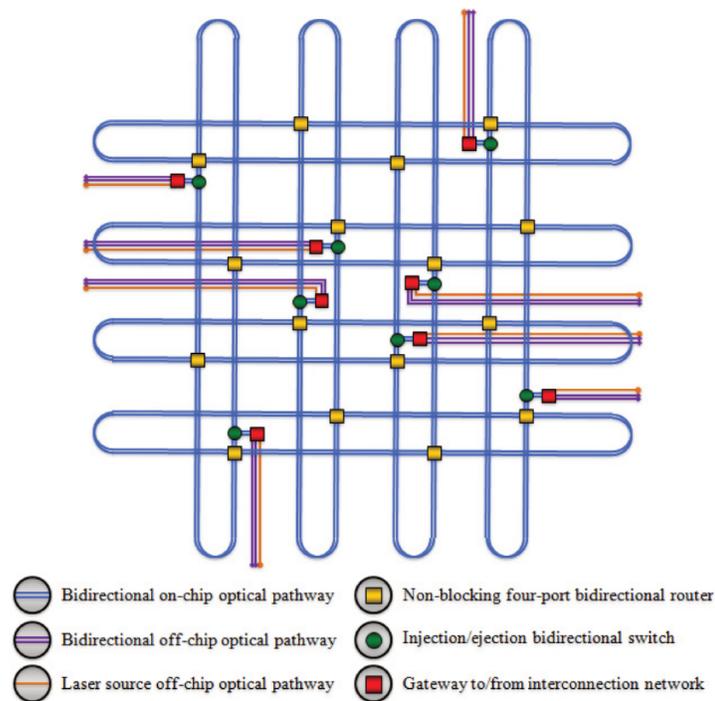


Figura 1.1: Rede óptica *on chip* (ONoC) com elementos de interconexão *intra-chip* e *inter-chip* proposta por (BERGMAN, 2012).

Estudos recentes mostram diversas aplicações de interconectores ópticos em redes *on chip* (ONoC). Para exemplificar o fato, seguindo o esquema da Figura 1.1 obtida de (BERGMAN, 2012) e, observando as linhas bidirecionais, elas representam o “caminho” óptico dentro do chip, temos que os elementos de interconexão *intra-chip*, segundo a sua geometria, podem ser divididos em dois grupos fundamentais para o estudo deste trabalho, esses podem ser: cruzamentos e

curvamentos. Porém, esses elementos ópticos usados para as aplicações nas redes ópticas *intra-chip* continuam a ser puramente sobre guias de onda contínuos. Mas isso não significa que não existam estudos e propostas de estruturas periódicas como soluções alternativas às contínuas, esperando obter a maior transmissão de potência possível.

A proposta do uso de estruturas periódicas dielétricas na interconexão em redes *intra* e *inter-chip* não é recente. Estruturas como os guias de onda de cristal fotônico (PCWG - do inglês *photonic crystal waveguide*) e o guia de onda dielétrico periódico foram usadas para a fabricação de estruturas básicas da óptica integrada, como cruzamentos e curvamentos de guias de onda. (LEE; CHEN; LIN,), (FAN *et al.*, 1995), (FRANDSEN *et al.*, 2004) e (HUANG; ZHANG; LI, 2008) são alguns trabalhos de simulação, estudo teórico e caracterização dessas estruturas periódicas. No capítulo seguinte, onde serão discutidos aspectos teóricos das estruturas segmentadas, esses trabalhos serão discutidos como um estudo prévio e comparativo à análise dos guias periodicamente segmentados (PSW - do termo em inglês *periodically segmented waveguides*).

1.2 Método dos Elementos Finitos para PSW

Para a fabricação dos dispositivos mencionados nos pontos anteriores, requiere-se de um estudo teórico estendido. Assim, existem estudos anteriores a este trabalho (BOCK *et al.*, 2010b), (BOCK *et al.*, 2010a), (CHEBEN *et al.*, 2010), (CHEBEN *et al.*, 2006a), (LUAN; CHANG, 2006) que usam diferentes métodos computacionais como o método de diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD) (TAFLOVE; HAGNESS, 2005) em 3D e o método de propagação de campos (BPM) em 3D para calcular o índice efetivo e o perfil do modo nos guias de onda periodicamente segmentados (PSW). Porém esses métodos requerem um esforço computacional elevado, por essa razão, foi necessário para estes grupos de pesquisa limitar significativamente o comprimento longitudinal das estruturas simuladas usando esses métodos.

Neste trabalho o estudo dos PSW e de guias micro-fotônicos é feito por meio do método dos elementos finitos (MEF) 2D no domínio da frequência (JIN, 2002). Optou-se por fazer a análise em duas dimensões esperando que este possa proporcionar as propriedades físicas necessárias. Trabalhar em duas dimensões implica o uso da equação de onda escalar e que as equações de Maxwell sejam desacopladas em duas polarizações: transversal elétrico e transversal magnético. Os sistemas 2D requerem de menos trabalho computacional do que os sistemas 3D. Mas, com a análise 2D dos guias periodicamente segmentados proposta neste trabalho, esperamos ter um conhecimento que rapidamente possa ser aplicado a sistemas mais realísticos em três dimensões.

A técnica a ser usada consiste na aplicação do MEF em regiões finitas com descontinuidades e uma expansão modal do campo para representação em guias de onda infinitos conectados às portas de entrada e saída da região finita. Em (TSUJI; KOSHIBA, 2002) propõem-se algoritmos muito precisos baseados no método dos elementos finitos 2D em coordenadas cartesianas.

Em (TSUJI; KOSHIBA, 2002) considera-se também o truncamento das portas usando camadas de casamento perfeito (PML). Esta condição de contorno é usada para evitar reflexões dos contornos computacionais e a integração numérica é usada para computar as matrizes de

elementos finitos. Todas as considerações anteriores reduzem o esforço computacional e o tempo de processamento. Deve ser enfatizado que essa técnica permite a simulação de dispositivos de área maior, reduzindo assim os problemas de redução significativa de domínio, encontrados nos trabalhos: (BOCK *et al.*, 2010b, 2010a; CHEBEN *et al.*, 2010).

1.2.1 Equação de onda escalar

O termo de camada de casamento perfeito (PML) anisotrópica surgiu como uma alternativa à formulação da PML de Berenger. A PML de Berenger envolve a modificação das equações de Maxwell. Esta abordagem se basa em usar propriedades anisotrópicas dos materiais, como ε , μ , σ , σ^* , permissividade, permeabilidade, condutividade elétrica e condutividade magnética, respectivamente, para descrever a camada absorvente. Estas propriedades do material podem ser escolhidas tal que a interface entre o material anisotrópico e o material da região do domínio computacional, esquematizado na Figura 1.2, seja perfeitamente casado ou sem reflexões. Como este modelo não precisa de modificar as equações de Maxwell, a aplicação é simples, especialmente no domínio da frequência. Na verdade, implementar esta PML num código existente de método do elemento finito não precisa de nenhuma modificação, desde que o código permita materiais anisotrópicos diagonais, como é o caso deste trabalho.

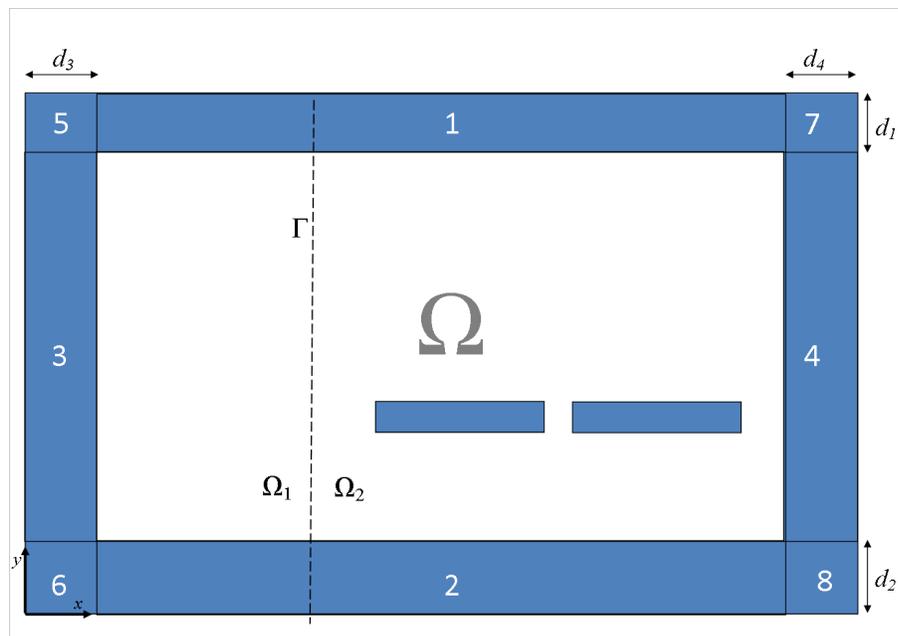


Figura 1.2: Regiões da PML e domínio computacional

O algoritmo proposto neste trabalho, sobre a plataforma *Comsol Multiphysics*® para o caso MEF 2D com o objetivo de gerar um módulo novo nesta plataforma de solução de problemas físicos por meio do MEF usa a formulação que será descrita nesta seção. Partindo da equação escalar da forma de Helmholtz em coordenadas cartesianas conhecida também como equação

Parâmetro da PML	Região da PML							
	1	2	3	4	5	6	7	8
s_y	s_1	s_2	1	1	s_1	s_2	s_1	s_2
s_x	1	1	s_3	s_4	s_3	s_3	s_4	s_4

 Tabela 1.1: Valores dos parâmetros s_x e s_y segundo as regiões da PML.

de onda e, seguindo as diretrizes de (RUBIO-MERCEDES *et al.*, 2009), a análise descrito nas linhas seguintes foi feita para resolver problemas de descontinuidade em guias de onda com domínio no plano (x, y) .

Como em (TSUJI; KOSHIBA, 2002), considera-se um problema de descontinuidade, como mostrado na Figura 1.2, no qual a janela computacional esta no plano (x, y) e não existe variação do campo na direção z ($\frac{\partial}{\partial z} = 0$).

Encerrando Ω com PML de natureza anisotrópica (RUBIO-MERCEDES *et al.*, 2009), os tensores de permeabilidade e permissividade na região de PML são expressos na eq. (1.1).

$$[\varepsilon]_{PML} = \varepsilon_0 n^2 \begin{bmatrix} \frac{s_y s_x}{s_z} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{s_x s_z}{s_y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{s_z s_y}{s_x} \end{bmatrix}, [\mu]_{PML} = \mu_0 \begin{bmatrix} \frac{s_y s_x}{s_z} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{s_x s_z}{s_y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{s_z s_y}{s_x} \end{bmatrix} \quad (1.1)$$

ε_0 e μ_0 são a permeabilidade e permissividade do espaço livre, respectivamente, n é o índice de refração, e os parâmetros de PML estão resumidos na Tabela 1.1. Os valores de s_i ($i = xyz$) na Tabela 1.1 são:

$$s_i = 1 - j \left(\frac{\rho}{d_i} \right)^2 \tan(\delta_i) \quad (1.2)$$

onde ρ é a distancia do inicio da PML e δ é o ângulo de perdas ao final da PML $\rho = d_i$.

A partir das equações de Maxwell obtemos:

$$s_y \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{p}{s_y} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right] + s_x \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{p}{s_x} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right] + q s k_0^2 \phi = 0 \quad (1.3)$$

onde

$$\begin{cases} \phi = H_z, p = 1/n^2, q = 1, \text{ para modos } TE \\ \phi = E_z, p = 1, q = n^2, \text{ para modos } TM \end{cases} \quad (1.4)$$

e $n(z, y)$ é o índice de refração do guia de onda que tem uma variação longitudinal abrupta em guias segmentados.

Considera-se o plano de incidência, Γ , o qual é normal ao eixo x , como mostrado na Figura 1.2, e divide-se Ω em dois subdomínios Ω_1 e Ω_2 . Dividindo Ω em elementos triangulares quadráticos, o campo dentro de cada elemento pode ser escrito como:

$$\phi = \{N\}^T \{\phi\}_e \quad (1.5)$$

onde N é a função de forma para elementos quadráticos triangulares e ϕ é o vetor nodal ϕ para cada elemento.

Considerando a eq.(1.5) e $\phi = 0$ na contorno externo da PML, montando a matriz para Ω , somando em todos os diferentes elementos exceto para o plano de incidência Γ , obtemos a seguinte equação matricial:

$$[A] \{\phi\} = \sum_e' \int_e p \frac{s_y}{s_z s_x} \{N\}_\Gamma \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} - \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \right) d\Gamma \quad (1.6)$$

$$[A] = \sum_e \int_{\Omega_e} \left[p \frac{s_x}{s_z s_y} \frac{\partial \{N\}}{\partial z} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial z} + p \frac{s_y}{s_x s_z} \frac{\partial \{N\}}{\partial y} \frac{\partial \{N\}^T}{\partial y} - k_0^2 q \frac{s_z}{s_x s_y} \{N\} \{N\}^T \right] dy dx \quad (1.7)$$

onde as componentes do vetor $\{\phi\}$ são os valores de ϕ em todos os pontos nodais de Ω , \sum estende-se sobre todos os elementos, e \sum' estende-se sobre os elementos relacionados a Γ . Γ é um subconjunto de uma dimensão que tem a mesma direção do vetor unitário de y . O campo ϕ na região Ω_i ($i = 1, 2$) é expresso como ϕ_i .

Definindo o campo incidente como ϕ_{in} e o campo espalhado como ϕ_{scat} , o campo em Ω_i é expresso como $\phi_i = \phi_{in,i} + \phi_{scat,i}$ e a condição de continuidade para os campos eletromagnéticos no plano de incidência é dado por:

$$\frac{\partial \phi_{scat,1}}{\partial x} = \frac{\partial \phi_{scat,2}}{\partial x} \quad (1.8)$$

então (1.6) pode ser re-escrita na eq. (1.9).

$$[A] = \sum_e \int_e \left[p \frac{s_y}{s_z s_x} \{N\}_\Gamma \left(\frac{\partial \phi_{in,1}}{\partial x} - \frac{\partial \phi_{in,2}}{\partial x} \right) \right] d\Gamma \quad (1.9)$$

Se expressarmos os campos incidentes arbitrários $\phi_{in,1}$ e $\phi_{in,2}$ usando os autovalores:

$$\phi_{in,1} = \sum_m A_m f_m(y) \exp(-j\beta_m x) \quad (1.10)$$

$$\phi_{in,2} = \sum_m A_m f_m(y) \exp(j\beta_m x) \quad (1.11)$$

obtemos

$$[A] \{\phi\} = -2j\beta_m [B] \{\phi_{inc}\} \quad (1.12)$$

com

$$[B] = \sum_e' \int_e p \frac{s_y}{s_z s_x} \{N\}_\Gamma \{N\}_\Gamma^T dy \quad (1.13)$$

e ϕ_{inc} é o campo incidente na região Γ . A_m , f_m y β_m são a amplitude, distribuição transversal, e constante de propagação do modo m , respectivamente, e $\{N\}_\Gamma$ é o vetor da função de forma no plano incidente Γ . Assume-se simetria da onda nas direções $+x$ e $-x$ para garantir a natureza continua dos campos em Γ .

A vantagem de usar o método dos elementos finitos em 2D em vez do método de propagação de campos (BPM) é que permite analisar a modelagem da onda de propagação nas estruturas de guias segmentados como um problema de espalhamento (RUBIO-MERCEDES *et al.*, 2009) e, conseqüentemente, também considera as ondas refletidas. De outro lado, o BPM, está restrito à modelagem para frente e por tanto os campos refletidos são ignorados.

Para concluir com o capítulo introdutório deste trabalho, após a descrição do método computacional a usar para as simulações realizadas, devemos também complementar com o pós-processamento dos resultados obtidos. Esta etapa do software baseia-se no cálculo da potência, dada a solução da equação de onda através do método dos elementos finitos.

Para guias de onda com polarização TE, pode-se calcular a potência por meio da seguinte expressão:

$$\eta = \frac{Z_0 \beta_{02}}{2K_0} \left| \int_{\Gamma_{out}} \frac{1}{n_r^2} H_{out} \phi_{02}^* dy \right|^2 \quad (1.14)$$

Onde Z_0 é a impedância, β é o vetor de onda,, K_0 é o número de onda no vácuo, n_r é o índice de refração relativo, H_{out} é o campo magnético de saída, ϕ é o perfil modal. Para uma potência de entrada normalizada ($P_{in} = 1$). Para maior detalhe o leitor é referido ao Apêndice 1.

Teoria dos Guias Segmentados

2.1 Introdução

Existem estudos extensos como (KASHYAP, 2009) sobre ondas incidentes em meios dielétricos periódicos como o da Figura 2.1. O ângulo de incidência é variável nesses estudos, para cada um deles obtêm-se uma característica de refração da onda incidente diferente, que depende também dos materiais da grade e do comprimento da célula repetitiva, que neste trabalho, será chamado de período. Para o desenvolvimento deste trabalho fixaremos o ângulo de incidência para noventa (90°).

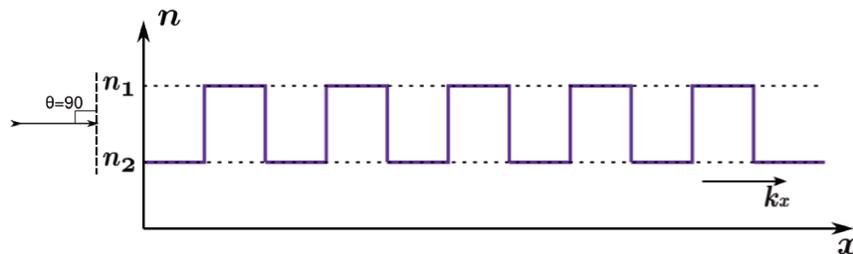


Figura 2.1: Representação gráfica da variação do índice de refração paralela à direção de propagação k_x do campo.

Considere-se a Figura 2.1, onde n_1 e n_2 são índices de refração diferentes e, neste caso $n_1 > n_2$. Supondo também que k_x é a direção na qual queremos que as ondas eletromagnéticas sejam propagadas na estrutura periódica. Neste capítulo estudaremos as características das ondas eletromagnéticas propagando-se em estruturas dielétricas que, na direção longitudinal, variam o seu índice de refração periodicamente. As características de este período determinarão o comportamento dessa estrutura gradeada em presença de um campo incidente num comprimento de onda determinado. Assim, ela pode comportar-se como um elemento de difração ou como um elemento guiante, se guiar o campo electromagnético para trás (contra-propagante) ou para frente (co-propagante), respectivamente.

As estruturas dielétricas periódicas como elemento de difração foram amplamente estuda-

das em diversos textos de óptica básica, como (BORN *et al.*, 2000). No entanto, o estudo das estruturas que variam o seu índice de refração periodicamente já como elementos propagantes e não mais difrativas, em outras palavras, como guias de onda, foi iniciado por (DABBY; KESTENBAUM; PAEK, 1972) e (STOLL; YARIV, 1973), posteriormente usaram-se métodos numéricos para estudar os “quasi-modos” como são chamados nesses trabalhos, deste tipo específico de guias de onda periódicos (WEISSMAN; HARDY, 1993), (ORTEGA; RUE; AITCHISON, 1998).

Os efeitos da difração são suprimidos pelas ondas propagando em materiais estruturados à escala de um comprimento de onda. As estruturas periódicas menores a um comprimento de onda foram usadas a finais do século XIX por Heinrich Hertz. Quando ele estudava as propriedades das recém-descobertas ondas de radio (RF) com uma grade fina de fios de metal paralelos usados como polarizador. Logo desse acontecimento só na década de 1940 que a propagação de ondas electromagnéticas num meio estruturado a uma escala menor que um comprimento de onda foi estudada pela primeira vez. Embora o fenômeno das estruturas menores que um comprimento de onda tem sido conhecido e explorado por muitos anos para óptica no espaço livre (MAIT; PRATHER, 2001), existem poucos trabalhos em estruturas periódicas menores que um comprimento de onda em guias de onda dielétricos. (CHEBEN *et al.*, 2006a)

2.2 Propagação num meio periódico

Nesta seção serão apresentadas as características necessárias para que exista propagação num meio periódico. Primeiro será introduzido o conceito de periodicidade por meio do teorema de Bloch. Dentro do marco desse teorema e, como uma particularização espacial do mesmo, será definida uma grade dielétrica unidimensional cuja periodicidade têm características especiais necessárias para a propagação de um campo incidente que é o escopo de nosso trabalho. Essas estruturas periódicas que trabalham como guias de onda, ao ter simetria periódica no eixo longitudinal só podem guiar modos que tenham essas mesmas características, eles são chamados de modos de Bloch.

2.2.1 Periodicidade em estruturas dielétricas

O índice de refração dos guias de onda contínuos (CWG - *Continuous waveguide*) têm simetria translacional contínua, pois na direção de propagação, o índice de refração não muda, por tanto as características de propagação e a análise modal da mesma é bem conhecido (LEE, 1986). Os guias de onda periodicamente segmentados (PSW) não têm simetria translacional contínua, mas sim periódica.

Para melhor compreensão deste trabalho chegaremos à introdução dos guias segmentados por meio do conceito de periodicidade, que será apresentado por meio do teorema de Bloch em guias de onda dielétricos.

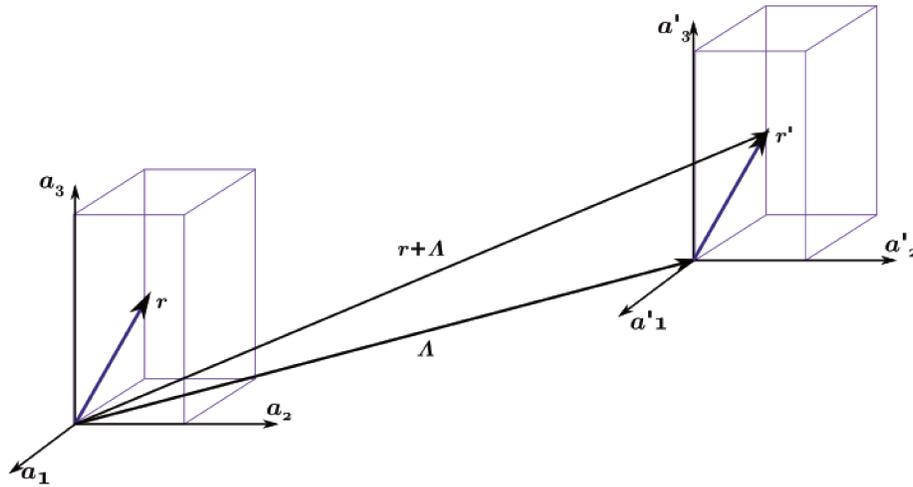


Figura 2.2: Esquema que exemplifica o teorema de Bloch ou teorema de periodicidade, seja $\mathbf{\Lambda}$ o vetor de deslocamento do vetor \mathbf{r} .

2.2.1.1 Teorema de Bloch e definição de periodicidade

Para preparar as condições físicas do teorema de Bloch, considera-se apenas um período de uma estrutura periódica. Nessa unidade definimos um vetor \mathbf{r} no sistema de coordenadas $(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3)$. Também, num outro sistema de coordenadas $(\mathbf{a}'_1, \mathbf{a}'_2, \mathbf{a}'_3)$ encontra-se definido um vetor \mathbf{r}' tal que \mathbf{r}' têm a mesma magnitude e direção do vetor original \mathbf{r} , por tanto existe um vetor $\mathbf{\Lambda}$ de deslocamento ou traslação do vetor \mathbf{r} tal que a posição de \mathbf{r}' desde o sistema de coordenadas $(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3)$ é $\mathbf{r} + \mathbf{\Lambda}$ como observado na Figura 2.2.

Teorema de Bloch: Para qualquer função que satisfaz a equação de onda existe um vetor de onda \mathbf{k} tal que ao trasladar o sistema de coordenadas na direção e magnitude de um vetor de grade $\mathbf{\Lambda}$ é equivalente a multiplicar a função por um fator de fase $e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{\Lambda}}$. (MANASREH, 2011)

Então, em função disso, seguindo o esquema na Figura 2.2, definimos em função do sistema de coordenadas $(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3)$ o teorema de Bloch da maneira seguinte:

$$\Psi(\mathbf{r} + \mathbf{\Lambda}) = e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{\Lambda}}\Psi(\mathbf{r}) \quad (2.1)$$

Logo, defina-se uma função periódica $u(\mathbf{r}) = e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{\Lambda}}\Psi(\mathbf{r}) = u(\mathbf{r} + \mathbf{\Lambda})$, então temos o teorema de Bloch em termos da função periódica $u(\mathbf{r})$,

$$\Psi(\mathbf{r}) = u(\mathbf{r})e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{\Lambda}} \quad (2.2)$$

Concluindo, pode-se definir uma função que satisfaz a equação de onda propagando-se numa estrutura periódica qualquer por meio de uma função periódica $u(\mathbf{r})$ multiplicada por um fator de fase $e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{\Lambda}}$.

Mas, para o problema de guias periodicamente segmentados retos podemos fazer algumas particularizações deste teorema: o sistema de coordenadas, de uma célula para outra, não

varia pois usamos o cartesiano, o vetor $\mathbf{\Lambda}$ tem uma direção fixa, a direção de propagação \mathbf{k}_x , a magnitude do mesmo pode ser variável. Essas particularizações serão explicadas com mais detalhe na seção seguinte.

2.2.1.2 Periodicidade unidimensional em estruturas dielétricas

Usando o teorema de periodicidade o de Bloch, pode-se deduzir um corolário para uma função $\Psi(\mathbf{r})$ no sistema cartesiano, com periodicidade unidimensional, em outras palavras, nas grades dielétricas em geral, o vetor de deslocamento $\mathbf{\Lambda}$ é sempre paralelo à direção de propagação k_x , portanto pode-se definir como período duma grade dielétrica ao módulo do vetor de deslocamento, Λ . Essas restrições conduzem a uma particularização do teorema de Bloch chamado de teorema de Floquet (INOUE; OHTAKA, 2004) que será amplamente discutido na seção seguinte, referente aos modos de Bloch.

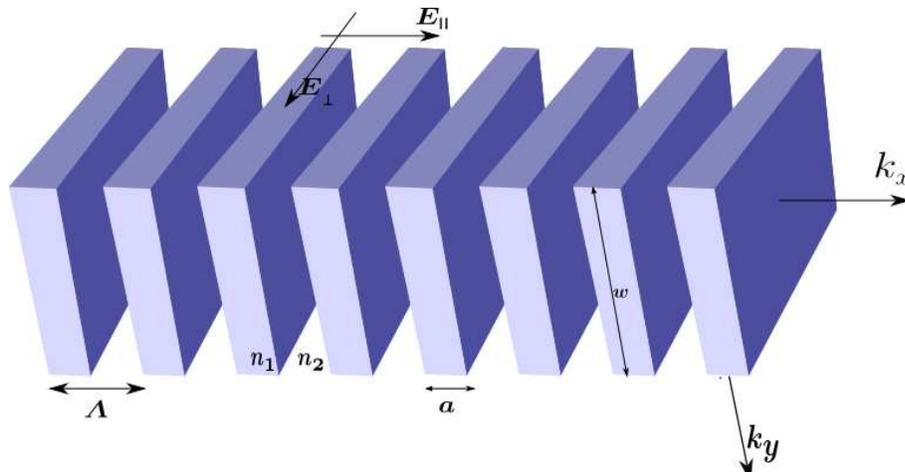


Figura 2.3: Esquema de uma grade de período Λ de uma dimensão (na direção de $+x$) composto por dois materiais n_1 e n_2 . Assumindo que $n_1 > n_2$.

Para esquematizar a observância do teorema de Bloch unidimensional numa grade considere-se a Figura 2.3, onde o módulo do vetor de periodicidade é Λ . O índice de refração do material varia periodicamente de n_1 para n_2 na direção do vetor \mathbf{k}_x . O material com índice de refração igual a n_1 tem um comprimento de a , e o material n_2 , $\Lambda - a$. Partindo do teorema de Bloch definimos a parte da grade contida num período Λ como célula da grade.

A célula da grade contém as características principais da mesma, por causa da simetria longitudinal periódica unidimensional. Em termos espaciais, a célula de uma grade têm elementos principais: o período (Λ), a largura transversal da grade (w) e o ciclo de serviço ou *duty cycle* (η).

O ciclo de serviço está definido como a relação proporcional do comprimento de material de índice de refração maior da grade (n_1) com o período da grade (Λ),

$$\eta = \frac{a}{\Lambda} \quad (2.3)$$

Ordem da grade de Bragg	Valor de período	Funcionamento da grade
$p > 1$	$\Lambda > \frac{1}{2} \frac{\lambda}{n_{eff}} M$	Para $M \in \mathbb{Z}^+$, radia ou reflete.
$p = 1$	$\Lambda = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{n_{eff}}$	Reflete $\lambda = \lambda_b$ para $\theta = 90^\circ$ (<i>feedback</i>)
$p < 1$	$\Lambda < \frac{1}{2} \frac{\lambda}{n_{eff}}$	λ é propagado para frente (<i>feed-forward</i>)

Tabela 2.1: Avaliação da condição de Bragg para diferentes valores da ordem de grade (p).

onde, seguindo a estrutura do esquema na Figura 2.3, a é o comprimento do segmento de guia de onda que contém o material de índice de refração maior (n_1). O valor máximo do ciclo de serviço é 1, neste caso a estrutura torna-se um guia dielétrico contínuo de material n_1 sobre o substrato de índice de refração n_2 .

O período, a largura transversal e o ciclo de serviço são características determinantes do comportamento da grade frente à excitação de uma comprimento de onda determinado viajando na direção de k_x . Segundo o valor numérico desses parâmetros a onda pode ser refletida (*feedback*) ou propagada (*feed-forward*) ao longo da estrutura periódica.

2.2.1.3 Condição de Bragg necessária para o guiamento em estruturas periódicas

Dada a periodicidade física Λ da grade, o comprimento de onda no espaço livre ótimo λ_b que é refletido mais fortemente é chamado de comprimento de onda de Bragg e satisfaz a condição de Bragg (CARROLL; WHITEAWAY; PLUMB, 1998):

$$M \left(\frac{\lambda_b}{n_{eff}} \right) = 2\Lambda \sin(\theta) \quad (2.4)$$

onde M é a ordem de difração, n_{eff} é o valor médio do índice de refração do guia de onda e se refere ao comprimento de onda no espaço livre de Bragg λ_b com o comprimento de onda correspondente $\lambda_m = (\lambda_b/n_{eff})$.

Considerando que o ângulo de incidência na grade é 90° , a condição de Bragg pode ser particularizada também para $M = 1$. Então, da equação 2.4, define-se p como a ordem da grade de Bragg, da maneira seguinte:

$$p = \frac{\Lambda}{\frac{1}{2}\lambda_m} \quad (2.5)$$

Avaliando o valor de p (HERZIG, 1997), pode-se obter três possíveis valores que irão determinar o comportamento da grade, dependente do índice de refração do material, comprimento de onda incidente e período da grade. Eles estão representados na tabela 2.1.

Usando a condição de Bragg em (2.4), define-se uma grade de período menor a um comprimento de onda como uma grade cujo período Λ é menor que o período de uma grade de Bragg

de primeira ordem e, por tanto, os efeitos de difração característicos de uma grade de Bragg são frustrados. Assim, olhando para a tabela 2.1, para construir estruturas periódicas que podem ser usadas como guias de onda, o período da grade tem que ser como segue:

$$\Lambda_{SWG} \leq \frac{\lambda_b}{2n_{eff}} \quad (2.6)$$

As estruturas periódicas que satisfazem a equação (2.6) podem ser chamadas de grades menores a um comprimento de onda (SWG - Subwavelength grating). Os modos que se propagam por essa estrutura periódica chamam-se de modos de Bloch (DALY *et al.*, 1990; HE; YUAN; BU, 2004).

2.2.2 Análise de modos em guias periódicos

Partindo-se do teorema de Bloch, expresso em (2.2), lembrando que $\Psi(\mathbf{r})$ é uma função definida no ponto \mathbf{r} , e satisfaz a equação de onda. Para simplificar a compreensão do teorema proposto por Achille Flouquet (INOUE; OHTAKA, 2004) considera-se, um campo elétrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ que é solução da equação de onda,

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.7)$$

onde θ é o ângulo de incidência, em nosso caso de estudo $\theta = 90^\circ$, ω é a frequência angular, c é a velocidade da luz e $\epsilon(\mathbf{r})$ é a permissividade do material. Observa-se que $\epsilon(\mathbf{r})$ varia periodicamente no eixo translacional. Logo, o campo elétrico está definido em função de $u(\mathbf{r})$ (que é a função periódica de (2.2)) da maneira seguinte:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = u(\mathbf{r})e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (2.8)$$

onde \mathbf{k} é o vetor de onda.

Considera-se agora a mudança discreta no índice de refração como mostrada na Figura 2.1, ela é unidimensional e vai desde um valor mínimo n_2 para um valor máximo n_1 na direção do vetor de propagação k_x . Então podemos simplificar a expressão (2.8) para um campo que satisfaz a equação escalar de onda, que é suficiente para nossa análise de elementos finitos como explicada na seção 1.2 do capítulo 1.

$$E(z) = E_0(z)e^{-j(k_x)x} \quad (2.9)$$

onde o número de onda k_x é a componente não nula do vetor de onda na direção de propagação ($+x$). A eq. (2.9) representa o campo elétrico propagando-se numa estrutura dielétrica periódica. Por causa da natureza do vetor de onda k_x , a distribuição do campo no plano (xy) ao longo da direção de propagação do guia de onda periódico tem também simetria translacional.

Por causa dessa característica, aqueles modos se propagando em guias periódicos são chamados de modos de Bloch (STOLL; YARIV, 1973; WEISSMAN; HARDY, 1993; FAN *et al.*, 1995).

2.2.2.1 Modo de Bloch

A principal diferença entre um modo de um guia de onda contínuo (CWG) e de um guia de onda segmentado (PSW) é que, no CWG, o modo está associado com a distribuição do campo que permanece invariável ao longo da direção de propagação. Porém no caso do PSW, a forma do modo varia periodicamente em função da distância.

O teorema proposto, primeiramente por Achille Flouquet (1884) e depois estendido para estruturas multi-dimensionais por Felix Bloch (1928) afirma que os modos normais em estruturas periódicas podem ser expressos como uma superposição de ondas planas cujos vetores de onda estão relacionados pela conservação de energia,

$$\mathbf{k}_n = \mathbf{k}_0 \pm n\mathbf{G}, \quad \mathbf{G} = \frac{2\pi}{a} \quad (2.10)$$

onde \mathbf{G} será chamado agora em diante de vetor da grade, a é o período da estrutura e $n \in \mathbb{Z}$. Note-se que \mathbf{k}_0 não é o vetor de onda do vácuo, mas algum vetor de onda inicial arbitrário; o sufixo \mathbf{o} destaca o fato de que \mathbf{k}_0 não tem sofrido um espalhamento de Bragg, i.e. tem sido espalhado 0 vezes. Para cálculos do espalhamento de Bragg considera-se $\mathbf{k}_0 = 0$. O conjunto dessas ondas (as \mathbf{k}_n) juntas formam um modo de Bloch, que é caracterizado por ter apenas uma velocidade de grupo. Um modo de Bloch é um modo com muitas velocidades de fase (muitas \mathbf{k}_n), mas uma só velocidade de grupo.

Em outros termos, pode-se exemplificar como uma onda plana incidindo numa estrutura periódica. Para a onda se propagar nessa estrutura, ela precisa ter componentes espaciais de alta ordem. A onda ganha esses componentes por meio da interferência com outras ondas planas. Essas ondas planas são as k_n 's que surgem do espalhamento de Bragg da onda original, então um modo de Bloch é um padrão de interferência entre várias ondas planas espalhadas por uma estrutura de Bragg (HERZIG, 1997).

Um outro exemplo simples de um modo de Bloch é a onda estacionária que se forma numa pilha de múltiplas camadas. Quando se atinge a condição de Bragg, i.e. quando o período da estrutura corresponde à metade do comprimento de onda, considere-se a direção de propagação x , as ondas propagantes que vão na direção de $+x$ e $-x$ interferem construtivamente e formam uma onda estacionária. Isto pode ser entendido como uma superposição da onda original \mathbf{k}_0 e uma onda têm sido espalhada por Bragg apenas uma vez, k_1 , como segue:

$$\mathbf{k}_0 = \frac{\pi}{a}, \quad \mathbf{k}_1 = \frac{\pi}{a} - G = -\frac{\pi}{a} \quad (2.11)$$

Neste caso, \mathbf{k}_0 e \mathbf{k}_1 se interferem para formar um modo de Bloch com uma velocidade de grupo de zero, pois as ondas estacionárias não transportam energia.

Baseado neste entendimento da natureza dos modos de Bloch, podem-se reconhecer muitas consequências importantes para a propagação de ondas em estruturas periódicas.

A velocidade de grupo de um modo de Bloch é altamente dependente da direção de propagação. Isto é uma simples consequência da necessidade da onda de adquirir diferentes componentes espaciais para se encaixar na grade.

2.2.2.2 Função de onda de Bloch

No item anterior foi feita uma revisão dos modos de Bloch por sua natureza. Agora, será estudada a função de dispersão dos modos de Bloch ou, segundo (ORTEGA; RUE; AITCHISON, 1998), os “quasi-modos” dos guias de onda segmentados.

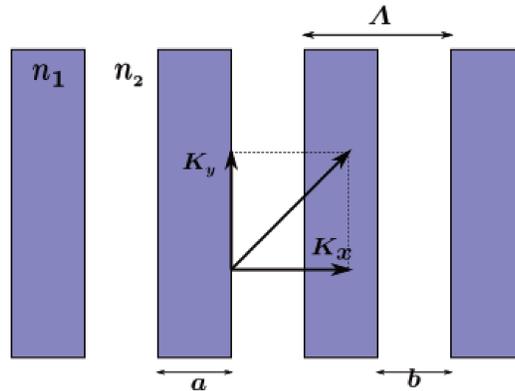


Figura 2.4: Estrutura periódica de uma dimensão Λ é o período, n_1 é o material de índice alto e n_2 de índice baixo. a e b são as dimensões dos materiais de alto e baixo índice respectivamente.

A primeira proposta de considerar uma estrutura periódica como um novo tipo de meio para propagação de ondas assim como o primeiro análise formal da propagação num meio periódico foi feita por (YEH; YARIV; HONG, 1977).

Considera-se na Figura 2.4 uma estrutura periódica unidimensional (na direção do vetor k_x) com período Λ , índices de refração n_1 e n_2 , tal que $n_1 > n_2$ e o segmento com material de índice de refração n_1 têm um comprimento a e seja $b = \Lambda - a$.

E, seja a solução à equação de onda em (2.7) um campo descrito em (2.8), e, como a estrutura 2.4 é unidimensional, o vetor \mathbf{r} converte-se no valor do período Λ . Então, o fator fase $e^{-jK\Lambda}$, correspondente à propagação na direção do vetor k_x , é o autovalor para uma frequência ω determinada.

Por meio do que (YEH; YARIV; HONG, 1977) chamaram método matricial, eles chegaram na função de dispersão de Bloch seguinte:

Fator	Função de onda de Bloch	Característica
$\zeta > 1$	K tem parte \Im	Ondas de Bloch evanescentes.
$\zeta = 1$	$K = K_{max,min}$	Bandas “proibidas” de um meio periódico; <i>band edges</i> .
$\zeta < 1$	$K \in \Re$	Ondas de Bloch propagantes.

Tabela 2.2: Avaliação da função de Bloch para diferentes valores do fator $\frac{1}{2}(A + D)$.

$$K(k, \omega) = \frac{1}{\Lambda} \cos^{-1} [\zeta] \quad (2.12)$$

onde Λ é o período da grade, ω é a frequência angular, e ζ é o fator que determina o comportamento do campo numa estrutura periódica. Esse é dependente da polarização. Tomando como referência valores de ζ definido por (YEH; YARIV; HONG, 1977) como $\frac{1}{2}(A + D)$ para polarização TE, chegamos na seguinte igualdade:

$$\zeta = \frac{1}{2} \left[\cos(k_{2x}b) \cos(k_{1x}a) + j \sin(k_{2x}b) \sin(k_{1x}a) \left(\frac{k_{2x}}{k_{1x}} + \frac{k_{1x}}{k_{2x}} \right) \right] \quad (2.13)$$

onde $k_{1,2x} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{1,2}$ é o número de onda em cada um dos materiais que compõem o guia periódico.

Analisando a função de Bloch, temos que, dependendo do valor de ζ mostrado na eq. (2.13) a função K e, por tanto, a característica de propagação da luz num meio periódico (YARIV; YEH, 2002), pode ter os valores detalhados na tabela 2.2

Da tabela 2.2 podemos concluir que para a luz se propagar numa estrutura dielétrica periódica o fator ζ deve ser menor que 1. Em outras palavras, dado que o comportamento da função de onda de Bloch K é ondulatório (STOLL; YARIV, 1973), para valores reais suficientemente longe dos valores mínimos ou máximos de K pode-se definir uma região em que as estruturas periodicamente segmentadas comportam-se como guias de onda contínuos, i.e., a função de onda tem um comportamento linear (WEISSMAN; HARDY, 1993; DABBY; KESTENBAUM; PAEK, 1972). Essa semelhança dos PSW com os CWG será aproveitada na seção seguinte para a fundamentação do teorema de guias equivalentes.

2.3 Guias periodicamente segmentados

Nesta seção serão apresentadas as características de propagação dos campos electromagnéticos em guias de onda com simetria longitudinal periódica. As características gerais dessas estruturas, a diferencia da seção anterior, serão apresentadas desde o ponto de vista particular dos guias periodicamente segmentados (PSW). Primeiro será usado o caso de uma estrutura unidimensional periódica para determinar as curvas de dispersão de maneira analítica e os possíveis regimens de operação. Esperando que essa análise seja aplicada posteriormente e diretamente à estruturas de duas ou três dimensões. Também acharemos um guia de onda contínuo tal que seja equivalente ao guia de onda segmentado. No final da seção serão apresentados três tipos

de aplicações importantes dos PSW na interconexão óptica: PSW reto e *tapering*, PSW curvo, cruzamento com PSW.

2.3.1 Teorema de guias equivalentes

A abordagem deste teorema deve ser feita a partir do conceito da equação de dispersão (BALANIS, 1989; OKAMOTO, 2005) para ambos, um guia periódico (chamado linhas abaixo de PSW) e para um guia contínuo (CWG). Considere-se, então, a mesma estrutura periódica numa só dimensão como mostrada na introdução deste capítulo na Figura 2.3, mas com altura infinita de modo que possa ser representado no plano (xy) como mostrado na Figura 2.4. Onde k_x é a direção de propagação, Λ é o período da grade, a é a largura do segmento de índice de refração n_1 (e por tanto permissividade ϵ_1) e b a largura do segmento de material n_2 (permissividade ϵ_2).

A relação de dispersão descreve a dependência da velocidade (ou comprimento de onda) da frequência. Para a estrutura da Figura 2.4, as funções de dispersão dependem da polarização do campo. Em particular para a polarização TE ou TM da onda plana incidente podem obter-se as seguintes equações (STANCIL, 1996), respectivamente:

$$TE \quad \cos(Mb)\cos(Qa) - \frac{Q^2 + M^2}{2QM} \sin(Mb)\sin(Qa) = \cos(k_x\Lambda) \quad (2.14)$$

$$TM \quad \cos(Mb)\cos(Qa) - \frac{\epsilon_2^2 Q^2 + \epsilon_1^2 M^2}{2\epsilon_2\epsilon_1 QM} \sin(Mb)\sin(Qa) = \cos(k_x\Lambda) \quad (2.15)$$

onde

$$M^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_2 - k_y^2 - k_z^2 \quad (2.16)$$

$$Q^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_1 - k_y^2 - k_z^2 \quad (2.17)$$

são as constantes de propagação ao longo da direção longitudinal x . Se a propagação ocorre exatamente ao longo da direção longitudinal (x), os dois vetores de propagação k_y e k_z desaparecem e as funções de dispersão para os modos TE e TM se degeneram.

Na Figura 2.5 as curvas de dispersão são reportadas no plano normalizado referencial onde Ω é a frequência normalizada e κ é o vetor de onda normalizado, definido por:

$$\Omega = \frac{\Lambda}{\lambda_0} \quad (2.18)$$

$$\kappa = k_x \Lambda \quad (2.19)$$

onde λ_0 é o comprimento de onda no vácuo. Os diagramas de dispersão dessas estruturas são similares aos da Figura 2.5. Existem infinitas curvas de dispersão ao longo do eixo Ω . Elas também se repetem periodicamente ao longo do eixo κ . As curvas estão separadas em frequência e formam uma serie infinita de bandas. Para cada uma delas é possível distinguir três regiões de trabalho diferentes (YARIV; YEH, 1984):

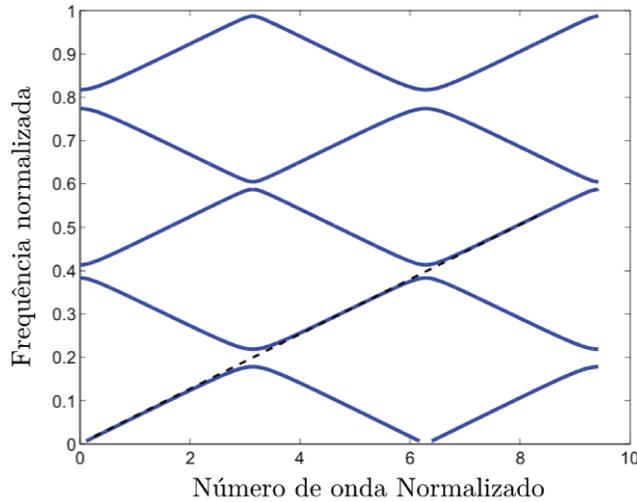


Figura 2.5: Curvas de dispersão para $\epsilon_2 = 5\epsilon_0$, $\epsilon_1 = 10\epsilon_0$, $a = 1,5\mu\text{m}$ e $b = 5\mu\text{m}$ para polarizações TE e TM degeneradas.

- *Band Edge* que delimita a banda proibida: Para valores do vetor normalizado κ correspondentes a $\pi + m\pi$ (onde m é uma constante inteira) a função de dispersão exibe a chamada *band edge*. O *gap* entre duas band edges de diferentes bandas adjacentes é chamado de *band gap* ou banda proibida. Excitando a estrutura com um campo à frequência normalizada dentro do *band gap* o vetor de propagação k_x se converte em imaginário. Isto significa que o campo não pode propagar-se através da estrutura mas é refletido. As grades de Bragg trabalham nesta região.
- Região de luz lenta: perto do band gap, as curvas de dispersão são altamente não lineares. Nesta região, as ondas planas propagantes são caracterizadas por uma velocidade de grupo (v_g) lenta por causa do pequeno declive das curvas de dispersão ($v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k_x}$).
- Região linear: Esta terceira zona é a zona linear. Neste régimen a estrutura se comporta como um meio homogêneo desde um ponto de vista dispersivo. Esta é a região em que funcionam os guias segmentados. Linhas abaixo vai-se demonstrar matematicamente o teorema do guia equivalente, um dos tópicos centrais deste trabalho.

Considere-se (da Figura 2.5) um ponto médio (Ω_n, κ_n) contido na parte linear da curva de dispersão, como ponto de trabalho. Da Figura 2.5 obtém-se que o vetor de onda κ_n é:

$$\kappa_n = \frac{\pi}{2} + n\pi, n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.20)$$

Substituindo (2.20) em (2.14) ou (2.15) e notando que: $\cos(k_x\Lambda) = \cos(\kappa_n) = \cos[(n+1/2)\pi] = 0$, a relação de dispersão (2.14) ou (2.15) com $k_y = k_z = 0$ reduz-se a:

$$\tan(Mb)\tan(Qa) = \frac{2QM}{Q^2 + M^2} \quad (2.21)$$

Esta é uma equação transcendental e uma solução analítica pode ser obtida somente depois de algumas aproximações e considerações para a sua aplicação neste trabalho.

Defina-se $\Delta\epsilon$ como o contraste das permissividades dos dois materiais usados na grade ($\Delta\epsilon = \epsilon_1 - \epsilon_2$), podemos analisar dois casos:

- Assumindo que $\Delta\epsilon$ é pequeno comparado com M ou Q , pode-se escrever $\Delta\epsilon/M \ll 1$, tomando em conta também as definições de Q e M , (2.21) pode ser aproximada à seguinte equação:

$$\tan(b\omega\sqrt{\mu_0\epsilon_2})\tan(a\omega\sqrt{\mu_0\epsilon_1}) \approx 1 \quad (2.22)$$

A solução desta equação pode ser aproximada usando a identidade trigonométrica seguinte: $\tan[(m \pm 1/4)\pi - \xi]\tan[(m \pm 1/4)\pi + \xi] = 1$, onde m é um número inteiro e ξ é um número arbitrário. Comparando a eq. (2.22) com a identidade e substituindo $(m \pm 1/4)\pi$ por $(n + 1/2)\pi$ por ser numericamente equivalentes, já aplicando a definição de κ e κ_n de (2.19) e (2.20), respectivamente, eliminando também o termo aleatório ξ por meio da soma dos dois ângulos da eq. (2.22), obtém-se: $\frac{\omega(bn_2 + an_1)}{c\Lambda} = k_x$, logo, defina-se um material de um guia de onda reto com índice de refração n_{eq} que é o guia de onda contínuo (CWG) equivalente (STANCIL, 1996),

$$n_{eq} = \frac{(bn_2 + an_1)}{\Lambda} \quad (2.23)$$

- Quando $\Delta\epsilon$ é considerável, i.e., em guias de alto contraste como no caso do Silício ($\epsilon \sim 11,9$) sobre SiO_2 ($\epsilon \sim 2,1$) o produto das tangentes de (2.21) não pode mais ser aproximado a 1. Contudo, no capítulo seguinte, onde será observada a simulação numérica dos PSWs, veremos que (2.23) também pode ser aplicado para o caso de estudo deste trabalho.

2.3.2 Princípio de funcionamento dos guias segmentados

Uma grade com período menor a um comprimento de onda unidimensional é mostrada na Figura 2.3. Essa estrutura é composta de placas de material dielétrico alternadas com índices refractivos de n_1 e n_2 , com um período de Λ . Um guia de onda periodicamente segmentado, como analisado na seção do estudo das difrações de Bragg deve ter a característica seguinte: $\Lambda < \lambda/n_{1,2}$ para que a difração seja suprimida. A luz que se propaga através dessa estrutura, macroscopicamente, comporta-se como num meio homogêneo efetivo com uma permitividade dielétrica média. Para o caso da luz que incide de forma paralela às placas dielétricas com um vetor de onda de k_y como mostrado na Figura 2.3, o índice efetivo do SWG depende da polarização da luz. Segundo a teoria do meio efetivo (RYTOV, 1956) (analisada na seção anterior) o índice de refração efetivo em termos do ciclo de serviço ($\eta = a/\Lambda$) devêm da eq. (2.23),

$$n_{eq} = n_2 + (n_1 - n_2)\eta \quad (2.24)$$

O índice efetivo, por tanto é a média ponderada dos índices de refração dos materiais que a constituem.

As propriedades ópticas da estrutura mostrada na Figura 2.3 para a luz que incide perpendicularmente às camadas de dielétrico (vetor de onda k_x) são bastante conhecidas pelo estudo de cristais fotônicos em (JOANNOPOULOS *et al.*, 2008). Usualmente, os cristais fotônicos são usados num regimen onde a periodicidade é comparável ao comprimento de onda da luz, em cujo caso formam-se *bandgaps* na relação de dispersão; porém, no limite longo do comprimento de onda, que corresponde a um guia periodicamente segmentado, os cristais fotônicos apresentam dispersão linear, coerente com o conceito de um meio homogêneo efetivo. Geralmente, os dispositivos de guia de onda de silício sobre isolante são projetados usando apenas dois materiais com alto contraste de índice de refração, por exemplo silício ($n = 3,476$ a $\lambda = 1,55\mu m$) e dióxido de silício ($n = 1,444$).

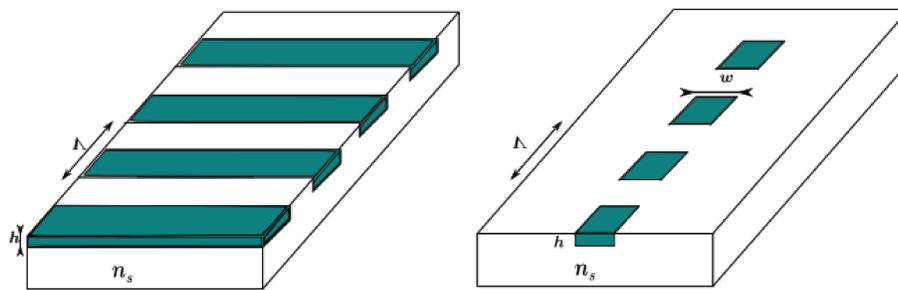


Figura 2.6: Representação de um *slab* periódico (parte esquerda) e um guia de onda periódico, com revestimento de ar, material do substrato de n_s e material de alto índice n_g (representado na cor verde), ambos com período Λ .

2.3.3 Perdas por propagação em guias segmentados

A presença de discontinuidades longitudinais nos guias de onda segmentados também introduzem perdas na propagação quando os modos guiados se acoplam aos modos radiados. É razoável pensar que ao passar de um guia de onda contínuo a um guia de onda periódico, as perdas aparecem e se acrescentam para um ciclo de serviço (η) menor assim como o material de índice alto no período, o que permite o confinamento do campo, é reduzido. Na área de baixo índice, o campo não está confinado e por tanto está acoplado aos modos radiados. O campo logo se espalha e quando atinge o seguinte segmento de guia de onda de índice alto não pode ser totalmente acoplado de novo ao modo guiado. Quanto menor o segmento guiante em relação ao período (Λ), maiores serão as perdas esperadas. Como já explicado na seção da condição de Bragg.

2.3.4 Análise da frequência de corte em guias segmentados

Um estudo posterior interessante das propriedades dos guias de onda segmentados é o estudo da dependência da frequência de corte (também chamada de *cutoff*) do ciclo de serviço (η) (ORTEGA; RUE; AITCHISON, 1998). O corte é a condição pela qual o índice efetivo do modo propagante torna-se igual ao índice do substrato. Esta condição implica que o modo não está mais confinado mas é espalhado fora do substrato. Fixando a distribuição do índice transversal num guia contínuo a condição de corte depende somente do comprimento de onda.

A fim de entender como as características de um guia de onda periódico pode controlar o comprimento de onda de corte, considere-se o caso mais simples de um *slab* periódico e logo o conceito será estendido ao caso de um guia de onda periódico (como representados na Figura 2.6).

Para um guia de onda *slab* a frequência normalizada (SNYDER; RUE, 1970) é definida como:

$$v = h \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{n_g^2 - n_s^2} \quad (2.25)$$

onde n_g e n_s são os índices de refração do núcleo do guia e do substrato respectivamente e h é a espessura do guia de onda. Para o guia de onda *slab* difusa a única suposição é que o perfil de índice diminui monotonicamente desde o valor da superfície máxima até o valor do substrato. No corte, a frequência normalizada v depende somente do parâmetro assimétrico a (KOGELNIK; RAMASWAMY, 1974) definido como:

$a = (n_s^2 - n_c^2)/(n_g^2 - n_s^2)$ onde n_c é o índice de refração do revestimento. Assumindo que $n_g > n_s > n_c$, o parâmetro a pode variar entre 0, para o caso de estruturas perfeitamente simétricas ($n_s = n_c$) e infinito, para estruturas com assimetrias fortes ($n_s \neq n_c$ e $n_s \rightarrow n_g$). No caso de dispositivos ópticos integrados o revestimento é geralmente o ar ($n_c = 1$) e as estruturas apresentam assimetrias fortes. Isto significa que a é quase infinito e para todos os dispositivos deste tipo o valor de v será o mesmo. Em particular é possível dizer que a frequência normalizada, no corte, é a mesma para o guia de onda *slab* e para o *slab* periódico (CASTALDINI *et al.*, 2007).

$$v_{PSW}^{cutoff} = v_{CWG}^{cutoff} \quad (2.26)$$

onde v_{PSW}^{cutoff} indica a frequência normalizada de corte do guia de onda periódico e v_{CWG}^{cutoff} do guia de onda contínuo.

Como consequência, uma variação no ciclo de serviço (η) de um guia de onda periódico produz uma variação no comprimento de onda de corte também. Essa é uma consequência do teorema de equivalência e da eq. (2.26). Definindo $\Delta n = n_g - n_s$ e assumindo que essa mudança é pequena ($\Delta n^2 \ll 2n_s \Delta n$): $n_g^2 - n_s^2 \approx 2n_s \Delta n^2$, usando essa aproximação na definição da frequência normalizada de (2.25) obtêm-se:

$$v^2 \approx h^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 (2n_s \Delta n) \quad (2.27)$$

A eq. (2.27) pode ser avaliada para guias contínuos (CWG) *slab* ou guias segmentados (PSW) *slab*,

$$(v_{CWG}^{cutoff})^2 \approx h^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda_{CWG}} \right)^2 2n_s(\lambda_{CWG})\Delta n(\lambda_{CWG}) \quad (2.28)$$

$$(v_{PSW}^{cutoff})^2 \approx h^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda_{PSW}} \right)^2 2n_s(\lambda_{PSW})\Delta n(\lambda_{PSW}) \quad (2.29)$$

onde λ_{PSW} e λ_{CWG} são os comprimentos de onda de corte do guia periódico e contínuo respectivamente e $\Delta n_{eq}(\lambda_{PSW})$ pode ser expressado usando a relação de guia equivalente (2.24) como: $\Delta n_{eq}(\lambda_{PSW}) = \eta \Delta n(\lambda_{PSW})$. Usando esta relação e as equações (2.26), (2.28), (2.29) pode-se chegar à seguinte igualdade:

$$\frac{\lambda_{PSW}^2 n_s(\lambda_{CWG}) \Delta n(\lambda_{CWG})}{\lambda_{CWG}^2 n_s(\lambda_{PSW}) \Delta n(\lambda_{PSW})} = \eta \quad (2.30)$$

mas é possível desprezar os termos relativos ao comportamento dispersivo dos materiais, então o ciclo de serviço ficaria definido da maneira seguinte: $\eta = \lambda_{PSW}^2 / \lambda_{CWG}^2$. Equação que descreve o comportamento linear do *cutoff* do CWG referente ao do PSW, como observado na Figura 2.7. Na Figura 2.8 observa-se o gráfico do comprimento de onda de corte versus η para um *slab* periódico.

Usando a relação entre a frequência normalizada (v) de um guia de onda *slab* e a frequência normalizada (v_c) de uma guia de onda de canal generalizamos o caso estudado para guias de onda de canal, $v_c = vbw/h$, onde b é a constante de propagação normalizada e w é a largura do canal (HOCKER; BURNS, 1977). Esta equação mostra que para um guia de onda de canal com uma largura e profundidade fixos, o parâmetro v_c é uma função de somente v e b . Sendo b uma função de v é possível deduzir que v_c está diretamente relacionado com v . Na frequência de corte, v_c é o mesmo para guias de onda periódicos e contínuos. Por tanto todos os conceitos acima discutidos para guias de onda *slab* podem ser ampliados para guias de onda de canal.

2.3.5 Guias periodicamente segmentados na interconexão

Nesta seção serão apresentados alguns trabalhos prévios e uma explicação breve das nossas propostas de estruturas de interconexão *inter-chip*: guia reto, cruzamento e curvamento; e os transformadores de modo para a interconexão *intra-chip*. Cada uma dessas geometrias será estudada em três tipos de guia de onda que serão comparados entre si: os guias de onda contínuos (LEE, 1986), guias de cristais fotônicos (INOUE; OHTAKA, 2004) e guias periodicamente segmentados (RUBIO-MERCEDES *et al.*, 2011).

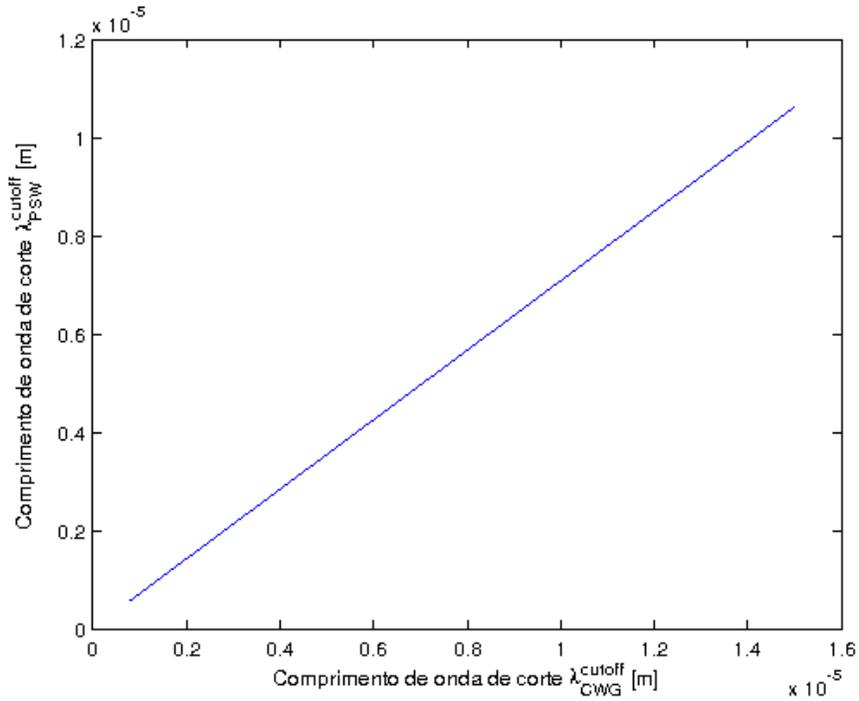


Figura 2.7: Comprimento de onda de corte do *slab* periódico versus o comprimento de onda de corte do *slab* contínuo para um $\eta = 0,5$ para um *slab* periódico de materiais: $n_g = 3,476$, $n_s = 1,444$, $n_c = 1$ e $h = 0,3\mu m$.

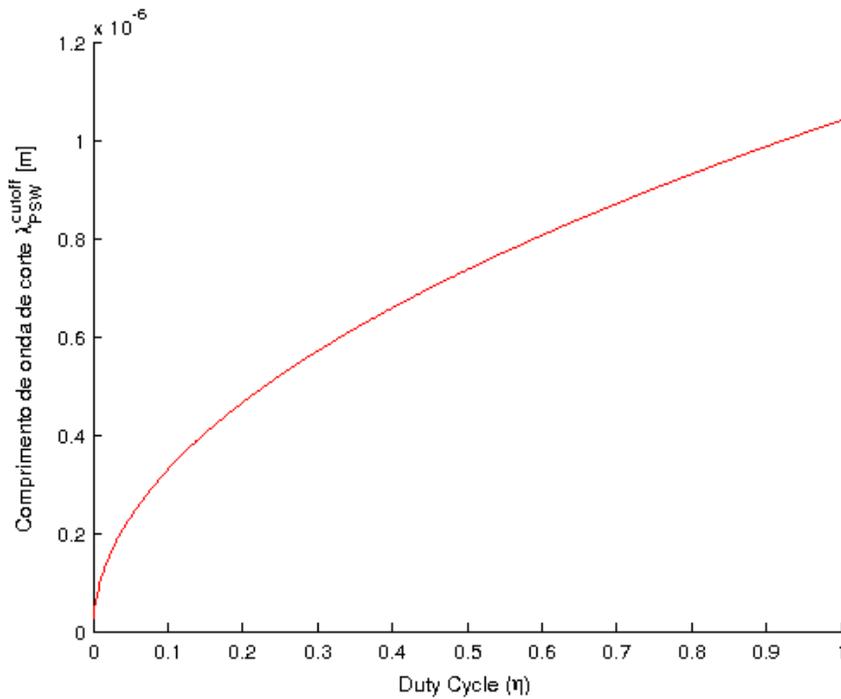


Figura 2.8: Comprimento de onda de corte (λ_{PSW}^{cutoff}) como função do ciclo de serviço (η) para um *slab* periódico de materiais: $n_g = 3,476$, $n_s = 1,444$, $n_c = 1$ e $h = 0,3\mu m$.

2.3.5.1 Guia Reto

Estudos prévios como o de (BOCK *et al.*, 2010b) mostram que um dos benefícios mais notórios de usar guias segmentados retos é que, por causa do modo estar deslocado do núcleo do guia de onda (segundo se observa na Figura 2.9) as perdas por espalhamento devido a imperfeições de fabricação da parede lateral é reduzido em PSW.

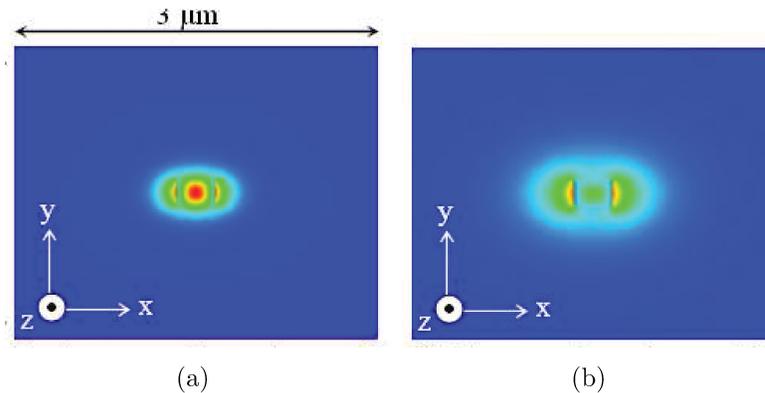


Figura 2.9: Comparação da distribuição transversal do modo de um guia de Si sobre SiO₂ de CWG, $w = 300\text{nm}$ e um PSW com ciclo de serviço de 0,5 e período de 300 nm obtida de (BOCK *et al.*, 2010b).

É interessante notar também que em trabalhos como (RIDDER *et al.*, 1995; WEISSMAN; HARDY, 1992, 1993; WEISSMAN; HENDEL, 1995) usou-se a particularização para achar o CWG equivalente de um PSW (estudado na seção 1.3.1 deste trabalho) na eq. (2.23) para guias de baixo contraste. Mas nos trabalhos de (BOCK *et al.*, 2010b, 2010a; CHEBEN *et al.*, 2010, 2006a) apesar de trabalhar com guias de alto contraste usaram a aproximação dada em (2.23) em vez da forma geral dada em (2.21).

Outro dos benefícios diretos do uso dos PSW retos é que é possível manipular o índice de refração do núcleo do guia de onda ao longo do espaço no chip, isto pode ter várias aplicações, desde alto confinamento e estabilidade da luz no guia de onda até filtros de modos de ordem superior.

2.3.5.2 Transformadores de modo: *tapering* e *chirping*

Os guias de onda contínuos foram usados como *tapers* desde (BAETS; LAGASSE, 1982), mas o comprimento desses dispositivos convencionais pode chegar até uns poucos milímetros e é dependente da transição adiabática para obter uma eficiência alta.

A redução gradual da largura dos segmentos de um guia segmentado pode ser usada como um transformador de modo também chamado de *taper*. Os transformadores de modo como os *tapers* podem ser usados para minimizar as perdas por descasamento da forma do modo, que vai de um tipo de guia de onda a outro como o exemplo em (WEISSMAN; HARDY, 1992). Na Figura 2.10 observa-se o diagrama de blocos deste transformador entre dois guias de onda

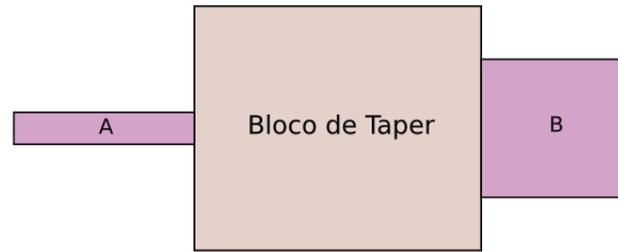


Figura 2.10: Diagrama de blocos de um transformador de modo, um *taper* entre os guias de onda A e B.

de espessura de núcleo diferente a serem acoplados: A e B. Os três objetivos de um *taper* são: redução das reflexões por acoplamento, melhoramento da sobreposição dos modos nas interfaces e redução das perdas por causa da mesma transformação do modo.

Define-se também o aumento ou redução progressivo da largura do material com índice de refração alto de um guia segmentado sem modificar o período Λ do PSW como *chirping*

O primeiro trabalho de *chirping* de um guia de onda segmentado foi feito por (WEISSMAN; HARDY, 1992) onde foi inclusa a função de recursão usada para o desenho do nosso acoplador de guia de onda com núcleo da fibra. Essa descrição teórica foi aplicada em (WEISSMAN; HENDEL, 1995) para fazer um expansor modal para obter acoplamento na saída ou entrada do IC (interconexão *inter-chip*), contudo essa aplicação mostrava como comprimento de bloco de *taper* (Figura 2.10) de $0,6\text{mm}$ até 1mm entre fibra/PSW. Já estudos mais recentes usaram a função de recursão para construir *tapers* de guias segmentados como (CHOU; ARBORE; FEJER, 1996; CASTALDINI *et al.*, 2007). Todos eles usaram guias de onda com Δn pequeno, por tanto largura do segmento alta e comprimento do bloco de *taper* relativamente longo (de $0,1\text{mm}$ até 1mm) dependendo do ciclo de serviço ou *duty cycle*. O acoplamento fibra/chip por meio de PSW de alto Δn foi introduzido por (CHEBEN *et al.*, 2006b).

- Acoplamento do guia de onda com o núcleo da fibra

Uma das aplicações mais interessantes deste transformador de modo é o acoplamento de um guia óptico a uma fibra óptica externa (Figura 2.11), pois estes dois guias tem diferenças estruturais enormes. Nestes casos a presença do *taper* entre um guia de onda e a fibra resulta favorável.

Os *tapers* em guias segmentados tem sido usados anteriormente para conseguir a transformação dos modos como em (BOCK *et al.*, 2010a) e (WEISSMAN; HARDY, 1992). A estrutura deste guia segmentado é mostrada na Figura 2.11. O guia contínuo se converte em segmentado com um ciclo de serviço variável ao longo da direção de propagação. Uma vez atingido o ciclo de serviço desejado o modo pode ser estabilizado com um guia de onda periodicamente segmentado. Desde o ponto de vista do teorema do guia de onda equivalente esta estrutura pode ser analisada como um guia contínuo com índice de refração gradualmente reduzido ao longo da direção longitudinal. Como resultado o tamanho do modo e, por tanto, incrementado em largura e profundidade (WEISSMAN; HARDY,

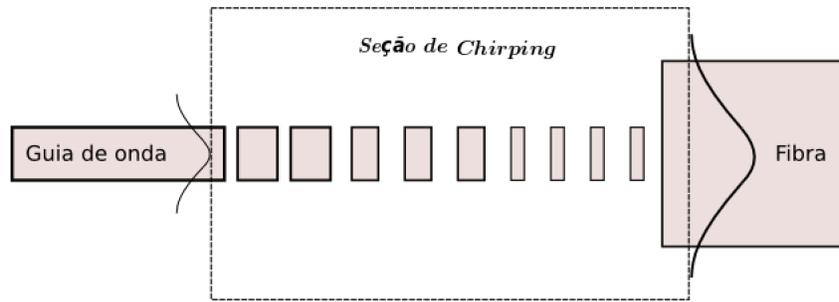


Figura 2.11: Aplicação do *taper* ou afilamento de guias segmentados, transferência do modo de um guia de onda para uma fibra óptica.

1992). A forma do modo final depende da combinação do ciclo de serviço final e a largura do guia de onda.

A estrutura, portanto, permite um controle completo do tamanho do modo por meio de dois parâmetros independentes e é uma característica importante que faz com que o desenho dessas estruturas não seja tão crítico. Além disso, não aparecem modos de ordem superior não desejados, pois a segmentação reduz o índice efetivo em relação ao do guia contínuo.

- Filtros de modo

Um filtro de modo é um dispositivo capaz de eliminar um ou mais modos de alta ordem propagando-se num guia de onda multi-modo. No caso de um misturador de frequências, o bombeio (também conhecido como *pump* em telecomunicações) na frequência ω_p está misturada com um sinal de frequência ω_s , para poder gerar uma frequência intermediária $\omega_i = \omega_p - \omega_s$. Este tipo de interação é usada em muitas aplicações, desde a geração de radiação particular perto da banda infravermelha, até a conversão de comprimento de onda para sistemas WDM (do inglês *wavelength-division multiplexing* - multiplexação por divisão de frequência). Usualmente as radiações intermediárias ou de sinal têm um comprimento de onda significativamente maior em relação ao comprimento de onda do bombeio. Inclusive se o guia de onda for monomodo para as frequências ω_s e ω_i , pode ser multi-modo para a frequência de bombeio ω_p . Por tanto, torna-se difícil o acoplamento eficiente da radiação do laser do bombeio com o modo fundamental do guia de onda. Além disso, a excitação de modos de alta ordem é inevitável.

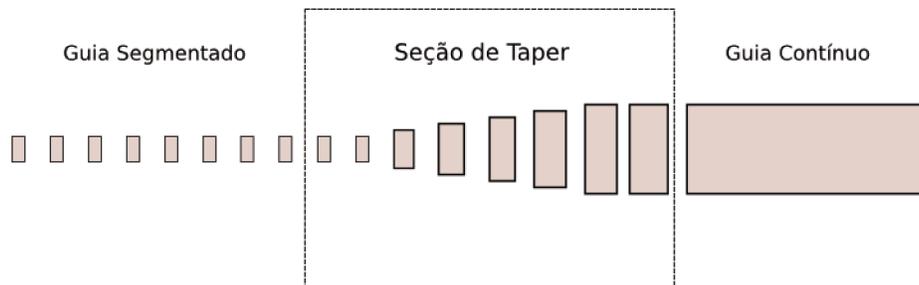


Figura 2.12: Esquema de um filtro de modo.

Uma das propostas deste trabalho é resolver este problema com estruturas periódicas com variação progressiva de *chirping* e *tapering* como será descrito no capítulo seguinte devotado aos resultados numéricos.

Na Figura 2.12 observa-se um esquema da estrutura de um filtro de modo com acoplamento de um guia segmentado para um guia contínuo com $w_{CWG} > w_{PSW}$, de maneira que pode ser assegurado o guiamento mono-modal no CWG.

2.3.5.3 Cruzamento

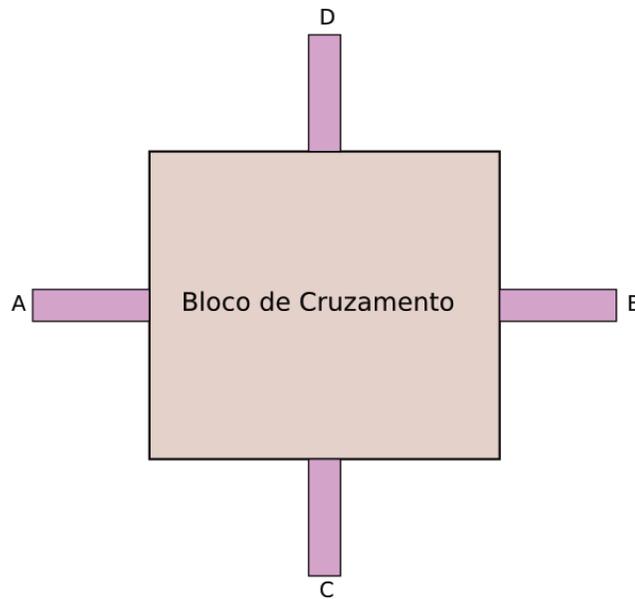


Figura 2.13: Diagrama de blocos de um cruzamento de guias de onda.

Os cruzamentos são parte muito importante das redes ópticas *intra-chip*, principalmente por causa do encaminhamento da luz para diferentes dispositivos eletrônicos distribuídos seguindo uma topologia específica sobre o IC. O objetivo de fabricar um cruzamento, por tanto, é transmitir toda a potência da porta A até a porta B da Figura 2.13 sem perdas por diafonia ou *crosstalk* em D ou E.

Existem esquemas para melhorar o rendimento dos cruzamentos, um deles, (MANOLATOU *et al.*, 1999), analisa primeiramente um cruzamento de guias retos contínuos de alto contraste, obtendo 0,81 de transmissão normalizada e 0,1 de diafonia, também propõe uma cavidade parcialmente segmentada no cruzamento o que aumenta a potência transmitida 0,8 até 0,96, porém estreitando enormemente a largura de banda do sistema ($1,545\mu m$; $1,555\mu m$). A diferença do cruzamento de guias retos contínuos, o cruzamento de guias periódicos é dependente do comprimento de onda do sistema, por causa do efeito de Bragg e as condições de excitação dos modos de Bloch em guias periódicos estudados na seção 1.2 deste trabalho.

Posteriormente, (FENG; LI; FAN, 2010) propôs um esquema de cruzamento de SOI usando guias de onda dielétricos periódicos (PDWG - *periodic dielectric waveguide*) (XU; POON, 2008)

como que conseguiu uma potência transmitida normalizada de 0,8 até 0,92 para uma banda de $(1,5\mu m; 1,6\mu m)$ e baixar a potência de diafonia para 0,01. Interessante notar que o espaço que eles usaram ($4\mu m \times 4\mu m$) casa perfeitamente com o espaço do cruzamento com os guias retos contínuos e o proposto por (MANOLATOU *et al.*, 1999).

Por ultimo, (BOCK *et al.*, 2010a) fizeram cruzamentos usando estruturas periodicamente segmentadas modificadas pelos métodos de *tapering* e *chirping* a banda que obtiveram por cima de 0,8 de potência transmitida normalizada foi aproximadamente a mesma que (FENG; LI; FAN, 2010), mas eles sacrificaram espaço (usaram aprox. $8\mu m \times 8\mu m$) para obter a mesma atenuação da potência de diafonia (0,01).

2.3.5.4 Curvamento

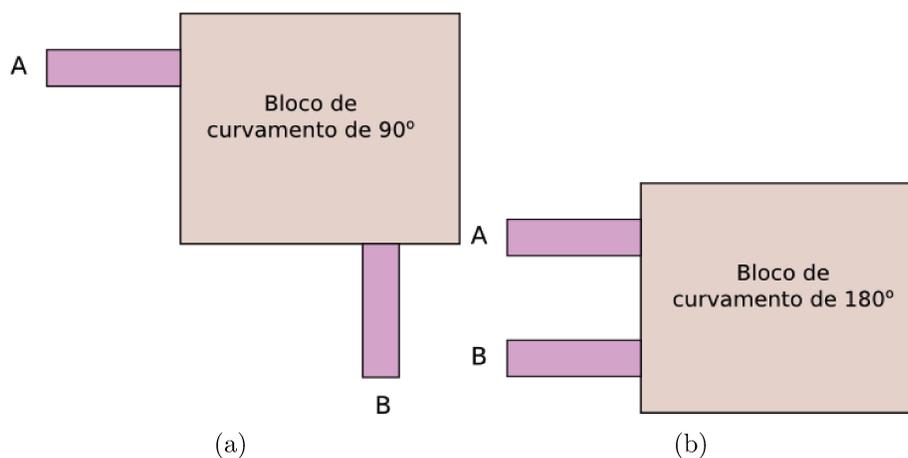


Figura 2.14: Diagrama de blocos de duas estruturas de curvamento: a) Curvamento de 90° e b) curvamento de 180° ou curvamento em U.

A função principal de um bloco de curvamento de guias para a interconexão *intra-chip* é cambiar a direção de propagação da luz num guia de onda. Considera-se a Figura 2.14, o objetivo do curvamento de guias de onda é transmitir toda a potência de A para B, qualquer que seja a geometria do guia de onda curvo, com curvamento de 90° ou 180° .

Como mostrado por (LEE, 1986) os câmbios na direção de propagação da luz confinada num guia de onda dielétrico sempre conduzem a que uma porção da potência seja radiada fora do guia. Supondo que temos um guia de onda dielétrico com seção curva de radio R como mostrado na Figura 2.15 é evidente que quanto maior seja o raio, menor serão as perdas; neste contexto, no limite ($R \rightarrow \infty$) encontra-se o guia de onda reto, que têm teoricamente 0 perdas por radiação.

No campo dos guias periódicos, foram propostas estruturas de curvamento por (LUAN; CHANG, 2006) usando PDWG, ou seja cilindros dispostos um detrás do outro com período menor a um comprimento de onda (λ) e de alto contraste (SOI). Neste trabalho em vez de curvar abruptamente os 90° , os autores usaram uma função de curvamento dependente do raio R e do período da estrutura periódica. Eles usaram um comprimento de onda de $4\mu m$ para

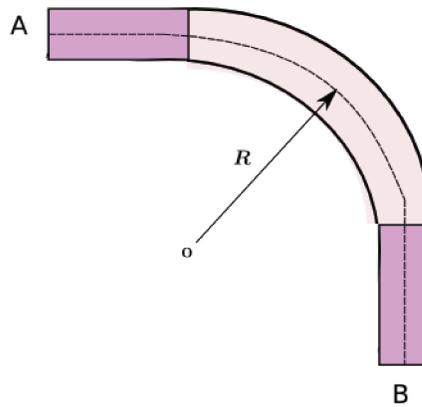


Figura 2.15: Esquema do curvamento de um guia contínuo.

estruturas com período de $1\mu m$ obtiveram perdas de 0,001. Por tanto para a projeção de nossos desenhos de guias segmentados curvos, usaremos a função de curvamento circular usada por eles.

2.4 Cálculos relevantes para a análise de guias segmentados

Para obter parâmetros de confinamento dos guias de onda segmentados e sustentar así a sua aplicabilidade nas redes intra-chip, apresentam-se dois cálculos importantes que serão usados na obtenção de parâmetros numéricos no capítulo seguinte. Eles são: a Integral de sobreposição e o fator de confinamento.

2.4.1 Integral de sobreposição

Como discutido desde o início do capítulo, as características do modo de saída de um guia segmentado (PSW) dependem diretamente dos parâmetros: ciclo de serviço (η), período do PSW (Λ) e a largura do segmento (w). Optimizando esses parâmetros pode-se melhorar, por exemplo, a eficiência de acoplamento de um guia de onda contínuo com uma fibra óptica, como será discutido numa das aplicações do capítulo seguinte.

O parâmetro que se deve maximizar se chama de integral de sobreposição. Se temos dois modos conhecidos, por exemplo, o modo de saída do sistema composto por guias de onda segmentados e o modo de uma fibra que se deseja acoplar o de um guia contínuo com w diferente. Para o nosso caso o cálculo da integral de sobreposição obedece à seguinte definição:

$$I_s = \frac{|\int \Psi_1 \cdot \Psi_2^* d\Omega|^2}{\int |\Psi_1|^2 d\Omega \cdot \int |\Psi_2|^2 d\Omega} \quad (2.31)$$

onde Ψ_i corresponde aos campos conhecidos. I_s encontra-se normalizada para facilitar o cálculo percentual da sobreposição dos modos para diversas aplicações que serão discutidas na seção seguinte. Assim, o acoplamento será mais ótimo quanto mais próximo I_s seja da unidade.

2.4.2 Fator de confinamento

O fator de confinamento está definido pela fração do modo que se encontra confinado no núcleo, i.e., a parte do modo contida no material do guia de onda em relação ao modo inteiro incluindo o campo evanescente no substrato. No nosso caso de estudo, 2D, essa relação pode ser reduzida para uma integral linear do modo nos domínios adequados,

$$\Gamma = \frac{\int_{-w/2}^{w/2} |\Psi|^2 dl}{\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi|^2 dl} \quad (2.32)$$

onde w corresponde à largura do guia de onda. A resposta de Γ é também um cálculo percentual para futuros estudos.

2.5 Conclusões

Neste capítulo foram apresentadas as condições necessárias para que o guiamento numa estrutura dielétrica periódica como o PSW exista, assim como as principais características da onda propagando-se nesse meio. Devem ser ressaltados os seguintes aspectos:

- A condição necessária para uma estrutura de grade possa se tornar um guia periodicamente segmentado é que a dimensão do período da mesma se encontre por baixo da primeira reflexão de Bragg como mostrado na eq. (2.6).
- Os modos que se propagam pelos guias segmentados têm a forma de um modo de Bloch, que pode ser descrito como uma interferência de várias ondas propagando-se para frente e para trás, mas que, consegue ser confinado na estrutura periódica seguindo as diretrizes da tabela 2.2 no caso em que $\frac{1}{2}(A + D) < 1$.
- Os guias segmentados trabalham na região linear das curvas de dispersão com polarizações TE e TM degeneradas ou também chamadas de quase-TE e quase-TM.
- Um guia de onda segmentado é equivalente a um guia contínuos de material equivalente segundo a eq. (2.23).

- O comprimento de onda de corte dos guias segmentados estão relacionados com o comprimento de onda de corte das guias contínuas equivalentes de acordo com a eq. (2.30).

Também foram apresentadas quatro tipos de geometria de guias de onda fundamentais para a interconexão *intra-chip* e *inter-chip*: o guia reto, os transformadores de modo, o cruzamento e o curvamento. Destacando trabalhos anteriores ao presente em que foram usadas também estruturas periódicas como alternativa de solução ao problema de perdas por confinamento e radiação de potência.

Análise numérica e aplicações dos guias segmentados

3.1 Introdução

Os guias segmentados tem sido amplamente usados em aplicações lineares e não lineares como refletores de Bragg, compensadores de dispersão, sensores, conversores de comprimento de onda, geradores de frequência, etc. Pode-se encontrar maior informação nas referências seguintes: (KASHYAP, 2009), (POVINELLI; JOHNSON; JOANNOPOULOS, 2005), (RIDDER *et al.*, 1995), (WEISSMAN, 1997), (LITH *et al.*, 2005).

Nos itens seguintes serão discutidas algumas dessas aplicações. Eles operam na parte quase-linear da característica de dispersão (segundo a Figura 2.5), por tanto não apresenta qualquer efeito da reflexão de Bragg. Por isso, é permitido o uso da aproximação de modo local.

3.2 Métodos computacionais

Uma das contribuições deste trabalho é a proposta de um novo módulo feito sobre a plataforma comercial *COMSOL Multiphysics*[®] (LAB, 2011), que será chamado de *Módulo eletromagnético para guias de onda*. Este software de simulação tem embutidos todos os passos do processo de modelagem: a definição da geometria, a discretização da mesma, especificação das características dos materiais, a solução e a visualização dos resultados. Por esses motivos, as simulações foram feitas integralmente sobre essa plataforma e o *LiveLinkTM para Matlab*[®] (MATHWORKS, 2011) de *COMSOL Multiphysics*. Um módulo, enquadrado neste contexto, é uma plataforma de simulação numérica baseada em elementos finitos que usa os elementos pré-definidos pelo software *COMSOL Multiphysics* para resolver um problema físico.

A estrutura base de um simulador eletromagnético deve ter três etapas principais: pré-

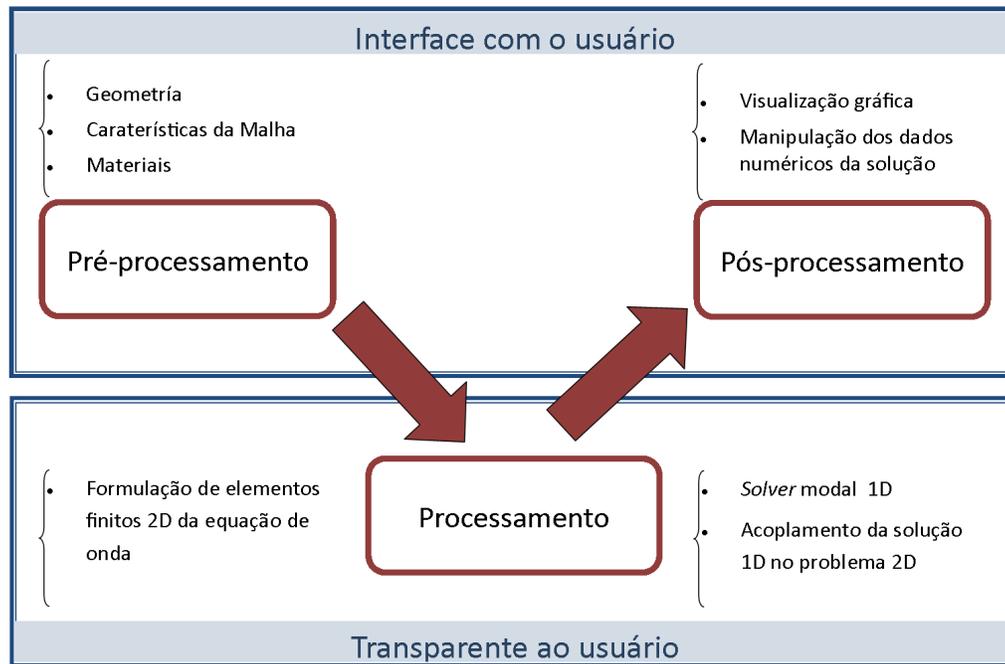


Figura 3.1: Diagrama de blocos das etapas do módulo criado sobre a plataforma *COMSOL Multiphysics*[®].

processamento, processamento e pós-processamento. Cada uma delas deve ter características definidas e deve também articular com as outras duas etapas. Mantendo este conceito, diferenciamos essas três etapas na Figura 3.1. Nela especifica-se que no pré-processamento foram criadas as variáveis de entrada e o acondicionamento das mesmas também faz parte desta etapa, para tanto a definição da geometria do sistema de duas dimensões incluindo a definição do domínio computacional, os atributos computacionais referentes ao material usado nos guias de onda e associados à geometria, e, por ultimo, as características de entrada da malha a ser gerada como tamanho máximo, rateio de crescimento e refinamento, geometria do elemento, grau do polinômio, para destacar algumas das mais importantes. A etapa de processamento segue as formulações descritas no capítulo I seção 1.3, isto é a formulação de Galerkin do método dos elementos finitos em duas dimensões da equação de onda da forma de Helmholtz incluindo as características da PML anisotrópica. O processamento inclui também um *solver* de autovalores que tem como entrada a geometria e os materiais do sistema inseridos pelo usuário e como saída um autovalor (índice efetivo) e um autovetor (perfil modal do campo). No pós-processamento encontram-se os dados de saída que incluem a visualização gráfica e outras ferramentas oferecidas pela plataforma *COMSOL Multiphysics*[®] que são úteis para construir uma vasta gama de reportes.

Desde o ponto de vista do usuário o pré-processamento e o pós-processamento estão incluídos dentro da interface gráfica, no pré-processamento o software recebe os dados inseridos pelo usuário e no pós-processamento o usuário recebe os dados calculados pelo software baseados nos dados fornecidos pelo mesmo usuário. O processamento é transparente para o usuário final.

Na Figura 3.2 observa-se o diagrama de fluxo do software proposto que será chamado também de novo módulo eletromagnético 2D com PML anisotrópica. Interessante notar que a formulação proposta usa também o teorema eletromagnético de dualidade na formulação da equação de Helmholtz o qual também não é usado na formulação original do módulo *Radio Frequency* do *COMSOL*. Esses aspectos são cobertos na subseção seguinte.

No início do diagrama (Figura 3.2) observa-se uma das entradas proporcionadas pelo usuário, a geometria em duas dimensões (*Geometria2D*), logo as entradas seguintes que são diretamente dependentes da geometria informada no primeiro bloco são os parâmetros de cada um dos materiais. Com essa informação o usuário pode configurar e gerar a malha automaticamente. O módulo possui equações padrão para ser associadas com a geometria do sistema, seja domínio computacional, seja PML, seja condição de contorno de entrada (plano de entrada) ou seja condição de contorno de saída (plano de leitura). Logo, para a geometria 1D, os dados dos materiais são importados da geometria 2D, essa informação é usada para o *solver* modal do módulo. Notar que a geometria 1D é apenas indicada pelo usuário e não criada sobre a geometria bidimensional, pois a geometria 1D que indica o plano de entrada do sistema, onde serão colocadas as condições de contorno que serviram para a alimentação do sistema, é um elemento que conforma a geometria 2D. Por tanto, uma outra contribuição deste módulo é a articulação do *solver* de autovalores nativo da plataforma chamado de *Boundary Mode Analysis* com o sistema 2D proposto neste trabalho.

3.2.1 Vantagens do módulo EMGO sobre o módulo nativo do COMSOL

Uma das principais motivações para criar um novo programa de simulação eletromagnética sobre a plataforma *COMSOL Multiphysics* (também chamado de módulo no ambiente de *COMSOL*) foi usar as vantagens de pós-processamento e de interação com o usuário que essa plataforma possui. Ela também oferece uma linguagem de programação de alto nível, isso significa que a programação neste ambiente está baseada praticamente só em blocos funcionais, por tanto, para construir este novo módulo, usaram-se alguns que a plataforma já oferecia, melhoraram-se e criaram-se outros.

Eis aqui as vantagens do Módulo eletromagnético para guias de onda (EMGO) sobre o *Radio Frequency Module*TM classificadas por bloco funcional:

- *Camada de casamento perfeito (PML):*

O *RF Module* (RFM) usa o método de esticamento de coordenadas por meio da transformação de coordenada complexa, modificando assim as equações originais de Maxwell,

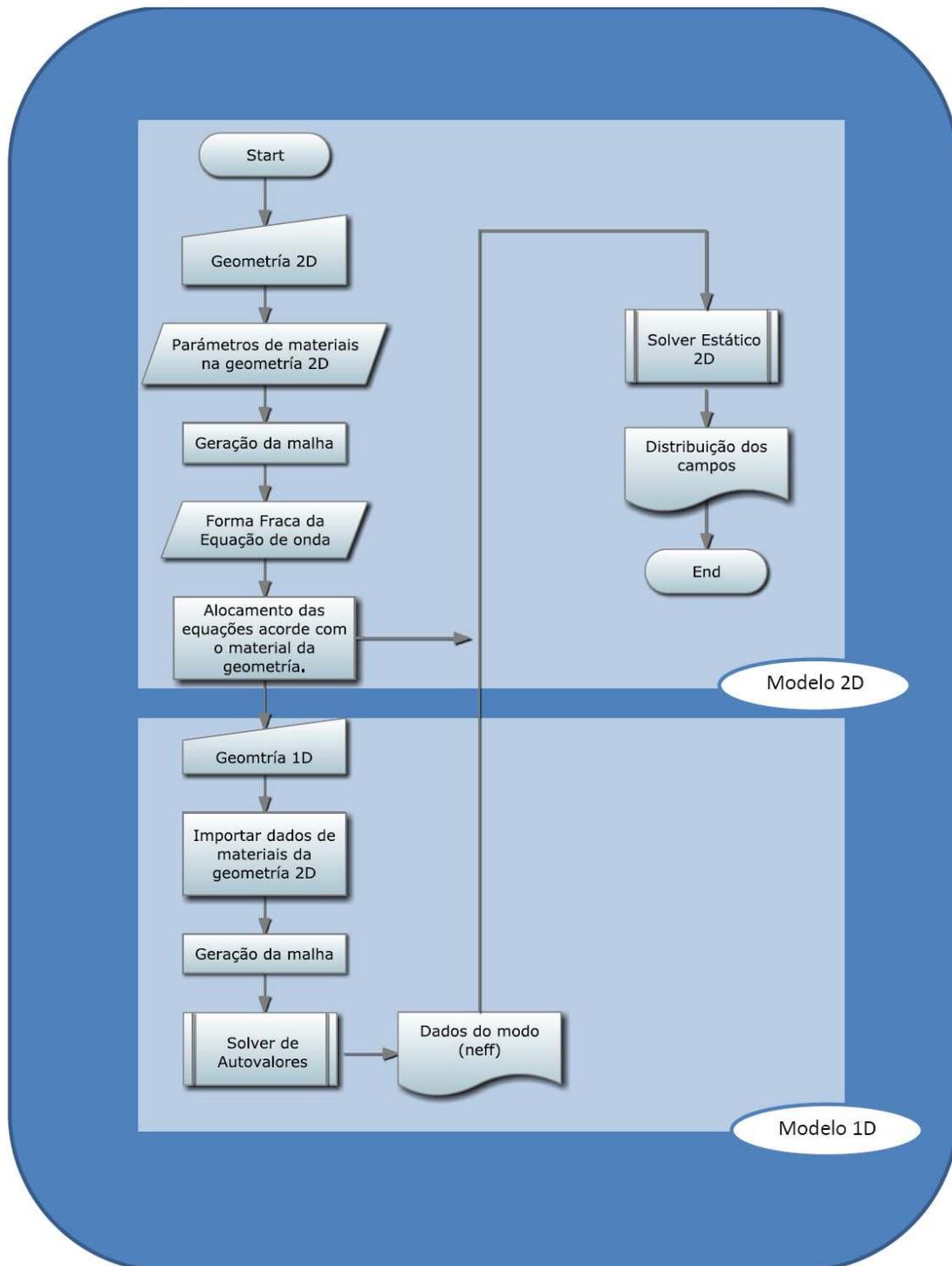


Figura 3.2: Diagrama de fluxo do módulo.

sem afetar a impedância. O EMGO define as características do material como permissividade e permeabilidade como matrizes, permitindo usar as mesmas equações ao longo do domínio computacional e o domínio da PML.

A parametrização do bloco da PML do RFM baseia-se em duas constantes que se aplicam a uma coordenada geral, que são a ordem da PML e o fator multiplicador. Com o novo módulo EMGO um usuário que conhece o funcionamento da PML anisotrópica pode modificar parâmetros específicos como a condutividade elétrica ou magnética; e, ainda pode modificar esses parâmetros para cada geometria ou material sem necessidade de criar um bloco diferente para cada um deles.

Superou-se uma das principais desvantagens que a PML do RFM apresenta: se o usuário fizer alterações na geometria após definir os domínios correspondentes à PML, ela perde a configuração em termos da direção da coordenada, isto é devido a numeração dinâmica e automática da geometria bidimensional do *Comsol Multiphysics*, com o novo módulo esse problema está superado, pois o bloco PML é criado seguindo as configurações que o mesmo usuário coloca inicialmente e, após criado, só pode ser modificado pelo mesmo usuário.

- *Formulação:*

Uma outra contribuição do novo módulo é a formulação em duas dimensões que usa o teorema eletromagnético da dualidade. Assim, pode-se simular com polarização TE ou TM de forma dual, com a equação de onda escalar definida para campo magnético ou para campo elétrico, o que no acontece com a formulação original do *RF module* que trabalha apenas com a existência ou ausência das componentes do vetor do campo elétrico.

- *Acoplamento com o solver de autovalores:*

A vantagem de ter separado a formulação 2D do *solver* modal é que, obtido o autovetor da solução, ele pode ser inserido com qualquer condição de contorno no domínio bidimensional e não somente como *Port*.

3.2.2 Descrição do Módulo EMGO

Nesta seção serão apresentados os requerimentos dos sistema e da plataforma *COMSOL Multiphysics* para o correto funcionamento do módulo EMGO, também será detalhada a interface gráfica do módulo.

3.2.2.1 Requerimentos do sistema e da plataforma

Para o correto funcionamento do módulo EMGO na plataforma *Comsol Multiphysics* deve-se contar com os seguintes pré-requisitos do sistema e plataforma conforme a (LAB, 2011):

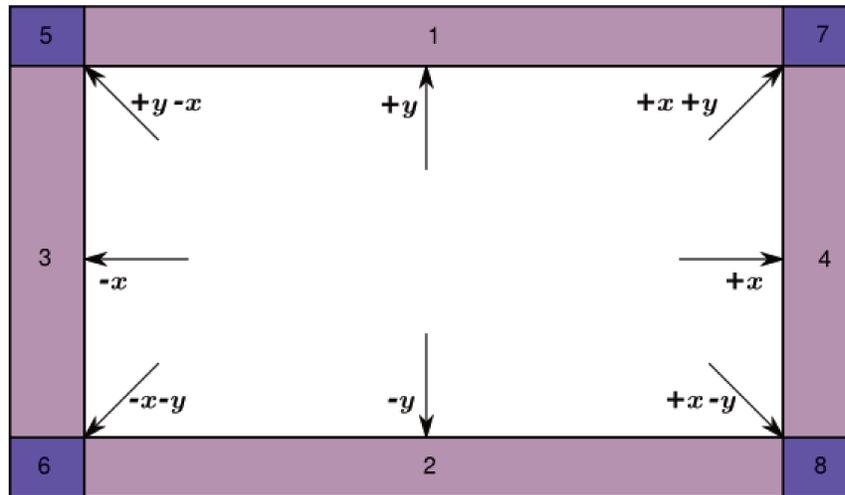


Figura 3.3: Esquema das possíveis direções de absorção da PML anisotrópica em coordenadas cartesianas.

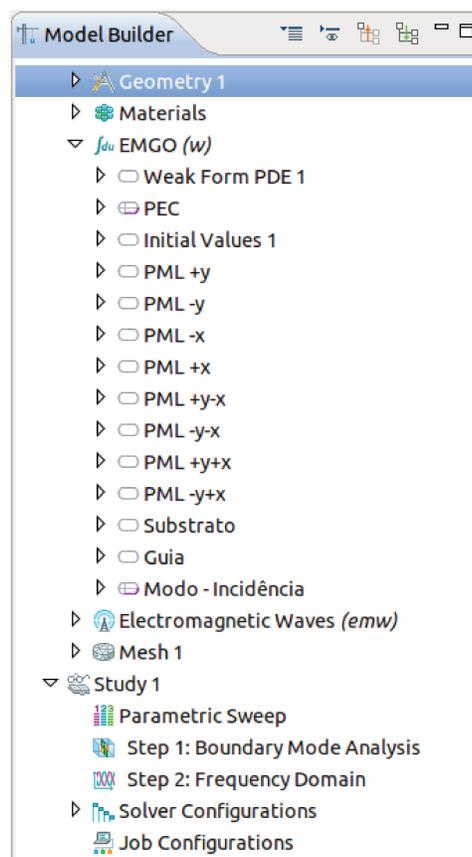
- Precisa-se do módulo de RF (*radio frequency module*) para usar o bloco *Boundary Mode Analysis* e o módulo *Mathematics*. Por tanto é necessário espaço no disco rígido de 2Gb até 4Gb.
- Para o enlace com MatLab, a versão 4.1 de *Comsol* funciona corretamente com a versão de MatLab 2008b e posteriores.
- Um limite mínimo de memória RAM (*random-access memory*) de 2Gb, dependendo do domínio computacional do modelo.
- Precisa-se também de: Compilador C preferentemente atualizado, *Java Development Kit*, placa de vídeo de pelo menos 512Mb de memória.

3.2.2.2 Interface gráfica

Como mencionado na seção 3.2.1 o módulo EMGO apresenta claras vantagens sobre o módulo nativo do *COMSOL* desde o ponto de vista do usuário. Uma delas é a manipulação direta dos parâmetros da PML anisotrópica.

Na Figura 3.4 observa-se o construtor de modelo ou *model builder* da plataforma, onde encontra-se o detalhe da direção de absorção da PML (??) na geometria o que pode ser conferido na Figura 3.3. Para cada uma das direções no plano cartesiano de duas dimensões (xy) em que o campo pode incidir no domínio da PML existe um bloco funcional totalmente configurável no módulo que aplicam as equações 1.3 e 1.4 aos domínios selecionados. Em (??) pode-se achar mais informação sobre a comparação entre a PML anisotrópica ou matricial, proposta no módulo EMGO, e a PML que usa esticamento de coordenadas ou de Berenger.

Continuando com a descrição da Figura 3.4, os módulos EMGO e RF (representado pelo módulo *electromagnetic waves*) são blocos individuais mais articulados por meio da saída do

Figura 3.4: *Model Builder* do Módulo EMGO.

solver de autovalores e autovetor chamado de *Boundary mode analysis* e a entrada do módulo EMGO no bloco chamado de *Modo - Incidência*. Essa ação de articulação é realizada no bloco *Study*.

O ambiente gráfico de *COMSOL* funciona perfeitamente para a criação de todo tipo de geometrias em duas dimensões. A interface com MatLab permite também a varredura de parâmetros que afetariam diretamente as dimensões geométricas do modelo criado.

Na seção seguinte o simulador electromagnético EMGO será verificado usando o modelo de um guia reto contínuo (CWG), que também será comparado com um guia periodicamente segmentado (PSW).

3.3 Guias Segmentados Retos

Nesta seção serão apresentados os estudos numéricos das características dos PSW retos. Destacando a dependência do confinamento com a variação do ciclo de serviço e do período.

A geometria dos PSW retos pode ser observada na Figura 3.5 onde Λ é o período do guia segmentado, a é o comprimento do segmento com índice de refração maior (n_1), w é a largura do segmento.

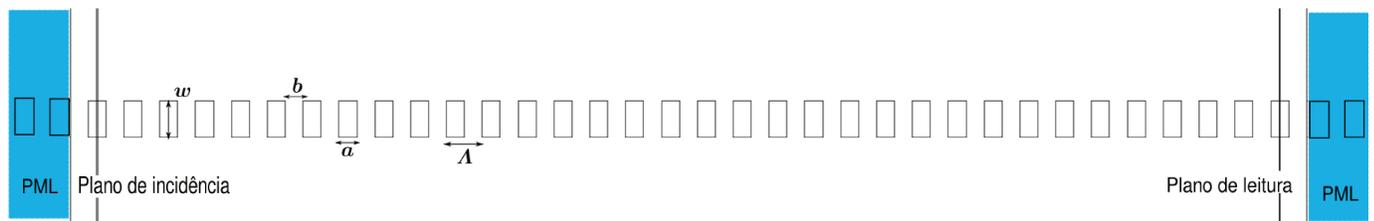


Figura 3.5: Esquema de simulação de um guia segmentado reto.

3.3.1 Excitação de um modo de Bloch

Como dito na segunda seção do Capítulo 2 deste trabalho, os guias segmentados excitam os modos de Bloch. Os modos de Bloch podem ser vistos exteriormente como ondas não uniformes ou quasi-modos.

Na Figura 3.6 observa-se a comparação da distribuição do campo magnético de um modo quasi-TE propagando-se ao longo de um guia de onda reto e um guia de onda segmentado. O ciclo de serviço usado neste caso é de 0,5 e a largura dos dois exemplos é a mesma. Observa-se que no guia de onda segmentado um modo de bloch é excitado.

Para exemplificar e aplicar a análise de Bragg ao objeto de estudo desta tese, considere-se um PSW como mostrado na Figura 3.5, mas apenas no plano xy . A Figura 3.7 mostra que para uma estrutura de grade com periodicidade de $\Lambda = 0,3\mu m$, comprimento da camada de material com alto índice de refração é de $a = 0,15\mu m$ e materiais $n_1 = 3,476$ (silício) e $n_2 = 1,444$

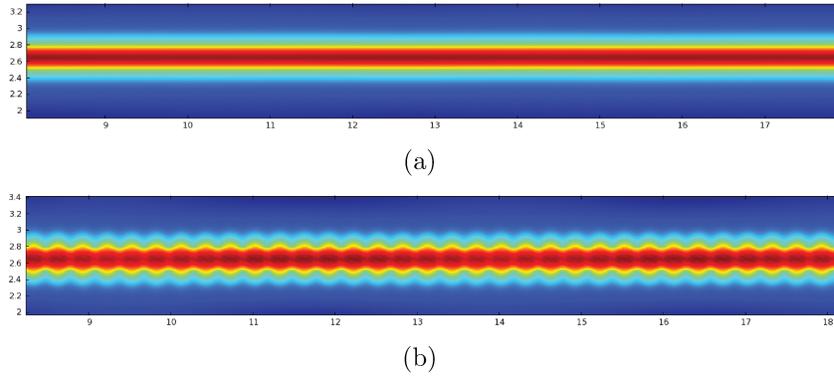


Figura 3.6: Comparação da distribuição do campo magnético (H_z) propagando-se ao longo do eixo x num (a) guia de onda reto e um (b) guia de onda segmentado.

(SiO_2). Pode-se comprovar que, como discutido na seção 2.2 deste trabalho, tendo o período fixo, da equação 2.6 pode-se obter que só para $\lambda_b = \lambda \geq 1,26\mu m$ a propagação será possível.

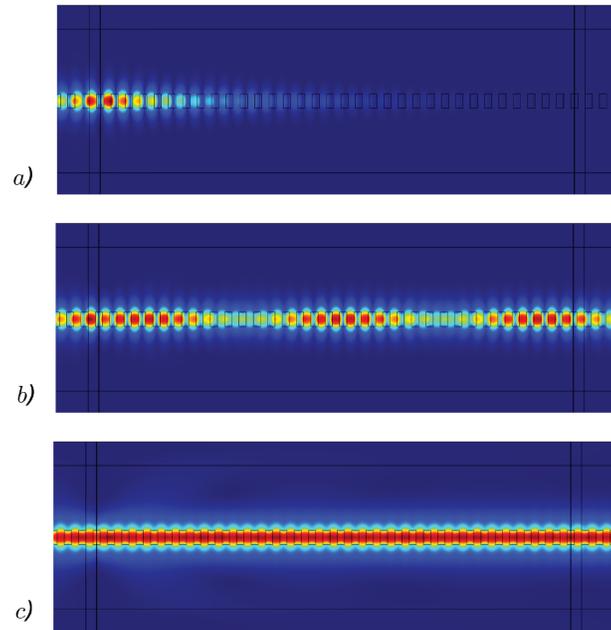


Figura 3.7: Distribuição do campo magnético de uma estrutura periódica no plano (x, y) , usando silício ($n_1 = 3,476$) sobre sílica ($n_2 = 1,444$) para período fixo de $\Lambda = 0,3\mu m$, $\eta = 0,5$. Comprimento de onda de operação de a) $1,22\mu m$, b) $1,26\mu m$ e c) $1,4\mu m$.

3.3.2 Variação do período

Nesta seção observaremos a variação do coeficiente de transmissão do guia segmentado reto em relação à variação do período Λ . Consideramos uma vizinhança em torno aos $0,3\mu m$ usados na seção anterior; $(0,25\mu m; 0,46\mu m)$. Mantemos $w = 0,3\mu m$ e o ciclo de serviço

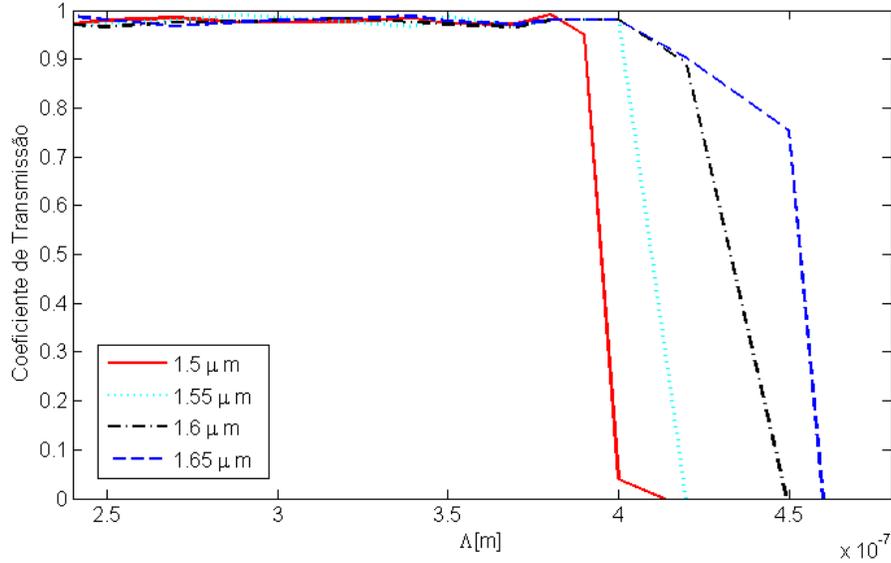


Figura 3.8: Coeficiente de transmissão do PSW reto como função do período. Para comprimentos de onda de $\lambda = 1,5\mu\text{m}; 1,55\mu\text{m}; 1,6\mu\text{m}; 1,65\mu\text{m}$.

$\eta = 0,5$ constantes para um comprimento de onda de $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ na polarização TE. Os resultados desse análise encontram-se na Figura 3.8 para comprimentos de onda de: $\lambda = 1,5\mu\text{m}, 1,55\mu\text{m}, 1,6\mu\text{m}, 1,65\mu\text{m}$. Usamos para esse análise uma plataforma SOI de Silício ($n_1 = 3,476$) e Óxido de Silício ($n_2 = 1,444$). A malha da janela computacional usada foi de $18\mu\text{m} \times 4\mu\text{m}$ e o comprimento da PML de $1,5\lambda$. Note-se que o domínio computacional, i.e., a distância entre o plano de entrada e plano de saída é de $21\mu\text{m}$; essa distância é proposta para evitar os efeitos de espalhamento produzidos pela transformação ao longo do eixo x (direção de propagação) do modo de entrada (modo calculado para um guia CWG equivalente) e o modo do guia PSW.

Na Figura 3.8 observa-se que a condição de Bragg para refletores de primeira ordem é atingida completamente para um período de $0,4\mu\text{m}$, i.e., usando o teorema de guias equivalentes temos a ideia do índice efetivo do guia de onda segmentado, por tanto podemos afirmar que só trabalhando com comprimentos de onda maiores é possível a propagação num PSW dessas características. Isto é comprovado na Figura 3.8.

3.3.3 Variação do ciclo de serviço ou *duty cycle*

Dessa vez vamos deixar o período da grade constante ($\Lambda = 0,3\mu\text{m}$), com todos os outros parâmetros também constantes para comprimentos de onda de $\lambda = 1,5\mu\text{m}, 1,55\mu\text{m}, 1,6\mu\text{m}$ com polarização TE. Usou-se a mesma janela computacional do exemplo anterior da variação do período.

Considerar o período constante faz com que a condição de Bragg não seja cumprida, o que garante a propagação no PSW quando $\eta = 0,5$. Mas, na Figura 3.9 observa-se que para

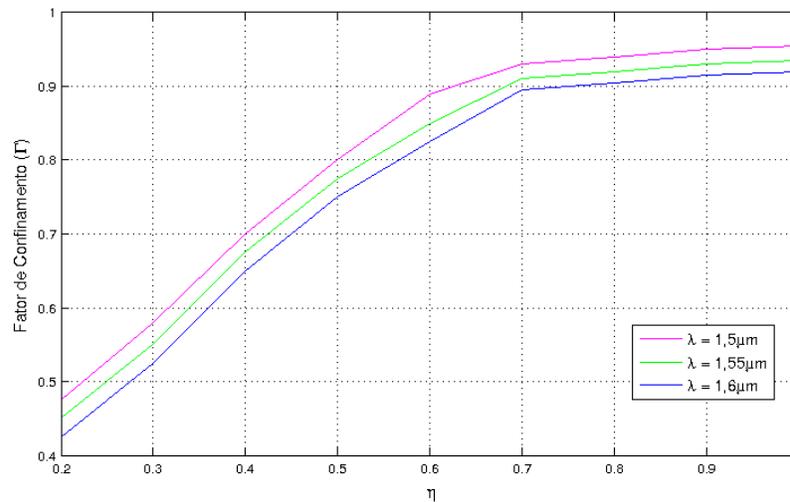


Figura 3.9: O fator de confinamento em função do ciclo de serviço (η) para comprimentos de onda de operação de $\lambda = 1,5\mu m, 1,55\mu m, 1,6\mu m$

ciclos de serviço no domínio de 0,2 a 0,6 o fator de confinamento (Γ) varia quase linearmente com o ciclo de serviço. Essa característica é interessante porque permite a aplicação dos guias segmentados como dispositivos para fazer também o trabalho de filtro, como será estudado em seções seguintes deste trabalho. Assim podemos concluir que para um fator de confinamento aceitável maior que 0,7, podemos guiar com erro baixo ($e < 0,1$) segundo a Figura 3.10 um comprimento de onda $\lambda = 1,55\mu m$ na faixa de ciclo de serviço de 0,4 a 0,6.

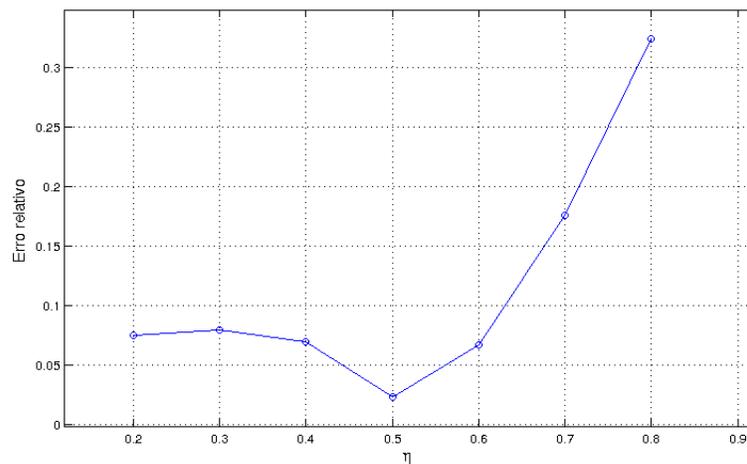


Figura 3.10: Erro relativo entre os modos do PSW e do CWG equivalente como função do ciclo de serviço (η). Para um PSW de $n_1 = 3,476$ e $n_2 = 1,444$, $w = 0,3\mu m$ comprimento de onda de $\lambda = 1,55\mu m$.

3.4 Guias Segmentados Curvos

O período e o ciclo de serviço de um guia segmentado curvo deve ser redefinido de maneira diferente ao do guia segmentado reto, desde que os valores dependem de posições curvas no plano de duas dimensões. Comprimentos como período e o ciclo de serviço num guia de onda segmentado curvo são medidos como arcos respeito ao centro do curvamento como mostrado na Figura 3.11. O período Λ está definido pelo arco AC , como neste caso o período é fixo, também está definido pelo arco BD , e η está definido pelo ratio do arco AB e o arco AC .

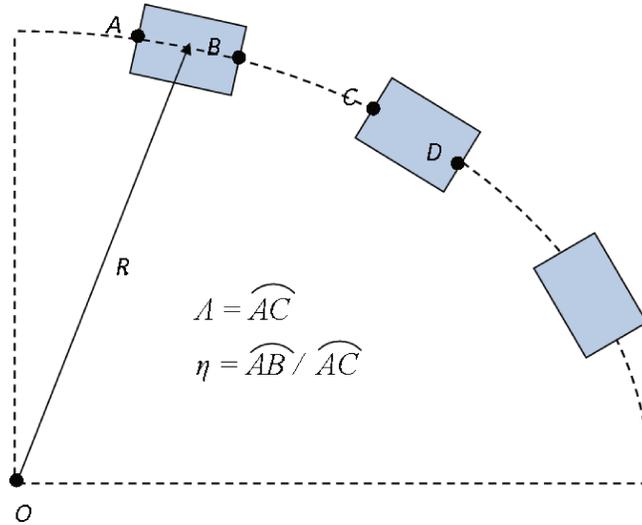


Figura 3.11: Esquema de construção de um guia segmentado curvo com período (Λ), *duty cycle* (η) e raio (R) fixos. O é o centro da curvatura.

Os parâmetros referentes aos materiais e medidas usados para as simulações dos guias segmentados curvos a ser apresentados são os mesmos dos guias segmentados retos.

Para avaliar o bom funcionamento dos guias segmentados curvos avaliaremos a potência confinada no guia, para o qual calcularemos para cada caso estudado o parâmetro coeficiente de transmissão, definido como a relação proporcional entre a potência de saída e a potência de entrada. O método usado para o cálculo da potência foi descrito no Capítulo 1, seção 4.

3.4.1 Curvatura de 90°

Considere-se um guia de onda segmentado curvo de 90° com raio de curvatura $R = 3\mu m$, $R = 4\mu m$, $R = 5\mu m$ e $R = 7\mu m$ como mostrado na Figura 3.14. Para o sistema mostrado na Figura 3.12 usa-se a plataforma SoI (silício sobre isolante), o isolante usado neste caso é a sílica (SiO_2) com índice de refração 1,444.

O período do guia de onda segmentado é de $\Lambda = 300nm$, a largura do segmento $w = 300nm$ e o comprimento do segmento é de $a = 150nm$, por tanto o ciclo de serviço é: $\eta = a/\Lambda = 0,5$.

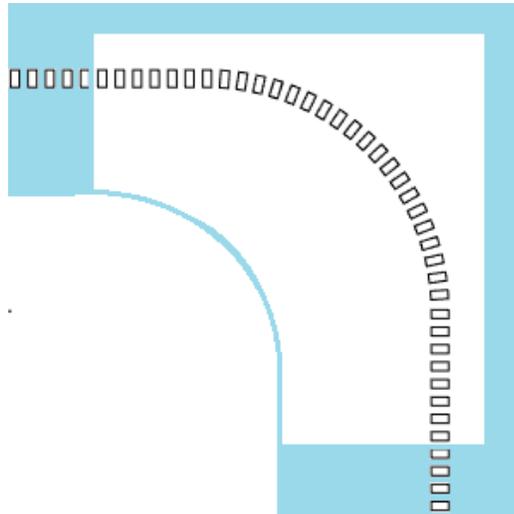


Figura 3.12: Diagrama Esquemático para a simulação em duas dimensões de um guia de onda segmentado com curvatura de 90° . A coloração azul-clara representa o domínio correspondente à PML

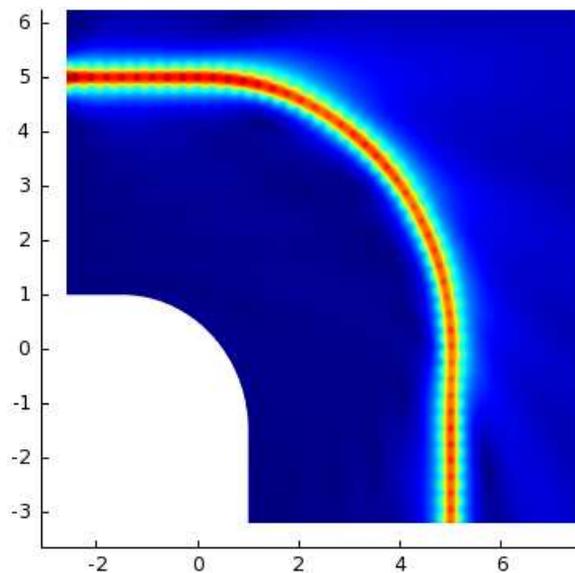


Figura 3.13: Intensidade do Campo Magnético do guia segmentado com curvatura de 90° . Para um comprimento de onda de $\lambda = 1,55\mu m$.

Na porta de entrada do sistema usa-se o modo quasi-TE do guia de onda contínuo equivalente para excitá-lo, seguindo as diretrizes da equação 2.23. O domínio numérico encontra-se no plano $x \times y = 16 \times 14,2\mu m^2$ que foi discretizado em 229.814 elementos quadráticos triangulares. Notar que usaram-se camadas de casamento perfeito (PML) no contorno do domínio computacional, de dimensões $4,05\mu m$ nas portas e $0,5\mu m$ nos lados laterais. Na Figura 3.13 observa-se a distribuição do campo magnético H_z correspondente ao modo quasi-TE analisado.

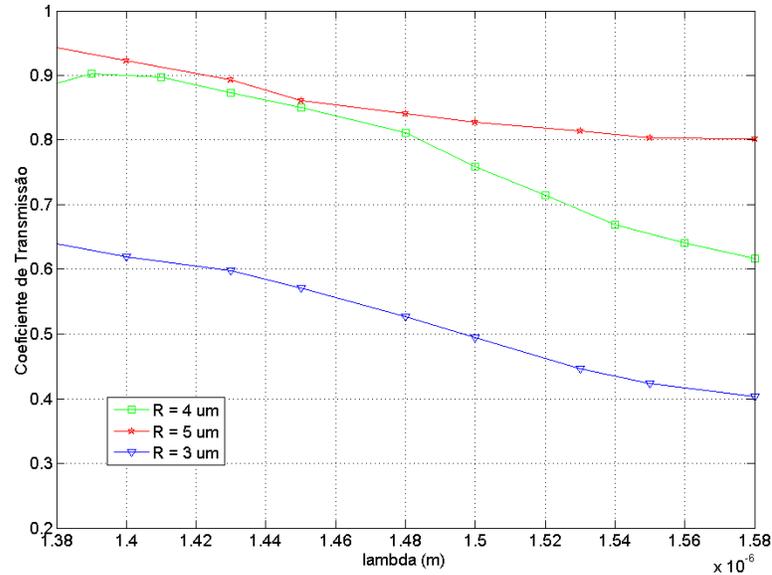


Figura 3.14: Transmissão em função do comprimento de onda do guia curvo de 90° . Com período de $\Lambda = 300nm$, e $\eta = 0,5$, com raios de $5\mu m$ (vermelho), $4\mu m$ (verde) e $3\mu m$ (azul).

O coeficiente de transmissão foi calculado como uma função do comprimento de onda, o domínio tomado para a análise foi de $[1,38\mu m, 1,58\mu m]$ para todos os modelos apresentados neste trabalho. Os resultados da Figura 3.14 mostram que a curvatura do raio da construção do guia segmentado curvo de 90° deve ser maior do que 3λ para obter um coeficiente de transmissão aceitável, maior do que 0,8.

3.4.2 Curvatura em U

Considere-se um guia de onda segmentado curvo de 180° com raio de curvatura $R = 5\mu m$ como mostrado na Figura 3.15. Para o esquema mostrado na Figura 3.15 usou-se também silício e sílica. O período do guia de onda segmentado é de $\Lambda = 300nm$, a largura do segmento $w = 300nm$ e o comprimento do segmento é de $a = 150nm$, por tanto o ciclo de serviço é: $\eta = a/\Lambda = 0,5$.

Na porta de entrada do sistema usou-se o modo quasi-TE do guia de onda contínuo equivalente como no guia segmentado de curvatura de 90° . O domínio computacional $x \times y = 16 \times 14,2\mu m^2$ foi discretizado em 427.807 elementos quadráticos triangulares. As camadas de casamento perfeito (PML) no contorno do domínio computacional, de dimensões $4,05\mu m$ nas portas e $0,5\mu m$ nos lados laterais. Na Figura 3.16 observa-se a distribuição do campo magnético H_z correspondente ao modo quasi-TE analisado.

Na Figura 3.17 observa-se o Coeficiente de Transmissão da mesma estrutura curva descrita

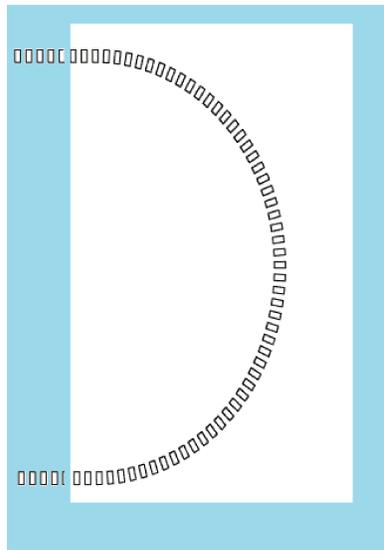


Figura 3.15: Diagrama Esquemático para a simulação em duas dimensões de um guia de onda segmentado com curvatura em forma de U. A coloração azul-clara representa o domínio correspondente à PML

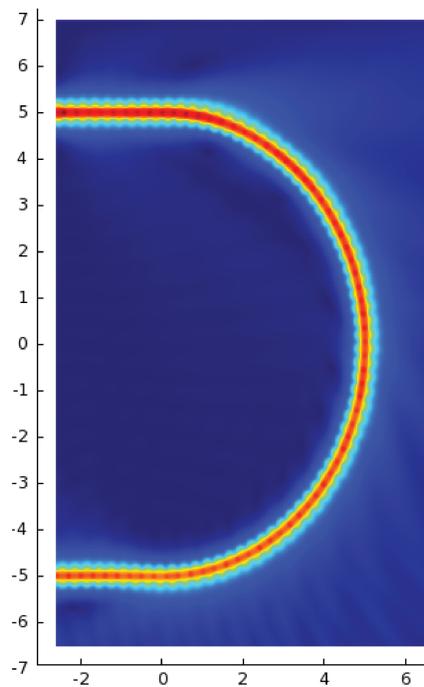


Figura 3.16: Intensidade do Campo Magnético do guia segmentado com curvatura em forma de U. Para um comprimento de onda de $\lambda = 1,55\mu m$.

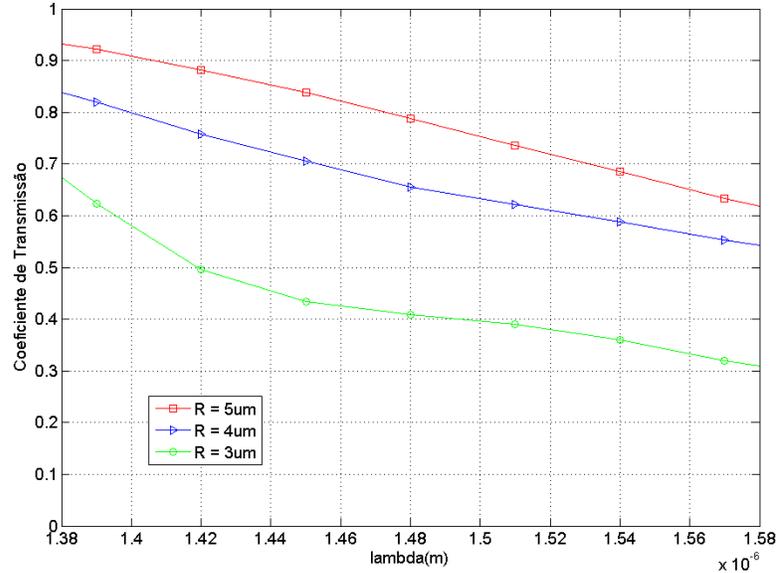


Figura 3.17: Transmissão em função do comprimento de onda do guia segmentado curvo com período de $\Lambda = 300nm$, e $\eta = 0,5$. Para curvatura de 180° com raios de $5\mu m$ (vermelho), $4\mu m$ (azul) e $3\mu m$ (verde)

na Figura 3.15, com $\Lambda = 300nm$ e $\eta = 0,5$. Para raios de curvatura de $3\mu m$, $4\mu m$ e $5\mu m$ observa-se que somente as estruturas com curvaturas de $4\mu m$ (linha azul) e $5\mu m$ (linha vermelha) conseguiram entregar mais do que a metade da potência na porta de saída.

3.5 Transformadores de modo: *tapering* e *chirping*

Nesta seção será apresentado o estudo dos guias de onda segmentados como transformadores de modo, por meio de dois efeitos conhecidos para as estruturas periódicas o *tapering* e o *chirping* que já foram apresentados teoricamente no capítulo anterior.

3.5.1 Resultados numéricos

Como desenvolvido na seção 2.3.5.2 os transformadores de modo são usados para passar a luz entre dois guias com seção transversal diferente com a menor perda possível. Os itens seguintes mostram resultados numéricos de dois efeitos que fazem com que essa transmissão seja possível.

- Efeito do *chirping* em guias de onda segmentados

Para validar o estudo teórico apresentado acima considere-se o problema representado em 3.18, onde usa-se a plataforma de silício sobre isolante, i.e., $n_s = 1.444$ e $n_g = 3.476$ e revestimento de ar; o período do guia da seção de estabilidade (após a seção do *taper*) é

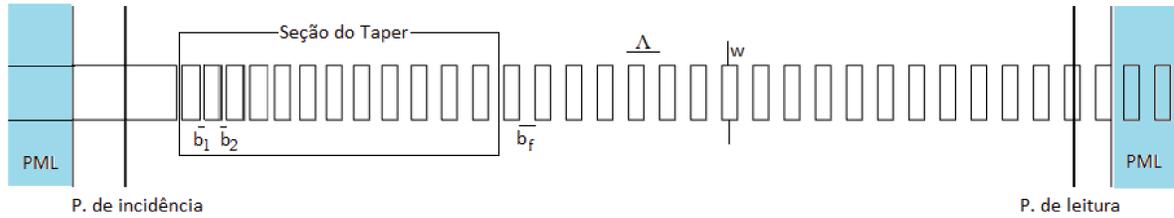


Figura 3.18: Esquema de simulação em duas dimensões do *taper* de um guia de onda reto a um guia de onda periodicamente segmentado.

de $\Lambda = 0.3\mu m$ e $\eta = 0.5$ (condição final), com largura de segmento constante ao longo de todo o sistema, $w = 0.3\mu m$.

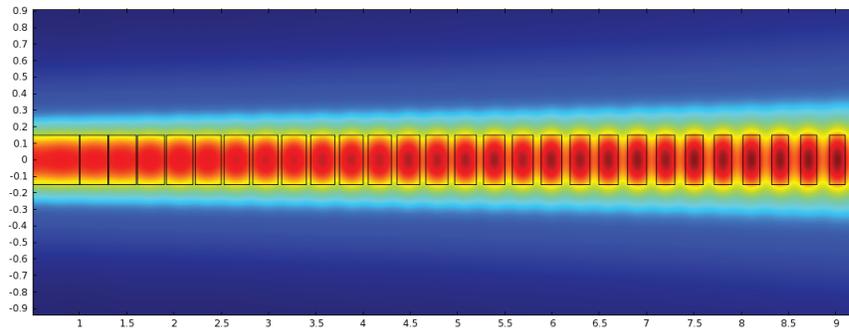


Figura 3.19: Distribuição do campo Magnético (polarização quasi-TE) no plano xy ao longo de um *taper* “adiabática” ($R_m = 0,05\mu m$) que converte um modo de um CWG para um PSW de $\Lambda = 0,3\mu m$ e $\Gamma = 0,5$, para $\lambda = 2\mu m$.

A Figura 3.19 mostra a distribuição do campo magnético (H_z). Observa-se que o modo se alarga na direção de propagação $+x$ progressivamente, esse câmbio depende diretamente da geometria do *taper*, do espaçamento (b) e largura (a) dos segmentos dado um período constante de $\Lambda = 0,3\mu m$.

Na Figura 3.20 observa-se o fator de confinamento ao longo do *taper* da Figura 3.19. O fator de confinamento foi medido em 9 posições ou planos de corte ao longo do eixo de propagação x . Tomando como posição $x = 0$ o início do *tapering* e *chirping*. Para fazer o calculo usou-se o fator de confinamento normalizado da maneira seguinte:

$$\frac{(\Gamma/\Gamma_{PSW})_x}{(\Gamma/\Gamma_{PSW})_{max}}$$

de modo que para a posição $x = 0$ o fator de confinamento normalizado é igual a 1, em outras palavras é igual ao fator de confinamento do guia contínuo. O período inicial é de $\Lambda_i = 0,45\mu m$ e após o processo de *chirping* o período final $\Lambda_f = 0,3\mu m$. A seção transversal do guia inicial $w_i = 0,45\mu m$ e a final $w_f = 0,3\mu m$.

Da análise 2D da Figura 3.20 comprova-se o alargamento progressivo do modo do guia contínuo até chegar na condição de ciclo de serviço constante na saída do *taper*. Notar

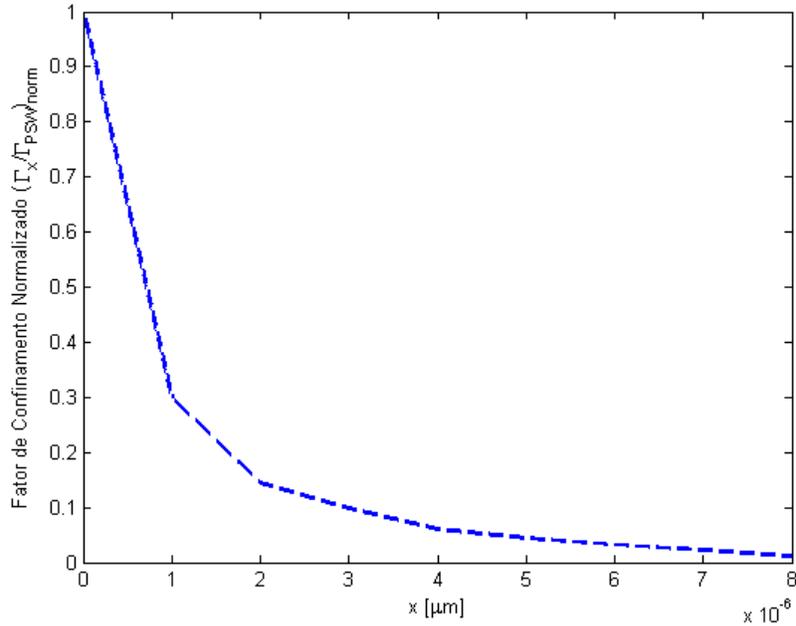


Figura 3.20: Fator de confinamento Normalizado lido nos planos de corte de $x = (0\mu m; 8\mu m)$, seja $x = 0$ o plano onde inicia a *tapering* e *chirping* de $R = 0,005$ e $b = 0$.

que o modelo da Figura 3.20 foi construído com um passo constante de crescimento tanto do espaçamento quanto do comprimento do segmento, chamaremos esse passo de R_m e neste primeiro caso usou-se $R_m = 0,005\mu m$. A função que descreve a contribuição deste parâmetro na fabricação dessas estruturas neste trabalho sera chamada de *função do taper* que pode ser aplicada tanto ao processo de *tapering* como ao de *chirping*.

A função do *taper* na direção $+x$ esta definida pela seguinte recursão: $b_m = b_{m-1} + R_m$, onde m é o período do índice e R_m é o passo do *chirping* no período m e b_1 é o *gap* inicial da seção do *taper* (WEISSMAN; HARDY, 1992). Nesta seção considera-se R_m constante em cada problema. No caso da Figura 3.19, $R_m = 0,005\mu m$ e $b_1 = 0$. A malha usada para obter esses resultados foi de $8 \times 18\mu m^2$ contendo 121.571 elementos. A região da PML foi de $2\mu m$ na direção de x e de $2\mu m$ na direção de y . Usando o mesmo método de simulação fizemos testes mudando a função do *taper* detalhada linhas acima. Variando o parâmetro R_m e o *gap* inicial b_1 , segundo indicado na Figura 3.21. Para todos os casos usou-se a plataforma de silício sobre SiO_2 e a saída do sistema constituem-se do o valor final do *gap* de $0,15\mu m$ com um período de $\Lambda = 0,3\mu m$. Os resultados dos testes estão detalhados na Figura 3.21, onde se observa que a variação para $R_m = 0,005\mu m$ e $R_m = 0,0075\mu m$ a diferença de Γ é mínima, enquanto que para um R_m alto e para $\beta = b_1 \neq 0$ existe uma variação maior do confinamento do modo no guia de onda.

- Filtros de modo

Os modos de alta ordem no comprimento de onda de bombeio podem ser filtrados simplesmente reduzindo o valor do ciclo de serviço (η) do guia de onda segmentado levando esses

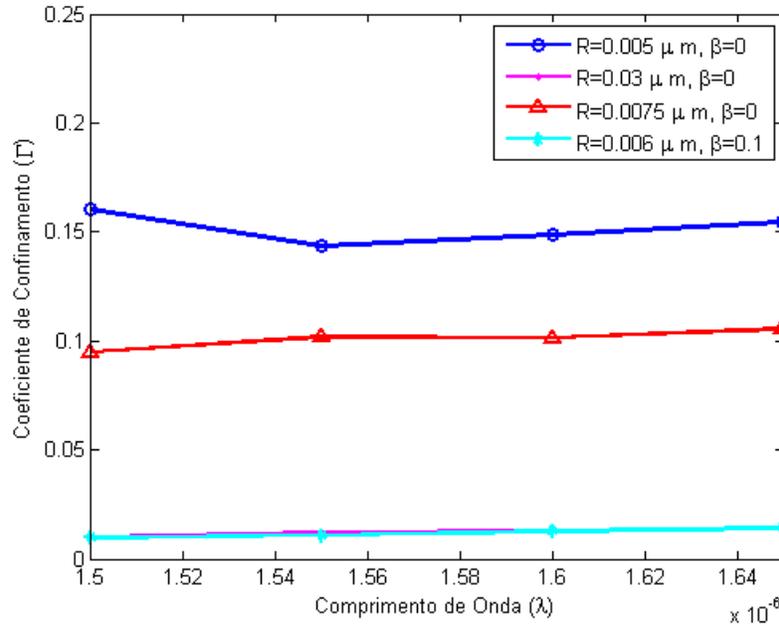


Figura 3.21: Comparação dos coeficientes de confinamento de diferentes tipos de formação da malha da estrutura *chirping* para: $R = 0,005\mu\text{m}; 0,03\mu\text{m}; 0,0075\mu\text{m}$ e para $R = 0,006\mu\text{m}$ e $\beta = b_1 = 0,01\mu\text{m}$ em função do comprimento de onda λ em metros.

modos ao corte ou de *cutoff*. Na Figura 3.22 mostra-se os índices efetivos dos modos propagantes no guia segmentado como função do *duty cycle*. O guia de onda considerado para este exemplo guia 4 modos para um comprimento de onda de bombeio de $\lambda_p = 1,33\mu\text{m}$. Reduzindo η , o valor dos índices efetivos é também reduzido. Para valores $0,5 < \eta < 0,65$ só um modo pode ser propagado ($n_{eff} > n_s$). Tomando vantagem dessa propriedade, podemos propor uma estrutura de guia de onda segmentado atuando como filtro de modo para a banda de 1330nm .

Da Figura 3.22 podemos garantir com um guia segmentado com ciclo de serviço constante de $\eta = 0,6$ a operação mono-modal para o bombeio ou *pump* e também a correta propagação do sinal com comprimento de onda maior. Por meio do *taper*, o modo fundamental do guia segmentado é, lentamente transformado num modo fundamental do guia de onda contínuo. No caso mostrado na Figura 2.12 também a largura é gradualmente aumentada na direção de propagação. Este desenho particular de *taper* é necessário para obter grandes transformações de modo, e também melhor controle da elipticidade do modo.

Na Figura 3.23 observa-se a comparação dos modos de entrada e saída da *seção de taper* indicada na Figura 2.12. O modo de cor azul representa o modo do guia segmentado de entrada ao *taper* e o modo de cor verde é o modo do guia contínuo com largura final constante $w_f = 0,45\mu\text{m}$.

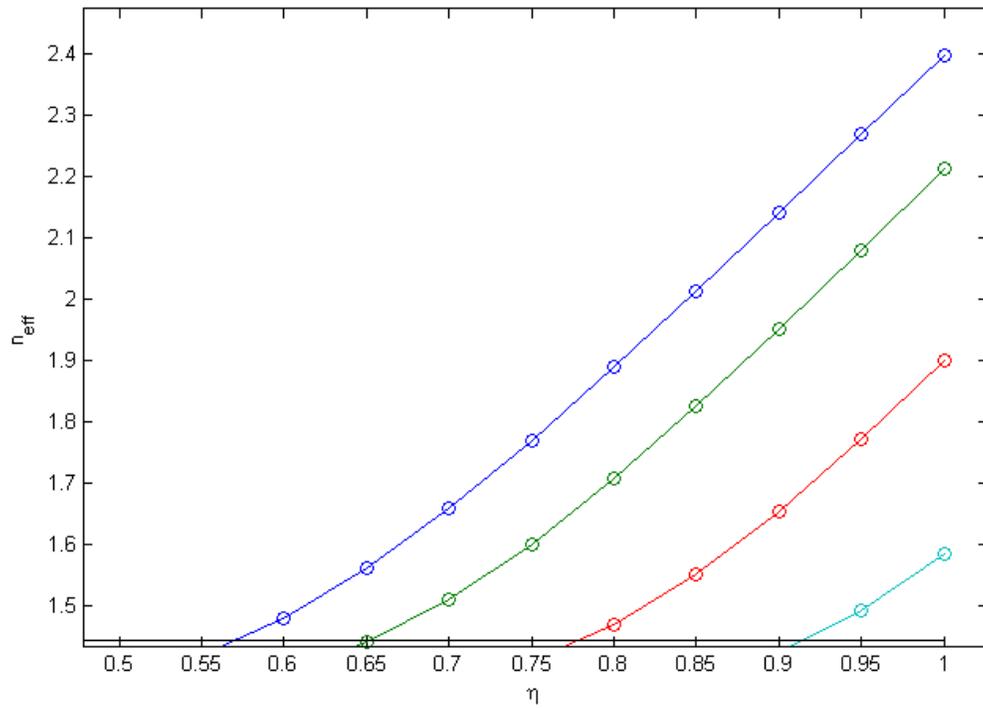


Figura 3.22: Índice efetivo dos modos guiados por um guia de $w = 0.3\mu\text{m}$ de silício sobre SiO_2 com um λ de operação de $1,33\mu\text{m}$.

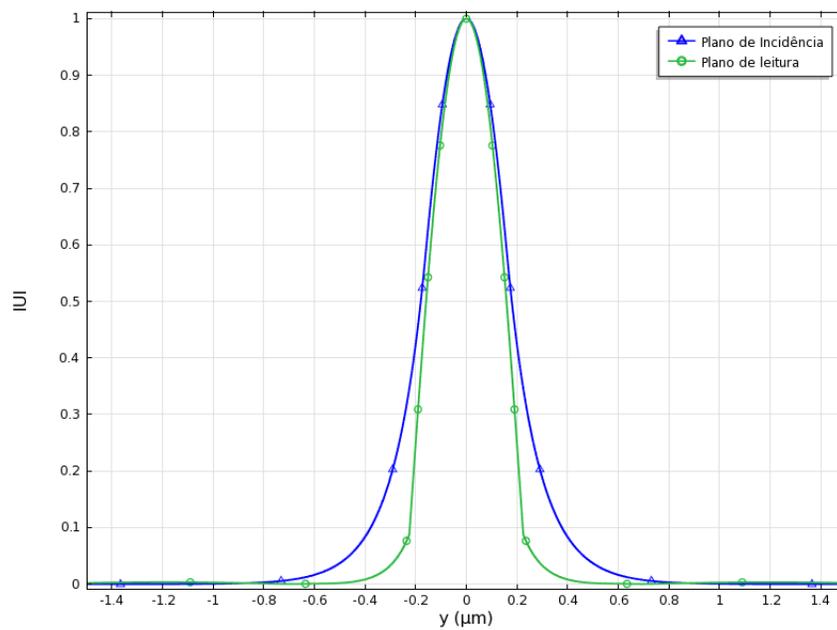


Figura 3.23: Perfis modais do modo de do guia segmentado de entrada e do guia contínuo de saída do sistema de um filtro de modo.

3.6 Cruzamento usando um sistema de guias periodicamente segmentados

A capacidade de intersectar guias de ondas é crucial para a óptica integrada. Existem interessantes trabalhos publicados que formularam ou construíram modelos que permitiriam minimizar o *crosstalk* e maximizar o rendimento (também chamado de *throughput*) desses sistemas como (JOHNSON *et al.*, 1998), (JIAO *et al.*, 2005) e (WATANABE *et al.*, 2006) que trabalharam com cristais fotônicos para atingir esse objetivo. Todos eles trabalharam em plataformas de alto contraste. O uso de cavidades de cristais fotônicos fazem com que essas estruturas melhorem o acoplamento de um guia de onda em cruzamento mais sofrem de perdas de propagação relativamente alta e um ainda presente cross-talk, mas o desempenho dessas estruturas é fortemente suscetível às imperfeições de fabricação. (BOCK *et al.*, 2010a)

Nesta subseção aproveitaremos as propriedades de “*tapering*” dos guias de onda segmentados estudados na subseção anterior para fazer com que o modo inicial correspondente ao guia contínuo fique alargado ao passar pelo cruzamento e logo volte a sua forma original na saída do sistema.

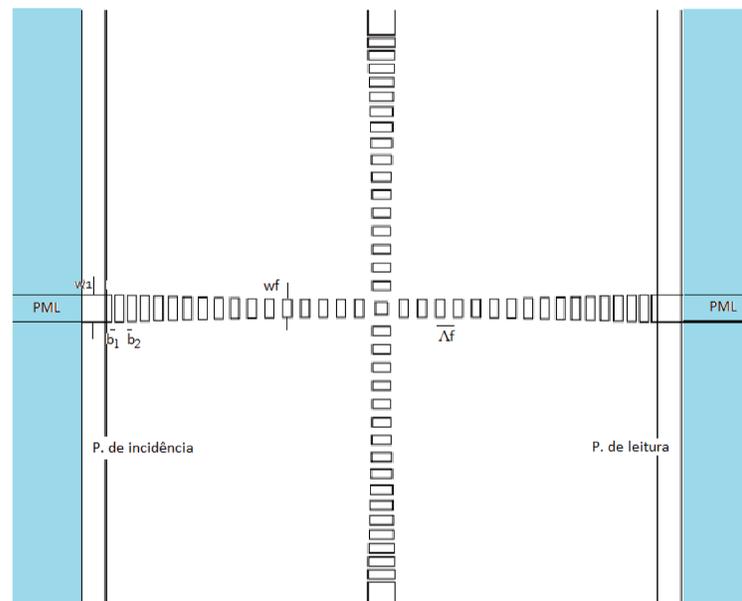


Figura 3.24: Esquema de simulação em duas dimensões de um cruzamento de guias contínuos, para tal fim usa-se um sistema feito *taper* e afilamento.

Para razões de segmentação suficientemente altas (variação de $\eta = a/\Lambda$), o modo de propagação do guia de onda contínuo é alargado, ao mesmo tempo em que o índice efetivo (n_{eff}) é reduzido devido ao efeito de uma média ponderada entre o material dos segmentos e o material que o rodeia. O alargamento ocorre na direção lateral e transversal (no análise 3D), na subseção anterior foi estudado o caso 2D, nele pode-se observar o alargamento lateral do modo

ao longo de um sistema de *chirping*. Segmentando um guia de onda nas seções de entrada ou saída, ao mesmo tempo em que afunilando a segmentação ao longo do guia de onda, o modo pode ser transformado passo a passo. Este estudo é semelhante a do guia contínuo afunilados, mas, usando guias segmentados afunilados ao mesmo tempo que a diminuição progressiva do ciclo de serviço chamada de *chirping* da subseção anterior pode-se chegar a obter um sistema de baixíssimas perdas.

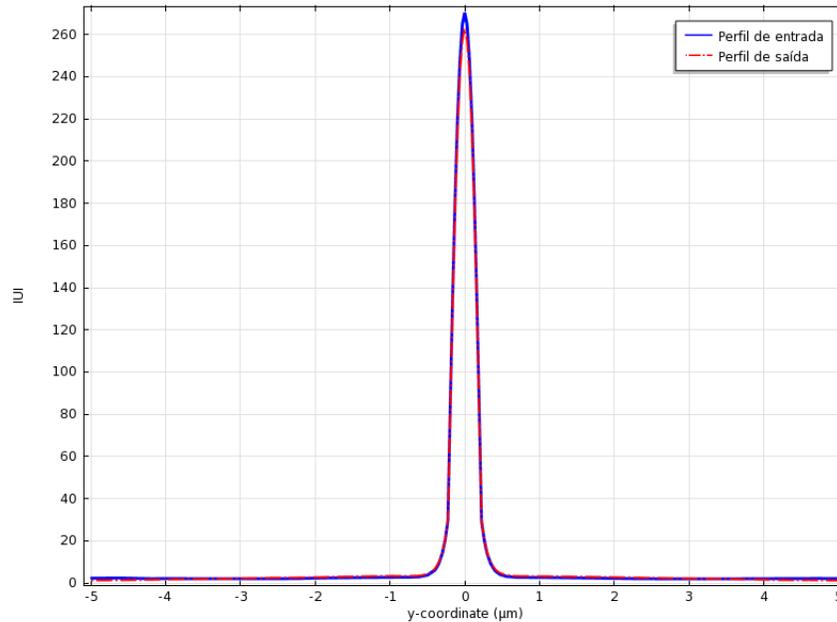


Figura 3.25: Comparação dos perfis do modo do guia contínuo de entrada ao sistema de cruzamento e o modo do guia contínuo de saída do sistema de cruzamento baseado em guias segmentados.

3.6.1 Resultados numéricos

Na Figura 3.24 observa-se o esquema de simulação em duas dimensões de um cruzamento de guias contínuos. Podemos distinguir três partes (de esquerda à direita): O guia de onda contínuo de entrada (CWG_{in}), a seção do *taper* e de afilamento, o guia de onda segmentado onde ocorre o cruzamento, a seção de *taper* e afilamento de saída e, por último, o guia de onda contínuo de saída (CWG_{out}).

Para o guia contínuo de entrada continuamos a usar a plataforma de silício sobre isolante, para o nosso caso, $n_s = 1,444$. A largura do guia de entrada é constante $w_i = 0,45\mu m$, o guia contínuo de saída possui também as mesmas características. Desde o guia contínuo de Silício sobre sílica continuamos o “*tapering*” e conetamento divididos em 12 segmentos de comprimento constante de $a = 150nm$, a variação progressiva será, por tanto, no período do *taper* e o afilamento desde a condição inicial de w_i até atingir a largura do guia segmentado de $w_f = 0,3\mu m$ com $\eta = 0,5$. O período vai desde um $\Lambda_i = 0,2\mu m$ até $\Lambda_f = 0,3\mu m$. Uma

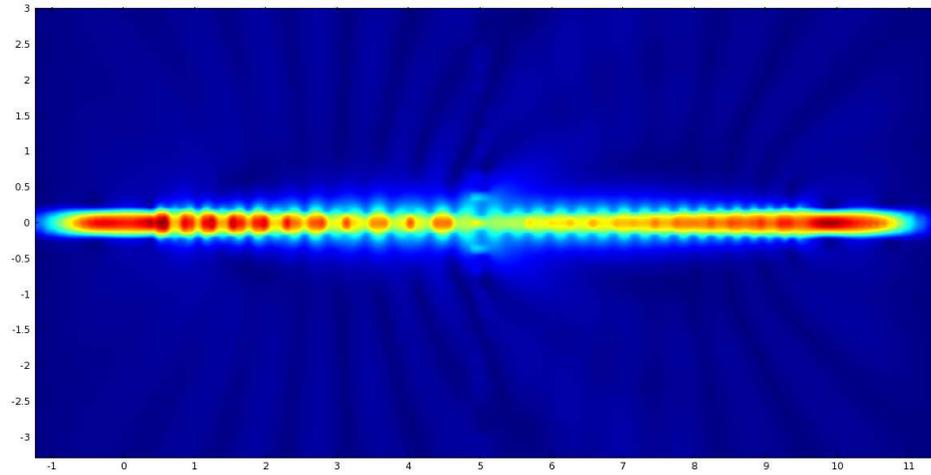


Figura 3.26: Distribuição do módulo do campo magnético na polarização TE para o cruzamento de CWG usando os métodos de *taper* e *chirping*. Para $\lambda = 1,55\mu m$, $n_g = 3,476$ e $n_s = 1,444$.

outra seção do sistema é um segmento individual quadrado de tamanho menor para facilitar o acoplamento do modo alargado. O segmento tem lado $L = \sqrt{w_f \times a}$, assim, para este problema o segmento tem $0,212\mu m$ de lado.

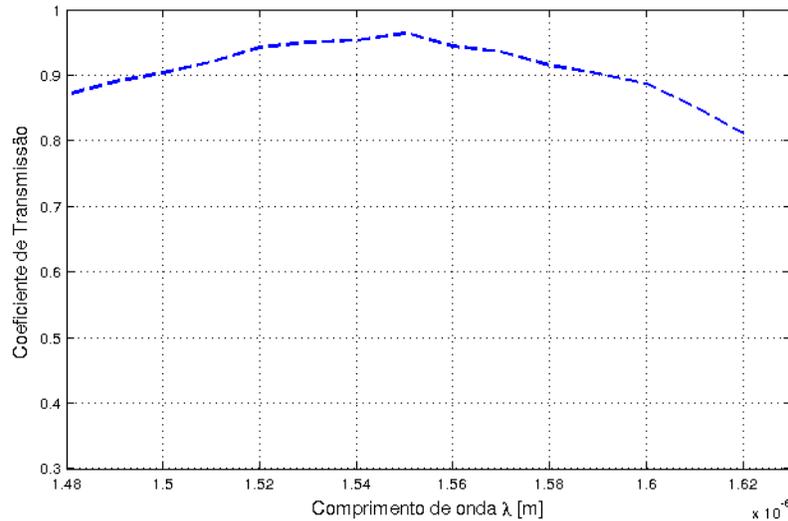


Figura 3.27: Coeficiente de transmissão em função do comprimento de onda λ do cruzamento (polarização TE). Para comprimentos de onda de $1,48\mu m$ até $1,62\mu m$ com $n_g = 3,476$ e $n_s = 1,444$.

Analisa-se um domínio computacional de $10\mu m \times 10\mu m$ no plano xy dividido em 325.155 elementos. A entrada ao sistema é o modo do CWG_{in} em $\lambda = 1,55\mu m$ e a saída é lida no plano de leitura no guia CWG_{out} . A comparação dos módulos do campo elétrico nesses planos encontra-se na Figura 3.25. Fazendo uso do cálculo da potência apresentado na introdução deste trabalho afirmamos que a potência medida na saída do sistema representa aproximadamente um 96%.

Como explicado na seção 2.3.5.3 sobre trabalhos prévios sobre cruzamento, o melhor resultado que se têm com guias periódicos (PDWG) deu uma banda de $0,1\mu m$ para um coeficiente de transmissão maior que 0,8. Na Figura 3.27 vemos que para uma potência transmitida aceitável temos uma banda de $(1,48\mu m; 1,62\mu m)$, mas sacrificou-se o espaço, se comparar com os cruzamentos de guias contínuos o de PDWG que corresponde a 120%.

3.7 Conclusões

Neste capítulo foram apresentados os resultados numéricos da análise teórica discutida no capítulo anterior. Também foi demonstrada a utilidade e eficiência do software proposto neste trabalho, chamado de *Módulo eletromagnético para guias de onda com PML anisotrópica* (EMGO) para o estudo por elementos finitos das características de transmissão em guias segmentados de diferentes formas. Deste capítulo devem ser destacados os seguintes aspectos:

- Por meio da análise de guias segmentados curvos em duas dimensões, demonstrou-se que tanto para o curvamento de 90° como para os guias em forma de U, pode-se obter um coeficiente de transmissão bastante aceitável ($> 0,8$) para uma ampla banda $[1,38; 1,55]\mu m$, com raios de curvatura de $4\mu m$ ou $5\mu m$.
- O estudo do efeito da variação do ciclo de serviço de um guia de onda segmentado reto foi chamado de processo de *chirping* 2D. E, da mesma forma o estudo do efeito da variação da largura dos segmentos ao longo da direção de propagação chama-se de processo de *tapering*. Analisaram-se 2 casos de aplicações dessas características na óptica integrada: os filtros de modo e o cruzamento de dois guias de onda.

Os filtros de modo foram usados para garantir um sinal mono-modal num guia de onda segmentado e leva-lo, por meio de um *taper* com variação adiabática ($R_m = 0,005\mu m$) para um guia de onda contínuo de largura de núcleo maior para ser modulado em sistemas WDM, por exemplo.

O cruzamento transversal de dois guias de onda garantiu uma transmissão de potência maior do que 0,8 para uma banda de $(1,48\mu m; 1,62\mu m)$, mas sacrificou-se o espaço, se comparar com os cruzamentos de guias contínuos o de PDWG.

Conclusões

Ao longo desta dissertação realizou-se um estudo teórico e numérico dos guias periodicamente segmentados (PSW). Especificamente, das suas características de transmissão e as diferentes geometrias para sua aplicação em redes *intra* e *inter-chip*. Por tanto o objetivo do estudo extensivo dos guias segmentados foi atingido.

Outro dos objetivos traçados foi desenvolver um simulador numérico que use o método dos elementos finitos em duas dimensões que aproveitasse as melhores características da plataforma *Comsol Multiphysics* para a análise de perdas em guias segmentados. Segundo explicado no capítulo 3 este objetivo também foi atingido.

As conclusões desta dissertação são ressumidas a seguir:

No Capítulo 1 foi feita uma introdução à transmissão de dados dentro e fora do *chip* por meios ópticos. Também foi feita uma breve revisão dos elementos finitos.

No capítulo 2 foi apresentado um estudo teórico dos guias segmentados. Analisando as condições necessárias para que a luz seja propagada por uma estrutura periódica. Achou-se que os guias segmentados trabalham na região linear da curva de dispersão. Também corroborou-se que um guia de onda segmentado ainda que seja de alto índice, pode ser aproximado a um guia de onda contínuo com índice de refração equivalente no núcleo. Foram apresentados trabalhos prévios das diferentes geometrias básicas para a comunicação dentro do chip e entre dois chips (guia de onda/fibra óptica/guia de onda).

No Capítulo 3 foram confirmados os conceitos impostos no capítulo 2. Apresentou-se o método para implementar o simulador numérico apresentado nesta dissertação. Podem ser ressaltados os seguintes pontos:

- Por meio da análise de guias segmentados curvos em duas dimensões, demonstrou-se que tanto para o curvamento de 90° como para os guias em forma de U, pode-se obter um coeficiente de transmissão bastante aceitável ($> 0,8$) para uma ampla banda $[1,38; 1,5]\mu m$, com raios de curvatura de $4\mu m$ ou $5\mu m$.

- O estudo do efeito da variação do ciclo de serviço de um guia de onda segmentado reto foi chamado de processo de *tapering* 2D. Analisaram-se 2 casos de aplicações desta característica na óptica integrada: os filtros de modo e o cruzamento de dois guias de onda.

Os filtros de modo foram usados para garantir um sinal mono-modal num guia de onda segmentado e leva-lo, por meio de um *taper* com variação adiabática ($R_m = 0,005\mu m$) para um guia de onda contínuo de largura de núcleo maior para ser modulado em sistemas WDM, por exemplo.

O cruzamento transversal de dois guias de onda garantiu uma transmissão de potência maior do que 0,8 para uma banda de $(1,38\mu m; 1,58\mu m)$ mas sacrificou-se o espaço, se comparar com os cruzamentos de guias contínuos o de PDWG.

Apêndice 1

Cálculo de potência

Para analisar as perdas, comparar os modos de entrada e saída dos guias segmentados e outros parâmetros necessários para fazer este estudo, uma outra ferramenta é necessária, o cálculo da potência.

Para o análise da seção anterior usou-se apenas a equação de onda da forma helmholtziana escalar, nesta seção será apresentado o análise vetorial das equações de Maxwell para fazer o análise do cálculo da potência a ser usado nos capítulos seguintes para a comparação das leituras tomadas nos diferentes guias de onda e demais estruturas segmentadas.

Considera-se as equações de Maxwell para coordenadas cartesianas:

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\varepsilon\vec{E} \quad (4.2)$$

Considerando \hat{x} , \hat{y} e \hat{z} vetores unitários nas três direções do domínio cartesiano \mathbb{R}^3 :

$$\begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ H_x & H_y & H_z \end{vmatrix} = j\omega\varepsilon \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

$$\hat{x} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) - \hat{y} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) + \hat{z} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) = j\omega\varepsilon (E_x, E_y, E_z) \quad (4.4)$$

Logo das Equações 4.1 e 4.2, respectivamente, chega-se ao seguinte:

$$\begin{aligned}\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= j\omega\varepsilon E_x \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= j\omega\varepsilon E_y\end{aligned}\quad (4.5)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= j\omega\varepsilon E_z \\ \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -j\omega\mu H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -j\omega\mu H_y\end{aligned}\quad (4.6)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu H_z$$

Como o modelo é 2D e $\frac{\partial}{\partial z} = 0$, o domínio cartesiano reduz-se ao plano (x, y) . Assim 4.5 e 4.6 reduzem-se às seguintes expressões:

$$\begin{aligned}\frac{\partial H_z}{\partial y} &= j\omega\varepsilon E_x \\ -\frac{\partial H_z}{\partial x} &= j\omega\varepsilon E_y\end{aligned}\quad (4.7)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= j\omega\varepsilon E_z \\ \frac{\partial E_z}{\partial y} &= -j\omega\mu H_x \\ -\frac{\partial E_z}{\partial x} &= -j\omega\mu H_y\end{aligned}\quad (4.8)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu H_z$$

Consideram-se duas polarizações conhecidas chamadas de transversal elétrica (TE) e transversal magnética (TM) para as quais algumas componentes dos campos elétrico e magnético são canceladas em cada caso, como segue: Para ondas TE, $H_x, H_y, E_z = 0$; $H_z, E_x, E_y = 0$; para ondas TM, $E_x, E_y, H_z = 0$; $E_z, H_x, H_y = 0$.

Por tanto, as equações 4.7 e 4.8 são reduzidas à forma seguinte para o caso TE:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{1}{j\omega\varepsilon_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\varepsilon_r} \frac{\partial H_z}{\partial x} \right)\quad (4.9)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_0} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\varepsilon_r} \frac{\partial H_z}{\partial y} \right)\quad (4.10)$$

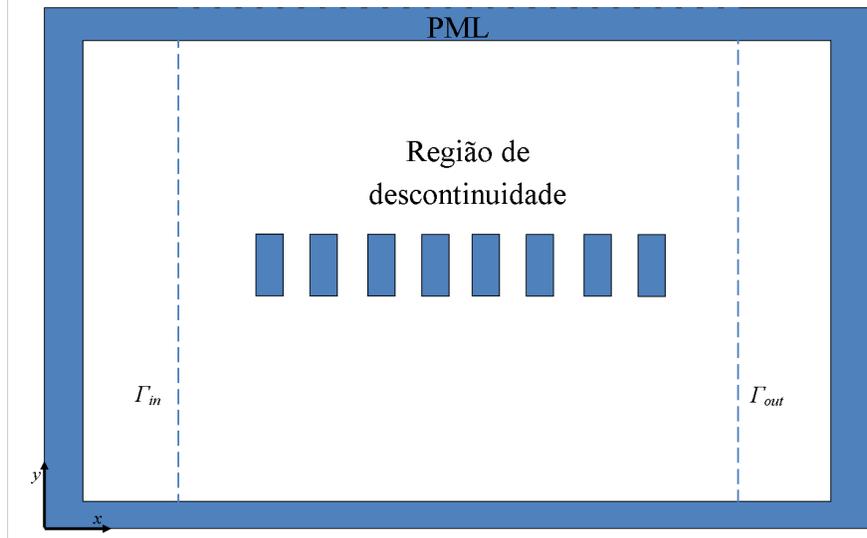


Figura 4.1: Localização das linhas de incidência e de leitura no plano (x, y) de análise

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\varepsilon_r} \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\varepsilon_r} \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) + k_0^2 \mu_r H_z = 0 \quad (4.11)$$

e para o caso TM:

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} = - \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{\mu_r} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_r} \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_r} \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu_r} \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) + k_0^2 \varepsilon_r E_z = 0 \quad (4.14)$$

Para o cálculo da potência, define-se o vetor de Poynting:

$$S = \frac{1}{2} E \times H^* = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ E_x & E_y & E_z \\ H_x^* & H_y^* & H_z^* \end{vmatrix} = \hat{x} S_x + \hat{y} S_y + \hat{z} S_z \quad (4.15)$$

onde

$$S_x = \frac{1}{2} (E_y H_z^* - E_z H_y^*), \quad S_y = \frac{1}{2} (E_z H_x^* - E_x H_z^*), \quad S_z = \frac{1}{2} (E_x H_y^* - E_y H_x^*)$$

O domínio 2D a ser usado para a simulação dos modelos encontra-se esquematizado na Figura 4.1. Pode-se observar os subconjuntos Γ_{in} e Γ_{out} na direção do vetor unitário de y que serão usados em capítulos seguintes para a inserção do perfil do modo e a leitura da informação da onda de saída, respectivamente.

Por tanto a potência na direção de propagação x vem dada por:

$$P = \frac{1}{2} \int_{\Gamma} E \times H^* \cdot \hat{x} d\Gamma = \frac{1}{2} \int_{\Gamma} S_x d\Gamma = \frac{1}{2} \int_{\Gamma} (E_y H_z^* - E_z H_y^*) d\Gamma \quad (4.16)$$

Considerando agora as polarizações pelas quais chegou-se nas equações 4.9 e 4.10. Para a polarização TE 4.16 reduz-se a:

$$S_x = \frac{E_y H_z^*}{2} \quad (4.17)$$

$$S_x = -\frac{1}{2j\omega\epsilon_0 n_r^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} H_z^*$$

e para TM

$$S_z = -\frac{E_z H_y^*}{2} \quad (4.18)$$

$$S_x = -\frac{1}{2j\omega\epsilon_0 n_r^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} E_z^*$$

Por tanto a potência de uma onda propagando-se na direção x vem dada pela integração no domínio linear transversal a x . Assim, considerando o domínio linear um sub-conjunto na direção de y chamado de Γ , (4.17) e (4.18) podem ser re-escritas da maneira seguinte:

$$P = -\frac{Z_0}{2jK_0} \int_{\Gamma} \frac{1}{n_r^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} H_z^* dy \quad (4.19)$$

para TE e para TM:

$$P = -\frac{Z_0}{2jK_0} \int_{\Gamma} \frac{1}{n_r^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} E_z^* dy \quad (4.20)$$

onde a impedância no vácuo $Z_0 = 377\omega$.

Supondo que em Γ_{in} da Figura 4.1 coloca-se uma entrada tal que o guia de onda comporta-se como um guia mono modo, então o campo em Γ_{in} pode ser representado pela equação 4.21 onde $\phi_{01}(y)$ é o único modo do guia de onda e A_{01} é uma amplitude tal que $P_{in} = 1$.

$$H_{in}(x, y) = A_{01} \phi_{01}(y) e^{-j\beta_{01}x} \quad (4.21)$$

Em Γ_{out} o campo pode ser expresso como uma combinação linear de ondas como a da equação 4.21.

$$H_{out}(x, y) = A_{02}\phi_{02}(y)e^{-j\beta_{02}x} + A_{12}\phi_{12}(y)e^{-j\beta_{12}x} + \dots \quad (4.22)$$

Num guia monomodo apenas o modo fundamental, o primeiro termo da combinação linear da equação 4.22, é guiado e os outros termos representam os modos radiados. Usando a condição de ortogonalidade dos modos descrito em 4.23 pode-se achar o coeficiente A_{02} .

$$\int_{\Gamma} \frac{1}{n_r^2} \phi_{m2} \phi_{n2}^* dy = \delta_{mn} \quad (4.23)$$

$$\delta_{mn} = \begin{cases} 1, & m = n \\ 0, & m \neq n \end{cases}$$

Se a potência na linha Γ_{in} é $P_{in} = 1$ a eficiência de acoplamento é dado por:

$$\eta = P_{out} = \frac{Z_0\beta_{02}}{2K_0} \int_{\Gamma_{out}} \frac{1}{n_r^2} H_{out} H_{out}^* dy = \frac{Z_0\beta_{02}}{2K_0} \int_{\Gamma_{out}} \frac{1}{n_r^2} (A_{02}\phi_{02}) (A_{02}\phi_{02})^* dy$$

$$\eta = \frac{Z_0\beta_{02} |A_{02}|^2}{2K_0} \quad (4.24)$$

onde

$$A_{02} = \int_{\Gamma_{out}} \frac{1}{n_r^2} H_{out} \phi_{02}^* dy$$

E, por tanto 4.24 pode-se re-escrever como:

$$\eta = \frac{Z_0\beta_{02}}{2K_0} \left| \int_{\Gamma_{out}} \frac{1}{n_r^2} H_{out} \phi_{02}^* dy \right|^2 \quad (4.25)$$

Nos capítulos a seguir a potência P_{in} será normalizada, isto é que o valor da amplitude A_{01} será acondicionada para que $P_{in} = 1$ mas, se não for, a eficiência de acoplamento pode ser expressada como:

$$\eta = \frac{\beta_{02} \left| \int_{\Gamma_{out}} \frac{1}{n_r^2} H_{out} \phi_{02}^* dy \right|^2}{\beta_{01} \int_{\Gamma_{in}} \frac{1}{n_r^2} H_{in} H_{in}^* dy} \quad (4.26)$$

Bibliografia

- ALDUINO, A.; PANICCIA, M. Wiring electronics with light. *Nature Photonics*, v. 1, n. 3, p. 153–155, 2007.
- BAETS, R.; LAGASSE, P. E. Calculation of radiation loss in integrated-optic tapers and y-junctions. *Appl. Opt.*, OSA, v. 21, n. 11, p. 1972–1978, Jun 1982.
- BALANIS, C. *Advanced Engineering Electromagnetics*. [S.l.]: Wiley, 1989. ISBN 9780471621942.
- BERGMAN, K. Nanophotonic interconnection networks for performance-energy optimized computing. In: *Interconnect Technology Conference (IITC), 2012 IEEE International*. [S.l.: s.n.], 2012. p. 1. ISSN pending.
- BOCK, P. J. *et al.* Subwavelength grating crossing for silicon wire waveguides. *Optics Express*, v. 18, n. 15, p. 16146–16155, 2010.
- BOCK, P. J. *et al.* Subwavelength grating periodic structures in silicon-on-insulator: a new type of microphotonic waveguide. *Optics Express*, v. 18, n. 19, p. 20251–20262, 2010.
- BORN, M. *et al.* *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2000. ISBN 9780521784498.
- CARROLL, J.; WHITEAWAY, J.; PLUMB, D. *Distributed Feedback Semiconductor Lasers*. [S.l.]: Institution of Electrical Engineers, 1998. (Iee Circuits, Devices and Systems Series). ISBN 9780852969175.
- CASTALDINI, D. *et al.* Soft-proton-exchange tapers for low insertion-loss linbo3 devices. *J. Lightwave Technol.*, OSA, v. 25, n. 6, p. 1588–1593, Jun 2007.
- CHEBEN, P. *et al.* Refractive index engineering with subwavelength gratings for efficient microphotonic couplers and planar waveguide multiplexers. *Optics Letters*, v. 35, n. 15, p. 2526–2528, 2010.
- CHEBEN, P. *et al.* Subwavelength waveguide grating for mode conversion and light coupling in integrated optics. *Optics Express*, v. 14, n. 11, p. 4695–4702, 2006.

- CHEBEN, P. *et al.* Subwavelength waveguide grating for mode conversion and light coupling in integrated optics. *Opt. Express*, OSA, v. 14, n. 11, p. 4695–4702, May 2006.
- CHOU, M. H.; ARBORE, M. A.; FEJER, M. M. Adiabatically tapered periodic segmentation of channel waveguides for mode-size transformation and fundamental mode excitation. *Opt. Lett.*, OSA, v. 21, n. 11, p. 794–796, Jun 1996.
- DABBY, F. W.; KESTENBAUM, A.; PAEK, U. C. Periodic dielectric waveguides. *Optics Communications*, v. 6, p. 125–130, out. 1972.
- DALY, D. *et al.* The manufacture of microlenses by melting photoresist. *Measurement Science and Technology*, v. 1, n. 8, p. 759, 1990. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0957-0233/1/i=8/a=016>>.
- FAN, S. *et al.* Guided and defect modes in periodic dielectric waveguides. *J. Opt. Soc. Am. B*, v. 12, n. 7, p. 1267–1272, July 1995.
- FENG, J.; LI, Q.; FAN, S. Compact and low cross-talk silicon-on-insulator crossing using a periodic dielectric waveguide. *Opt. Lett.*, OSA, v. 35, n. 23, p. 3904–3906, Dec 2010.
- FRANDBSEN, L. *et al.* Broadband photonic crystal waveguide 60 bend obtained utilizing topology optimization. *Opt. Express*, OSA, v. 12, n. 24, p. 5916–5921, Nov 2004.
- HE, M.; YUAN, X.; BU, J. Sample-inverted reflow technique for fabrication of a revolved-hyperboloidmicrolens array in hybrid solgel glass. *Opt. Lett.*, OSA, v. 29, n. 17, p. 2004–2006, Sep 2004. Disponível em: <<http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-29-17-2004>>.
- HERZIG, H. *Micro-Optics: Elements, Systems And Applications*. [S.l.]: Taylor & Francis, 1997. ISBN 9780748404810.
- HOCKER, G. B.; BURNS, W. K. Mode dispersion in diffused channel waveguides by the effective index method. *Appl. Opt.*, OSA, v. 16, n. 1, p. 113–118, Jan 1977.
- HUANG, W.; ZHANG, Y.; LI, B. Ultracompact wavelength and polarization splitters in periodic dielectric waveguides. *Opt. Express*, OSA, v. 16, n. 3, p. 1600–1609, Feb 2008.
- HUNSPERGER, R. *Integrated Optics: Theory and Technology*. [S.l.]: Springer, 2009. (Advanced texts in physics). ISBN 9780387897745.
- INOUE, K.; OHTAKA, K. *Photonic Crystals: Physics, Fabrication and Applications*. Springer, 2004. (Springer Series in Optical Sciences). ISBN 9783540205593. Disponível em: <<http://books.google.com.br/books?id=GIa3HRgPYhAC>>.
- JIAO, Y. *et al.* Wannier basis design and optimization of a photonic crystal waveguide crossing. *Photonics Technology Letters, IEEE*, v. 17, n. 9, p. 1875–1877, sept. 2005. ISSN 1041-1135.
- JIN, J.-M. *The finite element method in electromagnetics*. 2nd. ed. [S.l.]: Wiley, 2002. ISBN 9780471438182.

JOANNOPOULOS, J. *et al.* *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. 2nd. ed. Princeton, NJ, USA: Princeton University Press, 2008. ISBN 0691124566, 9780691124568.

JOHNSON, S. G. *et al.* Elimination of cross talk in waveguide intersections. *Opt. Lett.*, OSA, v. 23, n. 23, p. 1855–1857, Dec 1998.

KASHYAP, R. *Fiber Bragg Gratings*. [S.l.]: Elsevier Science, 2009. (Optics and Photonics Series). ISBN 9780123725790.

KOGELNIK, H.; RAMASWAMY, V. Scaling rules for thin-film optical waveguides. *Appl. Opt.*, OSA, v. 13, n. 8, p. 1857–1862, Aug 1974.

LAB, C. *Comsol Multiphysics 4.1*. 2011. Disponível em: <<http://www.comsol.com/products/multiphysics/>>.

LARDENOIS, S. *et al.* Low-loss submicrometer silicon-on-insulator rib waveguides and corner mirrors. *Optics Letters*, v. 28, n. 13, p. 1150–1152, 2003.

LEE, D. *Electromagnetic principles of integrated optics*. [S.l.]: Wiley, 1986. ISBN 9780471879787.

LEE, K.-Y.; CHEN, C.-N.; LIN, Y.-J. Transmission characteristics of various bent periodic dielectric waveguides. *Optical and Quantum Electronics*.

LITH, J. van *et al.* The segmented waveguide sensor: Principle and experiments. *J. Lightwave Technol.*, OSA, v. 23, n. 1, p. 355, Jan 2005. Disponível em: <<http://jlt.osa.org/abstract.cfm?URI=jlt-23-1-355>>.

LIU, D.; SVENSSON, C. Power consumption estimation in cmos vlsi chips. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, v. 29, n. 6, p. 663–670, jun 1994. ISSN 0018-9200.

LUAN, P.; CHANG, K. Transmission characteristics of finite periodic dielectric waveguides. *Optics Express*, v. 14, n. 8, p. 3263–3272, 2006.

MAIT, J. N.; PRATHER, W. W. Binary subwavelength lens design. *SPIE milestone series*, v. 166, p. 486–488, 2001.

MANASREH, O. *Introduction to Nanomaterials and Devices*. Wiley, 2011. ISBN 9781118148402. Disponível em: <<http://books.google.com.br/books?id=v5srD63HPMMC>>.

MANOLATOU, C. *et al.* High-density integrated optics. *J. Lightwave Technol.*, OSA, v. 17, n. 9, p. 1682, Sep 1999.

MARCATILI, E.; MILLER, S. E. Improved relations describing directional control in electromagnetic wave guidance. *Bell Syst. Tech. J.*, v. 48, p. 2161–2188, 1969.

MATHWORKS, T. *Matlab 2011a*. 2011. Disponível em: <<http://www.mathworks.com/products/matlab/>>.

- OKAMOTO, K. *Fundamentals of Optical Waveguides*. [S.l.]: Elsevier Science, 2005. ISBN 9780080455068.
- ORTEGA, D.; RUE, R. D. L.; AITCHISON, J. Cutoff wavelength of periodically segmented waveguides in ti:linbo 3. *Lightwave Technology, Journal of*, v. 16, n. 2, p. 284–291, feb 1998.
- POVINELLI, M.; JOHNSON, S.; JOANNOPOULOS, J. Slow-light, band-edge waveguides for tunable time delays. *Opt. Express, OSA*, v. 13, n. 18, p. 7145–7159, Sep 2005.
- RIDDER, R. de *et al.* A spot-size transformer for fiber-chip coupling in sensor applications at 633 nm in silicon oxynitride. v. 2, p. 86–87 vol.2, oct-2 nov 1995.
- RUBIO-MERCEDES, C. *et al.* Periodic segmented waveguide analysis by using the 2d finite element method. In: *Microwave Optoelectronics Conference (IMOC), 2011 SBMO/IEEE MTT-S International*. [S.l.: s.n.], 2011. p. 876–880. ISSN Pending.
- RUBIO-MERCEDES, C. E. *et al.* Novel fem approach for the analysis of cylindrically symmetric photonic devices. *J. Lightw. Tech.*, v. 27, n. 21, p. 436–468, 2009.
- RYTOV, S. M. Electromagnetic properties of a finely stratified medium. *Sov. Phys. JETP 2*, p. 466–475, 1956.
- SNYDER, A.; RUE, R. D. L. Asymptotic solution of eigenvalue equations for surface waveguide structures (correspondence). *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, v. 18, n. 9, p. 650–651, sep 1970.
- STANCIL, D. D. Kronig-penney model for periodically segmented waveguides. *Appl. Opt.*, OSA, v. 35, n. 24, p. 4767–4771, Aug 1996.
- STOLL, H.; YARIV, A. Coupled-mode analysis of periodic dielectric waveguides. *Optics Communications*, v. 8, n. 1, p. 5–8, 1973. ISSN 0030-4018.
- TAFLOVE, A.; HAGNESS, S. C. *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, Third Edition*. 3. ed. [S.l.]: Artech House Publishers, 2005. Hardcover. ISBN 1580538320.
- TAILLAERT, D. *et al.* An out-of-plane grating coupler for efficient butt-coupling between compact planar waveguides and single-mode fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 38, n. 7, p. 949–955, 2002.
- TAILLAERT, D. *et al.* Grating couplers for coupling between optical fibers and nanophotonic waveguides. *Japanese Journal of Applied Physics*, v. 45, n. 8A, p. 6071–6077, 2006.
- TSUJI, Y.; KOSHIBA, M. Finite element method using port truncation by perfectly matched layer boundary condition for optical waveguide discontinuity problems. *Journal of Lightwave Technology*, v. 20, n. 3, p. 463–468, 2002.

- WATANABE, Y. *et al.* Broadband waveguide intersection with low crosstalk in two-dimensional photonic crystal circuits by using topology optimization. *Opt. Express*, OSA, v. 14, n. 20, p. 9502–9507, Oct 2006.
- WEISSMAN, Z. Evanescent field sensors with periodically segmented waveguides. *Appl. Opt.*, OSA, v. 36, n. 6, p. 1218–1222, Feb 1997.
- WEISSMAN, Z.; HARDY, A. 2-d mode tapering via tapered channel waveguide segmentation. *Electronics Letters*, v. 28, n. 16, p. 1514 –1516, July 1992.
- WEISSMAN, Z.; HARDY, A. Modes of periodically segmented waveguides. *Lightwave Technology, Journal of*, v. 11, n. 11, p. 1831 –1838, Nov 1993. ISSN 0733-8724.
- WEISSMAN, Z.; HENDEL, I. Analysis of periodically segmented waveguide mode expanders. *Lightwave Technology, Journal of*, v. 13, n. 10, p. 2053 –2058, Oct 1995.
- XU, F.; POON, A. W. Silicon cross-connect filters using microring resonator coupled multimode-interference-based waveguide crossings. *Opt. Express*, OSA, v. 16, n. 12, p. 8649–8657, Jun 2008.
- YARIV, A.; YEH, P. *Optical waves in crystals: propagation and control of laser radiation*. [S.l.]: Wiley, 1984. (Wiley series in pure and applied optics, v. 1983). ISBN 9780471091424.
- YARIV, A.; YEH, P. *Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2002. (Wiley Classics Library). ISBN 9780471430810.
- YEH, P.; YARIV, A.; HONG, C.-S. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. i. general theory. *Journal of the Optical Society of America*, v. 67, n. 4, p. 423–438, 1977.