



**UNIVERSIDADE FEDERAL RURAL DO SEMIÁRIDO  
UNIVERSIDADE DO ESTADO DO RIO GRANDE DO NORTE  
MESTRADO EM CIÊNCIA DA COMPUTAÇÃO**



**MARCELO FIGUEIREDO BELLAGUARDA**

**SIMULAÇÃO E ANÁLISE DO ACOPLAMENTO ENTRE OS  
NÚCLEOS DE UMA FIBRA DE CRISTAL FOTÔNICO  
DOPADA COM GERMÂNIO**

**MOSSORÓ – RN**

**2011**

**MARCELO FIGUEIREDO BELLAGUARDA**

**SIMULAÇÃO E ANÁLISE DO ACOPLAMENTO ENTRE OS  
NÚCLEOS DE UMA FIBRA DE CRISTAL FOTÔNICO  
DOPADA COM GERMÂNIO**

Dissertação apresentada ao Mestrado de Ciência da Computação – associação ampla entre a Universidade do Estado do Rio Grande do Norte e a Universidade Federal Rural do Semiárido, para a obtenção do título de Mestre em Ciência da Computação.

Orientador: Prof. Dr. José Patrocínio da Silva – UFRSA.

**MOSSORÓ – RN**

**2011**

**Ficha catalográfica preparada pelo setor de classificação e  
catalogação da Biblioteca “Orlando Teixeira” da UFRSA**

B433s Bellaguarda, Marcelo Figueiredo.  
Simulação e análise do acoplamento entre os núcleos de uma  
fibra de cristal fotônico dopada com germânio / Marcelo Figueiredo  
Bellaguarda -- Mossoró, 2011.

108f.:il.

Dissertação (Mestrado em Ciência da Computação. Área  
de concentração; Infra – estrutura da comunicação) –  
Universidade Federal Rural do Semi-Árido. Universidade do  
Estado do Rio Grande do Norte.

Orientador: Profº. Dr. José Patrocínio da Silva.

1.Fibras de cristal fotônico. 2.Método da propagação  
Vetorial de Feixes. 4. Acopladores ópticos I.Título.

CDD: 004

Bibliotecária: Keina Cristina Santos Sousa e Silva

**MARCELO FIGUEIREDO BELLAGUARDA**

**SIMULAÇÃO E ANÁLISE DO ACOPLAMENTO ENTRE OS  
NÚCLEOS DE UMA FIBRA DE CRISTAL FOTÔNICO  
DOPADA COM GERMÂNIO**

Dissertação apresentada ao Mestrado em Ciência  
da Computação para a obtenção do título de  
Mestre em Ciência da Computação.

APROVADA EM: \_\_\_ / \_\_\_ / \_\_\_\_\_.

**BANCA EXAMINADORA**

---

Prof. José Patrocínio da Silva – UFERSA  
Presidente

---

Prof. Humberto César Chaves Fernandes – UFRN  
Primeiro Membro

---

Prof. Moisés Dantas dos Santos – UFERSA  
Segundo Membro

## AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus por ter iluminado os meus caminhos para que nunca desistisse perante as dificuldades.

Agradeço, ao meu orientador D. Sc. José Patrocínio da Silva pela paciência e ajuda durante a realização deste trabalho. Aos imensos ensinamentos durante essa caminhada.

A secretária do mestrado da UERN, Rosita, pela amizade, força e motivação durante toda essa caminhada e a Super Coordenadora Angélica Félix “Faca na Caveira”, pelos ensinamentos e motivação durante todo o mestrado.

A minha mãe Stella Maris, pelo companheirismo e ensinamentos, e que sempre está ao meu lado dando força e motivação nos momentos difíceis da minha vida.

Aos meus irmãos Rodrigo Bellaguarda, Tatiana Bellaguarda e Ana Ilsa Bellaguarda por todo carinho, orações e companheirismo.

Agradeço em especial a minha esposa Eгна Rebouças Fernandes Bellaguarda pelo imenso companheirismo, amizade, paciência e motivação. Pelas inúmeras noites acordada junto a mim, escutando e dando opiniões em todos meus trabalhos acadêmicos. Obrigado por tudo.

A todos os professores e colaboradores do mestrado UERN/UFERSA por todos os ensinamentos.

A todos meus amigos e colegas do MCC-UERN/UFERSA, pela força e motivação nos trabalhos realizados.

A CAPES pelo apoio financeiro no primeiro ano de mestrado.

## RESUMO

Um novo projeto de uma fibra de cristal fotônico (PCF) dopada e com múltiplos núcleos é proposto e analisado através do método da propagação vetorial de feixes (VBPM). A formulação do VBPM é expressa em termos das componentes transversais do campo magnético, incluindo camadas perfeitamente casadas (*Perfectly Matched Layers* - PML) e aproximação não-paraxial. A aplicação de PML diminui consideravelmente o esforço computacional, uma vez que as dimensões da estrutura podem ser drasticamente reduzidas sem que reflexões nas paredes do contorno sejam observadas. O método empregado, leva em conta a natureza vetorial dos campos eletromagnéticos, o que possibilita o seu emprego para modelar o acoplamento de mútuo entre as componentes de campo, bem como o acoplamento direcional entre sinais. Neste trabalho, considerou-se primeiramente uma fibra de cristal fotônico constituída de sílica dopada com germânio com dois núcleos idênticos equidistantes horizontalmente do núcleo central. Verificou-se que a potência do sinal lançado no núcleo central é igualmente dividida entre os dois núcleos vizinhos com razão de acoplamento de 50%. Através de simulações numéricas, demonstra-se que a potência óptica pode ser dividida igualmente para uma distância de propagação de aproximadamente 900  $\mu\text{m}$ . Na segunda aplicação, considerou-se uma fibra de cristal fotônico composta por 5 núcleos, um núcleo central, dois núcleos verticais equidistantes do núcleo central e dois núcleos horizontais também equidistantes do núcleo central. Para esta simulação, considerou-se a distância entre o núcleo central e cada um dos núcleos equidistantes horizontalmente corresponde a aproximadamente 86 % da distancia do núcleo central em relação a cada um dos núcleos distribuídos verticalmente. Em todas as simulações, os parâmetros da fibra foram:  $\eta_1 = 1.05214$ ,  $\eta_2 = 1.0$ ,  $d/\Lambda = 0,23$ , onde  $\eta_1$  e  $\eta_2$  representam os índices de refração normalizados para as regiões constituídas de sílica dopada com germânio e ar respectivamente,  $d$  representa o diâmetro dos buracos de ar e  $\Lambda$  (*pitch*) é a distância entre os centros de dois buracos de ar consecutivos.

**Palavras Chaves:** Fibra de Cristal Fotônico, método da propagação vetorial de feixes (VBPM), Acopladores Ópticos, elementos finitos.

## ABSTRACT

A new project of a doped photonic crystal fiber (PCF) and with multicore is proposed and analyzed through the vector beam propagation method (VBPM). The formulation of VBPM is exposed for magnetic field transversal components, including *Perfectly Matched Layers* (PML) and non-paraxial approximation. PML application decreases computational effort substantially, since dimensions of the structure can be really reduced, without being observed any reflections on the walls of shape. The method that was used takes into consideration the vectorial nature of electromagnetic fields, enabling your use to emboss mutual coupling between components of fields, as well as directional coupling between signals. In this work, it was considered in the first place, a photonic crystal fiber formed in doped silica with germanium with identical two cores horizontally equidistant of central core. It was verified that the signal strength released on central core is equally divided between two neighbors core with coupling ratio of 50%. Through numerical simulations, it is demonstrated that optical strength can be equally divided to a distance of propagation approximately 900  $\mu\text{m}$ . In the second application, it was considered a photonic crystal fiber composed of 5 cores, one central core, and two verticals cores equidistant from central core. This simulation, considers the distance between central core and each of the horizontally equidistant cores corresponding to approximately 86% of the central core distance in relation to each of the cores distributed vertically. For all simulations, fiber parameters were:  $\eta_1 = 1.05214$ ,  $\eta_2 = 1.0$ ,  $d/\Lambda = 0.23$ , where  $\eta_1$  and  $\eta_2$  represent the refractive index standard to regions formed in doped silica with germanium and respective air,  $d$  represents diameter air hole and  $\Lambda$  (*pitch*) is the distance between the center of two consecutives air holes

**Keys Words:** Photonic Crystal Fiber, Vector Beam Propagation Method, Optical Coupling, finite element

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 2.1: Componentes de uma fibra óptica .....	17
Figura 2.2: Fibra óptica multimodo .....	20
Figura 2.3: Fibra óptica monomodo .....	21
Figura 2.4: Fibra óptica com índice de refração na forma degrau.....	22
Figura 2.5: Fibra óptica com índice de refração na forma gradual.....	23
Figura 2.6 – Exemplos de cristais fotônicos (a) unidimensional, (b) bidimensional e (c) tridimensional.....	28
Figura 2.7 – Cristal fotônico unidimensional.....	28
Figura 2.8 – Exemplo de cristal fotônico bidimensional: arranjo em rede quadrada de colunas dielétricas de raio $r$ e constante dielétrica $\epsilon$ .....	29
Figura 2.9: Esquema de luz confinada ao núcleo de uma estrutura de cristal fotônico.....	32
Figura 2.10 – Seção transversal de uma PCF bidimensional que utiliza o princípio PBG para o guiamento de luz.....	34
Figura 2.11: Exemplo de uma estrutura envolvida por PML na modelagem por elementos finitos .....	36
Figura 2.12: Diferentes estruturas de PCF de Núcleo sólido.....	37
Figura 2.13: Diferentes estruturas de Fibras de Cristal Fotônico com Núcleo Oco.....	38
Figura 2.14 – Processo de fabricação de pré-formas por furação e algumas pré-formas prontas para serem levadas à torre de puxamento .....	40
Figura 2.15 – Esquema da fabricação de pré-formas por extrusão e tamanho típico da pré-forma fabricada.....	41
Figura 2.16 – (a) Esquema do empilhamento da pré-forma (b) pré-forma empilhada.....	42
Figura 3.1: Fibras interagindo separadas por uma distância $d$ .....	45
Figura 3.2: Esquema básico de construção de acopladores por ataque químico.....	47
Figura 3.3: Substrato de Quartzo pronto para ser polido .....	48
Figura 3.4: Seção transversal de uma fibra óptica microestruturada, como domínio computacional limitado por PML.....	54

Figura.3.5 – Imagem de Acoplamento entre os núcleos. O $k_h$ e o $k_v$ denotam os coeficientes de acoplamento horizontal e vertical, respectivamente. A ligação entre os núcleos adjacentes exterior tem sido esquecida .....	56
Figura.3.6 – Seção transversal de acopladores com PFC (a) Núcleos distribuídos horizontalmente e (b) Núcleos distribuídos com inclinação de $45^\circ$ em relação a direção horizontal .....	59
Figura 4.1 – Seção do guia de onda anisotrópico imerso em um meio dielétrico .....	63
Figura 4.2 – Exemplo de uma malha utilizada em elementos finitos para análise de um guia de onda com seção quadrada .....	63
Figura 4.3 – Funções de interpolações lineares para o elemento triangular: (a) $\Psi_1^e$ , (b) $\Psi_2^e$ (c) $\Psi_3^e$ . As áreas hachuradas, representam as superfícies planares das funções.....	65
Figura 4.4 – Dois elementos vizinhos de meios diferentes. As setas indicam o sentido de integração das integrais de linha.....	77
Figura 4.5 – Seção transversal de uma guia dielétrico anisotrópico imerso em um dielétrico rodeado por PMLs .....	79
Figura 4.6 – Representação de Elementos triangulares: (a) linear e (b) quadrático.....	83
Figura 5.1 – Esquema da PCF com múltiplos núcleos baseado na transferência de potência de $1 \times 2$ e de $1 \times 3$ . .....	92
Figura 5.2 – Dispersão cromática para estrutura da Figura 1 sem os núcleos adjacente 2 e 3 .....	94
Figura 5.3 – Distância de máxima transferência de potência para PCF com três núcleos.....	94
Figura 5.4 – Distribuição do campo modal (componente x) da PCF com três núcleos (a) para $z = 0 \mu\text{m}$ e (b) para $z = 900\mu\text{m}$ .....	95
Figura 5.5 – Esquema da PCF com múltiplos núcleos baseado na transferência de potência de $1 \times 2$ , de $1 \times 3$ , de $1 \times 4$ e de $1 \times 5$ .....	96
Figura 5.6 Distância de máxima transferência de potência do núcleo central para núcleos horizontais 2 e 3 considerando a PCF com cinco núcleos .....	97
Figura 5.7 Distância de máxima transferência de potência do núcleo central para núcleos verticais 4 e 5 considerando a PCF com cinco núcleos .....	98
Figura 5.8 Distribuição do campo modal (componente x) da PCF com cinco núcleos (a) para $z = 0 \mu\text{m}$ e (b) para $z = 800\mu\text{m}$ .....	99

## SUMÁRIO

<b>1 INTRODUÇÃO.....</b>	<b>13</b>
<b>2 FIBRAS ÓPTICAS .....</b>	<b>16</b>
2.1 ESTRUTURAS DAS FIBRAS ÓPTICAS.....	16
2.2 PRINCIPAIS VANTAGENS DE UMA FIBRA ÓPTICA .....	17
2.3 PRINCIPAIS DESVANTAGENS DE UMA FIBRA ÓPTICA.....	19
2.4 CLASSIFICAÇÃO DAS FIBRAS ÓPTICAS .....	19
2.4.1 Quanto aos Modos Propagados.....	20
2.4.1.1 Multímmodo.....	20
2.4.1.2 Monomodo .....	21
2.4.2 Quanto à Variação do Índice de Refração .....	21
2.4.2.1 Índice-degrau Multímmodo .....	21
2.4.2.2 Índice-gradual Multímmodo .....	22
2.4.3 Quanto à Estrutura do Guia de Onda.....	23
2.4.3.1 Fibras Convencionais.....	24
2.4.3.2 Fibras Microestruturadas.....	24
2.5 DISPERSÕES EM FIBRAS ÓPTICAS .....	24
2.5.1 Dispersão Cromática .....	25
2.5.1.1 Dispersão do material .....	25
2.5.1.2 Dispersão do Guia de Onda.....	25
2.5.2 Dispersão Intermodal.....	25
2.6 FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO.....	26
2.6.1 Cristais Fotônicos .....	26
2.6.1.1 Cristais Fotônicos unidimensionais .....	27
2.6.1.2 Cristais Fotônicos bidimensionais.....	29
2.6.1.3 Cristais Fotônicos tridimensionais.....	30
2.7 CLASSIFICAÇÃO DAS FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS.....	31
2.7.1 PCF com guiamento por RIT .....	31
2.7.2 PCF com guiamento por bandgap fotônico .....	32
2.8 FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS (PCF) .....	33
2.8.1 PCF High-index guiding .....	33
2.8.2 PCF Photonic Bandgap .....	34

2.8.3 Modelagem de uma PCF .....	35
2.8.4 Fibras de Cristal Fotônico com Núcleo Sólido.....	37
2.8.5 Fibras de Cristal Fotônico com Núcleo Oco.....	38
2.8.6 Confinamento da Luz em Fibras de Cristal Fotônico .....	39
2.9 PROCESSOS DE FABRICAÇÃO DE FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO .....	39
2.9.1 Método de Furação.....	40
2.9.2 Método de Extrusão .....	40
2.9.3 Método de Empilhamento .....	41
2.10 CONCLUSÃO .....	42
<b>3 ACOPLADORES ÓPTICOS.....</b>	<b>43</b>
3.1 ACOPLAMENTO ÓPTICO.....	43
3.2 ACOPLADORES DIRECIONAIS CONSTITUÍDOS POR FIBRAS ÓPTICAS DO TIPO MONOMODO.....	44
3.3 TÉCNICAS DE FABRICAÇÃO DE ACOPLADORES .....	46
3.3.1 Ataque Químico .....	47
3.3.2 Polimento Mecânico.....	48
3.3.3 Fusão.....	49
3.4 FORMULAÇÃO POR ELEMENTOS FINITOS PARA SIMULAÇÃO DO ACOPLAMENTO ÓPTICO ENTRE FIBRAS ÓPTICAS.....	49
3.4.1 Utilização de camadas perfeitamente para redução do domínio Computacional .....	53
3.5 TEORIA DOS MODOS ACOPLADOS .....	54
3.6 ACOPLADORES EM FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS.....	58
3.7 CONCLUSÃO .....	60
<b>4 FORMULAÇÃO PELO MÉTODO VETORIAL DA PROPAGAÇÃO DE FEIXE .....</b>	<b>61</b>
4.1 INTRODUÇÃO .....	61
4.2 EQUAÇÃO DE ONDA VETORIAL .....	65
4.3 EQUAÇÃO DE ONDA VETORIAL PARA SIMULAÇÃO DE FEIXES ÓPTICOS.....	73
4.3.1 Aplicação do Método dos Elementos Finitos .....	73
4.3.2 Aplicação do Método de Galerkin .....	74
4.3.3 Limitação do domínio computacional.....	78
4.3.4 Integrais de linha .....	79
4.3.5 Discretização.....	82

<b>5 RESULTADOS E DISCURSÕES .....</b>	<b>90</b>
<b>6 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS.....</b>	<b>101</b>
6.1 CONCLUSÃO .....	101
6.2 TRABALHOS FUTUROS .....	102
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>103</b>

# CAPÍTULO 1

## 1 INTRODUÇÃO

A intensa e crescente utilização do espectro eletromagnético em sistemas de comunicações levou a busca de condições e meios que permitissem ampliar e otimizar seu emprego. Deste esforço, surgiram as fibras ópticas como meio viável de transporte de informação, que inicialmente apresentava perdas consideráveis (AGRAWAL, 2002). Apesar disso, as fibras continuaram a ser pesquisadas e com o decurso do tempo, surgiram às fibras de baixas perdas, com características importantes que as transformaram em um meio de transmissão, sem precedentes, para a comunicação de longa distância. Para se ter uma idéia, do sucesso das fibras ópticas como meio de transmissão, em 1992 a maior capacidade de um link comercial constituído por estas fibras era de 2.5 Gb/s, quatro anos mais tarde o Sistema de Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda, do inglês *Wavelength-Division-Multiplexed (WDM) systems*, já trabalhava com uma capacidade total de 40 Gb/s (AGRAWAL, 2002). Por volta do ano 2001, a capacidade comercial do sistema WDM já excedia 1.6 Tb/s.

O fenômeno da reflexão interna total, responsável pelo o guiamento da luz em fibras ópticas, é conhecido desde 1954 (AGRAWAL, 2002). A transmissão da luz pela fibra segue um princípio único, independentemente do material usado ou da aplicação: é lançado um feixe de luz numa extremidade da fibra e, pelas características ópticas do meio (fibra), esse feixe percorre a fibra por meio de reflexões sucessivas. A fibra possui no mínimo duas camadas: o núcleo e o revestimento. No núcleo, ocorre a transmissão da luz propriamente dita. A transmissão da luz dentro da fibra é possível graças a uma diferença de índice de refração entre o revestimento e o núcleo, sendo que o núcleo possui sempre um índice de refração mais elevado, característica que aliada ao ângulo de incidência do feixe de luz, possibilita o fenômeno da reflexão total.

Dois parâmetros fundamentais marcam a evolução tecnológica das fibras ópticas: a atenuação óptica de transmissão e a dispersão cromática. Estes parâmetros determinavam as características do enlace, isto é, as distâncias e a capacidade de transmissão do sistema. Com o intuito de reduzir os efeitos da atenuação e da dispersão, surgiram as fibras de modo único.

Esse modelo de fibra óptica caracteriza-se por suportar um único modo, conhecido por modo fundamental que está presente em qualquer modelo de fibra óptica. No início da década de 90, surgiram comercialmente as fibras de monomodo com dispersão deslocada para operação na terceira janela de transmissão (1.530-1.565 nm), como uma evolução das fibras monomodo convencionais. Devido a sua baixa atenuação e dispersão na janela de 1.550 nm, estas fibras começaram a ganhar mercado, principalmente para as aplicações de longas distâncias, em que a dispersão cromática era fator limitante para o enlace óptico

O Brasil, só há cerca de 30 anos é que ingressava no então seleto grupo de países que pesquisavam e usavam fibras ópticas, e uma das primeiras redes construídas por fibra óptica, foi instalada na Universidade de Campinas (UNICAMP), em maio de 1977, para testes de telecomunicações (VASCONCELOS, 2011). As telecomunicações, passaram por uma verdadeira revolução com a massificação do uso das fibras ópticas no lugar de fios de cobre. Hoje, três décadas depois, a UNICAMP continua na vanguarda das pesquisas sobre essa tecnologia e sedia um laboratório focado no estudo e desenvolvimento de fibras de cristal fotônico, também conhecidas como PCF (do inglês *Photonic Crystal Fiber*), consideradas uma nova geração de fibras ópticas que ampliam o uso desses materiais, por exemplo, para a biologia, para a química e na construção dispositivos de alta performance, tais como os acopladores de fibra de cristal fotônico.

As fibras de cristal fotônico fazem parte de um grupo maior conhecido como fibras ópticas especiais, porque possuem inovações estruturais que as diferenciam das demais. A principal diferença entre as fibras de cristal fotônico e as tradicionais é que as primeiras possuem um arranjo regular de buracos, da ordem de 1 micrômetro de diâmetro, equivalente a 1 milionésimo do metro, e que corre paralelo ao eixo da fibra e por todo o seu comprimento (VASCONCELOS, 2011). A vantagem desses microfuros é permitir um rígido e extenso controle do guiamento da luz, o que torna a fibra mais versátil. Isso ocorre porque a microestrutura pode ser projetada de diferentes formas, de maneira a lhes conferir as propriedades que se desejar. Assim, é possível elaborar fibras para um amplo conjunto de aplicações. Além de redes e equipamentos do setor de telecomunicações, as PCFs, podem ser usadas na fabricação de dispositivos a laser, fontes de luz ou sensores ópticos ultra-sensíveis e acopladores a base de fibras de cristais fotônicos. Os acopladores constituídos a partir das PCFs, representa uma classe de acopladores, que pode variar de dois a vários núcleos em mesma fibra, ou obtidos a partir do processo de fundição de várias fibras monomodo (JESUS, 1985).

A saber, para viabilizar a implantação dos sistemas de comunicações ópticas, vários dispositivos ativos e passivos foram e continuam sendo desenvolvidos para este propósito. Entre estes podemos citar os lasers e detectores, conectores, chaves ópticas, polarizadores e acopladores (JESUS, 1985).

Desde seu desenvolvimento, a utilização dos acopladores direcionais tem sido indicada para sistemas ópticos, entretanto, o alto custo destes dispositivos impossibilita sua aplicação para uma gama maior de sistemas ópticos. Entretanto, com o desenvolvimento dos acopladores a base de fibras de cristais fotônicos com múltiplos núcleos, o custo destes tipos de dispositivos poderá cair, visto que os vários núcleos poderão ser inseridos em uma única fibra de cristal fotônico, evitando assim o processo de fundição entre várias fibras, reduzindo os custos de fabricação.

Neste trabalho, considera-se um acoplador constituído por PCF com oito anéis de buracos de ar distribuídos hexagonalmente na seção transversal da estrutura, mantendo a distância entre eles fixa ao longo da direção de propagação. Para todas as simulações, considerou a região que não é composta por buracos de ar, composta por sílica dopada germânio, numa proporção de aproximadamente 4% com relação à sílica pura. O comprimento de onda foi centrado em  $1.55 \mu\text{m}$  e o comprimento de acoplamento  $L$ , obtido através do método da propagação vetorial de feixes, é comparado com o comprimento de acoplamento obtido através da análise nodal. É importante salientar que para obtenção do comprimento através da análise modal, usa-se as constantes de propagação dos supermodos  $\beta_0$  e  $\beta_1$  através da equação  $L = \pi / (\beta_0 - \beta_1)$ .

No segundo Capítulo deste trabalho, será abordada uma breve discussão sobre as fibras ópticas, com ênfase nas fibras de cristais fotônicos. O terceiro Capítulo introduz o conhecimento sobre acopladores ópticos e acopladores constituídos por fibras de cristal fotônico. O quarto Capítulo é apresentado o método dos elementos finitos em conjunto com o método de propagação vetorial de feixes (VBPM), usado como base para o desenvolvimento deste trabalho. No quinto capítulo é feita uma análise através dos resultados obtidos nas simulações com acopladores de fibras de cristais fotônicos, com 3 e 5 núcleos, distribuídos em fibra com 8 anéis de furos distribuídos hexagonalmente. O sexto Capítulo apresenta as conclusões sobre o trabalho desenvolvido e as perspectivas para trabalhos futuros, nesta linha de pesquisa.

# CAPÍTULO 2

## FIBRAS ÓPTICAS

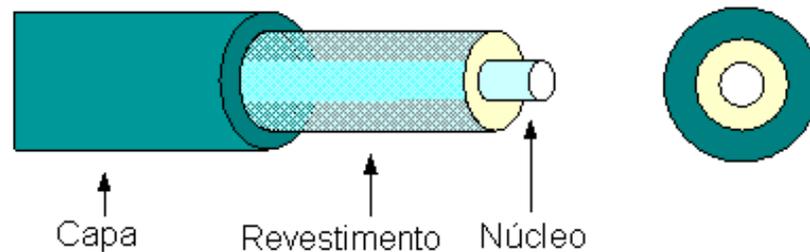
Neste capítulo, será apresentada uma visão geral sobre fibras ópticas, enfatizando os tipos fibras, vantagens, desvantagens e modelos. Serão apresentados alguns tipos de fibras bem como modelos que serão usados em acopladores a base de fibra de cristais fotônicos. Neste capítulo será feita também uma importante introdução as fibras de cristais fotônicos, incluindo alguns métodos de confecção deste novo modelo de fibra óptica.

### 2.1 ESTRUTURAS DAS FIBRAS ÓPTICAS

Uma fibra óptica pode ser vista como guia de onda, onde a portadora é um feixe de luz, sendo que as fibras para comunicação óptica são fios de dimensões capilares, flexíveis e fabricados de material dielétrico e transparente, o bastante, para guiar um feixe de luz visível ou infravermelho por quilômetros de distância. Normalmente, as fibras são construídas de sílica pura ou sílica dopada. Dentre os principais dopantes para as fibras de sílica, podem-se citar o érbio, o germânio e o flúor (OLIVEIRA, 2002).

As fibras ópticas são formadas por dois materiais cristalinos e homogêneos. O material que ocupa o centro da fibra é denominado de núcleo, e o externo, que o envolve, é denominado de capa ou casca, que possui um índice de refração menor que o núcleo para possibilitar a propagação da luz, como mostrado na Figura 2.1. Essa diferença de índice de refração é obtida usando-se materiais diferentes na composição do núcleo e da casca, tais como plástico e materiais semicondutores (Germânio, Flúor, Fósforo etc.).

Figuras 2.1: Componentes de uma Fibra óptica



Fonte: OLIVEIRA, 2002

## 2.2 PRINCIPAIS VANTAGENS DE UMA FIBRA ÓPTICA

As fibras ópticas apresentam várias vantagens em relação aos meios de comunicação mais conhecidos e usados nas empresas (MALDONADO *et. al.*, 2003), a seguir serão definidas algumas dessas vantagens:

- **Imunidade a Interferências Externas** – As fibras são constituídas de materiais com características dielétricas, isto faz com que ela tenha total imunidade a qualquer interferência de qualquer intensidade que venha do meio externo, com isso independente do nível de ruído existente no local em que a fibra óptica esteja instalada o tráfego de informações esta garantido com total fidelidade. A utilização de cabos ópticos totalmente imunes a interferências evita problemas com aterramento de cabos e equipamentos devido ao isolamento elétrico que os materiais que constituem os cabos proporcionam. No aspecto de segurança os cabos ópticos são indicados para locais com riscos de explosão, por exemplo, ambiente com presença de gases inflamáveis, já que não existe risco de curto-circuito, faíscas e choques elétricos.

- **Dimensões Reduzidas** – Uma das maiores vantagens dos cabos ópticos é a sua espessura, não levando em conta os revestimentos necessários para sua proteção, um cabo óptico chega a ser 20 vezes mais fino do que os cabos convencionais e com a mesma capacidade de transmissão. Para termos uma idéia a espessura de uma fibra óptica típica, podemos compará-la a um fio de cabelo (a fibra é um pouco mais espessa que o fio de cabelo).

- **Segurança no Tráfego de Informações** – A transmissão dos dados em um cabo óptico é feita através de sinais luminosos o que dificulta e muito os “grampos” utilizados para obter informações sigilosas. Para decifrar estes sinais e conseguir absorver alguma informação seria necessário equipamento sofisticado e muito conhecimento por parte do operador. Por isso as fibras são utilizadas em aplicações que necessitam de maior segurança, como aplicações bancárias, militares e de pesquisa.

- **Maior Alcance de Transmissão** – Devido ao baixíssimo índice de perda na comunicação através das fibras ópticas as distâncias percorridas pelos cabos ópticos sem necessidade de repetidores chegam a até 250 km. Essa distância é 5 vezes maior que a alcançada em uma comunicação feita através de microondas (50Km). Mas a distância alcançada pelo cabo óptico aumentará em breve, já que o desenvolvimento dos equipamentos envolvidos na transmissão e recepção de dados visa aumentar a potência na transmissão.

- **Maior Capacidade de Transmissão** – A capacidade de transmissão está relacionada com a frequência das portadoras ou do comprimento da onda de luz. No caso das fibras ópticas, dependendo do tipo (monomodo ou multimodo), pode-se encontrar valores de 160 MHz/Km, 500 MHz/Km ou centenas de THz/Km. Por sua vez, os sistemas convencionais de microondas estão limitados a 700 MHz/Km. Isto demonstra a possibilidade de expansão do número de canais de voz, vídeo e dados no mesmo meio de transmissão. A fibra não é mais rápida que os meios de comunicação mais comuns. Para melhor entendermos a capacidade de transmissão das fibras vamos imaginar duas situações, na primeira um automóvel com 5 passageiros a 60Km/h e na segunda um trem com 800 passageiros andando nos mesmos 60Km/h. A velocidade é a mesma, mas a quantidade de passageiros é muito maior. Analogamente, a transmissão de dados por fibra óptica não é necessariamente mais veloz que os meios de comunicações mais utilizados, mas sim transmite mais informações por vez.

- **Relação Custo / Benefício** – Dependendo da aplicação, os cabos ópticos têm maior relação custo/benefício do que os outros meios de comunicação utilizados. Um exemplo disto são os sistemas de comunicação a longas distâncias, pois os cabos ópticos têm maior capacidade de transmissão e maior alcance entre os repetidores, enquanto os meios convencionais de transmissão por microondas têm sua capacidade de transmissão limitada a 50 km entre os repetidores. Para pequenas distancias os cabos ópticos são relativamente caros, mas se levarmos em consideração as futuras expansões que deverão sofrer as instalações, o custo do cabo óptico passa a ser competitivo devido à grande facilidade de expansão das fibras ópticas.

- **Ausência de Diafonia (Linha Cruzada – Crosstalk)** – As fibras ópticas não causam interferência entre si, eliminando assim um problema comum enfrentado nos sistemas com cabos convencionais, principalmente nas transmissões em alta frequência, eliminando necessidade de blindagens que representam parte importante do custo de cabos metálicos.

### 2.3 PRINCIPAIS DESVANTAGENS DE UMA FIBRA ÓPTICA

Como todo meio de transmissão, as fibras ópticas também têm suas desvantagens como (MALDONADO *et al.*,2003):

- **Fragilidade** – Uma fibra óptica é infinitamente mais frágil do que os cabos convencionais, não podendo ser manuseada facilmente sem estar revestida.

- **Dificuldade de conexão** – Por terem dimensões reduzidas às fibras exigem alta precisão em seu manuseio e na realização de conexões e junções. As fibras são de difícil acoplamento, o que torna a fibra óptica inviável para utilização em sistemas multiponto.

- **Impossibilidade de alimentação remota de repetidores** – Para alimentar um repetidor no sistema de fibras ópticas é necessária uma alimentação elétrica independente para cada repetidor, impossibilitando uma realimentação através do próprio meio de transmissão.

- **Falta de padrão dos componentes** – O fato da tecnologia de transmissão por fibras ópticas está em constante avanço, não facilita o estabelecimento de padrões para os componentes de sistemas de transmissão por fibras.

### 2.4 CLASSIFICAÇÃO DAS FIBRAS ÓPTICAS

As fibras ópticas são classificadas de acordo com o seu tipo de fabricação e da forma de propagação dos raios de luz, além de sua capacidade de transmissão (Largura de Banda) e de sua facilidade de acoplamento aos equipamentos ativos e conexões. Dessa forma, dentre os modelos de fibras ópticas existentes e que serão analisados neste trabalho, podem-se classificá-las quanto ao número de modos propagados, quanto à variação do índice de refração e quanto à sua organização estrutural (BEZERRA, 2009).

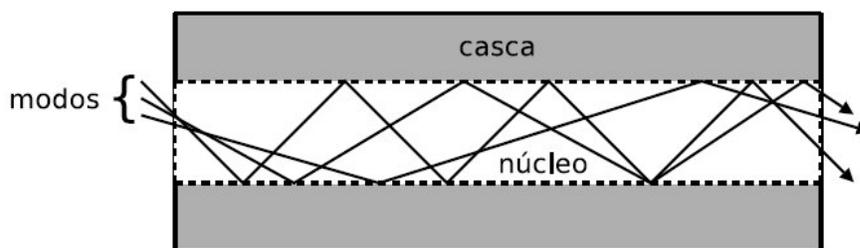
## 2.4.1 Quanto aos Modos Propagados

Quando um transmissor envia um sinal através de uma fibra óptica, os feixes de luz são geralmente propagados por caminhos distintos, chamados *modos*. Neste aspecto, as fibras ópticas podem, então, ser classificadas como:

### 2.4.1.1 Multimodo

Quando existe mais de um caminho de propagação da luz na fibra óptica, Figura 2.2. Este tipo de fibra foi o primeiro a ser desenvolvido e utilizado em sistemas de telecomunicação no fim da década de 1970 e no início da década de 1980. Um grande problema das fibras multimodo é decorrente da dispersão intermodal, discutida mais à frente, que limita a distância máxima de propagação sem o uso de regeneradores de sinal.

Figura 2.2: Fibra óptica multimodo

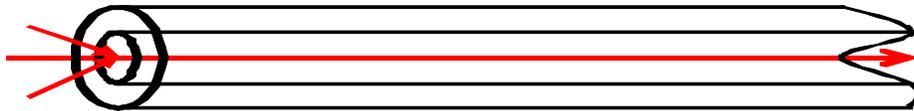


Fonte: BEZERRA, 2009

### 2.4.1.2 Monomodo

Quando apenas um modo é propagado através da fibra, o que, conseqüentemente, elimina a ocorrência da dispersão intermodal, permitindo transmissões mais longas, reduzindo o uso de regeneradores e diminuindo o custo de instalação das redes ópticas. Para se obter uma fibra monomodo existem 3 maneiras: reduzir a diferença de índice de refração, reduzir o diâmetro do núcleo ou aumentar o comprimento de onda da luz incidente.

Figura 2.3: Fibra óptica monomodo



Fonte: AUTOR, 2011

## 2.4.2 Quanto à Variação do Índice de Refração

Uma das maneiras de classificar as fibras ópticas dá-se pela variação do índice de refração do material que compõe o núcleo em relação ao índice do material da casca. Com base nesta característica, existem dois tipos de fibras:

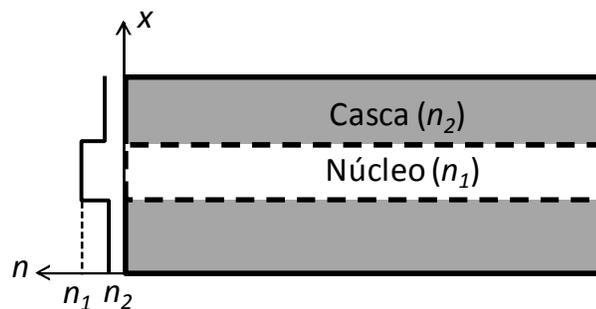
### 2.4.2.1 Índice-degrau Multimodo

As fibras ópticas do tipo multimodo índice degrau (ID), foram as primeiras a surgir e são conceitualmente as mais simples, foram às pioneiras em termos de aplicações práticas. O tipo de perfil de índices e as suas dimensões relativamente grandes podem conduzir a

simplicidade quanto à fabricação e facilidades operacionais. Entretanto, essa característica pode limitar a capacidade de transmissão.

As fibras multimodo com índice degrau constituem-se basicamente de materiais com índice de refração constante, ou seja, tanto a casca quanto o núcleo possuem índices constantes, porém com valores diferentes. O núcleo pode ser feito de vários materiais como plástico, vidro, etc. A casca, cuja função básica é de garantir a condição de guiamento da luz, também pode ser feita de vidro, plástico e até mesmo o próprio ar pode atuar como casca (essas fibras são chamadas de *bundle*) (SMIDERLE, 2003). Essas fibras são limitadas quanto à capacidade de transmissão, possuem atenuação elevada (maior que 5 dB/km) e pequena largura de banda (menor que 30 MHz.km) e são utilizadas em transmissão de dados para curtas distâncias e iluminação. A figura 2.4, mostra uma fibra com perfil de índice de refração em degrau.

Figura 2.4: Fibra óptica com índice de refração na forma degrau



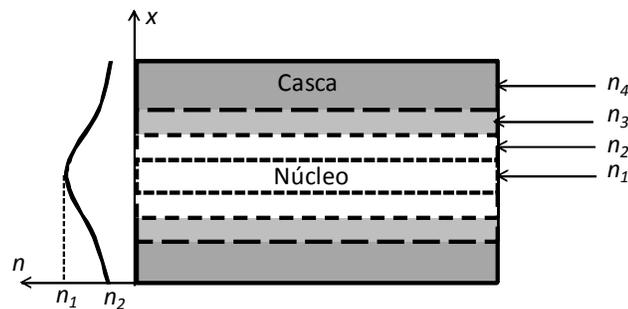
Fonte: SMIDERLE, 2003

#### 2.4.2.2 Índice gradual Multimodo

As fibras multimodo índice gradual (IG), de conceituação e fabricação um pouco mais complexas, caracterizam-se principalmente pela sua maior capacidade de transmissão com relação às fibras multimodo índice degrau. Desenvolvidas especialmente para as aplicações em sistemas de telecomunicações, as fibras multimodo de índice gradual apresentam

dimensões menores que as de índice degrau (mas suficientemente moderadas de maneira a facilitar as conexões e acoplamentos) e aberturas numéricas não muito grandes, a fim de garantir uma banda passante adequada às aplicações. Este tipo de fibra tem seu núcleo composto por vidros especiais com diferentes valores de índice de refração, o qual tem o objetivo de diminuir as diferenças de tempos de propagação da luz no núcleo, devido aos vários caminhos possíveis que a luz pode tomar no interior da fibra, diminuindo a dispersão do impulso e aumentando a largura de banda passante da fibra óptica Figura 2.5

Figura 2.5: Fibra óptica com índice de refração na forma gradual



Fonte: BEZERRA, 2009

### 2.4.3 Quanto à Estrutura do Guia de Onda

Apesar das fibras ópticas utilizadas em sistemas de telecomunicações atuais serem consideradas como meios de altas taxas de transmissão, os pesquisadores continuam suas buscas por melhorias na propagação do sinal óptico, dando origem a novas fibras que possuem uma estrutura interna para controle dos feixes de luz – as conhecidas fibras microestruturadas (BEZERRA, 2009). Dessa maneira, quanto à estrutura do guia de onda, as fibras podem ser:

### 2.4.3.1 Fibras Convencionais

São formadas por um núcleo sólido circular composto por sílica pura. São tipos de fibra de custo de produção relativamente baixo, por possuírem uma estrutura simples e usarem uma matéria prima barata e abundante. Utilizadas em larga escala em sistemas de telecomunicações.

### 2.4.3.2 Fibras Microestruturadas

São novos modelos de fibras criadas para otimizar determinadas características de transmissão. A estrutura interna é modificada de maneira a controlar a propagação da luz, concentrando-a em determinados pontos da fibra. Furos de ar em formas geométricas regulares são comumente utilizados, como mostra a Figura 3.4.1. Este tipo de fibra impõe um desafio em sua fabricação, devido às reduzidas dimensões de sua estrutura interna (BEZERRA, 2009). Dentre as fibras microestruturadas pode-se incluir um novo modelo de fibra chamada de fibra de cristal fotônico, que também será estudada nesta pesquisa.

## 2.5 DISPERSÕES EM FIBRAS ÓPTICAS

A dispersão é um efeito que ocorre em diversos enlaces de comunicação e também nas redes ópticas. Em óptica, a dispersão é causada pela diferença na velocidade de propagação dos feixes de luz, também conhecido como pulso, fazendo com que determinados componentes do sinal cheguem ao destino em tempos diferentes. Isso acarreta o alargamento do pulso, causando a interferência intersimbólica – do inglês *InterSymbol Interference* (ISI) – e provoca uma redução do espaço para representação do bit, isto é, limitando a taxa de transmissão (BEZERRA, 2009). Desta forma é importante destacar os principais tipos de dispersão, que são:

## **2.5.1 Dispersão Cromática**

A dispersão cromática está presente em todos os tipos de fibras ópticas e pode ser classificadas em dois tipos:

### **2.5.1.1 Dispersão do material**

Ocorre porque os comprimentos de onda do sinal transmitido são propagados em diferentes velocidades na fibra óptica. Como não há transmissores que gerem o sinal em apenas um único comprimento de onda, a dispersão do material está presente em todos os tipos de fibras, incluindo as fibras monomodo.

### **2.5.1.2 Dispersão do Guia de Onda**

É originada pela variação do índice de refração efetivo. Como o sinal se propaga pelo núcleo e também pela casca, o índice de refração efetivo é aproximado à proporção de tempo onde o sinal mais se propaga, quanto maior o tempo de propagação na casca, mais próximo do índice de refração da casca será o índice de refração efetivo (BEZERRA, 2009). A distribuição da energia do sinal entre o núcleo e a casca é função do comprimento de onda, quando maior o comprimento de onda, mais energia será propagada pela casca.

## **2.5.2 Dispersão Intermodal**

Ocorre apenas nas fibras multimodo onde os modos se propagam em velocidades distintas devido aos diferentes ângulos de incidência na região limite núcleo-casca, fazendo com que os raios de luz cheguem ao destino em tempos diferentes (BEZERRA, 2009). Uma das maneiras de se reduzir a dispersão intermodal é através do uso de fibra com índice gradual

ou também reduzindo o raio do núcleo da fibra óptica e, assim propagando um número inferior de modos.

## 2.6 FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO

### 2.6.1 Cristais Fotônicos

Ondas em meios estratificados ou com perturbações periódicas sofrem múltiplos espalhamentos quando seu comprimento de onda é comparável ao período destas perturbações. Por exemplo, elétrons – ou ondas eletrônicas – que se propagam num cristal sofrem espalhamentos múltiplos nos átomos da rede, distribuídos periodicamente no espaço. Em determinadas condições, as ondas espalhadas podem interferir construtivamente na direção oposta à direção de propagação da onda, gerando uma onda estacionária. Nesta situação, a onda não pode se propagar através do cristal, resultando em frequências (energias) com propagação proibida. As energias eletrônicas permitidas formam, então, bandas separadas por *gaps* de estados de energia proibidos ou *band gaps* eletrônicos. Em analogia a elétrons num cristal, fótons – ou ondas eletromagnéticas – sofrem espalhamento múltiplo em uma estrutura dielétrica cujo índice de refração (ou constante dielétrica) é espacialmente modulado com período espacial comparável ao comprimento de onda da onda eletromagnética (QUINÓNEZ, 2006). Em algumas estruturas dielétricas com periodicidade tridimensional não há modos de propagação em quaisquer direções para um certo intervalo de frequências, dando origem a um ‘*band gap* fotônico’ completo. Estas estruturas consistem, por exemplo, de esferas dielétricas de alto índice de refração suspensas em um de baixo índice ou furos de ar em um meio dielétrico de alto índice de refração, com constantes de rede da ordem do comprimento de onda eletromagnético.

Da mesma forma que *band gaps* eletrônicos estão relacionados a elétrons em um cristal, *band gaps* fotônicos estão relacionados a fótons em uma estrutura dielétrica periódica. Devido a essa analogia feita com elétrons em um cristal, essas estruturas dielétricas periódicas são chamadas de cristais fotônicos (QUINÓNEZ, 2006). A teoria desenvolvida para os cristais fotônicos se baseia em alguns conceitos utilizados no caso eletrônico, como células unitárias, rede recíproca, zonas de Brillouin, relações de dispersão, *gaps* de energia, etc.

Algumas comparações podem ser feitas: a função de onda eletrônica deve satisfazer a equação escalar de Schrödinger enquanto que a onda eletromagnética deve satisfazer as equações vetoriais de Maxwell. Uma propriedade importante das equações de Maxwell é que elas são independentes da escala. Se todas as dimensões do sistema são multiplicadas por uma constante, as soluções são exatamente as mesmas, com exceção das frequências, que ficam divididas por esta mesma constante. A saber, os cristais fotônicos podem ser divididos em:

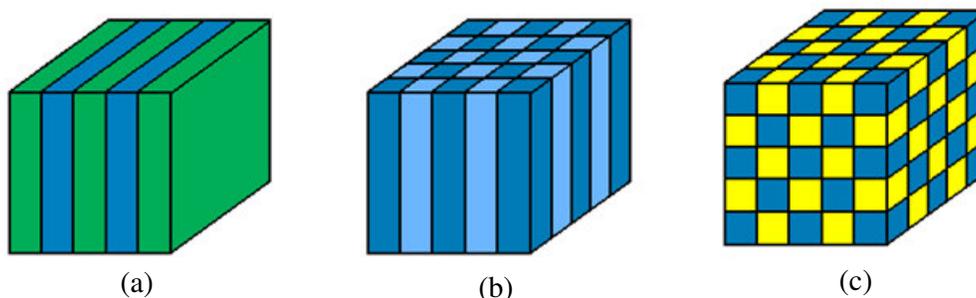
- Unidimensionais
- Bidimensionais
- Tridimensionais

#### **2.6.1.1 Cristais Fotônicos Unidimensionais**

Um cristal fotônico unidimensional, Figura 2.6a, tem periodicidade em uma única dimensão, consiste em camadas alternadas de materiais com diferentes constantes dielétricas (QUINÓNEZ, 2006). No entanto, este tipo de cristal pode apresentar a propriedade de *gap* fotônico (*Photonic Band Gap* – PBG) apenas para luz incidente atravessando perpendicularmente as múltiplas camadas periódicas.

Um cristal fotônico bidimensional, Figura 2.6b, tem periodicidade em duas direções e é homogêneo na terceira. Apresenta PBG apenas para luz incidente no plano de periodicidade. O cristal fotônico tridimensional, Figura 2.6c, é periódico nas três dimensões, este sim é o análogo a um cristal real, pois pode apresentar PBG para quaisquer direções de incidência da luz – gerando um *band gap* fotônico completo.

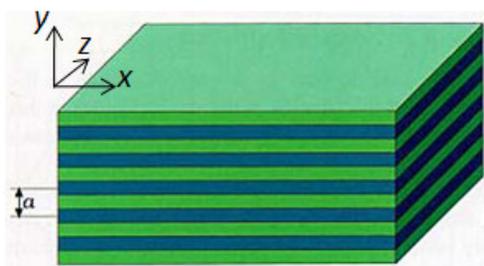
Figura 2.6: Exemplos de cristais fotônicos (a) unidimensional, (b) bidimensional e (c) tridimensional



Fonte: QUIÑÓNEZ, 2006

Para analisar o comportamento da luz que se propaga através de um cristal fotônico vamos começar pelo caso mais simples: o cristal fotônico unidimensional que consiste em camadas alternadas de materiais com diferentes constantes dielétricas, espaçadas por uma distância  $a$ . É suposto que o cristal se estende infinitamente na direção  $z$ , Figura 2.7 (QUIÑÓNEZ, 2006). Neste caso, o cristal é periódico na direção  $z$  e homogêneo no plano  $x$ - $y$ . O espaçamento entre as múltiplas camadas de materiais que compõem o cristal unidimensional é  $a$ .

Figura 2.7: Cristal fotônico unidimensional



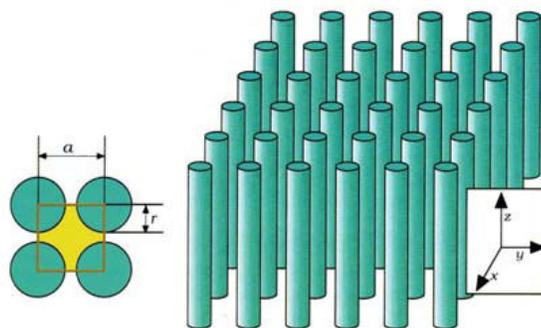
Fonte: QUIÑÓNEZ, 2006

### 2.6.1.2 Cristais Fotônicos bidimensionais

Cristais fotônicos bidimensionais, periódicos em duas dimensões e homogêneos na terceira, comportam-se de maneira diferente. O *gap* fotônico surge no plano de periodicidade. Neste caso, o PBG depende não só do contraste de constante dielétrica dos materiais e da geometria da estrutura, mais também da polarização da luz (QUIÑÓNEZ, 2006).

O surgimento do *gap* pode ser explicado de forma análoga ao cristal unidimensional: luz atravessando o material será refratada e parcialmente refletida nas interfaces entre os diferentes materiais (ou entre o material e o ar). O padrão complexo da superposição das ondas irá reforçar ou cancelar uma a outra de acordo com o comprimento de onda da luz, sua direção de propagação através do cristal, o índice de refração dos materiais, e o tamanho e arranjo das estruturas (geometria). Um exemplo de cristal fotônico bidimensional é um arranjo de colunas dielétricas dispostas numa rede quadrada, como mostra a Figura 2.8 (QUIÑÓNEZ, 2006). O arranjo é homogêneo na direção  $z$  e periódico no plano  $x$ - $y$  com constante de rede  $a$ .

Figura 2.8: Exemplo de cristal fotônico bidimensional: arranjo em rede quadrada de colunas dielétricas de raio  $r$  e constante dielétrica  $\epsilon$  (QUIÑÓNEZ, 2006)



Fonte: QUIÑÓNEZ, 2006

Para certos valores do espaçamento entre as colunas, este cristal pode apresentar um gap fotônico no plano x-y. Dentro do gap, nenhum modo de propagação é permitido, e a luz incidente é refletida. Enquanto que o cristal unidimensional reflete luz apenas para incidência normal, o cristal bidimensional pode refletir luz incidente para quaisquer direções no plano. Outro exemplo de cristal fotônico bidimensional são as chamadas fibras de cristais fotônicos fotônicas, detalhadas nas seções seguintes. Fibras ópticas convencionais têm núcleo com alto índice de refração e o confinamento de luz é dado por reflexão interna total. A Figura 2.9, mostra uma das diversas formas de fibras de cristais fotônicos, para a qual, a luz se propaga ao longo de um furo central na fibra, confinada por *band gap* do material de periodicidade bidimensional que envolve o núcleo.

### 2.6.1.3 Cristais Fotônicos tridimensionais

O análogo óptico a um cristal real é um cristal fotônico tridimensional – um dielétrico que é periódico nas três dimensões, Figura 2.6c, pode apresentar PBG para quaisquer direções de incidência da luz, gerando um *band gap* fotônico completo. Cristais fotônicos tridimensionais que apresentam PBG completo são, na realidade, um tanto quanto raros. (HO, 1990), (CHAM, 1990) e (SOUKOULIS, 1990) foram os primeiros teóricos a prever corretamente uma estrutura tridimensional particular que apresentasse um *band gap* completo (QUINÓNEZ, 2006). Tal estrutura consiste de esferas em uma rede do tipo diamante. Um PBG completo pode ocorrer tanto para esferas dielétricas suspensas no ar quanto para esferas de ar num meio dielétrico, desde que o raio das esferas seja escolhido apropriadamente.

Para projetar um cristal fotônico, seja ele bi ou tridimensional, se faz necessário determinar os parâmetros geométricos da estrutura de forma que ela apresente gap fotônico numa região desejada do espectro. Um cristal é um arranjo espacialmente periódico de átomos ou moléculas. Um elétron viajando por um cristal sente a presença de um potencial também periódico, que determina as propriedades de condução do cristal. Analogamente, podemos pensar em fótons se propagando por um material que apresenta periodicidade na constante dielétrica. Nessa configuração, o potencial periódico é substituído por uma função dielétrica (ou índice de refração) periódica e temos um cristal fotônico.

No caso específico de fibras de cristal fotônico, podemos considerá-las efetivamente como estruturas bidimensionais, uma vez que o comprimento é muito maior que as dimensões

transversais. Porém, há uma diferença fundamental entre os cristais fotônicos e as fibras de cristal fotônico: o plano de propagação da luz. Em cristais fotônicos, a luz se propaga no plano do cristal enquanto no interior das fibras, apenas a componente do vetor de onda que é perpendicular ao eixo da fibra sente de fato, a presença da estrutura periódica de índice de refração (CHESINI, 2009). Já as fibras de cristais fotônicos, do inglês, *Photonic Chrystal Fibers* – PCF, podem ser classificadas em grupos de acordo com o tipo de guiamento, ou seja: Fibras com guiamento por Reflexão Interna Total (RIT), fibras com guiamento por *bandgap* fotônico (PBG) e as fibras com guiamento híbrido, estes tipos fibra serão brevemente discutidas a seguir.

## 2.7 CLASSIFICAÇÃO DAS FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS

É bastante válido enfatizar que o desenvolvimento das fibras de cristais fotônicos, se deu a partir da obtenção dos efeitos ópticos, como por exemplo, o guiamento por banda fotônica que, até então, não eram possíveis de se alcançar com as fibras ópticas convencionais. Neste aspecto as PCS podem ser classificadas da seguinte forma;

### 2.7.1 PCF com guiamento por RIT

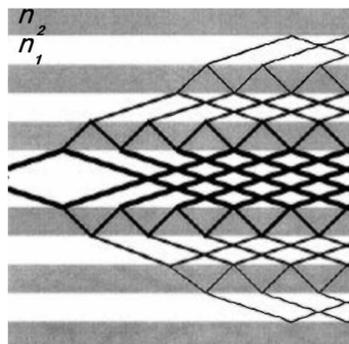
As fibras com guiamento por RIT possuem índice de refração do núcleo maior que o índice de refração médio da casca micro-estruturada. Assim, o princípio de guiamento da luz em seu núcleo é semelhante ao das fibras convencionais. No entanto, essas PCFs podem ser projetadas para apresentar características que não podem ser obtidas em fibras convencionais, como, por exemplo, alto contraste de índice de refração entre núcleo e casca (dezenas de %), alta não linearidade (decorrente do alto confinamento em núcleos de  $\sim 1\mu\text{m}$  de diâmetro) e deslocamento do zero de dispersão para o visível. Há muita flexibilidade para o projeto dessas fibras, podendo-se alterar o tamanho e a distância entre os buracos da casca, tamanho do núcleo e mesmo sua simetria (OLIVEIRA, 2010).

### 2.7.2 PCF com guiamento por *bandgap* fotônico

As fibras de *bandgap* fotônico podem ser construídas criando-se uma região de defeito no cristal, que forma o núcleo da fibra de cristal fotônico onde a luz será confinada. Esse defeito é criado, por exemplo, criando-se um buraco de ar maior, com diâmetro de aproximadamente três vezes o diâmetro dos buracos regulares. O guiamento pelo núcleo se restringirá à faixa de frequências na qual existe o *bandgap* (OLIVEIRA, 2010).

Uma maneira mais simples de entender o guiamento por *bandgap* fotônico em uma fibra é através da óptica geométrica, apresentada na Figura 2.9 (OLIVEIRA, 2010). Considerando as múltiplas reflexões parciais nas interfaces das camadas que compõem o cristal fotônico da casca formada pelas regiões com índice de refração  $n_1$  e  $n_2$ , com  $n_1 < n_2$ . A luz acoplada ao núcleo da fibra (região de defeito da estrutura com índice de refração  $n_1$ ) será parcialmente refletida em cada interface da estrutura, a luz sofre interferências destrutivas (representado pelas linhas mais finas) na região periódica e interferências construtivas no núcleo, sendo dessa maneira confinada a ele.

Figura 2.9 – Esquema de luz confinada ao núcleo de uma estrutura de cristal fotônico



Fonte: OLIVEIRA, 2010

## 2.8 FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS (PCF)

As pesquisas em novas tecnologias de materiais ampliaram as possibilidades de se manipular a luz, controlando-a em cavidades e guias através de um novo mecanismo, conhecido como efeito *photonic bandgap* (PBG). O efeito PBG se manifesta em materiais com estrutura periódica, onde a periodicidade é da ordem de grandeza do comprimento de onda óptico. Tais estruturas periódicas são na maioria das vezes chamadas de cristais fotônicos, ou estruturas *photonic bandgap*. Escolhendo-se adequadamente a estrutura do cristal, as dimensões da rede periódica e as propriedades dos materiais constituintes, a propagação da onda eletromagnética em determinadas bandas de frequência pode ser proibida. Esta característica de inibir a propagação de fótons com frequências bem definidas pode ser comparada com as propriedades eletrônicas dos semicondutores. Além disso, a escalabilidade das propriedades das ondas eletromagnéticas nos cristais fotônicos permite que eles sejam explorados em todo o espectro eletromagnético, sendo possível abranger frequências ópticas e de microondas.

Por possuir periodicidade bidimensional no plano perpendicular ao eixo do guia, e permanecer invariante no sentido de propagação da onda, as fibras ópticas são casos específicos do uso de cristais fotônicos com o intuito de manipulação da luz. Sendo, portanto, conhecidas como Fibras de Cristal Fotônico. As PCFs podem ser classificadas quanto à maneira de propagação da luz em dois tipos: *high-index guiding* e *photonic bandgap* (BEZERRA, 2009).

### 2.8.1 PCF *High-index guiding*

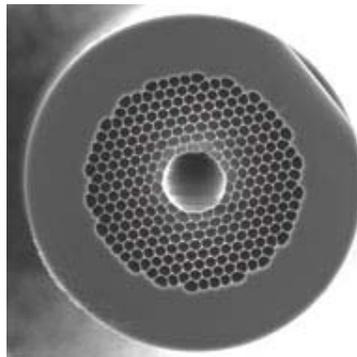
Este tipo de PCF, propaga o sinal por meio de um núcleo com índice de refração maior que o da casca, explorando o mecanismo de índice de reflexão interna total (RIT). Esta diferença no índice de refração é obtida pela presença de furos de ar ao redor do núcleo, criando uma área de alto índice de refração no centro da fibra e uma área de menor índice onde há a presença dos furos.

### 2.8.2 PCF *photonic bandgap*

Neste tipo de PCF, o núcleo possui um índice de refração menor que o da casca, utilizando-se da presença de estruturas do tipo PBG, onde para certos comprimentos a luz não pode ser propagada.

Em 1996, o físico irlandês Philip Russel fez a primeira demonstração prática de uma fibra do tipo PCF. Porém, nos últimos anos, as tecnologias de PCFs evoluíram sem parar com a grande contribuição de grupos de estudo brasileiros (OLIVEIRA, 2002). As PCF se enquadram nos modelos de estruturas dielétricas que possuem propriedades no guiamento do sinal, propriedade esta, que raramente se entra em uma fibra convencional. As PCFs, geralmente são constituídas de vidro transparente com núcleos finos em sílica. A construção de um cristal fotônico requer a criação de uma estrutura periódica no material dielétrico, como mostra a Figura 2.10.

Figura 2.10: Seção transversal de uma PCF bidimensional que utiliza o princípio PBG para o guiamento de luz



Fonte: OLIVEIRA, 2002

Alguns trabalhos, como (DA SILVA, 2003; DA SILVA, 2010; DA SILVA, 2011; SPADOTI, 2007), mostram a manipulação de configuração das estruturas de dispositivos ópticos, com o intuito de modificar suas propriedades de acordo com o interesse em questão. Isso é possível através do uso de cristais fotônicos, oferecendo certo controle sobre a

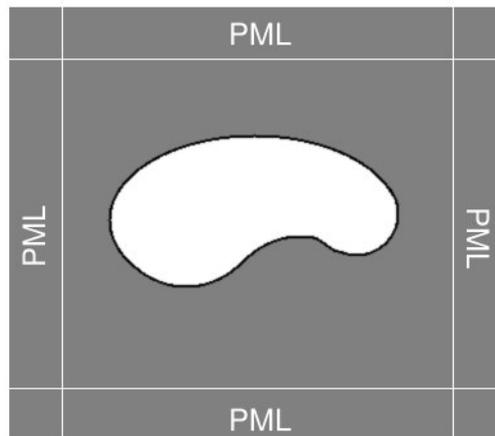
propagação da luz. Tais cristais são empregados em diversos dispositivos, a exemplo das fibras ópticas, o que conduz ao processo característico das Fibras de Cristal Fotônico.

### 2.8.3 Modelagem de uma PCF

Para se modelar matematicamente uma PCF, podem-se utilizar vários métodos numéricos, porém, neste trabalho utilizou-se o método dos elementos finitos. Neste caso, uma atmosfera computacional foi criada com a finalidade de aplicação do método. É importante salientar, que para o processo de simulação, camadas perfeitamente casadas do inglês *Perfect Matched Layer* (PML) (BERENGER, 1994), foram utilizadas com a finalidade de truncar o domínio computacional, sem o risco do indesejado processo de reflexão do sinal ao se chocar com as paredes do contorno. Para isso, as PMLs absorvem todo sinal que chega à região delimitada por elas, por possuírem paredes absorventes. O uso da PML reduz drasticamente o esforço computacional através da absorção das ondas eletromagnéticas que incidirão na superfície da mesma, o que representa uma grande vantagem, visto que o Método dos Elementos Finitos, do inglês *Finite Element Method* (FEM), utilizado na simulação dos modelos, consiste na geração de malhas com elevado número de elementos que podem ser triângulos, para modelos 2D, e tetraedros, para modelos 3D. Logicamente, quanto menor o espaço amostral, menor o número de elementos e mais rápida a simulação, por redução do esforço computacional.

A Figura 2.11 mostra o domínio computacional de uma estrutura envolvida por camadas perfeitamente casadas (PML), onde a região de guiamento é representada pelo núcleo em branco no centro da estrutura.

Figura 2.11: Exemplo de uma estrutura envolvida por PML na modelagem por elementos finitos



Fonte: BERENGER, 1994

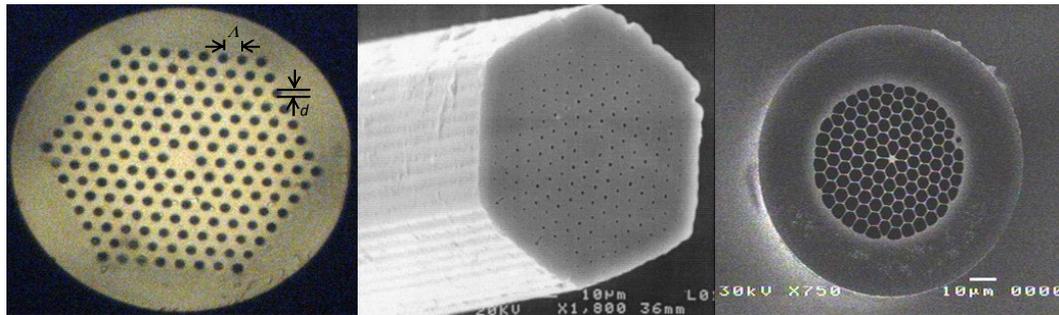
Ao contrário das fibras ópticas convencionais, que são feitas a partir de óxido de silício ultra puro, utilizando dopagem para alteração de suas características, as fibras ópticas fotônicas têm suas características definidas por microestruturas construídas em seu interior.

As PCFs são fibras microestruturadas onde os furos de ar estão dispostos de maneira periódica, assemelhando-se com cristais, embora não exista uma nomenclatura bem estabelecida. A Figura 2.12, mostra diferentes modelos PCFs, formadas por furos de ar equidistantes aos seus vizinhos podendo estar dispostos em diversas geometrias. A distância entre um furo e seu vizinho é chamada de *pitch* ( $\Lambda$ ), o diâmetro dos furos,  $d$ , pode variar ou não entre anéis. E, por fim, o núcleo por ser sólido (*solid-core*), pode ser um núcleo vazio, preenchido por ar, ou ainda preenchido por gases ou líquidos (*hollow-core*). Quanto à classificação das fibras de cristais fotônicos, elas podem ser divididas em duas categorias básicas que são as fibras de cristal fotônico com núcleo oco e as fibras de cristal fotônico com núcleo sólido (SANTOS, 2007).

#### 2.8.4 Fibras de Cristal Fotônico com Núcleo Sólido

A PCF de núcleo sólido é composta geralmente de um núcleo de sílica com apenas alguns microns de diâmetro, envolto por uma casca com uma matriz de buracos periodicamente distribuídos que percorrem longitudinalmente todo o seu comprimento, conforme pode ser observado na Figura 2.12.

Figura 2.12: Diferentes estruturas de PCF de Núcleo sólido



Fonte: SANTOS, 2007

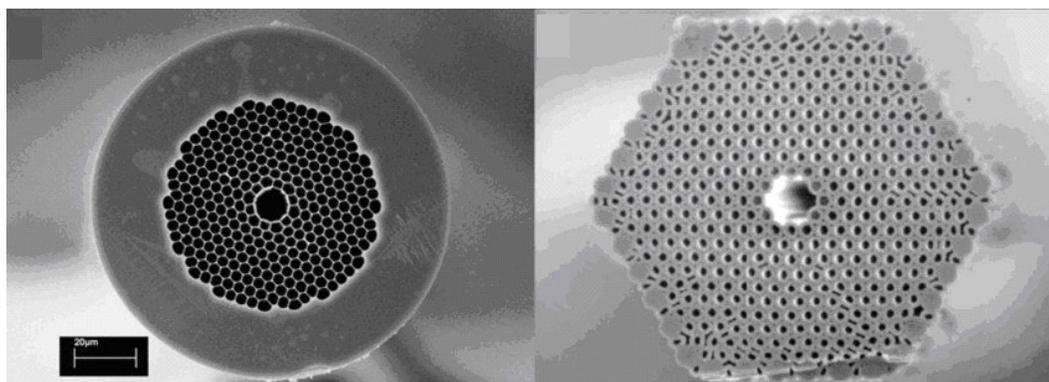
Devido os buracos da casca da fibra microestruturada ser preenchidos por ar e o núcleo da fibra ser sólido e composto de sílica, a luz tende a se propagar nesse tipo de fibra geralmente por reflexão interna total. Isso ocorre porque a casca se comporta como se apresentasse um índice de refração efetivo correspondendo a uma média entre os índices de refração do ar e da sílica. Desse modo, é possível fabricar uma casca com uma alta fração de ar, que apresente um índice muito próximo de 1, fazendo com que se tenha uma grande diferença entre os índices do núcleo e da casca. Isto, em conjunto com a fabricação de um núcleo extremamente pequeno, irá levar a áreas modais igualmente pequenas e gerar efeitos não-lineares com alta eficiência. Também é possível introduzir materiais como líquidos ou gases nos micro-buracos da casca de uma PCF de núcleo sólido. Se esses materiais introduzirem um índice de refração efetivo de casca menor que o índice de refração do núcleo, a luz se propaga por reflexão interna total.

Em Telecomunicações, as fibras PCF de núcleo sólido podem ser utilizadas como compensadores de dispersão devido à microestrutura da casca permitir alto grau de controle da dispersão cromática de guia de onda. Outra possibilidade é o emprego dessas fibras como amplificadores ópticos, onde o núcleo da fibra é dopado com um elemento químico, como por exemplo, Germânio (Ge), e a microestrutura permitem a propagação multimodo do bombeamento e monomodo do sinal.

### 2.8.5 Fibras de Cristal Fotônico com Núcleo Oco

As PCFs, com núcleo oco, Figura 2.13, são semelhantes às PCFs de núcleo sólido, no que se refere à casca constituída de uma matriz de micro-buracos. Entretanto, neste caso o núcleo é constituído de um buraco com dimensão maior do que a dos buracos da casca, por esse motivo, na PCF de núcleo oco é possível introduzir líquidos ou gases diretamente no núcleo.

Figura 2.13: Diferentes estruturas de Fibras de Cristal Fotônico com Núcleo Oco



Fonte: SANTOS, 2007

### 2.8.6 Confinamento da Luz em Fibras de Cristal Fotônico

Em fibras ópticas tradicionais o guiamento da luz é feito por reflexão interna total, para tanto, geralmente se dopa o núcleo com algum tipo de material, como, por exemplo, germânio, flúor ou outros, a fim de fazer com que o índice de refração do mesmo seja levemente superior ao da vizinhança. As fibras de cristal fotônico geralmente são feitas a partir de um único material, ou seja, não há dopantes na região do núcleo. Entretanto, a presença de buracos de ar reduz o índice de refração efetivo da casca, composta de vidro e ar, fazendo com que este seja inferior ao índice do núcleo, composto apenas por vidro. Alternativamente, pode-se pensar que, em vez do núcleo, a casca foi dopada, porém, com material de baixo índice de refração, no caso ar.

Nos últimos anos, alguns modelos de PCFs constituídas a partir de sílica dopada com germânio, têm sido estudados (DA SILVA, 2011) com intuito de se utilizar este modelo de PCF para correção de dispersão cromática. Neste sentido, torna-se necessário uma análise minuciosa do guiamento da luz na região do centro da fibra, visto que a luz não poderá ser guiada pelo efeito de *band gap* fotônico, para não inibir a propagação da luz no comprimento de onda desejado. Isto é, a propagação da luz dentro do espectro de transmissão óptica, não poderá ser inibida devido o efeito *band gap* fotônico. Entretanto, caso esse efeito não possa ser evitado, a presença de um defeito na estrutura do cristal (no caso o núcleo sólido ou oco) poderá ser usado para garantir que a frequência desejada seja propagada dentro da região de *band gap* fotônico.

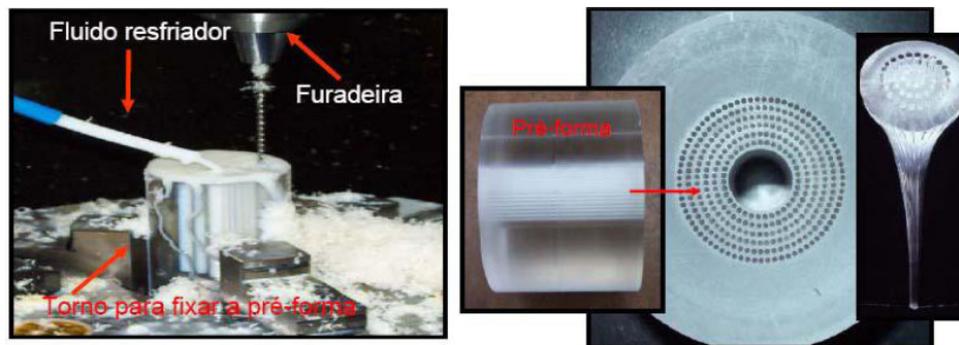
## 2.9 PROCESSOS DE FABRICAÇÃO DE FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO

No que se refere a construção de PCFs, ou seja, processo de confecção de pré-formas, os métodos mais utilizados são os de pré-forma construídas a partir dos método furacão, método de extrusão e método de empilhamento.

### 2.9.1 Método Furação

Conforme o próprio nome indica, o método de furação consiste em desenhar a estrutura desejada fazendo furos controlados por toda a pré-forma da fibra. A Figura 2.14 mostra uma pré-forma em processo de fabricação e alguns exemplos de pré-formas prontas para serem levadas à torre de puxamento.

Figura 2.14: Processo de fabricação de pré-formas por furação e algumas pré-formas prontas para serem levadas à torre de puxamento



Fonte: CHESINI, 2009

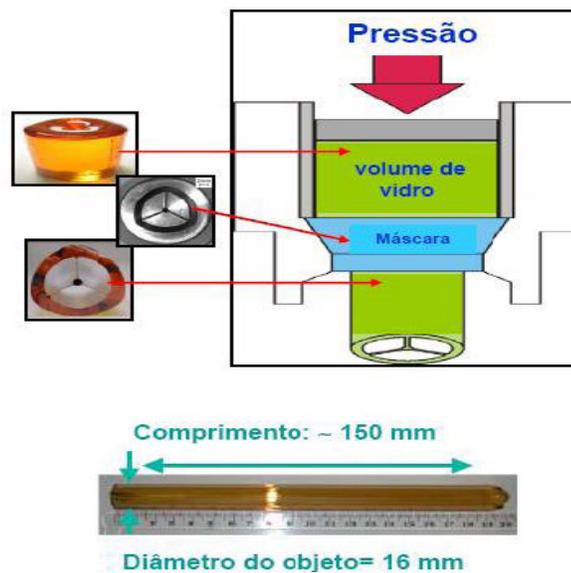
Este processo é mais indicado para fabricação de fibras plásticas, dada a dificuldade em se furar vidro sem comprometer toda a estrutura. Ainda, existe um limite físico para o tamanho mínimo da pré-forma, dado pela resolução da furadeira.

### 2.9.2 Método de Extrusão

Neste método cria-se uma máscara com o negativo no padrão desejado para a fibra. O processo consiste no amolecimento, ou seja, na fundição de uma pequena amostra de material, que pode ser vidro ou plástico, para ser pressionada contra a máscara. Para essa forma de

puxamento, deve-se desenvolver uma pré-forma com a geometria moldada pela máscara já fabricada como mostra a Figura 2.15 (CHESINI, 2009). A grande desvantagem desse método é que praticamente não há materiais para confecção de máscaras que resistam à alta temperatura de processamento da sílica sem que haja contaminação. Além disso, o tamanho das pré-formas fabricadas é reduzido.

Figura 2.15: Esquema da fabricação de pré-formas por extrusão e tamanho típico da pré-forma fabricada



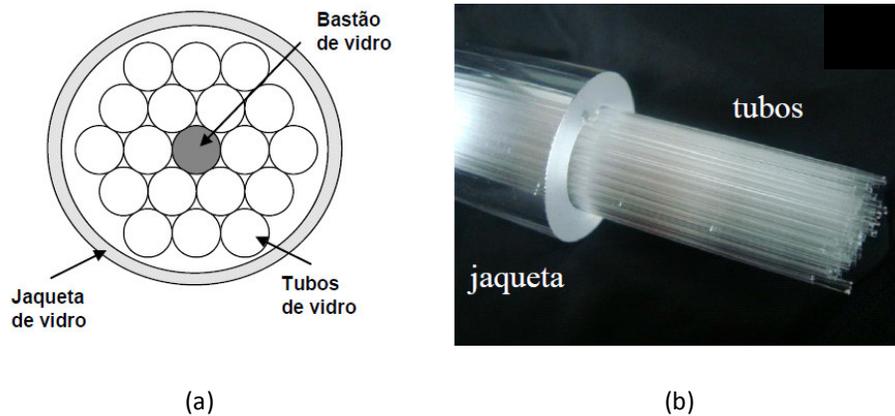
Fonte: CHESINI, 2009

### 2.9.3 Método de Empilhamento

Esse método consiste em fabricar, primeiramente, capilares ou bastões sólidos de diâmetros da ordem de poucos milímetros. Em seguida, esses tubos são empilhados de modo a formarem a estrutura final da fibra, porém em versão macroscópica, num processo que requer habilidade e paciência. A Figura 2.16a, mostra um esquema do empilhamento de uma

fibra de núcleo sólido, com os tubos representando os buracos periódicos e o bastão o núcleo sólido, e 2.16b uma foto de uma pré-forma real já empilhada e com uma jaqueta de vidro.

Figura 2.16: (a) Esquema do empilhamento da pré-forma (b) pré-forma empilhada



Fonte: CHESINI, 2009

Este método é o mais utilizado na fabricação de fibras de cristal fotônico, justamente por não haver problemas de contaminação da pré-forma, como no caso da extrusão. Há ainda, maior controle dos parâmetros geométricos da fibra como, por exemplo, o tamanho e a distância entre os buracos. A desvantagem é que, nesta técnica, estamos limitados a geometrias hexagonais.

## 2.10 CONCLUSÃO

Neste capítulo, foi apresentado um estudo sobre as fibras ópticas, e uma introdução de alguns novos modelos de fibras micro-estruturadas baseadas em cristais fotônicos. O objetivo principal deste capítulo foi mostrar a concepção de um novo modelo de fibra, conhecida como fibra de cristal fotônico, que é usada como estrutura principal do desenvolvimento do acoplador óptico baseado em PCF.

# CAPITULO 3

## ACOPLADORES ÓPTICOS

Este capítulo apresenta uma introdução aos acopladores ópticos, destacando a apresentação resumida da formulação baseada no método dos elementos finitos utilizada para análise das apresentadas neste trabalho. Neste capítulo será apresentado também uma breve descrição dos acopladores e o princípio básico de funcionamento destes tipos de dispositivos ópticos. Ao final, uma será apresenta uma pequena discussão sobre principais técnicas dos processos de fabricação dos acopladores.

### 3.1 ACOPLAMENTO ÓPTICO

Os acopladores ópticos também chamados de óptico-acopladores, óptico-isoladores ou foto-acopladores, produz um acoplamento óptico baseado em uma ligação que conecta dois circuitos através de luz por esta ligação. A ligação óptica é feita dentro de um chip especialmente desenvolvido para esta finalidade, onde um diodo emissor de luz dentro do chip envia sua luz para um foto-diodo, foto-transmissor ou outro dispositivo que seja foto sensível a luz. Quando este dispositivo foto sensível recebe a luz do emissor, a resistência entre seus terminais diminui. Esta alteração da resistência serve para ativar ou controlar outro circuito. Dentre as principais classes de acopladores, os acopladores direcionais merecem destaque dentro dos sistemas ópticos, por serem componentes que, como o próprio nome sugere, acoplam um sinal, no caso eletromagnético, que se propaga por um canal (cabo coaxial, fibra ótica, guias de ondas retangulares ou circulares etc.) a outro canal do mesmo tipo. Esses componentes encontram grande aplicação na faixa de microondas e ondas milimétricas (telecomunicações, radares etc.) (FEYNMAN, 2003; LEVY, 1966).

O acoplamento direcional é um fenômeno de troca de energia entre ondas eletromagnéticas que se propagam em diferentes estruturas de guias de onda (COLLIN, 1966). O dispositivo que resulta da disposição destas estruturas de guiamento, com o objetivo

de controlar a troca de energia, é denominado acoplador direcional. Seja para a aquisição de amostras ou para a divisão de sinais, o acoplador é um dispositivo fundamental em qualquer circuito óptico. Além disso, os acopladores direcionais podem ser construídos a partir de guias de onda e microlinhas, para operarem na faixa de microondas, ondas milimétricas ou em aplicações de nanotecnologia, e a partir de fibras ópticas e em óptica integrada para a faixa óptica. Qualquer que seja a faixa de operação, os modelos dessas estruturas são obtidos a partir das equações de Maxwell e da geometria e composição do material das estruturas de guiamento envolvidas, sendo o dispositivo descrito, em qualquer caso, por meio de matrizes de espalhamento e dos parâmetros diretividade, acoplamento e isolamento (MATEUS, 1999).

Um acoplador óptico, normalmente é projetado para resistir a altas voltagens entre sua entrada e saída e este é um de seus principais parâmetros. A outra principal vantagem de um do acoplador óptico é a facilidade para ter a entrada e a saída ligadas a potenciais diferentes. Além disso, nestes tipos de acopladores um circuito ativa outro circuito por uma ligação óptica, passando a informação de um circuito para outro através de transmissores e receptores de luz. Porém, alguns acopladores ópticos podem se caracterizar pelo tipo de transmissor aplicado a este, outros por terem isolamento alto e outros por possuírem altas velocidades de operação.

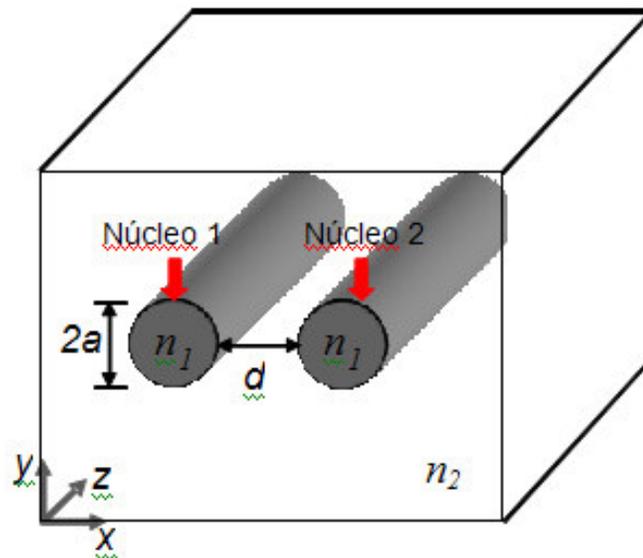
### **3.2 ACOPLADORES DIRECIONAIS CONSTITUÍDOS POR FIBRAS ÓPTICAS DO TIPO MONOMODO**

Os acopladores direcionais constituídos a partir de fibras ópticas monomodo, geralmente são construídos pela técnica de polimento mecânico e de fusão e exibem comportamentos distintos no que se refere ao processo pelo qual se induz a interação entre fibras ópticas. Em acopladores construídos pela técnica de polimento, o acoplamento se dá entre núcleos distintos e através do batimento de modos de baixa ordem do sistema composto, constituídos como uma combinação linear das distribuições de campo presentes nos modos fundamentais dos núcleos de cada uma das fibras independentes. A excitação do segundo núcleo é resultado do decaimento exponencial do campo eletromagnético em direções perpendiculares à direção de propagação onde a potência óptica de uma fibra, excita a outra devido à aproximação entre os núcleos. Na técnica de fusão, o acoplamento óptico entre duas fibras também ocorre através do batimento dos dois modos de baixa ordem, constituído de

maneira idêntica a descrita anteriormente, porém a estrutura composta é formada pela fusão e tracionamento das fibras. Assim nas duas técnicas, o processo físico pelo qual ocorre a transferência de potência entre as fibras é fundamentalmente o mesmo, embora os processos pelo qual se façam com que estes núcleos interajam sejam distintos (JESUS, 1985).

As distribuições de campo dos modos fundamentais de duas fibras independentes podem ser determinadas de maneira exata resolvendo-se a equação de onda de Helmholtz sujeita a um conjunto de contorno. Porém, para um sistema de duas fibras que interagem, os campos resultantes não podem ser determinados de maneira exata e, um método perturbativo é aplicado à equação de onda para se obter resultados aproximados para o sistema em interação. A solução analítica aproximada para o acoplamento entre fibras óticas pode ser encontrada a partir das equações de Maxwell. A Figura 3.1, mostra duas fibras idênticas que interagem separadas por uma distância  $d$  entre os centros de seus núcleos, onde  $n_1$  representa o índice de refração dos núcleos,  $n_2$  representa o índice da casca e o raio dos núcleos

Figura 3.1: Fibras interagindo separadas por uma distância  $d$



Fonte: AUTOR, 2011

Os acopladores óticos proporcionam a isolamento de sinais em uma grande variedade de aplicações. Eles comutam ou transmitem sinais e informações ao mesmo tempo em que

isolam diferentes partes de um circuito e normalmente podem ser divididos em linear e digital. Os acopladores lineares são usados para isolar sinais análogos até 10 MHz, enquanto os acopladores digitais são usados para controle, indicação de estados, isolamento de sinais de comando e mudanças de níveis lógicos.

### **3.3 TÉCNICA DE FABRICAÇÃO DE ACOPLADORES**

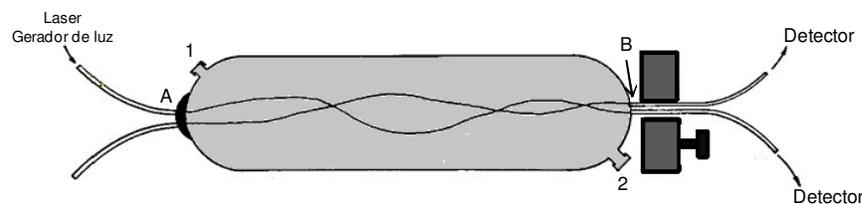
Geralmente, o acoplamento direcional em fibras ópticas segue o mesmo princípio do acoplamento em guias de microondas, sendo a fibra óptica modelada como um guia de onda dielétrico. As condições de contorno impostas ao campo eletromagnético tornam a obtenção do modelo de propagação da luz na fibra óptica um pouco mais elaborada. Como no guia dielétrico óptico não existe uma superfície externa onde o campo elétrico se anula como no caso dos guias metálicos, o campo guiado deve ser decrescente ao se afastar do centro e tender a zero na região externa ao guia. O campo nesta região é chamado de evanescente. A troca de energia em um acoplador direcional a fibra óptica ocorre quando os núcleos das fibras são aproximados, lado a lado, o suficiente para que o campo evanescente dos modos de uma das fibras excite modos de propagação na outra fibra, assim, permitindo a transferência de energia entre elas. Esta transferência pode ser quantificada e vai depender da estrutura modal de cada fibra óptica e de sua disposição geométrica no espaço. A Figura 3.1, mostra um exemplo de hipotético de um acoplador direcional com de troca de energia entre duas fibras, as quais se encontram com os núcleos suficientemente próximos, permitindo a interação entre os campos evanescentes. Nesta figura, consideramos que, inicialmente, apenas uma das fibras estava guiando uma onda eletromagnética e com decurso do tempo devido a proximidade entre os núcleos a energia começa a passar de um núcleo para outro.

Basicamente, dois processos básicos são utilizados para fazer com que duas ou mais fibras interajam para constituir um acoplador. O primeiro processo consiste em aproximar os núcleos dos guias logo após a remoção de parte da casca dos mesmos, este processo é utilizado pelas técnicas de ataque químico e polimento. O segundo processo consiste na indução de uma interação entre as fibras, que é obtida pela diminuição gradativa dos diâmetros de seus núcleos de modo que a luz guiada em um deles se espalhe para as cascas que estão em contato, favorecendo a interação entre as fibras. As principais técnicas para obtenção dos processos de fabricação de acopladores são brevemente descritas a seguir:

### 3.3.1 Ataque Químico

Essa técnica consiste em retirar-se parte da casca de duas fibras por ação química e o acoplamento é feito aproximando-as (JESUS, 1985). O processo de construção destes acopladores inicia-se com a retirada do revestimento plástico das duas fibras em um comprimento de aproximadamente 2,5 cm. Estas fibras são então introduzidas em um recipiente por duas extremidades denominadas A e B. Na extremidade A as fibras são coladas no recipiente enquanto na extremidade B elas são fixadas em uma peça chamada atuador, o qual permite enrolarem-se as fibras fazendo com isto um controle sobre a distância entre seus núcleos.

Figura 3.2: Esquema básico de construção de acopladores por ataque químico



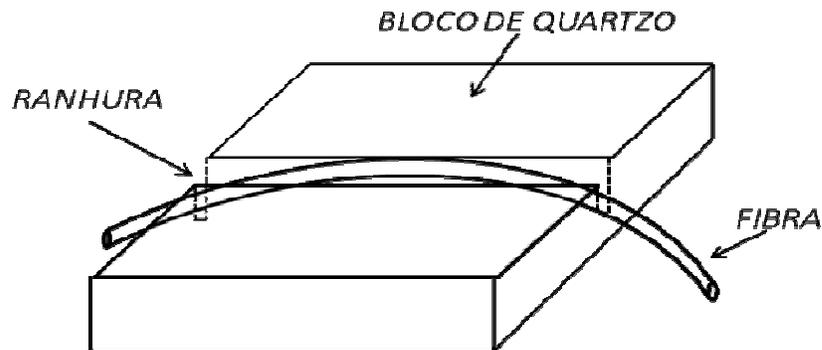
Fonte: JESUS, 1985

A entrada 1 é usada para introduzir um líquido químico para corroer a superfície que compõe a casca das fibras através do tempo de ação deste agente químico pode-se estimar razão entre os diâmetros do núcleo e da casca. Quando o diâmetro das fibras atingirem o valor desejado, o agente químico é drenado pela entrada 2 e simultaneamente pela entrada 1 insere-se água retirar o ácido presente no agente químico.

### 3.3.2 Polimento Mecânico

Essa técnica consiste em colar uma fibra ótica em um bloco de quartzo onde na região central é anteriormente feito uma fenda com um raio de curvatura  $R$ . A fibra é colada ao longo do raio de curvatura como mostrado na Figura 3.3. O conjunto bloco-fibra é então cuidadosamente polido até se retirar uma quantidade desejada da casca da mesma. O acoplamento é obtido sobrepondo-se dois destes blocos de forma a permitir a interação entre seus núcleos.

Figura 3.3: Substrato de Quartzo pronto para ser polido



Fonte: JESUS, 1985

A caracterização do acoplador é feita em varias fases do polimento lançando-se luz em uma das fibras que compõe o acoplador e detectando-se as potências na extremidade opostas à de excitação.

### 3.3.3 Fusão

A técnica de construção de acopladores por fusão é a mais utilizada nos estudos de acopladores direcionais de fibras óticas. Essa técnica foi primeiramente proposta por (JESUS, 1985) e utilizada para a obtenção de acopladores multimodo. Porém, recentemente, a técnica de fusão foi empregada com sucesso na construção de acopladores monomodo. A diferença na construção destes acopladores está no alinhamento mais rigoroso do sistema para os acopladores monomodo.

Este processo não é exatamente simples ou rápido, e como o próprio nome diz, consiste em "fundir" uma fibra ótica à outra. Para efetuar esta fundição, a fibra é introduzida limpa e clivada em uma máquina de fusão, para após o alinhamento apropriado, ser submetida à um arco voltaico que eleva a temperatura nas faces das fibras, o que provoca o derretimento das fibras e a sua soldagem. O arco voltaico é obtido a partir de uma diferença de potencial aplicada sobre dois eletrodos de metal. Após a fusão as fibras emendadas são revestidas por resinas que tem a função de oferecer resistência mecânica à emenda, protegendo-a contra quebras e fraturas. O custo de todo o processo para obtenção deste tipo de acoplamento é alto, pois o processo de "Emenda Ótica por Fusão" exige um custo alto de investimento nos equipamentos para a sua operação. Entretanto, este processo garante uma grande confiabilidade na aplicação do dispositivo de acoplamento.

## 3.4 FORMULAÇÃO POR ELEMENTOS FINITOS PARA SIMULAÇÃO DO ACOPLAMENTO ÓPTICO ENTRE FIBRAS ÓPTICAS

O método dos elementos finitos é amplamente reconhecido como uma poderosa ferramenta numérica para análise de dispositivos óticos (DA SILVA et al, 2011). A aproximação por elementos finitos vetoriais para análise das características de propagação em fibras óticas com alta precisão é mostrado em (DA SILVA et al, 2011).

Em sistemas de comunicações óticas, o conhecimento da dispersão cromática  $D$  torna-se extremamente importante para determinar a qualidade da transmissão do pulso, devido este fator ser diretamente responsável pela largura do pulso. Por outro lado,  $D$  é proporcional a derivada segunda da constante de propagação ou índice de refração efetivo  $n_{eff}$ . Desta forma,

uma ferramenta numérica altamente precisa como o método dos elementos finitos, torna-se necessário para obter o  $n_{eff}$ . Aqui, além da aplicação do método numérico, os coeficientes de Sellmeier para sílica dopada com germânio, foram usados na formulação para analisar a dispersão cromática na estrutura proposta.

Em síntese, a formulação é obtida, partindo-se da equação vetorial de Helmholtz em duas dimensões e considerando camadas perfeitamente casadas ou PML (do inglês: *Perfectly Matched Layer*) para evitar reflexões indesejadas. Desta forma, pode-se escrever:

$$\nabla \times \left( \bar{k} \nabla \times \vec{H} \right) - k_0^2 \vec{H} = 0 \quad (1)$$

onde  $\bar{k} = 1/\bar{\epsilon}$  e  $\bar{\epsilon}$  representa o tensor permissividade relativa. Considerando o meio dielétrico com anisotropia transversal e definindo  $\hat{u}_x$ ,  $\hat{u}_y$  e  $\hat{u}_z$  associados com as direções x, y e z respectivamente,  $\bar{\epsilon}$  pode ser escrito como  $\bar{\epsilon} = \epsilon_{xx}\hat{u}_x\hat{u}_x + \epsilon_{xy}\hat{u}_x\hat{u}_y + \epsilon_{yx}\hat{u}_y\hat{u}_x + \epsilon_{yy}\hat{u}_y\hat{u}_y + \epsilon_{zz}\hat{u}_z\hat{u}_z$ . Após algumas manipulações algébricas e assumindo que tanto o meio como os campos variam muito lentamente ao longo da direção de propagação, z (PINHEIRO, HERNÁNDEZ-FIGUEROA, 2000), a equação (1) poderá ser reescrita como:

$$\begin{aligned} \bar{k}_a \frac{\partial^2 \vec{h}_T}{\partial z^2} - 2\gamma \bar{k}_a - \bar{k}_b \nabla_T (\nabla_T \cdot \vec{h}_T) - \nabla_T \times k_{zz} \nabla_T \times \vec{h}_T \\ + (\bar{k}_c + \gamma^2 \bar{k}_a) \vec{h}_T = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Conseqüentemente, o tensor transversal da equação (2) pode ser definido como:

$$\bar{k}_a = \begin{bmatrix} k_{yy} & -k_{yx} \\ -k_{xy} & k_{xx} \end{bmatrix} \quad (2a)$$

$$\bar{k}_b = \gamma^{-1} \frac{\partial \bar{k}_a}{\partial z} - \bar{k}_a \quad (2b)$$

$$\bar{k}_c = \bar{k}_0 - \gamma^{-1} \frac{\partial \bar{k}_a}{\partial z} \quad (2c)$$

$$\nabla_T = \hat{u}_x \alpha_x \frac{\partial}{\partial x} + \hat{u}_y \alpha_y \frac{\partial}{\partial y} \quad (2d)$$

onde  $\alpha_x$  e  $\alpha_y$  são parâmetros relativos as PMLs ou ao meio com perdas virtuais. Desde que a propagação ocorra ao longo da direção  $z$ , o parâmetro  $\alpha_z$  é igual à unidade e os demais parâmetros das PMLs devem ser determinados de tal forma, que a impedância da onda possa ser contínua através das interfaces formadas entre o meio interno do domínio computacional e as PMLs. Isto leva a um perfeito casamento sobre as interfaces, evitando radiações indesejadas. Ou seja, simula-se uma propagação no espaço livre em um domínio computacional reduzido, sem ocorrer reflexões nas paredes da janela computacional considerada. Deste modo, os demais parâmetros das PMLs são dados em função do parâmetro  $S = 1 - j(3c/2\omega_0 nd)(\rho/d_p)^2 \ln(1/R)$ , onde  $\omega_0$  representa a frequência angular,  $d_p$  é a espessura das PMLs,  $n$  é o índice de refração do meio adjacente,  $\rho$  é a distância da parede interna da PML,  $R$  é o coeficiente de reflexão e  $c$  é a velocidade da luz no espaço livre (DA SILVA et al, 2011).

Aplicando-se o método dos elementos finitos para a variação transversal de (2), obtém-se a seguinte equação diferencial.

$$[M] \frac{\partial^2 \{\vec{h}_T\}}{\partial z^2} - 2\gamma[M] \frac{\partial \{\vec{h}_T\}}{\partial z} + ([K] + \gamma^2[M]) \{\vec{h}_T\} = \{0\} \quad (3)$$

Onde  $\{\vec{h}_r\}$  representa um vetor coluna que contém as componentes desconhecidas  $h_{x_j}$  e  $h_{y_j}$ ,  $\{0\}$  é vetor coluna nulo e  $[M]$  e  $[K]$  são denominadas matrizes globais. Aplicando a aproximação de Padé (1,1) (DA SILVA *at al*, 2011), na equação (3), a mesma poderá ser reescrita da seguinte forma:

$$[\tilde{M}] \frac{d\{\vec{h}_r\}}{dz} + [K]\{\vec{h}_r\} = \{0\} \quad (4)$$

Onde  $[\tilde{M}] = [M] - \frac{1}{4\gamma^2}([K] + \gamma^2[M])$  finalmente, o método das diferenças finitas é aplicado, transformando o problema em um sistema de equações algébricas do tipo:

$$([\tilde{M}(z)] + \theta\Delta z[K(z)])\{\vec{h}_r(z + \Delta z)\} = ([\tilde{M}(z)] - (1 - \theta)\Delta z[K(z)])\{\vec{h}_r(z)\} \quad (5)$$

onde  $\Delta z$  é o passo de propagação ao longo da direção  $z$  e  $\theta$  ( $0 \leq \theta \leq 1$ ) é introduzido para controle de estabilidade do método. Estudos realizados sobre estabilidade confirmam que este método é incondicionalmente para  $0.5 \leq \theta \leq 1$ . Para  $\theta = 0,5$  em (5) tem-se o já conhecido algoritmo de Crank Nicholson.

Para melhorar a precisão do método usado, o índice de refração de referência é recalculado a cada passo de propagação ( $\Delta z$ ), como a seguir.

$$n_{eff}^2(z) = \text{Re} \left[ \frac{\{\vec{h}_r(z)\}^\dagger [K(z)] \{\vec{h}_r(z)\}}{k_0^2 \{\vec{h}_r(z)\}^\dagger [M(z)] \{\vec{h}_r(z)\}} \right] \quad (6)$$

onde † representa o complexo conjugado e transposto.

Em adição, é importante ressaltar que o perfil de índice de refração  $n(r,\lambda)$  de uma fibra óptica pode ser escrito como  $n(r,\lambda) = \eta(r) n_s(\lambda)$ , onde  $n_s(\lambda)$  é o índice de refração da sílica pura e  $\eta(r)$  é o índice de refração normalizado, o qual é função apenas da coordenada radial. Aqui, as constantes de Sellmeier para sílica dopada com germânio, são consideradas. Desta forma, a dispersão do material é incluída diretamente nos cálculos. Os coeficientes de Sellmeier foram usados porque eles podem se ajustar a medidas experimentais dos índices de refração da sílica. Aqui,  $n_{eff}$  é obtido através da análise modal (KOSHIBA *et al*, 2009) considerando uma faixa de comprimentos de onda e a dispersão cromática pode ser diretamente calculada a partir da seguinte expressão:  $D = - (\lambda c) (d^2 n_{eff} / d\lambda^2)$ , onde  $c$  representa a velocidade da luz no espaço livre (DA SILVA *et al*, 2011). A formulação completa utilizando o método elementos está mostrada no anexo A.

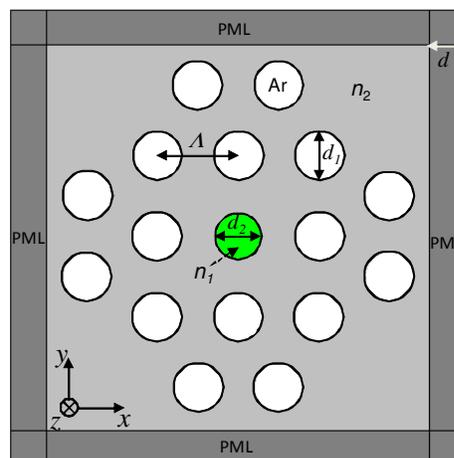
### **3.4.1 Utilização de camadas perfeitamente casadas para redução do domínio computacional**

Camadas perfeitamente casadas foram introduzidas para aplicações em eletromagnetismos por Jean Pierre Berenger (DA SILVA, 2003). As PML baseiam-se numa camada absorvente artificial envolvendo a região de simulação para truncamento do domínio computacional. Esta camada absorve qualquer onda que se propague através dela, tornando possível reduzir o esforço computacional já que o problema poderá ser resolvido com análise na região de guiamento do sinal. A PML é uma condição absorvente considerada perfeitamente casada porque ondas eletromagnéticas podem penetrá-la sem reflexão na interface PML para qualquer ângulo de incidência e frequência. Isto é possível devido à substituição do espaço ilimitado, por um meio especialmente projetado com a finalidade de absorver qualquer onda que incida sobre o mesmo. Desta forma, as camadas absorventes podem ser colocadas muito próximas do objeto sob análise. Sua espessura é escolhida de acordo com o problema que se deseja solucionar.

Para simplificar a formulação e a implementação computacional utilizando PML, definem-se eixos de coordenadas retangulares locais sobre as linhas do contorno. Também, para um correto tratamento dos guias usamos PMLs juntamente com condições de campo

nulo ( $\varphi = 0$ ) nas regiões do domínio computacional, onde os campos vão até o infinito. Isto para ambas as polarizações TE e TM (DA SILVA, 2003). A figura 3.4 mostra o domínio computacional de uma fibra óptica microestruturada, limitada por PML.

Figura 3.4: Seção transversal de uma fibra óptica microestruturada, como domínio computacional limitado por PML



Fonte: DA SILVA, 2003

Na Figura 3.4,  $n_1$  e  $n_2$  representam o índice refração do núcleo de sílica dopado com germânio e o índice de refração de sílica pura, respectivamente,  $d_1$  representam o diâmetro dos buracos de ar e  $d_2$  representa o diâmetro do núcleo dopado,  $d$  é a espessura da PML e  $\Lambda$  é a distância entre os centros dos buracos de ar.

### 3.5 TEORIA DOS MODOS ACOPLADOS

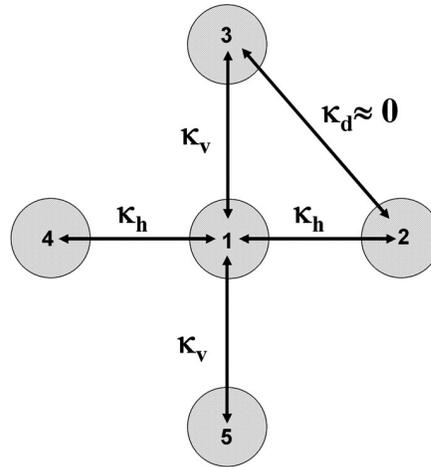
A propagação de ondas eletromagnéticas através de fibras ópticas pode ser analisada resolvendo-se as equações de Maxwell, com condições de contorno apropriadas, como resumidamente mostradas na seção anterior. Neste caso, a utilização das equações de

Maxwell para encontrar a equação de propagação de ondas foi simplificada assumindo-se um guiamento fraco, o que permite a decomposição dos modos guiados numa série de modos ortogonais polarizados transversalmente (MASSICOTT *et al.*, 1994). Estas soluções fornecem as distribuições de campo dos modos radiados no guia de onda e nos contornos. Na ausência de perturbação (que pode ser, por exemplo, uma curvatura do guia) estes modos propagam-se sem acoplamento. Um acoplamento entre os modos pode ocorrer se o guia de onda tiver uma perturbação de fase e/ou amplitude que seja periódica. A teoria dos modos acoplados é a técnica normalmente empregada para resolver este tipo de problema, assumindo que os campos dos modos de um guia não-perturbado permanecem inalterados na presença de uma perturbação fraca. Tal abordagem provê uma série de equações diferenciais de primeira ordem que descrevem, analiticamente, a mudança da amplitude dos campos ao longo da fibra, para o caso de uma perturbação senoidal periódica.

Diferentes modos em um guia podem ser tratados separadamente, porém, quando a luz se propaga por um meio cujo índice de refração varia como uma função periódica, torna-se inválido considerar os modos propagantes e contra-propagantes separadamente, já que eles irão se acoplar e exercer uma influência mútua, e a presença de um influenciará os demais. Seguindo este princípio, as características de fibra de cristal fotônico, com buracos de distribuídos hexagonalmente, podem ser compreendidas e modeladas a partir de várias abordagens (KERSEY, 1996). A teoria dos modos acoplados, normalmente a base para muitas destas computações. Para encontrar modos acoplados para o caso abordado neste trabalho, a teoria dos modos acoplados pode ser usada através de suas equações para o modo acoplado padrão (KOSHIBA, *et al.*, 2009).

Para análise e projeto de acopladores ópticos compostos por PCF com múltiplos núcleos, Figura 3.5. O acoplamento entre os núcleos pode ser descrito por um conjunto de equações (2), (3), (4), (5) e (6). Para estas equações são definidos os coeficientes de acoplamento  $k_h$  e  $k_v$ , que representam, respectivamente, as ligações entre os núcleos acoplados horizontal e verticalmente. É importante salientar que o acoplamento entre os núcleos adjacentes exterior (núcleos 2 e 3) é desprezado, pois o coeficiente de acoplamento  $k_d$  entre esses núcleos adjacentes é muito pequeno quando comparado com os coeficientes de acoplamento horizontal e vertical (KOSHIBA, *et al.*, 2009). As características de acoplamento podem ser descritas pelas seguintes equações de modo acoplado,

Figura.3.5: Imagem de Acoplamento entre os núcleos. O  $k_h$  e o  $k_v$  denotam os coeficientes de acoplamento horizontal e vertical, respectivamente. A ligação entre os núcleos adjacentes exterior tem sido esquecida



Fonte: KOSHIBA, 2009

$$\frac{da_1}{dz} + j\beta a_1 = -j\{(a_2 - a_4)k_h + (a_3 + a_5)k_v\} \quad (7)$$

$$\frac{da_2}{dz} + j\beta a_2 = -ja_1 k_h \quad (8)$$

$$\frac{da_3}{dz} + j\beta a_3 = -ja_1 k_v \quad (9)$$

$$\frac{da_4}{dz} + j\beta a_4 = -ja_1 k_h \quad (10)$$

$$\frac{da_5}{dz} + j\beta a_5 = -ja_1 k_v \quad (11)$$

onde  $a_k$  ( $k = 1,2,3,4,5$ ) representa a amplitude do modo fundamental para o núcleo- $k$ ,  $\beta$  é a constante de propagação do modo fundamental, e  $k_h$  e  $k_v$  são os coeficientes de acoplamento entre os núcleos colocados horizontalmente e os núcleos alinhados verticalmente, respectivamente (KOSHIBA, *et al.*, 2009). Uma vez que os núcleos 2 e 4 e os núcleos 3 e 5 são idênticos, a amplitude do modo deve ser igual. Assim, equações para os modos acoplados podem ser reduzidas em,

$$\frac{da_1}{dz} + j\beta a_1 = -j\{2a_2 k_h + 2a_3 k_v\} \quad (12)$$

$$\frac{da_2}{dz} + j\beta a_2 = -ja_1 k_h \quad (13)$$

$$\frac{da_3}{dz} + j\beta a_3 = -ja_1 k_v \quad (14)$$

Para as quais as condições de contorno serão definidas por:  $a_1(0) = 1$  e  $a_2(0) = a_3(0) = 0$ . A seguir, será apresentada uma breve introdução aos acopladores formados por fibra de cristais fotônicos

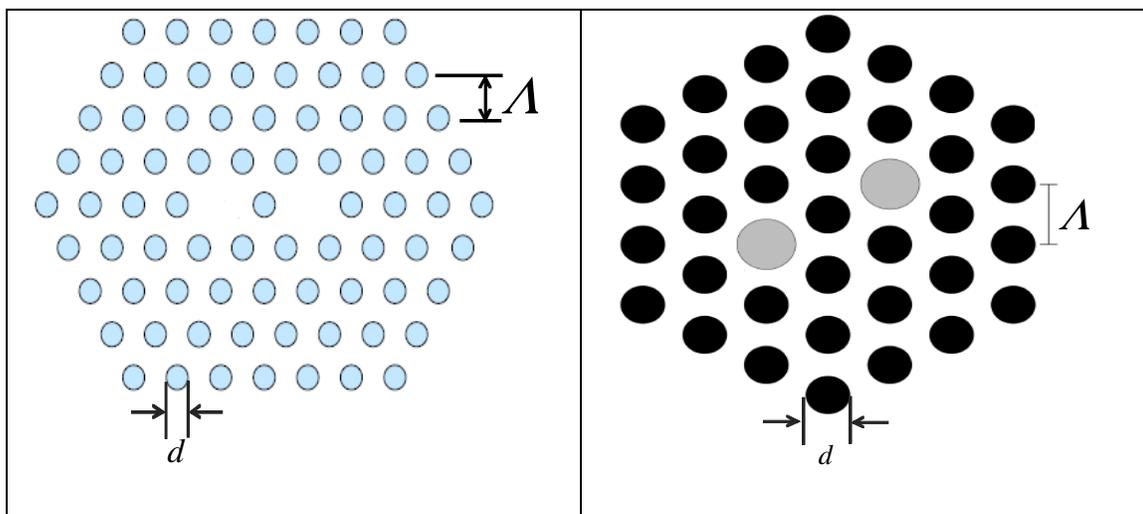
### 3.6 ACOPLADORES EM FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS

Nos últimos anos, um novo tipo de fibra óptica baseada em cristais fotônicos vem atraindo a atenção de pesquisadores do mundo inteiro devido a importantes características de transmissão. A saber, um cristal fotônico é um material estruturado de tal forma, que sua função dielétrica varia periodicamente no espaço e pode ser considerado, dependendo da aplicação, como nanoestruturas ópticas, periódicas e que estão desenhadas para afetar o movimento dos fótons de um modo similar ao que a periodicidade de um cristal semiconductor afetaria o movimento dos elétrons (CORRÊA, 2009). Estes novos tipos de fibras são geralmente constituídos de sílica ou polímeros transparentes e tem um núcleo central rodeado de uma estrutura periódica de buracos de ar. As fibras de cristais fotônicos (PCFs) representam uma nova classe de fibras ópticas baseadas nas propriedades do cristal fotônico.

Devido a sua habilidade de produzir luz em núcleos ociosos, o qual não é possível na fibra óptica convencional, a fibra de cristal fotônico pode ser utilizada em várias aplicações de comunicações ópticas. Por outro lado, as PCFs com múltiplos núcleos, podem desempenhar um papel importante na divisão de potência em redes constituídas por fibras ópticas. Nestes modelos de fibras, uma única potência pode ser dividida através dos núcleos presentes na estrutura e encaminhadas a locais diferentes, para fins adicionais. Neste contexto, várias abordagens têm sido adotadas para analisar o processo de divisão de potências ópticas entre os  $N$  núcleos presentes na estrutura. Entre eles, a abordagem mais comum é a fusão, ou seja, a junção de várias fibras ópticas com características idênticas ou não, mantendo um contato mútuo na região de fusão (MORTIMORE, 1985; MORTIMORE, 1990; KUMAR et al, 1989; DA SILVA et al). Este processo resulta numa região cônica constituída por material ótico fundido, onde a transferência de potência de uma fibra para outra ocorre devido a proximidade entre elas (KOSHIBA, 2009). Usando este processo, divisores de potência com menos de seis fibras circundantes, seriam de difícil confecção devido uma delas ser usada como fibra modelo (KOSHIBA, 2009). Neste aspecto, um divisor de potência de  $1 \times 4$ , ou seja, um divisor onde a potência lançada na fibra 1 se divide igualmente para outras quatro fibras adjacentes, seria de difícil construção. No entanto, acopladores, ou divisores de potência  $2 \times 2$ ,  $4 \times 4$  e  $1 \times 7$ , podem ser construídos a partir do processo de fusão com fibras ópticas convencionais (MORTIMORE, 1985; MORTIMORE, 1990; DA SILVA, 2011)- (KUMAR, et al; 1989, DA SILVA, 2011), Em adição, com o

advento das fibras de cristais fotônicos, também chamadas de fibras microestruturadas (FM), onde buracos de ar são distribuídos em uma matriz de sílica, ou de sílica dopada, ao longo de todo o comprimento da fibra, tornou-se possível a obtenção de múltiplos núcleos em uma única fibra, sem a necessidade do processo de fusão (SHAIENDRA, 2009). Essa característica coloca as PCFs como estruturas versáteis na obtenção de dispositivos divisores de potência. A Figura 3.6 mostra dois modelos de acopladores de constituídos a partir fibras de cristis fotônicos.

Figura.3.6: Seção transversal de acopladores com PFC (a) Núcleos distribuídos horizontalmente e (b) Núcleos distribuídos com inclinação de 45° em relação a direção horizontal



Fonte: SHAIENDRA, 2009

Na Figura 3.6,  $d$  representa o diâmetro dos buracos de ar e  $\Lambda$  é a distância entre os centros de dois buracos de ar consecutivos.

### **3.7 CONCLUSÃO**

Neste capítulo, foi apresentado um estudo sobre acopladores. O objetivo principal deste capítulo foi mostrar dar uma rápida visão sobre os acopladores ópticos e os processos de construção mais comumente usados, bem como a modelo matemático aplicado para o desenvolvimento das estruturas analisadas neste trabalho.

# CAPÍTULO 4

## FORMULAÇÃO PELO MÉTODO VETORIAL DA PROPAGAÇÃO DE FEIXE

Este capítulo apresenta a formulação pelo método vetorial da propagação de feixe, onde será apresentada a formulação, por elementos finitos, da equação de onda de Helmholtz no domínio da frequência, considerando sua aplicação em conjunto com o método da propagação de feixe (BPM).

### 4.1 INTRODUÇÃO

O Método dos Elementos Finitos (MEF) é um método numérico utilizado na resolução de equações diferenciais parciais em domínios finitos. Através de uma discretização de domínios originais contínuos de problemas físicos, obtêm-se sistemas de equações lineares, que, em geral, são esparsos e que podem ser resolvidos utilizando técnicas eficientes. A esparsidade das matrizes geradas é uma das principais vantagens do MEF, porque o sistema a ser resolvido é esparsos e, portanto, de fácil resolução. Uma outra vantagem é sua versatilidade para a análise de estruturas com geometrias complexas. Em outras palavras, o MEF pode ser utilizado em domínios com características não-homogêneas de formatos quaisquer. Assim, por exemplo, em regiões onde existe muita variação e/ou altas intensidades do campo eletromagnético, usam-se malhas mais refinadas do que nas outras regiões onde a variação do campo e/ou a intensidade é menor. Esta situação é, em geral, difícil ou às vezes impossível de ser tratada eficientemente com outros métodos, como, por exemplo, o Método das Diferenças Finitas (MDF).

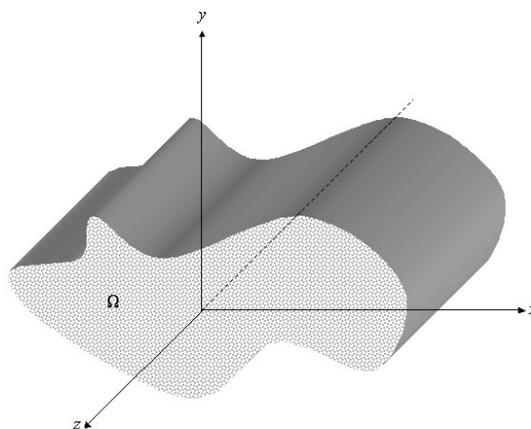
Neste capítulo, será apresentada a formulação, por elementos finitos, da equação de onda de Helmholtz no domínio da frequência, considerando sua aplicação em conjunto com o método da propagação de feixe (BPM). Inicialmente, apresenta-se o modelo matemático usado para um guia de onda de seção transversal arbitrária, constante ou suavemente

modificada ao longo de seu eixo. Aqui, considera-se o guia formado por dielétrico anisotrópico e com perfil de índice de refração variando arbitrariamente na seção transversal. Considera-se, também, que o guia está imerso em um meio dielétrico e que as perdas podem estar presentes. O procedimento consiste na discretização do domínio em análise, usando-se o MEF, obtido a partir do Método Residual de Galerkin. Este método é usado devido à sua simplicidade, apresentando resultados equivalentes aos MEF's obtidos a partir de Princípios Variacionais (DA SILVA, 2003). Para aproximação da derivada segunda da componente transversal do campo magnético  $\vec{H}$ , em relação à direção de propagação  $z$ , usou-se a fórmula de Padé de ordem (1,1). Este tipo de aproximação é conhecido como aproximação não-paraxial ou de ângulo largo.

Para limitar o domínio computacional, adotamos uma técnica bastante utilizada, chamada de Camadas Perfeitamente Casadas (PMLs -Perfectly Matched Layers) (DA SILVA, 2009), nas regiões adjacentes às paredes que limitam o domínio. As PMLs conseguem absorver completamente as ondas incidentes nas fronteiras, sem permitir reflexões de volta para o domínio computacional; daí o nome de camadas perfeitamente casadas.

A estrutura em análise é posicionada em um sistema de coordenadas retangulares, de tal forma que o eixo do guia de onda tenha a mesma direção do eixo  $z$ , Figura 4.1. A estrutura considerada é bidimensional, portanto, a equação de onda vetorial que descreve a propagação do feixe óptico é expressa em termos das componentes transversais do campo magnético, por meio da inclusão implícita da condição do divergente do campo magnético igual a zero, que, também, garante a eliminação dos modos espúrios (DA SILVA, 2009). A análise é feita para o campo  $\vec{H}$  porque este tem componentes contínuas nas interfaces dielétricas, o que não ocorre com as componentes descritas em termos do campo elétrico  $\vec{E}$ .

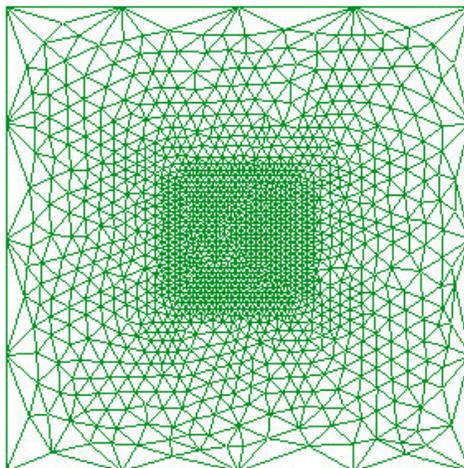
Figura 4.1: Seção do guia de onda anisotrópico imerso em um meio dielétrico



Fonte: DA SILVA, 2003

Em linhas gerais, para se obter a solução numérica da equação de onda, primeiramente considera-se o domínio  $\Omega$ , onde está inserido o guia de onda a ser analisado, dividindo-o em subdomínios triangulares, também conhecidos por elementos finitos Figura 4.2.

Figura 4.2: Exemplo de uma malha utilizada em elementos finitos para análise de um guia de onda com seção quadrada

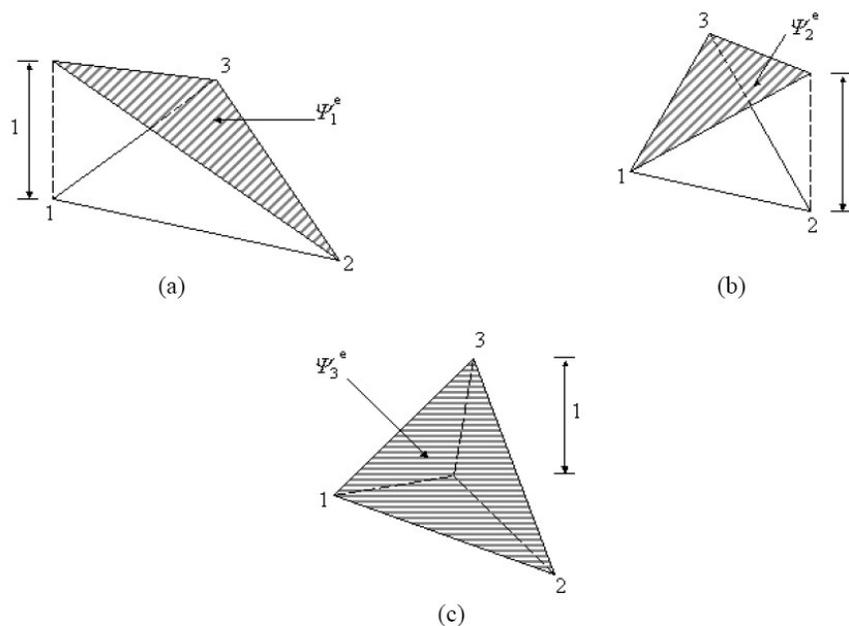


Fonte: DA SILVA, 2003

A forma triangular é a mais utilizada porque é de fácil adaptação às formas mais complexas. O passo seguinte é aplicar o método de Galerkin (DA SILVA, 2009), considerando o plano  $xy$  na equação de onda vetorial, escrita em termos das componentes transversais do campo magnético  $\vec{H}_T$ . Nesta etapa, o campo magnético transversal  $\vec{H}_T$  é expandido em  $\vec{H}_T = \sum_{i=1}^{ie} (h_{xi}\hat{x} + h_{yi}\hat{y})\vec{\Psi}_i(xy)$ , onde  $\vec{\Psi}_i(x, y)$  denota funções de base de primeira ou segunda ordem Fig. X, usadas no método dos elementos finitos para expandir as componentes do campo  $\vec{H}_T$ .  $h_{xi}$  e  $h_{yi}$  são os valores das componentes transversais do campo  $\vec{H}_T$ .  $h_{xi}$  e  $h_{yi}$  são os valores das componentes transversais do campo  $\vec{H}$  nos nós e  $ie$  representa a ordem do elemento, que pode ser linear ou de primeira ordem,  $ie = 3$ , ou quadrático ou de segunda ordem,  $ie = 6$ , para elementos triangulares. Pela aplicação do método de Galerkin, obtém-se um conjunto de equações diferenciais ordinárias e acopladas, do tipo:  $[A]\frac{\partial\{\vec{h}_T\}(z)}{\partial z} = [B]\{\vec{h}_T\}(z)$  no qual  $[A]$  e  $[B]$  são matrizes esparsas, não simétricas e não-hermiteanas, que contém coeficientes que são funções da geometria e dos parâmetros eletromagnéticos da estrutura em análise, onde o vetor  $\{\vec{h}_T\}(z)$  representa o campo magnético transversal para cada nó da malha.

Para resolver o sistema de equações diferenciais descrito acima, usa-se o esquema das diferenças finitas de (DA SILVA, 2009), ao longo da direção de propagação  $z$ . Com este procedimento, reduz-se o problema inicial, descrito pela equação de onda vetorial, para sistemas algébricos de equações lineares de forma  $([A] + \theta\Delta z[B])\{\vec{h}_T\}(z + \Delta z) = ([A] - (1 - \theta)\Delta z[B])\{\vec{h}_T\}$  onde  $\Delta z$  é o passo de propagação ao longo da direção  $z$  e  $\theta(0 \leq \theta \leq 1)$  é introduzido para controle de estabilidade do método. Para  $\theta = 0,5$  tem-se o esquema de Crank-Nicholson. Finalmente utilizando-se programas otimizados, obtém-se a solução do sistema linear, obtendo-se as distribuições espaciais dos componentes transversais  $h_x$  e  $h_y$  do campo magnético  $\vec{h}_T$ , para sucessivos planos com  $z$  constante. Desta forma, torna-se possível, a visualização da propagação do feixe óptico na estrutura ou dispositivo analisado.

Figura 4.3: Funções de interpolações lineares para o elemento triangular: (a)  $\Psi_1^e$ , (b)  $\Psi_2^e$  (c)  $\Psi_3^e$ . As áreas hachuradas, representam as superfícies planares das funções



Fonte: DA SILVA, 2003

## 4.2 EQUAÇÃO DE ONDA VETORIAL

Para se obter a equação de onda de Helmholtz, faremos uso das seguintes equações de Maxwell:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (15)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (16)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (17)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (18)$$

Os campos  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{D}$ ,  $\vec{B}$  são funções da posição e do tempo. Desta forma, pode-se supor os campos com dependência harmônica no tempo, expresso por  $\exp(i\omega t)$ . Assim as equações de (15)-(18) podem ser reescritas, da seguinte forma:

$$\nabla \times \vec{E} = -i\omega\mu_0\vec{H} \quad (19)$$

$$\nabla \times \vec{H} = i\omega\epsilon\vec{E} \quad (20)$$

$$\nabla \cdot \epsilon\vec{E} = 0 \quad (21)$$

$$\nabla \cdot \mu_0\vec{H} = 0 \quad (22)$$

Nas equações (19)-(22),  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  representam os vetores campo elétrico e magnético, respectivamente. Nesta etapa da formulação iremos considerar meios dielétricos com

anisotropia transversal e definem-se os vetores unitários  $\hat{u}_x, \hat{u}_y$  e  $\hat{u}_z$ , associados às direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respectivamente. Desta forma, um tensor de permissividade pode ser definido como segue:

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \bar{\bar{\epsilon}}_T + \epsilon_{zz} \hat{u}_z \hat{u}_z \quad (23)$$

onde  $\bar{\bar{\epsilon}}_T$  representa um tensor transversal arbitrário  $2 \times 2$ , dado por:

$$\bar{\bar{\epsilon}}_T = \epsilon_{xx} \hat{u}_x \hat{u}_x + \epsilon_{xy} \hat{u}_x \hat{u}_y + \epsilon_{yx} \hat{u}_y \hat{u}_x + \epsilon_{yy} \hat{u}_y \hat{u}_y \quad (24)$$

Os elementos do tensor transversal em (24), podem ser generalizados como funções complexas arbitrárias, variando ao longo da seção transversal do guia, ou plano  $xy$  (DA SILVA, 2009). Assim pode-se considerar meios como pedras, meios não-homogêneos com índices de refração do tipo gaussiano, erro complementar, exponencial, funções quadráticas, meios não recíprocos, etc. Pode-se considerar, ainda, guias magneto ópticos, uma vez que o tensor permissividade apresenta termos fora da diagonal. Partindo das equações de Maxwell, escritas como (19)-(22) a equação de onda para o campo magnético  $\vec{H}$  pode ser obtida. Desta forma, a equação a seguir, também é conhecida como equação de duplo rotacional ou equação de Helmholtz:

$$\nabla \times (\bar{\bar{k}} \nabla \times \vec{H}) - k_0^2 \vec{H} = 0 \quad (25)$$

Onde  $k_0$  é o numero de onda no espaço livre, dado por  $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ , sendo  $\omega$  a frequência angular,  $\bar{\bar{k}} = 1/\bar{\bar{\epsilon}}$ , com  $\bar{\bar{\epsilon}}$  representando o tensor de permissividade relativa. O tensor  $\bar{\bar{k}}$  pode ser escrito da seguinte forma:

$$\bar{\bar{k}} = \bar{k}_T + k_{zz} \hat{u}_z \hat{u}_z \quad (26)$$

$$\bar{k}_T = \begin{bmatrix} k_{xx} & k_{xy} \\ k_{yx} & k_{yy} \end{bmatrix} = \bar{\epsilon}_T^{-1} \quad (27)$$

$$k_{zz} = \epsilon_{zz}^{-1} \quad (28)$$

Em adição o operador  $\nabla$  é definido como:

$$\nabla = \hat{u}_x \alpha_x \frac{\partial}{\partial x} + \hat{u}_y \alpha_y \frac{\partial}{\partial y} + \hat{u}_z \alpha_z \frac{\partial}{\partial z} = \nabla_T + \hat{u}_z \alpha_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (29)$$

Onde  $\alpha_x$ ,  $\alpha_y$  e  $\alpha_z$ , representam parâmetros relativos às PML's, ou ao meio com perdas virtuais. Desde que a propagação ocorra ao longo da direção  $z$ , o parâmetro  $\alpha_z$  é igual à unidade e os outros parâmetros da PML têm que ser determinados de tal forma, que a impedância da onda possa ser contínua através das interfaces formadas entre o meio interno do domínio computacional e a PML. Isto leva a um perfeito casamento sobre as interfaces e as radiações indesejadas são evitadas. Ou seja, simula-se uma propagação no espaço livre em domínio computacional reduzido, sem ocorrer qualquer reflexão nas paredes da janela computacional considerada. Segundo (DA SILVA, 2009), os demais parâmetros da PML são especificados a partir de um parâmetro  $S$ , dado por:

$$S = 1 - i \frac{3c}{2\omega_0 n d} \left(\frac{\rho}{d}\right)^2 \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (30)$$

onde  $\omega_0$  é a frequência angular,  $d$  é a espessura da PML,  $n$  é o índice de refração do meio adjacente,  $\rho$  é a distância da parede interna da interface da PML.  $R$  é o coeficiente de reflexão e  $c$  é a velocidade da luz no espaço livre. A tabela 4.1 descreve os parâmetros  $\alpha_x$  e  $\alpha_y$ .

Tabela 4.1: Descrição dos parâmetros reativos às PMLs:,  $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z = 1$

$\alpha_x$	$\alpha_y$	localização
S	1	Normal à direção x
1	S	Normal à direção y
S	S	Nas quinas

Para as regiões fora da PML, ou seja, as regiões internas ao domínio computacional, mas que não pertencem às regiões consideradas PMLs, os parâmetros  $\alpha_{z,y}$  são iguais à unidade.

Sabe-se que a variação rápida do campo magnético pode ser removida escrevendo uma solução para a equação (25) como em (31):

$$\vec{H}(z, y, x) = \vec{h}(x, y, z) \exp(-jk_0 n_0 z) \quad (31)$$

onde  $n_0$  é o índice de refração de referência e  $\vec{h}(x, y, z)$  é o campo magnético da envoltória, ou porção de variação lenta, para a qual:

$$\vec{h}_T(x, y, z) = h_x \hat{u}_x + h_y \hat{u}_y \quad (32)$$

$$\vec{h}_z = h_z \hat{u}_z \quad (33)$$

As equações (32)-(33) representam as componentes transversal e longitudinal do campo magnético, respectivamente. Usando, em adição, a condição de divergente nulo para o campo magnético,  $\nabla \cdot \vec{H} = 0$ , têm-se que:

$$h_z = \frac{\nabla_T \cdot \vec{h}_T + \frac{\partial h_z}{\partial z}}{\gamma} \quad (34)$$

Onde  $\gamma = jk_0 n_0$ .

Substituindo-se as equações (29) e (32), na equação de onda dada por (25), chega-se a:

$$\nabla_T \times \bar{k}_T \nabla_T \times \vec{h}_z + \nabla_T \times \bar{k}_T \left( \hat{u}_z \times \frac{\partial \vec{h}_T}{\partial z} \right) - k_0^2 \vec{h}_z = 0 \quad (35)$$

e

$$\nabla_T \times \bar{k}_{zz} \nabla_T \times \vec{h}_T + \alpha_z \frac{\partial}{\partial z} \hat{u}_z \times \bar{k}_T \nabla_T \times \vec{h}_z \hat{u}_z + \alpha_z \frac{\partial}{\partial z} \hat{u}_z \times \alpha_z \bar{k}_T \frac{\partial}{\partial z} \hat{u}_z \times \vec{h}_T - k_0^2 \vec{h}_T = 0 \quad (36)$$

A equação (35) representa a componente longitudinal do campo magnético, pois só tem termos orientados segundo a direção axial e, a equação (36), representa a componente transversal do campo magnético, pois só tem termos orientados transversalmente. Seguindo com a formulação, consideraremos apenas a equação que representa a componente transversal do campo magnético. Considerando a equação (31) como uma solução para a equação de onda (25), fazendo  $\gamma = jk_0 n_0$ , tomando a condição de divergente nulo, que leva à equação (34) e fazendo algumas manipulações algébricas, chega-se à seguinte equação vetorial de onda em termos da componente transversal do campo magnético:

$$\begin{aligned} \bar{k}_a \frac{\partial^2 \vec{h}_T}{\partial z^2} - 2\gamma \bar{k}_a \frac{\partial \vec{h}_T}{\partial z} - \bar{k}_b \nabla_T (\nabla_T \cdot \vec{h}_T) - \nabla_T \times k_{zz} \nabla_T \times \vec{h}_T + (\bar{k}_c + \gamma^2 \bar{k}_a) \vec{h}_T + \\ \frac{\partial_{ka}}{\partial z} \frac{\partial \vec{h}_T}{\partial z} + \gamma^{-1} \frac{\partial \bar{k}_a}{\partial z} \nabla_T \frac{\partial \vec{h}_z}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad (37)$$

Os tensores transversais, usados em (37), são definidos a seguir:

$$\bar{k}_a = \begin{bmatrix} k_{yy} & -k_{yz} \\ -k_{xy} & k_{xx} \end{bmatrix} \quad (38)$$

$$\bar{k}_b = \gamma^{-1} \frac{\partial \bar{k}_a}{\partial z} - \bar{k}_a \quad (39)$$

$$\bar{k}_c = k_0^2 - \gamma \frac{\partial \bar{k}_a}{\partial z} \quad (40)$$

A equação (37) descreve a propagação de um feixe óptico em um guia de onda dielétrico anisotrópico. Por ser vetorial, esta equação descreve a dependência dos modos com relação à polarização e, também, leva em conta o acoplamento existente entre as componentes do campo  $\vec{H}$ . A partir da equação (37), pode-se derivar a equação de onda para uma análise escalar da propagação do feixe óptico. Neste caso, pode-se manter a anisotropia diagonal, considerar um meio isotrópico, impor a condição de guiamento fraco e admitir que os campos  $E_x$  e  $E_y$  são bem aproximados pelo modo TE ( $E_y = E_z = H_z = 0$ ) ou pelo modo TM ( $E_x = H_y = E_z = 0$ ), respectivamente (DA SILVA, 2009). Em adição, o meio material varia muito pouco ao longo da coordenada de propagação  $z$ , em relação à variação transversal; com isso, pode-se assumir que:

$$\left\| \frac{\partial \bar{k}_a}{\partial z} \right\| \ll \left| \frac{\partial \vec{h}_z}{\partial z} \right| \ll \left| \frac{\partial \vec{h}_T}{\partial z} \right| \quad (41)$$

Considerando a equação (41), fica claro que os últimos dois termos de (37) são muito pequenos em reação ao primeiro, e podem, perfeitamente, serem desprezados sem causar qualquer efeito para o cálculo do campo  $h_z$ , portanto,

$$\left| \frac{\partial \bar{k}_a}{\partial z} \frac{\partial \vec{h}_T}{\partial z} + \gamma^{-1} \frac{\partial \bar{k}_a}{\partial z} \nabla_T \frac{\partial \vec{h}_T}{\partial z} \right| \ll \bar{k}_a \frac{\partial^2 \vec{h}_T}{\partial z^2} \quad (42)$$

Aplicando (42) em (37), chega-se, finalmente, a seguinte equação de onda vetorial, usada para simular a propagação de feixes ópticos:

$$\bar{k}_a \frac{\partial^2 \vec{h}_T}{\partial z^2} - 2\gamma \bar{k}_a \frac{\partial \vec{h}_T}{\partial z} - \bar{k}_b \nabla_T (\nabla_T \cdot \vec{h}_T) - \nabla_T \times k_{zz} \nabla_T \times \vec{h}_T + (\bar{k}_c + \gamma^2 \bar{k}_a) \vec{h}_T = 0 \quad (43)$$

## 4.3 EQUAÇÃO DE ONDA VETORIAL PARA SIMULAÇÃO DE FEIXES ÓPTICOS

### 4.3.1 Aplicação do Método dos Elementos Finitos

Para se obter a forma paraxial desta análise, despreza-se o primeiro termo de (43). Para isso, considera-se que o guia está orientado ao longo do eixo longitudinal, ou muito próximo do mesmo, o que leva à simplificação da equação de onda de Helmholtz. Neste caso, a aproximação pode causar efeitos nocivos à análise da propagação, principalmente se a estrutura em análise sofrer variações na região do guiamento, ao longo da direção de propagação. Para amenizar este efeito foi introduzida a aproximação não-paraxial, através do uso da fórmula de Padé (DA SILVA, 2009).

A aplicação do tratamento não-paraxial e a introdução de camadas perfeitamente casadas a esta formulação, em conjunto com a maneira de usar e interpretar as manipulações algébricas. É a contribuição deste trabalho em relação às demais formulações já existentes na literatura. Na aplicação do Método dos Elementos Finitos, permite uma visão mais ampla do problema físico, e a formulação através do método de Galerkin é mais simples e de fácil aplicação. Neste trabalho, apresentaremos uma descrição breve do método variacional, pois o método usado para desenvolver a formulação, aqui apresentada, foi o método de Galerkin. Para discretizar a equação (43), no plano  $xy$ , é necessário obter uma forma integral equivalente. Isso pode ser feito através da análise funcional, tal que (43) seja correspondente a equação de Euler.

Um problema típico, de valores de contorno, pode ser descrito por uma equação diferencial  $\mathcal{L}\phi = f$ , aplicada no domínio  $\Omega$ , juntamente com as condições de fronteira, que limita o domínio  $\Omega$ . Neste caso,  $\mathcal{L}$  é um operador linear e auto-adjunto da equação de onda,  $f$  é uma função excitada e  $\phi$  é a função a ser determinada. Para um meio não-recíproco e sem perdas, o operador  $\mathcal{L}$  é simétrico para condições de contorno apropriadas. Nestes termos, a expressão do funcional é real e pode ser diretamente associada com a energia do sistema. Para meios não-recíprocos e com perdas, como é caso em análise, (43), o operador  $\mathcal{L}$  é não-simétrico e não-adjunto. Com isso, nota-se que apesar do funcional ter, em algumas situações, uma interpretação física mais direta e constitua um tratamento matemático mais sofisticado, sua manipulação pode se transformar numa tarefa árdua e muito complicada. Por outro lado, o

método de Galerkin é mais geral e permite, de forma bastante simples e direta, obter a forma integral. Além disso, como já citado, a aplicação de ambos os métodos, tanto o de Galerkin quanto a forma variacional, corresponde à mesma formulação.

O princípio do método de Galerkin pode ser facilmente explicado. Parte-se de um problema de contorno  $\mathcal{L}\phi = f$ , sendo  $\phi \in V(\Omega)$  onde  $V(\Omega)$  define um espaço de funções e, pode-se definir um resíduo  $r$ , que pode ser dado por  $r = \mathcal{L}\tilde{\phi} - f$ , quando  $\tilde{\phi}$  é uma aproximação da solução  $\phi$ . Se forem tomadas funções peso ou funções testes, do tipo,  $\omega, \forall \omega \in W$ , sendo  $W$  um espaço de funções, o uso do método dos pesos residuais, ou método de Petrov-Galerkin, resume-se a encontrar  $\phi = \tilde{\phi} \in V(\Omega)$  de tal forma que  $(r, \omega) = (\mathcal{L}(\tilde{\phi}), \omega) - (f, \omega) = 0$  ou:

$$(r, \omega) = \int_{\Omega} \omega r d\Omega = 0 \forall \omega \in W(\Omega) \quad (44)$$

em que  $\langle \cdot, \cdot \rangle$  representa um produto interno,  $\omega$  é a função peso,  $(r, \omega)$  é a integral do peso residual e  $W(\Omega)$  é o espaço das funções peso. A condição apresentada em (44), pode ser interpretada como uma obtenção da função  $\phi \in V(\Omega)$ , tal que o resíduo  $r$  seja ortogonal ao espaço  $W(\Omega)$ . Quando  $V(\Omega) \neq W(\Omega)$  tem-se o método de Galerkin simplificado ou, simplesmente, Galerkin.

### 4.3.2 Aplicação do Método de Galerkin

Para aplicar o método de Galerkin, primeiramente observam-se os procedimentos adotados anteriormente para o método dos elementos finitos, ou seja, divide-se a região delimitada pelo domínio  $\Omega$  em uma grande quantidade de elementos triangulares. O tamanho dos elementos pode ser diferentes, o que possibilita aplicar mais ou menos elementos nas regiões de interesse, o normal é usar uma maior densidade de elementos onde ocorrem as maiores variações do campo. Nesta análise, cada elemento só pode conter um tipo de meio.

Portanto, a fronteira entre meios será, também, obrigatoriamente a fronteira entre elementos. Assume-se, aqui, que o domínio computacional é limitado por paredes perfeitamente casadas (PMLs), o que reduz drasticamente a janela computacional, sem causar reflexões indesejáveis, quando comparada a janelas computacionais limitadas por paredes elétricas ou magnéticas perfeitas, que devem ser colocadas bem distantes da região de guiamento da onda, para não causar reflexões. Isto leva a grandes janelas computacionais e, a um excessivo esforço computacional na análise de guias aparentemente simples.

Com relação às malhas, exploramos uma das vantagens da aplicação do método dos elementos finitos, que consiste no uso de malhas amplamente não-uniformes, provendo o grau exigido de discretização, que varia de acordo com cada região da estrutura, ou seja, permitem refinamentos mais ou menos densos da malha, de acordo com o interesse. Neste trabalho, usamos malhas invariantes na direção de propagação e ajustadas durante a análise modal, que sempre precedeu a análise da propagação do feixe. De acordo com o método de Galerkin, o problema em questão, estabelecido pela equação de onda vetorial apresentada em (43) pode ser transformado em um problema integral, ou seja, a equação (43) pode ser transformada numa equação integral, para  $z$  fixo, fazendo o produto interno da mesma com a função peso vetorial  $\vec{\omega}_T$ . Esta função peso deve ser definida de acordo com as funções utilizadas para expandir o campo  $\vec{h}_T$ . Deste modo, a aplicação do método de Galerkin, na (25), é direta e o problema passa a ser: achar  $\vec{h}_T \in \vec{H}_\varepsilon^2(\Omega)$ , de tal forma que a aplicação desse procedimento, em (43), leva a:

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \left( \bar{k}_a \frac{\partial^2 \vec{h}_T}{\partial z^2} \right) \cdot \vec{\omega}_T d\Omega - \int_{\Omega} \left( 2\gamma \bar{k}_a \frac{\partial \vec{h}_T}{\partial z} \right) \cdot \vec{\omega}_T d\Omega - \int_{\Omega} \left( \bar{k}_b \nabla_T (\nabla_T \cdot \vec{h}_T) \right) \cdot \vec{\omega}_T d\Omega \\ & - \int_{\Omega} \left( \nabla_T \times k_{zz} \nabla_T \times \vec{h}_T \right) \cdot \vec{\omega}_T d\Omega + \int_{\Omega} \left( (\bar{k}_c + \gamma \bar{k}_a) \vec{h}_T \right) \cdot \vec{\omega}_T d\Omega = 0 \end{aligned} \quad (45)$$

$\forall \vec{\omega}_T \in \vec{H}_\varepsilon^2(\Omega)$ , onde  $\vec{H}_\varepsilon^2(\Omega)$  representa um subespaço do espaço de Hilbert  $\vec{H}_\varepsilon^2(\Omega)$ , cujas funções elementos e suas primeiras e segundas derivadas pertencem ao espaço de funções de quadrado integrável no sentido de lebesgue (DA SILVA, 2009). Para continuar com o

desenvolvimento da formulação  $\vec{H}_\varepsilon^2(\Omega)$  será definida a partir das condições de contorno impostas ao domínio  $\Omega$ , no qual a seção transversal do guia de onda está contida.

Para resolver as integrais do terceiro e quarto termos da equação (45), fazemos uso de algumas identidades vetoriais (DA SILVA, 2009), e efetuamos a integração por partes obtendo, respectivamente:

$$\int_{\Omega} \left( \bar{k}_b \nabla_T (\nabla_T \cdot \vec{h}_T) \right) \cdot \vec{\omega}_T d\Omega = \int_{\partial\Omega} (\nabla_T \cdot \vec{h}_T) \left( \bar{k}_b \vec{\omega}_T \right) \cdot \vec{n} dl - \int_{\Omega} (\nabla_T \cdot \vec{h}_T) \nabla_T \left( \bar{k}_b \vec{\omega}_T \right) d\Omega \quad (46)$$

$$\int_{\Omega} \left( \nabla_T \times k_{zz} \nabla_T \times \vec{h}_T \right) \cdot \vec{\omega}_T d\Omega = \int_{\partial\Omega} \left( k_{zz} \nabla_T \times \vec{h}_T \right) \cdot \left( \vec{\omega}_T \times \vec{n} \right) dl + \int_{\Omega} \left( k_{zz} \cdot \nabla_T \times \vec{h}_T \right) \cdot \left( \nabla_T \times \vec{\omega}_T \right) d\Omega \quad (47)$$

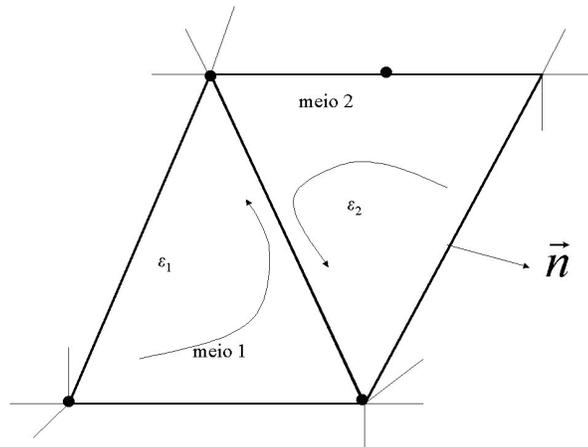
Substituindo-se as equações (46) e (47) na equação (45), passaremos, então, a ter um problema definido por, achar  $\vec{h}_T \in \vec{H}_\varepsilon^1(\Omega)$ , de tal forma que:

$$\int_{\Omega} \left( \bar{k}_a \frac{\partial^2 \vec{h}_T}{\partial z^2} \right) \cdot \vec{\omega}_T d\Omega - \int_{\Omega} \left( 2\gamma \bar{k}_a \frac{\partial \vec{h}_T}{\partial z} \right) \cdot \vec{\omega}_T d\Omega - \int_{\partial\Omega} (\nabla_T \cdot \vec{h}_T) \left( \bar{k}_b \vec{\omega}_T \right) \cdot \vec{n} dl + \int_{\Omega} (\nabla_T \cdot \vec{h}_T) \nabla_T \left( \bar{k}_b \vec{\omega}_T \right) d\Omega - \int_{\partial\Omega} \left( k_{zz} \nabla_T \times \vec{h}_T \right) \cdot \left( \vec{\omega}_T \times \vec{n} \right) dl - \int_{\Omega} \left( k_{zz} \nabla_T \times \vec{h}_T \right) \cdot \left( \nabla_T \times \vec{\omega}_T \right) d\Omega + \int_{\Omega} \left( \left( \bar{k}_c + \gamma \bar{k}_a \right) \vec{h}_T \right) \cdot \vec{\omega}_T = 0 \quad (48)$$

$\forall \vec{\omega}_T \in \vec{H}_\varepsilon^1(\Omega)$ ; aqui  $\vec{n}$  é um valor unitário normal à aresta e aponta para fora do elemento, como mostra a Fig. A.4,  $\partial\Omega$  representa todos os contornos sobre o domínio da seção transversal que inclui as interfaces entre os elementos  $\Omega$ , isto é, inclui todas as interfaces ( $\partial\Omega_{interface}$ ) e contornos externos ( $\partial\Omega_{ext}$ ). Em outras palavras,  $\partial\Omega$  é o contorno que inclui a as interfaces entre elementos de diferentes materiais e as paredes artificiais que limitam o

domínio computacional. Aqui,  $(\partial\Omega_{interface})$  é assumido de forma retângula e separar a região com PMLs da região interna do guia,  $(\partial\Omega_{ext})$  pode ser uma parede elétrica, ou uma parede magnética.  $\vec{H}_\varepsilon^1(\Omega)$  é um subespaço do espaço de Hilbert  $H^1(\Omega)$ , cujas funções elementares e suas primeiras derivadas pertencem ao espaço de funções de quadrado integrável no sentido de Lebesgue. Observa-se, então, que  $\vec{H}_\varepsilon^2(\Omega) \in \vec{H}_\varepsilon^1(\Omega)$  e  $\vec{H}^2(\Omega) \in \vec{H}^1(\Omega)$ . Com integrável no sentido de lebesgue. Observa-se, então, que  $\vec{H}_\varepsilon^2(\Omega) \in \vec{H}_\varepsilon^1(\Omega)$  e  $\vec{H}^2(\Omega) \in \vec{H}^1(\Omega)$ . Com isso, conclui-se que a integração por partes, introduzida na formulação de Galerkin, faz com que a

Figura 4.4: Dois elementos vizinhos de meios diferentes. As setas indicam o sentido de integração das integrais de linha



Fonte: DA SILVA, 2003

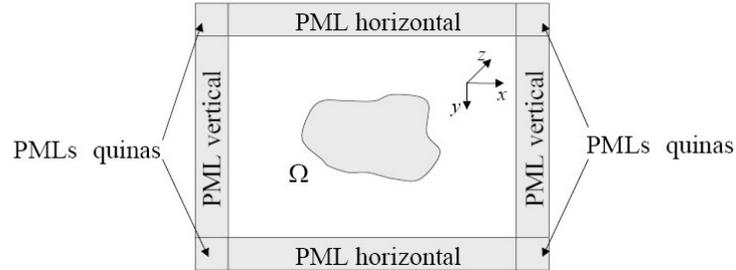
solução desejada seja procurada no espaço  $\vec{H}^1(\Omega)$ , que é equivalente ao espaço de funções contínuas. Conclui-se que a partição do domínio  $\Omega$ , por meio de subdomínios, nos permite definir um conjunto finito de funções de base, que define o número de incógnitas que está diretamente associado ao número de nós dos elementos que cobre o domínio  $\Omega$ , aqui representado pela malha. Portanto quanto mais densa a malha, maior será o número de funções de base e o número de elementos. Se fizermos  $\{\psi_i\}$ ,  $i=1, \dots, n$ , um conjunto de funções de base associado a uma determinada malha, um espaço de dimensão finita, do tipo

$V_n(\Omega) \in \overline{H}^{-1}(\Omega)$ , será gerado. Portanto, o processo de aproximação consiste em aplicar (48) para o subespaço  $V_n(\Omega)$ , o que corresponde a uma discretização de (48), gerando uma solução. Em outras palavras o processo de aproximação é obtido através de subespaço de dimensões finitas. A escolha dos subespaços  $V_n(\Omega)$  e de suas funções de base  $\{\psi_i\}$ , definem os esforços computacionais, o que nos leva a admitir que tais escolhas podem ser feitas de forma a otimizar os recursos disponíveis.

### 4.3.3 Limitação do domínio computacional

Nesta seção, apresenta-se a formulação da equação de onda vetorial para domínios 2-D, assim como, também, a sua discretização utilizando elementos finitos. Por estarmos tratando de guias de onda e estruturas que em geral são abertos, as equações deveriam ser resolvidas em todo o plano  $R^2$ , de forma que todo o campo radiado (estendendo-se a grandes distâncias) pudesse ser tratado adequadamente. Dada a impossibilidade prática deste tratamento, consideramos um domínio  $\Omega$ , finito em  $R^2$ , limitado ou truncado por uma fronteira  $\Gamma$ , no qual adotamos paredes perfeitamente casadas (PMLs, *Perfect Matched Layers*) como condições de contorno que simulam o espaço livre. Considere uma estrutura óptica bidimensional generalizada, de geometria arbitrária, como um guia dielétrico anisotrópico imerso em um meio dielétrico, onde a janela computacional (domínio retangular 2-D) está no plano  $xy$ , e não existe variação na direção  $z$ , ( $\partial/\partial_z = 0$ ). Neste caso, os parâmetros das PMLs obedecem as condições apresentadas na equação (30) e na tabela 4.1. Para simplificar a formulação e a implementação computacional, definem-se eixos de coordenadas retangulares locais sobre as linhas do contorno. Também, para um correto tratamento dos guias, aqui tratados, usamos PMLs juntamente com condições de campo nulo ( $\phi = 0$ ) nas regiões de  $\Gamma$ , onde os campos vão até o infinito. Isto para ambas as polarizações TE e TM.

Figura 4.5: Seção transversal de uma guia dielétrica anisotrópico imerso em um dielétrico rodeado por PMLs



Fonte: DA SILVA, 2003

#### 4.3.4 Integrais de linha

Com relação às integrais de linha, a análise foi feita de maneira minuciosa e precisa. Toda essa preocupação deve-se ao fato de que necessita de um refinamento local apropriado. Neste contexto, os cálculos das integrais de linha, do terceiro e quinto termos da equação (48), foram feitos numericamente obedecendo à condição de que  $\nabla \cdot \vec{h}_T$  deve ser contínuo em todo o domínio. O quinto termo de (48), que representa uma integral de linha e, de acordo com essa formulação é nulo durante todo o domínio e em qualquer situação. Portanto a nossa preocupação restringe-se a resolver o terceiro termo de (48) que representa uma integral de linha não-nula em algumas situações, mas que é nula quando aplicada sobre paredes magnéticas perfeitas (PMC), ou sobre paredes elétricas perfeitas (PEC), para materiais diagonalmente anisotrópicos. Para entender o efeito das integrais de linha, passaremos, então, a analisar a integral de linha representada pelo terceiro termo de (48). Assim, passaremos ao cálculo do termo, reescrito em (49):

$$\int_{\partial\Omega} \left( \nabla_T \cdot \vec{h}_T \right) \left( \vec{k}_b \vec{\omega}_T \right) \cdot \vec{n} dl \quad (49)$$

Da relação do divergente  $\nabla \cdot \vec{H} = 0$ , obtém-se:

$$\nabla_T \cdot \vec{h}_T \equiv \gamma h_z \quad (50)$$

Onde  $\gamma = ik_0\beta_z$ , no qual  $k_0$  representa o número de onda no espaço livre e  $\beta_z$  é o índice efetivo do modo propagante.

Substituindo (49) em (48), chega-se a:

$$ik_0\beta_z \int_{\partial\Omega} h_z \left( \vec{k}_b \vec{\omega}_T \right) \cdot \vec{n} dl \quad (51)$$

A equação (51) mostra, claramente, o que ocorre com a integral de linha (49) quando aplicada sobre uma PEC ou PMC, ou em uma das arestas pertencente a elementos contidos no domínio  $\Omega$ . Em uma parede elétrica perfeita, a integral de linha (A35), conforme mostra (51) se anula quando  $\varepsilon$  é diagonalmente anisotrópico ( $k_{xy} = k_{yx} = 0$ ), pois  $h_z \left( \vec{k}_b \vec{\omega}_T \right) \cdot \vec{n}$  anula-se. Quando aplicada sobre uma Parede Magnética Perfeita, a integral de linha (49), conforme indica, (51) anula-se, pois o componente do campo magnético  $h_z$ , tangente à PMC, é nulo. Para os elementos do interior do domínio  $\Omega$ ,  $\vec{\omega}_T = \omega_x \hat{u}_x + \omega_y \hat{u}_y$ , e  $h_z$  são contínuos nas interfaces que separam elementos de meios diferentes, o que não ocorre com a integral de linha, devido  $\varepsilon$  ser descontínuo para estes elementos. Isso pode ser demonstrado aplicando-se a integral de linha nos elementos vizinhos, mostrados na figura 4.4. Procedendo desta forma, obtêm-se as seguintes expressões:

$$\varepsilon_1 = ik_0\beta_z \int_a^b h_z \left[ (k_{bxx1} \omega_x + k_{bxy1} \omega_y) \vec{n}_x + (k_{byx1} \omega_x + k_{byy1} \omega_y) \vec{n}_y \right] dl \quad (52)$$

para o meio 1, e:

$$\varepsilon_2 = ik_0\beta_z \int_a^b h_z \left[ (k_{bxx2}\omega_x + k_{bxy2}\omega_y)\vec{n}_x + (k_{byx2}\omega_x + k_{byy2}\omega_y)\vec{n}_y \right] dl \quad (53)$$

Para o meio 2,

Para obtenção de (52) e (53), considerou-se  $\vec{\omega}_T = \omega_x\hat{u}_x + \omega_y\hat{u}_y$  e  $\vec{n} = n_x\hat{u}_x + n_y\hat{u}_y$ . Considerou-se, também que  $k_{b1}$  e  $k_{b2}$  são valores de  $k_b$  para os meios 1 e 2, respectivamente. Somando as equações (52) e (53), chega-se à seguinte equação:

$$\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = ik_0\beta_z \left\{ \int_a^b h_z \left[ (k_{bxx1}\omega_x + k_{bxy1}\omega_y)\vec{n}_x + (k_{byx1}\omega_x + k_{byy1}\omega_y)\vec{n}_y \right] dl - \int_a^b h_z \left[ (k_{bxx2}\omega_x + k_{bxy2}\omega_y)\vec{n}_x + (k_{byx2}\omega_x + k_{byy2}\omega_y)\vec{n}_y \right] dl \right\} \quad (54)$$

Verificando a equação (54), nota-se, claramente que  $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = 0$  se  $k_{b1} = k_{b2}$ . Isso significa que a integral de linha (49) anula-se quando aplicada, em elementos pertencentes ao mesmo meio, pois as contribuições se cancelam, uma vez que a integral de linha é feita em sentidos opostos, para os dois elementos adjacentes. Verifica-se, também, que para  $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \neq 0$ , o que ocorre quando  $k_{b1} + k_{b2} \neq 0$ , a integral de linha, em questão, não se anula quando aplicada em elementos que pertencem a meios diferentes.

Quando consideramos o domínio limitado por paredes elétricas, ou magnéticas, perfeitas, podemos facilmente concluir que a integral de linha, representada pelo quinto termo da equação (48) é nula, para qualquer situação. Manipulando-se a equação de Maxwell dada por  $\nabla \times \vec{H} = i\omega\epsilon\vec{E}$ , conclui-se que  $i\omega\epsilon_z\hat{u}_z = k_{zz}\nabla_T \times \vec{h}_T$ . Assim chega-se a:

$$\int_{\partial\Omega} (k_{zz}\nabla_T \times \vec{h}_T) \cdot (\vec{\omega}_T \times \vec{n}) dl = i\omega \int_{\partial\Omega} \epsilon_z \hat{u}_z \cdot (\vec{\omega}_T \times \vec{n}) dl \quad (55)$$

onde  $e_z$  é a componente do campo elétrico na direção  $\hat{u}_z$ , que é contínua nas interfaces dos elementos. Nos elementos internos do domínio  $\Omega$ , as contribuições da integral de linha se cancelam. Quando feita sobre paredes elétricas ou magnéticas, a integral de linha também se anula, pois  $e_z$  anula-se sobre uma PEC e o produto vetorial  $\omega_T \times \vec{n}$ , é nulo quando aplicado sobre uma PMC.

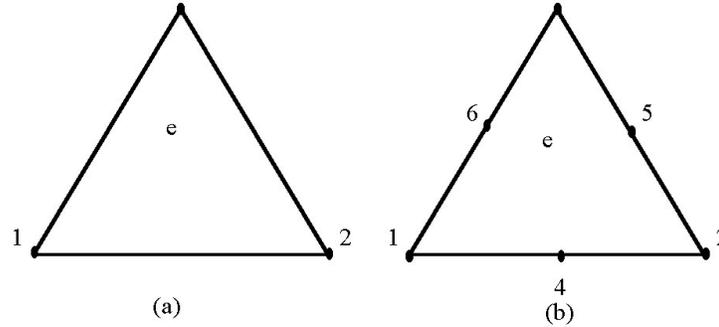
#### 4.3.5 Discretização

Prosseguindo com o modelo convencional do método dos elementos finitos, o domínio a ser discretizado, está mostrado na figura 4.5. As componentes do campo magnético transversal  $h_x(x, y, z)$  e  $h_y(x, y, z)$  são expandidas sobre cada elemento, em termos das funções de base de segunda ordem, do tipo  $\{\psi_j\}$ ,  $j = 1, \dots, N_p$  sendo  $N_p$  o número de nós em cada elemento  $e$ , já que a malha é dividida em  $Nel$  elementos. Desta forma, a componente do campo transversal  $\vec{h}_T(x, y, z)$  pode ser expressa como:

$$\vec{h}_T(x, y, z) = \sum_{i=1}^{N_{px}} h_{xj}(z) \psi_j(x, y) \hat{u}_x + \sum_{N_{py}=1}^{N_p} h_{yj}(z) \psi_j(x, y) \hat{u}_y \quad (56)$$

onde os coeficientes  $h_{xj}$  e  $h_{yj}$  são campos desconhecidos em cada nó. Para elementos lineares,  $N_p = 3$  e, para elementos quadráticos,  $N_p = 6$ , como mostrado na figura 4.6. Substituindo (56) em (48), teremos um problema matricial da seguinte forma:

Figura 4.6: Representação de Elementos triangulares: (a) linear e (b) quadrático



Fonte: DA SILVA, 2003

$$[M] \frac{\partial^2 \{\vec{h}_T\}}{\partial z^2} - 2\gamma [M] \frac{\partial \{\vec{h}_T\}}{\partial z} + ([K] + \gamma^2 [M]) \{\vec{h}_T\} = \{0\} \quad (57)$$

onde  $\{\vec{h}_T\}$  representa um vetor coluna contendo valores desconhecidos de  $h_{xj}$  e  $h_{yj}$ ,  $\{0\}$  é um vetor coluna nulo,  $[M]$  e  $[K]$  são chamados de matrizes globais, definidas por:

$$[M]_{ij} = \int_{\Omega} \bar{k}_a \vec{\psi}_j \cdot \vec{\psi}_i d\Omega \quad (58)$$

$$[K]_{ij} = - \int_{\Omega} (k_{zz} \nabla_T \times \vec{\psi}_j) \cdot (\nabla_T \times \vec{\psi}_i) d\Omega + \int_{\Omega} (\nabla_T \cdot \vec{\psi}_j) \nabla_T \cdot \left( \begin{matrix} \bar{k}_b \\ \bar{k}_c \end{matrix} \vec{\psi}_i \right) d\Omega - \int_{\partial\Omega} (\nabla_T \cdot \vec{\psi}_j) \nabla_T \left( \begin{matrix} \bar{k}_k \\ \bar{k}_l \end{matrix} \vec{\psi}_i \right) \cdot \vec{n} dl + \int_{\Omega} \bar{k}_c \vec{\psi}_j \cdot \vec{\psi}_i d\Omega \quad (59)$$

onde:

$$\vec{\psi}_j = \psi_j \hat{u} \text{ e } \vec{\psi}_i = \psi_i \hat{u} \quad (60)$$

$$\hat{u} = \hat{u}_x \text{ para } j = 1, \dots, N_{px} \quad (61)$$

$$\hat{u} = \hat{u}_y \text{ para } j = N_{px} + 1, \dots, N_p \quad (62)$$

Em (58) e (59),  $\partial\Omega$  representa todos os contornos sobre a seção transversal do domínio  $\Omega$ ,  $\vec{n}$  é o vetor normal unitário. Normalmente,  $\partial\Omega$  inclui todas as interfaces ( $\partial\Omega_{interface}$ ) e o contorno externo ( $\partial\Omega_{ext}$ ). As matrizes  $[M]$  e  $[K]$  podem ser expressas como somas de elementos de matrizes, com relação às coordenadas  $x$  e  $y$ , sobre todos os elementos  $e$ , como segue:

$$[M] = \sum^e \begin{bmatrix} [M_{xx}^e] & [M_{xy}^e] \\ [M_{yx}^e] & [M_{yy}^e] \end{bmatrix} \quad (63)$$

$$[K] = \sum^e \begin{bmatrix} [K_{xx}^e] & [K_{xy}^e] \\ [K_{yx}^e] & [K_{yy}^e] \end{bmatrix} \quad (64)$$

Onde, os elementos das matrizes, mostradas em (63) e (64), podem ser obtidos aplicando-se as expressões globais (58) e (59), sobre cada elemento  $e$ . Desta forma, obtêm-se:

$$[M_{xx}^e] = k_{yy}^e [S_1^e] \quad (65)$$

$$[M_{xy}^e] = -k_{yx}^e [S_1^e] \quad (66)$$

$$[M_{yx}^e] = -k_{xy}^e [S_1^e] \quad (67)$$

$$[M_{yy}^e] = k_{xx}^e [S_1^e] \quad (68)$$

$$[K_{xx}^e] = \alpha_y^2 k_{zz}^e [S_3^e] - \alpha_x^2 k_{bxx}^e [S_2^e] - \alpha_x \alpha_y k_{byx}^e [S_4^e] - \alpha_x (k_{bxx}^e n_x^e + k_{bxy}^e n_y^e) [L_1^e] + k_{cxx}^e [S_1^e] \quad (69)$$

$$[K_{xy}^e] = -\alpha_x \alpha_y k_{zz}^e [S_4^e] - \alpha_y \alpha_x [S_4^e] - \alpha_y^2 k_{bxy}^e [S_3^e] - \alpha_y (k_{bxx}^e n_x^e + k_{bxy}^e n_y^e) [L_2^e] + k_{cxy}^e [S_1^e] \quad (70)$$

$$[K_{yx}^e] = -\alpha_y \alpha_x k_{zz}^e [S_4^e]^T - \alpha_x^2 k_{bxx}^e [S_2^e] - \alpha_x \alpha_y k_{byy}^e [S_4^e] - \alpha_x (k_{bxx}^e n_x^e + k_{bxy}^e n_y^e) [L_1^e] + k_{cyx}^e [S_1^e] \quad (71)$$

$$[K_{yy}^e] = -\alpha_x^2 k_{zz}^e [S_2^e] - \alpha_y \alpha_x k_{byx}^e [S_4^e]^T - \alpha_y^2 k_{bxy}^e [S_3^e] - \alpha_x (k_{bxx}^e n_x^e + k_{bxy}^e n_y^e) [L_2^e] + [k_{cyy}^e] [S_1^e] \quad (72)$$

Onde  $K_{zz}^e$ ,  $K_{rs}^e$ ,  $K_{lrs}^e$  são, respectivamente, os valores dos componentes  $K_{zz}$ ,  $K_{rs}$ ,  $K_{lrs}$  sobre cada elemento  $e$ , onde os sub-índices  $(r, s)$  representam o par coordenado  $(x, y)$  e o sub-índice  $l$  representa  $b$  ou  $c$ , ambos previamente definidos em (26), (39) e (40). As matrizes elementares auxiliares  $[S_{1,2,3,4}^e]$  e  $L_{1,2}^e$ , são dadas por:

$$[S_1^e] = \int_{\Omega^e} \{\psi^e\} \{\psi^e\}^T d\Omega \quad (73)$$

$$[S_2^e] = \int_{\Omega^e} \frac{\partial \{\psi^e\}}{\partial x} \frac{\partial \{\psi^e\}^T}{\partial x} d\Omega \quad (74)$$

$$[S_3^e] = \int_{\Omega^e} \frac{\partial \{\psi^e\}}{\partial y} \frac{\partial \{\psi^e\}^T}{\partial y} d\Omega \quad (75)$$

$$[S_4^e] = \int_{\Omega^e} \frac{\partial \{\psi^e\}}{\partial y} \frac{\partial \{\psi^e\}^T}{\partial x} d\Omega \quad (76)$$

$$[L_1^e] = \oint_{\partial\Omega^e} \{\psi^e\} \frac{\partial \{\psi^e\}^T}{\partial x} dl \quad (77)$$

$$[L_2^e] = \oint_{\partial\Omega^e} \{\psi^e\} \frac{\partial \{\psi^e\}^T}{\partial y} dl \quad (78)$$

onde  $\{\psi^e\}$  representa um vetor coluna contendo funções de forma,  $\Omega^e$  e  $\partial\Omega^e$  denotam, respectivamente, a área dos elementos  $e$ 's e os contornos,  $n_x^e$  e  $n_y^e$ , são respectivamente os componentes do vetor normal unitário com relação às coordenadas  $x$  e  $y$ , para  $\partial\Omega^e$ . Prosseguindo com a formulação, o próximo passo é resolver a equação (57). Para isso seguimos o procedimento adotado por (DA SILVA, 2009) e o aplicamos com a aproximação não-paraxial do tipo Padé de ordem (1,1) (DA SILVA, 2009), em (57), produzindo equação matricial:

$$[\tilde{M}] \frac{d \{ \vec{h}_T \}}{d_z} + [K] \{ \vec{h}_T \} = \{0\} \quad (79)$$

com

$$[\tilde{M}] = [M] - \frac{1}{4\gamma^2} ([K] + \gamma^2 [M]) \quad (80)$$

De (79), pode-se obter, facilmente, a formulação paraxial, fazendo  $[\tilde{M}] = [M]$ . As matrizes  $[\tilde{M}]$  e  $[K]$  são esparsas, não simétricas, não-hermiteanas, de ordem  $2n_p \times 2n_p$ , sendo  $n_p$  o número de incógnitas associadas aos nós das malhas discretizadas. Finalmente, o próximo passo é obter a solução da equação (79). Para isso, aplicou-se o método das diferenças finitas, transformando o problema em um sistema de equações algébricas do tipo:

$$([\tilde{M}(z)] + \theta \Delta_z [K(z)]) \{ \vec{h}_T(z + \Delta_z) \} = ([\tilde{M}(z)] - (1 - \theta) \Delta_z [K(z)]) \{ \vec{h}_T(z) \} \quad (81)$$

Onde  $\Delta_z$  é o passo de propagação ao longo da direção  $z$  e  $\theta (0 \leq \theta \leq 1)$  é introduzido para controle de estabilidade do método, ou seja, decide qual o esquema de diferenças finitas a ser usado. A escolha de  $\theta$  pode variar entre 0 e 1. Estudos realizados sobre estabilidade confirmam que este método é incondicionalmente estável, para  $0 \leq \theta \leq 1$ . Para  $\theta = 0,5$ , em (81), fornece o algoritmo de Crank-Nicholson, que é bastante empregado devido à sua tendência a ser estável e não causar problemas de inconsistência de energia durante a propagação. Salienta-se, entretanto que as matrizes que compõe a equação (79),  $[\tilde{M}]$  e  $[K]$ , são esparsas, sendo a maior parte de seus elementos nulos. Com isso pode-se utilizar métodos otimizados e disponíveis em bibliotecas numéricas, como o programa Me28da Harwel (DA SILVA, 2009), que trabalha com sistemas lineares, não-simétricos, esparsos e não-hermiteanos. Para melhorar a precisão do método aqui usado, o índice de refração de

referência é recalculado a cada passo de propagação, seguindo a precisão dada em (DA SILVA, 2009), como segue:

$$n_0^2 = \text{Re} \left[ \frac{\{\vec{h}_T(z)\}^\dagger [K(z)] \{\vec{h}_T(z)\}}{k_0^2 \{\vec{h}_T(z)\}^\dagger [M(z)] \{\vec{h}_T(z)\}} \right] \quad (82)$$

Sendo que,  $\dagger$  denota o complexo conjugado e transposto. A expressão (82) pode ser interpretada como uma medida da composição do modo espectral de  $\{\vec{h}_T(z)\}$ . Se fizermos  $\{\vec{h}_{Tl}(z)\}$  e  $nl(z)$  corresponderem aos índices de modo local e do modo efetivo, respectivamente, estaremos satisfazendo o problema de análise modal; desta forma:

$$[K(z)] \{\vec{h}_{Tl}(z)\}^\dagger [M(z)] \{\vec{h}_T(z)\} = \delta_{lm} \quad (83)$$

Normalizando os modos locais, teremos:

$$\{\vec{h}_{Tl}(z)\}^\dagger [M(z)] \{\vec{h}_{Tl}(z)\} = \delta_{lm} \quad (84)$$

Expandindo  $\{\vec{h}_T(z)\}$  em termos dos modos locais, tem-se:

$$\{\vec{h}_T(z)\} = \sum_{l=1}^{N_n} \varepsilon_l(z) \{\vec{h}_{Tl}(z)\} \quad (85)$$

e, então, (83) pode ser escrita como:

$$n_0^2 = \operatorname{Re} \left[ \sum_{l=1}^{N_p} \varepsilon_l(z) n_l^2(z) \right] \quad (86)$$

Onde os coeficientes positivos  $\varepsilon_l(z)$  são definidos como  $\varepsilon_l(z) = \frac{|\varepsilon_l(z)|^2}{\sum_{m=1}^{N_p} |\varepsilon_m(z)|^2}$ , e podem ser chamados de “modos espectrais de pesos”. De (86), torna-se clara a interpretação dada para (82). De fato, (86) representa uma média dos modos espectrais de peso dos modos dos índices efetivos, tomados da composição modal de  $\{\vec{h}_T(z)\}$ . Dessa forma, (86) pode ser vista como uma representação do valor esperado para o índice efetivo.

## CAPÍTULO 5

Para mostrar a aplicabilidade das técnicas proposta por (DA SILVA, 2003), para análise de acopladores fotônicos baseados em fibras de cristais fotônicos, será feito neste Capítulo, a análise de estruturas constituídas por dielétricos isotrópicos. Estas estruturas caracterizam-se por se enquadrarem em novo tipo de fibra óptica também conhecida como PCF (do inglês *Photonic Crystal Fiber*).

### RESULTADOS E DISCURSÕES

Aqui, este novo modelo de fibra é aplicado para análise acopladores fotônicos, utilizando-se fibras de Sílica dopadas com Germânio. Os resultados, aqui obtidos, apresentam uma boa concordância com os resultados provenientes do uso de técnicas de análise já conhecidas e consagradas, tais como o método BPM escalar (DA SILVA, 2003) e o método VBPM que emprega as três componentes do campo magnético  $\mathbf{H}$  (DA SILVA, 2003). Varias outras comparações foram feitas com os métodos apresentados e publicados em congressos e revistas especializadas na área. Para todas as simulações e análises da propagação apresentadas neste Capítulo, foram feitas, também, a análise modal e os resultados foram comparados e apresentaram boas concordâncias.

Para validar a aplicação do Método Vetorial da Propagação de Feixes (VBPM) na análise de acopladores com múltiplos núcleos a base de PCFs, primeiramente considerara-se um acoplador constituído por três núcleos distribuídos horizontalmente, sendo um núcleo central e dois núcleos laterais equidistantes do núcleo central. Para obtenção do modo fundamental da fibra com apenas o núcleo central, a formulação apresentada resumidamente na seção II, foi adaptada para calcular os autovalores presentes na estrutura, reduzindo-se a solução de um problema do tipo:  $[A]\{\phi\} = n_{eff}^2 [B]\{\phi\}$  passando a funcionar como um problema de análise modal. Neste caso,  $[A]$  e  $[B]$ , representam matrizes esparsas e complexas (DA SILVA, 2003). Nesta simulação a janela computacional usada foi de aproximadamente 25  $\mu\text{m}$  (direção  $x$ ) e 25  $\mu\text{m}$  (direção  $y$ ) dividida em aproximadamente 15.000 elementos lineares. Com a

formulação adaptada, utilizou-se as equações de Sellmeier para sílica dopada com germânio, na obtenção do índice de refração em função do comprimento de onda. Resultados preliminares mostraram que o uso de malhas com um número de elementos muito grande, não melhora a precisão dos resultados numéricos.

Em todas as simulações, os parâmetros da fibra mostrada na Figura 1 foram:  $\eta_1 = 1.05214$ ,  $\eta_2 = 1.0$ ,  $d/\Lambda = 0.23$ , onde  $\eta_1$  e  $\eta_2$  representam os índices de refração normalizados para as regiões constituídas de sílica dopada com germânio e ar respectivamente,  $d$  representa o diâmetro dos buracos de ar e  $\Lambda$  (*pitch*) é a distância entre os centros de dois buracos de ar consecutivos.

Primeiramente foi feita uma análise na estrutura sem os núcleos 2 e 3, para verificar a dispersão cromática em função do comprimento de onda. Nesta análise foi feita uma comparação entre as dispersões cromáticas obtidas para a estrutura composta por sílica pura e a composta por sílica dopada com germânio. A Figura 4.2 mostra a dispersão cromática para várias faixas de comprimento de onda. Pode-se notar que para sílica pura, a dispersão varia entre  $-4.49$  e  $4.49$  ps/(nm<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>) e para sílica dopada com germânio a dispersão varia entre  $-8.5$  e  $-4.9$  ps/(nm<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>). Resultados preliminares mostram uma tendência de diminuição da dispersão cromática para sílica dopada com germânio, porém a mesma permanece ultra-plana.

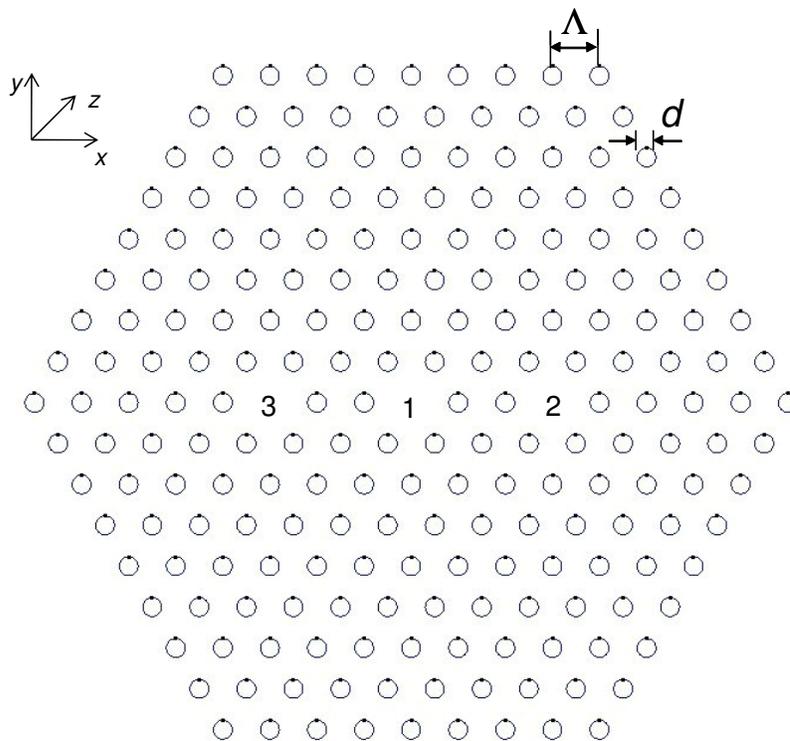
Após a análise da dispersão cromática, passou-se a verificação do acoplamento para a fibra com três núcleos. Nesta Análise, considerou-se a estrutura mostrada na Figura 1. Aqui, o VBPM [8] foi aplicado para calcular a distância de acoplamento para a PCF entre os núcleos presente na PCF. A estrutura foi excitada com um feixe corresponde ao modo  $E_{11}^x$ , lançado no núcleo central, para o qual o índice de refração efetivo ( $n_{eff}$ ) é calculado através da relação  $\beta/k_0$ , obtida através da formulação adaptada para fazer a análise modal (DA SILVA, 2003).

A saber, A Figura 5.1 mostra a seção transversal da PCF com três núcleos, proposta neste trabalho. É importante salientar que esta fibra foi constituída por 8 anéis de furos de ar. Nas regiões que constituem os núcleos, os furos de ar são substituídos por sílica dopada com germânio e os núcleos indicados pelos números de 1-3, sendo o núcleo central representado pelo número 1. As posições dos núcleos foram selecionadas de forma a não quebrar a simetria da estrutura. A distância entre os núcleos 1-2 é igual à distância entre os núcleos 1-3. O sinal é lançado no núcleo 1 e o acoplamento é verificado nos núcleos 2 e 3. O tamanho dos buracos de ar podem ser obtidos e otimizados em função do coeficiente de acoplamento horizontal (DA SILVA, 2003). Para todos os cálculos numéricos, o índice de refração do

material que constitui a região sem os buracos de ar, é o da sílica dopada com germânio, obtido através das equações de Sellmeier.

A transferência de energia entre os núcleos da PCF, pode ser controlada através da variação da distância entre os núcleos 2 e 3, ou através da variação do comprimento de onda. A distância de acoplamento foi calculada para um comprimento de onda  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  para  $A = 2,64 \mu\text{m}$ . O passo de propagação  $\Delta z$ , presente na equação (5) foi de  $0,1 \mu\text{m}$  e a máxima transferência de potência ocorreu para uma distância de aproximadamente  $900 \mu\text{m}$ .

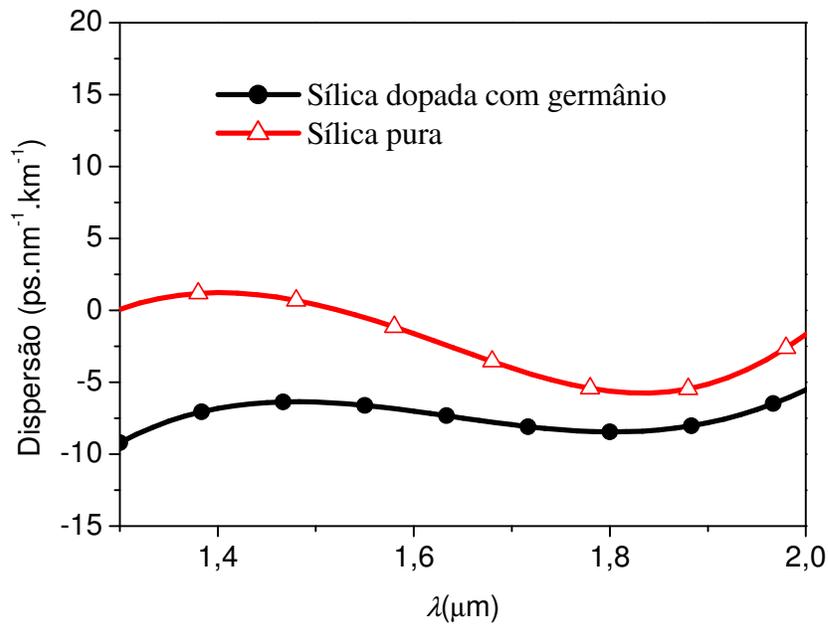
Figura 5.1: Esquema da PCF com múltiplos núcleos baseado na transferência de potência de  $1 \times 2$  e de  $1 \times 3$



Fonte: DA SILVA, 2011

A Figura 5.2 mostra a dispersão cromática obtida para fibra com apenas o núcleo central onde o pulso inicial foi lançado.

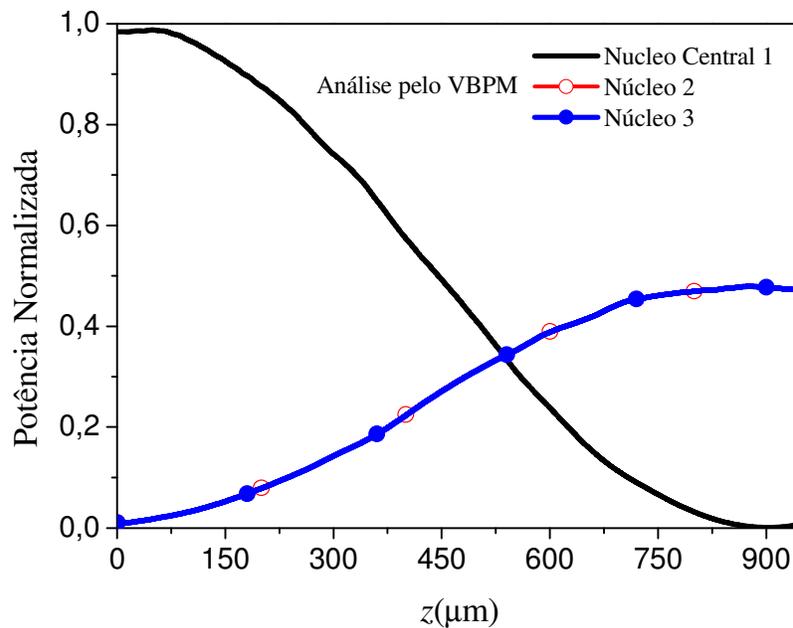
Figura 5.2: Dispersão cromática para estrutura da Figura 1 sem os núcleos adjacente 2 e 3



Fonte: AUTOR, 2011

A Figura 5.3 mostra a potência normalizada presente nos núcleos 2 e 3 da PCF da Figura 5.1, ao longo da direção de propagação. Para obtenção da máxima transferência de potência, o sinal do modo fundamental polarizado na direção  $x$  foi lançado no núcleo 1 da PCF com múltiplos núcleos. A curva preta com linha sem círculos corresponde à variação de potência do núcleo central, a curva azul com círculos cheios, corresponde a potência acoplada no núcleo horizontal 3 e a curva vermelha com círculos não preenchidos, corresponde a potência acoplada no núcleo horizontal 2. Pode-se notar claramente, a partir dos resultados numéricos, que as potências nos núcleos 2 e 3 aumentam gradualmente, até que toda potência lançada no núcleo 1 seja transferida, com coeficiente de acoplamento ao redor de 50%, totalmente para os núcleos adjacentes em uma distância de propagação de aproximadamente 900  $\mu\text{m}$ .

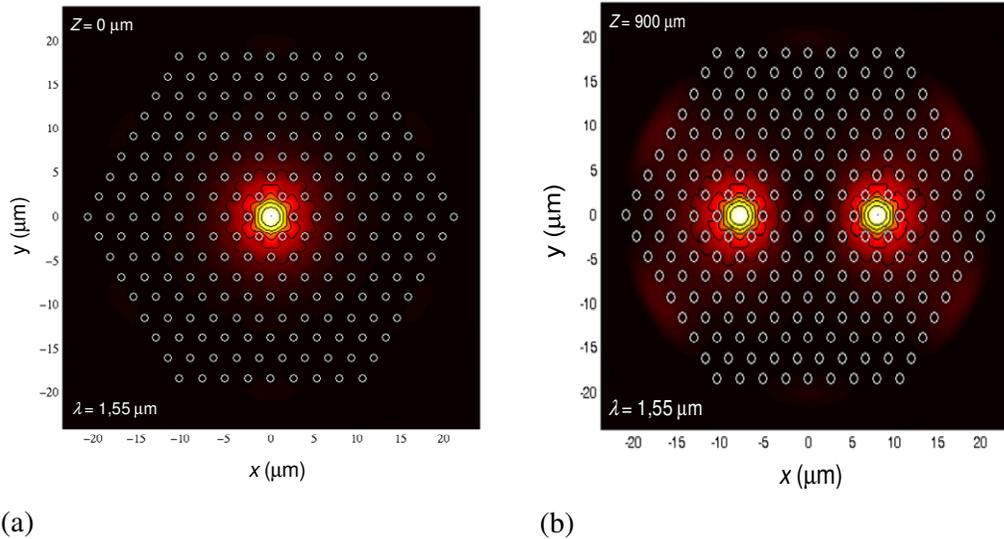
Figura 5.3: Distância de máxima de transferência de potência para PCF com três núcleos



Fonte: AUTOR, 2011

A Figura 5.4a mostra a distribuição do campo modal para componente  $h_x$  no estágio inicial, quando a potência é lançada no núcleo 1. No estágio final, Figura 5.4b, a potência é igualmente distribuída entre os núcleos 2 e 3 da PCF da Figura 1. Este resultado mostra, através da distribuição de campo, a transferência de energia entre os núcleos da estrutura, na direção de propagação.

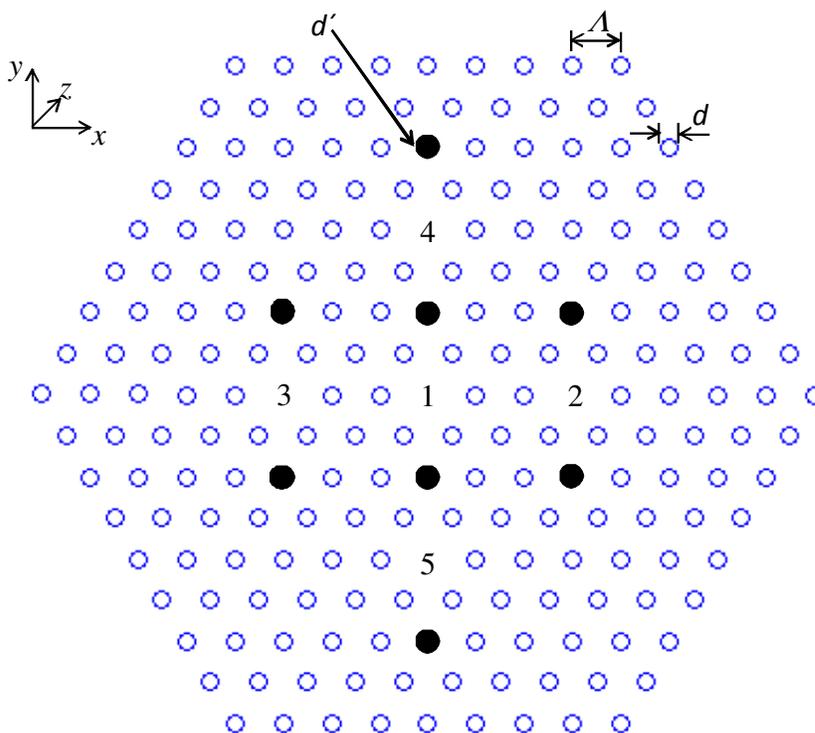
Figura 5.4: Distribuição do campo modal (componente  $x$ ) da PCF com três núcleos (a) para  $z=0 \mu\text{m}$  e (b) para  $z=900\mu\text{m}$



Fonte: AUTOR, 2011

A seguir, será feita a análise para estrutura mostrada na Figura 5.1, considerando-se cinco núcleos, como mostra a Figura 5.5. Para esta análise, os dois núcleos verticais, são equidistantes do núcleo central, porém, a distância entre o núcleo central e cada um dos núcleos verticais, é diferente da distância entre o núcleo central e cada dos núcleos horizontais, também equidistantes em relação ao núcleo central. A distância entre o centro do núcleo central e o centro de cada um dos núcleos equidistantes horizontalmente corresponde a aproximadamente 86 % da distancia do núcleo central em relação a cada um dos núcleos distribuídos verticalmente.

Figura 5.5: Esquema da PCF com múltiplos núcleos baseado na transferência de potência de  $1 \times 2$ , de  $1 \times 3$ , de  $1 \times 4$  e de  $1 \times 5$

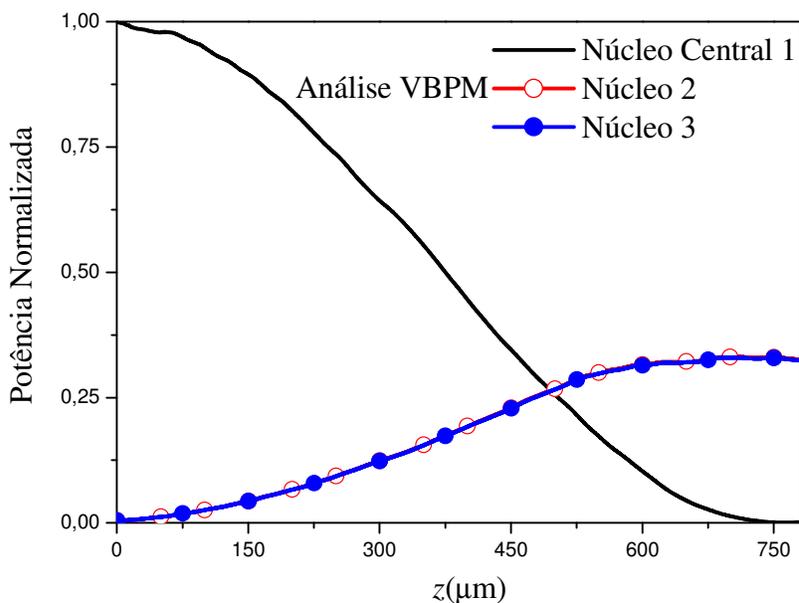


Fonte: AUTOR, 2011

A Figura 5.6 mostra a potência normalizada presente nos núcleos 2 e 3 da PCF da Figura 5.5, ao longo da direção de propagação. É importante salientar que agora estamos considerando a estrutura composta por cinco núcleos. Essa nova distribuição de núcleos afetará consideravelmente a transferência de potência do núcleo central para os núcleos 2 e 3, quando comparados os resultados mostrados na simulação anterior. Para obtenção da máxima transferência de potência, o sinal do modo fundamental polarizado na direção  $x$ , mais uma vez foi lançado no núcleo 1 da PCF com múltiplos núcleos, Figura 5.5. A curva preta com linha sem círculos corresponde à variação de potência do núcleo central, a curva azul com círculos cheios, corresponde a potência acoplada no núcleo horizontal 3 e a curva vermelha com círculos não preenchidos, corresponde a potência acoplada no núcleo horizontal 2. Observa-se que o coeficiente de acoplamento de potência do núcleo central para os núcleos horizontais é de aproximadamente 28 %, bastante inferior a razão de transferência de potência, quando

consideramos a estrutura com apenas três núcleos. Esta diminuição ocorre devido à presença dos núcleos verticais que também receberão potência transferida do núcleo central. As potências nos núcleos 2 e 3 aumentam gradualmente, até que toda potência lançada no núcleo 1 seja transferida totalmente para os núcleos presentes na estrutura, o que ocorre para uma distância de propagação de aproximadamente 800  $\mu\text{m}$ .

Figura 5.6: Distância de máxima transferência de potência do núcleo central para núcleos horizontais 2 e 3 considerando a PCF com cinco núcleos

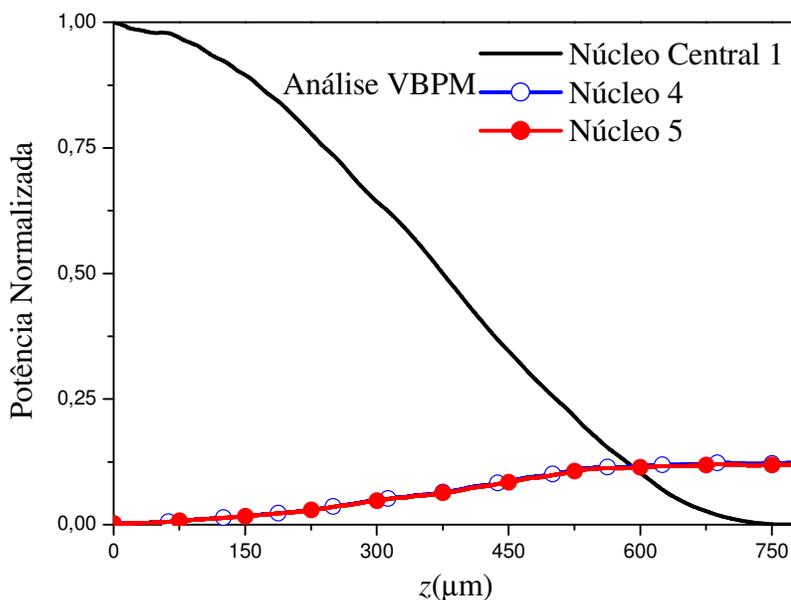


Fonte: AUTOR, 2011

A Figura 5.7 mostra a potência normalizada presente nos núcleos verticais 4 e 5 da PCF da Figura 5.5, ao longo da direção de propagação. Os núcleos verticais estão separados do núcleo central por uma distância 24% maior do que a distância que separa o núcleo central dos núcleos horizontais. Por estar mais distante de onde o feixe de luz é lançado, a potência acoplada nos núcleos verticais é inferior a potência acoplada nos horizontais. A curva preta com linha sem círculos corresponde à variação de potência do núcleo central, a curva azul com círculos cheios, corresponde a potência acoplada no núcleo horizontal 5 e a

curva vermelha com círculos não preenchidos, corresponde a potência acoplada no núcleo horizontal 4. Observa-se que o coeficiente de acoplamento de potência do núcleo central para os núcleos verticais é de aproximadamente 13 %, bastante inferior a razão de transferência para os núcleos horizontais, visto que a distância que separa os núcleos verticais do núcleo central é bem maior que a distância que separa os núcleos horizontais do núcleo central. As potências nos núcleos 4 e 5 também aumentam gradualmente, até que toda potência lançada no núcleo 1 seja transferida totalmente para os núcleos presentes na estrutura.

Figura 5.7 – Distância de máxima transferência de potência do núcleo central para núcleos verticais 4 e 5 considerando a PCF com cinco núcleos



Fonte: AUTOR, 2011

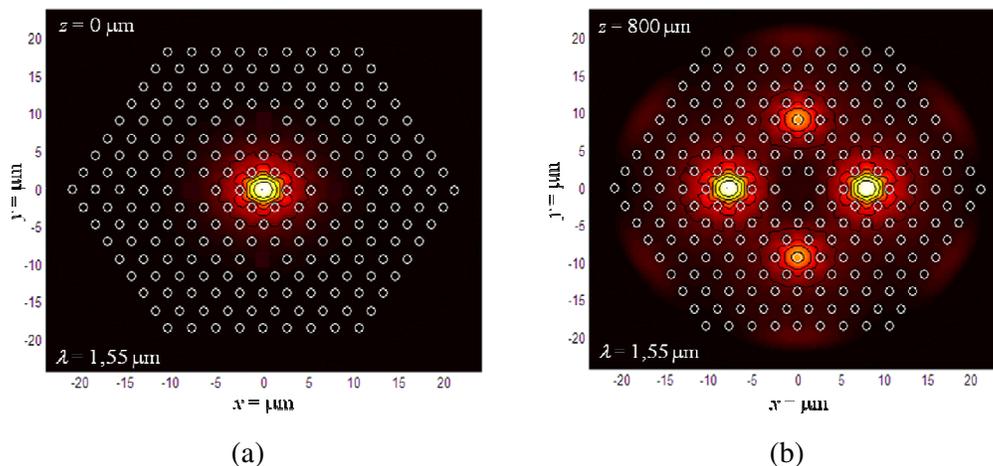
É importante destacar, que estudos preliminares, mostram que a dispersão, para a estrutura analisada neste trabalho, considerando apenas o núcleo central, onde foi lançado o pulso inicial, para todas as simulações realizadas, é ultra-plana sobre as bandas  $E + S + C + L + U$ , sendo que os cálculos numéricos efetuados para obter a distância de acoplamento foi para um comprimento de onda de  $1,55 \mu\text{m}$  que corresponde à banda  $C$ . A divisão de potência

na estrutura proposta, pode ser obtida utilizando-se as equações dos modos acoplados padrão (DA SILVA et al, 2011), neste caso, o acoplamento dos modos entre os núcleos pode ser descrito por um conjunto de equações simples, para o qual é definido um coeficiente de acoplamento. Entretanto, para obtenção do coeficiente de acoplamento através da teoria dos modos acoplados, sugere-se que a distância entre o núcleo central e os demais núcleos presentes na estrutura sejam iguais. Por outro lado, para se obter uma mesma taxa de transferência de potência entre os núcleos horizontais 2 e 3 e os núcleos verticais 4 e 5, visto que as distâncias entre estes e o núcleo central são diferentes, o coeficiente de acoplamento deve ser igual.

Em ordem, para se obter um mesmo coeficiente de acoplamento para todos núcleos vizinhos ao núcleo central, na estrutura mostrada na Figura 5.5, pode-se ajustar os diâmetros dos buracos de ar identificados por  $d'$  na Figura 5.5. O diâmetro destes buracos de ar pode ser obtido, quando o coeficiente de acoplamento horizontal é igual ao coeficiente de acoplamento vertical.

A Figura 5.8a mostra a distribuição do campo modal para componente  $h_x$  no estágio inicial, quando a potência é lançada no núcleo 1 da Figura 5.5. No estágio final, Figura 5.8b, a potência é distribuída igualmente com coeficiente de acoplamento de aproximadamente 28% entre os núcleos 2 e 3 e igualmente com coeficiente de acoplamento de aproximadamente 13% entre os núcleos 4 e 5. Este resultado mostra, através da distribuição de campo, a transferência de energia entre os núcleos da estrutura, na direção de propagação.

Figura 5.8 – Distribuição do campo modal (componente  $x$ ) da PCF com cinco núcleos (a) para  $z = 0 \mu\text{m}$  e (b) para  $z = 800\mu\text{m}$



A estrutura proposta neste trabalho é baseada é uma fibra de cristal fotônico com vários núcleos distribuídos de forma a manter as características de simetria da mesma. Este tipo de estrutura pode usado em aplicações de óptica integrada, tais como: chaveamentos, divisão de potência, modulação, seleção de frequência ou polarização, etc. Para todas as simulações apresentadas, a estrutura com apenas o núcleo central, foi excitada com um feixe correspondente ao modo  $E_{11}^x$ , que possui índice efetivo,  $n_{ef}$  obtido através da relação  $\beta/k_0$ , obtida através da formulação adaptada para fazer a análise modal (DA SILVA et al, 2011). O comprimento de onda, usado em todas as simulações foi centrado em  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , o passo de propagação considerado foi  $\Delta z = 0, 1 \mu\text{m}$  e a constante de fase de referência igual a  $n_{ef} = (\beta_0 + \beta_1)/2k_0$ , onde  $\beta_0$  e  $\beta_1$  correspondem às constantes de propagação dos supermodos simétrico e anti-simétrico de mais baixa ordem, respectivamente, calculadas através da análise modal.

# CAPÍTULO 6

## CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

### 6.1 CONCLUSÕES

Neste trabalho, o método dos elementos finitos em conjunto com a análise modal e o método da propagação vetorial de feixes, foi apresentado e aplicado com sucesso, na análise de uma PCF com múltiplos núcleos, constituída de sílica dopada com germânio. A estrutura analisada exibe uma dispersão cromática ultra-plana, obtida numericamente usando-se uma eficiente formulação baseada no método dos elementos finitos que inclui a dispersão no material. Os resultados obtidos mostram que a potência lançada no núcleo central dividiu-se igualmente entre os dois núcleos vizinhos e equidistantes com uma razão de acoplamento de 50% para a fibra com três núcleos. Resultados preliminares, ainda em análise, mostram que a PCF analisada neste trabalho, pode apresentar uma menor distância de acoplamento entre os núcleos adjacentes ao núcleo central, quando comparadas com o mesmo tipo de PCF constituída de sílica pura na região de guiamento do sinal.

Para a fibra com quatro núcleos, a potência é distribuída igualmente com coeficiente de acoplamento de aproximadamente 28 % entre os núcleos 2 e 3 e igualmente com coeficiente de acoplamento de 12,5 % entre os núcleos 4 e 5. Este resultado mostra, através da distribuição de campo, a transferência de energia entre os núcleos da estrutura, na direção de propagação. Em adição, é importante enfatizar que publicações recentes, mostram o acoplamento em uma PCF com quatro núcleos considerando a sílica pura nas regiões sem buracos de ar. Estudos preliminares mostram que a teoria dos modos acoplados pode ser aplicada para PCFs constituídas de sílica dopada com germânio, neste, caso torna-se necessário um estudo mais detalhado da relação entre a distância entre os furos de ar ( $A$ ) e o diâmetro dos mesmos ( $d$ ), para que não se comprometa o acoplamento do sinal entre os núcleos presentes na estrutura.

Todas as simulações realizadas e resultados numéricos apresentados neste trabalho, foram obtidos mediante um programa computacional, desenvolvido por (DA SILVA, 2009), elaborado em FORTRAN, com o auxílio do MATLAB 6.

## **6.2 TRABALHOS FUTUROS**

Para futuros trabalhos sugere-se a aplicação do propagador vetorial (VBPM), considerando meios dielétricos com anisotropia completa, aqui, a componente longitudinal deve ser considerada.

Este trabalho ainda possibilita o estudo de ondas em estruturas com fortes descontinuidades do índice de refração ao longo da direção de propagação, o que possibilita o estudo de acopladores bidirecionais para aplicações em grades.

Pode-se adaptar a formulação para a análise de estruturas com perfis não-lineares, incorporando-se novas malhas adaptativas.

# REFEFÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AGRAWAL, G. P., **Fiber-Optics Communication System**, 3. Ed. New York, University of Rochester, 2002. 530 f., il. Inclui Índice. ISBNs: 0-471-21571-6 (Hardback); 0-471-22114-7 (Electronic).

BERENGER, J. P., *A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves*, 1994, pp. 185-200, Journal of Computational. Physics, vol. 114, Arcueil, France – Outubro 1994.

BEZERRA, D. S., **Otimização e Análise de Dispositivos Fotônicos Baseados em Fibras Ópticas Utilizando Algoritmos Genéticos**, 2009. 51 f. Dissertação (Mestrado em Ciências da Computação) – Universidade do Estado do Rio Grande do Norte (UERN) e Universidade Federal do Semi-Árido (UFERSA), Mossoró, 2009.

CHAN C. T., HO K. M. and SOUKOULIS C. M., *Existence of a Photonic Gap in Periodic Dielectric Structures*, 1990, 4f , Physical Review Letters, 1990.

CHESINI, G., **Dispositivos Ópticos Baseados em Fibras de Cristal Fotônico com Eletrodos Integrados**, 2009. 87 f. Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade de Campinas, São Paulo, 2009.

COLLIN, R. E - *Foundations for Microwave Engineering*, Segunda Edição, 2000. 944 f, *The IEEE Press Series on Eetromagnetic Wave Theory*, 2000.

CORREA, D.S., **Absorção de multi-fótons em polímeros e resinas poliméricas: espectrologia não linear e microfabricação**. 2009, 177f. Universidade de São Paulo, 2009.

DA SILVA, J. P., **Simulação por Elementos Finitos da Propagação de Feixes Ópticos em Estruturas Fotônicas**, 2003. 86 f., Dissertação (Doutorado em Engenharia Elétrica) – Universidade Estadual de Campinas, São Paulo, 2003.

DA SILVA, J. P., BELLAGUARDA, M. F. **Análise do Acoplamento entre os núcleos de uma Fibra de cristal fotônico dopada com germânio**, 2011. 4 f., Simpósio Brasileiro de Telecomunicações – Curitiba, Paraná, 2011.

DA SILVA, J. P, BEZERRA, D. S e HERNÁNDEZ-FIGUEROA H. E., *Step index holey fiber design by genetic algorithm for chromatic dispersion compensation*, 2011, Microwave and Optical Techn. Letters, 2011.

FEYNMAN, R. P., *The Feynman Lectures on Physics*, vol. 2, 1964. 546 f, California Institute of Technology, *United States of America*.

OLIVEIRA, K. M. B., FERNANDES, H. C. C., *Photonic Bandgap Optical Fiber*, 2002. 2f., Natal, Rio Grande do Norte, 2002.

JESUS, J. T., **Acopladores Direcionais de Fibras Óticas Monomodo**, 1985. 92 f. Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade de Campinas, São Paulo, 1985.

KERSEY A.D. *A review of recent developments in fiber optic sensor technology*, *Optical Fiber Technology*, 1996, 27 f. V. 2, 1996.

KOSHIBA, M. *et al.*, *Coupling characteristics of multicore photonic crystal fiber-based 1 x 4 Power Splitters*, 2009, 7 f. 2009

KUMAR, R. K., VARSHNEY, and SINHA R. K., *Scalar modes and coupling characteristics of eight-port waveguide couplers*, 1989, vol. 7, pp. 293–296, 1989.

LEVY, R. *Directional Couplers*, 1966. Ed., Advances in Microwaves, Vol. 1, Academic Press, New York, 1966.

MALDONADO, E. P., MATOS, D. C., **Aspectos Fundamentais da Tecnologia de Fibras Óticas**, 2003, 7 f., Centro Universitário São Camilo, 2003.

MATEUS, C. F. R. *et. al* – **Construção de Acopladores Direcionais a Fibra Óptica Birrefringente**, 1999, 6 f. São José dos Campos, 1999.

MORTIMORE, D. B., ARKWRIGHT, J. W., *Monolithic wavelength-flattened 1x7 single-mode fused fiber couplers: Theory, fabrication, and analysis*, 1991, 10f, *Appl. Opt.*, vol. 30, no. 6, Fevereiro, 1991.

MORTIMORE, D. B., *Wavelength-flattened fused couplers*, 1985, 2f., vol. 21, 1985.

MORTIMORE, D. B. *Theory and fabrication of 4x4 single-mode fused optical fiber couplers*, 1990, 4f. , vol. 29, 1990.

OLIVEIRA, K. M. B., **Fibra de Cristal Fotônico: Fundamentação e Aplicação**, 2002. 87 f, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, Natal, 2002.

OLIVEIRA, R. E. P., **Caracterização da Sensibilidade de Fibras de Cristal Fotônico à Pressão e Temperatura para Aplicação em Sensoriamento**, 2010, 93 f, Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) - Universidade Presbiteriana Mackenzie, São Paulo, São Paulo, 2010.

PINHEIRO, H. F., HERNANDEZ-FIGUEROA, H. E., *Novel finite-element formulation for vectorial Beam Propagation Analysis in anisotropic medium*, 2000, 3f, Vol. 12, No. 2 IEEE Photonics Technology Letters, Fevereiro 2000.

QUIÑÓNEZ, F. A., **Cristais Fotônicos 2D: Projeto e Fabricação**, 2006. 67 f, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2006.

ZENGERLE, R., LEMINGER, O. G., *Narrow-band wavelength-selective directional couplers made of dissimilar single-mode fibers*, 1987. 3f, *J. Lightw. Technol.* 1987.

SANTOS, A. B., **Geração de Supercontínuo em Fibra Óptica de Cristal Fotônico com Núcleo de Água**, 2007, 113f, Universidade Presbiteriana Mackenzie, São Paulo, 2007.

SANTOS, E. M., **Processos relacionados à inserção de fluidos para sensoriamento com Fibras de Cristal Fotônico, 2007.** 98 f, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2007.

SHAIENDRA K. V., SAITOH K., RAVINDRA K. S. and KOSHIBA M., *Coupling characteristics of multicore photonic crystal fiber-based 1x4 power splitters*, 2009, 7p, v. 27, , 2009.

SMIDERLE, C., BOFF, D., **Fibras Ópticas**, 2003. 26 f, Universidade de Caxias do Sul, Caxias do Sul, 2003.

SPADOTI, D.H, BORGES H.V and ROMERO, M.A., *Novel microstructured optical fiber design for broadband dispersion compensation*. 2007, 5f., *Microwave and Optoelectronics Conference, 2007. IMOC 2007. SBMO/IEEE MTT-S International 2007.*

VASCONCELOS, Y. **Filamentos Versáteis.** Fapesp, 2008. Disponível em: <<http://revistapesquisa.fapesp.br/?art=3523&bd=1&pg=1&lg=>>>. Acesso em: 20 Set. 2011.