



**UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ
ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE
TELEINFORMÁTICA**

ALMIR WIRTH LIMA JUNIOR

**CÉLULA DE COMUTAÇÃO ÓPTICA EM CRISTAL
FOTÔNICO**

Fortaleza-Ceará
2010

Autor: ALMIR WIRTH LIMA JUNIOR

CÉLULA DE COMUTAÇÃO ÓPTICA EM CRISTAL FOTÔNICO

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, (PPGETI) da Universidade Federal do Ceará, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Doutor em Engenharia de Teleinformática.

Orientador: Prof. Dr. ANTONIO SÉRGIO BEZERRA SOMBRA

Fortaleza-Ceará

2010

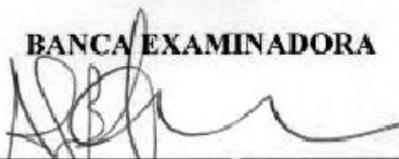
ALMIR WIRTH LIMA JUNIOR

CÉLULA DE COMUTAÇÃO ÓPTICA EM CRISTAL FOTÔNICO

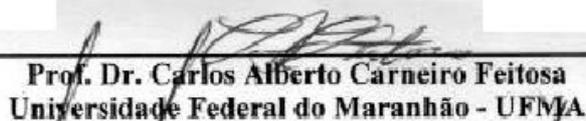
Tese submetida à Coordenação do Curso de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia de Teleinformática. Área de concentração Eletrônica Aplicada

Aprovada em 21/06/2010.

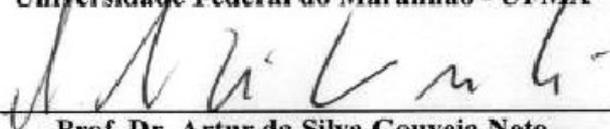
BANCA EXAMINADORA



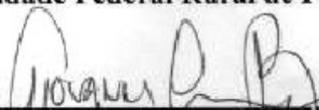
Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra (Orientador)
Universidade Federal do Ceará - UFC



Prof. Dr. Carlos Alberto Carneiro Feitosa
Universidade Federal do Maranhão - UFMA



Prof. Dr. Artur da Silva Gouveia Neto
Universidade Federal Rural de Pernambuco - UFRPE



Prof. Dr. Giovanni Cordeiro Barroso
Universidade Federal do Ceará - UFC



Prof. Dr. Paulo César Cortez
Universidade Federal do Ceará - UFC

DEDICATÓRIA

Dedico esta Tese aos meus filhos, Almir, Stefan e Pedro, e Esposa, bem como a toda a minha Família, e Amigos, especialmente, pelo carinho e apoio em todos os momentos difíceis.

AGRADECIMENTOS

Ao meu Orientador, Prof. Dr. Antonio Sérgio Bezerra Sombra, pela sua atenção, apoio, e dedicação durante todo o processo de elaboração, e apresentação dessa Tese.

Aos professores e colegas do PPGETI pela amizade, e lealdade demonstrada durante o curso.

Ao Prof. Dr. Márcio Gomes da Silva, a quem devo grande parte da base teórica adquirida no assunto, durante a sua orientação no Mestrado.

RESUMO

Apresentamos o ciclo completo de projetos e análises de acopladores ópticos embutidos em cristais fotônicos (PhCs) e selecionamos o acoplador PhC mais apropriado para operar em comutadores totalmente ópticos nas bandas C, L e U do “International Telecommunication Union – ITU” (1530 – 1675nm).

Analisamos e propusemos uma célula de comutação totalmente óptica baseada em acoplador direcional embutido em cristal fotônico (PhC), a qual é acionada através de um sinal de comando óptico externo. Com o intuito de obtermos o menor comprimento de acoplamento possível, nós analisamos diversos tipos de projetos referentes a esses dispositivos.

A análise desses diferentes projetos demonstrou a dependência do comprimento de acoplamento e da faixa operacional em relação ao raio das hastes dielétricas das interfaces e da região central do acoplador.

Finalmente, mostramos todos os detalhes do acoplador direcional mais apropriado para operação como célula comutadora em um comutador totalmente óptico trabalhando nas bandas C, L e U do ITU. Essa célula comutadora é controlada através de um sinal de comando óptico externo, o qual possui potência óptica relativamente baixa. O comprimento de acoplamento mínimo desse dispositivo (estado direto) é 37 μ m.

Palavras-chaves: Acoplador Direcional Óptico, Cristais Fotônicos (PhCs), Comprimento de Acoplamento, Comutadores Ópticos, Intervalo de Faixas Fotônicas (PBG), Região de Acoplamento, Relação de Dispersão.

ABSTRACT

We present the complete cycle of projects, and analysis of optical directional couplers embedded in photonic crystals (PhCs), and selected the more appropriate PhC coupler to operate in all-optical switches in the bands C, L, and U of the ITU (1530 - 1675nm).

We analyze and propose an all-optical switching cell based on directional coupler embedded in photonic crystal (PhC), which is driven by an external command signal. In order to obtain the lowest possible coupling lengths we analyzed several projects of such devices.

The analysis of these different projects demonstrated the dependence of the coupling length and of the operating range, regarding to the radius of the dielectric rods of the interfaces and of the coupler central region.

Finally, we showed all the details of the directional coupler more suitable for operation as switching cell in an all-optical switch working over the C, L, and U bands of the ITU. This switching cell is controlled by an optical external command signal, which has relatively low optical power. The minimum coupling length of this device (bar state) is 37 μ m.

Key-words: Coupling Length, Coupling Region, Dispersion Relations, Optical Directional Coupler, Optical Switches, Photonic Band Gap (PBG), Photonic Crystals (PhCs).

SUMÁRIO

INTRODUÇÃO.....	20
1 COMUTADORES ÓPTICOS (“OPTICAL SWITCHES - OXCs”).....	23
1.1 Visão Geral sobre OXCs e Redes Ópticas.....	23
1.2 Comutadores Ópticos (“Optical Switch Fabrics”).....	28
1.2.1 Características dos Comutadores Ópticos.....	28
1.2.2 Grandes Comutadores.....	29
2 PROPRIEDADES BÁSICAS DOS CRISTAIS FOTÔNICOS (PhCs).....	35
2.1 Tipos de Cristais Fotônicos (PhCs).....	35
2.2 Determinação dos Modos.....	36
2.2.1 Simetrias para Classificação dos Modos.....	41
2.3 Cristais Fotônicos 1D	44
2.4 Cristais Fotônicos Bi-dimensionais (2D)	48
2.4.1 Intervalos de frequência do Cristal Fotônico (PBG).....	49
2.4.2 Parâmetros Estruturais	52
2.4.3 Placas PhC (“PhC Slabs”).....	55
2.4.4 Configuração) de PBGs em Placas PhC.....	57
2.4.5 Alto versus Baixo Contraste de Índice de Refração em Placas PhC	59
2.4.5.1 Alto Contraste do Índice de refração	59
2.4.5.2 Baixo Contraste do Índice de Refração	60
2.4.5.3 O Problema da Linha de Luz em Placas PhC.....	60
2.5 Fabricação de Cristais Fotônicos.....	63
2.5.1 Visão Geral.....	63
2.5.2 Fabricação de Cristais Fotônicos 3D.....	66
3 CARACTERIZAÇÃO ÓPTICA DOS PhCs.....	72
3.1 Tecnologia “Fonte de Luz Interna” (Internal Light Source” - (ILS)).....	72
3.1.1 Princípio Experimental.....	72
3.1.2 Normalização das Medições de Transmissão.....	73
3.1.3 Sintonia Litográfica.....	73
3.1.4 Coleta de Sinais.....	74
3.1.4.1 Os Três Sinais.....	74
3.1.4.2 Posição da Fonte Virtual.....	75

3.1.4.3 Distância de Excitação.....	76
3.1.5 Estrutura da Amostra.....	78
3.1.5.1 Estrutura Vertical do Guia de Onda.....	78
3.5.1.2 Fonte de Luz Embutida.....	80
3.2 Configuração dos Testes.....	82
3.3 Caracterização das Estruturas de Testes.....	85
3.3.1 Placas PhC.....	85
3.4 Modelo de Perda Óptica Fora do Plano.....	89
3.4.1 Perdas Intrínsecas.....	91
3.4.2 Perdas Devido à Profundidade Finita dos Buracos.....	95
3.4.3 Perdas Devido ao Formato dos Buracos.....	97
3.4.3.1 Buracos Cilíndrico-Cônicos.....	97
3.4.3.2 Cones Truncados.....	100
3.4.4 Modelo de Perdas para Estruturas Baseadas em GaAs.....	103
4 MÉTODOS NUMÉRICOS UTILIZADOS.....	105
4.1 Método “Plane Wave Expansion” 2D.....	105
4.1.1 Estruturas PhC 2D.....	109
4.2 Método “Finite Difference Time Domain”.....	112
4.3 Método de Propagação Binária (“Binary Propagation Method-BiPM”).....	113
4.4 Método “Finite Element”.....	114
5 PONTOS DE DEFEITO, GUIAS DE ONDAS E ACOPLAMENTO DE SINAIS EXTERNOS EM PhCs.....	116
5.1 Pontos de Defeito.....	116
5.2 Guiamento em Cristal Fotônico.....	118
5.2.1 Guias de Onda W1.....	118
5.2.1.1 Perdas Ópticas em um Guia de Onda W1.....	125
5.2.1.2 Dispersões em um Guia de Onda W1.....	129
5.2.2 Guias de onda W3.....	132
5.2.2.1 Determinação do Índice de Refração Efetivo usando-se a MSB. .	133
5.3 Acesso ao PhC.....	134
5.3.1 Acesso ao PhC Via Guias de Onda Convencionais.....	135
5.3.1.1 Visão Geral sobre o Acesso aos PhCs.....	135
5.3.1.2 Detalhes do Acesso ao PHC Via Guias de Onda Convencionais.	136
5.3.2 Acesso ao PhC Via Guias de Onda PhC.....	138

5.3.2.1 Conicidade W5 para W1.....	138
5.3.2.2 Conicidade W3 para W1.....	140
5.3.3 Acesso ao PhC Tipo W3-W1 Via Incremento Gradual das Dimensões dos Buracos.....	140
5.3.3.1 Variações devidas à Fabricação.....	141
5.3.3.2 Perdas Fora do Plano	144
6 ACOPLADORES ÓPTICOS DIRECIONAIS EM PhC	146
6.1 Análise Matemática dos Acopladores PhC.....	148
6.1.1 Método do Supermodo.....	148
6.1.2 Método do Modo Acoplado.....	149
6.2 Acopladores em PhC com o Formato dos Buracos Alterados.....	151
6.2.1 Modelagem.....	155
6.2.2 Fabricação e Medições.....	158
6.3 Acopladores em PhC Comutados por Alteração da Condutividade.....	161
6.3.1 Método de Comutação.....	168
6.4 Acopladores em PhC com Controle de Comutação através de Efeitos Não Lineares.....	169
7 ACOPLADOR COM MELHOR PERFORMANCE PARA OPERAÇÃO NAS BANDAS C, L, E U DO ITU.....	173
CONCLUSÕES.....	182
FUTURO TRABALHO.....	184
ARTIGOS RELACIONADOS COM A TESE.....	185
OUTROS ARTIGOS.....	186
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	188

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1.1. Elementos de uma rede óptica [2].....	22
Figura 1.2. Esquemático de um comutador 3D MEMS [2].....	23
Figura 1.3. Interface Óptica Usuário/Rede O-UNI - (“Optical – User to Network Interface”) [2].....	25
Figura 1.4. Operação conjunta de comutadores O-E-O inteligentes e comutadores O-O-O [2].....	27
Figura 1.5. Arquitetura “Crossbar” de um comutador 4x4 utilizando 16 células de comutação 2X2 [4].....	30
Figura 1.6. Comutador do tipo sem bloqueio com reordenamento 8x8 obtido através de 20 células de comutação 2x2 interconectadas através da arquitetura Benes [5].....	31
Figura 1.7. Comutador do tipo sem bloqueio com reordenamento 8x8 obtido através de 28 células de comutação 2x2, interconectadas através da arquitetura “n-stage planar” sem cruzamentos de guias de ondas [4].....	32
Figura 1.8. Comutador 4x4 do tipo alto nível sem bloqueio obtido através de 24 células de comutação 1x2 e 2x1 interconectados através da arquitetura “Spanke” [4].	32
Figura 2.1. Ilustração esquemática de cristais fotônicos uni-dimensional, (1D), bi-dimensional (2D), e tri-dimensional (3D) [6].	35
Figura 2.2. Relação de dispersão referente a um plano de vidro com espessura “a” e $\epsilon = 11,4$	38
Figura 2.3. Configuração de dielétrico com simetria translacional discreta. A unidade de repetição (célula unitária) está realçada através da caixa apresentada [6].	39
Figura 2.4. Estrutura de bandas para propagação na direção do eixo z (“on-axis”), para três diferentes estruturas de PhC 1D [6].	44
Figura 2.5. Modos associados à PBG da parte central da figura 2.4 em $k = \pi/a$ [6].	46
Figura 2.6. Estrutura de bandas referente a um filme multi-camadas (espelho de Bragg) com constante de periodicidade a.	47

Figura 2.7. Parte lateral da estrutura porosa de um PhC 2D, com uma linha de defeito. Os poros estão separados de 1,5 μ m, e possuem profundidade de 100 μ m [9]).	48
Figura 2.8. (a) Esquema de um PhC constituído por buracos de ar perfurados no material dielétrico da placa dielétrica; (b) Esquema de um PhC constituído por hastes dielétricas submersas no ar; (c) Configuração dos modos TE e TM dentro do PhC, e definição da constante de periodicidade e dos índices de refração referentes ao PhC.	49
Figura 2.9. Vista esquemática de uma super-célula PhC contendo um defeito (sombreada), repetida em ambas as direções.	50
Figura 2.10. Diagramas de banda de um PhC com estrutura triangular de buracos de ar perfurados em material dielétrico para modos TE.	51
Figura 2.11. Estruturas direta, recíproca, e zona de Brillouin, incluindo os pontos de simetria da zona irredutível da primeira zona de Brillouin referente a um PhC com estrutura quadrada.	52
Figura 2.12. Zona de Brillouin normatizada referente a um PhC com estrutura quadrada.	53
Figura 2.13. Estruturas, direta e recíproca, bem como a primeira zona irredutível da primeira zona de Brillouin (estruturas triangulares).	53
Figura 2.14. Perfil vertical da estrutura PhC planar [11].	55
Figura 2.15. Diagrama de faixa de um PhC 2D com indicação das linhas de luz do ar, e do revestimento [11].	56
Figura 2.16. Configuração das PBGs de estruturas 2D de buracos em uma matriz dielétrica ($\epsilon = 11,4$): a) Estrutura quadrada, b) Estrutura triangular [9].	57
Figura 2.17. Primeira ordem das PBGs referentes a uma estrutura triangular de buracos de ar em função de "f", para diferentes constantes dielétricas do substrato [9].	58
Figura 2.18. Duas possíveis implementações de PhC 2D com alto contraste de índice de refração.	58
Figura 2.19. a) Representação esquemática da lei de Snell-Descartes, b) Dispersão de modos guiados TE em uma placa dielétrica [9].	60
Figura 2.20. Relação de dispersão de uma estrutura triangular (Polarização TE).	61
Figura 2.21. Cristal Fotônico Bi-dimensional [17].	62

Figura 2.22. “Holey Fibre” [18].	62
Figura 2.23. Estrutura de Yablonovite elaborada através da perfuração de buracos em um material cerâmico [19].	63
Figura 2.24. Cristal Fotônico com estrutura “woodpile” [19].	64
Figura 2.25. Cristal Fotônico com estrutura do tipo opala inversa [19].	64
Figura 2.26. Cristal Fotônico com estrutura em espiral quadrada tetragonal [22].	65
Figura 2.27. Relação PBG/Frequência média da PBG ($\Delta\omega/\omega_g$) da estrutura de diamante, em função do contraste do índice de refração.	66
Figura 2.28. Uma das primeiras estruturas PhC 3D do tipo “Yablonovite” com PBG total [26].	67
Figura 2.29. Estrutura “Woodpile” com PBG total, operando na região de comprimentos de onda infra-vermelha [26 - 29].	68
Figura 2.30. a) Estrutura tri-dimensional idêntica à do diamante (hastes \approx ligações), proposta por S. G. Johnson et al. (MIT) [31]. b) Realização de acordo com M. Qi e H. Smith (MIT).	68
Figura 2.31. Chip desenvolvido por meio de opalas invertidas através de auto-montagem [32, 33].	69
Figura 3.1. Configuração experimental para medições de transmissão em PhCs [34].	72
Figura 3.2. Esquema do método ILS [9].	74
Figura 3.3. Obtenção da posição da fonte virtual [9].	75
Figura 3.4. Medição de um espectro de referência [9].	76
Figura 3.5. a) Estrutura vertical da amostra de InP contendo 2 QWs (Poços quânticos). b) Estrutura vertical da amostra de GaAs contendo 3 camadas QD (Pontos quânticos). c) Perfil do modo guiado para o caso InP. d) Perfil do modo guiado para o caso GaAs [40].	77
Figura 3.6. Diagrama de propagação do modo 1 saindo da faceta.	79
Figura 3.7. a) Sinal de fotoluminescência (PL) TE. b) Perdas modais (TE) do guia de onda InP/GaInAsP tipo degrau [9].	79
Figura 3.9. Esquemático da configuração de operação experimental nas janelas de 1,55 μ m, e 1 μ m [9].	82
Figura 3.10. Esquemático focalizando diferentes linhas coletoras fornecidas através da configuração [9].	83

Figura 3.11. Amostra de teste típica para caracterização básica de PhCs incluindo cavidades 1D [9].....	84
Figura 3.12. Imagem de uma placa PhC orientada na direção , consistindo-se de três blocos de 4, 8, e 10 linhas de buracos de ar, respectivamente. A seta mostra a fonte de excitação típica ($\Phi = 4\mu\text{m}$) [41].....	85
Figura 3.13. Espectro de transmissão de um cristal com 4 e 8 filas de buracos orientado nas direções e [9].....	86
Figura 3.14. Ilustração de forma simplificada das perdas fora do plano, causadas pela ausência do confinamento vertical nos buracos.....	88
Figura 3.15. Espectro de transmissão de PhC com 8 linhas , calculado via FDTD, para diferentes valores de ϵ'' (parâmetros: InP, polarização TE, $f = 0,35$) [9].....	90
Figura 3.16. Configuração dielétrica 3D real [44].....	91
Figura 3.17. Esquema de PhC com buracos de profundidades finitas [45].	94
Figura 3.18. a) Fator de confinamento parcial plotado para três diferentes casos. b) Parâmetro de perda $ehole$ [45].....	95
Figura 3.19. Formato de buraco cilíndrico-cônico [45].....	96
Figura 3.20. Espectro de transmissão através de 8 linhas de PhCs orientados nas direções e para a amostra da figura 3.21 [45].....	98
Figura 3.21. a) Esquema micrográfico de uma amostra InP com formato de buraco cônico, típico ($R_{hole} = 200\text{nm}$, $f = 0,3$). b) Dependência angular das perdas induzidas dependentes do formato do buraco, para buracos estritamente cônicos [9].	99
Figura 3.22. Fotografia microscópica de uma amostra InP gravada através de ICP ($R_{hole} = 120\text{ nm}$, $f \approx 0,5$) [9].....	99
Figura 3.23. a) Esquemático de um buraco com formato de cone truncado. b) a (d): perturbações parciais P1, P2, e P3, nas quais cada plugue radiante P pode ser decomposto [48].....	100
Figura 3.24. Plotagem do termo ϵ''_{hole} em função do ângulo do cone α [48].	101
Figura 3.25. Espectro de transmissão através de oito linhas orientadas na direção	102
Figura 3.26. Corte lateral de determinada estrutura PhC [9].....	103
Figura 4.1. Grade de malha de um PhC para formar um célula unitária no FDTD.	111
Figura 4.2. Grade de malha de um PhC usando FEM.	113

Figura 5.1. Frequência normalizada do modo na cavidade em função do raio da cavidade [6].....	115
Figura 5.2. Configuração de campos elétricos dos modos em função do raio da haste dielétrica [6].....	116
Figura 5.3. (a) Relação de dispersão típica. (b) Velocidade de grupo (vg). (c) Distribuição do campo modal em um PhCW1 [55].....	119
Figura 5.4. (a) Diminuição da frequência normalizada do modo “even” em função da diminuição dos raios dos buracos de ar da primeira linha de buracos de ar. (b) Aumento da frequência normalizada do modo “even” em função do aumento dos raios dos buracos de ar da segunda linha de buracos de ar [55].	120
Figura 5.5. Abrindo um novo projeto através da janela “Model Navigator” do COMSOL.....	121
Figura 5.6. Configurando eixos e grades do projeto.....	122
Figura 5.7. Configurando as condições de fronteira.....	123
Figura 5.8. Obtenção dos campos modais se propagando no interior do PhCW1.	124
Figura 5.9. Exemplo de perfil vertical de uma PCS perfurada com buracos de ar.	125
Figura 5.10. Esquema do teste usado para medição de perdas ópticas em PhCW1s embutidos em placas PhC [58].	126
Figura 5.11. Relação de dispersão do PhCW1 [58].....	126
Figura 5.12. Parte superior: espectro de transmissão para diferentes comprimentos de PhCW1s (0,1, 0,4, 0,7 e 1,0mm). Parte inferior: espectro de perda óptica do PhCW1 [58].....	127
Figura 5.13. Esquema da estrutura PhC onde o PhCW1 está embutido.....	128
Figura 5.14. Índice de refração de grupo versus comprimento de onda [54].....	129
Figura 5.15. (a) Parâmetro GVD. (b) Parâmetro TOD. (c) Parâmetro FOD [54]..	130
Figura 5.16. Relação de dispersão de um guia de onda W3 com os diferentes modos suportados [59].	131
Figura 5.17. Posição simulada da MSB em função do índice de refração neff [59].	132
Figura 5.18. (a) Determinação do índice efetivo de refração neff utilizando-se a MSB medida em guias de onda. (b) Comparação entre simulações 2D com valores encontrados e medidos [59].....	133

Figura 5.19. Acesso a um guia de onda PhC através de guias de onda convencionais, e guiamento no PhC [59].....	134
Figura 5.20. a) Acesso via guia de onda tipo “cume”. b) Acesso tipo guia de onda tipo “regio” [59].....	135
Figura 5.21. Estrutura de acesso ao PhC para acoplamento da luz proveniente de um fibra com extremidade cônica [59].....	136
Figura 5.22. (a) Fotografia micrométrica (SEM) da transição “regio”/“cume”. (b) Simulação da transmissão referente ao acesso, incluindo a transição “regio”/“cume” [59].....	136
Figura 5.23. (a) Modos em um guia de onda W5. (b) Modos “even” e “odd” em um guia de onda W [59].....	137
Figura 5.24. (a) Esquemático de acesso via conicidade por etapas (W5-W3-W1). (b) Comparação entre diferentes métodos de simulação em termos de transmissão de potência referente ao acesso W5-W3-W1. (Material: InP3, $f = 0,40$) [59].	138
Figura 5.25. Transmissão medida (gráfico superior) e simulada 3D (gráfico inferior) para o acesso tipo conicidade em etapas W5 para W1. (Material: InP3, $f = 0,40$) [59].....	138
Figura 5.26. Simulações MMP 2D e FDTD 3D referentes a um acesso W3-W1. (Material: InP1, $f = 0,40$) [59].....	139
Figura 5.27. Comportamento da transmissão referente aos tipos de acesso com incremento dos diâmetros dos buracos linear, e geométrico. (Material: InP1, $f = 0,40$) [59].....	140
Figura 5.28. Formato da conicidade mostrando as direções horizontal e vertical do cone de acesso em uma estrutura PhC [59].....	141
Figura 5.29. Resultados de simulações para região de conicidade em etapas [59].	142
Figura 5.30. Aprimoramento da eficiência de transmissão da região de acesso com conicidade obtida em cinco etapas, através do efeito da conicidade vertical, utilizando-se índices de refração maiores para os buracos menores. (Material: InP1, $f = 0,40$) [59].....	143
Figura 5.31. (a) Distribuição do campo H via FDTD 3D na entrada de uma região cônica de cinco etapas. (b) Distribuição de ϵ'' em função da posição do buraco. (c) Simulação 2D para comparação com a simulação 3D (Matéria: InP1, $f = 0,40$) [59].	144

Figura 6.1. a) Dispersão linear. b) Divisão dependente da freqüência. c) Regime com os guias de onda desacoplados.	145
Figura 6.2. Acoplamento direcional de acordo com o método dos supermodos.	147
Figura 6.3. Relação de dispersão de dois guias de onda acoplados.....	148
Figura 6.4 Esquemático para obtenção das equações dos modos acoplados....	150
Figura 6.5. Esquemático de um acoplador [65].....	151
Figura 6.6. Relação de dispersão do guia de onda otimizado com a faixa de freqüência monomodo em torno de 88,7% da faixa proibida [65].	152
Figura 6.7. Diagrama de dispersão de um guia de onda W1 (linhas tracejadas), e de um acoplador (linhas sólidas) [66].....	153
Figura 6.8. (a) Esquemático de três projetos de acopladores PhC. (b) Simulações PWE da faixa de operação e comprimento de acoplamento mínimo [66].....	154
Figura 6.9. Simulações do campo Hz para os acopladores dos Projetos A e B [66].	156
Figura 6.10. Comprimento de acoplamento em função da freqüência reduzida [66].....	157
Figura 6.11. Fotografia micrométrica (SEM) de um acoplador PhC típico [66]. ..	158
Figura 6.12. (a) Gráfico da potência transmitida normalizada para o estado direto (quadrados cheios), e “cross” (quadrados vazios), versus comprimento do dispositivo [66].....	159
Figura 6.13. Acoplador embutido cristal fotônico com estrutura triangular de hastes dielétricas submersas em ar [73, 74].....	161
Figura 6.14. (a) Diagrama de dispersão para a estrutura mostrada na figura 6.13, obtida usando-se os métodos PWE e FDTD. (b) Curvas de dispersão do sistema CPhCW mostrado em (a). (c) Diagrama de dispersão para um sistema CPhCW embutido em um PhC com estrutura triangular de buracos de ar perfurados em dielétrico. (d) Curvas de dispersão CPhCW mostrado na parte (c) [1].....	164
Figura 6.15. Acoplador embutido em uma estrutura periódica de buracos de ar no formato triangular [83, 84].....	166
Figura 6.16. Esquemático do acoplador controlado por comando externo [90]...169	169
Figura 6.17. Curva de dispersão do acoplador mostrado na Figura 6.16 [90].....169	169
Figura 6.18. Distribuição do campo elétrico dentro do acoplador obtido através do método FDTD para $u = 0,3281$. (a) Regime linear. (b) Regime não linear. (c) Sinal de controle para $u = 0,285$ [90].....	170

Figura 7.1. Esquemático do acoplador.	172
Figura 7.2. Cálculo do comprimento de acoplamento.....	173
Figura 7.3. Passagem do estado direto para o estado cruzado.....	174
Figura 7.4 (a). Intensidade do campo elétrico dos supermodos ($u = 0.3127$) e do sinal de comando ($u = 0,283$). (b) Relação de dispersão do sinal de comando.....	174
Figura 7.5 (a). Distribuição do campo elétrico antes da inserção do sinal de comando. (b) Distribuição do campo elétrico antes da inserção do sinal de comando. (c) Distribuição do campo elétrico referente ao sinal de comando.....	175
Figura 7.6. a) Frequência normalizada versus β . b) Comprimento de onda versus n_2	176
Figura 7.7. Variação de β em função do comprimento do acoplador.....	177
Figura 7.8. a) Potência óptica do sinal de comando. b) Variação do índice de refração em função do comprimento do acoplador.....	178
Figura 7.9. Transmissão em função do coeficiente de acoplamento.....	180
Figura TF1. a) Escrita de dados na memória óptica. b) Leitura de dados da memória óptica.....	183
.....	186

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1: Parâmetros referentes às estruturas quadradas e triangulares de PhCs.....	57
Tabela 3.1. Modos verticais na estrutura heterogênea de GaAs. O comprimento de extinção inclui o tunelamento no ar, e a absorção no núcleo com centro do espectro em 1050nm.	81
Tabela 3.2 Visão geral dos resultados (f , ϵ'') para placas PhCs baseadas em GaAs.....	90
Tabela 6.1 Comparação entre as dimensões dos buracos desejados, e fabricados, bem como do impacto no comprimento de acoplamento via simulações PWE.....	163

LISTA DE SÍMBOLOS

- A_{eff} – Área efetiva
 a – Constante de periodicidade da estrutura do cristal fotônico
 a_j – Vetores da estrutura direta
 b_j – Vetores da estrutura recíproca
 B – Densidade de fluxo magnético, parâmetro de XPM.
 C – Capacitância
 c – Velocidade da luz no vácuo
 D – Densidade de fluxo elétrico
 E – Campo elétrico, energia
 G - Conjunto de vetores recíprocos
 f – Fator de preenchimento, frequência
 G - Condutância
 H – Campo magnético
 I – Corrente elétrica
 i - $(-1)^{1/2}$
 J - Densidade de corrente elétrica
 j - $(-1)^{1/2}$
 k – Número de onda
 L – Indutância, comprimento
 L_c – Comprimento de acoplamento
 m – Massa
 n – Índice de refração
 n_{eff} – Índice de refração efetivo
 n_2 – Índice de refração não linear
 P – Potência
 Q – Fator de qualidade
 R – Resistência elétrica, espaçamento, refletividade
 r – Função de periodicidade do Phc
 T – Período, temperatura, Transmissividade
 t – Tempo
 u – Frequência normalizada

- V – Tensão, Volume
 V_c - Volume da célula unitária
 v – Velocidade de propagação
 v_f – Velocidade de fase
 v_g – Velocidade grupo
 W – Densidade de potência, Vetor de Poynting
 w – Frequência angular
 X – Reatância
 Y – Admitância
 Z – Impedância
 Z_0 – Impedância característica
 α – Fator de perda, ângulo
 β – Constante de fase
 γ - Parâmetro de não linearidade, constante de propagação
 Γ , K e M – Pontos de simetria da zona irreduzível de Brillouin
 $\Delta\beta$ – Diferença entre constantes de propagação
 ϵ , ϵ_0 , ϵ_r – Constante dielétrica (ou Permissividade) absoluta, no vácuo e relativa
 ϵ'' , ϵ''_{intr} , ϵ''_{hole} – Perdas fora do plano, intrínseca e nos buracos
 κ – Constante de acoplamento
 λ – Comprimento de onda
 μ , μ_0 , μ_r – Permeabilidade magnética absoluta, no vácuo e relativa
 ρ – Densidade volumétrica de carga elétrica

INTRODUÇÃO

Cristais fotônicos são estruturas periódicas de meio dielétrico em escala de comprimento de onda. Essas estruturas com índice de refração periódico podem ocasionar uma teoria de banda para fótons, semelhante ao que acontece com os elétrons em uma estrutura atômica com potencial periódico. As propriedades eletromagnéticas dos cristais fotônicos são completamente determinadas através das soluções das equações de Maxwell.

Os cristais fotônicos (PhCs) são também conhecidos como “cristais PBG” (“Photonic Band Gap Crystals”), ou seja, cristais fotônicos com intervalo de frequência (faixa de frequência). Esses dispositivos conseguem refletir qualquer luz incidente, com frequência dentro de uma determinada faixa de frequências (PBG).

Existe uma grande variedade de tipos de PhCs. De forma grosseira, os PhCs podem ser diferenciados uns dos outros, através da periodicidade de suas funções dielétricas (periodicidade em uma, duas, ou três dimensões).

Atualmente, os componentes eletrônicos em modernos computadores são forçados a operar em frequências cada vez mais altas, o que ocasiona o aquecimento demasiado dos componentes eletrônicos. Entretanto, o maior problema para a eletrônica são os nós em redes de telecomunicações ópticas, uma vez que os dispositivos eletrônicos não conseguem operar com grandes faixas operacionais de frequência e banda passante, principalmente, devido ao processo de modulação/demodulação dos sinais. Portanto, pesquisadores em todo o mundo estão se ocupando cada vez mais, no sentido de encontrar dispositivos ópticos, os quais possam substituir componentes eletrônicos.

Os PhCs oferecem enormes possibilidades para modelagem do fluxo de luz. Utilizando-se efeitos não lineares de PhCs, é possível a obtenção da operação do dispositivo de forma eficiente em sistemas com altas frequências e sujeitos a grandes bandas passantes. Além disso, devido às dimensões nanométricas dos PhCs é possível a integração desses dispositivos em pastilhas microscópicas (“chips” ópticos).

Podemos fazer a seguinte analogia entre semicondutores e PhCs: “os semicondutores estão para a eletrônica, assim como os PhCs estão para a óptica integrada.”

Comutadores ópticos maiores do que 2x2 (duas portas de entrada e duas portas de saída) podem ser obtidos através de cascadeamento de pequenos comutadores organizados de forma correta.

Os acopladores direcionais foram estudados por muito tempo utilizando-se a óptica clássica integrada. Entretanto, atualmente, os acopladores direcionais embutidos em cristais fotônicos estão sendo estudados cada vez mais.

O objetivo desta Tese é desenvolver a teoria sobre os acopladores direcionais ópticos embutidos em cristais fotônicos (CPhCs), para sua utilização como célula de comutação em comutadores totalmente ópticos.

Tendo em vista que os modernos sistemas de comunicações ópticas DWDM (“Dense Wavelength Division Multiplexing”), ou seja, multiplexação densa por divisão de frequência, podem utilizar as bandas C, L e U do ITU (1530nm a 1675nm), apresentamos os acopladores embutidos em cristais fotônicos, que demonstraram os melhores desempenhos para operação nessa faixa de comprimentos de onda. Projetamos e analisamos uma célula de comutação baseada nesses acopladores, a qual é impulsionada através de um sinal de comando óptico externo com potência óptica relativamente baixa. Diferentemente da maioria dos trabalhos apresentados na literatura, que usa a condutividade induzida de forma elétrica ou óptica na região de acoplamento entre os dois de guias de onda acoplados [1], o acoplador direcional que estamos propondo está baseado na alteração do índice de refração efetivo, através de efeitos não lineares.

Elaboramos diversas simulações nesses acopladores, para conseguirmos nossos objetivos. Em nossas simulações foram utilizados os métodos PWE (“Plane Wave expansion”), FDTD (“Finite Dimension Time Domain”), COMSOL (“Finite-Element”-FE) e o Método de Propagação Binária (“Binary Propagating Method – BiPM), o qual é baseado no MATLAB. O BiPM foi desenvolvido na própria U.F.C. Através dos nossos estudos e simulações, chegamos ao acoplador, cujo desempenho, foi o melhor possível para operação nas faixas C, L, e U do ITU (1530nm a 1675nm).

A apresentação da nossa tese é constituída por sete Capítulos. No Capítulo 1 detalhamos os comutadores ópticos (OXCs) utilizados em redes totalmente ópticas. No Capítulo 2 mostramos as propriedades básicas dos cristais fotônicos, e no Capítulo 3 descrevemos a caracterização óptica desses dispositivos. Esses dois capítulos nos fornecem a teoria necessária sobre cristais fotônicos, de forma que nos próximos capítulos passamos a escrever sobre o desenvolvimento de

dispositivos baseados em cristais fotônicos. Dedicamos o Capítulo 4 ao estudo dos métodos numéricos utilizados em nossas simulações. O Capítulo 5 detalha os guias de onda baseados em PhCs, incluindo o acoplamento de sinais externos. No Capítulo 6 projetamos e analisamos diversos acopladores direcionais embutidos em cristais fotônicos. O Capítulo 7 é dedicado ao acoplador selecionado como mais apropriado para operação nas faixas C, L e U do ITU. Após o Capítulo 7 mostramos nossas Conclusões com relação a esse nosso objetivo.

1 COMUTADORES ÓPTICOS (“OPTICAL SWITCHES - OXCs”)

1.1 Visão Geral sobre OXCs e Redes Ópticas

As Operadoras de serviços de telecomunicações adotaram, principalmente nos núcleos das suas redes de transporte (“backbones”), a multiplexação densa por multiplexação de comprimento de onda (DWDM - “Dense Wavelength Division Multiplexing”) para suprir imediatamente, a necessidade do rápido e enorme incremento de taxas de transmissão (e conseqüentemente da banda passante). Essa infra-estrutura baseada em comprimentos de onda proporcionou a nova geração de redes totalmente ópticas.

Nas atuais redes totalmente ópticas foram introduzidos novos elementos de rede, a fim de possibilitar as novas arquiteturas de redes com enormes bandas passantes. A maior inovação em tais redes é o comutador óptico, o qual proporciona também a inteligência do núcleo da rede totalmente óptica. Na Figura 1.1 estão detalhados os elementos de uma rede totalmente óptica.

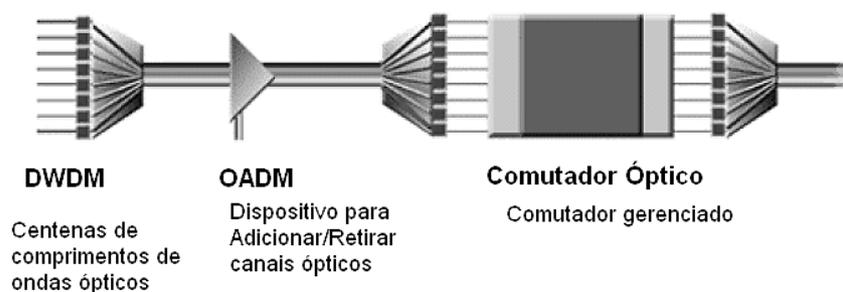


Figura 1.1. Elementos de uma rede óptica [2].

Os comutadores ópticos proporcionam a convergência das funções de transporte, enorme banda passante, e inteligência da rede, a qual por sua vez permite a distribuição eficiente de uma ampla faixa de dados, para a gerência da rede.

Todos os atuais tipos de aplicações, como, por exemplo, dados, voz, vídeo, telemedicina, e multímida em geral, bem como futuras aplicações podem ser transportadas através dessa rede.

Os atuais comutadores ópticos podem ser do tipo O-E-O (Óptico – Elétrico – Óptico), nas quais os sinais precisam ser convertidos para a forma elétrica,

comutados, e depois reconvertidos para a forma óptica, e do tipo O-O-O (Óptico – Óptico – Óptico), nas quais todo o processamento é elaborado de forma óptica, sem a necessidade de conversões óptico/elétrico/óptico. No segundo caso a rede é denominada rede totalmente óptica (AON). Apesar de que os comutadores totalmente ópticos proporcionam bandas passantes muito largas, possibilitando taxas de transmissão da ordem de terabits, e mesmo assim alcançando menores tempos de comutação, a inteligência do sistema ainda precisa ser elaborada através de circuitos eletrônicos. Estudiosos, mundo afora, estão muito interessados na evolução de novos “chips” ópticos, o que garantiria uma rede totalmente óptica. Portanto, o atual estágio das redes exige um minucioso detalhamento da inter-operacionalidade entre os comutadores O-E-O e O-O-O.

Entre outras tecnologias existentes, a tecnologia 3D MEMS (Micro-Electromechanical System) é muito usada no atual momento. Essa tecnologia utiliza mecanismos de controle para direcionar micro-espelhos em todas as direções (3D).

Os comutadores ópticos podem ser utilizados em redes DWDM, operando sobre inúmeras fibras ópticas, onde cada uma dessas fibras ópticas pode transportar centenas de comprimentos de onda ópticos (canais ópticos). O esquemático de um comutador totalmente óptico baseado na tecnologia 3D MEMS está mostrado na Figura 1.2.

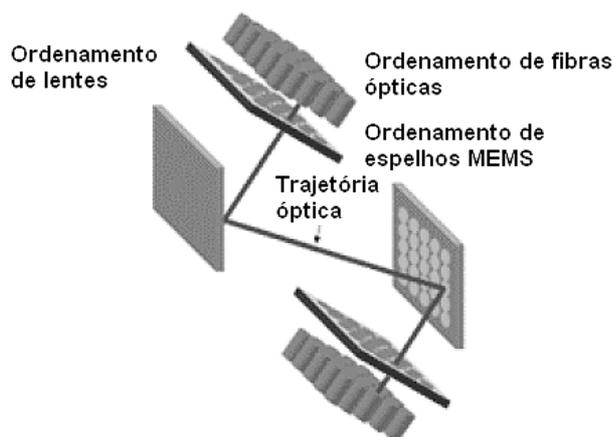


Figura 1.2. Esquemático de um comutador 3D MEMS [2].

Um dos principais desafios para a tecnologia 3D MEMS trata-se do manuseio de grandes número de espelhos, o que exige um minucioso controle do sistema de comutação. O atual estágio, dessa tecnologia possibilita a fabricação de comutadores ópticos na faixa de 256x256 a 1000x1000 portas ópticas bidirecionais.

Atualmente, estão projetados comutadores ópticos 3D MEMS com até 8000x8000 portas ópticas bidirecionais. Entretanto o número de portas ópticas é apenas uma das características desses comutadores, uma vez que esses sistemas de comutação precisam operar de forma independente das taxas de transmissão de dados, e protocolos de redes adotados.

Nossa Tese apresenta células de comutação baseadas em acopladores direcionais ópticos, os quais apresentam excelente desempenho, e devido ao seu diminuto comprimento de acoplamento podem ser utilizados em chips ópticos.

As operadoras de telecomunicações estão entendendo os enormes benefícios dos comutadores totalmente ópticos, de forma que a cada dia procuram por novas idéias e tecnologias nessa área.

Os atuais comutadores ópticos possuem perdas de inserção entre 6 a 15 dBs, dependendo do tamanho, da arquitetura com simples, ou múltiplos estágios (detalhes mais a frente), bem como da tecnologia usada para a comutação dos sinais ópticos. Quanto maior for o número de estágios de comutação maior é a perda óptica. Portanto os dispositivos que operam em conjunto com esses comutadores, como, por exemplo, roteadores DWDM precisam operar com altos níveis de potência óptica, o que encarece o custo dos desses componentes de rede, uma vez que tais dispositivos precisam possuir LASERs de alta potência óptica.

O atual estágio dos comutadores O-O-O requer um estudo criterioso por parte das operadoras de telecomunicações, antes da decisão de implantação dos mesmos em suas redes. Esses estudos devem levar em consideração as dispersões cromáticas, dispersões de modo de polarização, não linearidades, degradação da dependência de polarização, estreitamento das bandas passantes nos filtros WDM (Multiplexação por Divisão de Comprimento de onda), "crosstalk", e aumento de ruído na amplificação.

A próxima geração de rede (NGN) precisa ser escalável e dinâmica. Vale salientar, que uma rede dinâmica deve ser constituída por comutadores ópticos introduzidos em uma arquitetura mista, a fim de suportar um número flexível de serviços, restauração de rotas, e fácil acesso.

As atuais funções de gerenciamento de rede são proporcionadas através de comutadores ópticos possuindo uma matriz de comutação eletrônica. Esses comutadores O-E-O inteligentes permitem o gerenciamento das enormes bandas passantes disponíveis na rede, e oferecem os tradicionais serviços de rápida

localização de falhas, bem como da ótima supervisão da sua performance. Apesar de que os comutadores O-O-O proporcionam os serviços baseados em comprimentos de onda, os comutadores inteligentes O-E-O podem suportar serviços com grandes bandas passantes de até 2,5 Gbs. Os comutadores O-E-O inteligentes conseguem superar as limitações dos comutadores O-O-O referentes a defeitos que surgem na rede. Um comutador inteligente O-E-O combina a última geração de hardware, com sofisticados softwares, com o intuito de melhor acomodar os requisitos necessários das redes ópticas dinâmicas. A eletrônica dos comutadores O-E-O não apenas possibilita o uso das tradicionais normas das redes SONET (“Synchronous Optical Network”), como também aumenta a performance do gerenciamento de tais redes, e possibilitam ainda a utilização de dispositivos de diversos Fabricantes na mesma rede. A evolução dos comutadores inteligentes O-E-O adicionou sua operação em redes com protocolos O-UNI (“Optical – User to Network Interface”), conforme está detalhado na Figura 1.3, e GMPLS (“General Multiprotocol Label Switching”).

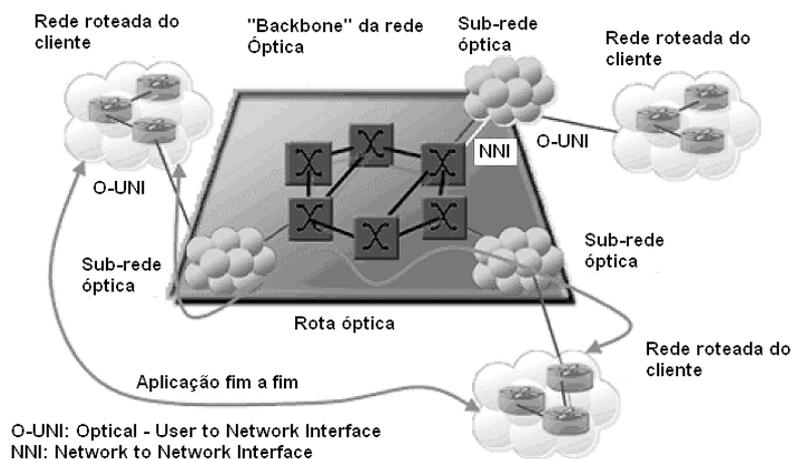


Figura 1.3. Interface Óptica Usuário/Rede O-UNI - (“Optical – User to Network Interface”) [2].

O GMPLS é um protocolo baseado no protocolo MPLS orientado a dados, o qual aumenta a performance das redes roteadas. O GMPLS possui a intenção de proporcionar os benefícios de roteamento de dados às grandes redes dinâmicas operando com comutadores ópticos.

Uma alternativa para a implementação de redes ópticas é o uso de matriz de comutação híbrida, a qual pode suportar tráfego por rajadas (“burst”) e a tradicional comutação por circuito [3].

Os comutadores O-E-O inteligentes, usando matriz de comutação “switch fabric” eletrônica, diminuem os riscos associados à implantação da nova tecnologia totalmente óptica.

Não devemos pensar que a tecnologia O-E-O seja concorrente da tecnologia O-O-O. Muito pelo contrário, os comutadores O-O-O serão introduzidos à medida do desenvolvimento dessa nova tecnologia, de tal forma que essas duas tecnologias são complementares, ou seja, essas duas tecnologias deverão permanecer juntas ainda por um bom tempo, porém o processo de demultiplexação, conversão óptico/elétrico, comutação do sinal elétrico, reconversão elétrico/óptico, e multiplexação exige a utilização de centenas de chips, os quais necessitam de espaço físico e potência.

Os comutadores O-O-O reduzem de forma significativa o espaço físico e o consumo de energia nas instalações das operadoras de telecomunicações. Note, que atualmente um comutador O-O-O suportando 1000x1000 pode estar contido em dois ou quatro gabinetes do equipamento. Cada um desses gabinetes requer 1 kW ou menos de potência elétrica para o seu funcionamento. Para se ter uma idéia da redução do espaço físico, um comutador SONET necessita de 25 a 32 gabinetes, e cada um desses gabinetes requer 4 a 5 kW de potência elétrica para o seu funcionamento, o que em outras palavras significa uma redução de 92% do espaço físico nas dependências da operadora de telecomunicações e uma redução de 96% de energia elétrica necessária para o funcionamento de tais dispositivos.

A evolução das atuais redes para as NGNs se dá de forma que acontecem implementações paralelas de comutadores inteligentes O-E-O, ao invés de dispositivos SONET, por exemplo, e comutadores O-O-O. As operadoras de telecomunicações que possuem infra-estrutura para suportar serviços baseados em canais ópticos (DWDM) deverão se as primeiras a instalar comutadores O-O-O. Esses dois tipos de comutadores operando conjuntamente proporcionam o crescimento ordenado, gerenciamento, e flexibilidade da rede, sem se correr o risco de ocorrência de falhas no sistema.

A maioria dos atuais serviços das operadoras de telecomunicações está baseada em grande banda passante e irão evoluir para suportar canais ópticos multiplexados, os quais possibilitarão a seleção da taxa de transmissão desejada pelo cliente. O incremento de instalação de comutadores O-E-O inteligentes e O-O-O nessas redes

está levando à migração para as NGNs ópticas, de acordo com o que está apresentado na Figura 1.4.

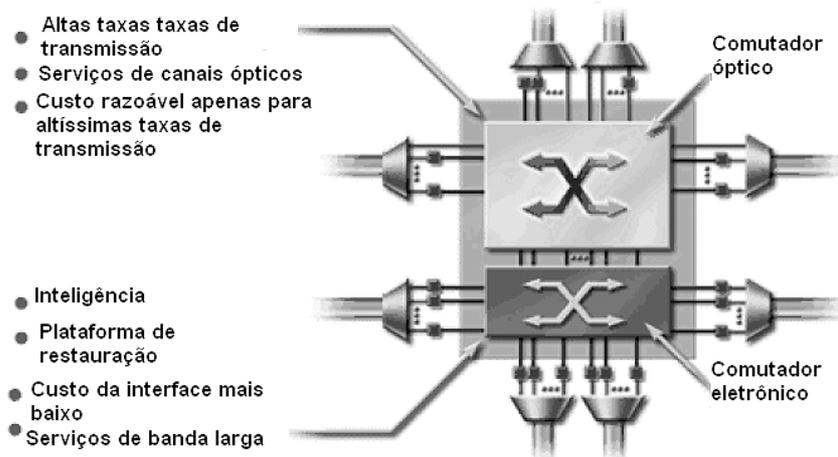


Figura 1.4. Operação conjunta de comutadores O-E-O inteligentes e comutadores O-O-O [2].

1.2 Comutadores Ópticos (“Optical Switch Fabrics”)

1.2.1 Características dos Comutadores Ópticos

O parâmetro mais importante de um comutador é o tempo de comutação [3]. Diferentes aplicações possuem diferentes requerimentos de tempo de comutação.

Abaixo mostramos outros parâmetros que devem ser levados em consideração na avaliação de um comutador óptico [4].

1) Perda por inserção: Fração da potência do sinal perdida devido ao comutador. Essa perda é medida em dBs, e precisa ser a menor possível. Adicionalmente, a perda de inserção de um comutador deve ser aproximadamente igual para todas as conexões de entrada/saída (uniformidade de perda).

2) “Crosstalk”: Razão entre a potência do sinal em uma determinada porta de saída indesejada, e as potências dos sinais em todas as outras portas de entrada do dispositivo, que não se referem à porta de entrada associada para comutação do sinal para essa referida porta de saída. Essa razão deve ser a menor possível.

3) Razão de extinção (“Extinction ratio”, ou “ON – OFF switches”): Razão entre a potência do sinal na porta de saída desejada quando na situação de comutação (“on

state”) e a potência de saída do sinal nessa porta de saída, quando na situação de não comutação (“off-state”). Esta razão deve ser a maior possível.

4) Perda dependente da polarização (“Polarization-Dependent Loss” – PDL): Se a perda no comutador não for igual para ambos os estados de polarização do sinal óptico, esse comutador possui perda dependente da polarização. Os comutadores devem possuir baixa PDL.

Outros parâmetros que devem ser levados em consideração são a confiabilidade, escalabilidade, uso de energia, e resistência à temperatura. O termo escalabilidade se refere à habilidade para se construir comutadores com grande número de portas, sem perda de qualidade.

1.2.2 Grandes Comutadores

Comutadores maiores que 2x2 podem ser obtidos através do posicionamento ordenado de pequenos comutadores. As principais considerações para obtenção de grandes comutadores são os seguintes [4].

1) Quantidade de pequenos comutadores requeridos: Os comutadores ópticos podem ser obtidos através de comutadores 2x2, ou 1x2 em cascata. Nesse caso o custo total do comutador será obviamente função do número desses pequenos comutadores o qual denominaremos de células de comutação. Entretanto esse não é o único fator que afeta o custo total do comutador, uma vez que outros fatores, como, por exemplo, conexões, emendas, e facilidade de fabricação.

2) Uniformidade de perda: Os comutadores podem possuir diferentes perdas, para diferentes combinações de portas de entrada e de saída. Podemos obter a medida da uniformidade de perda considerando-se o número máximo, e mínimo de células de comutação contidas na trajetória durante a comutação do sinal, referente a diferentes combinações de entradas/saídas, ou seja, o número de células de comutação deve ser constante para qualquer combinação de entrada/saída.

3) Número de cruzamentos: Os grandes comutadores ópticos podem ser fabricados através da integração de múltiplas células de comutação em um único substrato. Diferentemente do que ocorre nos circuitos eletrônicos integrados (ICs), onde as conexões entre os diversos componentes precisam ser elaborados em

múltiplas camadas, na óptica integrada todas essas conexões precisam ser obtidas em uma única camada através de guias de onda. Quando acontece o cruzamento entre dois guias de onda são produzidos dois efeitos indesejáveis: perda de potência, e “crosstalk”. Para se obter perda e “crosstalk” aceitáveis no comutador é necessária a minimização, ou eliminação completa desses cruzamentos de guias de onda.

4) Características de bloqueio: Existem dois tipos de comutadores: com bloqueio (“blocking”) e sem bloqueio (“nonblocking”). Um comutador é do tipo sem bloqueio, quando qualquer porta de entrada que não estiver sendo usada, pode ser conectada a qualquer porta de saída que também não está sendo usada. Portanto, um comutador sem bloqueio é capaz de realizar qualquer interconexão entre as portas de entrada e saída. Quando não houver possibilidade de conexão entre uma, ou mais portas de entrada e saída, o comutador é do tipo com bloqueio. A maioria das aplicações requerem comutadores sem bloqueio.

Os comutadores do tipo sem bloqueio podem ser diferenciados, uns dos outros, através da maneira de conseguir essa característica. Um comutador com alto desempenho deve possuir alta sensibilidade e ser do tipo sem bloqueio. Nesse caso, uma porta de entrada ainda não usada poder ser conectada a qualquer uma porta de saída também, nesse momento, não usada, sem a necessidade de re-roteamento de uma conexão já existente. Adicionalmente, se um comutador é do tipo sem bloqueio, independentemente de uma regra de conexão, o mesmo é denominado comutador sem bloqueio de alto nível. Um comutador do tipo sem bloqueio, o qual utiliza o processo de re-roteamento de conexões a fim de alcançar a propriedade sem bloqueio é denominado de comutador sem bloqueio por reordenamento. O re-roteamento de conexões pode ou não ser aceitável, dependendo da aplicação, uma vez que quando isso acontece, conexões existentes precisam ser interrompidas, mesmo que rapidamente, a fim de que seja obtida uma determinada conexão. A vantagem da arquitetura dos comutadores do tipo por reordenamento é que os mesmos utilizam menos células comutadoras, quando comparadas às arquiteturas referentes aos comutadores do tipo sem bloqueio de alto nível. Por outro lado, a arquitetura dos comutadores do tipo por reordenamento utilizam algoritmos de controle mais complexos, para que as conexões sejam alcançadas. Entretanto, não se tratando de enormes comutadores esse aumento de complexidade pode ser aceitável. A maior desvantagem dos comutadores do tipo

por reordenamento é que muitas aplicações não permitem o cancelamento da conexão, a fim de que seja possível a elaboração de uma nova conexão, mesmo de forma temporária.

As arquiteturas mais populares de grandes comutadores são as arquiteturas de barra cruzada (“crossbar”) [4]. Abaixo detalhamos as principais arquiteturas de grandes comutadores:

1) “Crossbar” - O comutador é obtido através de células de comutação 2x2. As interconexões entre as portas de entrada e saída são obtidas através da seleção do estado apropriado dessas células de comutação 2x2. A regra de conexão usada estabelece que para se conectar uma porta de entrada a uma porta de saída, a trajetória do sinal passa através das células de comutação 2x2 em fila, até atingir a coluna que possibilita encontrar a porta de saída. A arquitetura “crossbar”, apresentada na Figura 1.5 é do tipo sem bloqueio de alto nível.

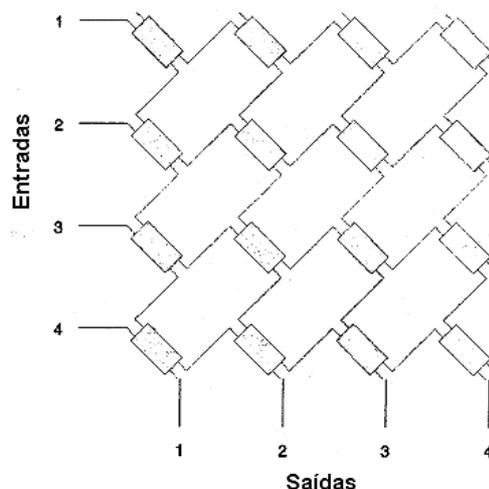


Figura 1.5. Arquitetura “Crossbar” de um comutador 4x4 utilizando 16 células de comutação 2X2 [4].

A menor trajetória ocorre através de 1 célula de comutação, enquanto a mais longa ocorre através de $2n - 1$ (n = número de linhas, ou colunas) células de comutação, o que representa a principal desvantagem da arquitetura “crossbar”. Por outro lado esse comutador pode ser fabricado sem cruzamentos.

2) Benes - A arquitetura Benes [5] proporciona comutadores do tipo não bloqueante reordenado, conforme se pode constatar através da Figura 1.6. Trata-se de uma das arquiteturas mais eficientes em termos de quantidade de células de comutação 2x2 necessárias para a obtenção de grandes comutadores.

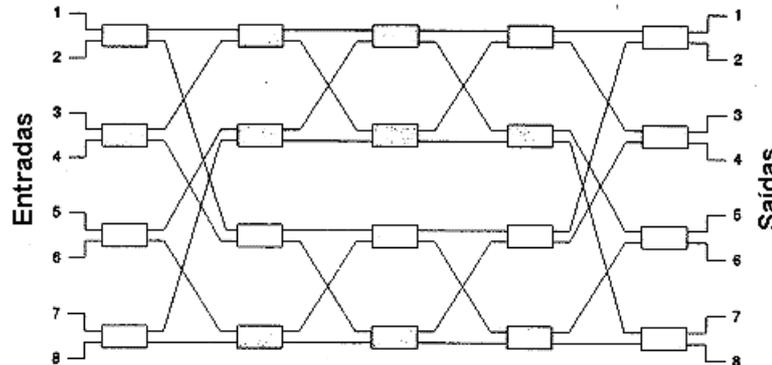


Figura 1.6. Comutador do tipo sem bloqueio com reordenamento 8x8 obtido através de 20 células de comutação 2x2 interconectadas através da arquitetura Benes [5].

Um comutador Benes $n \times n$ requer $\left(\frac{n}{2}\right)(2 \log_2 n - 1)$ células de comutação 2x2, onde n é uma potência de 2. A perda é a mesma para qualquer trajetória de comutação dentro do comutador. Cada trajetória possui $2 \log_2 n - 1$ células de comutação 2x2. As duas maiores desvantagem dessa arquitetura são: não se tratam de comutadores sem bloqueio de alto nível, e são necessários um determinado número de cruzamentos de guias de onda, o que dificulta a fabricação desses comutadores utilizando-se óptica integrada.

3) Spanke-Benes (Arquitetura Planar de n estágios) - Na Figura 1.7 mostramos essa arquitetura, a qual trata-se de uma integração entre as arquiteturas “Crossbar” e “Benes”, sendo do tipo sem bloqueio com reordenamento, requerendo $[n(n-1)]/2$ células de comutação 2x2.

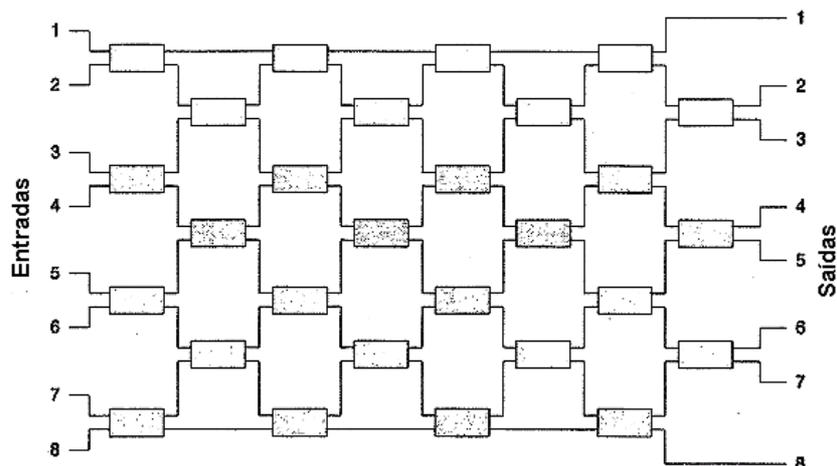


Figura 1.7. Comutador do tipo sem bloqueio com reordenamento 8x8 obtido através de 28 células de comutação 2x2, interconectadas através da arquitetura “n-stage planar” sem cruzamentos de guias de ondas [4].

A menor trajetória é $n/2$, e a maior é n . Não existem cruzamentos de guias de onda. As principais desvantagens são: não se tratam de comutadores do tipo sem bloqueio de alto nível, e a perda não é uniforme.

4) Spanke - Essa arquitetura é apropriada para grandes comutadores obtidos através de tecnologia que não utiliza integração de células de comutação, conforme está mostrado na Figura 1.8.

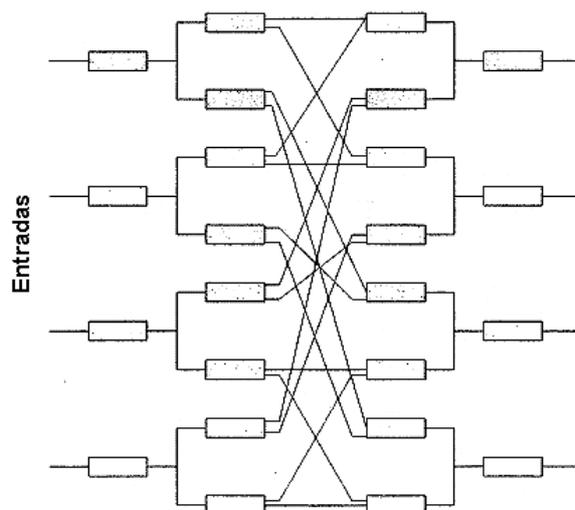


Figura 1.8. Comutador 4x4 do tipo alto nível sem bloqueio obtido através de 24 células de comutação 1x2 e 2x1 interconectados através da arquitetura “Spanke” [4].

Esse comutador $n \times n$ desse tipo é obtido através da combinação de n células de comutação $1 \times n$, e n células de comutação 2×1 . Essa arquitetura requer $2n(n-1)$ células de comutação (1×2 , e 2×1), cada trajetória possui $2 \log_2 n$ células de comutação.

2 PROPRIEDADES BÁSICAS DOS CRISTAIS FOTÔNICOS (PhCs)

2.1 Tipos de Cristais Fotônicos (PhCs)

Conforme parte da definição de cristais fotônicos inclusa na Introdução desta Tese, os cristais fotônicos são estruturas periódicas de meio dielétrico em escala de comprimento de onda.

Os PhCs podem ser diferenciados, de forma grosseira, através da periodicidade de suas funções dielétricas (periodicidade em uma, duas, ou três dimensões), conforme está mostrado na Figura 2.1. Para muitas aplicações, PhCs 2D e até 1D com apenas uma pseudo PBG é suficiente.

Através da inserção de defeitos, conforme veremos mais adiante, os PhCs 1D permitem a inserção de luz dentro da PBG, se propagando em apenas uma direção, enquanto os PhCs 2D permitem a inserção de luz dentro da PBG se propagando em um plano. Os PhCs 3D são também denominados de “isoladores fotônicos” em analogia às estruturas eletrônicas. Da mesma forma que acontece nos PhCs 1D e 2D, devido a inserção de defeito nesses PhCs 3D, os fótons com energia dentro da PBG podem penetrar no dispositivo, porém nesse caso podem se propagar em qualquer direção.

Por outro lado, o grande confinamento dos modos guiados (dentro da faixa permitida), proporciona o uso de PhCs em chips ópticos (integração óptica). Foi demonstrado que apesar de que um intervalo de faixa fotônica (“Photonic Band Gap” – PBG”) somente é possível em PhCs 3D, um PhC 2D combinado com um guia de onda de índice de refração em degrau na sua direção vertical, oferece controle suficiente da luz, de forma que esse PhC pode ser utilizado em aplicações de óptica integrada. Ao contrário do que acontece com os dispositivos ópticos integrados convencionais, onde as medidas estão em milímetros, essa nova geração de dispositivos PhC possuem medidas em nanômetros.

Existem dois tipos de redes ópticas na área de telecomunicações: comutadas por pacotes, e multiplexadas por divisão de comprimento de ondas. O potencial dos PhCs é interessantíssimo para o segundo, onde os inúmeros canais ópticos precisam ser separados, combinados, comutados, redirecionados. Nosso trabalho

procura os acopladores direcionais ópticos embutidos em PhC, com melhor desempenho para operação nas redes WDM.

A introdução de linha, ou ponto de defeito internamente aos PhCs proporciona estados fotônicos permitidos, proporcionando, por exemplo, a criação de guias de onda (modos guiados propagando-se na linha de defeito), e modos confinados em um ponto de defeito (cavidades), respectivamente, dentro dos PhCs (Conforme está detalhado na parte inferior da Figura 2.1).

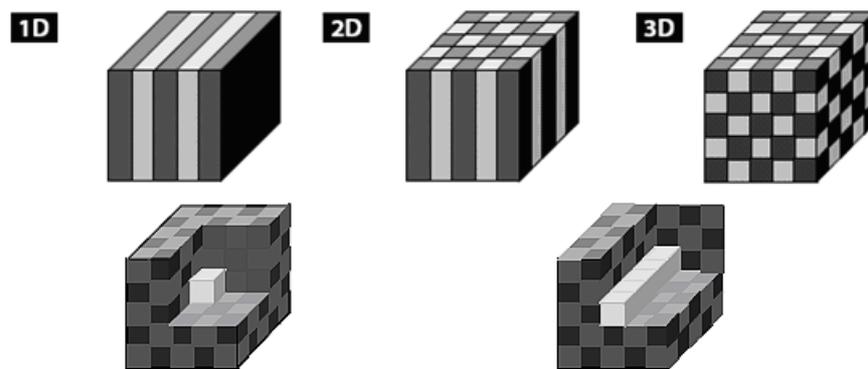


Figura 2.1. Ilustração esquemática de cristais fotônicos uni-dimensional, (1D), bi-dimensional (2D), e tri-dimensional (3D) [6].

Na parte inferior esquerda da Figura 2.1 está detalhada a obtenção de cavidade óptica, e na parte inferior direita um guia de onda dentro de um PhC.

2.2 Determinação dos Modos

Partindo-se das equações de Maxwell, podemos separar a dependência temporal da dependência espacial através da expansão dos campos em um conjunto de modos harmônicos (variando de forma senoidal com o tempo), uma vez que as análises de Fourier proporcionam a obtenção de qualquer solução em função da combinação desses modos harmônicos. Os modos harmônicos acima referidos são denominados simplesmente de “modos”, ou “estados”.

Vamos utilizar as expressões matemáticas complexas referentes aos campos, elétrico, e magnético, as quais possibilitam a determinação dos modos harmônicos como um padrão espacial (perfil do modo), multiplicado por uma exponencial complexa:

$$H(r,t) = H(r)e^{-i\omega t}, \quad (2.1)$$

$$E(r, t) = E(r) e^{-i\omega t} . \quad (2.2)$$

Lembre-se que a parte real das equações acima determina fisicamente o modo, e que nesse caso esses modos são constituídos por ondas eletromagnéticas transversais.

As equações (2.3) e (2.4) fornecem o relacionamento entre os campos, elétrico, e magnético em um material dielétrico:

$$\nabla \times E(r) - i\omega \mu_0 H(r) = 0 , \quad (2.3)$$

$$\nabla \times H(r) + i\omega \varepsilon_0 \varepsilon(r) E(r) = 0 . \quad (2.4)$$

Através de manipulações matemáticas chega-se à Equação fundamental dos modos magnéticos

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times H_w(r) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 H(r) . \quad (2.5)$$

Depois da obtenção dos modos magnéticos podemos utilizar a equação (2.4) para encontrar os modos elétricos

$$E(r) = \frac{i}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon(r)} \nabla \times H(r) . \quad (2.6)$$

Qualquer solução $H(r)$ referente à Equação fundamental (2.6) será na forma de constante multiplicada pela função original $H(r)$ (problema de auto-valores), sendo essa solução denominada de auto-função, ou auto-vetor, e a constante que a está multiplicando é denominada de auto-valor.

Os auto-vetores $H(r)$ são os padrões espaciais dos modos harmônicos e os auto-valores são determinados por ω/c^2 . Levando-se em consideração que a Equação fundamental dos modos pode ser representada através de operador Hermitiano demonstra-se que os auto-valores acima referidos são números reais.

A Equação (2.7) determina o fluxo médio de energia eletromagnética na direção S por unidade de tempo, e por unidade de área (intensidade da radiação) para um campo variando de forma harmônica com o tempo

$$S = \frac{1}{\nu} \text{Re} [E \times H] . \quad (2.7)$$

A razão entre o fluxo de energia e a densidade de energia define a velocidade de transporte de energia, para um meio considerado sem perdas, com dispersão material pequena e para vetor de onda (k) real. Lembre-se que sendo o meio, homogêneo e isotrópico, k é a direção na qual a onda se propaga, o que não é necessariamente verdadeiro tratando-se de um meio periódico. Nesse caso, a direção e a velocidade da energia eletromagnética são determinadas através do

vetor velocidade de grupo (v_g), o qual é função do índice de refração e do vetor de onda (k).

Um sistema que possui simetria translacional contínua em todas as três direções, como, por exemplo, um guia de onda plano com as extensões de x e y muito maiores que z , é um meio homogêneo, onde $\epsilon(r)$ é constante e nesse caso os modos magnéticos, por exemplo, possuem a seguinte forma:

$$H_k(r) = H_0 e^{ikr} \quad (2.8)$$

Na Equação (2.9) H_0 é um vetor constante e $H_k(r)$ são ondas planas polarizadas na direção de H_0 com a restrição $k \cdot H_0 = 0$, devido ao fato de que os modos são transversais. Essas ondas planas são na realidade soluções da

equação fundamental dos modos com auto-valores $\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = \frac{|k|^2}{\epsilon}$. Podemos classificar uma onda plana através do seu vetor de onda, o qual especifica como o modo é transformado através de uma operação contínua de translação.

Vamos agora, considerar um meio periódico em z onde ϵ varia apenas na direção z . Nesse caso podemos classificar os modos de acordo com os vetores de onda "in-plane" ($k = k_x \hat{x} + k_y \hat{y}$), dentro do plano (x, y). Nesse caso:

$$H_k(r) = e^{ik\rho} h(z) \quad (2.9)$$

Na Equação (2.9) o vetor de posicionamento ρ está localizado no plano (x, y) e a função $h(z)$, a qual depende de k , não pode ser determinada através dessa linha de raciocínio, uma vez que o sistema não possui simetria translacional na direção z .

Podemos classificar os modos através de seus valores k , alinhando-se em ordem crescente de frequência para um determinado valor de k . Vamos denominar a linha gráfica em que se encontram os modos referentes a todas as frequências de banda. Como existem várias bandas, classificamos essas bandas através do número "n". Portanto, "n" é número da banda. Quanto maior for "n" maiores são as frequências dos modos da banda. Dessa forma, qualquer modo existente no sistema pode ser localizado através de (k, n) . Quando existe uma degenerescência precisamos incluir um índice adicional aos modos com o mesmo (k, n) .

Na Figura 2.2 estão plotados os gráficos das bandas existentes em guia de onda planar de vidro (diagrama de bandas, ou relação de dispersão), os quais foram calculados a partir da equação fundamental dos modos.

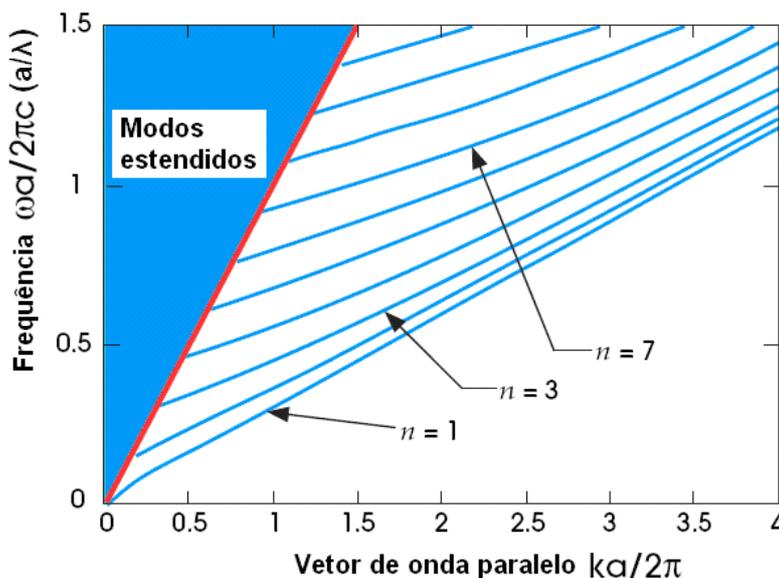


Figura 2.2. Relação de dispersão referente a um plano de vidro com espessura “a” e $\epsilon = 11,4$.

Na Figura 2.2 as linhas azuis correspondem aos modos que estão localizados dentro do vidro. A região azul representa uma continuidade de estados (modos) que se estendem tanto no vidro, quanto no ar em torno do guia de onda. A linha azul é linha de luz ($w = ck$). Os gráficos acima mostram apenas os modos com polarização em uma direção, na qual o modo H é perpendicular às direções z, e k [6].

É importante se afirmar que os componentes do vetor de onda ao longo de direções de simetria em um sistema com simetria translacional contínua são quantidades conservadas.

Os cristais fotônicos não possuem simetria translacional contínua, porém se caracterizam pela simetria translacional discreta que apresentam, ou seja, os PhCs não são invariáveis ao sofrerem translações em relação a qualquer distância, porém possuem simetria em relação a determinadas distâncias múltiplas de algum comprimento padrão. O exemplo mais simples de uma estrutura PhC é um sistema constituído por uma estrutura que periódica em uma direção, conforme está mostrado na Figura 2.3.

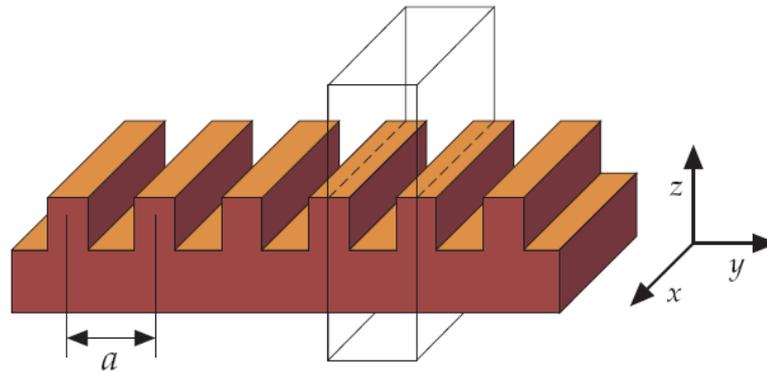


Figura 2.3. Configuração de dielétrico com simetria translacional discreta. A unidade de repetição (célula unitária) está realçada através da caixa apresentada [6].

Esse sistema possui simetria translacional contínua na direção x , porém na direção y possui simetria translacional discreta. O comprimento de repetição (a) é denominado constante de estrutura e o vetor associado é denominado de vetor primitivo de estrutura. ($\vec{a}=a\hat{y}$) Devido à simetria translacional discreta podemos afirmar que $\varepsilon(r)=\varepsilon(r\pm a)$. Generalizando para todo o sistema temos que $\varepsilon(r)=\varepsilon(r+R)$, onde R é um número inteiro múltiplo de “ a ”, ou seja, $R = l.a$, onde l é um número inteiro. Podemos observar que a célula unitária mostrada na Figura 2.3 possui largura “ a ”. As “eigenfunctions” desse sistema são ondas planas.

Observe que nem todos os valores de k_y possuem diferentes valores. Na realidade, demonstra-se, que os modos da forma $k_y+m(2\pi/a)$, onde m é um número inteiro, constitui um conjunto de modos degenerados. Aumentando-se k_y através de número inteiro múltiplo de $b = 2\pi/a$, o modo não é alterado. Denomina-se $\vec{b}=b\hat{y}$ de vetor primitivo recíproco de estrutura. Podemos admitir que esses modos são ondas planas moduladas através de uma função periódica (devido à periodicidade da estrutura – Teorema de Bloch) e são denominados modos de Bloch. Os modos k_y que diferem através de de números inteiros múltiplos de “ b ” não são diferentes sobre o ponto de vista físico. Portanto, esses modos também são periódicos ($w(k_y)=w(k_y+mb)$). Na realidade, precisamos considerar apenas os k_y existentes na faixa $-\pi/a < k_y \leq \pi/a$. A região que contém todos os valores não redundantes de k_y é denominada de zona de Brillouin.

2.2.1 Simetrias para Classificação dos Modos

Um sistema com simetria translacional contínua no espaço livre ($\epsilon = 1$) possui modos com a forma $H_k(r) = H_0 e^{i(k \cdot r)}$, onde H_0 é um vetor constante. Portanto, podemos afirmar que são ondas planas polarizadas na direção de H_0 . Levando-se em consideração o requerimento da transversalidade, temos que $k \cdot H_0 = 0$. Observe que na realidade essas ondas planas são soluções da Equação fundamental, com auto-valores $(\omega/c)^2 = k^2$. Podemos classificar as ondas planas através de k , determinando-se dessa forma o comportamento dos modos sob operações de translação.

Da mesma forma que acontece com os átomos de uma estrutura cristalina, os cristais fotônicos também não possuem simetria translacional contínua, e sim simetria translacional discreta. Portanto, os cristais fotônicos não são invariantes sob translações referentes à quaisquer distâncias. Entretanto, para distâncias múltiplas de algum determinado comprimento (constante de periodicidade) esses dispositivos são invariantes sob translações. A estrutura mais simples dessa estrutura está mostrada na Figura 2.3. Essa estrutura se consiste de camadas alternadas de alto e baixo índice de refração. A distância entre cada célula unitária é definida como constante de periodicidade (ou de estrutura), da mesma maneira que ocorre na física dos semicondutores.

Note que nesses sistemas existe simetria translacional contínua na direção x , porém na direção y existe apenas simetria translacional discreta. Vamos adotar a nomenclatura internacional para a constante de estrutura ("a"). O vetor básico é denominado vetor primitivo da estrutura, o qual nesse caso é $a = ay$, onde y é vetor unitário na direção y . De acordo com o acima detalhado, $\epsilon(r) = \epsilon(r + a)$. Repetindo-se essa translação constatamos que $\epsilon(r) = \epsilon(r + R)$, para qualquer número R integral múltiplo de a ($R = n \cdot a$, onde n é um número inteiro).

Podemos classificar os modos determinando-se k_x e k_y . Entretanto, nem todos os valores de k_y proporcionam diferentes auto-valores. Na realidade, todos os modos com vetores de onda da forma $k_y + m(2\pi/a)$, onde m é um número inteiro forma um conjunto de modos degenerados, ou seja, possuem o mesmo auto-valor. Multiplicando-se k_y por um número múltiplo de $2\pi/a$ o modo assim encontrado possui o mesmo estado. Denomina-se $b = b \cdot y$ como vetor recíproco da estrutura. Levando-se em consideração que qualquer combinação linear dessas auto-funções degeneradas é também uma auto-função com o mesmo auto-valor, podemos fazer combinações de modos para expressar um determinado modo, de forma que:

$$K_{k_x, k_y}(r) = e^{ik_x x} \sum_m c_{k_y, m}(z) e^{i(k_y + m_b)y} = e^{ik_x x} e^{ik_y y} \sum_m c_{k_y, m}(z) e^{imby} = e^{ik_x x} e^{ik_y y} u_{k_y}(v, z), \quad (2.10)$$

onde os coeficientes de expansão (“c”) que serão determinados através de solução explícita, e $u(v, z)$ é uma função periódica em y . Podemos mostrar que $u(v + n.a), z = u(v, z)$. Esse resultado é denominado de teorema de Bloch.

Uma consequência essencial dos estados de Bloch é que os modo de Bloch com vetores de onda $k_y + m.b$ são idênticos. Os k_y s que diferem através de $b = 2\pi/a$ não são diferentes sob o ponto de vista físico. Portanto, as frequências dos modos também são periódicas em k_y ($w(k_y) = w(k_y + m.b)$). Isto acarreta que na realidade precisamos considerar k_y apenas na faixa $-\pi/a < k_y \leq \pi/a$. Essa região possui valores de k_y e denomina-se zona de Brillouin.

A zona de Brillouin para a estrutura mostrada na figura 2.3 pode ser considerada a partir da estrutura original do PhC, porém no espaço k . Portanto, se coincidirmos ambos os espaços, podemos dizer que a célula unitária corresponde à zona de Brillouin, de forma semelhante ao que acontece na física do estado sólido. A zona irreduzível de Brillouin contém todos os possíveis auto-vetores permitidos na estrutura, conforme já detalhamos anteriormente.

Vale salientar, que os cristais fotônicos 3D também apresentam essas mesmas características. Nesse caso o dielétrico é invariável sob translações através de combinações de vetores R nas três dimensões. Qualquer vetor da estrutura original (direta) pode ser determinado através de combinações particulares dos três vetores primitivos da estrutura (a_1, a_2, a_3), ou seja, cada $R = la_1 + ma_2 + na_3$, onde l, m e n são números inteiros. Os vetores (a_1, a_2, a_3) são usados para a determinação dos vetores primitivos (b_1, b_2, b_3) da estrutura recíproca utilizando-se $a_i \cdot b_j = 2\pi\delta_{ij}$. A estrutura recíproca formada pelos vetores recíprocos determina os vetores de onda.

Os modos de uma estrutura periódica tri-dimensional são estados de Bloch, os quais podem ser determinados através de $k = k_1 b_1 + k_2 b_2 + k_3 b_3$, de forma que k está localizado na zona de Brillouin. Cada valor do vetor de onda k dentro da zona de Brillouin identifica um auto-estado da Equação fundamental, com frequência $w(k)$ e auto-vetor H_k da forma:

$$H_k(r) = e^{i(k \cdot r)} u_k(r), \quad (2.11)$$

onde $u_k(r)$ é uma função periódica na estrutura: $u_k(r) = u_k(r + R)$ para todos os vetores R da estrutura.

Os cristais fotônicos podem possuir outros tipos de simetrias além da translação discreta. Por exemplo, um determinado cristal pode ser também invariável após uma rotação, uma reflexão em espelho, ou após uma inversão.

Na existência de simetria rotacional $w_n(Rk) = w_n(k)$. Portanto, quando existe simetria rotacional na estrutura, as bandas de frequência $w_n(k)$ possuem redundâncias adicionais dentro da zona de Brillouin. De forma semelhante, podemos mostrar que quando um cristal fotônico possui simetria de rotação, reflexão em espelho, ou inversão, as funções $w_n(k)$ também possuem simetrias. Essa coleção particular de operações de simetria (rotações, reflexões, e inversões) é denominada de ponto de grupo do cristal.

Levando-se em consideração que $w_n(k)$ possui todas as simetrias do ponto de grupo, não precisamos considerar todos os pontos k pertencentes à zona de Brillouin. A menor região dentro da zona de Brillouin onde $w_n(k)$ não está relacionado através de simetria é denominada zona irredutível de Brillouin, a qual possui formato triangular, com área igual a $1/8$ da área da zona total de Brillouin. Observe que a área dentro da zona de Brillouin, porém fora da zona irredutível possui redundâncias.

É importante afirmarmos que a simetria de reflexão em espelho é muito importante para o desenvolvimento da teoria dos cristais fotônicos. Sob determinadas condições essa simetria possibilita a separação da Equação de auto-valor, encontrada através da Equação fundamental, em duas equações separadas, sendo uma para cada tipo de polarização. Existem duas possibilidades: Uma dessas possibilidades proporciona H_k perpendicular ao plano do espelho e a outra E_k paralela ao mesmo. A outra possibilidade proporciona K_k está no plano e E_k é perpendicular. Essa simplificação ocasiona informações imediatas sobre as simetrias dos modos, bem como facilita o cálculo numérico de suas frequências.

Os cristais fotônicos 2D são periódicos em um plano e uniforme ao longo do eixo perpendicular a esse plano, o qual é denominado de eixo z . A operação $z \rightarrow -z$ é uma simetria do cristal para qualquer origem. Temos também que $M_z k_{\parallel} = k_{\parallel}$ para todos os vetores de onda em k_{\parallel} , na zona de Brillouin referente a cristais fotônicos 2D. Portanto, os modos de todos os cristais 2D podem ser classificados em duas distintas polarizações (E_x, E_y, H_z , ou H_x, H_y, E_z). Quando o campo elétrico está confinado no plano x - y o modo é denominado transversal elétrico (TE). Por outro lado, quando o campo magnético está confinado no plano x - y o modo é denominado transversal magnético (TM).

Finalmente, também podemos mostrar que $w_n(k) = w_n(-k)$ para qualquer cristal fotônico. Levando-se em consideração que o conjugado de H_{kn} é equivalente à inversão

do sinal em relação ao tempo nas equações de Maxwell, podemos dizer que a relação acima apresentada é uma consequência da simetria de inversão do tempo nas equações de Maxwell.

2.3 Cristais Fotônicos 1D

Um tipo de PhC 1D, conhecido como PhC de empilhamento multi-camada, ou PhC espelho de Bragg, já foi estudado no início do século XX. Trata-se de uma estrutura constituída por múltiplas camadas alternadas com diferentes índices de refração, nos quais a espessura óptica de cada camada corresponde a um quarto do comprimento de onda no vácuo (“vacuum quarter-wave”). Essas estruturas são de relativamente fácil fabricação, através da deposição de camadas alternadas de dois diferentes materiais no substrato. O refletor de Bragg foi utilizado em várias aplicações, desde espelhos dielétricos para LASERs de alta potência, até LASERs Semicondutores de Cavidades de Superfície Emissora (VCSELS).

Vamos analisar a estrutura de bandas desse dispositivo, de forma que as soluções encontradas podem servir de base para PhCs 2D e 3D.

Considerando-se que esse dispositivo é periódico na direção z e homogêneo no plano (x,y) , vamos classificar os modos através de k_{\parallel} , k_z e n . Os vetores de onda especificam a maneira que os modos se transformam sob os efeitos dos operadores de translação, e como o número de banda cresce em função da frequência. Podemos escrever os modos de Bloch da seguinte forma:

$$H_{n,k_z,k_{\parallel}}(\mathbf{r}) = e^{i k_{\parallel} \rho} e^{i k_z z} u_{n,k_z,k_{\parallel}}(z). \quad (2.12)$$

A função $u(z)$ é periódica, de forma que $u(z) = u(z + R)$, sendo R um número inteiro múltiplo da periodicidade do sistema (a). Tendo em vista que esse cristal possui simetria translacional no plano (x,y) , o vetor k_{\parallel} pode assumir qualquer valor. Entretanto, o vetor k_z possui valor dentro de um intervalo finito no interior da zona de Brillouin, uma vez que o cristal possui simetria translacional discreta na direção z . Admitindo-se que o vetor primitivo da estrutura é $a \cdot \hat{z}$, então o vetor recíproco primitivo da estrutura é dado por $(2\pi/a) \cdot \hat{z}$ e a zona de Brillouin é $-\pi/a < k_z \leq \pi/a$.

Levando-se em consideração apenas as ondas que se propagam na direção z , as quais cruzam as camadas periódicas em relação a ε em incidência normal,

apenas o componente k_z deve ser considerado, e dessa forma podemos usar k em lugar de k_z .

Na Figura 2.4 mostramos $w_n(k)$ para três diferentes tipos de filme multi-camada (ou espelho de Bragg).

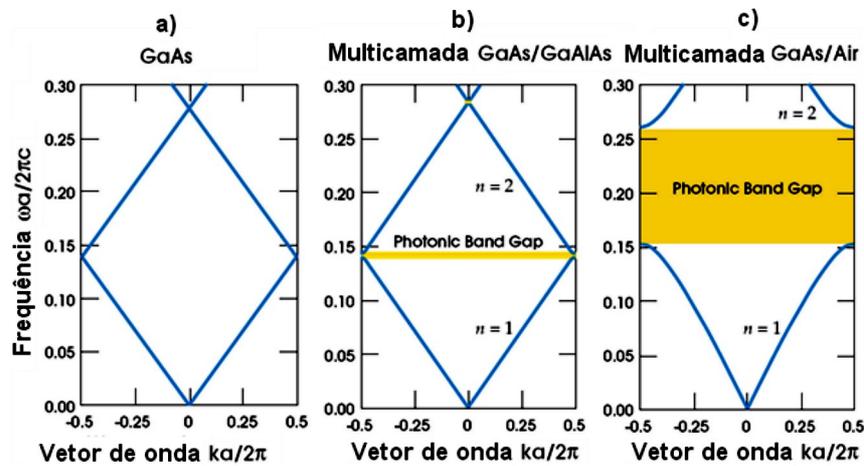


Figura 2.4. Estrutura de bandas para propagação na direção do eixo z (“on-axis”), para três diferentes estruturas de PhC 1D [6].

Em todos os três casos, cada camada possui espessura de $0,5a$. A Figura 2.4(a) se refere a um cristal com constante dielétrica fixa ($\epsilon = 13$). Na Figura 2.4(b) mostramos um dispositivo com camadas alternadas de ϵ entre 13, e 12. Na Figura 2.4(c) exibimos um espelho de Bragg com camadas alternadas de ϵ entre 13, e 1. Portanto, a Figura 2.4(a) refere-se a uma estrutura homogênea, para a qual foi atribuída uma periodicidade arbitrária a . Entretanto, em uma estrutura homogênea, a velocidade da radiação é reduzida de acordo com o índice de refração, e dessa forma os modos estão localizados ao longo da linha de luz (

$$w(k) = \frac{ck}{\sqrt{\epsilon}}).$$

Tendo em vista que os valores de k se repetem fora da zona de Brillouin, a linha de luz retorna à zona de Brillouin, quando a mesma chega à extremidade dessa zona de Brillouin, o que nos permite visualizar a repetição dos valores de $k + 2\pi/a$, os quais são simplesmente “renomeados” para k . A estrutura referente à Figura 2.4(b) possui periodicidade com pequeno contraste de índice de refração. Nesse dispositivo existe uma PBG de frequências, entre a parte superior e a parte inferior da linha de luz, o que significa dizer, que nenhum modo pertencente a essa PBG pode penetrar no dispositivo. Esse intervalo é denominado de intervalo

de faixa fotônica (“photonic band gap - PBG”). A parte direita dessa figura se refere a um dispositivo com alto contraste de índice de refração, indicando que nesse caso a PBG é muito mais larga que no caso anterior.

A aparição da PBG acontece na extremidade da zona de Brillouin ($k = \pi/a$), porque para $k = \pi/a$ os modos possuem comprimento de onda $\lambda = 2a$. Existem duas maneiras de se posicionar esses modos, sendo a primeira delas posicioná-los em cada camada com baixo ϵ , conforme está mostrado na Figura 2.5(a). A outra alternativa seria posicioná-los em cada camada com alto ϵ , conforme indicado na Figura 2.5(b). Qualquer outro posicionamento desses modos iria violar a simetria da célula unitária em relação ao seu centro.

Tendo em vista que os modos com freqüências mais baixas concentram sua energia nas regiões com ϵ mais alto, e que os modos com freqüências mais altas possuem grande parte de sua energia (embora não necessariamente a maior parte) nas regiões com ϵ mais baixo, os modos da parte inferior, por exemplo, do gráfico mostrado na Figura 2.4(b), (menores freqüências) possuem a maior parte de sua energia concentrada na região com $\epsilon = 13$, conforme indicado na Figura 2.5(c). Por outro lado acontece exatamente o inverso no que se refere à parte superior do gráfico, onde os modos possuem a maior parte de sua energia concentrada na região com $\epsilon = 12$, conforme está indicado na Figura 2.5(d).

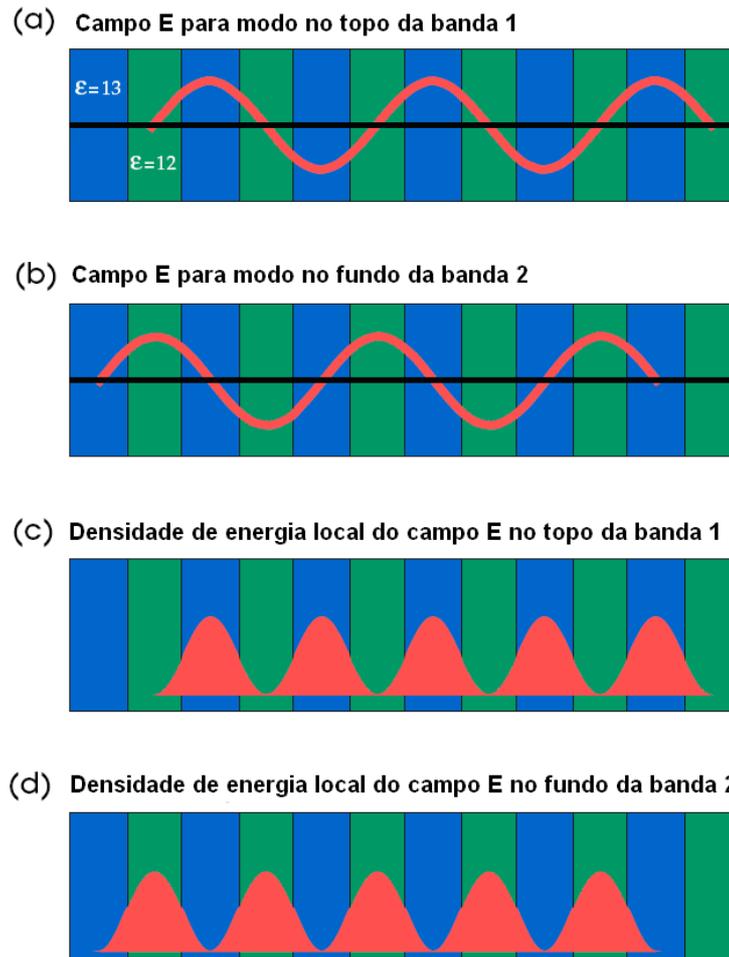


Figura 2.5. Modos associados à PBG da parte central da figura 2.4 em $k = \pi/a$ [6].

Na Figura 2.5 (a) vemos o campo elétrico referente à banda 1. Na Figura 2.5 (b) podemos observar o campo elétrico referente à banda 2. A Densidade de energia elétrica ($\epsilon|E|^2/8\pi$) da banda 1 está indicada na Figura 2.5 (c) e a densidade de energia elétrica da banda 2 está mostrada na Figura 2.5 (d). A parte azul na Figura 2.5 indica a região com maior constante dielétrica [6].

Tendo em vista que nos PhCs 2D e 3D na maioria dos casos a região com menor índice de refração é o ar, as bandas acima e abaixo da PBG são denominadas de banda do ar (“air band”), onde está concentrada a maior parte da energia dos modos com maiores frequências, e de banda do dielétrico (“dielectric band”) respectivamente, onde está concentrada a maior parte da energia dos modos com menores frequências.

Para estruturas com alto contraste de índice de refração, de acordo com o que está apresentado na Figura 2.4(c), também acontece o mesmo fenômeno acima detalhado, porém nesse caso a energia dos modos em ambas as bandas está

concentrada em sua maior parte na região de alto índice de refração, porém a primeira banda possui maior concentração de energia nessa região que a segunda banda. Entretanto, da mesma forma, surge uma PBG devido à diferença da localização da energia do campo elétrico. As denominações das bandas, inferior e superior, continuam sendo “dielectric band” e “air band”, respectivamente.

Portanto, conforme já detalhamos acima, em dispositivos 1D, qualquer contraste de índice de refração provoca a abertura de PBG. Entretanto, quanto maior for o contraste do índice de refração, maior será a PBG.

Na Figura 2.6 mostramos a estrutura de bandas de um PhC 1D.

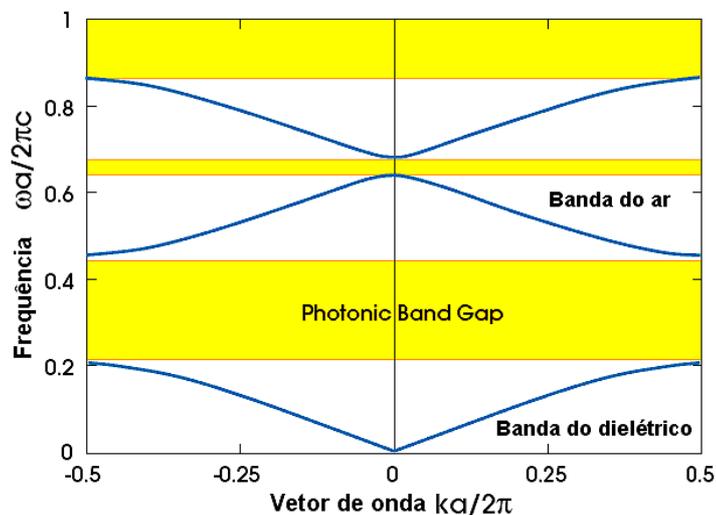


Figura 2.6. Estrutura de bandas referente a um filme multi-camadas (espelho de Bragg) com constante de periodicidade a .

A largura da camada com $\epsilon = 13$ é de $0,2a$, e a espessura da camada com $\epsilon = 1$ é $0,8a$ [6].

2.4 Cristais Fotônicos Bi-dimensionais (2D)

Apesar de que até mesmo em um PhC 1D reflexões omni-direcionais podem ser obtidas sob certas condições [7, 8], esses dispositivos sofrem a carência de projetos para a concepção de circuitos integrados fotônicos.

Um PhC 2D pode ser periódico no plano $x - y$, e estendido infinitamente ao longo da direção z (k_z é conservado). O PhC 2D, o qual consegue confinar a luz no plano, na realidade não existe, porém se pode obter uma boa aproximação através de PhCs baseados em silício com macro-poros, conforme está detalhado

na Figura 2.7. Tais PhCs podem ser fabricados através de gravura eletroquímica em pastilhas de sílica padronizadas. Podem ser obtidas razões de 67:1 entre a profundidade dos buracos e a distância entre os mesmos. Para isto, as profundidades dos buracos devem ser, por exemplo, de 100 μm , e a distância entre os furos (período do cristal) de 1,5 μm [9].

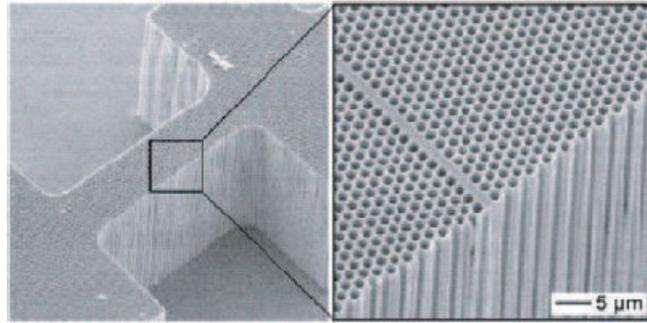


Figura 2.7. Parte lateral da estrutura porosa de um PhC 2D, com uma linha de defeito. Os poros estão separados de 1,5 μm , e possuem profundidade de 100 μm [9].

2.4.1 Intervalos de frequência do Cristal Fotônico (PBG)

Cristais fotônicos, ou melhor, Cristais Fotônicos de Intervalo de Frequência, (Cristais PBG ("Photonic Band Gap Crystals")) são dispositivos capazes de bloquear, ou permitir a passagem de luz de determinados comprimentos de onda. O cristal fotônico é formado por buracos de ar (ou por buracos dielétricos com índice de refração menor que o índice de refração do substrato) perfurados na placa dielétrica espaçados de uma distância "a" ("a" é constante de periodicidade da estrutura PhC), ou por hastes dielétricas submersas em ar (ou submersas em substrato dielétrico com índice de refração menor que o índice de refração das hastes dielétricas) espaçadas entre si de "a", conforme mostramos nas Figuras 2.8(a) e 2.8(b), respectivamente. Levando-se em consideração o estudo em duas dimensões do PhC (a coordenada z na direção da espessura é considerada infinita, sendo perpendicular ao plano (x,y), no qual se considera a região de propagação dos sinais), podemos considerar que a onda propagante dentro do PhC é constituída por dois modos desacoplados: polarização TE (modo "z-even") e polarização TM (modo "z-odd"). Nesse caso o modo TE é definido como um modo possuindo polarização de forma que as componentes do campo elétrico estão localizadas apenas no plano (x,y), enquanto o campo magnético possui componente apenas na direção z. Observe que essa definição de polarização TE é diferente da polarização TE definida para guias de ondas convencionais, onde se considera que as componentes do campo elétrico estão localizadas apenas no plano transversal à direção de propagação do sinal, enquanto o

campo magnético possui componente apenas na direção de propagação do sinal. Raciocínio idêntico pode ser aplicado para os modos considerados como TM, os quais possuem componentes do campo magnético apenas no plano (x,y) , enquanto o campo elétrico possui componente apenas na direção z . Na Figura 2.8(c) mostramos o diagrama referente a esses dois modos ao longo da zona irreductível de Brillouin. Observe também nessa figura a definição dos vetores referentes à periodicidade “a” do PhC, bem como a determinação dos índices de refração do material dielétrico, e dos buracos de ar. O método numérico denominado “Plane Wave Expansion – PWE” (detalhes mais a frente) é o mais usado para a determinação das faixas de frequências que podem, ou não, penetrar na estrutura do PhC.

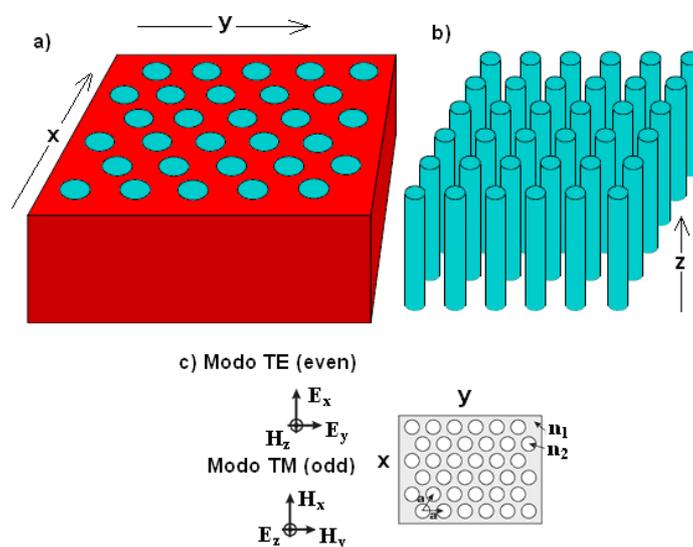


Figura 2.8. (a) Esquema de um PhC constituído por buracos de ar perfurados no material dielétrico da placa dielétrica; (b) Esquema de um PhC constituído por hastes dielétricas submersas no ar; (c) Configuração dos modos TE e TM dentro do PhC, e definição da constante de periodicidade e dos índices de refração referentes ao PhC.

As faixas de frequências para os modos TE e TM podem ser bastante distintas. Pode, inclusive, existir uma PBG para os modos TM e não existir uma PBG para os modos TE.

Nossas simulações foram elaboradas levando-se em consideração propagações apenas no plano (x,y) , ou seja, consideramos a periodicidade do tipo 2D, com $k_z = 0$.

Quando se plota em função do vetor de onda k , os auto-valores com suas frequências associadas formam a PBG do PhC. Essas soluções são funções periódicas do vetor de onda k . O método PWE é usado através das denominadas super-células, conforme indicado na Figura 2.9, com as quais se pode calcular o diagrama de faixa de um PhC

com defeitos (por exemplo, não existe um buraco de ar, ou uma linha de buracos de ar, onde deveria existir de acordo com a periodicidade do PhC) em duas dimensões (a altura dos buracos é considerada infinita).

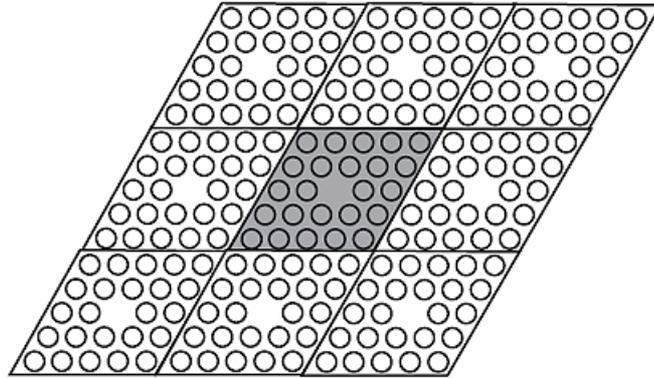


Figura 2.9. Vista esquemática de uma super-célula PhC contendo um defeito (sombreada), repetida em ambas as direções.

Na Figura 2.10 mostramos o diagrama de faixa dos modos TE e TM, calculados via PWE, ao longo das fronteiras da zona irreduzível de Brillouin referente a um PhC com estrutura triangular de buracos de ar perfurados em material dielétrico. A “frequência” é normalizada ($u = a/\lambda$). Cada ponto de determinada faixa corresponde a uma solução da Equação fundamental. Essa estrutura possui uma larga PBG entre a primeira e a segunda faixa para modos TE (“zeven”), de acordo com o que está apresentado na Figura 2.10. Essas duas faixas são denominadas faixa do dielétrico e faixa do ar, respectivamente. Por outro lado, o diagrama de faixa dos modos TM (“zodd”) mostra uma relativamente pequena PBG localizada na região de alta frequência. Nesse caso específico é preferível se trabalhar com os modos TE devido à PBG mais larga. Observe na Figura 2.10(a), que o modo com polarização TE (“zeven”) possui uma PBG entre a primeira e a segunda faixa de frequência reduzida, a qual é mais larga que a PBG mostrada na Figura 2.10(b), referente aos modos com polarização TM (“zodd”), a qual está localizada entre a sexta e sétima faixa.

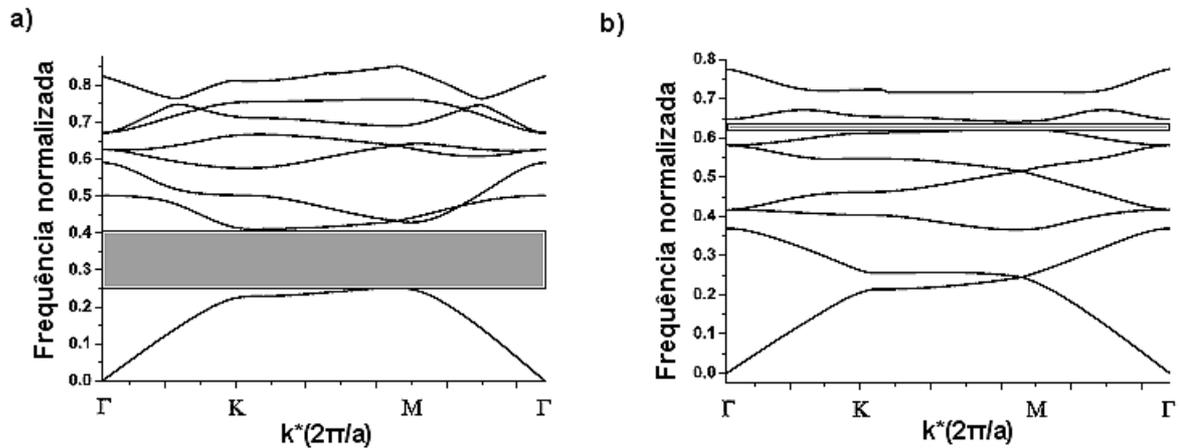


Figura 2.10. Diagramas de banda de um PhC com estrutura triangular de buracos de ar perfurados em material dielétrico para modos TE.

Na Figura 2.10(a) está mostrado o diagrama de banda de um PhC com estrutura triangular de buracos de ar perfurados em material dielétrico para modos TE e na Figura 2.10(b) o diagrama de bandas para modos TM. A região sombreada indica a PBG dos modos.

Um parâmetro importante na teoria dos cristais fotônicos é o fator de preenchimento f ("filling factor"), o qual é definido como a razão entre a área da célula unitária e a área do buraco nessa célula. Por exemplo, o fator de preenchimento para estruturas triangulares (vide Tabela 2.1) é dado por

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \cdot \left(\frac{r}{a}\right)^2, \quad (2.13)$$

onde r é raio dos buracos e a é a constante de periodicidade.

A Equação 2.14 (considerando-se $\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}) = 0$, a fim de se reduzir o tamanho do sistema) fornece os auto-valores para cada \vec{k} incidente

$$\Theta \nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}) = \left(\frac{\omega_k}{c}\right)^2 \vec{H}(\vec{r}), \quad \Theta = \nabla_x \left[\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \nabla_x \right]. \quad (2.14)$$

2.4.2 Parâmetros Estruturais

Supondo-se um determinado conjunto $a_1; a_2; a_3$ de estrutura direta de vetores (no caso 2D a_3 pode ser escolhida de forma arbitrária, por exemplo, $a_3 = (0; 0; 1)$). O conjunto correspondente de vetores recíprocos $b_1; b_2; b_3$ é definido através de $a_i \cdot b_j = 2\pi \delta_{ij}$. A solução dessas equações é:

$$b_1 = 2\pi \frac{a_2 \times a_3}{V_c}, b_2 = 2\pi \frac{a_3 \times a_1}{V_c}, b_3 = 2\pi \frac{a_1 \times a_2}{V_c}, \quad (2.15)$$

onde $V_c = a_1(a_2 \times a_3)$ o volume da célula unitária primitiva. Observe que para um PhC simétrico 2D, com estrutura quadrada $a_1 = a_2 = a$, e conseqüentemente $b_1 = b_2 = 2\pi/a$.

A relação de dispersão mostra todos os possíveis valores de \bar{k} existentes em um PhC. Devido à periodicidade e simetria do PhC podemos determinar todos os valores de \bar{k} existentes nos limites da zona irredutível da primeira zona de Brillouin (condição de máxima difração) referente à estrutura recíproca, a qual depende da estrutura do PhC.

Na Figura 2.11(a) mostramos a estrutura direta de um PhC com estrutura quadrada e a Figura 2.11(b) mostra a estrutura recíproca, a primeira zona de Brillouin, bem como a zona irredutível da primeira zona de Brillouin referente a estrutura quadrada de um PhC. Os pontos de simetria são, Γ , M e X.

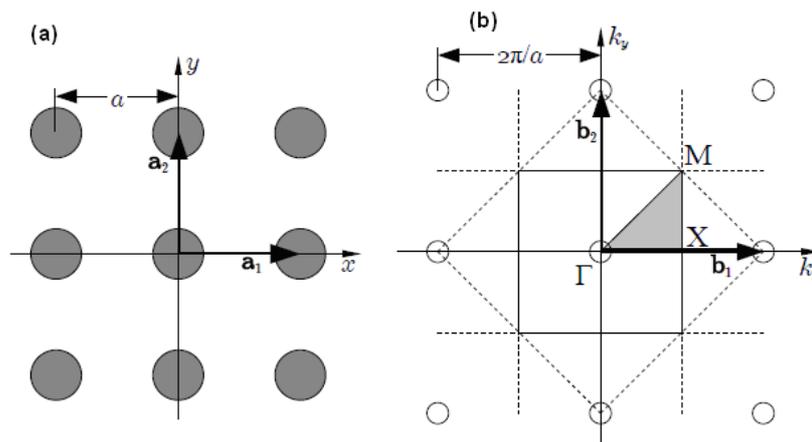


Figura 2.11. Estruturas direta, recíproca, e zona de Brillouin, incluindo os pontos de simetria da zona irredutível da primeira zona de Brillouin referente a um PhC com estrutura quadrada.

Lembre-se que todos os valores de k ($0 < k < \pi/a$) de um PhC com estrutura quadrada estão contidos na zona irredutível de Brillouin. Levando-se em consideração a estrutura de vetores recíprocos para um PhC 2D, as coordenadas dos pontos pertencentes à zona irredutível de Brillouin correspondem aos valores de k , conforme você pode observar através da Figura 2.12.

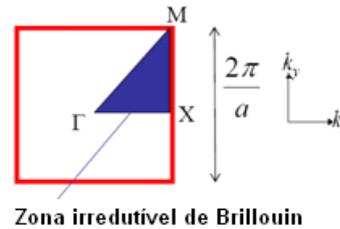


Figura 2.12. Zona de Brillouin normalizada referente a um PhC com estrutura quadrada.

Na Figura 2.13(a) mostramos uma estrutura direta triangular com periodicidade a no espaço real. A estrutura de vetores é formada a partir dos vetores a_1 e a_2 . Na Figura 2.13(b) mostramos a estrutura recíproca correspondente à estrutura quadrada direta. Observe que a estrutura recíproca possui periodicidade $\frac{4\pi}{\sqrt{3}a}$. Essa estrutura recíproca é formada a partir de b_1 e b_2 . As linhas pontilhadas são os bissetores perpendiculares aos vetores da estrutura recíproca, os quais conectam a origem (ponto Γ) aos seus pontos mais próximos da estrutura recíproca. A região embutida entre essas linhas, contendo a origem é a primeira zona Brillouin (hexágono sólido). A área sombreada é a zona irredutível da primeira zona de Brillouin. Os pontos de simetria são, Γ , M e K.

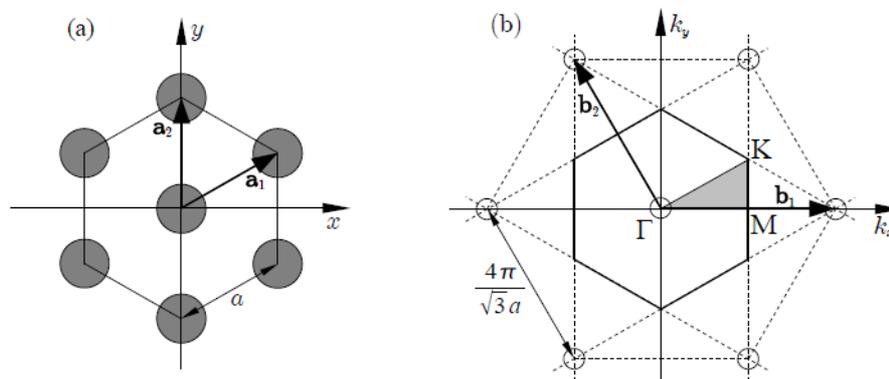


Figura 2.13. Estruturas, direta e recíproca, bem como a primeira zona irredutível da primeira zona de Brillouin (estruturas triangulares).

As equações (2.16) e (2.17) fornecem as coordenadas dos pontos de simetria da zona irredutível da primeira zona de Brillouin, para as estruturas quadradas e triangulares, respectivamente, os quais serão utilizados no método PWE, para determinação da relação de dispersão:

$$\Gamma: k_x=0, k_y=0; M: k_x=\pi/a, k_y=\pi/a; X: k_x=\pi/a, k_y=0, \quad (2.16)$$

$$\Gamma : k_x = 0, k_y = 0; M : k_x = 2\pi/\sqrt{3}a, k_y = 0; K : k_x = 2\pi/\sqrt{3}a, k_y = 2\pi/3a. \quad (2.17)$$

A Tabela 2.1 fornece os parâmetros mais utilizados, referentes às estruturas PhC.

Tabela 2.1: Parâmetros referentes às estruturas quadradas e triangulares de PhCs.

Discriminação	Geometria	
	Estrutura quadrada	Estrutura triangular
Vetores diretos	$a_1 = a \hat{x}; a_2 = a \hat{y}$	$a_1 = a(\sqrt{3}\hat{x} + \hat{y})/2; a_2 = \hat{a} y$
Vetores recíprocos	$b_1 = (2\pi/a)\hat{x};$ $b_2 = (2\pi/a)\hat{y}$	$b_1 = (4\pi/\sqrt{3}a)\hat{x};$ $b_2 = (4\pi/\sqrt{3}a)[(-\sqrt{3}/2)\hat{x} + (1/2)\hat{y}].$
f	$\pi R^2/a^2$	$\left(\frac{R^2}{a^2}\right) \cdot \left(\frac{2\pi}{\sqrt{3}}\right)$
Superfície da célula unitária	a^2	$\left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right)(a^2)$

Uma interessante característica dos PhCs é sua escalabilidade, ou seja, a possibilidade de se obter um PhC de acordo com o comprimento de onda da luz incidente no cristal fotônico, mantendo-se sem modificações todas as propriedades desse PhC, como, por exemplo o intervalo de faixa. Esse fato nos permite, por exemplo, testar um dispositivo de GaAs para $\lambda = 1\mu\text{m}$, onde a tecnologia de fabricação já está amadurecida, e transferir os resultados obtidos para um dispositivo de InP para $\lambda = 1,5\mu\text{m}$, uma vez que as perdas ópticas estão no mesmo patamar.

2.4.3 Placas PhC (“PhC Slabs”)

Apesar de que até mesmo em um PhC 1D reflexões omni-direcionais podem ser obtidas sob certas condições, esses dispositivos sofrem a carência de projetos para a concepção de circuitos integrados fotônicos.

Um PhC 2D pode ser periódico no plano $x - y$, e estendido infinitamente ao longo da direção z (k_z é conservado) [10]. O PhC 2D, o qual consegue confinar a luz no plano, na realidade não existe, porém se pode obter uma boa aproximação através de PhCs baseados em sílica com macro-poros. Tais PhCs podem ser fabricados através de gravura eletroquímica em pastilhas de sílica padronizadas. Podem ser obtidas razões de 67:1 entre a profundidade dos buracos e a distância entre os mesmos. Para isto, as profundidades dos buracos devem ser, por exemplo, de $100\mu\text{m}$, e a distância entre os furos (período do cristal) de $1,5\mu\text{m}$.

Quando as PBGs dos modos TE e TM não se intercedem, o PhC não suporta uma PBG completa, onde nenhuma luz seria permitida em qualquer direção da

estrutura infinita. Um PhC 3D com periodicidade nas três direções pode suportar uma PBG completa, porém esses dispositivos são de difícil fabricação. As placas PhC possuem espessuras menores que os sistemas PhC 2D ideais, e necessitam de um guia de onda no corpo do PhC, para evitar a fuga de luz para a dimensão na direção do eixo z (“out-plane”). Essas estruturas são denominadas placas PhC (“Slab PhC”) 2D. O forte confinamento vertical é obtido através de um empilhamento de materiais com alto contraste de índice de refração entre a camada de guia e a camada de revestimento. Por outro lado, também se pode obter o confinamento da luz na direção vertical através de um regime de fraco confinamento.

Na Figura 2.14 mostra o esquemático de uma placa PhC com fraco confinamento vertical da luz, obtido com um sistema de InP/InGaAsP, ou AlGaAs/GaAs.

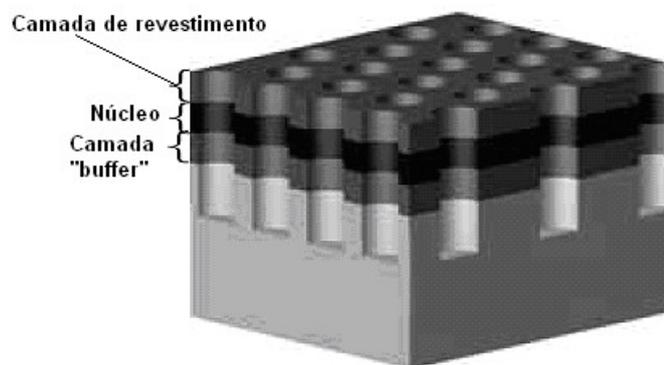


Figura 2.14. Perfil vertical da estrutura PhC planar [11].

Tratando-se de regime com alto confinamento da luz na direção vertical, em sistemas com membrana ou “silicon-on-isolator” (SOI), não mais é possível o tratamento da placa PhC em 2D, pois nesse caso não existe uniformidade na direção vertical. No regime de baixo contraste de índice de refração o modo é alargado na direção vertical e se comporta quase como uma onda plana. Então, dessa forma é possível a utilização de um modelo 2D com índice de refração uniforme para a caracterização do PhC.

Tendo em vista a inclusão de um revestimento adicional no perfil vertical precisamos também considerar os modos de radiação nessa camada. Nesse caso, surge uma nova linha de luz no digrama de faixa, conforme está ilustrado na Figura 2.15.

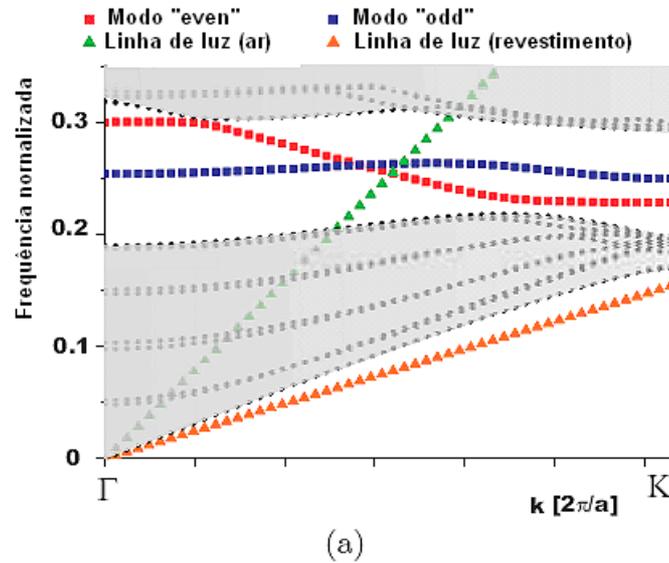


Figura 2.15. Diagrama de faixa de um PhC 2D com indicação das linhas de luz do ar, e do revestimento [11].

De forma idêntica à linha de luz do ar, a linha de luz do revestimento também é dependente da frequência de forma linear, mas nesse caso também é dependente do índice de refração do perfil vertical da placa PhC. No regime de baixo contraste do índice de refração a linha de luz do revestimento (indicada por triângulos) está localizada abaixo da faixa dielétrica da estrutura do PhC. Portanto, nesse caso os modos não são mais puramente guiados e estão sujeitos à perdas, uma vez que podem ser acoplados aos modos do revestimento, e mesmo tratando-se de PhC com perfeita fabricação, esses modos possuem perdas.

2.4.4 Configuração) de PBGs em Placas PhC

A configuração das PBGs é uma importante ferramenta para a escolha apropriada do fator de preenchimento de ar (f), por exemplo, (“air-filling”), conforme ilustrado na Figura 2.16, e se trata da visualização dos limites das faixas mais baixa e mais alta, em relação a diferentes ordens de polarização. A configuração das PBGs” exibe imediatamente quais são os valores de f , que proporcionam uma PBG completa. O PhC constituído por GaAs com estrutura triangular de buracos perfurados em um dielétrico, e com o fator “ f ” entre $f_1 = 0,1$ e $f_2 = 1$, possui, a condição “área fechada comprimida” alcançada para $f = 0,9$. Nas estruturas quadradas a primeira e a segunda faixa TE são abertas em $f = 0,35$, e a primeira faixa TM é aberta em $f = 0,5$. No caso de estrutura triangular a faixa TE é aberta em $f = 0,11$, e cresce com o incremento do

raio, até alcançar o máximo em $f = 0,73$. A abertura da faixa TM não é iniciada para valores f abaixo de $0,63$. A região da PBG completa 2D é obtida através da intercessão das faixas TE e TM, as quais surgem na janela de frequência $u = 0,37...0,56$. Geralmente, os limites da faixa são deslocados para frequências mais altas, com o aumento do fator f , o que está de acordo com a redução da média da constante dielétrica ($\epsilon_{\text{médio}} = f \cdot \epsilon_{\text{ar}} + (1 - f) \cdot \epsilon_{\text{sub}}$).

Observe que a estrutura triangular possui faixa TE mais larga, a qual adicionalmente é aberta para menores fatores de preenchimento.

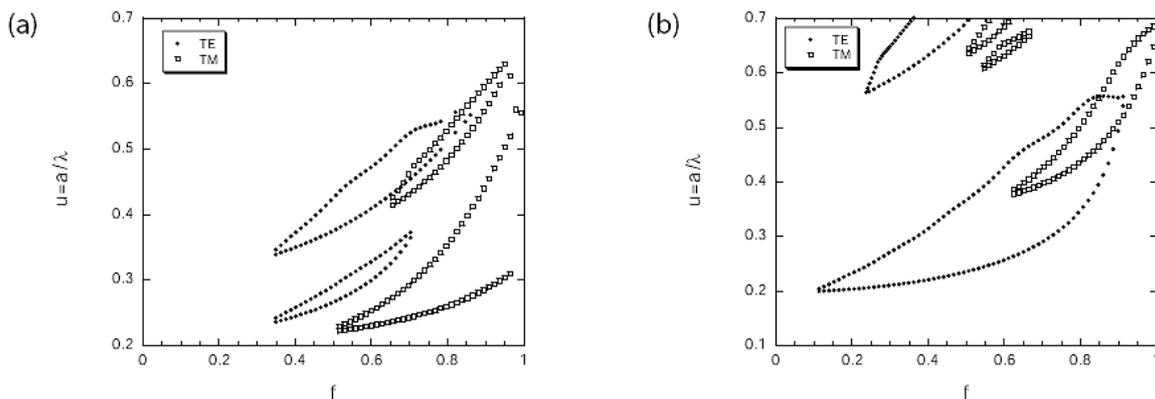


Figura 2.16. Configuração das PBGs de estruturas 2D de buracos em uma matriz dielétrica ($\epsilon = 11,4$): a) Estrutura quadrada, b) Estrutura triangular [9].

Considerando-se o intervalo TE de primeira ordem de uma estrutura triangular de buracos de ar em um dielétrico notamos, que a largura e posição do intervalo estão relacionadas com o contraste dielétrico entre o substrato e os buracos de ar ($\epsilon = 1$). Com o decréscimo desse contraste a largura do intervalo diminui, e a sua posição se desloca para energias mais altas, uma vez que o índice de refração médio diminui, conforme indicamos na Figura 2.17. Ao contrário do que acontece com PhCs 1D, em PhCs 2D o intervalo é fechado abruptamente, quando o contraste do índice de refração cai abaixo de um certo limiar.

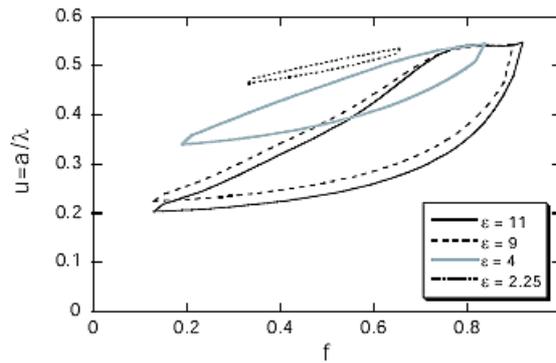


Figura 2.17. Primeira ordem das PBGs referentes a uma estrutura triangular de buracos de ar em função de “f”, para diferentes constantes dielétricas do substrato [9].

2.4.5 Alto versus Baixo Contraste de Índice de Refração em Placas PhC

As estruturas de cristais fotônicos 2D podem ser divididas em dois tipos: de alto, e de baixo contraste do índice de refração.

Para cada um desses dois tipos de estruturas PhC existem vantagens e desvantagens.

2.4.5.1 Alto Contraste do Índice de refração

As membranas suspensas em ar, sílica sobre isolante, ou GaAs sobre Al_xO_y são exemplos de estruturas de alto contraste de índice de refração, conforme podemos observar na Figura 2.18. No último caso o alto contraste de índice de refração é obtido através de oxidação úmida da camada base $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$, a fim de se obter a camada de Al_xO_y [12]. O alto contraste de índice de refração entre o núcleo GaAs e ar é $\Delta n = 2,5$, e entre esse mesmo núcleo e o revestimento de Al_xO_y é $\Delta n \approx 2$. No caso de sílica sobre isolante Δn entre o isolante e o núcleo de Si, bem como entre o substrato de SiO_2 é igual a 2.

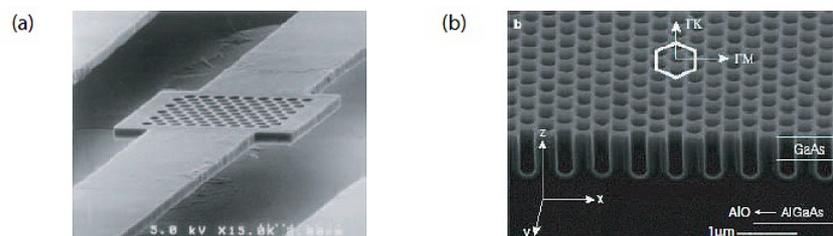


Figura 2.18. Duas possíveis implementações de PhC 2D com alto contraste de índice de refração.

Na Figura 2.18 (a) mostramos uma membrana de $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}$ com 270nm de espessura suspensa em ar [13]). Na Figura 2.18(b) mostramos uma placa de cristal fotônico com buracos de $\approx 0,5\mu\text{m}$ de profundidade, gravados parcialmente dentro da camada de Al_xO_y , a qual atua como revestimento de baixo índice de refração ($n \approx 1,5$) [12].

NOTA: O tamanho da PBG pode ser medido através da relação entre o valor da frequência central da PBG e a largura total dessa PBG ("gap-midgap ratio").

2.4.5.2 Baixo Contraste do Índice de Refração

Em uma estrutura periódica triangular de buracos gravados na estrutura vertical da placa PhC, o cristal fotônico opera como uma grade de difração 2D de primeira ordem, ou seja, o período fica em torno da metade do comprimento de onda do modo no meio da PBG.

A vantagem do efeito do baixo contraste de índice de refração é que suas propriedades de dispersão são muito semelhantes ao 2D ideal, o que não acontece com estruturas com alto contraste de índice de refração, nas quais as energias dos modos são consideravelmente deslocadas para a região azul [14].

O método do índice de refração efetivo no qual a estrutura vertical da placa PhC é levada em conta simplesmente por meio do índice de refração efetivo relativo ao primeiro modo guiado da placa, também é válido o caso das placas PhC com baixo contraste de índice de refração, quando consideramos que a luz é monomodo dentro da região de interesse [15].

2.4.5.3 O Problema da Linha de Luz em Placas PhC

A linha de luz é um conceito muito importante, quando se considera a influência da terceira dimensão no caso de PhCs 2D, com uma geometria vertical da placa. Trata-se da reformulação da condição para reflexão interna em termos da conservação do vetor de onda. A lei de Snell-Descartes afirma que a componente paralela do vetor de onda é conservada na interface:

$$\beta_1 = \beta_2 \rightarrow k_0 n_1 \sin \theta_1 = k_2 n_2 \sin \theta_2 \rightarrow \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (2.18)$$

O ângulo crítico é dado pela condição $\theta_2 = \pi/2$. Então,

$$\beta_1 = k_0 n_2 \sin \frac{\pi}{2} = \frac{\omega}{c} n_2 \rightarrow \omega(\beta_1) = \frac{c\beta_1}{n_2}, \quad (2.19)$$

onde β_1 é o vetor de onda dentro do núcleo, paralelo à interface, n_2 é o índice de refração do revestimento e $\omega(\beta_1)$ identifica a linha de luz.

Para simplificar, consideremos a relação de dispersão de uma placa guia de onda com índice de refração n_1 envolvido em um meio com índice de refração $n_2 < n_1$. O diagrama de dispersão é dividido em três distintas regiões, conforme se pode observar na Figura 2.19. (I) Na região abaixo da linha de luz do núcleo não pode existir nenhum modo. (II) Entre a linha de luz do núcleo e a linha de luz do revestimento estão os modos verdadeiramente guiados. Esses modos possuem perda de propagação muito baixa e os seus perfis de campo decaem de forma exponencial dentro do revestimento. (III) A região acima da linha de luz do revestimento (cone de luz) suporta a continuidade dos modos irradiados.

No caso de guias de onda em placas PhC, os modos guiados são modos guiados de Bloch, e o espectro de irradiação contém ressonâncias modos vazados, os quais são caracterizados através da curva de Lorentzian, com um valor médio que define a energia da faixa, e com uma largura proporcional à perda óptica [14]. Esses modos quase guiados (“quasi-guided modes”) possuem perfil ondulatório dentro do revestimento.

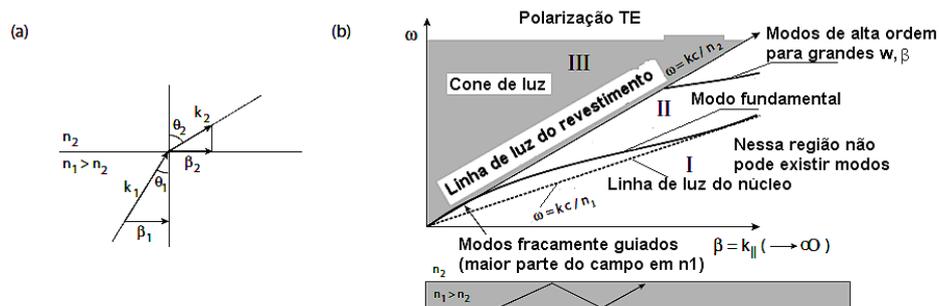


Figura 2.19. a) Representação esquemática da lei de Snell-Descartes, b) Dispersão de modos guiados TE em uma placa dielétrica [9].

O conceito de linha de luz é equivalente à condição para reflexão interna total expressa em termos de conservação de $k_{||}$.

Tratando-se de guias de onda simétricos verticais os verdadeiros modos guiados estão situados abaixo da linha de luz do revestimento. No caso de guias de onda assimétricos existem duas linhas de luz: uma para o revestimento superior (por exemplo, ar), e outra para o revestimento inferior (por exemplo, substrato). Então,

existem modos verdadeiramente guiados, modos que vazam para o substrato e modos que vazam para o substrato e para o ar.

Até agora nós só consideramos modos numa estrutura de placa não modelada, porém os mesmos princípios se aplicam ao confinamento vertical de modos em estruturas de placa de PhC 2D.

No caso de PhCs 2D a linha de luz é definida por $w(k) = \frac{|k|c}{n}$, onde $k = (k_x, k_y)$ está definido ao longo das principais direções de simetria, conforme mostramos na Figura 2.20.

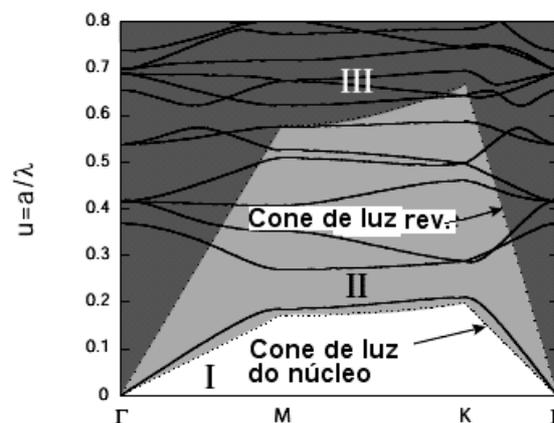


Figura 2.20. Relação de dispersão de uma estrutura triangular (Polarização TE).

Conforme detalhamos na Figura 2.20, na região I não podem existir modos. A região II contém os modos realmente guiados no volume do corpo PhC, e a região III representa a região de irradiação dos modos vazados.

Em relação ao problema da linha de luz as estruturas de alto contraste de índice de refração são favorecidas. Nessas estruturas podem ser embutidos guias de ondas lineares (W_n), os quais se constituem de n linhas de defeito ao longo de TK . Esses guias de ondas suportam apenas modos de Bloch sem perda óptica, propagando-se abaixo da linha de luz [16]. Entretanto, o modo de Bloch somente não apresenta perdas, quando existe simetria de translação. Uma razão para a quebra de simetria pode ser uma cavidade, ou uma curva, os quais são elementos, que constantemente estão embutidos nos circuitos integrados fotônicos. Nesse caso, mesmo as estruturas que apresentam grande confinamento nos guias de onda, também exibem perdas ópticas. Lembramos que as estruturas com alto contraste de índice de

refração são mais sensíveis a imperfeições de fabricação, como, por exemplo, aspereza.

2.5 Fabricação de Cristais Fotônicos

2.5.1 Visão Geral

Os avanços na fabricação, caracterização, e modelação de cristais fotônicos proporcionaram a obtenção de várias estruturas de cristal fotônico. Cristais fotônicos 2D, normalmente, são fabricados com litografia de fluxo de elétrons de alta resolução [17], através da qual, de modo geral, agrupamentos de buracos são gravados em placas de semicondutores, de acordo com o que está apesenado na Figura 2.21.

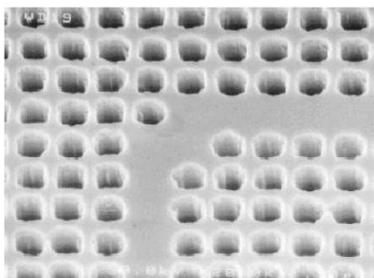


Figura 2.21. Cristal Fotônico Bi-dimensional [17].

Outro tipo de cristal fotônico é a “Holey Fibre”, a qual se consiste de um agrupamento de fibras ópticas, conforme está indicado na Figura 2.22 [18].

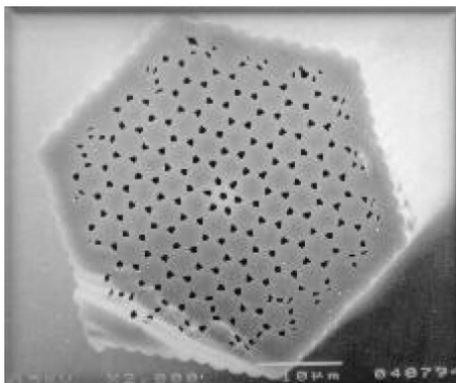


Figura 2.22. “Holey Fibre” [18].

A luz pode ser guiada através do buraco extra localizado no centro da fibra óptica.

Entretanto, os cristais fotônicos 2D possuem PBG apenas no plano de periodicidade. Para a obtenção de PBG total em todas as direções é necessário PhC 3D, os quais apresentam maiores dificuldades de fabricação.

Yablonovitch demonstrou experimentalmente a existência de uma PBG em frequências na faixa de microondas, usando uma estrutura inversa do diamante em material cerâmico, conforme ilustrado na Figura 2.23.

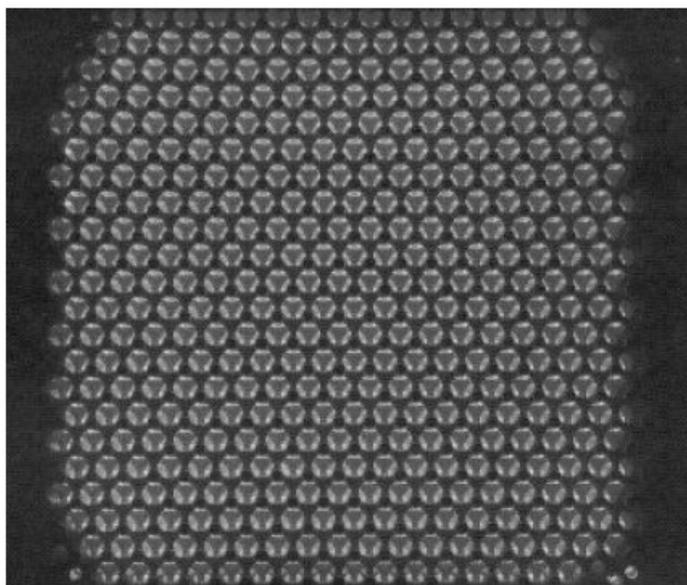


Figura 2.23. Estrutura de Yablonovite elaborada através da perfuração de buracos em um material cerâmico [19].

Entretanto, a estrutura acima, denominada “Estrutura de Yablonovite” não pode ser utilizada em comprimentos de onda ópticos. Uma outra geometria, denominada estrutura pilha de madeira (“woodpile structure”), utiliza a bem desenvolvida tecnologia de crescimento de semicondutor permitindo a obtenção de uma PBG em torno do comprimento de onda $1,55\mu\text{m}$, conforme está detalhado na Figura 2.24.

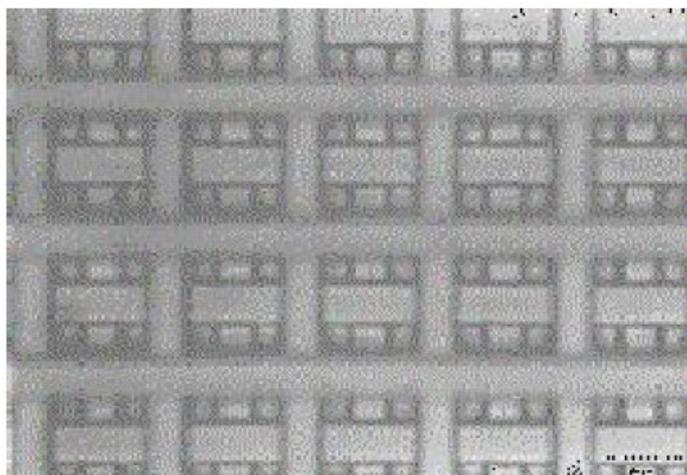


Figura 2.24. Cristal Fotônico com estrutura “woodpile” [19].

No ano 2000, John et al. apresentou uma estrutura obtida através de auto-montagem de esferas de opala, de acordo com o que está apresentado na Figura 2.25, e mostrou que uma estrutura de silício cúbica inversa com face centrada, proporciona uma PBG completa em torno de $1,55\mu\text{m}$ [46].

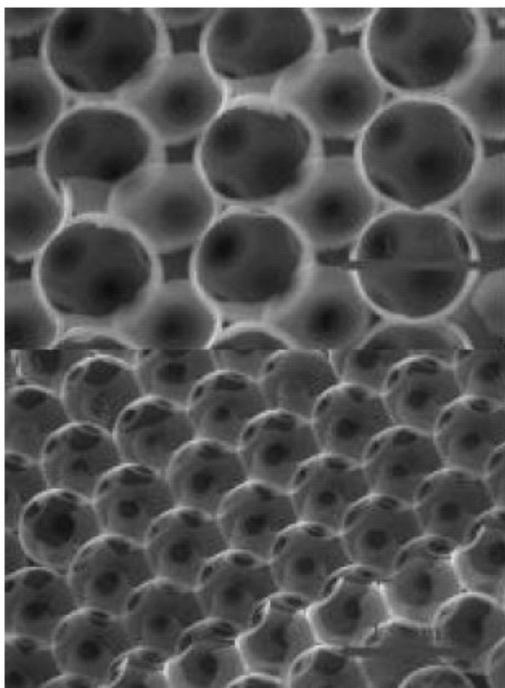


Figura 2.25. Cristal Fotônico com estrutura do tipo opala inversa [19].

Existem técnicas que combinam o método “top-down” de litografia com o método “bottom-up” de auto-montagem, para melhorar a ordenação de partículas coloidais em estruturas de cristais fotônicos [20, 21].

Recentemente, Toader and John apresentaram uma estrutura em espiral quadrada tetragonal, conforme está mostrado na Figura 2.26, a qual apresenta uma larga PBG em torno de $1,55\mu\text{m}$ [22].

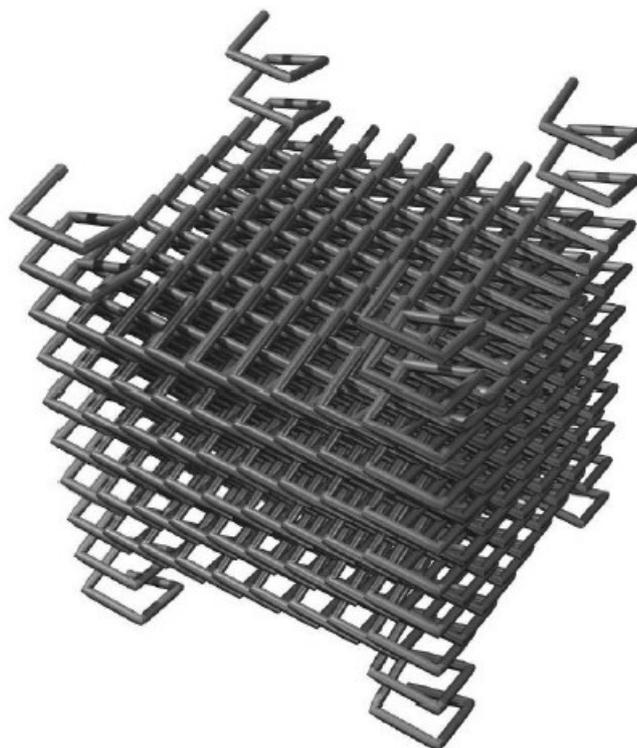


Figura 2.26. Cristal Fotônico com estrutura em espiral quadrada tetragonal [22].

A estrutura apresentada na Figura 2.26 foi fabricada utilizando-se o método “Glancing Angle Deposition (GLAD)” [23].

Os cristais fotônicos podem ser construídos com precisão nanométrica, através de um bombardeamento com raios-X, os quais atravessam uma máscara de ouro com uma série de buracos, removendo assim, porções de um polímero colado por baixo da máscara. A seguir, deposita-se vidro para preencher os buracos da máscara de ouro e o polímero que resta é destruído com calor. Deposita-se então silício nas regiões vazias do vidro. Finalmente, o vidro é removido com a utilização de produtos químicos apropriados, deixando como resultado uma rede de cristais puros de silício.

2.5.2 Fabricação de Cristais Fotônicos 3D

Enquanto no domínio do PhCs 2D as pesquisas são dedicadas principalmente à estruturas triangulares e quadradas, as estruturas PhCs 3D estão sendo estudadas através de novos projetos e concepções. Existem inúmeras tecnologias de fabricação relativas aos PhCs 3D. Hoje em dia acontece uma grande procura por

estruturas otimizadas de PhCs, ou seja, por estruturas com maiores PBGs para cada direção e tipos de polarização. O protótipo de materiais mais utilizada no momento para PhCs 3D é a estrutura do diamante, a qual é baseada em uma estrutura cúbica de face centrada (fcc), com dois átomos por célula unitária (primitiva). Esta estrutura proporciona uma zona de Brillouin quase esférica, a qual é importante para omni-direcionalidade da PBG. As ligações do diamante possibilitam que os campos referentes às faixas mais baixas fiquem concentrados na estrutura do dielétrico. A primeira estrutura de intervalo de faixas 3D foi proposta por K.M. Ho et al [24]. Tal estrutura se consiste em esferas de Si sobrepostas em uma estrutura de diamante. Observando-se a Figura 2.27 podemos afirmar, que a PBG existe para contraste de índices de refração mais baixos que 2. Por outro lado, as esferas sólidas organizadas dentro de uma estrutura fcc, não possuem PBG.

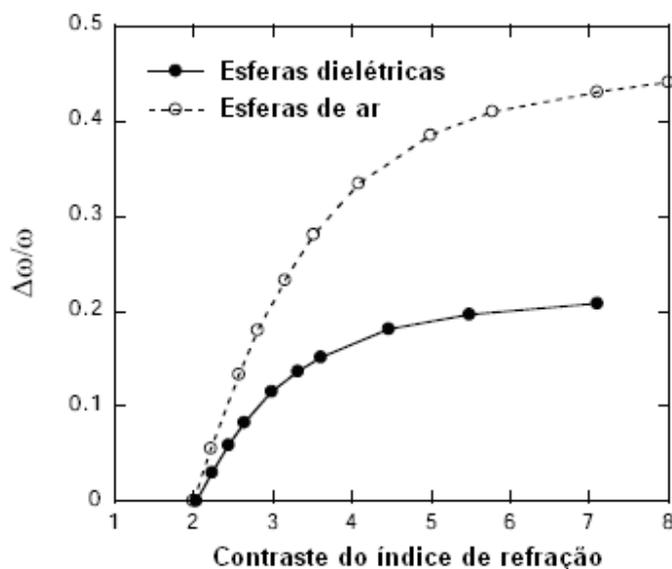


Figura 2.27. Relação PBG/Freqüência média da PBG ($\Delta\omega/\omega$) da estrutura de diamante, em função do contraste do índice de refração.

A linha pontilhada apresentada na Figura 2.27 refere-se ao caso de esferas de ar em dielétrico com $f = 0,81$, e as linhas sólidas se referem ao caso de esferas dielétricas em ar, com $f = 0,34$ [24]).

Diferentemente do que ocorre no PhC 1D, existe um limiar de contraste de índice de refração para a abertura de uma PBG completa na estrutura do diamante. A estrutura 3D “Yablonovite”, com simetria igual a do diamante, foi proposta por E. Yablonovitch [25], e fabricada primeiramente para a região de microondas. Essa fabricação se consiste na perfuração de buracos formando uma estrutura triangular

composta de três diferentes ângulos azimutais (separados de 120 graus) em uma inclinação de 35 graus em relação à vertical, conforme está apresentada na Figura 2.28(a).

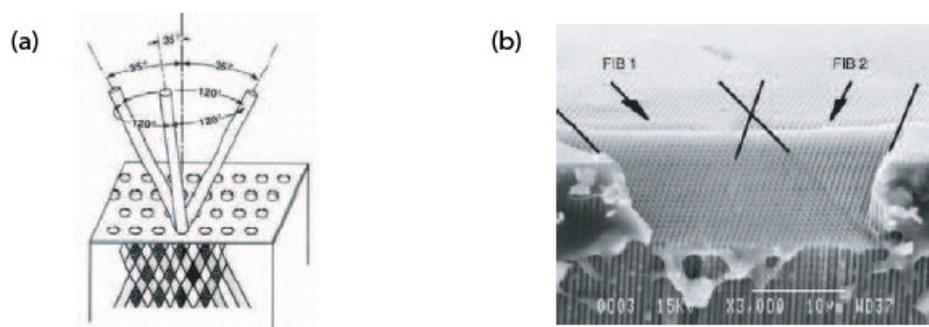


Figura 2.28. Uma das primeiras estruturas PhC 3D do tipo “Yablonovite” com PBG total [26].

Na parte (a) da Figura 2.28 está apresentada a perfuração dos buracos no substrato, com três diferentes ângulos, proporcionando um estrutura 3D fcc periódica. Na parte (b) dessa figura, está indicada a realização prática de uma estrutura “Yablonovite” para regime óptico, a qual é obtida através da perfuração de buracos através de fluxo de íons em silício microporoso.

E. Yablonovitch fabricou diversos tipos dessas estruturas na “Bell Communications Research” em New Jersey, através da perfuração de diferentes materiais dielétricos. Dez anos após foi obtida a estrutura “Yablonovite” produzida em sílica macroporosa para a região visível da luz, através da combinação de química foto-elétrica (para os poros verticais) e gravura através de fluxo concentrado de íons, conforme está mostrado na Figura 2.28(b).

Outra das primeiras estruturas obtidas foi a estrutura “Woodpile”, a qual possui uma simetria fcc. A fabricação dessas estruturas para a faixa do infra-vermelho é baseada na tecnologia microeletrônica relativa padrão, a qual se apóia em um processo de empilhamento de cinco níveis, baseado na repetitiva deposição, e gravura de múltiplos filmes dielétricos, conforme indicado (Figura 2.29(a)) [27].

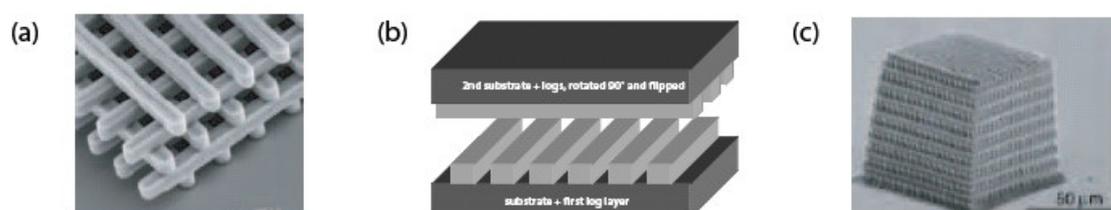


Figura 2.29. Estrutura “Woodpile” com PBG total, operando na região de comprimentos de onda infra-vermelha [26 - 29].

Na Figura 2.29(a) a estrutura “Woodpile” foi fabricada através de litografia UV em silício [27]. Na Figura 2.29(b) mostramos a mesma estrutura, a qual foi fabricada através de fusão da placa e processo de remoção do substrato [28]. Na parte(c) a estrutura “Woodpile” foi fabricada através do processo de polimerização dois fótons [29].

A estrutura “Woodpile” é bom exemplo para se mostrar como uma mesma estrutura pode ser obtida através de diferentes técnicas de fabricação. S. Noda propôs a fusão de placas de GaAs, ou InP, de acordo com o que está apresentado na Figura 2.29(b). O substrato da placa superior é removido através de uma combinação de processo químico, e de gravura a seco [28].

Outro processo de fabricação é baseado na absorção dois fótons, o qual se apóia no fato de que a probabilidade de absorção “dois fótons” depende de forma quadrática da intensidade, acarretando sob determinadas condições, que a absorção fica localizada no foco, para um volume da ordem de λ^3 [30]. Para limitar a potência do LASER, essa aplicação requer combinações que exibam uma grande absorção “dois fótons”. Na Figura 2.29(c) mostramos uma estrutura “Woodpile” obtida dessa maneira.

Uma interessante estrutura 3D com grande PBG foi proposta por S. G. Johnson et al. [31], a qual se consiste de uma seqüência de idênticas camadas planares com determinada impressão horizontal, a qual se repete a cada terceira camada, formando um estrutura fcc, conforme está mostrado na Figura 2.30.

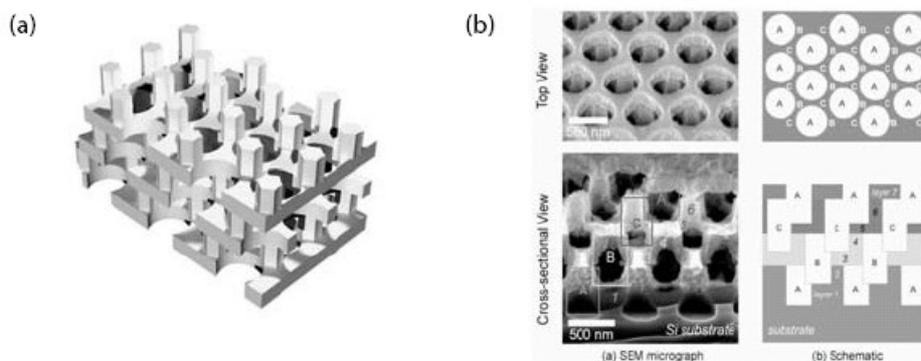


Figura 2.30. a) Estrutura tri-dimensional idêntica à do diamante (hastes \approx ligações), proposta por S. G. Johnson et al. (MIT) [31]. b) Realização de acordo com M. Qi e H. Smith (MIT)

A vantagem dessa estrutura é que a mesma forma uma ponte entre o mundo 2D e o mundo 3D. As camadas podem ser imaginadas como um empilhamento alternativo de duas geometrias de placas de PhCs 2D típicos: hastes dielétricas em ar, e buracos de ar em uma matriz dielétrica.

Uma classe completamente diferente de PhCs 3D é a estrutura constituída por opalas, e opalas inversas, conforme detalhamos na Figura 2.31. Essas estruturas podem ser fabricadas de forma mais fácil através de técnicas de montagem, as quais são apropriadas para produção em massa, e são muito mais baratas do que os métodos baseados em litografia. Além disso, podem proporcionar grandes áreas de PhCs regulares.

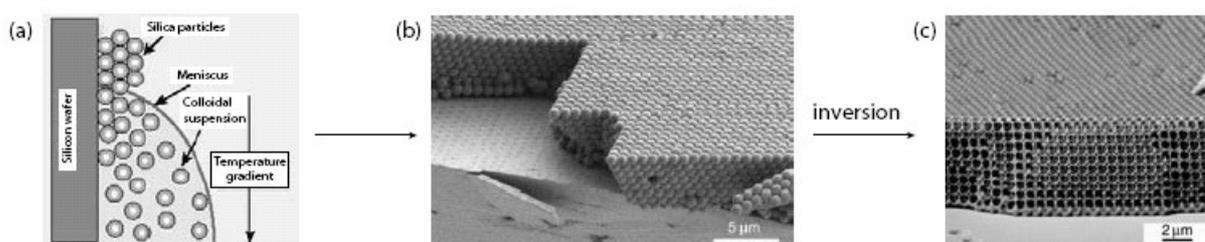


Figura 2.31. Chip desenvolvido por meio de opalas invertidas através de auto-montagem [32, 33].

Conforme está detalhado na Figura 2.31(a), as esferas de sílica (SiO_2) são forçadas a se organizarem dentro de um arranjo ordenado, em uma superfície como uma lente ao caírem, através da evaporação do solvente. Uma temperatura gradual é aplicada possibilitando um fluxo de condução de calor das partículas, a fim de minimizar as sedimentações indesejadas [32]. Na Figura 2.31(b) podemos observar finos padrões de opalas planas, montadas sobre uma pastilha de Si, os quais foram obtidos a partir de esferas com diâmetros de 855nm [33]). Na Figura 2.31(c) podemos constatar que, primeiramente, a estrutura de opala é infiltrada com sílica e então as esferas de sílica são removidas através de gravura úmida, cedendo uma opala invertida unida ao “chip” de silício [33].

A primeira auto-montagem de opalas foi obtida através da sedimentação de micro-esferas de sílica (SiO_2) em solução dentro de uma estrutura fcc fechada, somente através da gravidade, o que resultou em uma estrutura com um considerável número de falhas de empacotamento. Essa limitação foi superada por

A. Vlasov et al. [33]. O cristal é auto-montado na lente entre o substrato vertical e uma suspensão coloidal. A temperatura gradual aplicada proporciona fluxo de partículas e evita a sedimentação, antes da evaporação do solvente.

Uma estrutura com esferas sólidas em uma estrutura fcc não possui uma PBG, mas a estrutura invertida sim. A inversão é obtida através de infiltração de silício nas partes vazias entre as esferas. As esferas de silício são então removidas através de gravura úmida, o que provoca a estrutura opala invertida.

Abaixo discriminamos outros métodos de fabricação:

- Litografia de interferência de raio X
- Empilhamento através de micro-manipulação
- Litografia holográfica
- Litografia holográfica dois fótons
- “Block copolymers”
- “Glancing angle deposition”
- Auto-clonagem

3 CARACTERIZAÇÃO ÓPTICA DOS PhCs

3.1 Tecnologia “Fonte de Luz Interna” (*Internal Light Source* - (ILS))

3.1.1 Princípio Experimental

A técnica “Internal Light Source (ILS)” foi empregada com êxito nos estudos de estruturas de guias de ondas gravadas em PhCs “quasi-2D” de GaAs, [34]. Essa técnica é uma poderosa ferramenta para o entendimento de algumas propriedades fundamentais dos PhCs, bem como para a medição de Reflexões (R), Transmissão (T), e Difração (D). Por outro lado a técnica ILS também proporciona a caracterização das estruturas das cavidades Fabry-Perot [35], cavidades hexagonais 2D [34], e guias de onda [36]. A faixa de aplicações da técnica ILS foi expandida desde sistemas com GaAs até InP [37, 38, 39].

A técnica ILS é baseada em uma fonte óptica interna (bombeamento LASER), a qual é posicionada de tal forma, que a luz se propaga através do PhC, sendo depois coletada, após atravessar a distância entre essa fonte e a extremidade da placa PhC (d_e). A fonte é, então, deslocada para uma outra região, situada antes da região padronizada (estrutura periódica) à uma distância igual à da fonte até a extremidade da placa PhC (d_e), e o sinal coletado é usado como referência para a normalização do sinal primário, conforme está mostrado na Figura 3.1.

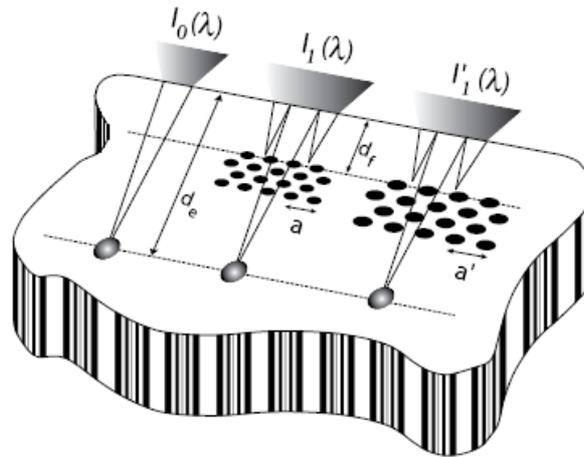


Figura 3.1. Configuração experimental para medições de transmissão em PhCs [34].

Com relação ao que está apresentado na Figura 3.1, as distâncias entre a estrutura periódica e a extremidade do PhC, ou seja, e a faceta lateral do PhC (d_f), e entre a fonte óptica e a referida extremidade (d_e) são mantidas constantes. A referência $I_0(\lambda)$ é obtida através de uma região sem estrutura periódica, enquanto o espectro $I_1(\lambda)$ é coletado através de estruturas periódicas com diferentes períodos.

3.1.2 Normalização das Medições de Transmissão

O sinal de referência e o sinal relativo ao PhC são medidos de forma que a distância entre os pontos de excitação e face clivada é mantida constante. Levando-se em consideração que a emissão de luz (Fotoluminescência - PL) permanece homogênea, a normalização das medições de transmissão através das estruturas em teste é obtida pela razão $(I_0(\lambda)/I_1(\lambda))$, a qual fornece o espectro absoluto de transmissão.

3.1.3 Sintonia Litográfica

Devido à limitada largura da faixa espectral do sinal de prova ($\Delta\lambda \approx 100\text{nm}$ para InP e $\Delta\lambda \approx 150\text{nm}$ para GaAs), então, é aplicado o denominado método “Lithographic Tuning” [34], conforme está detalhado na figura 3.1. Portanto, usa-se um LASER sintonizável para manter constante o comprimento de onda e a propriedade de escala do PhC [6]. PhCs com diferentes valores de períodos (a), e de fatores de preenchimento (“f”) são testados, e o PhC como um todo é explorado em função da

freqüência reduzida $u = a/\lambda$, ou seja, o espectro correspondente a diferentes períodos são considerados conjuntamente. Por exemplo, para o caso de GaAs são requeridos nove diferentes períodos, para se obter de forma precisa a PBG, e as duas faixas laterais.

3.1.4 Coleta de Sinais

3.1.4.1 Os Três Sinais

Na Figura 3.2(a) está apresentada a configuração geral para experimentos ILS. O bombeamento LASER é introduzido verticalmente na estrutura heterogênea e excita internamente a camada de emissão ativa de fotoluminescência (PL), constituindo uma fonte de luz interna. Essa camada ativa é constituída por dois poços quânticos (“quantum wells - QWs”), no caso do InP, e por três pontos quânticos (“quantum dot” - QD) no caso do GaAs, sendo embutidas na camada do núcleo da estrutura PhC, para possibilitar a caracterização dessa estrutura [40]. Uma descrição detalhada de diferentes fontes ativas e suas propriedades serão apresentadas na seção 3.1.5. A técnica ILS proporciona resolução espacial (limitada pela dimensão da fonte de luz ($\Phi = 2,5\mu\text{m}$)) para o posicionamento da fonte óptica no PhC. Parte da luz se propaga paralelamente à superfície como modo guiado, e interage com a estrutura do PhC. Então, o modo guiado que sai do PhC através da faceta clivada é introduzido em uma fibra óptica multimodo ($\Phi = 100\mu\text{m}$) para análise espectral. Devido às refrações ocorridas nos limites das camadas, surgem três diferentes fluxos de sinais, ópticos, os quais saem do PhC através da faceta clivada após a propagação através do ar, substrato, e dentro do guia, respectivamente, conforme está mostrado na Figura 3.2(a). O sinal no ar surge como a metade de um círculo acima da faceta, com raio $d \cdot AN$, sendo AN a Abertura Numérica. O sinal no substrato surge no lado oposto como a metade de um círculo com raio $(d/n) \cdot AN$. O sinal guiado surge como uma elipse.

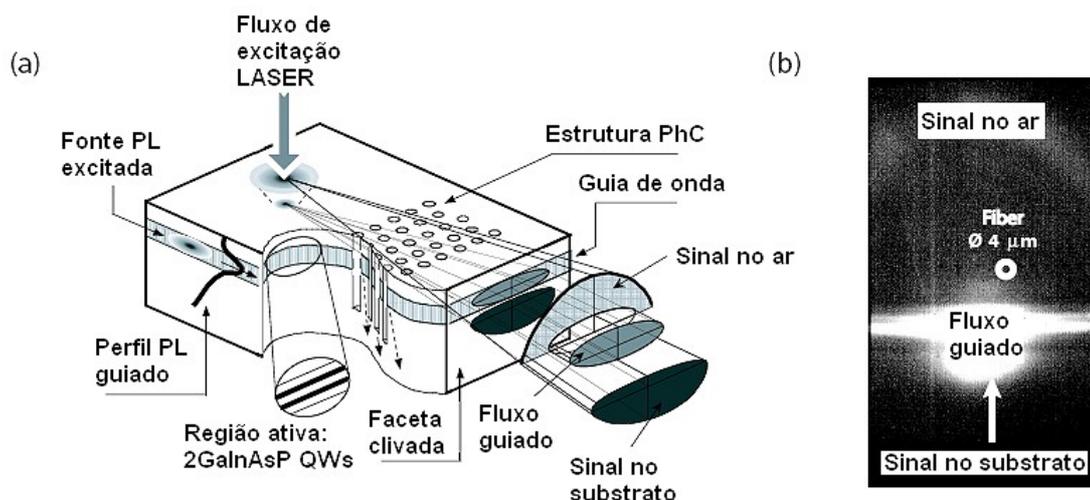


Figura 3.2. Esquema do método ILS [9].

Na Figura 3.2(a) podemos observar a configuração geral da experiência para método ILS. A emissão fotoluminescente (PL) é excitada dentro da região ativa embutida na placa da estrutura guia de onda do PhC, sendo guiada no sentido para frente através da estrutura do PhC. Estão esboçados os três fluxos ópticos que saem através da faceta clivada após a propagação através do ar, do substrato, e do núcleo. Na Figura 3.2 (b) está mostrada a imagem típica dos sinais coletados na faceta clivada. O círculo branco ($\Phi = 4\mu\text{m}$) representa a imagem conjugada da fibra óptica coletora [40].

O sinal guiado é coletado através de um objeto coletor localizado na faceta. A luz coletada é então separada através de um divisor (“splitter”) e direcionada parcialmente para uma câmera e parcialmente acoplada a uma fibra óptica. Este procedimento permite a obtenção da análise espectral dos diferentes sinais laterais.

Através da Figura 3.2(b) podemos visualizar uma imagem típica obtida, quando o coletor óptico é focalizado na faceta. O fluxo guiado surge como uma linha brilhante, enquanto o círculo branco ($\Phi = 4\mu\text{m}$) representa a imagem conjugada da fibra óptica coletora. A contribuição guiada pode ser selecionada, alinhando-se o círculo com a linha brilhante.

3.1.4.2 Posição da Fonte Virtual

A refração do sinal nas facetas cria uma fonte virtual dentro do semicondutor, de onde parte o fluxo óptico. A posição dessa fonte virtual pode ser calculada através da

lei de Snell/Descartes, a qual no limite para pequenos ângulos pode ser simplificada por $\text{tg}\theta = n.\text{tg}\theta_i$. Por outro lado, $\text{tg}\theta_i = s/d_0$, e $\text{tg}\theta = s/d_v$, conforme detalhado na Figura 3.3. Daí conclui-se que $d_v = d_0/n$.

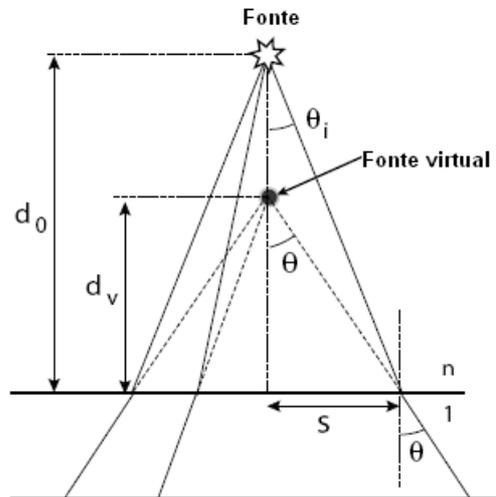


Figura 3.3. Obtenção da posição da fonte virtual [9].

3.1.4.3 Distância de Excitação

Quando a fonte é colocada em uma parte não estruturada (sem periodicidade do índice de refração) da placa, o modo guiado se propaga de forma radial em todas as direções. Devido ao alto índice de refração do semicondutor, apenas a luz que incide na faceta com um ângulo abaixo do ângulo crítico ($\theta_c = 18^\circ$ para InP, e $17,3^\circ$ para GaAs) pode sair pela faceta. Uma grande parte dessa luz sai da faceta com ângulos muito grandes, e não pode penetrar no cone coletor ($\theta = 30^\circ$). O ângulo limite θ_l (Vide Figura 3.4) define o cone de luz dentro do semicondutor que consegue sair através da faceta com ângulo θ , sendo obtido através do índice de refração referente ao modo guiado, e da abertura numérica ($NA = 0,5$) relativa ao coletor, conforme mostrado na Figura 3.4. O valor de θ_l é $8,9^\circ$ para InP e $8,6^\circ$ para GaAs.n

Existem dois regimes: (a) quando a fonte é colocada longe da faceta, conforme mostrado na Figura 3.4(a), e (b) quando a fonte é colocada próximo da faceta, e aordo com o que está detalhado na Figura 3.4(b). No regime (b) a quantidade total de luz dentro do ângulo θ_l é coletada pelo objeto coletor. No regime (a) o ângulo de coleção é limitado pela dimensão da imagem conjugada da fibra coletora ($D = 4\mu\text{m}$), a qual contribui para o melhoramento da seletividade angular da medição. Portanto, é preferível se trabalhar no regime (a), onde a resolução angular é limitada através de

“D”, e o ângulo efetivo interno de seleção é dado por $\theta_s = \arctg\left(\frac{D}{d_0}\right)$, o qual é menor que θ_i , conforme apresentado na Figura 3.4.

A distância d_{limite} que estabelece a transição entre os dois regime é obtido da seguinte forma:

$$\theta_i = \theta_s \rightarrow D/2 d_{\text{limite}} = \text{tg } \theta_i \rightarrow d_{\text{limite}} = D/2 \text{tg } \theta_i \quad (3.1)$$

Assumindo-se a fonte como pontual d_{limite} é igual a $13\mu\text{m}$ tanto para InP, quanto para GaAs. Para um ponto qualquer a seletividade angular é dada pelo ângulo de seleção $\theta_s = D/2d$. Entretanto, para posições da fonte próximas à faceta, é necessário se levar em consideração a extensão da fonte ($\Phi = 4\mu\text{m}$). Se a fonte possuir diâmetro $S = 2\mu\text{m}$ a resolução angular é $\theta_s = (D + S)/2 \theta_i$. [31], e $d_{\text{limite}} = 22 \mu\text{m}$.

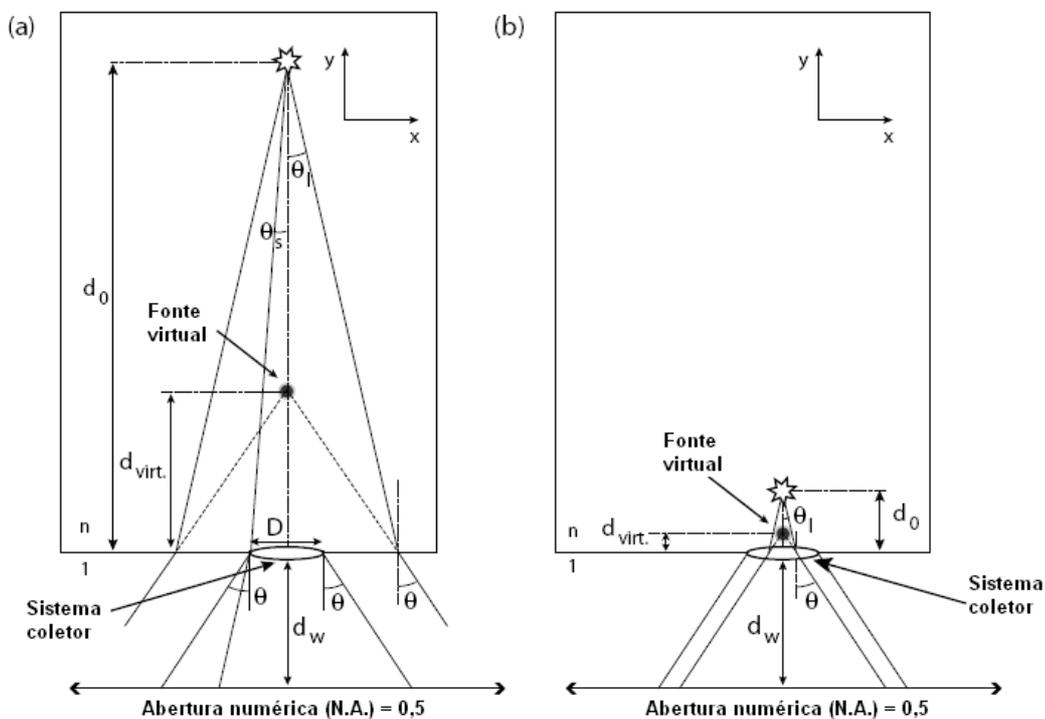


Figura 3.4. Medição de um espectro de referência [9].

A PL é emitida a uma distância d_0 até a faceta, sendo coletada através de um objeto coletor com um ângulo coletor $\theta = 30^\circ$ e injetado em um fibra óptica com imagem conjugada de diâmetro D . Existem dois regimes: fonte colocada longe da faceta, de acordo com a Figura 3.4(a) e fonte colocada próxima à faceta, conforme apresentado na Figura 3.4(b).

A seletividade angular é importante para medições de amostras de PhCs, onde as propriedades ópticas dependem dos ângulos de incidência da luz referentes ao eixo

de simetria do PhC. Podemos afirmar que se a distância de excitação d_0 é maior que d_{limite} , o “crosstalk” entre os três sinais é desprezível, e a análise seletiva da luz guiada pode ser elaborada levando-se em consideração o sinal de borda [41].

3.1.5 Estrutura da Amostra

3.1.5.1 Estrutura Vertical do Guia de Onda

Conforme acima detalhado a luz utilizada para medições é a luz guiada através de uma estrutura vertical heterogênea. Os perfis verticais das estruturas, tanto para InP, quanto para GaAs, inclusive onde os modos são guiados, estão mostrados nas Figuras 3.5(a) e 3.5(b), respectivamente.

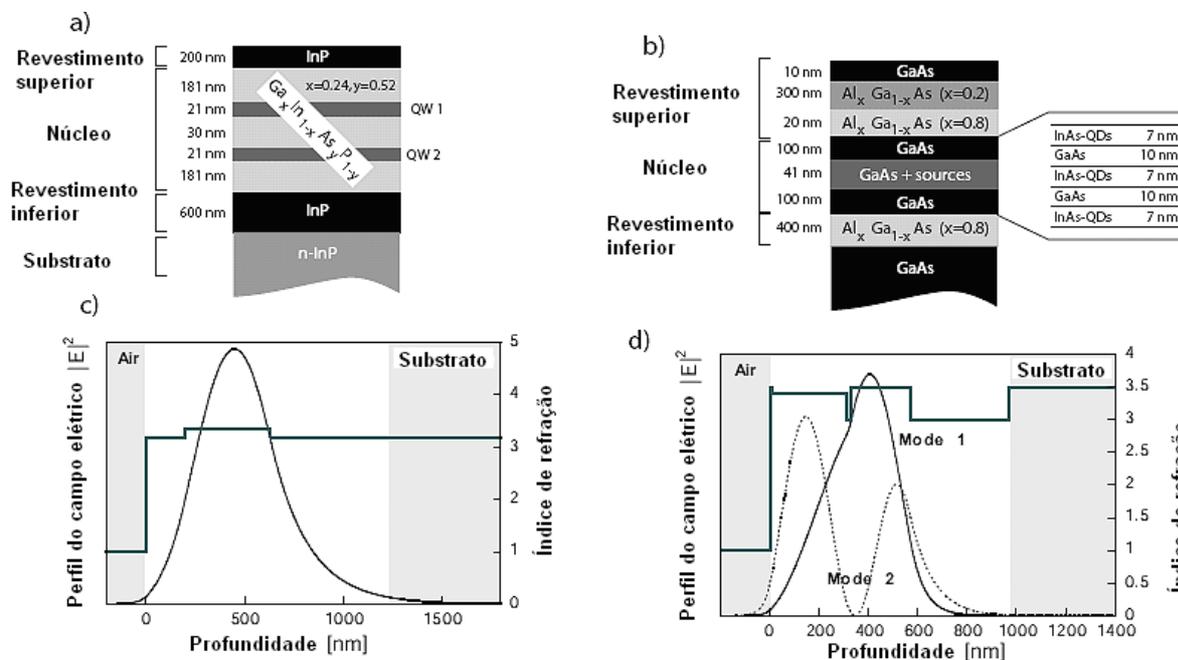


Figura 3.5. a) Estrutura vertical da amostra de InP contendo 2 QWs (Poços quânticos). b) Estrutura vertical da amostra de GaAs contendo 3 camadas QD (Pontos quânticos). c) Perfil do modo guiado para o caso InP. d) Perfil do modo guiado para o caso GaAs [40].

No caso InP o modo guiado é monomodo na polarização TE, com $n_{\text{eff}} = 3,24$. No caso GaAs existem dois modos guiados TE, com $n_{\text{eff}} = 3,36$, e $3,13$.

A estrutura vertical no caso InP, com índice refração $n_{\text{eff}} = 3,24$, suporta um único modo. Este é o caso de uma estrutura de InP, a qual suporta um modo TE com $n_{\text{eff}} = 3,24$. O valor máximo da intensidade do campo $|E(z)|^2$ é ligeiramente deslocado do centro da camada do núcleo, e decai de forma exponencial nas camadas de

revestimento, de acordo com a Figura 3.5 (a). O deslocamento entre o pico do perfil e a localização dos QWs reduz levemente a reabsorção QW no modo propagante. Devido à dispersão material n_{eff} é uma função de λ , e para uma emissão de um espectro PL centrado em 1500nm, a dispersão efetiva do índice de refração dos modos guiados é

$$\frac{\partial n}{\partial \lambda} = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ nm. Então, tendo em vista que uma única medição ILS consegue medir}$$

um intervalo espectral de $\Delta\lambda = 100\text{nm}$, e que $\Delta n = \Delta\lambda \cdot \left(\frac{\partial n}{\partial \lambda}\right)$, são encontrados os valores corrigidos de n_{eff} para a faixa de 3,23 a 3,255.

No caso da estrutura vertical de GaAs que suporta dois modos TE (Figura 3.5(b)), os índices de reflexão efetivos do modo “even” (1) e do modo “odd” (2) são $n_{\text{eff}} = 3,36$, e 3,15, respectivamente. Como no caso anterior n_{eff} é uma função de λ . Considerando-se uma emissão de espectro centrada em 1050nm temos que a dispersão efetiva do índice de refração é $\frac{\partial n}{\partial \lambda} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ nm}$. O modo 2 possui o seu campo concentrado principalmente na região de revestimento superior, e podemos assumir que o mesmo se propaga mais através do ar, portanto sofre mais perda óptica que o modo 1. Conforme um cálculo de matriz de transferência [69,70], o comprimento de extinção do modo de revestimento (modo 2) é da ordem $40\mu\text{m}$, enquanto o modo 1 possui o comprimento de extinção de $725\mu\text{m}$, conforme mostramos na Tabela 3.1.

Tabela 3.1. Modos verticais na estrutura heterogênea de GaAs. O comprimento de extinção inclui o tunelamento no ar, e a absorção no núcleo com centro do espectro em 1050nm.

Modo	Simetria	n_{eff}	Comprimento de extinção (μm)
1	“even”	3,36	725
2	“odd”	3,13	42

O índice de refração efetivo pode ser substituído por um ângulo interno de reflexão θ através da relação $n_{\text{eff}} = n_{\text{nuc}} \cdot \text{sen}\theta$, obtendo-se $\theta = 73,5^\circ$, para o modo 1 e $63,6^\circ$ para o modo 2. Os ângulos θ e α estão mostrados na figura 3.6. Apenas o modo 1, com ângulo α igual a $16,5^\circ$, incide sobre a faceta com um ângulo abaixo do ângulo crítico ($\alpha_c = 16,6^\circ$), sendo então o único que pode sair da estrutura, conforme ilustrado na Figura 3.6.

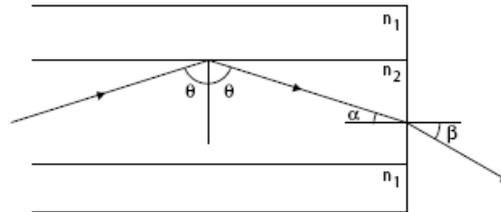


Figura 3.6. Diagrama de propagação do modo 1 saindo da faceta.

3.5.1.2 Fonte de Luz Embutida

Amostra de InP: Na Figura 3.7(a) está mostrado os espectros típicos de emissão fotoluminescente (PL) com polarização TE guiada em amostra de InP, à temperatura ambiente com fonte de excitação distanciada de $70\mu\text{m}$ em relação à faceta clivada (linha sólida escura). Essa estrutura foi projetada para dois comprimentos de onda nos dois QWs centrados em $\lambda_1 = 1565\text{nm}$, e $\lambda_2 = 1465\text{nm}$.

A característica evidenciada em $\lambda_{\text{GAP}} = 1220\text{nm}$ é atribuída ao intervalo de emissão do $\text{Ga}_{0,24}\text{In}_{0,76}\text{As}_{0,52}\text{P}_{0,48}$. O espectro PL guiado é fortemente modificado com relação ao PL frontal, devido à reabsorção QW. Podemos observar uma acentuada inclinação em $\lambda = 1475\text{nm}$ devido à reabsorção, a qual acontece principalmente por causa da recombinação elétrons/lacunas com a polarização TE em QW1 e QW2 [62]. A convolução dos picos QW1 e QW2 PL proporcionam um sinal guiado com espectro global $\Delta\lambda \approx 100\text{nm}$. O valor para a PL lateral pode ser incrementada através da execução de medições com altas potências de bombeamento ($\approx 340\text{ kWcm}^{-2}$). Esse limite intrínscio pode ser superado substituindo-se os QWs por QDs, como no caso das estruturas baseadas em GaAs [34].

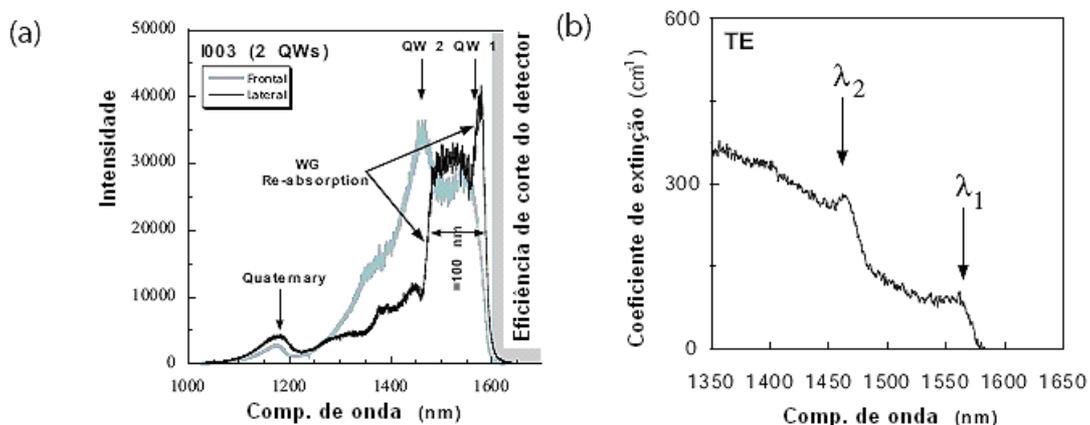


Figura 3.7. a) Sinal de fotoluminescência (PL) TE. b) Perdas modais (TE) do guia de onda InP/GaInAsP tipo degrau [9].

Através da Figura 3.7(a) vemos que o sinal de fotoluminescência (PL) TE guiada típica na estrutura InP heterogênea (curva escura) é coletado colocando-se a fonte de excitação em uma região da amostra sem estrutura periódica à uma distância $d = 70\mu\text{m}$ da faceta clivada. As setas indicam as contribuições de QW1 e QW2 das duas QWs GaInAsP, bem como a grande absorção dos menores comprimentos de onda devido à reabsorção QW dentro do guia. Observe a baixa intensidade da emissão PL em $\lambda_{\text{GAP}} = 1,18\mu\text{m}$ do núcleo quaternário de GaInAsP do guia. Para comparação, a emissão PL frontal está mostrada através da curva com coloração cinza. Podemos observar através da Figura 3.7, que as perdas modais (TE) do guia de onda InP/GaInAsP tipo degrau. As setas indicam a emissão de comprimento de onda de QW1 e QW2.

O coeficiente de absorção plotado na figura Fig. 3.7(b) foi obtido através da medição do sinal guiado $I_0(\lambda, d)$, para diferentes valores de “d” entre 50 e $100\mu\text{m}$, utilizando-se a fórmula de Lambert-Beer modificada, a fim de se levar em consideração a variação do ângulo de coleta em função de “d” [41]:

$$I_1(\lambda, d) = \frac{A}{d} I_0(\lambda) T_{\text{air}} e^{-\alpha(\lambda)d} \quad (3.2)$$

“A” é uma constante, $I_0(\lambda)$ é a intensidade emitida no ponto de excitação, e T_{air} é o coeficiente de transmissão na interface com o ar. A curva de extinção apresenta dois degraus correspondentes à absorção devido aos QW1 e QW2. As duas setas indicam a emissão nominal dos comprimentos de onda de QW1 e QW2.

Amostra de GaAs: Através da Figura 3.8(a) apresentamos a PL frontal de uma amostra de GaAs contendo três camadas de QDs. A largura espectral da emissão frontal é de 112nm . O pequeno pico em torno de 923nm corresponde à camada com alto conteúdo de InAs. A PL lateral não está polarizada, porém devido ao diferente acoplamento referentes aos modos TE e TM, o sinal TE guiado medido na faceta é mais que duas vezes maior que sinal TM [31], o que está de acordo com a exploração da PBG dos nossos PhCs. O sinal PL TE guiado possui uma banda relativamente plana centrada em torno de $\lambda = 1050\text{nm}$ e com largura $\Delta\lambda = 150\text{nm}$ (Vide Figura 3.8(b)). O sinal lateral guiado é na verdade muito diferente da PL frontal. A energia do sinal no GaAs é fortemente absorvido para comprimentos de onda menores que 930nm .

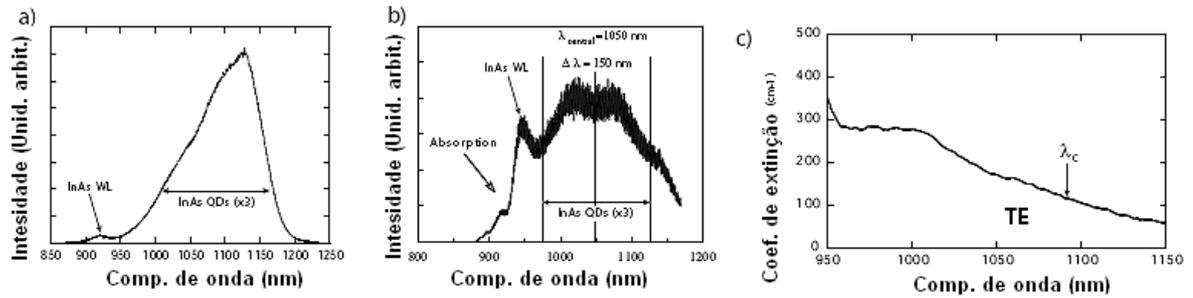


Figura 3.8. Espectro PL na estrutura heterogênea de GaAs contendo três camadas QDs auto-organizadas de InAs. a) Emissão PL frontal. b) PL TE guiada. c) Perdas modais (coeficiente de extinção) [9].

As perdas modais totais devido ao confinamento do modo vertical e da reabsorção da camada ativa é menor no caso de QDs em GaAs, do que para QWs em InP. Essas perdas são da ordem de 120^{-1}cm para três camadas de QDs (Figura 3.8c), enquanto que para o caso de dois QWs no InP são da ordem de 200^{-1}cm (Figura 3.7(b)).

3.2 Configuração dos Testes

Na Figura 3.9 mostramos o esboço da configuração do teste realizado, o qual proporciona medições ILS tanto em amostras de PhCs de GaAs ($\lambda = 1\mu\text{m}$), quanto de InP ($\lambda = 1,55\mu\text{m}$). Um LASER He-Ne ($\lambda = 633\text{nm}$) com potência de 17mW é utilizado para excitar a emissão espontânea dentro da camada ativa. O fluxo LASER é filtrado espacialmente e expandido, a fim de ser adaptado ao diâmetro da lente do microscópio focalizado. O microscópio IR possui comprimento focal de 200mm e abertura numérica de 0,4. O diâmetro da fonte de excitação ($\Phi = 2,5\mu\text{m}$) proporciona uma densidade máxima de excitação de 340kWcm^{-2} . Quando focalizado pelo fluxo LASER, um espelho “dichroic” em conjunto com uma câmera Si-CCD fornecem simultaneamente o sinal incidente sobre a superfície frontal da amostra, bem como a fonte PL excitada. O fluxo de luz que escapa da faceta clivada é coletado através de lente Cassegrain 36 x acromática, com uma distância de operação de 8,6mm. A acromaticidade é crucial para a utilização da configuração em duas diferentes faixas de comprimento de onda de InP e GaAs. A limitada abertura numérica (A.N. = 0,5) corresponde a um ângulo de coleta interno ao plano $\theta < 9^\circ$, e assegura a direcionalidade da medição [68]. Um polarizador após a lente microscópica refletora permite a seleção do componente TE (ou TM) do sinal. Finalmente, um divisor de fluxo é usado para dividir o sinal coletado em dois fluxos.

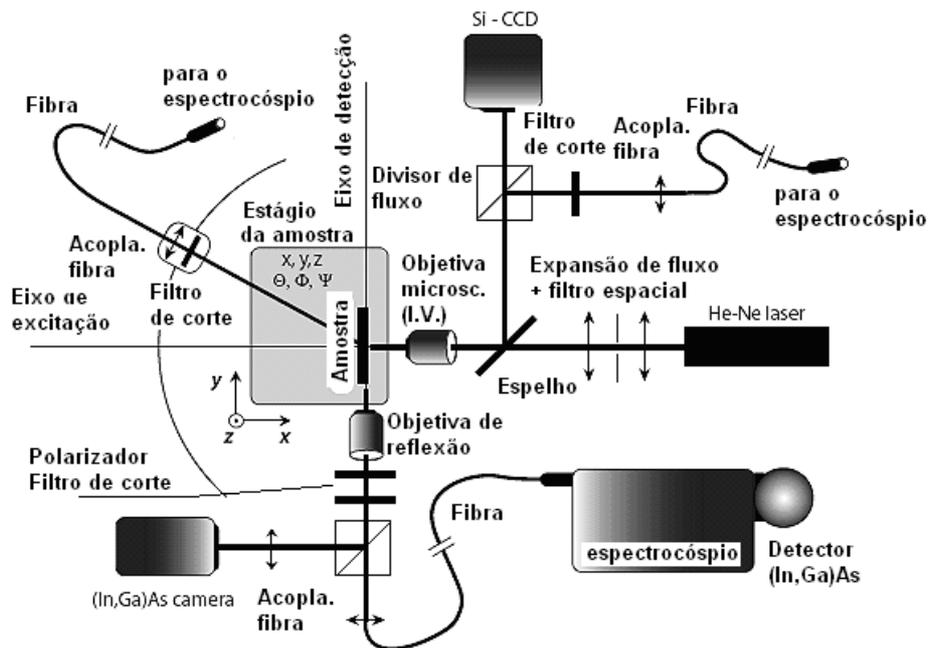


Figura 3.9. Esquemático da configuração de operação experimental nas janelas de $1,55\mu\text{m}$, e $1\mu\text{m}$ [9].

Um dos fluxos ópticos é encaminhado para a câmera de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ na região próxima ao infravermelho, através de uma lente focal longa ($f = 40\text{cm}$), para iluminar a faceta. O outro fluxo óptico é acoplado em uma fibra óptica multimodo, para alimentar um espectroscópio de campo plano de 46cm , para análise espectral. O espectroscópio é equipado com detector de nitrogênio líquido gelado de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Os filtros “cut-off” evitam a passagem de luz do LASER de HeNe (633nm). Os componentes chaves dessa configuração e suas respectivas performances são: espectroscópio, detector, camera infra-vermelha, amostra e linhas de detecção.

O espectroscópio possui lente focal de 46cm fabricado por Jobin Yvon. Dependendo da resolução e da cobertura espectral requerida, pode ser usada ou uma grade com 150gr/mm em 1200nm , ou uma grade com 900gr/mm em 850nm . Em 1500nm a resolução do espectroscópio com abertura de fenda de $10\mu\text{m}$ é de $0,04\text{nm}$ para 150gr/nm , e de $0,05\text{nm}$ para 900gr/nm , respectivamente. Quando usada com um dispositivo detector CCD, a resolução para as duas grades em 1500nm são $0,7\text{nm/pxl}$ e $0,08\text{nm/pxl}$, para as respectivas faixas espectrais de 360nm , e 40nm .

O detector é um dispositivo fabricado pela Sensors Unlimited, o qual se consiste de duas barras entrelaçadas de 256 “pixels”, proporcionando um total de 512 “pixels”

em $50 \times 500 \mu\text{m}$. Os “pixels” são obtidos de fotodiodos individuais dispostos em uma disposição linear com um circuito multiplexador CMOS. O pequeno ganho de assimetria entre as duas barras entre os “pixels” pares e ímpares acarreta um problema de entrelaçamento, o qual, entretanto, pode ser corrigido via software. Esse dispositivo está em contacto com um reservatório de nitrogênio líquido gelado ($T = 77\text{K}$), proporcionando excelente razão sinal/ruído. Esse detector pode ser operado ou em modo de auto-sensibilidade (HS mode), ou em modo de alta faixa dinâmica (HDR mode). No modo HS o ganho é de $75 \text{ e}^-/\text{contagem}$, com um padrão fixo de ruído de $280 \text{ e}^-/\text{s}$, e leitor de ruído de $640 \text{ e}^- \text{ rms}$. No modo HDR a sensibilidade é de $2000 \text{ e}^-/\text{contagem}$ com um padrão fixo de ruído de $390 \text{ e}^-/\text{s}$, e um leitor de ruído de $6100 \text{ e}^- \text{ rms}$. Como regra geral devemos passar do modo HS (menor tempo de integração) para o modo HDR, quando o tempo de integração exceder 80s , a fim de não se saturar o contador.

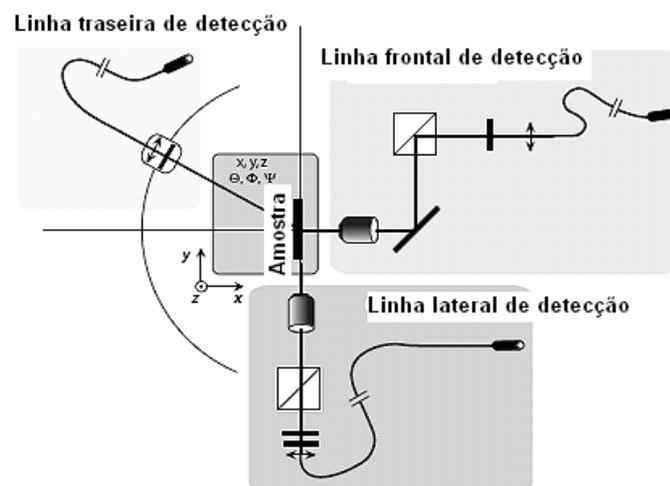


Figura 3.10. Esquemático focalizando diferentes linhas coletoras fornecidas através da configuração [9].

A câmera infra-vermelha foi fabricada pela Sensors Unlimited baseada em uma tecnologia similar ao detector. A área do chip mede 320×240 pixels, sendo cada pixel de $40 \mu\text{m}$. A eficiência quântica é maior que 75% de 1 a $6 \mu\text{m}$.

A amostra opera nas três direções espaciais (x, y, z) e com três rotações (Θ, Φ, Ψ) . Os transladores x - y são equipados de micrômetros diferenciais com resolução de $0,07 \mu\text{m}$.

A configuração das linhas de detecção abrange três diferentes linhas de detecção: frontal, lateral, e traseira, conforme pode ser constatado através da Figura 3.10.

3.3 Caracterização das Estruturas de Testes

A amostra a ser caracterizada contém 4 e 8 filas nas orientações ΓM e ΓK , bem como cavidades Fabry-Pérot 1D. Na Figura 3.11 está esboçado um layout típico de uma estrutura de teste. Essa estrutura permite a avaliação da sua qualidade e de suas principais parâmetros (posição da PBG, fator de preenchimento (f), perda óptica).

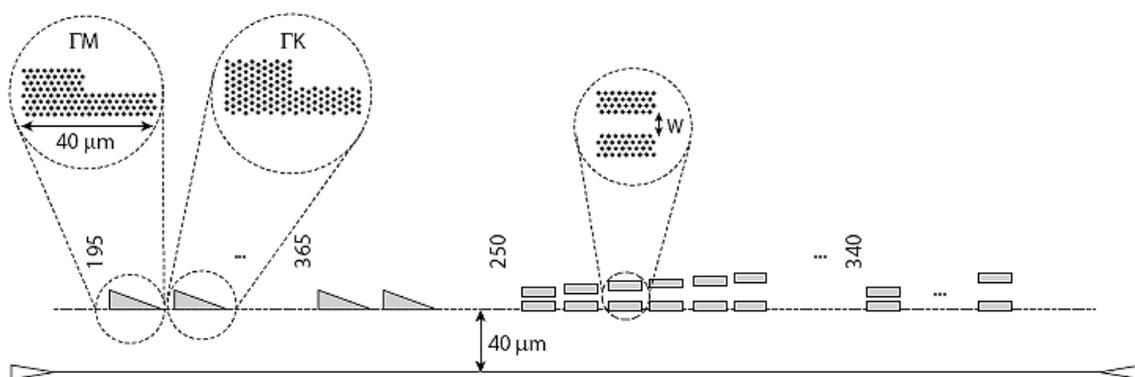


Figura 3.11. Amostra de teste típica para caracterização básica de PhCs incluindo cavidades 1D [9].

3.3.1 Placas PhC

A configuração experimental de PhCs para medições de transmissão está ilustrada na figura 3.1. Essas medições proporcionam a localização da energia da PBG e sua largura, a transmissão residual dentro da PBG, os níveis de transmissão das faixas laterais, os quais estão relacionados às perdas fora do plano (Vide seção 3.4). Para se analisar as propriedades ópticas de uma estrutura PhC triangular é suficiente se medir os coeficientes ópticos nas duas principais direções cristalográficas ΓM e ΓK [41].

Na Figura 3.12 mostramos o detalhe da localização da linha de detecção frontal de uma placa típica de um cristal.

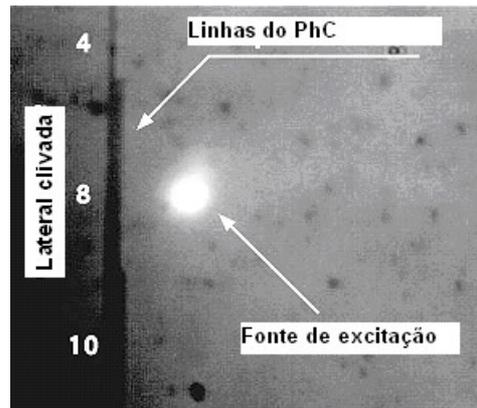


Figura 3.12. Imagem de uma placa PhC orientada na direção ΓM , consistindo-se de três blocos de 4, 8, e 10 linhas de buracos de ar, respectivamente. A seta mostra a fonte de excitação típica ($\Phi = 4\mu\text{m}$) [41].

Na figura 3.13 mostramos o espectro de transmissão através de 4 e 8 linhas em PhCs baseados em GaAs ao longo das direções ΓM e ΓK para polarizações TE. Os “stop-gaps” surgem em ambas as direções do espectro. O método “Plane Wave Expansion (PWE)”, o qual está descrito no capítulo IV, foi utilizado para o cálculo das posições das extremidades das faixas, em função do fator “filling” (“f”), o qual permite a dedução de “f” a partir do espectro experimental. Observe que devido à sua simplicidade e precisão, o método PWE possibilita a rápida caracterização do PhC, de forma que podemos através desse método, determinar o valor efetivo de “f” considerando-se a posição das extremidades da faixa.

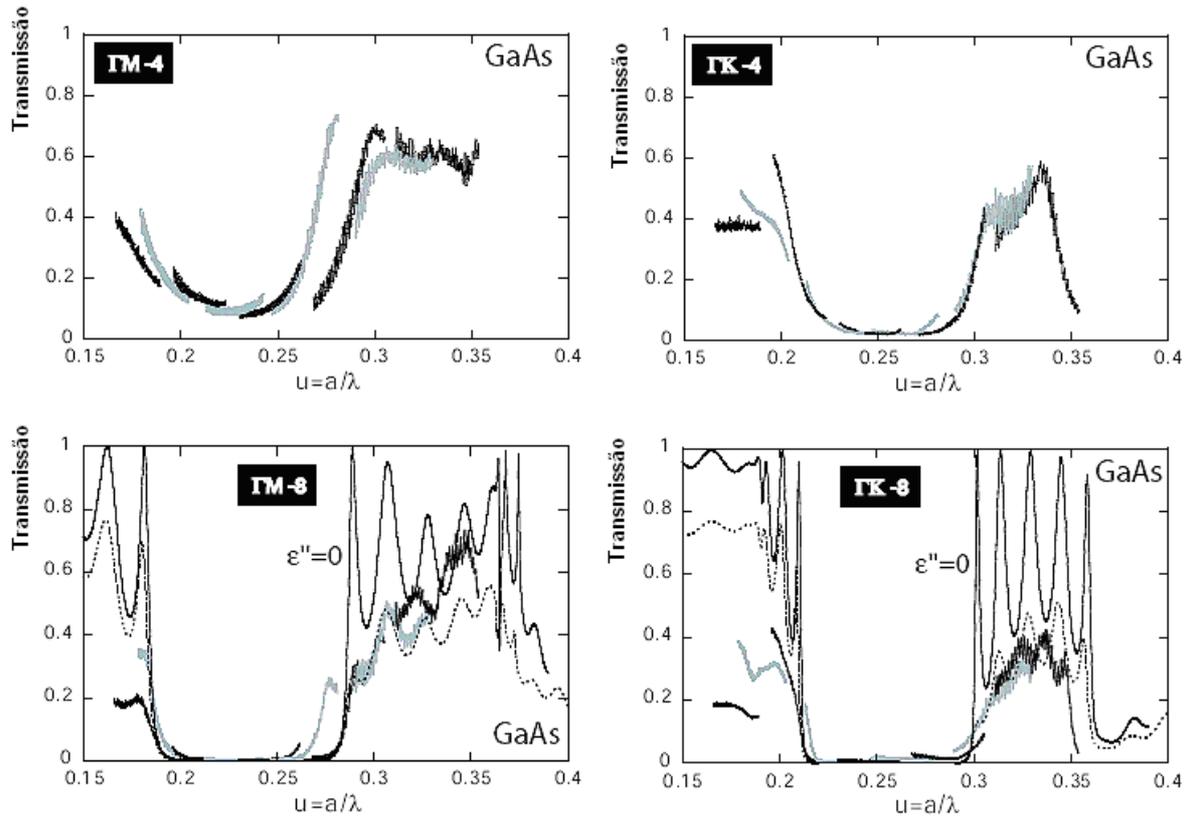


Figura 3.13. Espectro de transmissão de um cristal com 4 e 8 filas de buracos orientado nas direções ΓM e ΓK [9].

Na figura 3.1 a linha fina preta corresponde aos resultados do método FDTD sem perda ($f = 33\%$, $\epsilon'' = 0$), enquanto a linha pontuada representa os resultados considerando-se as perdas ($\epsilon'' = 0,08$). OBS: O parâmetro de perda “ ϵ ” será introduzido na seção 3.4.

A comparação entre o espectro experimental e o calculado através do método 2D FTDT sem perdas leva-nos à conclusão de que o FTDT 2D não leva em consideração um importante parâmetro físico. Observe na seção 1.3, que a terceira dimensão do PhC representa uma importante função nas estruturas PhCs. Devido ao fato de que os modos guiados em estruturas com baixo contraste de índice de refração vertical estão situados acima da linha de luz, eles sofrem perdas ópticas e a transmissão não é compatível com os cálculos puramente 2D considerados sem perda fora do plano ($\epsilon'' = 0$). Geralmente a faixa no ar é mais sensível à perdas que a faixa no dielétrico, tendo em vista que o campo está na sua maior parte concentrado nos buracos de ar [34].

A discrepância entre a teoria e os experimentos pode ser resolvida através do modelo ϵ'' , o qual leva consideração as perdas, através de uma constante dielétrica complexa ϵ'' nos buracos. A seção 3.4 detalha a constante dielétrica ϵ'' .

As faixas referentes ao direcionamento ΓK estão localizadas em energias mais altas que as faixas referentes ao ΓM . Devido ao alto valor de k na fronteira da zona de Brillouin, a “stopband” ΓK está centrada em energia mais alta que na “stopband” ΓM , porém ambas possuem larguras similares. Conforme já foi demonstrado através de cálculos em estruturas de faixas puramente 2D [34], quando são consideradas estruturas triangulares de buracos de ar em uma matriz dielétrica, a largura da PBG TE aumenta em função de “ f ”, bem como também aumentam as larguras das faixas de energia relacionadas ao dielétrico e ao ar (Vide seção 1.3.4). Surgem interferências fora das “stopgaps” as quais são originadas pelas interferências entre os modos de Bloch que se propagam dentro do PhC. Os modos de Bloch são refletidos nas extremidades da placa PhC, ocasionando ondas estacionárias, como também picos de transmissão similares à Fabry-Pérot. O espaçamento entre os picos dos comprimentos de onda é função de N^{-1} , onde N é número de linhas [42].

A maior eficiência da difração no plano para ΓK em relação a ΓM [43] implica em menores valores de T referentes à faixa do ar para ΓK , que para ΓM . Tratando-se de estrutura com oito linhas, tanto para ΓK , quanto para ΓM , as transmissões referentes às faixas do dielétrico são muito pequenas, provavelmente devido à qualidade da fabricação para períodos muito pequenos ($a = 195...210\text{nm}$). Finalmente, uma transmissão residual de 0,4% é observada dentro da PBG, para 8 linhas. Enquanto a faixa de energia do dielétrico é bastante independente de “ f ” para valores menores que 0,5, a faixa de energia de ar se comporta de maneira oposta. Nesse último caso, tendo em vista que o campo elétrico está localizado em sua maior parte nos buracos de ar, a energia da faixa cresce rapidamente com “ f ” [43]. Então, ajustando-se a posição da faixa de energia do ar no espectro experimental, os valores efetivos de “ f ” foram deduzidos, os quais estão mostrados na Tabela 3.2. Essa tabela mostra também os valores de ϵ'' (vide seção 3.4) para o método FDTD, levando-se em consideração os valores de “ f ”.

Tabela 3.2 Visão geral dos resultados (f , ϵ'') para placas PhCs baseadas em GaAs.

Placas PhC (8 linhas)	PBG ($u = a/\lambda$)	PWE f_{PWE} (ar)	FDTD f_{FDTD} (ar)	ϵ (ar)
ΓM	0,18 a 0,28	0,333	0,33	0,08
ΓK	0,21 a 0,29	0,333	0,33	0,08

3.4 Modelo de Perda Óptica Fora do Plano

É necessário se acrescentar as perdas (“L”) aos parâmetros já apresentados (“T”) e (“R”), uma vez que as perdas afetam de forma significativa a performance dos PhCs. As perdas ópticas podem ser originadas por diferentes fontes, como, por exemplo, perdas em guias de onda (propriedade dos PhCs “quasi-2D”) e espalhamento fora do plano (no substrato e no ar). As perdas fora do plano podem ser decompostas em perdas intrínsecas, e perdas devido às características dos buracos (profundidade do buraco, forma do buraco, rugosidade da superfície do buraco), ou seja:

$$\epsilon'' = \epsilon''_{\text{intr}} + \epsilon''_{\text{hole}}. \quad (3.18)$$

As perdas intrínsecas (ϵ''_{intr}) ocorrem em uma estrutura com buracos infinitamente profundos. Essas perdas são definidas pela estrutura heterogênea vertical (contraste do índice de refração entre as camadas de núcleo e de revestimento, e espessura das camadas) bem como por “f”. De modo superficial as perdas intrínsecas podem ser atribuídas ao fato de que a luz não é guiada dentro dos buracos, devido a ausência de confinamento dentro dos buracos (Figura 3.14).

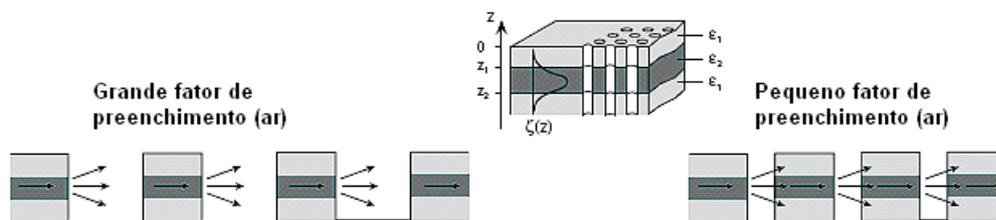


Figura 3.14. Ilustração de forma simplificada das perdas fora do plano, causadas pela ausência do confinamento vertical nos buracos.

Diminuindo-se o fator de preenchimento (“f”) as perdas intrínsecas diminuem, uma vez que a porcentagem da parte não guiada da estrutura diminui. Por outro lado, a largura da PBG também decresce. Um “f” moderado, em torno de 30%, é um valor

aceitável para a obtenção de uma suficiente largura da PBG, e perdas ópticas aceitáveis.

Tanto a profundidade com dimensão finita (vide seção 3.4.2), quanto o formato não cilíndrico dos buracos (vide seção 3.4.3), devem ser levados em consideração, em relação às perdas.

Uma imperfeição do PhC pode ser o desvio da circularidade dos formatos individuais dos buracos, bem como flutuações das origens desses buracos em relação à estrutura perfeita. É possível a determinação experimental das perdas $L = 1 - (T + R + D)$, medindo-se o conjunto total de parâmetros T, R e D [40], onde T e R já foram acima definidos, e D é difração no plano. Entretanto, esse último procedimento consome muito tempo, e trata-se de um método muito delicado.

A idéia do modelo ϵ'' é a introdução de uma constante dielétrica imaginária ϵ'' nos buracos de ar, a fim de podermos levar em consideração as perdas devido ao espalhamento. As perdas em estruturas totalmente 3D podem, dessa maneira, ser levadas em consideração a partir de estruturas simplificadas 2D. Esse procedimento é muito utilizado quando são necessários a elaboração de cálculos pesados e complexos de estruturas 3D. Dessa forma, esses cálculos podem ser aproximados através de cálculos 2D, incluindo o parâmetro de perda ϵ'' .

Tratando-se de cálculos através do método FDTD, ϵ'' é introduzido como um parâmetro da condutividade, $\sigma(\lambda) = (c/2\lambda)\epsilon''$ [79].

A perda total pode ser determinada através da plotagem do espectro de transmissão no PhC via FDTD. A figura 3.15 mostra a dependência do espectro de transmissão em relação ao parâmetro ϵ'' , para o caso de InP. É importante se afirmar, que a faixa no ar é mais sensível à perdas, que a faixa no dielétrico, pois existe maior concentração da energia do campo nos buracos de ar.

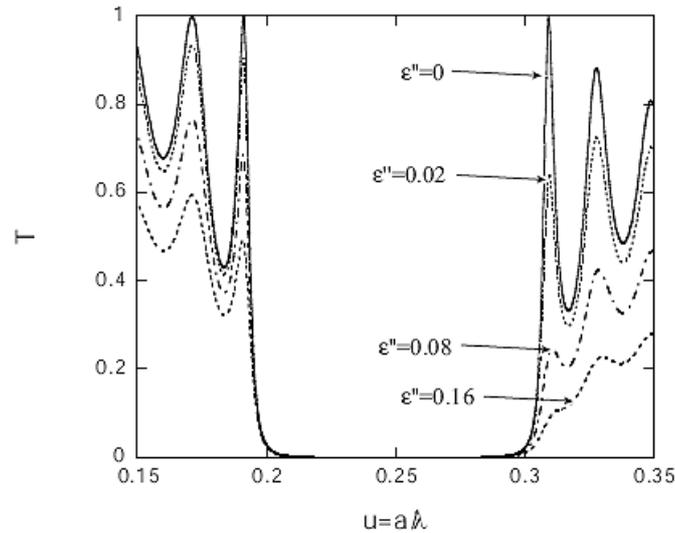


Figura 3.15. Espectro de transmissão de PhC com 8 linhas TM , calculado via FDTD, para diferentes valores de ϵ'' (parâmetros: InP, polarização TE, $f = 0,35$) [9].

Os cálculos para elaboração da Figura 3.15 foram elaborados através da ferramenta de M. Qiu, KTH, Suécia.

3.4.1 Perdas Intrínsecas

As perdas intrínsecas representam o limite mínimo possível de perdas ópticas que pode ser alcançado através de uma perfeita fabricação do PhC. H. Benisty et al. desenvolveram um modelo para o cálculo das perdas intrínsecas baseado no método da perturbação.

Consideremos a Equação da onda de um meio não homogêneo sem dispersão tri-dimensional, com constante dielétrica $\epsilon(\mathbf{r})$:

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + k_0^2 \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (3.19)$$

Aproximando-se a equação (3.19) para campo escalar temos:

$$\nabla^2 U(\mathbf{r}, \omega) + k_0^2 \epsilon(\mathbf{r}) U(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (3.20)$$

onde $U(\mathbf{r})$ é um campo escalar. Assumindo-se que a composição dielétrica pode ser decomposta nas direções horizontal, e vertical ($\epsilon_{v+h}(x, y, z) = \epsilon_h(x, y) + \epsilon_v(z) - A$), a Equação da onda resultante pode ser resolvida através do campo separável

$$U(x, y, z, \omega) = \psi(x, y) \xi(z) e^{j\omega t} \quad [44]:$$

$$\nabla^2 \Psi \xi + k_0^2 [\varepsilon_h(x, y) + \varepsilon_v(z) - A] \Psi \xi = 0 \quad (3.21)$$

Na Equação (3.21) $k_0 = \frac{\omega}{c}$ e A é uma constante, que será determinada a seguir.

Aplicando-se a identidade $\nabla^2(\psi \xi) = (\nabla^2 \psi) \cdot \xi + \psi (\nabla^2 \xi)$, a Equação (3.21) pode ser decomposta em duas equações, as quais precisam ser resolvidas simultaneamente:

$$\nabla^2 \Psi + k_0^2 \varepsilon_h(x, y) = 0 \quad (3.22)$$

$$\nabla^2 \xi + k_0^2 [\varepsilon_v(z) - A] \xi = 0 \quad (3.23)$$

Da Equação (3.23) e sabendo-se que $K_z^2 = K_0^2 \varepsilon_v - K_0^2 n_{eff}^2$, temos que $A = (n_{eff})^2$, ou seja, trata-se do índice efetivo de refração do primeiro modo guiado da estrutura vertical não padronizada. O PhC 3D descrito por $\varepsilon_{3D}(x, y, z)$ pode ser decomposto na denominada configuração ε_{v+h} separável, juntamente com uma perturbação consistindo-se de uma disposição de plugues dielétricos em ar com constante dielétrica $\Delta \varepsilon = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$ dentro do núcleo, conforme está mostrado na Figura 3.16) [44].

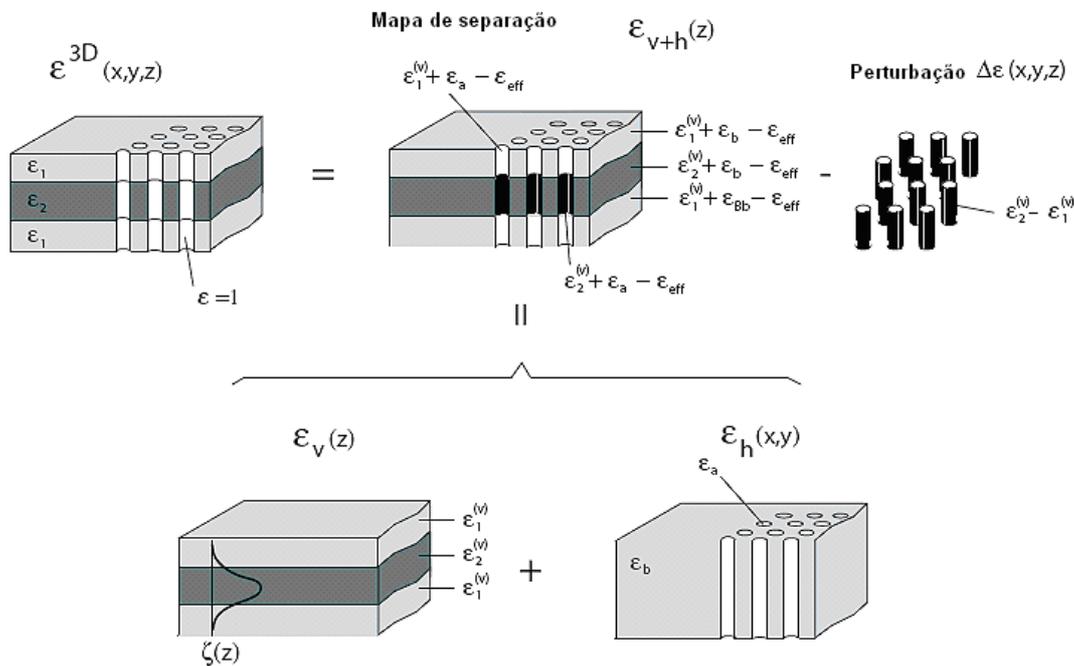


Figura 3.16. Configuração dielétrica 3D real [44].

A configuração dielétrica 3D real $\varepsilon_{3D}(x, y, z)$ pode ser representada através da superposição de um guia de onda planar ($\varepsilon_v(z)$), com um PhC 2D ($\varepsilon_h(x, y)$), e com uma perturbação $\Delta \varepsilon(x, y, z)$ [44].

A decomposição da configuração separável não é única. O problema se consiste na obtenção do gráfico dos quatro valores distintos da configuração separável $\varepsilon_v+h(z)$, relacionando-se com as três constantes dielétricas existentes no PhC $(\varepsilon_1, \varepsilon_2, 1)$, da configuração não separável 3D $\varepsilon_3D(x,y,z)$ [80], proporcionando um sistema de equações lineares com três equações e quatro incógnitas:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1^{(v)} + \varepsilon_b - \varepsilon_{\text{eff}} &= \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2^{(v)} + \varepsilon_b - \varepsilon_{\text{eff}} &= \varepsilon_2 \\ \varepsilon_1^{(v)} + \varepsilon_a - \varepsilon_{\text{eff}} &= 1 \end{aligned} \quad (3.24)$$

O acima exposto está em contraste com o cálculo de $\varepsilon''_{\text{hole}}$ da próxima seção, que faz o cálculo de $\varepsilon''_{\text{intr}}$, menos confiável do que $\varepsilon''_{\text{hole}}$. Observe que a decomposição correta ainda requer esforços adicionais.

Na primeira aproximação de Born a perturbação $\Delta\varepsilon(r)$ leva a uma polarização periódica espacial $\Delta P(r) = \psi(x,y)\xi(z)\Delta\varepsilon(r)$. Cada plugue dielétrico pode ser considerado como uma fonte dipolo elétrico radiante, a qual emite luz no ar, no substrato e no núcleo. Apesar de que o dipolo está embutido em uma complicada estrutura heterogênea, podemos fazer uma aproximação, considerando-se que essa fonte emite luz em um meio com índice de refração $n^2 = (\varepsilon_2)1/2$ [44]. Para a radiação de uma estrutura periódica de buracos, podemos esperar um espalhamento coerente de Bragg, de forma que apenas uma parte da emissão total (η) é acoplada aos modos de radiação. Existem, entretanto, diversos argumentos que justificam a focalização em apenas um único buraco, ou seja, que se pode desprezar os efeitos coerentes. No caso de estrutura 2D a luz espalhada é direcionada principalmente no plano horizontal, e a integral sobre a metade do espaço vertical proporciona valores constantes, independentemente da quantidade de espalhadores. Por outro lado, a desordem também ajuda a destruir a coerência. Adicionalmente, quando se leva em consideração os efeitos finitos originados no cristal, devido a um pequeno número de linhas, ou da pequena profundidade de penetração, podemos assumir que os espalhadores individuais emitem de forma incoerente [44]. Caso contrário, temos que levar em consideração a modificação da emissão isotrópica do dipolo através da estrutura heterogênea do cristal, levando-se em consideração a utilização da eficiência de extração de uma conjunto de multi-camadas.

A energia dissipada em cada buraco levando-se em consideração o campo elétrico pode ser analisada através de uma constante dielétrica imaginária ϵ_{int} dada por [45]:

$$dP_{diss} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \omega_0 \epsilon''_{int} E^2(x, y, z) dV \quad (3.25)$$

Na Equação (3.25) o campo elétrico 3D $E^2(x,y,z)$ pode ser convenientemente decomposto em um perfil de campo vertical, e em um perfil de campo lateral de modo escalar:

$$E(x, y, z) = |E(x, y, z)| = E_0 \Psi(x, y) \xi(z) \quad (3.26)$$

$$\iint |\Psi(x, y)|^2 dx dy = 1 \quad (3.27)$$

$$\int |\xi(z)| dz = 1 \quad (3.28)$$

assumindo-se E_0 como um campo elétrico unitário V-1m, e mantendo-se os perfis vertical e horizontal como unidades de densidades unitárias m-1 e m-2, respectivamente. De acordo com [44, 45], o valor de ϵ'' pode ser assim expresso:

$$\epsilon''_{int} \propto V_{core} (\Delta\epsilon)^2 \eta \Gamma_{core} = \frac{w}{\lambda/n_2} (u^2 f) (\Delta\epsilon)^2 \eta \Gamma_{core} \quad (3.29)$$

Na Equação (3.29) w é a espessura do núcleo, η é a eficiência de extração do dipolo em cada buraco, e $\Gamma_{núcleo}$ é o fator de confinamento do modo no núcleo. Então, para baixo contraste de índice de refração, as perdas intrínsecas devidas ao espalhamento são calculadas em função do quadrado do contraste dielétrico entre o núcleo e o revestimento. Para altos contrastes do índice de refração esse relacionamento é quebrado, e as perdas são niveladas [46]. Analisando-se a Equação (3.29) parece evidente que as perdas podem ser reduzidas através da redução do contraste do índice de refração. Entretanto, diminuindo-se $\Delta\epsilon$ o confinamento vertical é reduzido, e o formato do modo se estende para uma maior parte dentro do revestimento. De acordo com o que será descrito na próxima seção existe uma relação apropriada entre a redução das perdas intrínsecas e as perdas devidas à finita profundidade dos buracos. Às vezes é mais conveniente se escrever Equação (3.29) da seguinte forma:

$$\epsilon''_{int} \propto u^2 f \quad (3.30)$$

A Equação (3.30) representa uma lei que nos permite a obtenção de $\varepsilon''_{\text{int}}$ para diferentes valores do fator de preenchimento, ou sistema material. Cálculos exatos 3D inspirados na análise de rede de Fourier para estruturas heterogêneas baseadas em GaAs proporcionam as perdas intrínsecas na faixa 0,024 a 0,048 [47]. Para o caso de InP, de acordo com a Equação (3.30), obtemos um valor menor (0,01 a 0,02 [81]), devido ao menor contraste do índice de refração vertical $\Delta\varepsilon$.

3.4.2 Perdas Devido à Profundidade Finita dos Buracos

De forma análoga às perdas intrínsecas, a configuração dielétrica 3D não pode ser decomposta no caso de PhCs com profundidade finita dos buracos. A estrutura do PhC é considerada como a soma do sistema ideal de buracos com profundidade infinitamente longa (perdas intrínsecas), com uma perturbação dielétrica no fundo dos buracos. Essa perturbação se consiste de plugues com constante dielétrica $\tilde{\varepsilon}=1-\varepsilon_1$, que se estendem de $z = d$, até $z = -\infty$, conforme apresentado na Figura 3.17 [45]. A perturbação, quando considerada até o infinito, não se constitui em um problema, uma vez que o sistema é dotado de modos guiados com extensão finita dentro do revestimento.

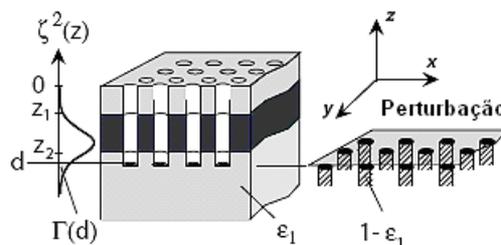


Figura 3.17. Esquema de PhC com buracos de profundidades finitas [45].

Um PhC com buracos de profundidades finitas pode ser estudado como uma superposição de um PhC com buracos de profundidades infinitas, com uma perturbação com constante dielétrica $\Delta\varepsilon=1-\varepsilon_1$, na parte errada do buraco. Observe o esboço do fator de confinamento parcial Γd , ou seja, a sobreposição entre o quadrado do perfil do campo, com a região errada do buraco de ar (buracos não infinitos).

Em contraste com o caso das perdas intrínsecas, o dipolo irradia em um meio heterogêneo com o índice de refração do revestimento. A influência do guia de onda próximo comparado com modos da radiação do revestimento é desprezada [81]. Isto

significa dizer, que toda a potência do dipolo radiante é perdida (não existe eficiência de extração). A constante dielétrica imaginária contabilizada para buracos com profundidades finitas com perfeitos formatos cilíndricos é dada por [45]:

$$\varepsilon''_{\text{hole}}(\text{cyl}) = \tilde{\varepsilon}^2 \frac{8\pi^2}{3\lambda^3} n_{\text{clad}} \Gamma(d) L_d S_{\text{hole}}$$

Na Equação (3.31) (3.31)

$$\Gamma(d) = \frac{\int_{-\infty}^d \zeta^2(z) dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} \zeta^2(z) dz} \quad (3.32)$$

é o fator de confinamento parcial, ou seja, é a sobreposição do quadrado do perfil campo $\xi^2(z)$, com a região errada da coluna de ar, $n_{\text{clad}} = (\varepsilon_1)^{1/2}$ é o índice de refração do fundo do buraco de ar na área do revestimento, e L_d é definido como o comprimento de decaimento exponencial de $\xi(z)$, o qual é dado por:

$$\zeta(z) \propto \exp(+z/L_d) \quad z < 0 \quad (3.33)$$

Na Figura 3.18 estão apresentadas as plotagens referentes a Γd e $\varepsilon''_{\text{hole}}$, para diferentes sistemas de materiais, dos quais um deles é o sistema $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, o qual é utilizado nesse trabalho (Figura 3.18). A linha pontilhada representa o valor típico da perda $\varepsilon = 0,08$.

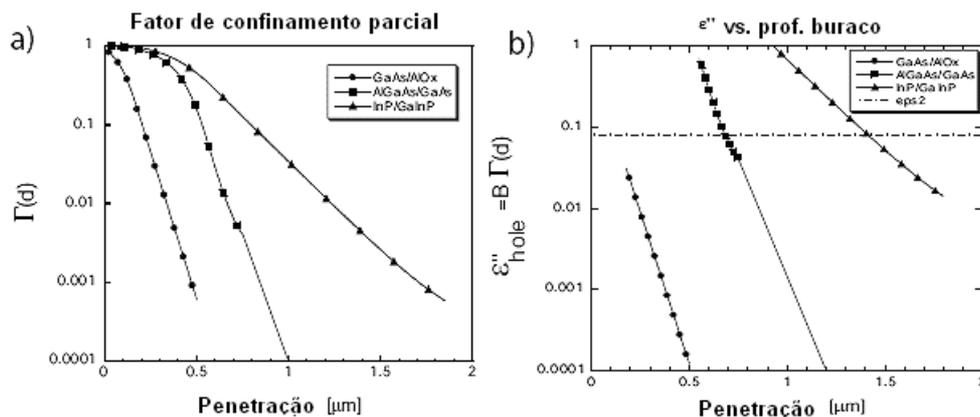


Figura 3.18. a) Fator de confinamento parcial Γd plotado para três diferentes casos. b) Parâmetro de perda $\varepsilon''_{\text{hole}}$ [45].

Na Figura 3.18(a) estão plotados o fator de confinamento parcial Γd para três diferentes casos: 1) PhC 2D típico baseado em GaAs/AlO_x ; 2) Estrutura de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$; 3) Estrutura baseada em $\text{InP}/\text{GaInAsP}$. Na Figura 3.18(b) estão plotados

os parâmetros de perda $\epsilon_{\text{hole}} = B\Gamma d$ estimados em função da profundidade do buraco d , para três diâmetros de buracos, que correspondem aos valores típicos de “f” na faixa de 0,2 a 0,3. As curvas estão mostradas apenas para valores na região do buraco dentro do revestimento ($|d| > Z^2$, conforme você pode observar na Figura 3.21).

3.4.3 Perdas Devido ao Formato dos Buracos

Atualmente, não se consegue fabricar os buracos de forma perfeitamente cilíndrica, com fundo plano. Na maioria das vezes os buracos gravados no PhC baseados em InP são cilíndricos na parte superior, e cônicos na parte inferior. Em alguns casos a parte cônica é ainda truncada.

3.4.3.1 Buracos Cilíndrico-Cônicos

Geralmente ocorre que a parte cilíndrica dos buracos apenas é obtida na parte superior dos buracos, ao passo que na parte inferior dos mesmos a tendência é o surgimento de paredes oblíquas. Frequentemente são encontrados PhCs de buracos com fundo em formato cônico. Para efeitos de simplificação assume-se que a porção cônica do buraco está inteiramente localizada dentro da parte no revestimento. O parâmetro z_b indica a localização da base cônica do buraco, enquanto o parâmetro α indica a inclinação da parede lateral da parte cônica do buraco, de acordo com a Figura 3.19.

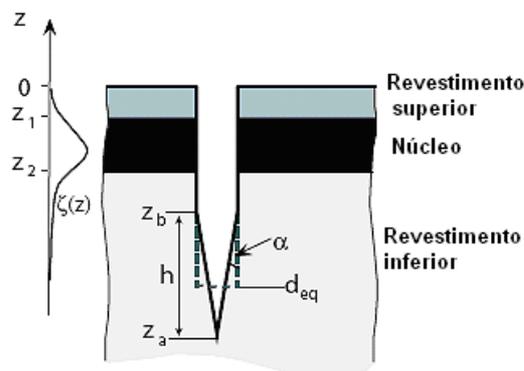


Figura 3.19. Formato de buraco cilíndrico-cônico [45].

Na Figura 3.19 mostramos os principais parâmetros geométricos e o perfil do campo guiado $\xi(z)$. d_{eq} é a profundidade equivalente do buraco cilíndrico, o qual fornece a mesma quantidade de perdas do buraco de fundo com paredes inclinadas.

Os cálculos para esse tipo de buraco apenas diferem dos cálculos para os buracos cilíndricos no que diz respeito à avaliação do fator de confinamento parcial. Para isso é necessário apenas se substituir

$$\int_{-\infty}^d \zeta(z) dz \quad \text{por} \quad \int_{-\infty}^{z_b} g(z) \zeta(z) dz \quad (3.34)$$

onde $g(z)$ é um fator de forma que contabiliza a quantidade fracionária da parte da perturbação na profundidade z , que em princípio pode ser aplicada a um buraco com formato arbitrário. Esse fator de forma é assim obtido:

$$g(z) = \begin{cases} 1 & |z| > |z_a| \\ 1 - \frac{r(z)^2}{r_0^2} & |z_b| < |z| < |z_a| \end{cases} \quad (3.35)$$

Na Equação (3.35) $r(z) = (z - z_a) \tan \alpha$ é raio local do cone, e r_0 é o raio do cilindro. As equações (3.34) e (3.35) podem ser usadas diretamente para a avaliação da Equação (3.31), porém é preferível se elaborar uma comparação entre o caso do ideal do buraco com fundo plano, e o caso do fundo cônico. Por essa razão vamos introduzir a profundidade equivalente d_{eq} [81], a qual corresponde à profundidade de um buraco ideal perfeitamente cilíndrico, com a mesma quantidade de perdas:

$$d_{eq} = d_{eq}(L_d, \underbrace{r, \alpha}_k) \equiv z_b + L_d \cdot \ln \left[2 \left(\frac{1}{h/L_d} - \frac{1 - \exp(-h/L_d)}{(h/L_d)^2} \right) \right] \quad (3.36)$$

onde z_b indica a localização da base do cone e $h \equiv z_b - z_a$ é a altura do cone (Figura 3.19). Substituindo-se d na Equação (3.31) por d_{eq} , obtemos o fator de formato cônico (ϵ''_{con}).

O seguinte método foi elaborado para amostras de InP, porém esse mesmo método pode ser aplicado para GaAs. O espectro experimental é comparado com o espectro teórico calculado através do modelo TFDT 2D (Figura 3.20). Através do gráfico teórico calculado para faixa da transmissão no ar, os valores dos parâmetros de perda total foram obtidos ($\epsilon = 0,32 \pm 0,020$). Subtraindo-se desse valor a parte referente às perdas intrínsecas ($\epsilon''_{int} \approx 0,01$ a $0,02$), obtemos a perda do formato do buraco ($\epsilon''_{hole} = 0,305 \pm 0,025$).

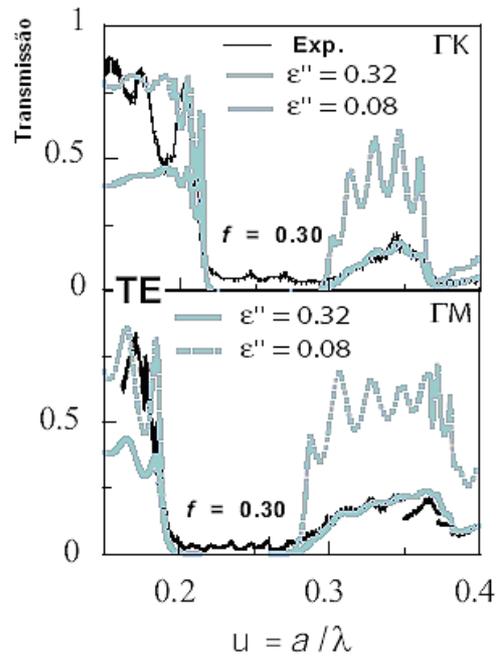


Figura 3.20. Espectro de transmissão através de 8 linhas de PhCs orientados nas direções ΓM e ΓK para a amostra da figura 3.21 [45].

Na Figura 3.20 os espectros experimentais (curvas pretas) são comparados com os espectros calculados via FTDT 2D (curvas cinzas).

Por outro lado, da análise micrográfica da inclinação do cone α podemos calcular o primeiro L_{decai} . Observe na Figura 3.21(a), que os buracos não são perfeitamente cônicos, e que α varia ao longo de z . Tendo em vista o decaimento exponencial da perturbação com a profundidade, as perdas dependem principalmente do formato do buraco, ou seja, do ângulo, no primeiro comprimento de decaimento. Então $L_d \approx 360\text{nm}$, e $\alpha \approx 2,5^\circ \pm 0,5^\circ$. Esse ângulo exprime um fator de perda $\varepsilon''_{\text{hole con.}} = 0,3$, conforme está detalhado na Figura 3.21(b), o qual está em perfeita concordância com os dados experimentais.

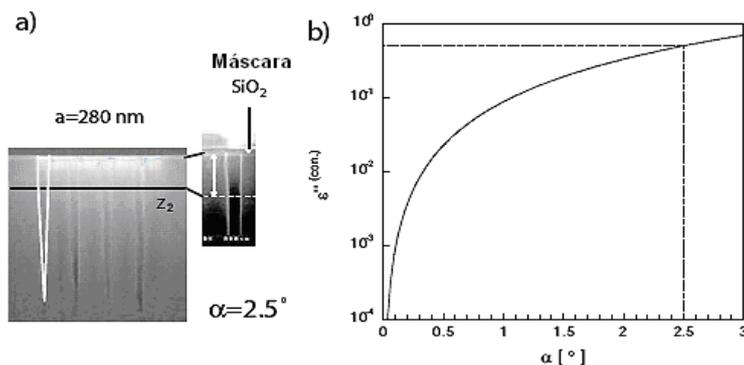


Figura 3.21. a) Esquema micrográfico de uma amostra InP com formato de buraco cônico, típico ($R_{\text{hole}} = 200\text{nm}$, $f = 0,3$). b) Dependência angular das perdas induzidas dependentes do formato do buraco, para buracos estritamente cônicos [9].

Na Figura 3.21 (a) o ângulo do cone é $\alpha = 2,5^\circ$. Baseados na figura 3.21(b), concluímos:

- Para ângulos menores que $0,5^\circ$ (buracos com paredes quase retas com algum L_{decaim} dentro do revestimento inferior, as perdas de buraco com formato cônico podem alcançar o nível das perdas intrínsecas (0,01 a 0,02 para InP).
- A caracterização ILS em conjunto com o método FTDT + ϵ'' se constituem em uma ferramenta precisa para análise. O ângulo de conicidade exprime um valor de ϵ'' , o qual pode ser medido de forma óptica.
- O limite de perda superior para aplicações com bom desempenho corresponde a $\alpha < 1,5^\circ$, o qual trata-se de um valor que ultrapassa os valores encontrados.

3.4.3.2 Cones Truncados

No caso de gravação ICP os buracos ainda são cônicos, mas os fundos dos mesmos são truncados. A Figura 3.22 mostra o que escrevemos acima.

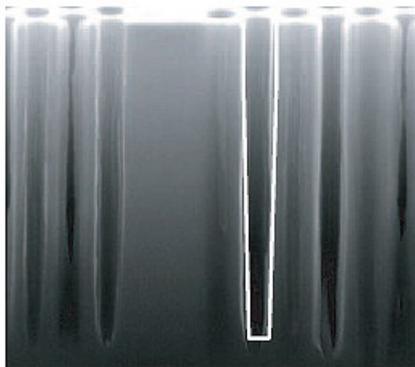


Figura 3.22. Fotografia microscópica de uma amostra InP gravada através de ICP ($R_{\text{hole}} = 120 \text{ nm}$, $f \approx 0,5$) [9].

Da mesma forma que o caso das perdas em buracos com formato cônico, as perdas na caso de cone truncado podem ser calculadas analiticamente através da introdução de um fator de forma que proporciona a quantidade fracionária do material, como uma perturbação em determinada profundidade z . Entretanto, o objetivo não é o cálculo de estruturas com formatos mais complicadas, e sim separar a profundidade e ângulo, e determinar a influência de ambos os parâmetros em perdas. O modo analítico nos dá a condição de avaliar o peso de cada parâmetro, a fim de verificarmos, se para uma determinada profundidade é melhor se reduzir o ângulo, ou se aumentar a profundidade dos buracos. Conforme ilustrado na Figura 3.23, o complicado “plugue” no fundo do buraco pode ser decomposto em três contribuições: (b), (c) e (d).

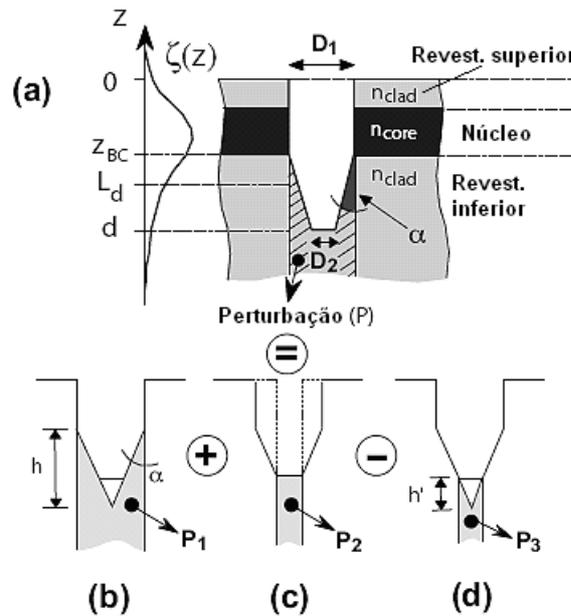


Figura 3.23. a) Esquemático de um buraco com formato de cone truncado. b) a (d): perturbações parciais P1, P2, e P3, nas quais cada plugue radiante P pode ser decomposto [48].

Os principais parâmetros geométricos, bem como também está ilustrado o perfil do campo guiado $\xi(z)$, e seu comprimento de decaimento L_d no revestimento da parte inferior estão mostrados na Figura 3.23(a). A região sombreada nas Figuras 3.23(a), 3.23(b), e 3.23(c), representa a perturbação dielétrica P complementar do buraco de ar.

Na Figura 3.24 ϵ''_{hole} está plotada em função de α para diferentes valores de “d”. A curva calculada através das equações (3.31) e (3.36) para o caso de buracos cônicos com os mesmos valores de ângulos pode ser usada para a obtenção de comparação (linha cinza fina). Podem ser identificados três regimes: Para pequenos valores ($\alpha < 0,03^\circ$) a contribuição do formato para as perdas é desprezível e ϵ''_{hole} é um função da profundidade do buraco “d” (regime de formato cilíndrico). Por outro lado, para grandes ângulos ($\alpha > 1^\circ$), $D_2 \ll D_1$ para todos os valores de “d”, e o formato do buraco tende ao limite do cone (regime com formato cônico). Entretanto, ϵ''_{hole} é quase independente da profundidade do buraco. Finalmente, no caso intermediário o regime de cone truncado é obtido e tanto “d” quanto α precisam ser considerados na análise da influência do formato do buraco em perdas fora do plano.

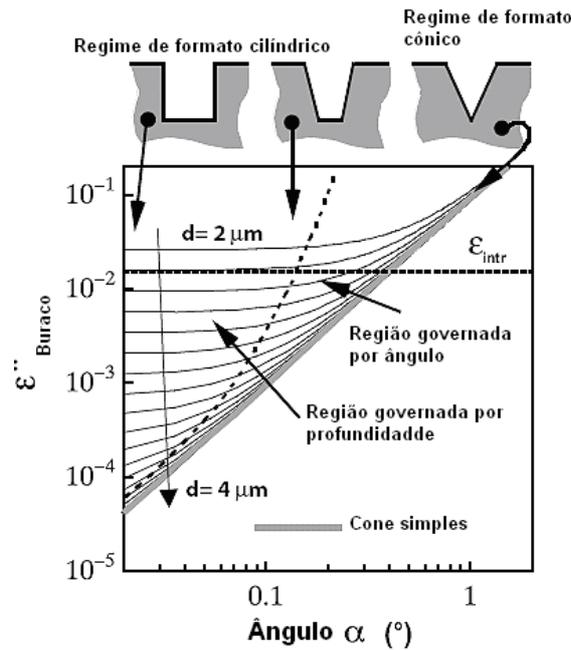


Figura 3.24. Plotagem do têrmo $\varepsilon''_{\text{hole}}$ em função do ângulo do cone α [48].

Os cálculos para obtenção da Figura 3.24 foram efetuados para PhC baseado em InP com $f = 0,5$ e $D_1 = 460\text{nm}$. A faixa de profundidade total “d” varia de 2 a $4\mu\text{m}$ (com passos de $\Delta d = 0,1\mu\text{m}$). Os formatos cônico e cilíndrico estão indicados, enquanto a curva obtida para um buraco cônico simples é mostrada como referência (linha cinza fina).

Observe que os ângulos maiores são mais importantes que a profundidade, especialmente quando $\varepsilon''_{\text{hole}} > \varepsilon''_{\text{intr}}$. Um valor típico para perdas intrínsecas, $\varepsilon''_{\text{intr}} = 0,015$ está indicada na figura 3.24. A análise mostrada a seguir foi obtida em uma amostra de InP, porém o mesmo método pode aplicado para GaAs. A figura 3.25 mostra a transmissão experimental através de 8 linhas orientadas na direção ΓM de um PhC gravado em InP (ICP). A curva experimental foi obtida através de cálculos FTDT 2D com “ ε ” e “f” como parâmetros livres. Dois diferentes conjuntos de parâmetros (($f = 0,52$, $\varepsilon'' = 0,045$) e ($f = 0,49$, $\varepsilon'' = 0,09$)) foram usados no cálculo das faixas do dielétrico e ar.

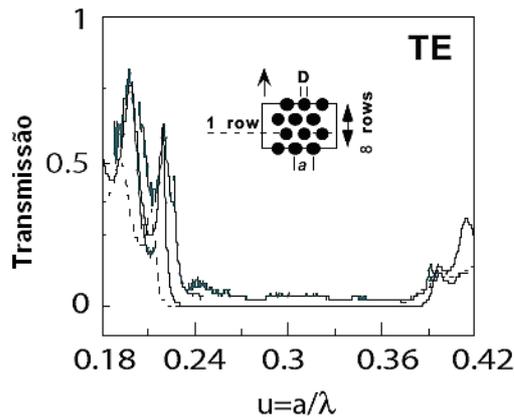


Figura 3.25. Espectro de transmissão através de oito linhas orientadas na direção ΓK .

O espectro experimental é comparado aos cálculos via FDTD 2D (linha sólida, $f = 0,52$, $\epsilon'' = 0,045$, linha pontilhada: $f = 0,49$, $\epsilon'' = 0,09$ na Figura 3.25).

Utilizando-se a Equação (3.26) as perdas intrínsecas ($\epsilon''_{\text{intr.}}$) totalizam 0,02 a 0,03, de forma que ϵ''_{hole} na faixa do ar mede de 0,06 a 0,07. Esse valor ocasiona que o ângulo do cone α varia entre $0,7^\circ$ a $0,8^\circ$, com $d > 2\mu\text{m}$, o que está em acordo com a análise teórica, nos levando ao diâmetro do buraco entre 200 a 500nm, que representa uma razão de aspecto de 14, e uma profundidade total $> 3\mu\text{m}$. Comparando-se com a figura 3.24 podemos notar que o PhC ainda está operando em um regime onde as contribuições de perda se dão principalmente devido à verticalidade lateral, enquanto que o efeito do aumento da profundidade do buraco é quase desprezível. Então, esse modelo se constitui em uma valiosa ferramenta para a decisão de quais parâmetros devem ter prioridade (por exemplo, profundidade do buraco e/ou ângulo de inclinação). Observe que tratando-se de um regime fortemente cônico não é recomendável se aumentar a profundidade dos buracos, sem se corrigir o ângulo no primeiro comprimento de decaimento.

3.4.4 Modelo de Perdas para Estruturas Baseadas em GaAs

A profundidade dos buracos em GaAs em tese é tipicamente $d = 1,1\mu\text{m}$, de acordo com a Figura 3.26. Essa figura mostra uma fotografia micrográfica, através da qual se pode constatar, que os buracos não são perfeitamente cilíndricos.

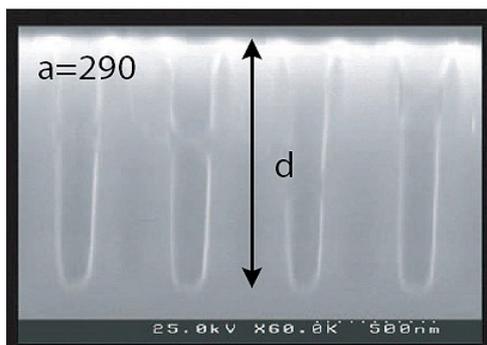


Figura 3.26. Corte lateral de determinada estrutura PhC [9].

A Figura 3.26 foi obtida através de uma fotografia micrográfica (SEM) de uma amostra de GaAs clivada através de uma linha de buracos. A profundidade dos buracos é de $1,1\mu\text{m}$.

Calculando-se agora as perdas intrínsecas referentes à estrutura heterogênea baseada em GaAs, levando-se em consideração o valor correto de “f”, bem como das faixas de energia para o ar, temos que $\epsilon''_{\text{intr.}} = 0,06 \pm 0,01$. Subtraindo-se esse valor do valor de ϵ'' referente à faixa do ar temos que $\epsilon''_{\text{hole}} = 0,02 \pm 0,01$. Aplicando-se o modelo para buracos cilíndricos (Equação 3.31), obtemos que a profundidade do buraco fica entre 950nm a 1150nm, o que está em acordo com a imagem SEM acima apresentada.

4 MÉTODOS NUMÉRICOS UTILIZADOS

4.1 Método “Plane Wave Expansion” 2D

O PWE trata-se de um método simples e direto para representar campos periódicos que usam expansão clássica de Fourier em termos de função harmônica definida através da estrutura recíproca de vetores. Nesta seção faremos a explanação detalhada da Equação fundamental das ondas, e de sua implementação em um problema algébrico de auto-valores considerado para o caso de PhCs 2D.

As equações de Maxwell em um material elétrico polarizável, e magnetizável em unidades MKS são:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J}, \quad (4.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (4.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0, \quad (4.4)$$

onde \mathbf{E} e \mathbf{B} são os valores médios dos campos elétrico e indução magnética, respectivamente, no vácuo. Tratando-se de um meio dielétrico homogêneo, as relações entre as quantidades macroscópicas (deslocamento \mathbf{D} e campo magnético \mathbf{H}) e as quantidades microscópicas (\mathbf{E} e \mathbf{B}) são:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E} \quad \epsilon = 1 + \chi_e, \quad (4.5)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0 \mu} \mathbf{B} \quad \mu = 1 + \chi_m. \quad (4.6)$$

Os campos são considerados fracos, os quais não se modificam demasiadamente rápidos no tempo e no espaço, sendo ϵ e μ a constante dielétrica relativa, e a permeabilidade magnética relativa, respectivamente [49]. Além disso, as seguintes hipóteses são consideradas:

- Cargas elétricas (ρ) ou correntes \mathbf{J} são desprezadas.
- As intensidades de campo são bastante pequenas, a fim de se operar no regime linear.
- O material é localmente macroscópico e isotrópico, ou seja, a constante dielétrica $\epsilon(\mathbf{r})$ é escalar.

- A permeabilidade magnética é muito próxima ou igual à unidade ($\mu_r \approx 1$).
- Apenas dielétricos sem perda são considerados, para os quais $\epsilon(r)$ é uma quantidade real.

Levando-se em consideração as hipóteses acima definidas as equações (4.1) a (4.4) tornam-se:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (4.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \epsilon_0 \epsilon(r) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0, \quad (4.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0, \quad (4.9)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0. \quad (4.10)$$

Assumindo-se ondas planas para os campos, elétrico, e magnético, ou seja, $H(r) = ae^{jk \cdot r}$ e $E(r) = ae^{jk \cdot r}$, as equações (4.7) e (4.9) ficam:

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = (\nabla \cdot \mathbf{a})e^{jk \cdot r} = a(\nabla \cdot \mathbf{a})e^{jk \cdot r} = ja \cdot k e^{jk \cdot r} = 0, \text{ então, } a \cdot k = 0. \quad (4.11)$$

Assumindo-se dessa forma a transversalidade, podemos nos concentrar em outra das equações, enquanto a transversalidade existir. Levando-se em consideração a dependência dos campos em relação ao tempo, podemos assumir uma oscilação harmônica, ou seja, $H(r, t) = H(r)e^{j\omega t}$ e $E(r, t) = E(r)e^{j\omega t}$, o que não é uma restrição pois as equações de Maxwell são lineares, e podemos incluir uma dependência em relação ao tempo mais complexa devido aos modos harmônicos. Inserindo-se os campos harmônicos nas equações (4.8) e (4.10) obtemos:

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) - j\omega \epsilon_0 \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0, \quad (4.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) + j\omega \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0. \quad (4.13)$$

Dividindo-se a Equação (4.12) por $\epsilon(r)$, e inserindo-se a Equação (4.13) na mesma obtemos a equação fundamental para o campo H:

$$\hat{\Theta} \mathbf{H}_\omega(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathbf{H}_\omega(\mathbf{r}), \quad \text{sendo} \quad \hat{\Theta} = \nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \right] \quad (4.14)$$

Por outro lado, efetuando-se o rotacional da Equação (4.13), inserindo-se a equação (4.12) na mesma, e dividindo-se por $\epsilon(r)$, obtemos a Equação fundamental para o campo E:

$$\hat{\Xi} \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}), \text{ sendo } \hat{\Xi} = \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \nabla \times. \quad (4.15)$$

O operador $\hat{\Theta}$ possui a conveniente propriedade de ser tanto linear, quanto hermitiano. Entretanto, o operador $\hat{\Xi}$ não é hermitiniano. Esse problema pode ser resolvido definindo-se um novo campo $\mathbf{F}(\mathbf{r}) = (\varepsilon(\mathbf{r}))^{1/2} \mathbf{E}$, o que transforma a Equação (4.15) em:

$$\hat{\Pi} \mathbf{F}_\omega(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathbf{F}_\omega(\mathbf{r}), \text{ sendo } \hat{\Pi} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\mathbf{r})}} \nabla \times \nabla \times \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\mathbf{r})}}. \quad (4.16)$$

Observe que o operador $\hat{\Pi}$ é hermitiano, com a desvantagem de que o campo \mathbf{F} não é transversal ($\mathbf{k} \cdot \mathbf{F} \neq 0$). A dimensionalidade (1D, 2D, 3D) ainda não foi considerada.

O problema de auto-valores de um guia de onda em PhC 2D simétrico pode ser dividido em duas distintas polarizações: TE ($H_x = H_y = E_z = 0$) e TM ($E_x = E_y = H_z = 0$) e

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \frac{\partial H_z}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \frac{\partial H_z}{\partial y} \right] + \frac{\omega^2}{c^2} H_z = 0 \quad \text{'TE'}, \quad (4.17)$$

$$\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] E_z + \frac{\omega^2}{c^2} E_z = 0 \quad \text{'TM'} \quad (4.18)$$

Até agora ainda não levamos em consideração a periodicidade do meio, no qual os modos são denominados modos de Bloch, onde:

$$\boxed{\mathbf{H}_\mathbf{k}(\mathbf{r}) = e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \mathbf{u}_\mathbf{k}(\mathbf{r})} \quad (4.19)$$

Na Equação (4.19) $u_\mathbf{k}(\mathbf{r})$ é uma função periódica em \mathbf{r} , ou seja, $u_\mathbf{k}(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = u_\mathbf{k}(\mathbf{r})$. Vamos expandir $u_\mathbf{k}$ em uma série de Fourier, sobre uma estrutura de vetores recíproca. Vamos assumir que todos os vetores do espaço real e recíproco estão no plano 2D. Então, um caminho para se resolver as equações (4.17) e (4.18) é se expandir tanto a configuração dielétrica inversa, quanto o campo magnético em uma onda plana básica:

$$\boxed{\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} = \sum_{m=1}^N \hat{\kappa}(\mathbf{G}_m) e^{j\mathbf{G}_m \cdot \mathbf{r}}}, \quad (4.20)$$

$$H_z(\mathbf{r}, \omega) = e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \underbrace{\sum_{m=1}^N A_m(\mathbf{k}) e^{j\mathbf{G}_m \cdot \mathbf{r}}}_{\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})} = \sum_{m=1}^N A_m(\mathbf{k}) e^{j(\mathbf{k}+\mathbf{G}_m) \cdot \mathbf{r}}, \quad (4.21)$$

$$E_z(\mathbf{r}, \omega) = \sum_{m=1}^N B_m(\mathbf{k}) e^{j(\mathbf{k}+\mathbf{G}_m) \cdot \mathbf{r}}, \quad (4.22)$$

onde \mathbf{G}_m representa a estrutura recíproca de vetores, e \mathbf{k} é um vetor recíproco dentro da primeira zona de Brillouin. Os modos Bloch podem ser relacionados através de seus respectivos valores \mathbf{k} . Substituindo-se essas expansões nas equações (4.17) e (4.18), encontramos um específico problema de auto-valor em forma de matriz [50].

As equações abaixo são obtidas após as substituições acima referidas:

$$\sum_{m=1}^N (\mathbf{k} + \mathbf{G}_n) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}_m) \cdot \hat{\kappa}(\mathbf{G}_n - \mathbf{G}_m) \cdot A_m(\mathbf{k}) = \frac{\omega^2}{c^2} A_n(\mathbf{k}) \quad (\text{TE}), \quad (4.23)$$

$$\sum_{m=1}^N |\mathbf{k} + \mathbf{G}_n| \cdot \hat{\kappa}(\mathbf{G}_n - \mathbf{G}_m) \cdot |\mathbf{k} + \mathbf{G}_m| \cdot C_m(\mathbf{k}) = \frac{\omega^2}{c^2} C_n(\mathbf{k}) \quad (\text{TM}), \quad (4.24)$$

$$C_n(\mathbf{k}) = |\mathbf{k} + \mathbf{G}_n| \cdot B_n(\mathbf{k}), \quad (4.25)$$

$$\begin{bmatrix} (\mathbf{k} + \mathbf{G}_1) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}_1) & \cdots & (\mathbf{k} + \mathbf{G}_1) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}_m) & \cdots & (\mathbf{k} + \mathbf{G}_1) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}_N) \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ (\mathbf{k} + \mathbf{G}_n) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}_1) & \cdots & (\mathbf{k} + \mathbf{G}_n) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}_m) & \cdots & (\mathbf{k} + \mathbf{G}_n) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}_N) \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ (\mathbf{k} + \mathbf{G}_N) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}_1) & \cdots & (\mathbf{k} + \mathbf{G}_N) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}_m) & \cdots & (\mathbf{k} + \mathbf{G}_N) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}_N) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \hat{\kappa}(\mathbf{G}_1 - \mathbf{G}_1) & \cdots & \hat{\kappa}(\mathbf{G}_1 - \mathbf{G}_m) & \cdots & \hat{\kappa}(\mathbf{G}_1 - \mathbf{G}_N) \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \hat{\kappa}(\mathbf{G}_n - \mathbf{G}_1) & \cdots & \hat{\kappa}(\mathbf{G}_n - \mathbf{G}_m) & \cdots & \hat{\kappa}(\mathbf{G}_n - \mathbf{G}_N) \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \hat{\kappa}(\mathbf{G}_N - \mathbf{G}_1) & \cdots & \hat{\kappa}(\mathbf{G}_N - \mathbf{G}_m) & \cdots & \hat{\kappa}(\mathbf{G}_N - \mathbf{G}_N) \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_1 \\ \vdots \\ A_n \\ \vdots \\ A_N \end{pmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{pmatrix} A_1 \\ \vdots \\ A_n \\ \vdots \\ A_N \end{pmatrix} \quad \text{'TE'} \quad (4.26)$$

$$\begin{aligned}
 & \left[\begin{array}{cccccc}
 |\mathbf{k} + \mathbf{G}_1| \cdot |\mathbf{k} + \mathbf{G}_1| & \cdots & |\mathbf{k} + \mathbf{G}_1| \cdot |\mathbf{k} + \mathbf{G}_m| & \cdots & |\mathbf{k} + \mathbf{G}_1| \cdot |\mathbf{k} + \mathbf{G}_N| \\
 \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\
 |\mathbf{k} + \mathbf{G}_n| \cdot |\mathbf{k} + \mathbf{G}_1| & \cdots & |\mathbf{k} + \mathbf{G}_n| \cdot |\mathbf{k} + \mathbf{G}_m| & \cdots & |\mathbf{k} + \mathbf{G}_n| \cdot |\mathbf{k} + \mathbf{G}_N| \\
 \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\
 |\mathbf{k} + \mathbf{G}_N| \cdot |\mathbf{k} + \mathbf{G}_1| & \cdots & |\mathbf{k} + \mathbf{G}_N| \cdot |\mathbf{k} + \mathbf{G}_m| & \cdots & |\mathbf{k} + \mathbf{G}_N| \cdot |\mathbf{k} + \mathbf{G}_N|
 \end{array} \right] \quad \text{'TM'} \\
 & \cdot \begin{pmatrix} \hat{\kappa}(\mathbf{G}_1 - \mathbf{G}_1) & \cdots & \hat{\kappa}(\mathbf{G}_1 - \mathbf{G}_m) & \cdots & \hat{\kappa}(\mathbf{G}_1 - \mathbf{G}_N) \\
 \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\
 \hat{\kappa}(\mathbf{G}_n - \mathbf{G}_1) & \cdots & \hat{\kappa}(\mathbf{G}_n - \mathbf{G}_m) & \cdots & \hat{\kappa}(\mathbf{G}_n - \mathbf{G}_N) \\
 \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\
 \hat{\kappa}(\mathbf{G}_N - \mathbf{G}_1) & \cdots & \hat{\kappa}(\mathbf{G}_N - \mathbf{G}_m) & \cdots & \hat{\kappa}(\mathbf{G}_N - \mathbf{G}_N) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} C_1 \\ \vdots \\ C_n \\ \vdots \\ C_N \end{pmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{pmatrix} C_1 \\ \vdots \\ C_n \\ \vdots \\ C_N \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{4.27}$$

4.1.1 Estruturas PhC 2D

Os parâmetros estruturais das duas geometrias 2D mais usadas, incluindo suas zonas de Brillouin foram apresentados na seção 3.3.2. Devido à simetria rotacional da estrutura, temos zonas redundantes na zona de Brillouin, proporcionando a focalização do problema apenas na parte irreduzível da zona de Brillouin, a qual engloba os três pontos de simetria (região sombreada da figura 2.6). O vetor \mathbf{k} no plano é facilmente introduzido nos cálculos das PBGs das estruturas, através de um método direto: Tendo em vista que a configuração das PBGs do dielétrico recíproco é expandido em uma série de Fourier, a “diagonalização” pode ser unida sobre \mathbf{k} . Podemos calcular os auto-valores para diferentes valores de \mathbf{k} ao longo das direções de simetria da zona de Brillouin, ou em outras palavras, é suficiente se seguir um caminho no espaço \mathbf{k} na borda da zona irreduzível de Brillouin, a qual é definida, no caso da estrutura triangular, através dos três pontos de simetria, Γ , M, e K.

Os parâmetros estruturais (fator de preenchimento, constante dielétrica, geometria da estrutura) são inseridos nos cálculos através da disposição (banco de dados) $\hat{\kappa}$ (definido na Equação 4.20). Onde possível, pode-se calcular os coeficientes $\hat{\kappa}$ de forma analítica, ao invés de forma numérica [51]. Uma limitação dessa implementação específica do PWE está no “f” máximo. Uma vez que a matriz \mathbf{k} é calculada analiticamente através da elaboração da integral de Fourier sobre a abertura circular dentro da célula unitária, assume-se que os buracos não são sobrepostos, o que reduz a faixa utilizável de “f”, que por sua vez proporciona a faixa para $f = 0,785$, e $f = 0,907$ para estruturas quadradas, e triangulares, respectivamente. Por outro lado, a determinação dos elementos $\hat{\kappa}$ através da Transformada Rápida de Fourier (FFT), oferece um alto grau de liberdade em

relação ao formato arbitrário não circular dos buracos, ou em relação às estruturas com valores extremamente altos de “f”, tais como estruturas com sobreposição de buracos. Entretanto, os campos tendem a ser exclusivos próximos das laterais e cantos agudos. O FFT aceita esse fato, o que pode causar imperfeições, se a rede do PhC não for suficientemente fina. Os coeficientes de Fourier $\hat{k}(\mathbf{G})$ são determinados através da integral sobre a superfície a_c da célula unitária [50]:

$$\hat{k}(\mathbf{G}) = \frac{1}{a_c} \int_{a_c} d\mathbf{r} e^{-j\mathbf{G}\mathbf{r}} \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} = \begin{cases} \frac{1}{\varepsilon_a} f + \frac{1}{\varepsilon_b} (1-f) & \mathbf{G} = 0 \\ \left(\frac{1}{\varepsilon_a} - \frac{1}{\varepsilon_b} \right) f \frac{2J_1(Gr)}{Gr} & \mathbf{G} \neq 0 \end{cases}, \quad (4.28)$$

onde J_1 denota a função de primeira ordem de Bessel. Esse método, o qual utiliza diretamente a transformada de Fourier da função dielétrica recíproca é também denominado de método inverso. Para se obter somatórias finitas, as séries de expansões dos campos e da configuração dielétrica são truncados. O número de vetores recíprocos, bem como o número de ondas planas, determinam a precisão dos cálculos. A estrutura recíproca é obtida através de todas as combinações possíveis de vetores recíprocos:

$$\mathbf{G} = h_1 \cdot \mathbf{b}_1 + h_2 \cdot \mathbf{b}_2, \quad (4.29)$$

onde h_1 , e h_2 são números inteiros entre $-\infty$ e $+\infty$. Um método aprovado para o truncamento é a definição de uma regra máxima G_{\max} e a seleção de vetores recíprocos, os quais estão em conformidade com a condição $|\mathbf{G}| < G_{\max}$ [52]. Nesse método o espaço recíproco é truncado isotropicamente. Quando $\varepsilon(\mathbf{r})$ possui uma descontinuidade de ligação, como é o caso da interface do buraco, sua transformada discreta de Fourier possui uma longa extensão devido ao fenômeno de Gibbs [53]. Então, apesar de que as séries de Fourier nos levam em média à convergência, as mesmas não conseguem seus objetivos com relação aos reais valores nas descontinuidades simples. Nas descontinuidades em $\varepsilon(\mathbf{r})$, os campos E, D, B ou H são também descontínuos, o que caracteriza o lento decréscimo dos componentes de Fourier mesmo tratando-se de grandes valores $|\mathbf{G}|$. Um possível modo para a redução do fenômeno de Gibbs pode ser aproximar a função de passo na representação espacial da função dielétrica por uma função contínua, por exemplo, uma Gaussiana de alta ordem. Um erro adicional na representação da matriz finita de $k(\mathbf{G}_n - \mathbf{G}_m)$ ocorre devido o truncamento assimétrico nas linhas $\mathbf{G}_n \neq 0$ [51]. Esse

erro adicional introduzido pelo truncamento assimétrico torna-se pior para componentes onde $|G_n| \rightarrow G_{\max}$.

As equações de Maxwell no domínio do tempo podem ser reduzidas a um simples problema de auto-valores. A Equação 4.30 resolve esse problema de auto-valores para o caso de uma estrutura periódica:

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon(r)} s \vec{\nabla} \times \vec{H}(r) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(r) \quad (4.30)$$

A Equação (4.30) é a denominada equação mestre. Observe que existe uma semelhança em relação á equação de Schrödinger para o estado sólido. Os elétrons em uma estrutura de cristal são substituídos por luzura periódica e o potencial de Coulomb V pela permissividade elétrica ε .

Essa Equação (4.30) é um problema de auto-valores com um campo periódico $\vec{H}(r)$ e um conjunto discreto de auto-valores. A precisão da solução é determinada pelo número de ondas planas usadas no cálculo. Quando plotado em função do vetor de onda k , os auto-valores com suas freqüências associadas formam o diagrama de faixa de um PhC. Essas soluções são funções periódicas do vetor de onda k , onde existem apenas múltiplos de 2π em um PhC, ou seja, as propriedades de um PhC são periódicas. Para o cálculo do diagrama de faixa podemos usar o software livre MIT Photonic Bands (MPB), onde tanto a análise 2D, quanto 3D podem ser implantadas. Esse software além de calcular a faixa da estrutura de um cristal periódico, pode também para simular cavidades e guias de ondas. Para PhCs esse programa utiliza o método da super-célula, quando o PhC com defeito é analisado em duas dimensões. Esse fato aumenta o tempo de computação, uma vez que são necessárias mais ondas planas para o cálculo preciso do campo eletromagnético. A super-célula precisa ser definida com suficiente dimensão, a fim de se evitar o acoplamento referente aos defeitos adjacentes. Devido ao seu método de super-célula periódica esse método é limitado ao denominado problema “aberto”, tais como curvas, e divisores.

A precisão desse método é dada pelo truncamento dos valores de G (G_{\max}) da estrutura recíproca. Assumindo-se que a super-célula possui $n.m$ células unitárias, o número de ondas planas necessárias é dado por:

$$N = \frac{G_{\max}^2 \pi}{\left(2\pi/n.a\right)\left(2\pi/m.a\right)} = N_0 \cdot n \cdot m \quad (4.31)$$

Na Equação (4.31) N_0 é o número de ondas planas necessárias para o cálculo dos modos do cristal fotônico, onde se considera apenas uma célula unitária ($\frac{G_{\max}^2 a^2}{4}$). Observe que no caso do cálculo utilizando-se uma super-célula, são necessários $n \cdot m$ mais vetores recíprocos, a fim de se obter a mesma precisão.

O software MPB (“MIT Photonic-Bands”) baseado no método “Plane Wave Expansion – PWE” é grátis e roda sobre o Linux, ou Windows. Esse software é apropriado para o cálculo das relações de dispersão de sistemas ópticos, inclusive PhCs, e foi desenvolvido por Steven G. Johnson do Departamento de Física do MIT (Massachusetts Institute of Technology).

4.2 Método “Finite Difference Time Domain”

O método Finite Difference Time Domain (FDTD) é um dos mais antigos e utilizados métodos de simulações. Matematicamente esse método usa a forma diferencial parcial das equações de Maxwell, e as modifica em equações diferenciais centrais, as quais podem ser discretizadas em diferenças finitas, conforme mostrado na Figura 4.1. A estrutura a ser calculada é definida em um domínio subdividido de células unitárias retangulares. Os campos E e H de quaisquer problemas podem ser resolvidos para cada célula unitária.

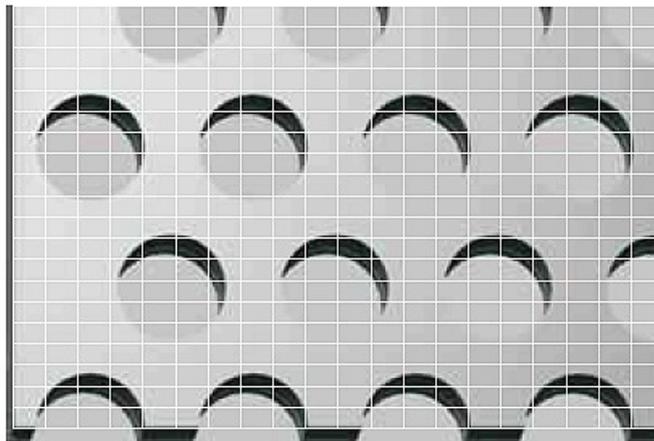


Figura 4.1. Grade de malha de um PhC para formar um célula unitária no FDTD.

Desse modo, o campo propagante é conduzido em passos de tempo, onde durante cada passo de tempo os campos E e H são atualizados de forma interativa. Especialmente, quando aplicado para todas as três dimensões, esse processo consome muito tempo, e exige muitos recursos computacionais. Essa rotina de resolução calcula os campos E e H em qualquer tempo, para cada ponto do domínio, e pode ser usado posteriormente para análises. As reflexões nas fronteiras do domínio são evitadas através da aplicação de camadas perfeitamente casadas (PML). Existem diversos softwares comerciais com o código FDTD, como, por exemplo, o desenvolvido conjuntamente pela ETH e grupos industriais (SemCAD), o qual integra um ambiente CAD. Outros softwares comerciais, baseados em FDTD, rodando sobre o Windows são: FastFDTD da EmPhotonics, WinFDTD (grátis), e EMExplorer.

Por outro lado o software MEEP baseado no método “Finite Dimension Time Domain – FDTD” é grátis. Esse software foi desenvolvido pela mesma equipe que desenvolveu o MPB.

A estrutura é discretizada com uma malha não uniforme, a fim de se obter uma boa representação dos buracos e limitar as incertezas devido aos degraus do invólucro. Para reproduzir as formas curvas dos buracos, precisamos uma grade fina, a qual exige muito tempo e memória. Para se obter um bom balanço entre simulações precisas e recursos computacionais, são aplicados não menos que 10 pontos da grade por constante de periodicidade da estrutura (“a”), a fim de se descrever a estrutura.

4.3 Método de Propagação Binária (“Binary Propagation Method-BiPM”)

A própria equipe de pesquisas da Universidade Federal do Ceará (U.F.C.) desenvolveu um método numérico, o qual foi denominado de Método de Propagação Binária (“Binary Propagation Method” - BiPM), o qual utiliza a teoria “Split-Step Fourier” e o método de Runge-Kutta de quarta ordem, para solucionar as equações dos modos acoplados abaixo:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{V_g} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_1 = i\gamma (|A_1|^2 + B|A_2|^2) A_1 + ikA_2, \quad (4.32)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{V_g} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_2 = i\gamma (|A_2|^2 + B|A_1|^2) A_2 + ikA_1. \quad (4.33)$$

Através do método “Split-Step Fourier” é possível a obtenção do cálculo numérico dos campos se propagando no interior do dispositivo. O método de Runge-Kutta auxilia o “Split-Step” fornecendo a precisão necessária.

Nas 4.32 e 4.33 V_g é a velocidade de grupo, β_2 é o parâmetro de dispersão de velocidade de grupo (GVD) (obtido em [54]), $\alpha = 0$ é o parâmetro de perda óptica (sistema considerado sem perda óptica), γ é o parâmetro de não linearidade (

$\frac{n_2 \cdot 2\pi}{\lambda A_{eff}}$), B é o parâmetro que governa a o acoplamento induzido não linear XPM, e k é o coeficiente de acoplamento.

4.4 Método “Finite Element”

O método “Finite Element” (FEM ou método FE) é um método desenvolvido originalmente para simulações em engenharia civil, o qual é usado para análises complexas não lineares, bem como para problemas estáticos, como, por exemplo, projeto de estruturas de aço e concreto. Uma das primeiras aplicações na engenharia elétrica foi o cálculo de redes e máquinas elétricas.

O FEM é muito apropriado para cálculos de PhCs. Um domínio contínuo é dividido em um conjunto de sub-domínios com um malha constituída por triângulos, de cordo com a Figura 4.2. Tendo em vista suas diferentes dimensões, esses triângulos são apropriados aos formatos dos buracos.

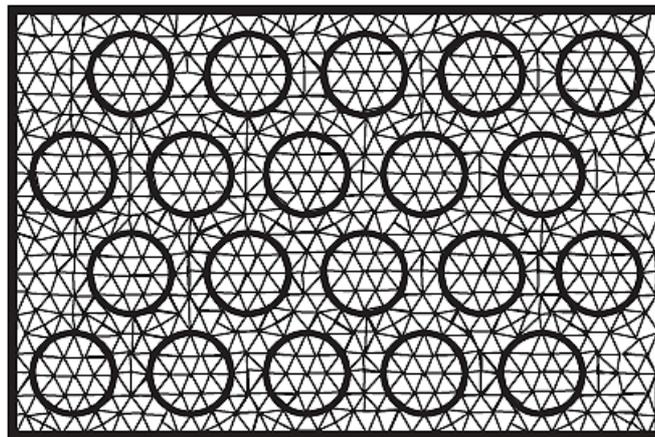


Figura 4.2. Grade de malha de um PhC usando FEM.

Entretanto, a malha do FEM não é limitado apenas para estruturas formatos triangulares, uma vez que podemos selecionar qualquer forma, porém para uma maior simplicidade, é preferível se utilizar simples polígonos.

As soluções via FEM são aproximadas através do uso de equações diferenciais de potencial (PDE), as quais são resolvidas através da completa eliminação da Equação diferencial, ou transformando-a em uma Equação diferencial ordinária equivalente, que por sua vez pode ser resolvida através de diferenças finitas. Para minimizar a reflexão no dispositivo são usadas fronteiras apropriadas. A excitação da estrutura é alcançada através da aplicação do campo H no início do guia de onda. O espectro da transmissão é gravado através da razão do tempo médio de potência do fluxo propagando-se entre as fronteiras de início e fim do dispositivo.

Podemos implantar o FEM através do software COMSOL. Devido à sua habilidade de operar em grandes projetos, esse método é apropriado para simulações de acopladores direcionais, e multiplexadores.

5 PONTOS DE DEFEITO, GUIAS DE ONDAS E ACOPLAMENTO DE SINAIS EXTERNOS EM PhCs

5.1 Pontos de Defeito

Quando se altera o formato, ou a constante dielétrica de uma coluna, ou quando se remove uma coluna, surge um ponto de defeito, devido à quebra de simetria, o que ocasiona nesse local o surgimento de um modo, o qual não pode penetrar no corpo do PhC e fica confinado nesse ponto de defeito, pois esse modo possui frequência dentro da PBG. Portanto esse ponto de defeito é uma cavidade, a qual está cercada por superfícies refletoras, desde que possua dimensões apropriadas para suportar um modo pertencente à PBG.

Vamos analisar uma cavidade criada em uma estrutura quadrada de hastas dielétricas com constante dielétrica $\epsilon = 8,9$ e raio $r = 0,2a$, alterando-se o raio da haste dielétrica.

Na Figura 5.1 mostramos as frequências dos modos referentes às cavidades criadas (polarização TM), alterando-se o raio da haste dielétrica de 0 (completamente removida) até $r = 0,7a$.

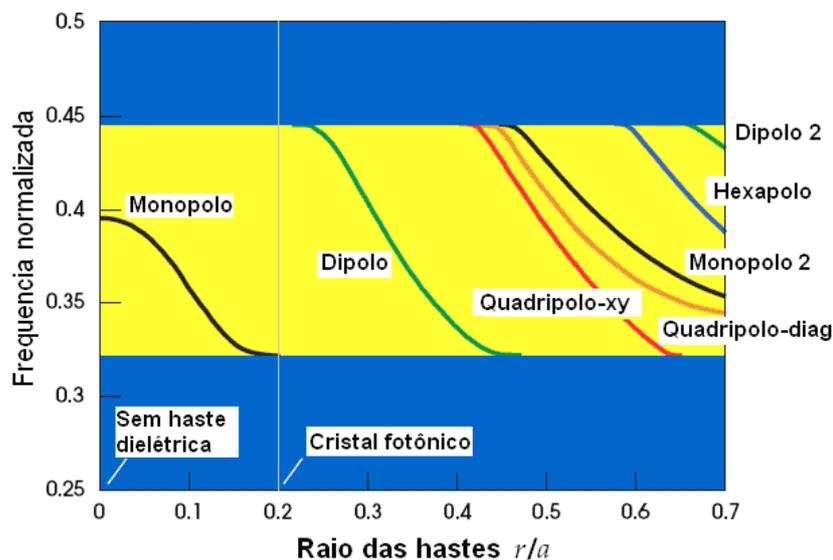


Figura 5.1. Frequência normalizada do modo na cavidade em função do raio da cavidade [6].

Para $r = 0,2a$ não existe ponto de defeito no PhC, e nesse caso não acontece o surgimento de um modo na PBG (0,32 a $0,44(2\pi c/a)$). Quando o raio é menor que $0,2a$, o modo que penetra na cavidade é monopolo. Entretanto, para raios maiores

que $0,2a$ os modos penetrantes apresentam diferentes configurações de campo elétrico, as quais dependem do valor do raio, conforme mostrado na Figura 5.2.

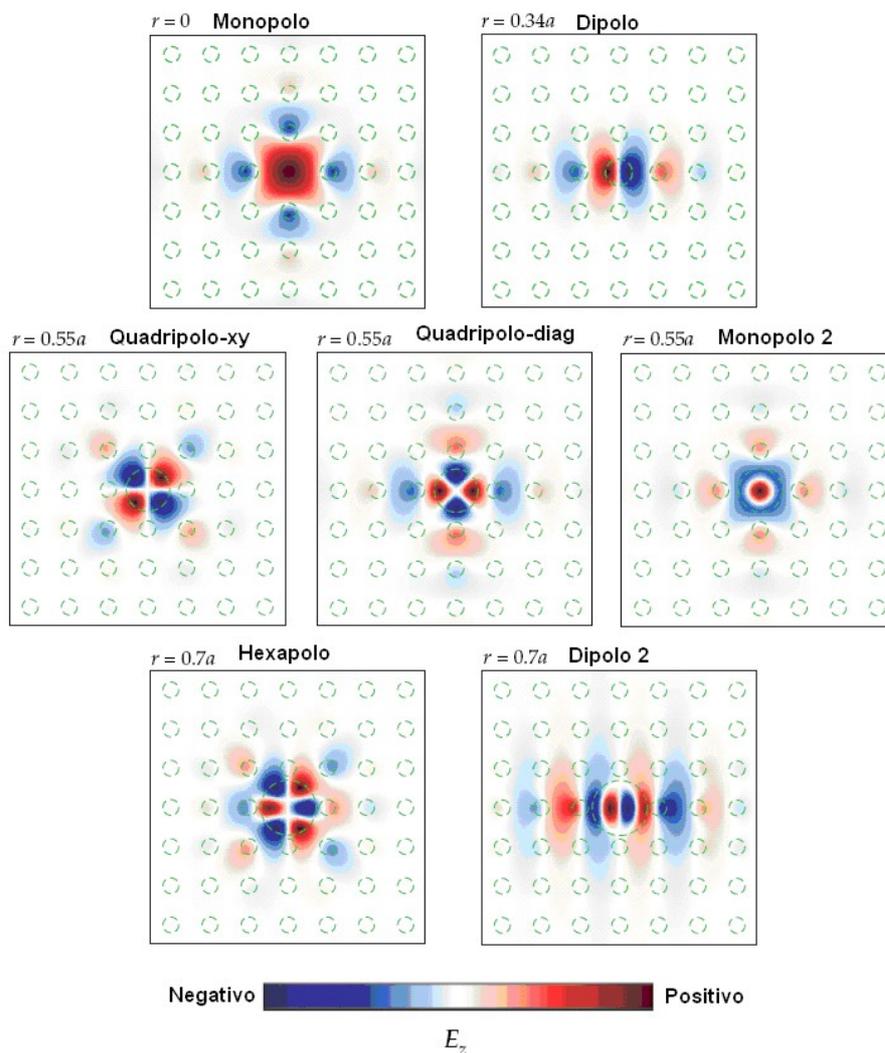


Figura 5.2. Configuração de campos elétricos dos modos em função do raio da haste dielétrica [6].

Os modos com as configurações denominadas dipolo, hexapolo e dipolo-2 são degenerados, enquanto que os modos com as outras configurações mostradas na Figura 5.2 são “não-degenerados”.

A configuração dipolo é obtida para $r = 0,34a$, a qual é duplamente degenerada com o outro estado (não exibido na Figura 3.28), o qual pode ser obtido através de uma rotação de 90° . As três configurações apresentadas na parte central dessa figura são referentes a modos degenerados, obtidos para $r = 0,55a$. A parte inferior dessa figura apresenta as configurações de campo elétrico para os modos obtidos para $r = 0,7a$.

5.2 Guiamento em Cristal Fotônico

Quando se insere um ponto de defeito na estrutura de um cristal fotônico perfeito, surge uma perturbação, ocasionando um modo correspondente na PBG. Quando se remove uma linha completa de buracos surgem vários modos na PBG, formando uma função de dispersão de modos de guia de onda. Uma linha de defeito pode ser formada não apenas pela remoção de uma linha de buracos, podendo também ser elaborada, por exemplo, através da introdução de buracos menores. Vamos nos deter nos guias de ondas formados através da remoção de uma ou mais linhas na direção ΓK de uma estrutura PhC hexagonal. Esses guias de ondas são denominados de acordo com o número de linhas omitidas, ou seja, uma estrutura PhC com n linhas de defeito é denominada de guia de onda W_n .

5.2.1 Guias de Onda W_1

Para obtenção de um guia de ondas PhC W_1 (PhCW1), remove-se uma única linha da estrutura do PhC, ocasionando uma largura de $(3)^{1/2}a$ (estrutura triangular).

Além da utilização convencional, os PhCWs podem proporcionar linhas de atraso, compensação de dispersão, bem como grandes interações entre a luz propagante e a matéria, nesse caso, explorando-se o fenômeno da propagação lenta da luz.

Por outro lado, as propriedades de dispersão dos PhCWs podem ser alteradas através da modificação da estrutura do PhC. Entretanto, essas modificações podem ocasionar: a operação multimodo, a diminuição do coeficiente de acoplamento ao meio externo, bem como problemas estruturais de continuidade, por exemplo, em curvas e em regiões de separação da luz.

Na Figura 5.3(a) mostramos um diagrama de bandas para luz polarizada tipo TE em um PhCW1 2D embutido em uma estrutura triangular de silício, na qual os diâmetros dos buracos de ar é $0,3a$ (a é constante de periodicidade do PhC). A estrutura PhC penetra na placa de silício com espessura de 338nm de uma pastilha SOI, a qual possui espessura da camada de sílica de $1\mu\text{m}$.

A relação de dispersão normalizada foi obtida para vetores de onda k_z , ou seja, ao longo da direção do núcleo do guia de onda. Observe no detalhe da Figura 5.3(a) a supercélula adotada para as simulações no PWE. Conforme podemos constatar o PhCW1 suporta um modo “even” (linha sólida preta), e um modo “odd” (linha

tracejada preta) dentro da PBG do PhC, cuja faixa de frequências normalizadas vai de aproximadamente 0,20 a 0,28u (u é a frequência normalizada = a/λ). As paridades dos modos são definidas através da simetria no plano, com relação ao núcleo do guia de onda. Observe que o modo “even” possui relação de dispersão plana para $k_z > 0,3$ e possui declividade nula em $k_z = 0,5$. Isto acontece devido aos efeitos de dobradura que surgem no limite da zona de Brillouin.

Na Figura 5.3(b) está mostrado o diagrama da velocidade de grupo (v_g) para o modo “even” (preto). Observe a enorme redução de v_g ao se aumentar o vetor de onda (frequências mais baixas). Note ainda, que conforme esperado, para $k_z < 0,3$, $v_g \approx c/4$ que é aproximadamente a velocidade de grupo do modo se propagando em guia de onda convencional de silício ($n = 3,5$). Para $k_z > 0,3$ v_g decresce de forma acentuada abaixo de $c/20$. Próximo de $k_z = 0,5$, v_g tende a zero. Nesse caso, a luz está se propagando no que se denomina de regime de propagação lenta da luz. Portanto, em um PhCW1, diferentes frequências irão se propagar com velocidade de grupo bastante diferente. A curva na cor vermelha da Figura 5.3(b) mostra o parâmetro de dispersão de velocidade de grupo (GVD). Observe que o parâmetro de GVD no regime de propagação lenta da luz, cresce de várias ordens de magnitude (variando entre $-10^4 \text{ps}^2/\text{km}$ até $-10^9 \text{ps}^2/\text{km}$). Note que o enorme valor do parâmetro de GVD nas proximidades da fronteira da zona de Brillouin distorce qualquer trem de pulsos se propagando através do PhCW1. Portanto a alteração da v_g e GVD ocasiona a impossibilidade utilização do regime de propagação lenta da luz em sistemas multiplexados por divisão de comprimento de onda (WDM).

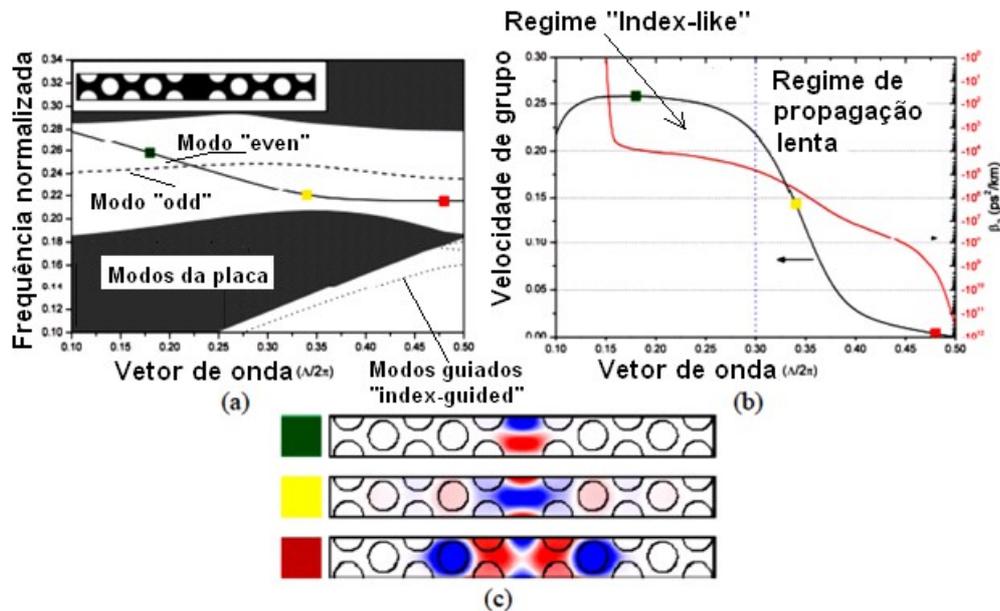


Figura 5.3. (a) Relação de dispersão típica. (b) Velocidade de grupo (v_g). (c) Distribuição do campo modal em um PhCW1 [55].

Na Figura 5.3(a) está detalhada a relação de dispersão típica, mostrando a frequência normalizada em função do vetor de onda normalizado, para um guia de onda PhC 2D constituído por uma única linha de defeito suportando um modo “even” (linha cheia) e um modo “odd” (linha pontilhada) dentro da PBG. O detalhe mostrado no gráfico representa a supercélula usada nos cálculos via método “plane wave expansion” (PWE). Na Figura 5.3(b) está plotada a velocidade de grupo (v_g) em unidades da velocidade da luz no vácuo (linha preta) e parâmetro GVD (linha vermelha), ambos em função do vetor de onda normalizado. Na Figura 5.3(c) mostramos a distribuição do campo modal em um PhCW1 para os vetores de onda representados pelos quadrados marcados em vermelho, amarelo e verde nas figuras 5.3(a) e 5.3(b).

O conhecimento da distribuição de campo modal pode ser explorada para se encontrar as características de dispersão do PhCW1. Na Figura 5.3(c) mostramos a distribuição de campo modal referente ao modo “even” dentro da PBG, para três diferentes vetores de onda representados através dos quadrados nas cores verde, amarela e vermelha que estão mostrados nas figuras 5.3(a) e 5.3(b). Para $k_z \leq 0,3$ com $v_g = c/4$ (quadrado verde), o modo está muito confinado no núcleo do guia de onda, e o perfil dos campos é parecido com o perfil dos campos do modo fundamental em um guia de onda tipo “ridge”. Portanto, nesse regime parecido com o regime de propagação via diferença de índice de refração (“index-like regime”) o

modo é denominado de modo guiado por índice de refração (“index-guided”). No início da região de propagação lenta da luz (quadrado amarelo) o modo começa a penetrar dentro do revestimento do PhC e, nas proximidades do limite da zona de Brillouin, possui seu campo altamente concentrado nas primeira e segunda linhas de buracos (quadrado vermelho).

No regime “index-like” as propriedades do modo “even” depende principalmente dos parâmetros das primeiras linhas de buracos, onde a parte lenta da propagação da luz do modo é enormemente dependente dos parâmetros do revestimento do PhC, especialmente, das primeira, e segunda linhas de buracos de ar. Na Figura 5.4 está plotado o modo “even” para um PhCW1 cujo corpo do PhC possui buracos com raios $r = 0,3a$, bem como com diversos outros raios. Na Figura 5.4(a) podemos observar que D_1 representa o diâmetro dos buracos referentes à primeira linha de buracos de ar, enquanto D_2 , na Figura 5.4(b), representa os diâmetros dos buracos referentes à segunda linha de buracos de ar. Observe que à medida que se diminui os raios dos buracos da primeira linha de buracos, os modos possuem freqüências mais baixas, tanto no regime “index-guided” quanto regime de luz lenta (“slow-light”), o que representa o incremento do índice de refração efetivo. Além disto, a declinação da curva de freqüências normalizadas para pequenos comprimentos de onda aumenta em magnitude, e a banda passante, onde a relação de dispersão é linear, aumenta no regime “slow-light”. Por outro lado, ocorre justamente o contrário quando se aumenta os raios dos buracos de ar referentes à segunda linha de buracos de ar.

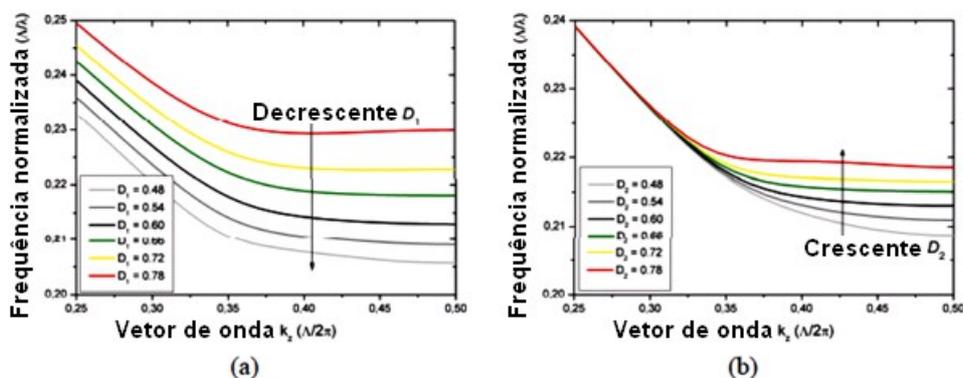


Figura 5.4. (a) Diminuição da freqüência normalizada do modo “even” em função da diminuição dos raios dos buracos de ar da primeira linha de buracos de ar. (b) Aumento da freqüência normalizada do modo “even” em função do aumento dos raios dos buracos de ar da segunda linha de buracos de ar [55].

Na próxima figura mostramos a configuração dos campos propagantes dentro um PhCW1 com estrutura triangular de hastes dielétricas PhC 2D com raio $r_b = 0,2a$, e índice de refração $n = 3,35$ submersas em um substrato dielétrico com índice de refração $n_s = 1,45$, onde “a” é a constante de periodicidade do PhC, obtidas através do software COMSOL. A PBG dessa estrutura é $0,2639 < u < 0,3599$ para modos TM.

Para o comprimento de onda $\lambda = 1,55\mu\text{m}$, o qual é o mais utilizado em comunicações ópticas, escolhemos $a = 500\text{nm}$ e desta forma obtemos $u = 0,3127$ em relação a esse comprimento de onda. Note que essa frequência normalizada está localizada no meio da PBG.

Para se obter a configuração dos campos elétricos transversais, via COMSOL, se propagando dentro de um guia de onda PhC procede-se da seguinte forma:

1) Selecionando a aplicação correta

- Abra o COMSOL Multiphysics.
- No campo “Space dimension” da janela “Model Navigator” selecione a opção 2D.
- Expanda o campo “RF Module” da lista “Application Modes”, expanda a opção “In-Plane Waves”, expanda a opção “TE Waves”, selecione “Harmonic propagation”, e clique no botão OK.

Na Figura 5.5 está mostrada a janela do COMSOL obtida ao se aplicar os comandos acima referidos.

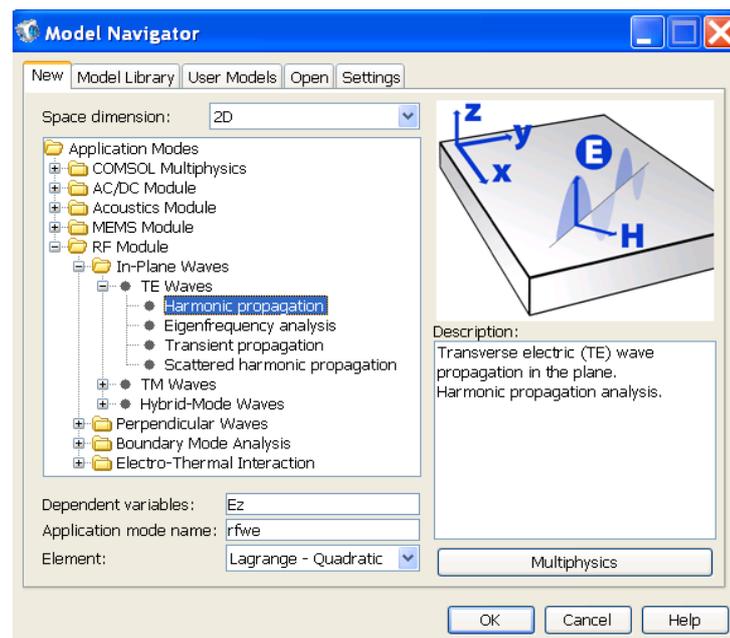


Figura 5.5. Abrindo um novo projeto através da janela “Model Navigator” do COMSOL.

2) Opções e Configurações

- Especifique comprimento de ondas (ao invés de frequência) clicando com o botão direito do mouse no campo “In-Plane TE Waves”, na árvore da janela principal do COMSOL (“Model tree”), clique na opção “Properties” e na janela “Application Mode Properties”, no campo “Specify wave using”, clique em “Free space wavelength”.
- Clique no menu “Options”, selecione “Axis/Grid Settings” e configure o desenho de acordo com as suas necessidades. No nosso caso, na guia “Axis” deixamos marcada a caixa de seleção “Axis equal”, de forma que os valores máximos e mínimos dos eixos foram dimensionados conforme a figura abaixo. Você poderia dimensionar manualmente os valores limites dos eixos x e y, a fim de que o desenho fique melhor visualizado. Entretanto, usando a ferramenta zoom, você pode visualizar o desenho da maneira mais apropriada para o seu gosto.

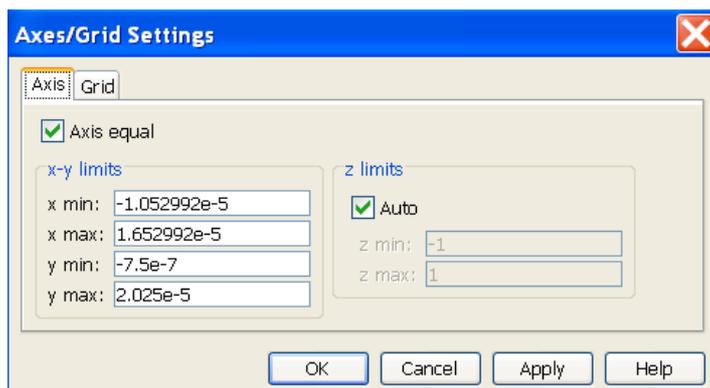


Figura 5.6. Configurando eixos e grades do projeto.

3) Elaborando a geometria do projeto

- Utilize o “CAD” na janela principal do COMSOL através dos ícones apropriados, e do menu “Draw”, para elaborar a geometria do projeto.

4) Configurações físicas e Condições de fronteiras.

- Selecione “Scalar Variables” do menu “Physics”. Por enquanto, configure apenas o comprimento de onda que você vai utilizar ($1.55e^{-6}$ m). Selecione “Boundary Settings” do menu “Physics”. Selecione a opção “Scattering boundary condition”, para todas as fronteiras do desenho. Observe na Figura 5.7, que o campo elétrico é zero em todas as fronteiras (guia “Conditions”, com exceção da fronteira 45 (onde será inserida a luz), na qual adotamos, por convenção, o valor 1V/m.

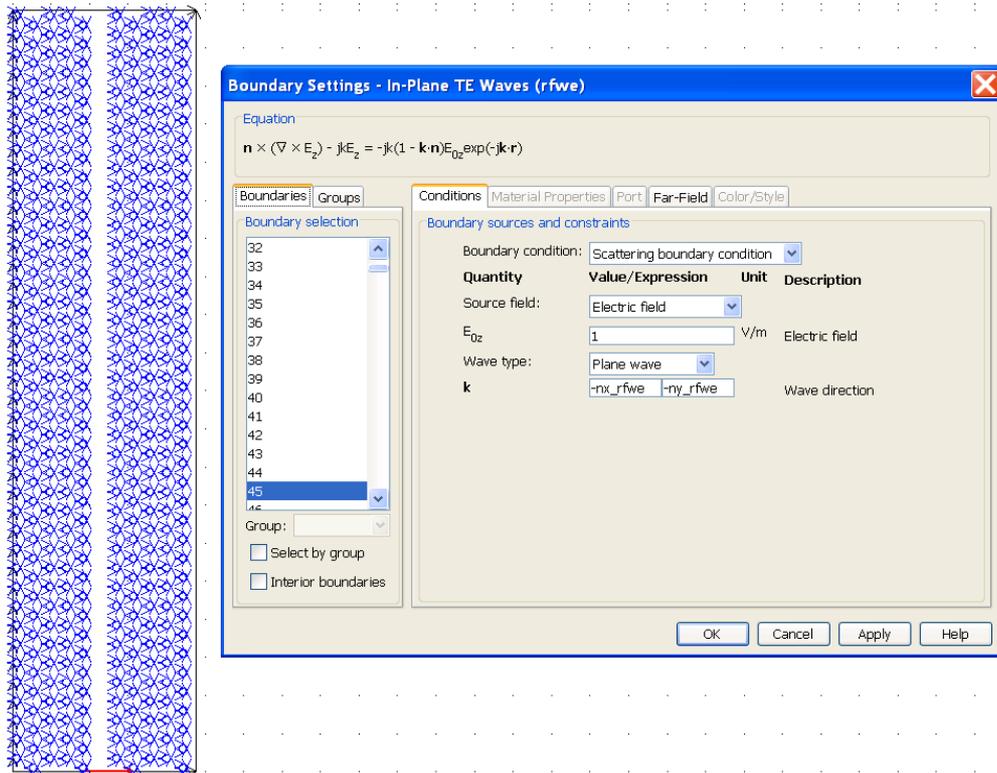


Figura 5.7. Configurando as condições de fronteira.

5) Configuração dos sub-domínios

- Abra a janela “Subdomain Settings”, clicando na opção “Subdomain Settings” do menu “Physics”. Observe que temos dois sub-domínios. Ar (n_{Ar}) e hastes (n_{Haste}), que após você definí-las através do campo “Specify material properties in terms of refractive index”, você indica os respectivos valores desses índices de refração através da janela “Scalar Expression” (“Options>Expressions>Scalar Expressions”).

NOTA: Tendo em vista que o índice de refração é dependente da frequência você pode ajustar o valor do índice de refração através da janela “Scalar Expression”. Entretanto, como estamos usando apenas uma frequência esse procedimento, nesse caso, é dispensável.

6) Geração da malha

- Modifique os parâmetros padrões, para obter uma malha apropriada. Nesse caso, abrimos a caixa de diálogo “Free Mesh Parameters”, do menu “Mesh” clicamos em “Custom mesh size”, e configuramos “Element growth rate para 1.55 e “Mesh curvature factor” para 0.65.

- Para obter a malha FEM, clique na opção “Initialize mesh”.

7) Obtendo a solução

- Clique no botão “Solve Problem” do menu “Solve”. Para tornar a figura mais apropriada, selecione no menu “Postprocessing”, a opção “Plot parameters”, e na guia “Surface”, marque a caixa de seleção “Colormap”, do campo “Surface color”, e selecione a opção “wave”. Na figura 5.8 está mostrado as configurações dos campos elétricos modais propagantes.

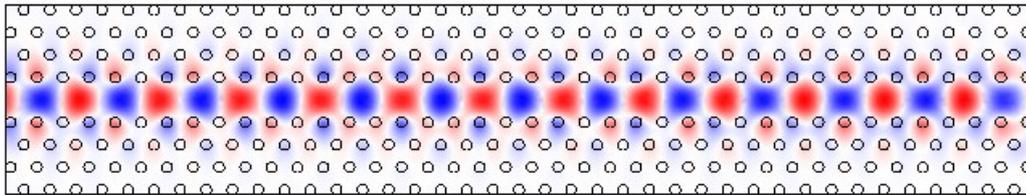


Figura 5.8. Obtenção dos campos modais se propagando no interior do PhCW1.

5.2.1.1 Perdas Ópticas em um Guia de Onda W 1

Vamos analisar guias de onda W1 em placas PhC (PCS – “Photonic Crystal Slab”) 2D. Na realidade, as placas PhCs são cristais fotônicos 2D obtidos a partir de placas de semicondutores, nas quais ocorre o processo de reflexão interna total de luz.

Nos guias de onda PhC embutidos em PCS, a luz é controlada no plano de propagação através da estrutura de buracos de ar (ou hastes dielétricas), enquanto na direção vertical a luz é guiada através de um alto ou baixo contraste do índice de refração entre o núcleo e o revestimento da PCS. Geralmente, o confinamento vertical não é perfeito, uma vez que a luz escapa do núcleo para o revestimento. Essa perda, denominada de perda fora do plano (“out-of-plane loss”) é fortemente dependente do perfil vertical da estrutura da PCS. Por outro lado, mesmo em PCSs ideais pode haver perda óptica devido ao espalhamento intrínscio, quando os modos de Bloch não estão totalmente confinados, apesar de que se pode inserir modos de Bloch no abaixo da linha de luz do dispositivo PhC, de acordo com o projeto do desejado.

As perdas ópticas acima referidas crescem em grande quantidade em função do contraste entre os índices de refração do núcleo, e da casca da PCS. Se adotarmos o regime de baixo contraste do índice de refração, por exemplo, sistema GaAs/AlGaAs, as perdas ópticas não são nulas, entretanto podem ser compatíveis

com o objetivo do dispositivo PhC. Por outro lado, sistemas com alto contraste do índice de refração, como, por exemplo, silício sobre isolante (“silicon-on-insulation”) pode suportar modos sem perda óptica. Entretanto, uma violação na periodicidade pode causar grandes perdas por espalhamento. As perdas intrínsecas fornecem apenas o limite mínimo de perdas ópticas na PCS. Em estruturas reais pode ainda ocorrer espalhamento adicional devido à rugosidade das paredes laterais dos buracos (ou das hastes dielétricas).

Na Figura 5.9 mostramos um exemplo de geometria do perfil vertical de uma PCS perfurada com buracos de ar.

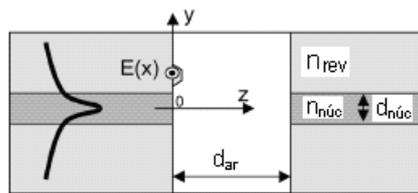


Figura 5.9. Exemplo de perfil vertical de uma PCS perfurada com buracos de ar.

As placas PhC 2D estão atraindo de forma intensa a atenção dos pesquisadores ao redor do mundo, devido ao alto fator de qualidade em nanocavidades, bem como à pequena perda óptica nos guias de onda [56].

Teoricamente, um modo se propagando em um PCS ideal não apresenta perda óptica, quando esse modo está dentro da PBG e abaixo da linha de luz. Entretanto, a atual tecnologia de fabricação de PCS ocasiona desordem nanométrica, o que proporciona um considerável aumento de perda óptica, devido ao espalhamento fora do plano de propagação (“out-of-plane scattering”). Portanto, essa perda óptica pode ser reduzida através da redução da desordem ocasionada durante o processo de fabricação. Recentemente, foram fabricadas PCS de silício, as quais apresentam fator de desordem (σ , RMS) em torno de 3nm. Guias de onda PhC (PhCW) embutidos nesses PCSs apresentaram perda óptica de 5dB/cm, valor este que é muito pequeno, quando comparado com os valores medidos anteriormente [57].

O formalismo da função de tensor de Green (GFT) pode ser usado para avaliação do espalhamento devido à desordem. Foram efetuados cálculos e simulações efetuados em PhCW1 embutido em PCS com constante de periodicidade $a = 430\text{nm}$, perfurada com buracos de ar com raio $r = 0,25a$, as quais possuem uma grande PBG para modos com polarização TE, conforme detalhado na Figura 5.10.

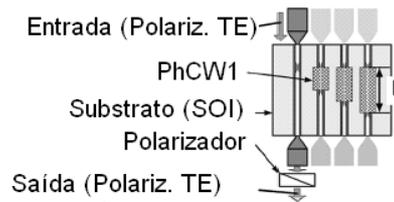


Figura 5.10. Esquema do teste usado para medição de perdas ópticas em PhCW1s embutidos em placas PhC [58].

A rugosidade no plano de propagação referente ao dispositivo estudado é $\sigma = 3\text{nm}$ (RMS do desvio em relação a uma superfície sem rugosidade).

O espectro de transmissão (polarização TE) para diferentes comprimentos de guias de onda é mostrado na Figura 5.11.

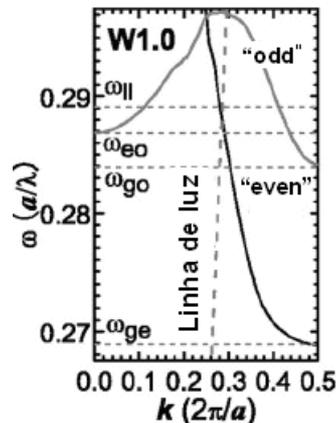


Figura 5.11. Relação de dispersão do PhCW1 [58].

Na Figura 5.11 as frequências w_{ge} e w_{go} representam as frequências de corte dos modos “even” e “odd”, respectivamente. Por outro lado, w_{ee} e w_{eo} representam, respectivamente, os limites das frequências duplicadas da zona de Brillouin, referentes aos modos “even” e “odd”. w_{ll} representa as frequências onde os modos cruzam a linha de luz (ar) [58].

Observe na Figura 5.11 a frequência de corte do modo “even” (w_{ge}) no limite da PBG. Observe na Figura 5.12 que a área sombreada à direita de w_{ge} representa a região de corte dos modos. Note ainda na Figura 5.11, que acima da linha de corte w_{ll} , acima da qual o modo sofre uma grande perda óptica intrínseca devido a sua penetração no revestimento. Apesar de que w_{ll} e w_{ge} nos mostra a largura da janela de transmissão, em nada auxiliam com relação ao espectro de perda óptica dentro da janela de transmissão. Teoricamente, os modos entre as duas frequências de corte não apresentam perdas ópticas em guias de onda PCS com perfeita simetria

translacional. Portanto, qualquer perda óptica que ocorre nessa região é devido ao espalhamento extrínscico, a qual surge no dispositivo PhC devido à desordem que acontece durante o processo de fabricação, a qual destrói a simetria translacional. Essa perda óptica extrínscica de propagação pode ser tratada como um problema de espalhamento eletro-magnético.

Na parte superior da Figura 5.12 mostramos o espectro de transmissão para diferentes comprimentos de guias de onda. Na parte inferior da Figura 5.12 mostramos o espectro de perda óptica referente ao guia de onda PhC. Observe que o menor valor dessa perda óptica é aproximadamente 5dB/cm. Note ainda que a largura de banda é de aproximadamente 50nm. É interessante se afirmar, baseado na parte inferior da Figura 5.12, que a região que apresenta menores perdas ópticas está no centro da PBG, abaixo da linha de luz e acima da frequência de corte do modo.

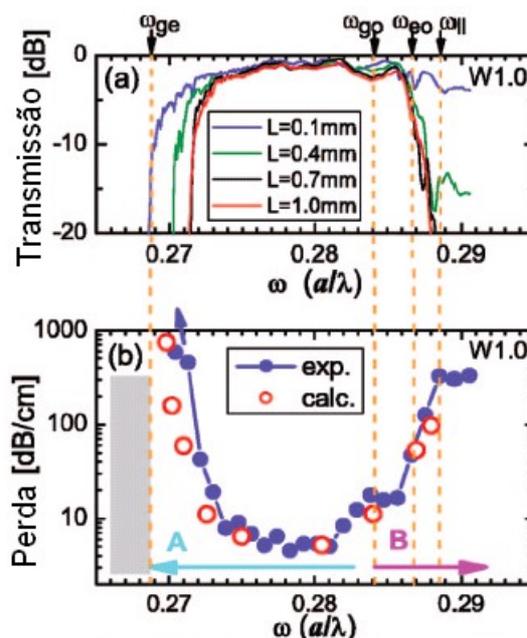


Figura 5.12. Parte superior: espectro de transmissão para diferentes comprimentos de PhCW1s (0,1, 0,4, 0,7 e 1,0mm). Parte inferior: espectro de perda óptica do PhCW1 [58].

Os círculos e linhas sólidas na Figura 5.12 representam resultados obtidos via medições. O espectro de perda óptica obtido via método GFT está representado através de círculos com interior branco. As frequências determinadas através da Figura 5.11 estão mostradas através das setas

5.2.1.2 Dispersões em um Guia de Onda W 1

Recentes pesquisas foram elaboradas para obtenção dos parâmetros de dispersão referentes aos PhCW₁, incluindo dispersão de velocidade de grupo (“Group-Velocity Dispersion” (GVD)), dispersão de terceira ordem (“third-order dispersion” (TOD)) e dispersão de quarta ordem (“fourth-order dispersion” (FOD)), para altos valores do índice de refração de grupo (n_g). Essas pesquisas mostraram que os valores de GVD, TOD e FOD, para $n_g \approx 100$, são, respectivamente, $\sim 10^2 \text{ps}^2/\text{mm}$, $\sim 10^4 \text{ps}^3/\text{mm}$ e $\sim 10^5 \text{ps}^4/\text{mm}$. Os parâmetros TOD e FOD em simulações sobre PhCW₁ devem ser levados em consideração, quando se trata de pulsos ópticos se propagando em regime de propagação lenta.

A estrutura triangular do PhC usado nessas simulações foi criada através da perfuração de buracos de ar com constante de periodicidade $a = 437 \text{nm}$, enquanto o PhCW₁ embutido nessa estrutura foi obtido retirando-se um linha de buracos na direção $\Gamma - K$. Na figura 5.13 está mostrado o esquema da membrana PhC, cuja espessura é $0,5a$. Observe na Figura 5.13 o guia de onda que interconecta o PhCW₁ ao meio externo.

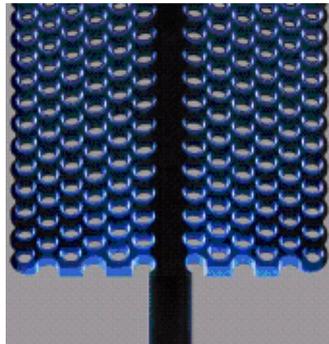


Figura 5.13. Esquema da estrutura PhC onde o PhCW₁ está embutido.

Os resultados experimentais mostraram que n_g decresce em função do incremento de r/a (r é o raio dos buracos). Os maiores encontrados para n_g foram 110, 70 e 50, para $r/a = 0,25$, $0,30$ e $0,35$, respectivamente. Através da Figura 5.14 mostramos que o valor n_g ($r/a = 0,25$) permanece constante (≈ 4) no regime linear e cresce rapidamente quando se aproxima do regime de propagação lenta do modo guiado.

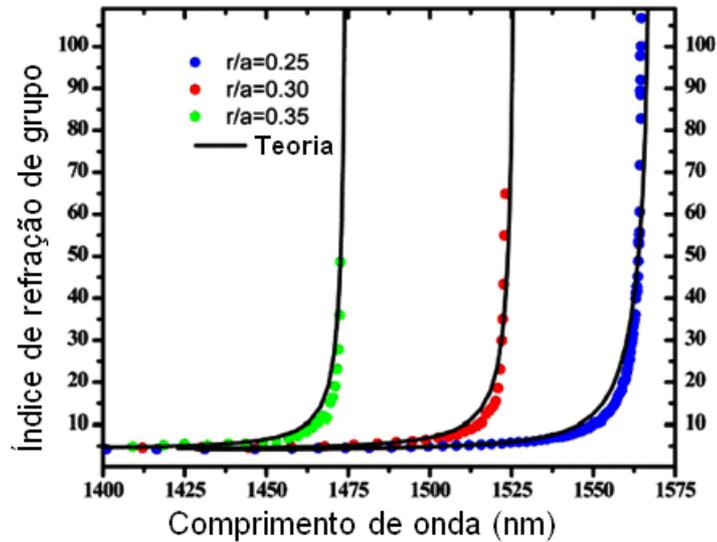


Figura 5.14. Índice de refração de grupo versus comprimento de onda [54].

Os círculos nas cores azul, vermelha e verde na Figura 5.14 mostram os valores de n_g obtidos de forma experimental, para $r/a = 0,25$, $0,30$ e $0,35$, respectivamente. As linhas sólidas mostram os gráficos de n_g em função do comprimento de onda do modo guiado, calculadas através do método PWE 3D.

Os parâmetros GVD foram calculados computando-se a Equação (5.1)

$$\frac{\lambda^2}{2\pi c^2} \frac{\partial n_g}{\partial \lambda} \quad (5.1)$$

Os círculos sólidos apresentados na Figura 5.15(a) mostram os parâmetros GVD obtidos de forma experimental. Levando-se em consideração que os resultados negativos através da derivada de n_g ocorrem apenas devido ao ruído, esses resultados não apresentam significado físico. Portanto, apenas os valores positivos de n_g foram apresentados. Para $n_g > 70$ as estruturas PhC com os três valores de r/a apresentaram valores similares dos parâmetros GVD. Esses parâmetros medidos de forma experimental ($r/a = 0,25$) foram $10^{-2} \text{ ps}^2/\text{mm}$ para $n_g \approx 4$, 10 ps^2 para $n_g \approx 25$ e $10^2 \text{ ps}^2/\text{mm}$ para $n_g \approx 100$.

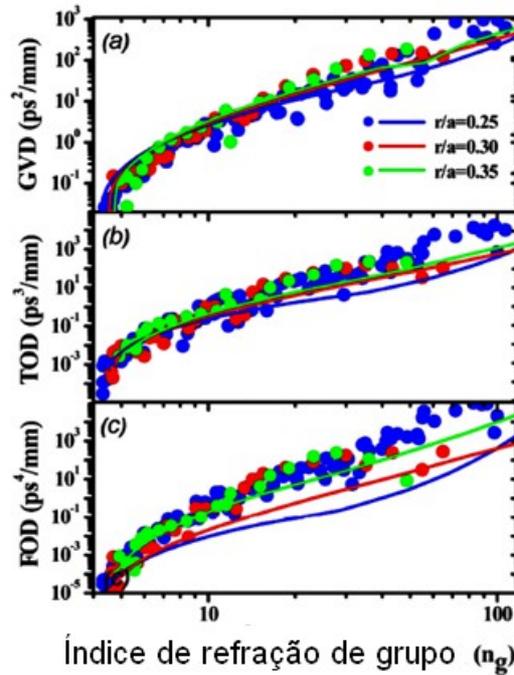


Figura 5.15. (a) Parâmetro GVD. (b) Parâmetro TOD. (c) Parâmetro FOD [54].

Os círculos azuis, vermelhos e verdes na Figura 5.15 indicam os resultados encontrados de forma experimental para $r/a = 0,25$, $0,30$ e $0,35$, respectivamente.

Os parâmetros TOD foram calculados a partir da Equação (5.2)

$$\frac{\lambda^2}{2\pi c^2} \frac{\partial(GVD)}{\partial \lambda}. \quad (5.2)$$

Na Figura 5.15(b) mostramos os parâmetros TOD. Os círculos sólidos mostram os parâmetros TOD obtidos de forma experimental para os três valores de r/a . Da mesma que descrevemos em relação aos parâmetros GVD, os resultados negativos através da derivada de VGD ocorrem apenas devido ao ruído de GVD, e também não apresentam significado físico. Os parâmetros TOD medidos de forma experimental foram $10^{-5} \text{ ps}^3/\text{mm}$ para $n_g \approx 4$, $10 \text{ ps}^3/\text{mm}$ para $n_g \approx 25$ e $10^4 \text{ ps}^3/\text{mm}$ para $n_g \approx 100$.

Os parâmetros TOD foram calculados a partir da Equação (5.3)

$$\frac{\lambda^2}{2\pi c^2} \frac{\partial(TOD)}{\partial \lambda}. \quad (5.3)$$

Na Figura 5.15(c) apresentamos os parâmetros FOD. Os círculos sólidos mostram os parâmetros FOD obtidos de forma experimental para os três valores de r/a . Os parâmetros TOD medidos de forma experimental foram $10^{-5} \text{ ps}^4/\text{mm}$ para $n_g \approx 4$, $10^4 \text{ ps}^4/\text{mm}$ para $n_g \approx 25$ e $10^5 \text{ ps}^4/\text{mm}$ para $n_g \approx 100$.

5.2.2 Guias de onda W3

Outro tipo de guia de onda muito estudado na literatura internacional é o guia de onda W_3 . Nesse caso existem três linhas de defeito na a formação do guia de onda. A relação de dispersão mostrada na Figura 5.16 indica que esse guia de onda suporta, de forma significativa, mais modos que o guia de onda W_1 . A densa região sombreada abaixo de 0,2 e acima de 0,27 pertencem aos modos do PhC, os quais não são guiados no guia de onda, porém são guiados através do meio envolvente da estrutura do PhC. Na relação de dispersão do guia de onda W_3 , podemos observar que o modo fundamental “even” (linha vermelha da Figura 5.16) “cruza” e “anti-cruza”, de forma alternada, os modos de ordem mais alta. Esse anti-cruzamento causa um pequeno intervalo (“gap”) na relação de dispersão do modo fundamental (detalhe da Figura 5.16) em torno $k = 0,16 \cdot 2\pi/a = 0,32\pi/a$. Esse “gap” é denominado de mini faixa proibida (“Mini-Stop Band – MSB”).

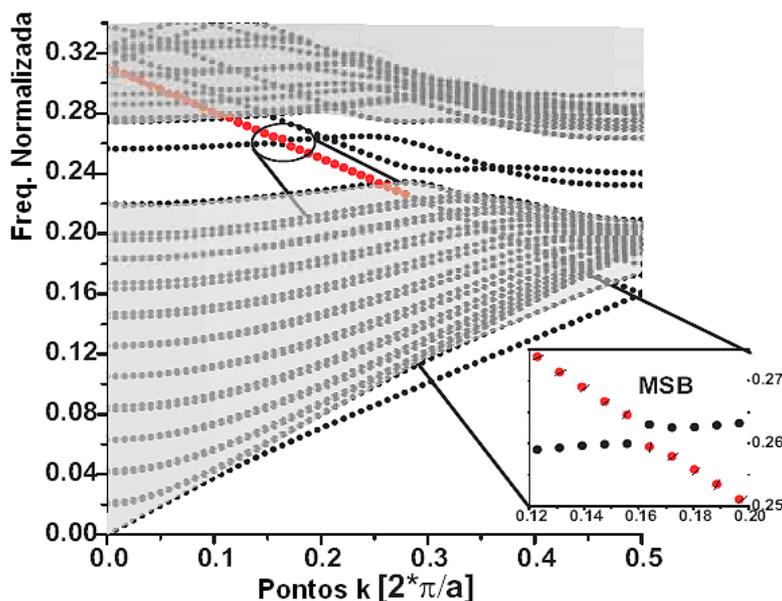


Figura 5.16. Relação de dispersão de um guia de onda W_3 com os diferentes modos suportados [59].

Na Figura 5.16 as densas regiões sombreadas abaixo de 0,2 e acima de 0,27 pertencem às faixas do dielétrico, e do ar, respectivamente, nas quais os modos estão mais precisamente localizados na estrutura do PhC do que no guia de onda. O detalhe mostra com mais clareza a região da MSB.

5.2.2.1 Determinação do Índice de Refração Efetivo usando-se a MSB

Os cálculos para a determinação do índice de refração referente ao PhC propriamente dito (estrutura do PhC) onde o guia de onda PhC está embutido não é tão simples. Podemos calculá-lo, assumindo-se um guia de onda PhC com a mesma largura de um guia de onda convencional, ou utilizando-se uma grande área de material dielétrico sem o distúrbio provocado pelos buracos. Para uma boa representação 2D de um dispositivo PhC, precisamos conhecer dois parâmetros: o índice efetivo de refração e o fator de preenchimento. Uma primeira estimativa do “f” é obtida através de fotografias micrográficas (SEM) do dispositivo. Uma determinação bem acurada dos parâmetros pode ser elaborada com o uso da PBG e da posição da MSB, a qual é fortemente dependente do índice de refração efetivo, conforme está indicado na Figura 5.17.

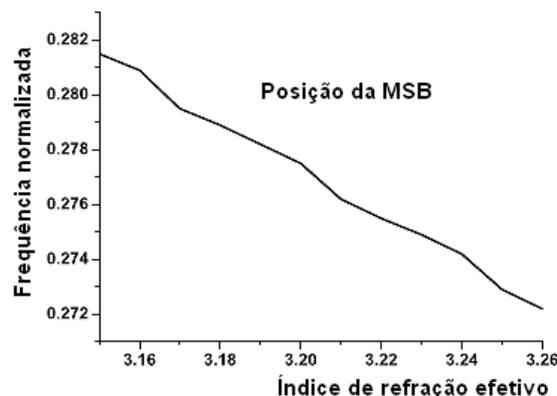


Figura 5.17. Posição simulada da MSB em função do índice de refração n_{eff} [59].

A modificação de “f” além de ocasionar um deslocamento da relação de dispersão, acarreta ainda um estreitamento, ou alargamento adicional do tamanho da PBG. Vamos descrever um método diferente, no qual determinamos o “f” utilizando-se a PBG, abrindo-se, e posteriormente sintonizando-se o índice efetivo de refração, até que a MSB fique com a mesma frequência normalizada usada nas medições, conforme está apresentado na Figura 5.18(a).

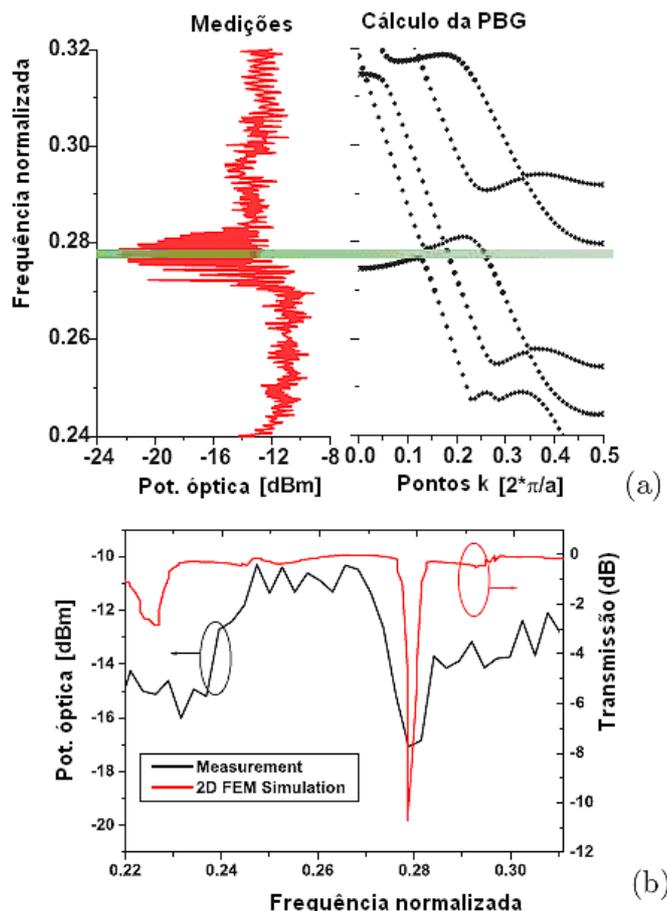


Figura 5.18. (a) Determinação do índice efetivo de refração n_{eff} utilizando-se a MSB medida em guias de onda. (b) Comparação entre simulações 2D com valores encontrados e medidos [59].

Observe na Figura 5.18(b), que a comparação entre simulações 2D e medidos, mostra uma perfeita compatibilidade da posição da MSB. Das medições, podemos extrair um índice efetivo de 3,178.

Uma simulação adicional no guia de onda W_3 com o método FE foi também elaborado para se verificar os valores calculados, conforme pode ser observado na Figura 5.18(b). A MSB surge nessa simulação como um pico estreito. O alargamento da MSB nas medições é devido à perda, a qual não é levida em consideração nas simulações FEM.

5.3 Acesso ao PhC

Uma característica crítica dos dispositivos PhC é o acoplamento do sinal proveniente do meio externo a esse dispositivo. Os guias de ondas convencionais com propriedades de fraco guiamento possuem largura de alguns micrometros,

enquanto os guias de onda com estrutura hexagonal, por exemplo, possuem largura de $(3)^{1/2}a$, que nesse capítulo vamos considerar em torno de 750nm. Precisamos encontrar uma transição que proporcione não apenas as propriedades de acoplamento do sinal externo no dispositivo PhC, como também altas tolerâncias de fabricação. Vamos, então, apresentar alguns projetos para esse acoplamento, tanto em placas PhCs, quanto em guias de ondas PhC. Na Figura 5.19 mostramos as partes referentes à transição acima mencionada.

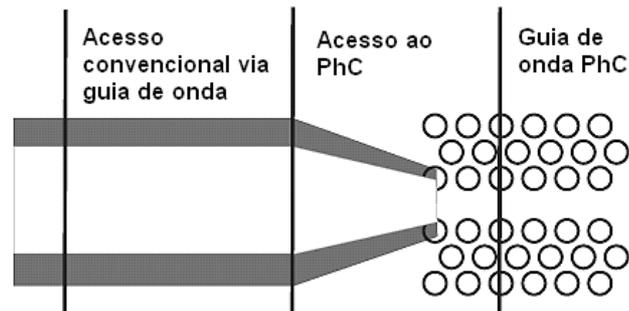


Figura 5.19. Acesso a um guia de onda PhC através de guias de onda convencionais, e guiamento no PhC [59].

Foram desenvolvidos vários esquemas para obtenção da conicidade necessária para o acoplamento de sinais externos a PhC. Um dos tipos de projeto proporciona o acoplamento de entrada através de guias de onda PhC de alto número, fazendo-se então a transição para um de guia de onda menor de número menor, como, por exemplo, W_1 , com um incremento gradual das dimensões dos buracos [62].

Nessa seção vamos descrever uma análise de diferentes regiões de entrada com guias de onda convencionais, e com guias de onda PhC. A conicidade necessária é obtida iniciando-se com um guia de onda de alto número, como, por exemplo, W_3 , ou W_5 , e introduzindo-se um guia de onda com número menor em etapas, ou de forma gradual. Primeiramente, vamos detalhar os acessos através de guias de ondas convencionais (não PhCs), e a seguir descreveremos as entradas com guias de onda PhC.

5.3.1 Acesso ao PhC Via Guias de Onda Convencionais

5.3.1.1 Visão Geral sobre o Acesso aos PhCs

Os guias de ondas dielétricos não PhC, já bem utilizados na integração óptica, em geral são constituídos por uma camada de material dielétrico, como, por exemplo,

vidro, embutido em um outro material com um índice de refração mais baixo, como, por exemplo, ar. O princípio do guiamento em tais guias de onda está baseado na reflexão total. Vamos detalhar dois diferentes tipos de guias de onda convencionais utilizados para acesso ao PhC: guia de onda tipo “cume” (“ridge”), o qual é formado através da remoção de parte da camada de revestimento, conforme indicado na Figura 5.20(a), inserindo-se, então, uma camada no topo com índice de refração mais alto (região de guiamento), e o guia de onda tipo “rego” (“trench”), o qual é obtido através do processo de gravação profunda para obtenção da região de guiamento, cm pode ser visto através da Figura 5.20(b).

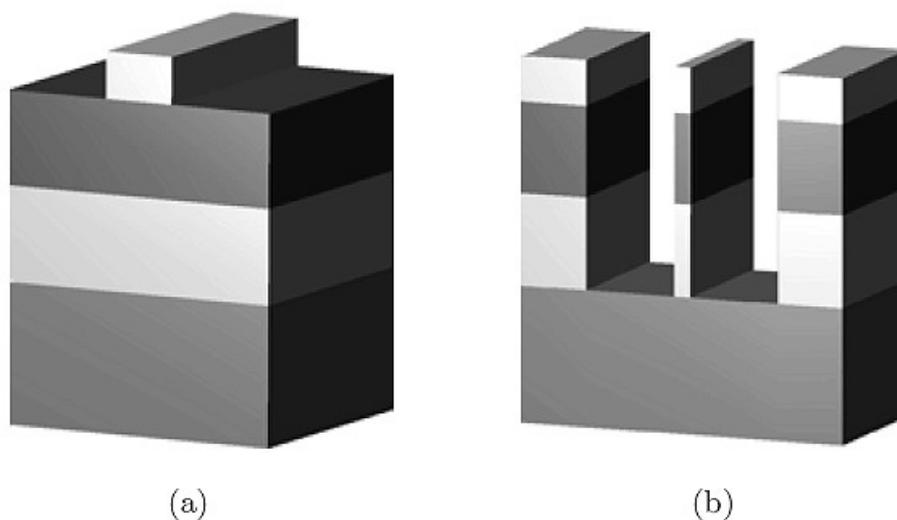


Figura 5.20. a) Acesso via guia de onda tipo “cume”. b) Acesso tipo guia de onda tipo “rego” [59].

Na Figura 5.20(a) podemos notar o acesso via guia de onda tipo “cume”, o qual é obtido através da remoção do material de revestimento e na Figura 5.20(b) o acesso tipo guia de onda tipo “rego”, no qual podemos observar que o guia de onda está gravado em local profundo do substrato.

5.3.1.2 Detalhes do Acesso ao PhC Via Guias de Onda Convencionais

Vamos analisar um tipo de acesso obtido através de processo de gravura do tipo EBL (“Electron Beam Lithography”) e ICP-RIE (“Inductively Coupled Plasma-Reactive Ion Etch”) na região adjacente ao PhC, e através de litografia óptica no

restante do guia de onda de acesso (“trench”). O projeto desse acesso ao PhC está mostrado na Figura 5.21.

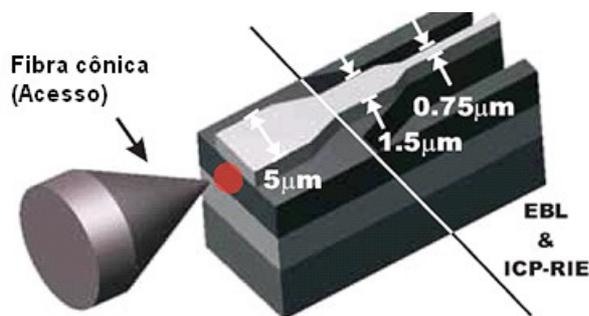


Figura 5.21. Estrutura de acesso ao PhC para acoplamento da luz proveniente de um fibra com extremidade cônica [59].

Observe que no início da região de penetração da luz a largura do guia de onda tipo “cume” é de $5\mu\text{m}$, e que ao longo de seu comprimento de $100\mu\text{m}$ sua largura cai para $1,5\mu\text{m}$. A partir daí o guia de onda é do tipo “rego”, o qual a partir de um determinado comprimento tem sua largura novamente reduzida, dessa feita para a largura desejada de 750nm , seguindo até o início do guia de onda PhC, conforme está mostrado na Figura 5.22(a).

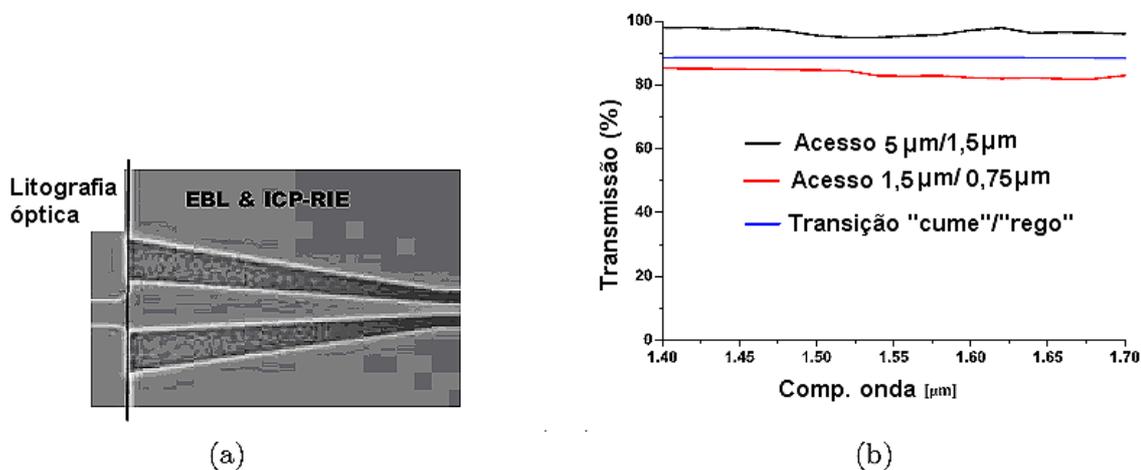


Figura 5.22. (a) Fotografia micrométrica (SEM) da transição “rego”/“cume”. (b) Simulação da transmissão referente ao acesso, incluindo a transição “rego”/“cume” [59].

As transmissividades dos guias de onda de acesso foram calculadas via método de propagação de fluxo (BPM). As diferentes seções cônicas do guia de onda até a entrada do guia de onda PhC mostra uma eficiência de transmissão combinada de 80%, conforme podemos observar através da Figura 5.21 (b).

5.3.2 Acesso ao PhC Via Guias de Onda PhC

5.3.2.1 Conicidade W_5 para W_1

Esse tipo de acesso é obtido através da elaboração em etapas da conicidade, conforme podemos observar através da Figura 5.23(a). Observe que a conicidade é elaborada através transições a partir de um guia de onda PhC de alto número, para um guia de onda PhC de número mais baixo, sem alterações no fator de preenchimento. Esse dispositivo é muito compacto possuindo um comprimento de acoplamento de apenas $6a$. Após três linhas de buracos na direção do guia de onda W_5 , o mesmo é alterado para guia de onda W_3 , e após mais três linhas esse guia de onda W_3 se transforma em um guia de onda W_1 . Uma desvantagem apresentada nesse processo é que o guia de onda W_5 suporta muitos modos acoplados, como você pode notar através da Figura 5.23(a)). Por outro lado, o guia de ondas W_1 consegue guiar apenas um modo “even” e um modo “odd”, os quais não podem ser acoplados um ao outro, conforme estamos mostrando na Figura 5.23(b).

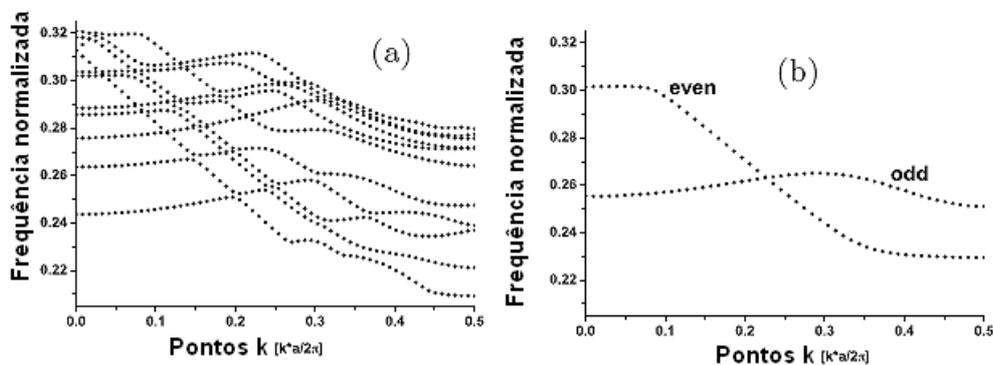


Figura 5.23. (a) Modos em um guia de onda W_5 . (b) Modos “even” e “odd” em um guia de onda W_1 [59].

Esse fato ocasiona a desigualdade de modos, e apresenta fatores críticos referentes às análises numéricas. As diferenças entre os resultados das simulações podem ser observadas através da Figura 5.24.

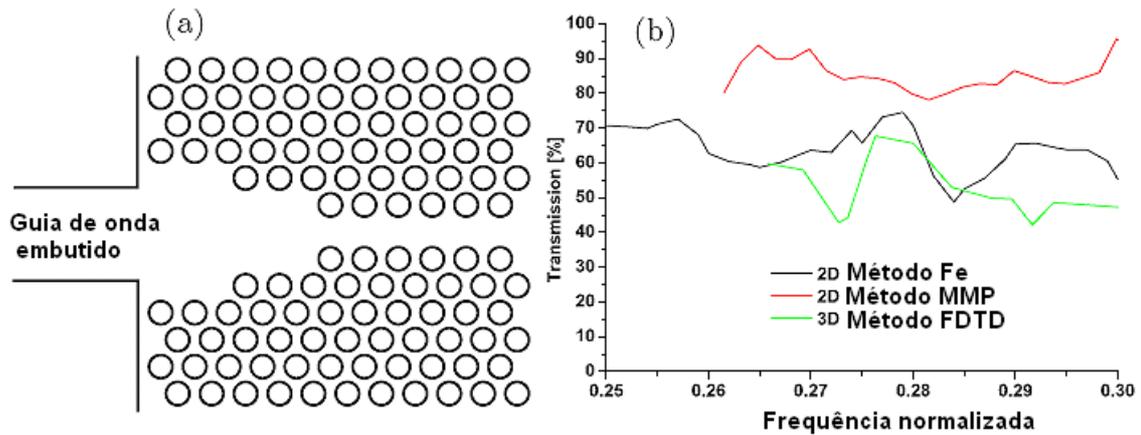


Figura 5.24. (a) Esquemático de acesso via conicidade por etapas (W_5 - W_3 - W_1). (b) Comparação entre diferentes métodos de simulação em termos de transmissão de potência referente ao acesso W_5 - W_3 - W_1 . (Material: InP3, $f = 0,40$) [59].

O método FE e as simulações FDTD estão em concordância, enquanto que existem diferenças em relação ao método MMP (“Multiple Multipole Programs”) 2D. Nos métodos FEM e FDTD são analisados todos os modos e suas reflexões na entrada do guia de onda, bem como suas interações. Entretanto, no método MMP apenas os modos fundamentais de W_5 e W_1 são excitados. Além disso, o método MMP não considera as reflexões e transmissões dos modos de ordem mais alta. Na Figura 5.25 está mostrado, que as simulações FDTD apresentam resultados idênticos às medições. O pequeno deslocamento do comprimento de onda entre medições e simulações é devido às variações de fabricação.

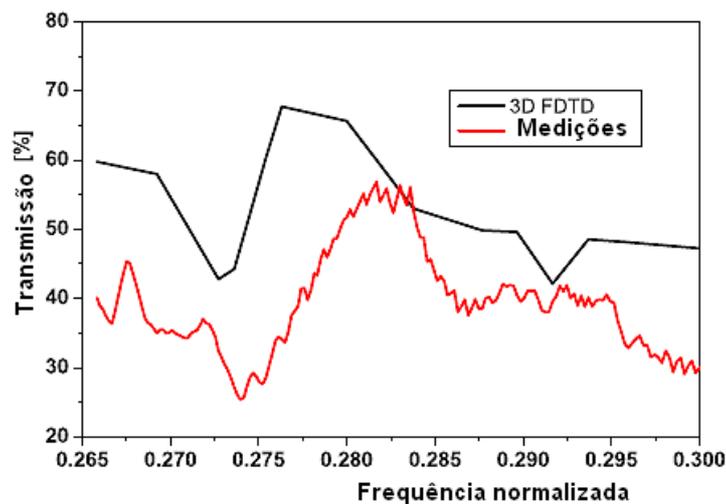


Figura 5.25. Transmissão medida (gráfico superior) e simulada 3D (gráfico inferior) para o acesso tipo conicidade em etapas W_5 para W_1 . (Material: InP3, $f = 0,40$) [59].

5.3.2.2 Conicidade W_3 para W_1

O acesso W_3 - W_1 já foi detalhado no acesso W_5 - W_1 . Para esse dispositivo o guia de onda de acesso é iniciado com uma largura de $3(3)^{1/2}a$ (estrutura hexagonal). Trata-se de um acesso muito curto, uma vez que o guia de onda W_1 é iniciado após três linhas ao longo da direção do guia de onda W_3 . Um guia de onda W_3 suporta menos modos que um guia de onda W_5 , de forma que a simulação MMP 2D torna-se confiável. As simulações 2D e 3D apresentam resultados compatíveis. Esse tipo de projeto de acesso ao PhC suporta uma banda passante mais larga que o tipo W_5 - W_1 . A eficiência geral de transmissão também é melhor, uma vez que nesse caso se obtém uma eficiência de transmissão em torno de 80%, conforme podemos verificar através da figura 5.26.

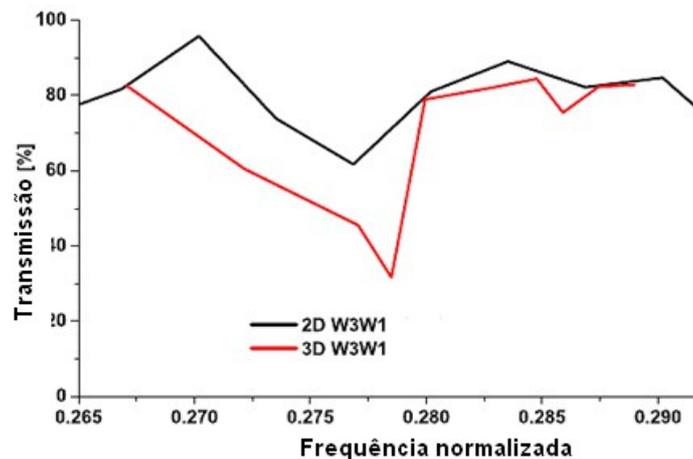


Figura 5.26. Simulações MMP 2D e FDTD 3D referentes a um acesso W_3 - W_1 . (Material: InP1, $f = 0,40$) [59].

5.3.3 Acesso ao PhC Tipo W_3 - W_1 Via Incremento Gradual das Dimensões dos Buracos

Um outro tipo de acesso ao PhC tipo W_3 - W_1 é obtido através do incremento linear gradual dos diâmetros dos buracos. Nesse caso a diferença entre os diâmetros de um determinado buraco para o seu sucessor é sempre a mesma. Um outro tipo de acesso ao PhC W_3 - W_1 via alargamento dos buracos considera um incremento geométrico nos diâmetros dos buracos, ou seja, cada buraco sucessor é 10% mais largo que o respectivo buraco antecessor.

As simulações 2D plotadas na Figura 5.27 mostraram que a eficiência de transmissão desse tipo de acesso possui valor acima de 99%, e o seu gráfico do espectro de transmissão é mais plano sobre uma banda passante mais larga. Portanto esse tipo de acesso será adotado em nosso trabalho.

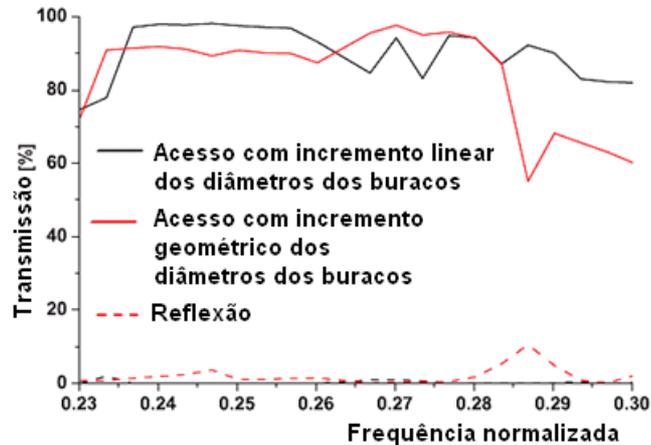


Figura 5.27. Comportamento da transmissão referente aos tipos de acesso com incremento dos diâmetros dos buracos linear, e geométrico. (Material: InP1, $f = 0,40$) [59].

5.3.3.1 Variações devidas à Fabricação

Influência do Efeito de Revestimento

Diferentes tamanhos de buracos, bem como buracos muito pequenos proporcionam o denominado efeito de revestimento, o qual trata-se de uma blindagem que ocorre durante o processo de gravura. Devido às pequenas dimensões dos buracos os “etchants” (líquidos usados no processo de gravura) não penetram de forma adequada nas laterais dos buracos e dessa forma não podem contribuir nesse processo de gravura. Então, precisamos levar em consideração, que os buracos com diâmetros menores na extremidade com o guia de onda propriamente dito (no final da região de acesso), são menos profundos que os buracos mais largos do restante da estrutura. O efeito da diferença de profundidade dos buracos modifica a estrutura de acesso, conforme podemos observar através da Figura 5.28.

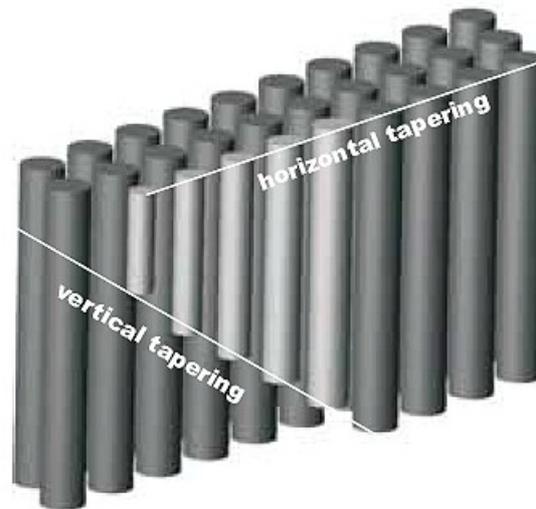


Figura 5.28. Formato da conicidade mostrando as direções horizontal e vertical do cone de acesso em uma estrutura PhC [59].

Esse efeito pode ser analisado via simulações 3D, uma vez que as simulações 2D necessitam ainda de um modelo mais apropriado para esse caso. Vamos considerar uma estrutura com buracos de profundidade infinita. A permitividade dielétrica desses buracos é considerada $\epsilon = 1$, e permitividade efetiva do material envolvente é $\epsilon = 10,4796$ (InP1). Buracos com menores profundidades são modelados como buracos 2D com constante dielétrica efetiva $\epsilon > 1$. Obtemos o valor do material dielétrico através do confinamento dos modos via simulações FDTD 3D. Calculamos a energia do campo armazenado em um guia de onda PhC com buracos de profundidade igual a $2\mu\text{m}$ e com buracos ainda menores. A diferença nas profundidades dos buracos proporciona um valor adicional em ϵ de 4% do valor da mesma referente ao material dielétrico.

Após nova simulação encontramos que o efeito de revestimento não possui uma influencia significativa nas propriedades de transmissão da região de conicidade, conforme pode observado através da Figura 5.29(a).

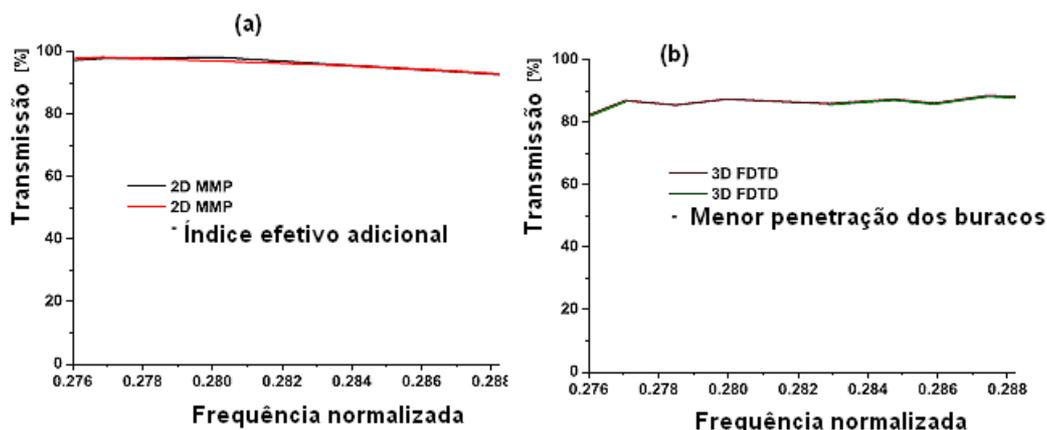


Figura 5.29. Resultados de simulações para região de conicidade em etapas [59].

Observe na Figura 5.9, que as transmissões para estruturas com buracos uniformes e com buracos com profundidades variáveis, considerando-se o efeito revestimento estão apresentados em a) MMP 2D, e b) FDTD 3D. (Material: InP_3 , $f = 0,40$).

Note que na parte b da Figura 5.29 apresentamos também os resultados das simulações em FDTD 3D. Primeiramente consideramos os buracos uniformes, com profundidade de $2\mu\text{m}$. Depois, consideramos uma variação na profundidade dos buracos da região de conicidade de $1,4\mu\text{m}$ a $1,917\mu\text{m}$. Na Figura 5.29(b) mostramos o gráfico de transmissão para ambos os casos, onde se pode verificar que praticamente não existe diferença entre os dois casos. Concluímos, então, que o efeito de revestimento na região de conicidade não acarreta nenhuma influencia nas propriedades de transmissão, assumindo-se que os buracos são suficientemente profundos para penetrarem na camada do núcleo.

Influencia Positiva do Efeito de Revestimento

Utilizando-se técnicas de fabricação aprimoradas o efeito de revestimento não afeta o formato dos modos, nem a eficiência de transmissão. Esse efeito foi em princípio levado em consideração, quando a profundidade de modo geral dos buracos somente alcança a profundidade mínima para obtenção do guiamento no PhC. Pensou-se então em se usar a variação da profundidade na região de conicidade para melhorar a transmissão da região de acesso ao PhC. Isso acontece quando os buracos são tão rasos, que afetam o formato do modo. Essa situação foi simulada através do aumento do efeito da conicidade vertical, conforme pode ser

observado através da Figura 5.30, de pequenos buracos. O valor do índice efetivo de refração do menor buraco foi adotado como sendo 81% do índice de refração do meio envolvente. Esse valor foi escolhido de forma arbitrária, a fim de proporcionar o surgimento do efeito. Os buracos adjacentes possuem índices de refração decrescentes de acordo com seus tamanhos. Na figura 5.30 mostramos que a conicidade vertical da região de acesso fornece uma melhora na eficiência de transmissão.

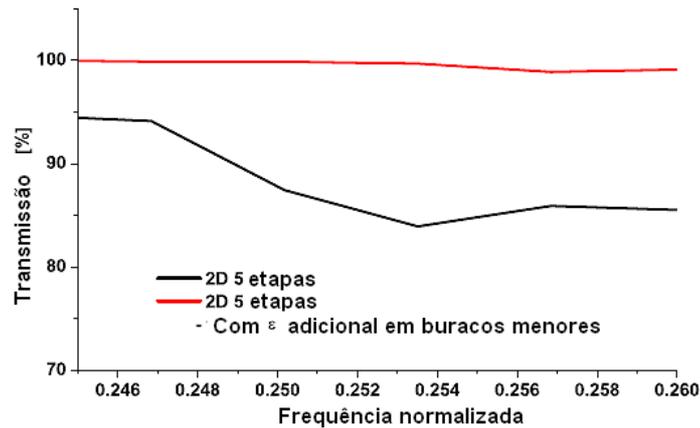


Figura 5.30. Aprimoramento da eficiência de transmissão da região de acesso com conicidade obtida em cinco etapas, através do efeito da conicidade vertical, utilizando-se índices de refração maiores para os buracos menores. (Material: InP1, $f = 0,40$) [59].

O controle da profundidade dos buracos possui a desvantagem da exigência de uma técnica muito precisa.

5.3.3.2 Perdas Fora do Plano

Na Figura 5.31(c) mostramos uma transmissão reduzida ΔT no espectro de transmissão entre simulações 2D e 3D. Essa diferença pode ser atribuída ao espalhamento fora do plano, nos buracos finitos. Para as simulações abaixo detalhadas levamos em consideração o modelo de perda “phenomenological” já explicado anteriormente.

Além da perda devido ao espalhamento na estrutura periódica de buracos, consideramos ainda a perda adicional proporcionada pelo espalhamento ocasionada pelos buracos na entrada da região de conicidade. Observando-se a distribuição do campo H do modo na Figura 5.31(a), notamos que os pequenos buracos localizados no início da região cônica estão mais expostos aos campos de luz. Então, podemos

assumir que o espalhamento devido aos buracos com profundidade finita é maior nesses pontos. A permitividade dielétrica efetiva imaginária ϵ'' dos buracos na região em torno do guia de onda é posto em 0,18 [60]. O valor de ϵ'' para os buracos com aumento gradual dos diâmetros diminui de 0,5 para os buracos menores, para 0,3, conforme indicado na Figura 5.31(b). Utilizando-se esses valores para os diferentes buracos, encontramos uma excelente concordância entre as simulações MMP 2D e FDTD 3D, de acordo com o que está apresentado na Figura 5.31(c).

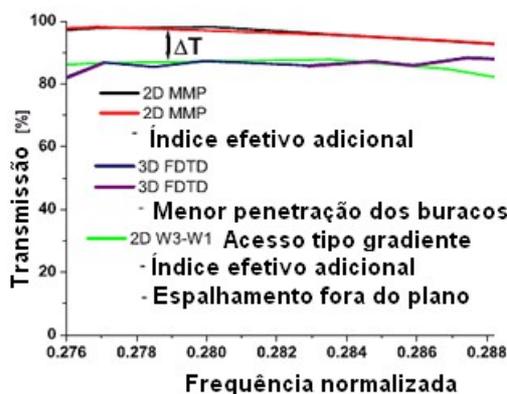
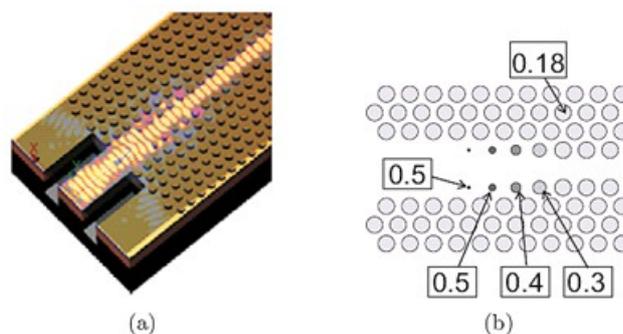


Figura 5.31. (a) Distribuição do campo H via FDTD 3D na entrada de uma região cônica de cinco etapas. (b) Distribuição de ϵ'' em função da posição do buraco. (c) Simulação 2D para comparação com a simulação 3D (Matéria: InP1, $f = 0,40$) [59].

6 ACOPLADORES ÓPTICOS DIRECIONAIS EM PhC

Acopladores lineares, ou co-direcionais, foram estudados por muito tempo utilizando-se a óptica clássica integrada. Na sua forma mais simples um acoplador direcional se constitui em dois guias de onda paralelos colocados bem próximos um do outro. A energia pode ser trocada entre os dois guias de onda através do acoplamento dos campos evanescentes. Os principais parâmetros do acoplador, ou seja, a intensidade de acoplamento, e a resposta em frequência estão relacionadas através da relação de dispersão dos guias de onda acoplados.

Podemos considerar três regimes, conforme mostrado na Figura 6.1.

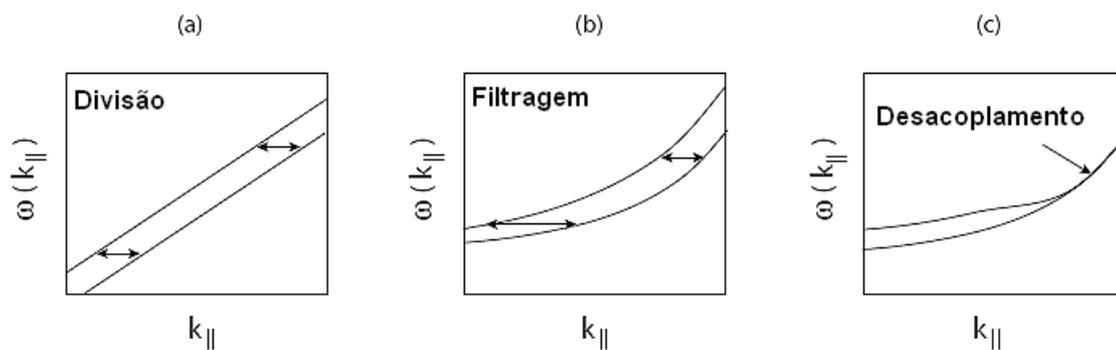


Figura 6.1. a) Dispersão linear. b) Divisão dependente da frequência. c) Regime com os guias de onda desacoplados.

Os acopladores podem ser usados em diferentes aplicações: a) dispersão linear, a qual proporciona a divisão de intensidade de forma independente da frequência. b) divisão dependente da frequência, que é útil em aplicações de filtragem e c) regime através do qual os guias de onda estão desacoplados um do outro.

No regime (a) a dispersão do guia de onda é linear e a divisão de energia é independente da frequência. Esse regime é interessante para comutadores de banda larga, ou para acopladores 3dBs. No regime (b) a divisão em β , ou na velocidade de grupo é dependente da frequência. Esse fato pode ser explorado em filtros do tipo “add-drop”. O espaçamento de canal resultante, entretanto, não é regular na maioria dos casos. O último regime (c) considera um possível desacoplamento dos guias de onda PhC, o que pode ser interessante para a redução do “crosstalk” entre guias de onda vizinhos dentro dos circuitos integrados (ICs) PhC. A densidade de elementos (nível de integração) pode ser, na realidade, limitada pelo “crosstalk” entre os guias de onda, e dessa forma foram desenvolvidos

métodos para cancelar, ou pelo menos minimizar o acoplamento. A física do acoplamento de guias de onda proporciona uma farta quantidade de aplicações, incluindo divisores de intensidade 3dBs para faixa larga [61], comutadores de potência ativos [62], e guias de onda “add-drops” seletivos [63]. No caso mais geral o sistema é constituído por uma configuração de N guias de onda paralelos, os quais podem, ou não ser simétricos. Os acopladores são dispositivos muito estudados uma vez que se constituem em importantes componentes para a óptica integrada de forma geral, e especialmente para circuitos integrados (ICs) PhCs. A combinação desses componentes com outras funcionalidades proporciona novas aplicações. Os acopladores direcionais baseados em PhC possuem o potencial de proporcionar um comprimento de acoplamento muito curto. O comprimento de acoplamento L_c é definido como a distância após a qual a onda foi totalmente comutada de um guia de onda para o outro. Os acopladores direcionais podem ser analisados considerando-se a estrutura completa, a qual é constituída por todos os guias de ondas e os meios ao redor dos mesmos (teoria do supermodo), ou considerando-se a troca de energia e acoplamento entre guias de ondas individuais em um método perturbativo (teoria do modo acoplado). Ambas as formulações acima referidas possuem vantagens e desvantagens.

O acoplador direcional simétrico possui transferência periódica de potência. Em todos os casos a transferência de potência óptica para o segundo núcleo ocorre de modo periódico. A máxima transferência de potência óptica acontece em distâncias tais, que $\kappa z = \frac{m\pi}{2}$ (κ = coeficiente de acoplamento) e z é a distância percorrida pelo sinal óptico dentro do acoplador), sendo m um número ímpar inteiro. A menor distância, na qual surge uma máxima transferência de potência, é denominada de “Comprimento de acoplamento”, dado por $z = L_c = \frac{\pi}{2\kappa}$ (estado cruzado).

Acopladores de fibras ópticas com $L = L_c$ transferem toda a potência de entrada na porta 1, para a segunda porta de saída, ou seja, a porta de saída 2, operando em estado cruzado, enquanto que toda a potência óptica lançada na porta 1 sai na porta 1 de saída, quando $L = 2L_c$, operando em estado direto.

6.1 Análise Matemática dos Acopladores PhC

6.1.1 Método do Supermodo

No caso mais simples de dois guias de onda monomodos a estrutura suporta dois super modos, com os respectivos auto-vetores $|\phi_{+}\rangle$ e $|\phi_{-}\rangle$, os quais possuem paridades par (“even”), e ímpar (“odd”), respectivamente, conforme pode ser observado na Figura 6.2. Esses supermodos possuem diferentes constantes de propagação; β_{even} e β_{odd} .

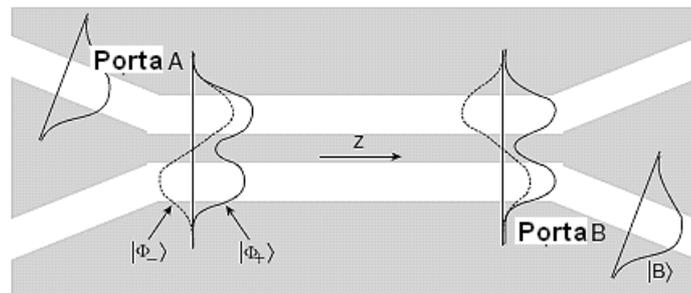


Figura 6.2. Acoplamento direcional de acordo com o método dos supermodos.

O sinal de entrada na porta A excita uma sobreposição dos modos par “even” e ímpar “odd”. No final do comprimento de acoplamento (L_c) o deslocamento de fase entre os dois supermodos é π , e o sinal deixa o acoplador através da porta B.

Os modos acima referidos podem ser representados através dos modos não acoplados nos guias de onda A e B, respectivamente:

$$|\phi_{+}\rangle = \frac{|A\rangle + |B\rangle}{\sqrt{2}} \quad |\phi_{-}\rangle = \frac{|A\rangle - |B\rangle}{\sqrt{2}} \quad (6.1)$$

O campo total no acoplador pode ser expresso como uma sobreposição dos dois supermodos

$$\begin{aligned} |\phi(z)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}|\phi_{+}\rangle e^{j\beta_{+}z} + \frac{1}{\sqrt{2}}|\phi_{-}\rangle e^{j\beta_{-}z} = \frac{1}{2}|A\rangle(e^{j\beta_{+}z} + e^{j\beta_{-}z}) + \frac{1}{2}|B\rangle(e^{j\beta_{+}z} - e^{j\beta_{-}z}) \\ &= \frac{e^{j\beta_{-}z}}{2} [(e^{j\Delta\beta z} + 1)|A\rangle + (e^{j\Delta\beta z} - 1)|B\rangle] \quad \text{sendo} \quad \Delta\beta = \beta_{+} - \beta_{-} \end{aligned} \quad (6.2)$$

No início da propagação ($z = 0$) da seção de acoplamento, o campo está completamente embutido no guia de onda A, ou seja, $|\varphi(z=0)\rangle = |A\rangle$. Após o

percurso através do comprimento de acoplamento L_c o campo foi totalmente comutado para o guia de onda B, ou seja, $|\varphi(z=L_c)\rangle = |B\rangle$. Isto somente acontece, se o comprimento de acoplamento L_c for um número ímpar múltiplo da metade do comprimento de batimento, ou seja,

$$L_c = \frac{1}{2}L_B = \frac{\pi}{\Delta\beta} \equiv \frac{\pi}{|\beta_{\text{odd}} - \beta_{\text{even}}|} \quad (6.3)$$

Na Figura 6.3 mostramos a relação de dispersão referente a dois guias de ondas acoplados. Observe que os supermodos “even” e “odd” possuem uma diferença de constante de propagação igual a $\Delta\beta$. No caso de dois guias de ondas idênticos a transferência de potência é completa. Tratando-se de dois guias de ondas acoplados multimodos, como, por exemplo, W_3 , existem algumas restrições com relação à completa transferência de potência, conforme veremos mais a frente.

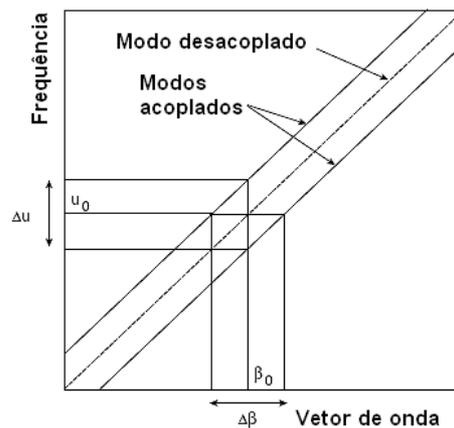


Figura 6.3. Relação de dispersão de dois guias de onda acoplados.

Um cálculo alternativo do comprimento de acoplamento é originado a partir da oscilação de Rabi referente a dois osciladores acoplados [64].

6.1.2 Método do Modo Acoplado

Tratando-se de um acoplador constituído por dois guias de ondas dielétricos, geralmente surgem apenas acoplamentos co-direcionais. Entretanto, no caso especial de guias de ondas PhC, onde a interface do guia possui corrugação periódica, pode ocorrer, simultaneamente, acoplamento contra-direcional. Esse fato possibilita o acoplamento entre o modo fundamental e os modos de ordem mais alta,

proporcionando a formação de “Mini-StopBands”. Todavia, vamos considerar apenas o acoplamento co-direcional.

A teoria do modo acoplado considera a troca de energia entre dois modos. Essa teoria é iniciada com a descrição do campo \vec{E} dos dois modos localizados nos guias de ondas muito próximos um do outro. O campo total (super-modo) da estrutura acoplada é baseada nos modos sem perturbação das respectivas constantes de propagação, que se propagam em ambos os guias de ondas. A equação abaixo é uma solução da equação geral dos modos acoplados:

$$E(x, y, z, t) = A(z)E_a(x, y)e^{j(\omega t - \beta_a z)} + B(z)E_b(x, y)e^{j(\omega t - \beta_b z)}. \quad (6.4)$$

Entretanto, a Equação (6.4) precisa, também, satisfazer a Equação geral de onda para estrutura acoplada, considerando-se a perturbação que surge nas constantes de propagação.

Inserindo-se a Equação (6.4) na Equação geral de onda para estrutura acoplada e após diversas manipulações matemáticas, obtemos:

$$E(x, y, z, t) = A(z)E_a(x, y)e^{j(\omega t - (\beta_a + \Delta\beta_a)z)} + B(z)E_b(x, y)e^{j(\omega t - (\beta_b + \Delta\beta_b)z)}. \quad (6.5)$$

A partir da Equação (6.5) obtemos as equações dos modos acoplados para o acoplador direcional:

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dz} &= -jk_{ab} B e^{j2\delta\beta_{ab}z}, \\ \frac{dB}{dz} &= -jk_{ba} A e^{-j2\delta\beta_{ab}z}, \end{aligned} \quad (6.6)$$

$$\text{onde } \delta\beta_{ab} = \left(\frac{1}{2}\right)(\beta_a + \Delta\beta_a - \beta_b - \Delta\beta_b).$$

Na Figura 6.4 está ilustrado o processo de obtenção das equações dos modos acoplados referentes ao acoplador direcional.

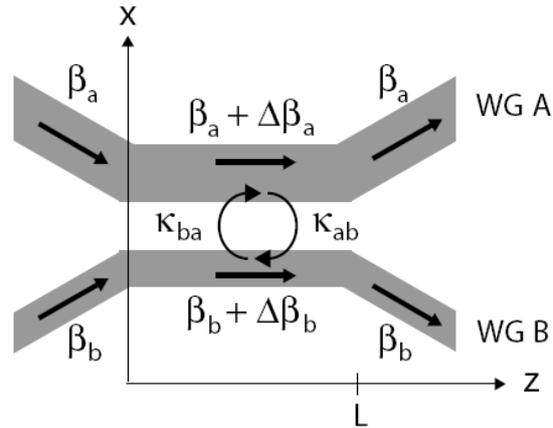


Figura 6.4 Esquemático para obtenção das equações dos modos acoplados.

Observe que as constantes de propagação sem perturbação (β_a e β_b) dos guias de onda A e B são modificadas devido à presença do material dielétrico adicional dos guias de ondas adjacentes para, $\beta_a + \Delta\beta_a$ e $\beta_b + \Delta\beta_b$. O acoplamento entre os dois guias de onda é ocasionado pelo coeficiente de acoplamento (k_{ab} e k_{ba}).

Podemos deduzir o comprimento de acoplamento para um acoplador direcional com constantes de propagação idênticas ($\beta_a = \beta_b$) e coeficiente de acoplamento $k_{ab} = k_{ba}$.

$$L_c = \frac{\pi}{2k} \quad (\text{Estado cruzado}), \quad (6.7)$$

onde L_c representa o comprimento onde a potência de um guia de onda é totalmente transferida para o outro guia de onda.

6.2 Acopladores em PhC com o Formato dos Buracos Alterados

Vamos analisar um acoplador direcional PhC baseado em uma estrutura PhC triangular de buracos de ar com periodicidade “a” dentro um guia de onda planar de semicondutores. InP, ou GaAs são os materiais escolhidos, uma vez que são os mais indicados para dispositivos de telecomunicações atuando na janela de 1550nm. Esse acoplador é constituído por guias de onda W1, os quais demonstraram possuir curto comprimento de acoplamento, quando comparados com outros acopladores PhC, atuando sobre a total faixa de operação.

Na Figura 6.5 mostramos a relação de dispersão para um determinado acoplador direcional e para um guia de onda monomodo equivalente.

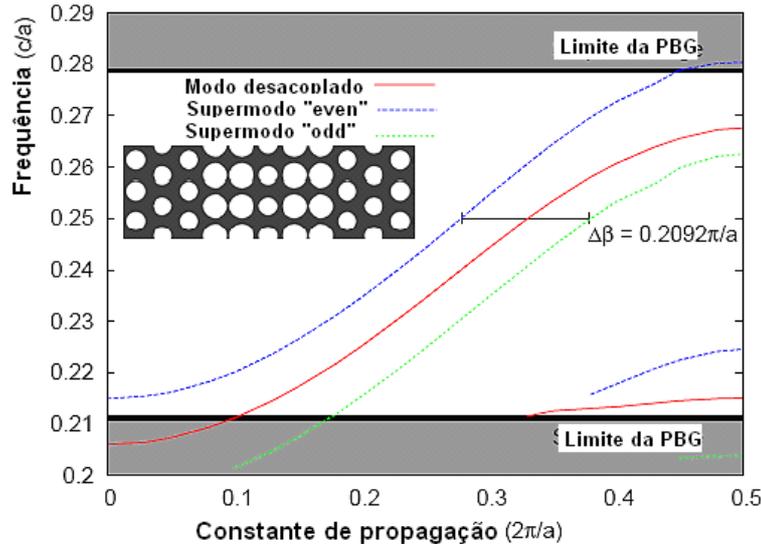


Figura 6.5. Esquemático de um acoplador [65].

Na Figura 6.5 está mostrada a estrutura de um acoplador constituído por dois guias de onda idênticos formados por duas linhas de buracos de raio igual a $0,4a$, separados por 1 linha de buracos com raio igual $0,3a$.

Os guias de onda são formados por duas linhas paralelas de buracos de ar com raio igual a $0,4a$ de forma que o acoplador como um todo é formado por cinco linhas de defeito com os buracos dispostos em uma estrutura retangular. Quando combinadas com a região de barreira, essas duas linhas que compõem os núcleos dos guias de onda são muito similares em estrutura ao guia onda otimizado. Esse guia de onda otimizado, o qual possui uma estrutura conforme mostra a figura 6.5, possui a característica de que a sua relação de dispersão possui uma segunda faixa de frequências localizada na metade da banda proibida, a qual limita a faixa de banda passante monomodo. Elaborando-se pequenas modificações no índice de refração do núcleo, podemos expandir essa nova faixa de frequências, trazendo essa banda inferior para fora da zona proibida ("stopband"). Uma análise das relações de dispersões de vários guias de ondas PhC revelaram que uma estrutura constituída por buracos centrais com raios de $0,425a$ entre linhas com buracos de raios iguais a $0,4a$ e $0,3a$ produz a maior faixa monomodo, de acordo com com a Figura 6.6. A largura desse guia de onda é interessante porque o mesmo é mais largo que a maioria dos guias de ondas monomodo existentes, o que o torna apropriado para ser usado para acoplar luz proveniente de uma fibra óptica de forma mais eficiente dentro do dispositivo PhC.

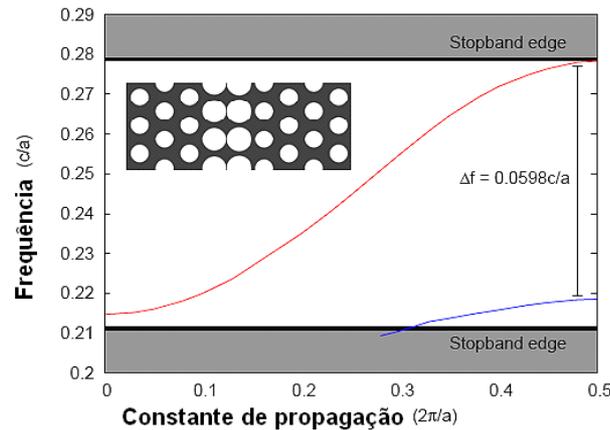


Figura 6.6. Relação de dispersão do guia de onda otimizado com a faixa de frequência monomodo em torno de 88,7% da faixa proibida [65].

O acoplador cujo esquemático está representado na Figura 6.5 possui uma banda passante monomodo relativamente larga. Nesse acoplador a barreira separa os guias de onda e aprimora a relação de dispersão do mesmo. Os modos desse dispositivo surgem em pares complementares (“even” e “odd”) em frequências acima e abaixo da faixa da estrutura do guia de onda individual. O resultado dessa simetria de modos é que uma sobreposição desses modos pode se propagar ao longo do acoplador com diferentes constantes de propagação, ocasionando o deslocamento de potência de um guia para o outro. Na frequência de $0,25c/a$ os supermodos “even” e “odd” na estrutura possuem constantes de propagação β_{even} e β_{odd} que diferem de $0,1046 \times 2\pi/a$. O comprimento de batimento L_B do acoplador direcional nessa frequência é $L_B = 2\pi/|\beta_{\text{odd}} - \beta_{\text{even}}| = 9,56a$ resultando em um comprimento de acoplamento igual $4,78a$.

Vamos agora analisar outros tipos de acopladores constituídos por dois guias de ondas W_1 separados por uma linha de buracos. A figura 6.7 mostra o diagrama da faixa fotônica com a relação de dispersão de guia de ondas W_1 (azul - tracejada) e o referencial de um acoplador (linhas sólidas).

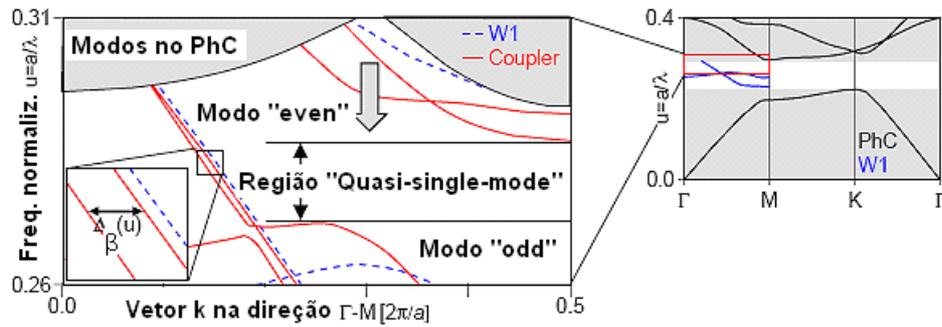


Figura 6.7. Diagrama de dispersão de um guia de onda W1 (linhas tracejadas), e de um acoplador (linhas sólidas) [66].

O acoplador referente à Figura 6.7 possui os buracos centrais com raios reduzidos ($R_c = 0,25a$), restrito à metade superior do intervalo de faixa fotônica (PBG). A área sombreada representa a área da faixa fotônica do PhC. A região quase monomodo é limitada pelos modos na faixa do ar e pelo modo “odd”.

Devido a presença de um segundo guia de onda, os modos do guia W_1 são acoplados com os modos do outro guia de onda, o que ocasiona a divisão em dois modos dentro do acoplador, com diferentes constantes de propagação β [65].

O parâmetro de divisão $\Delta\beta$ dos dois modos está assim relacionado: $L_c = \frac{\pi}{\Delta\beta} \cdot L_c$ é o comprimento de acoplamento, o qual está relacionado com o coeficiente de

acoplamento k através de $k \equiv \frac{\pi}{2L_c}$. Tendo em vista um melhor desempenho do acoplamento entre os dois guias de ondas, incluímos diversas modificações no projeto original, conforme mostramos na Figura 6.8 (Projeto A). A linha de separação possui buracos com raios menores que os outros buracos da estrutura PhC, conforme podemos observar na Figura 6.8 (Projeto B) ou, além disso, os buracos na interface dos guias de ondas W_1 são maiores, de acordo com a Figura 6.8 (Projeto C).

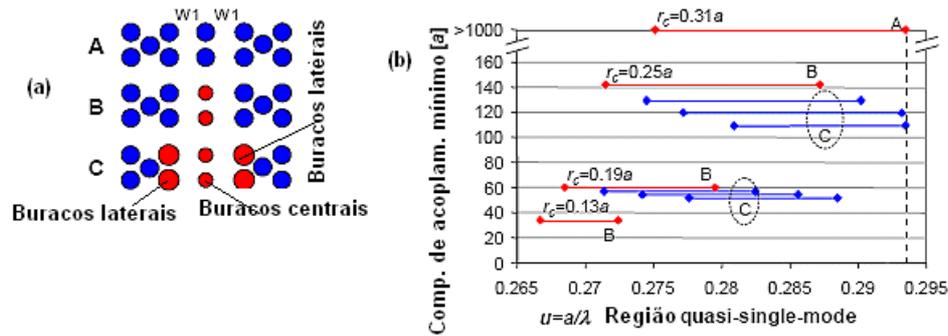


Figura 6.8. (a) Esquemático de três projetos de acopladores PhC. (b) Simulações PWE da faixa de operação e comprimento de acoplamento mínimo [66].

Na Figura 6.8 as linhas vermelhas representam os acopladores com buracos da fronteira com raio $r_e = 0,31a$, para diferentes raios de buracos centrais (r_c). As linhas azuis correspondem aos projetos com os raios dos buracos da fronteira $r_e = 0,33a$, $0,35a$, e $0,37a$, para as linhas superior, central, e inferior de cada grupo, respectivamente.

A faixa de operação dos acopladores é a faixa de frequência onde:

- 1) O parâmetro de divisão $\Delta\beta$ dos modos é grande e constante.
- 2) Apenas dois modos estão presentes para cada frequência.

Tendo em vista que o modo “odd” do guia de onda W_1 está localizado no meio da PBG do acoplador, o mesmo divide o PBG em duas metades. Dependendo do projeto a região quase monomodo pode ficar localizada acima, ou abaixo do modo “odd” do guia W_1 .

O parâmetro de divisão do modo $\Delta\beta(u)$ da faixa operacional abaixo do modo “odd” de W_1 , normalmente é muito dependente da frequência reduzida ($u = a/\lambda$). A janela superior de frequência possui $\Delta\beta(u)$ mais plana em função da frequência reduzida, o que a torna apropriada para divisores de potência de banda larga. Nesse estudo escolhemos a parte superior da região quase monomodo, com o intuito de obtermos de forma simultânea, uma larga faixa de operação, bem como um curto comprimento de acoplamento.

6.2.1 Modelagem

Devido às grandes dimensões do acoplador, não é possível a elaboração de simulações 3D. Entretanto esses acopladores podem ser analisados através de simulações 2D. O perfil vertical da estrutura do acoplador ((revestimento de InP

(300nm, $n = 3,17$)/núcleo de InGaAsP (522nm, $n = 3,35$)/substrato de InP ($n = 3,17$) pode ser representado de forma precisa através de um índice de refração efetivo (n_{eff}) [67]. No nosso caso n_{eff} foi calculado de forma analítica, levando-se em consideração o perfil acima referido, o qual é igual a 3,258 para $\lambda = 1550\text{nm}$. Os raios dos buracos localizados na placa PhC possuem valores $r = 0,31a$, uma vez que esse valor proporciona um bom balanço entre a largura da PBG e as tolerâncias de fabricação. Os acopladores direcionais PhC são simulados através da ferramenta de simulação “Finite-Element” – FE COMSOL, e da ferramenta MPB (MIT Photonic-Bands) para o PWE [68]. A luz acoplada no guia adjacente é referida como estado cruzado “cross state”, enquanto que a luz transmitida é referida como estado direto “bar state” (Figura 6.9).

Obtemos o L_c através de simulações via FE, plotando-se a função $A \cos^2\left(\frac{\pi x}{L_c}\right)$, a qual representa a intensidade da potência no guia de onda no estado “bar” em função da posição no guia de onda (x) [69]. Foram elaboradas simulações da densidade de potência no estado “bar”, para cada frequência individualmente. A e L_c são parâmetros do gráfico. A dispersão na placa PhC é avaliada em simulações 2D através do cálculo de n_{eff} para cada frequência individual. Por outro lado nas simulações via PWE L_c é extraído do parâmetro de divisão $\Delta\beta(u)$ dos modos na região quase monomodo do acoplador. Cada projeto é simulado através de ambos os métodos, a fim de se verificar a validade dos resultados obtidos. A faixa operacional sempre é determinada através do método PWE, uma vez que o método FE não fornece informações precisas sobre a faixa.

Três diferentes estratégias de projetos foram analisadas conforme ilustramos na Figura 6.8(a). O projeto A trata-se do acoplador convencional constituído por guias de ondas W_1 separados por 1 linha de buracos. O acoplador do projeto B possui buracos com raios reduzidos na região central de separação, enquanto o acoplador do projeto C além de possuir buracos com raios menores na região central de separação, possui também buracos com maiores raios nas regiões das interfaces do PhC com o guia de onda W_1 .

O Projeto A exhibe um fraco acoplamento o que ocasiona um L_c mínimo de $1000a$. Reduzindo-se os raios dos buracos da linha de separação de $r_c = 0,31a$ a $r_c = 0,13a$, conforme está detalhado na Figura 6.8(b), a intensidade de acoplamento aumenta, proporcionando uma drástica redução de L_c (menor que $34a$). Entretanto, essa

redução é alcançada com uma banda passante três vezes menor do que a obtida no projeto A. O decréscimo de L_c é visualizado através dos pontos plotados referentes aos diferentes projetos dos acopladores, conforme está mostrado a Figura 6.9.

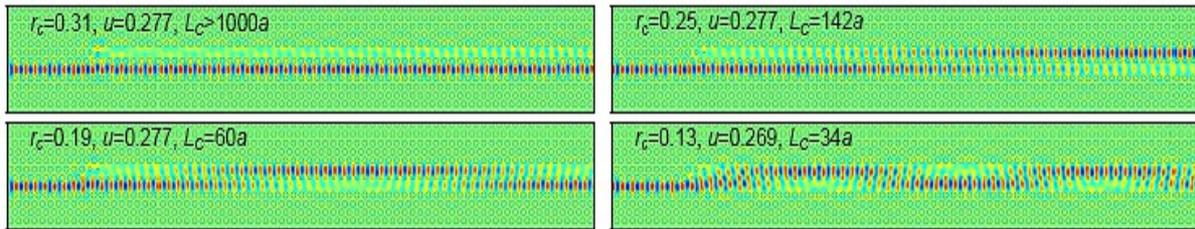


Figura 6.9. Simulações do campo Hz para os acopladores dos Projetos A e B [66].

Adicionalmente ao efeito da diminuição dos raios dos buracos da região de separação, o aumento dos raios dos buracos das interfaces do PhC com o guia de onda proporciona o decréscimo de L_c de 13% com os buracos da região de separação $r_c = 0,25a$ e de 23% para $r_c = 0,19a$, incrementando-se os raios dos buracos das interfaces para $r_e = 0,37a$, de acordo com a Figura 6.8(b). A largura da faixa operacional quase não é afetada pelo aumento dos raios dos buracos das interfaces, porém a mesma é deslocada na direção das freqüências da região do ar. A escolha dos raios da região de separação é obtida levando-se em consideração a faixa operacional e o comprimento de acoplamento desejado. A redução de L_c via alargamento dos buracos das interfaces é limitada apenas pela habilidade de obtenção desses largos buracos durante a fabricação. Portanto, o mínimo L_c para uma específica aplicação é definida pela faixa operacional desejada, a qual por sua vez determina o raio dos buracos da região de separação. Os raios dos buracos da região das interfaces r_e podem ser incrementados para a obtenção da conseqüente diminuição do comprimento de acoplamento, até que a faixa operacional comece a se sobrepor sobre os modos do corpo do PhC, ou até o limite suportado pelo processo de fabricação.

O projeto com buracos da região de separação $r_c = 0,19a$ proporciona L_c menor que $52a$ e uma faixa de operação de 16% da PBG total. Nosso acoplador terá esse raio para os buracos da região de separação, e iremos variar o raio dos buracos das interfaces, a fim de analisarmos o desempenho desses acopladores. Na Figura 6.10 apresentamos os comprimentos de acoplamento obtidos.

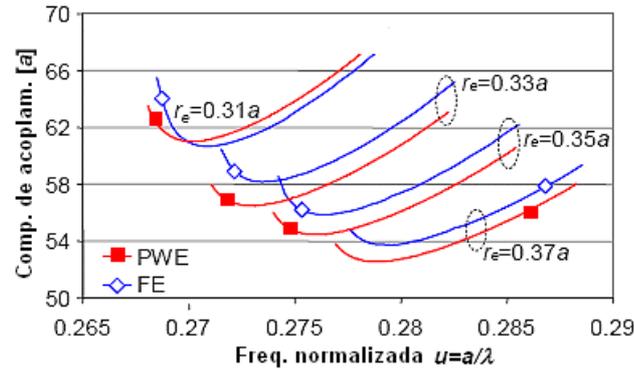


Figura 6.10. Comprimento de acoplamento em função da frequência reduzida [66].

As plotagens observadas na Figura 6.10 foram obtidas através de simulação via FE (retângulos com interior branco) e PWE (retângulos cheios), para acopladores com $r_c = 0,19a$ e diferentes raios dos buracos das interfaces.

Os métodos (FE e PWE) apresentaram resultados muito semelhantes, com uma discrepância abaixo de 4%. A variação do comprimento de acoplamento dentro da faixa operacional é menor que 10% para todos os acopladores com $r_c = 0,19a$, o que proporciona a utilização desses acopladores em divisores de potência, para uma determinada razão de divisão desejada.

6.2.2 Fabricação e Medições

As estruturas com buracos da região de separação com raio $r_c = 0,19a$ foram fabricados com uma contante de periodicidade $a = 435\text{nm}$. O perfil vertical do empilhamento é constituído por um revestimento de InP (300nm, $n = 3,17$), um núcleo de InGaAsP (522nm, $n = 3,35$), e um substrato de InP ($n = 3,17$). Para a fabricação desses acopladores foi usada uma combinação de litografia de fluxo de elétrons, gravação reativa (RIE) e plasma acoplado indutivamente [70 – 72].

Um guia de onda W_1 com comprimento de $10a$ é colocado antes do acoplador, para permitir o estabelecimento do modo. Uma pequena região com buracos de raios decrescentes é adicionada no início do acoplador propriamente dito, a fim de se evitar as reflexões que ocorreriam devido às diferenças entre os modos do guia e do acoplador W_1 .

Os guias de ondas são separados imediatamente após o acoplador através de um separador de guias de ondas multimodo. A largura e distância desse separador de

guias de ondas estão em concordância com o guia de ondas W_1 . Nessa análise não incorporamos nenhuma curva no acoplador, com o intuito de simplificarmos a interpretação dos resultados. Através de simulações FE e medições, verificamos que o acoplamento após a saída na curta região onde os guias de ondas são separados pode ser desprezada. A luz entre o acoplador e as facetas clivadas é guiada através de guias de ondas com dimensões de $3\mu\text{m}$, possuindo comprimentos em torno de $1,5\text{mm}$, os quais estão embutidos no PhC. Na Figura 6.11 mostramos uma fotografia micrométrica de um acoplador, incluindo a região de acoplamento, o guia de onda W_1 com o separador, bem como o acesso aos guias de ondas.

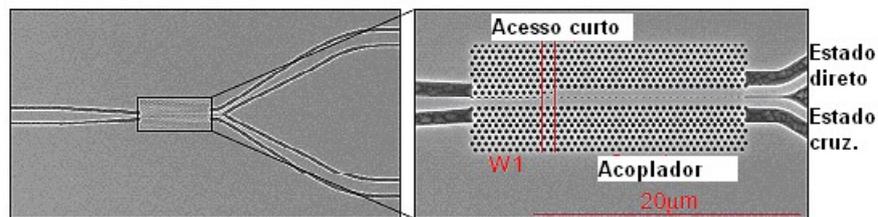


Figura 6.11. Fotografia micrométrica (SEM) de um acoplador PhC típico [66].

Na Figura 6.1 um guia de onda W_1 precede o acoplador e uma curta região na interface com o acoplador evita reflexões entre o guia de onda W_1 e o acoplador.

Os dois guias de ondas de saída são separados por apenas uma linha de buracos, porém a análise da transmissão desse acoplador mostrou que essa terminação não modificou as características de transmissão.

A caracterização do dispositivo apresentado na Figura 6.11 é elaborada através da técnica “endfire”. A luz é proveniente de um chip com LASER de espectro entre 1470nm a 1630nm , a qual trata-se da faixa de frequência reduzida entre $u = 0,267$ a $0,297$, para $a = 435\text{nm}$.

Para cada projeto de acoplador foram analisados acopladores com cinco diferentes comprimentos ($10a$, $20a$, $30a$, $40a$, e $50a$). A transmissão nas condições de estado direto e cruzado foram obtidas sem movimentação da fibra de entrada. Foi utilizada uma afinação espectral de $\lambda = 0,5\text{nm}$ para a fonte ajustável, e as médias das medições foram obtidas sobre uma janela deslizante de 5nm , para eliminar a influência da cavidade FP parasita entre o acoplador e as facetas clivadas. A potência de transmissão medida (P) foi normalizada para cada medição e frequência de acordo com a expressão $P(u)_{\text{bar,cross,norm}} = P(u)_{\text{bar,cross}} / (P(u)_{\text{bar}} + P(u)_{\text{cross}})$. Essa normalização torna as medições independentes da eficiência do acoplamento, bem

como da perda do guia de onda. Para cada frequência o comprimento de acoplamento foi extraído através do gráfico da potência normalizada versus comprimento do dispositivo com $A.\cos^2(\pi.x/L_c)$ e $A.\sin^2(\pi.x/L_c)$ para os estados, direto, e cruzado, respectivamente. Foi adotada a média dos mínimos dos quadrados das distâncias (RMS) durante os 10 pontos de medição. O erro desse sistema é em média de 5%. Embora que o substrato do PhC por necessidade opera acima da linha de luz do substrato, e portanto não sofra perda intrínseca, na prática as perdas resultam principalmente fora do plano, induzida pelas imperfeições de fabricação. Para se estimar as perdas do acoplador levamos em consideração as medições de referência do guia de onda W_1 , como limite superior da perda. A perda no guia de onda W_1 é de aproximadamente 160dB/nm dentro da faixa operacional do acoplador, conforme determina o método “cutback”.

Os comprimentos de acoplamento medidos estão apresentados na Figura 6.12 para acopladores com $r_c = 0,19a$, e $r_e = 0,31a$ até $r_e = 0,37a$, simulados via PWE. As medições experimentais dos comprimentos de acoplamento resultaram em 60a até 70a, estando entre 8a e 12a mais alto que as correspondentes simulações via PWE. O aumento desprezível de L_c em função da frequência é reproduzido nas medições. Uma maior redução do L_c para determinada frequência, pode ser obtida através do aumento dos raios dos buracos das interfaces.

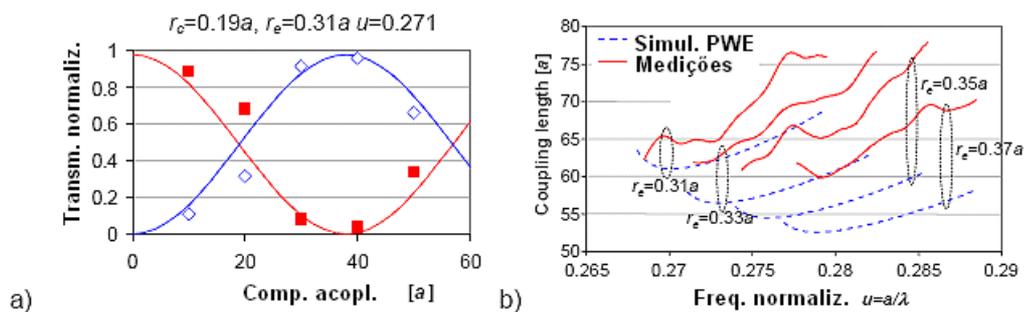


Figura 6.12. (a) Gráfico da potência transmitida normalizada para o estado direto (quadrados cheios), e “cross” (quadrados vazios), versus comprimento do dispositivo [66].

Observe na Figura 6.12(a) o gráfico da potência transmitida normalizada para o estado direto (quadrados cheios), e “cross” (quadrados vazios), versus comprimento do dispositivo, com $r_c = 0,19a$, $r_e = 0,31a$, e $u = 0,271$. Na Figura 6.12(b) estamos mostrando a comparação entre a simulação PWE (linha tracejada) e as medições experimentais (linhas sólidas) dos acopladores com $r_c = 0,19a$.

A diferença que ocorre em relação ao comprimento de acoplamento referente às medições e simulações em torno de 10a ocorre devido às pequenas variações nas dimensões dos buracos durante a fabricação. As variações das dimensões dos buracos após a fabricação do PhC em relação às dimensões ideais foram observadas através de microfotografias, as quais estão apresentadas na Tabela 6.1. Observe também nessa mesma tabela, o impacto que ocorre no comprimento de acoplamento em função dos desvios das dimensões dos buracos, os quais foram obtidos através de simulações via PWE.

Tabela 6.1 Comparação entre as dimensões dos buracos desejados, e fabricados, bem como do impacto no comprimento de acoplamento via simulações PWE.

Buracos	Medições das dimensões dos buracos (% em relação ao ideal)	Varição do comprimento de acoplamento para desvio de 1% das dimensões dos buracos	Modificação esperada do comprimento de acoplamento devido ao desvio das dimensões dos buracos
Dimensões dos buracos centrais	109%	1,6a	14,4a
Dimensões dos buracos das fronteiras	93%	-0,4a	2,8a
Dimensões dos buracos do PhC	96%	0,2a	-0,8a

A contribuição das variações das dimensões nos buracos centrais em relação ao comprimento de acoplamento (1,6a) são mais acentuadas, uma vez que esses buracos interagem fortemente com os modos propagantes.

6.3 Acopladores em PhC Comutados por Alteração da Condutividade

A estrutura mostrada na Figura 6.13 não mais se trata de um dispositivo com um único modo uma vez que nesse caso, mesmo o modo propagante na região de acoplamento possui agora duas soluções de auto-valores, sendo um simétrico (“even”), e outro anti-simétrico (“odd”), os quais possuem constantes de propagação com uma pequena diferença, e portanto se propagando com diferentes velocidades.



Figura 6.13. Acoplador embutido cristal fotônico com estrutura triangular de hastes dielétricas submersas em ar [73, 74].

Na Figura 6.13 o acoplador é constituído por dois guias de onda embutidos em cristal fotônico separados por uma linha de hastes dielétricas submersas em ar com comprimento L_c , utilizando-se um PhC com estrutura periódica quadrada de hastes de silício. Os guias de onda dessa estrutura são análogos aos guias de onda de silício “2D e-beam-etched” desenvolvidos por Loncar et al.

Para se calcular o comprimento de acoplamento a fim de que o sinal inserido em uma das portas de entrada consiga passar para o outro guia de onda, precisamos primeiramente determinar as constantes de propagação, dependentes da frequência, dos modos “even” e “odd”, o que se denomina de relação de dispersão do sistema de guias de ondas acoplados. Para a determinação dessa relação utiliza-se uma célula unitária computacional mostrada na parte inferior direita da figura 6.14 (a), uma vez que a estrutura é periódica. Vamos primeiramente considerar os cálculos numéricos referentes ao acoplador mostrado na Figura 6.13, constituído por dois guias de ondas monomodos embutidos no PhC bi-dimensional (2DPhC). Os guias de onda foram obtidos através da remoção de uma linha de hastes dielétrica da estrutura quadrada composta por hastes dielétricas infinitamente longas, submersas em ar.

Os parâmetros do PhC usado são os seguintes: As hastes dielétricas possuem uma constante dielétrica $\epsilon_r = 11,56$ com raio $r = 0,2a$, onde “a” é a constante de periodicidade do PhC.

A estrutura PhC com os parâmetros acima determinados possui uma PBG completa na faixa espectral $0,23 \leq a/\lambda \leq 0,41$, para polarização TM (campo magnético no plano).

A estrutura mostrada na Figura 6.13 pode ser analisada de forma numérica através do método PWE (“Plane Wave Expansion” [75], ou do método FDTD (“Finite Difference Time Domain (FDTD) [76, 77], considerando-se as condições de fronteira periódica. O resultado de cada um dos métodos acima é o diagrama de dispersão modal para os auto-modos da estrutura, através do qual podemos extrair as constantes de propagação modal, e conseqüentemente calcular o comprimento de acoplamento necessário para a total comutação da potência óptica do guia de onda onde o sinal óptico foi inserido, para o outro guia de onda.

Vamos detalhar cada método utilizado, bem como analisar os resultados obtidos. Utilizamos em nossas análises a super-célula mostrada na Figura 6.14(a). O método PWE foi utilizado para computar de forma numérica as constantes de propagação de Bloch, para uma onda plana se propagando através da super-célula.

O diagrama de dispersão obtido usando-se o PWE está mostrado na Figura 6.14(a).

Por outro lado, o método FDTD foi usado admitindo-se um conjunto de constantes de propagação normalizadas na faixa ($0 < \beta 2\pi/a < 0,35$) com um intervalo $\Delta\beta = 0,01 \times 2\pi/a$. Com o intuito de se caracterizar os modos “odd” e “even” foram emitidas excitações tanto de um modo TE (“even”), quanto de um modo TM (“odd”) [78]. Observou-se, então, que os auto-modos com freqüências mais baixas pertencem ao modo “even”, enquanto os auto-modos com freqüências mais altas pertencem ao modo “odd”. O diagrama de dispersão foi, então, plotado, sobre a mesma plotagem referente ao método PWE, e podemos notar através figura 6.14(a), que eles praticamente se sobrepõem.

Vamos focalizar as curvas de dispersão modal apenas dentro da PBG da estrutura ($0,23 \leq a/\lambda \leq 0,41$), conforme mostra a figura 6.14(b).

Através das curvas de dispersão dos modos “odd” e “even” obtidos anteriormente, podemos calcular o comprimento de acoplamento necessário para que a potência óptica do sinal inserido no guia de onda 1 seja transferida para o guia de onda 2, usando-se o seguinte procedimento: encontrar os valores correspondes das constantes de fase modal de Bloch normalizadas, para os auto-modos “even” e “odd”. O comprimento de acoplamento necessário para a total transferência de potência óptica pode, então, ser assim calculada [79]

$$L_c = \frac{\pi}{|\beta_e - \beta_o|} \quad (6.8)$$

Por exemplo, para o dispositivo com as características mostradas na figura 6.13, para um comprimento de onda de 1550nm ($a/\lambda = 0,35$), com $a = 542,5\text{nm}$, e $r = 108,5\text{nm}$, podemos encontrar a constante de propagação dos modos “odd” e “even”,

utilizando-se a figura 6.14(b): $\beta_o = \frac{2\pi 0,1977}{a} = 2,357 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e

$\beta_e = \frac{2\pi 0,2154}{a} = 2,568 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Agora, podemos, então, calcular o comprimento de acoplamento:

$$L_c = \frac{\pi}{2,568 - 2,357} \times 10^6 = 14,88 \mu\text{m} = \frac{14,88 \mu\text{m}}{0,5425 \mu\text{m}} a = 28 a = 9,6 \lambda . \quad (6.9)$$

Observe que os valores no eixo x dos gráficos da Figura 6.14 devem ser multiplicados por $2\pi/a$, uma vez que trata-se da constante de propagação normalizada, ou seja, dentro da zona irreduzível de Brillouin.

Do acima exposto, concluímos que a total transferência de potência óptica do guia de onda 1 para o guia de onda 2 requer um comprimento de acoplamento de apenas aproximadamente 10 comprimentos de onda, o que prova, que esse dispositivo está apto para operar em aplicações de circuitos integrados de alta densidade baseados em PhCs.

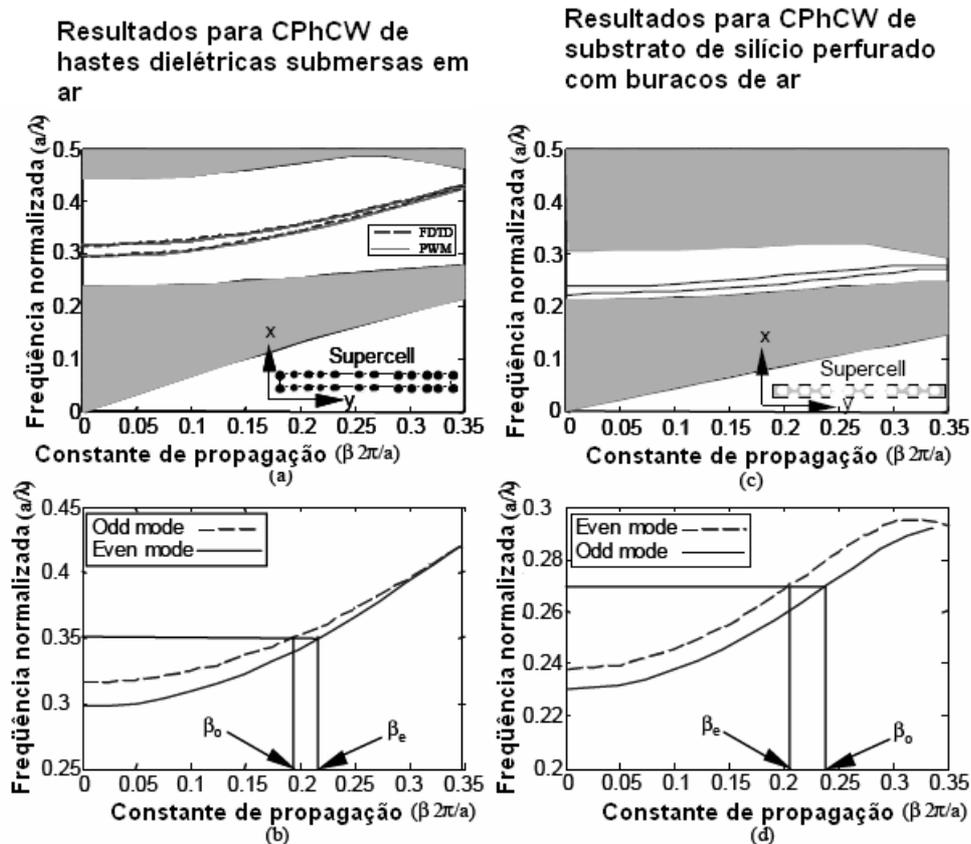


Figura 6.14. (a) Diagrama de dispersão para a estrutura mostrada na figura 6.13, obtida usando-se os métodos PWE e FDTD. (b) Curvas de dispersão do sistema CPhCW mostrado em (a). (c) Diagrama de dispersão para um sistema CPhCW embutido em um PhC com estrutura triangular de buracos de ar perfurados em dielétrico. (d) Curvas de dispersão CPhCW mostrado na parte (c) [1].

Na Figura 6.14(a) podemos observar o diagrama de dispersão para a estrutura mostrada na figura 6.13, obtida usando-se os métodos PWM e FDTD. Existem duas soluções correspondentes aos auto-valores (“odd” e “even”) dentro da PBG ($0,23 < a/\lambda < 0,41$). As linhas tracejadas correspondem aos resultados via FDTD, e as linhas sólidas aos resultados PWE. Na Figura 6.14(b) mostramos as curvas de dispersão modal dos auto-modos do sistema CPhCW mostrado na Figura 6.14 (a), onde o modo “odd” é o modo com frequência mais alta, e o modo “even” é o modo de frequência mais baixa. Uma linha reta traçada a partir do eixo da frequência normalizada corta as duas curvas, o que proporciona a determinação das constantes de propagação modal dos modos “odd” e “even”. Conseqüentemente se pode calcular o comprimento de acoplamento L_c . Na Figura 6.14(c) está apresentado o diagrama de dispersão para um sistema CPhCW constituído por dois guias de onda

criados em uma disposição triangular de buracos de ar em substrato de alta constante dielétrica. Duas camadas de buracos de ar na região de acoplamento separam os dois guias de onda. O diagrama de dispersão obtido usando-se o método PWE mostra que existem dois modos soluções (“even” e “odd”) dentro da PBG ($0,24786 < a/\lambda < 0,3131$). Na Figura 6.14(d) mostramos as curvas de dispersão modal dos auto-modos do CPhCW mostrado na parte (c) dessa figura, onde o modo “odd” é modo com frequência mais baixa, e o modo “even” é o modo com frequência mais alta. De forma idêntica ao apresentado na parte (b) dessa figura, uma linha reta traçada a partir do eixo da frequência normalizada corta as duas curvas, e desse modo as constantes de propagação dos modos “odd” e “even” podem ser determinadas, e então, usadas para o cálculo do comprimento de acoplamento L_c , dependente da frequência.

Agora, vamos considerar o caso da placa de silício perfurada com buracos de ar, para a qual utilizamos uma aproximação do índice de refração efetivo, a fim de simplificar o problema de computação 3D, para 2D. Esse método foi usado previamente e ofereceu resultados similares aos resultados 3D, com a vantagem de diminuir o tempo de computação [80, 81].

Utilizando-se a Equação transcendental em [82], encontramos $n_{\text{eff}} = 2,88$. A estrutura utilizada é triangular com buracos de ar de acordo com a relação $r/a = 0,3$. Com esses parâmetros a análise 2D dessa estrutura possui uma PBG na faixa espectral $0,24786 \leq a/\lambda \leq 0,3131$ para polarização TE (campo elétrico no plano). Para nossas simulações 3D foi usada uma estrutura triangular 3D com espessura de acordo com a relação $t/a = 0,6$, e com perfurações de buracos de ar de acordo com a relação $r/a = 0,3$. Encontramos, então, a PBG na faixa espectral $0,2475 \leq a/\lambda \leq 0,3125$ também para modos TE (modo “even”). Portanto, podemos utilizar a aproximação do índice de refração efetivo, a fim de se reduzir os cálculos computacionais. O próximo passo é encontrarmos um guia de onda monomodo em uma estrutura triangular de buracos de ar. Tal guia de onda foi encontrado previamente em [83], de tal forma, que podemos utilizar os resultados já obtidos, a fim de encontrarmos um sistema de dois guias de ondas monomodos acoplados, conforme ilustrado na Figura 6.15.

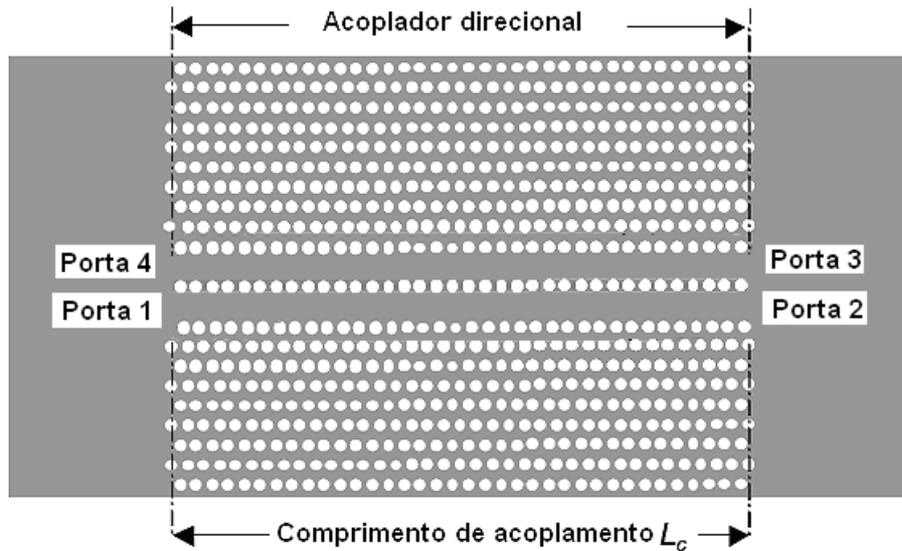


Figura 6.15. Acoplador embutido em uma estrutura periódica de buracos de ar no formato triangular [83, 84].

Acoplador mostrado na Figura 6.15 é constituído por dois guias de onda embutidos em cristal fotônico constituído, bem próximos um do outro, separados por uma linha de buracos de ar perfurados na placa PhC com comprimento L_c . Esse sistema é formado através de uma estrutura periódica de buracos de ar no formato triangular.

Para se obter a dispersão modal dos modos “even” e “odd” resolvemos numericamente os auto-modos dentro da super-célula, mostrada na Figura 6.14(c), através do método PWE. Consideramos, novamente, apenas as curvas de dispersão modal para essa estrutura, dentro da PBG ($0,2475 \leq a/\lambda \leq 0,3125$), conforme mostrado na Figura 6.14(d). Tendo em vista que as curvas de dispersão modal foram obtidas tanto para os modos “odd”, quanto para os modos “even” o comprimento de acoplamento, dependente da frequência, pode ser obtido, seguindo-se o mesmo raciocínio já apresentado para o caso de PhC com hastes dielétricas. Por exemplo, para um comprimento de onda de 1550nm teremos $a/\lambda = 0,27$, para $a = 435\text{nm}$, e $r = 145\text{nm}$.

Utilizando-se a Figura 6.14(d) podemos encontrar as constantes de propagação dos modos “odd” e “even”:

$$\beta_e = \frac{2\pi 0,2034}{a} = 2,9379 \times 10^6 \text{ m}^{-1} \quad \text{e} \quad \beta_o = \frac{2\pi 0,2359}{a} = 3,4074 \times 10^6 \text{ m}^{-1} \quad \text{e em seguida os}$$

valores do comprimento de acoplamento,

$$Lc = \frac{\pi}{3,4074 - 2,9379} \times 10^6 = 6,69 \mu m = \frac{6,69 \mu m}{0,435 \mu m} a = 15,38 a = 4,5 \lambda . \quad (6.10)$$

Comparando-se as curvas de dispersão modal dos modos “even” e “odd” na Figura 6.14(d), podemos notar, que diferente do que ocorre no caso da estrutura PhC com hastes dielétricas, de acordo com a Figura 6.14(c), onde os modos com freqüências mais altas pertencem ao modo “odd” e modos com freqüência mais baixas pertencem ao modo “even”, no caso da estrutura PhC de substrato de silício perfurado com buracos de ar, os modos com maiores freqüências pertencem ao modo “even”, e os modos com menores freqüência pertencem ao modo “odd”.

6.3.1 Método de Comutação

Diferentemente do método utilizado por Lima Junior, A. W., A.S.B. Sombra, e M.G. da Silva, para análise de acopladores ópticos de fibras ópticas com perfis de dispersão, no qual a transferência de potência óptica entre os guias de onda surge em função da intensidade do sinal óptico [85], essa célula de comutação está baseada no fato de que a tangente de perda do material dielétrico na região de acoplamento pode ser modificada através de comandos externos, a fim de modificar as características de acoplamento.

Esse tipo de comutador é denominado comutador $\Delta\alpha$, o qual utiliza diferente tecnologia do comutador clássico $\Delta\beta$. No comutador $\Delta\alpha$ é utilizada a alteração do coeficiente de absorção óptico ($\Delta\alpha$). Observe que a alteração na condutância ($\Delta\sigma$) é proporcional a $\Delta\alpha$ ($\sigma(\lambda) = (c/2 \lambda)\alpha$).

Observamos que a perda induzida não atenua de forma significativa as ondas propagantes através dos guias de onda acoplados. Esse comportamento é análogo ao apresentado por Soref and Little [86], onde foi utilizada absorção elétrica para reduzir o “Q” de ressonadores acoplados a canais de guias de onda. Para se obter comutação em guias de onda em PhC 2D feito de Si/Ar, ou Si/SiO₂, a perda de absorção do Si pode ser controlada através de:

- Injeção de portadores tipo “P”, e “N” nas hastes,
- Esvaziamento da dopagem das hastes através de portas MOS,
- Geração de elétrons e buracos através da técnica “above-gap light shining”, a qual é um processo sem contacto.

Podemos obter a comutação através de comando externo, utilizando-se os resultados obtidos previamente por [1].

- $T(\text{Estado direto}) > 85\%$ para $\sigma > 10^5 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$,
- $T(\text{Estado cruzado}) > 90\%$ para $\sigma < 10^2 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$.

Se o acoplador estiver implementado em camadas heterogêneas de semicondutor III-V, então o efeito de absorção elétrica pode ser utilizada. Esse dispositivo difere do comutador de Fan et al [87], o qual está baseado em ressonador de ponto de defeito, ou de dois pontos de defeito, situados entre os dois canais. Fan et al assumiram que o “Q” dessas cavidades pode ser modificado através de perda induzida eletricamente nesses buracos.

Analisando-se a transmissão espectral desse acoplador, encontrou-se uma resposta periódica [88].

6.4 Acopladores em PhC com Controle de Comutação através de Efeitos Não Lineares

Na Figura 6.16 mostramos o esquemático de acoplador PhC com estrutura periódica triangular constituída por hastes de silício com índice de refração $n_H = 3,47$ e raio $r = 0,2a$, embutidas em um material com índice de refração mais baixo ($n_L = 1,45$) [89]. Consideramos que as hastes dielétricas possuem coeficientes não lineares de Kerr não desprezíveis. O acoplador é obtido através da remoção de duas linhas de hastes dielétricas na direção ΓK (dois guias de onda W_1), separadas por uma única linha de hastes dielétricas com raio $r_c = 0,7r$. A linha de hastes de separação dos dois guias PhC é também um guia de onda, o qual pode ser usado para o sinal de controle da comutação desse dispositivo. Note que nesse momento estamos preocupados apenas em desenvolver o mecanismo desse tipo de acoplador controlado por comando externo, de forma que novas estruturas, incluindo os materiais utilizados, podem ser alterados, a fim de se melhorar o desempenho desses comutadores totalmente ópticos.

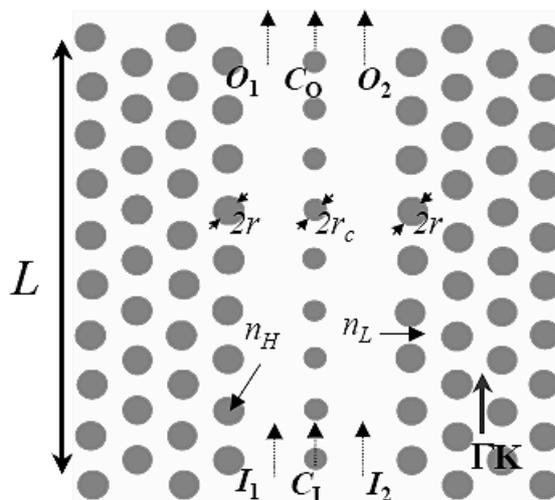


Figura 6.16. Esquemático do acoplador controlado por comando externo [90].

A curva de dispersão desse acoplador foi obtido através do método PWE, conforme mostrado na Figura 6.17. Observe que estão exibidos três diferentes modos guiados na PBG. Os modos na faixa de frequências de mais altas possuem simetria “even” e “odd” em relação ao plano equidistante dos eixos dos guias de ondas, os quais correspondem aos supermodos desse acoplador. Quando se excita uma porta de entrada do acoplador, tanto o modo “even”, quanto o modo “odd” se propagam, proporcionando uma transferência periódica de potência entre os dois guias de onda.

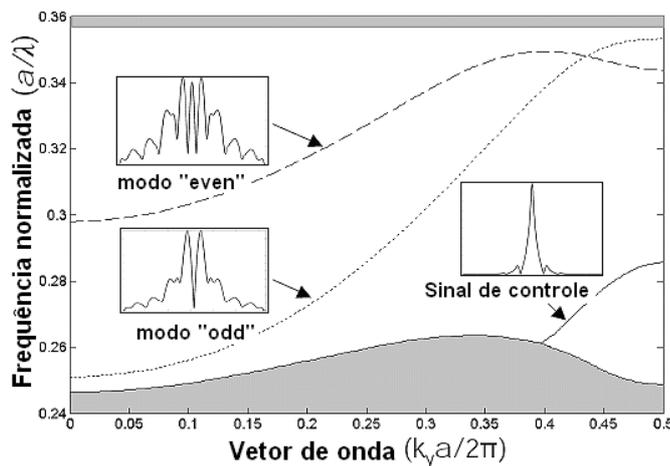


Figura 6.17. Curva de dispersão do acoplador mostrado na Figura 6.16 [90].

Na Figura 6.17 a linha sólida representa a relação de dispersão do sinal de controle. A linha tracejada, e a linha pontilhada representam a relação de dispersão

dos modos “even” e “odd”, respectivamente. A Figura 6.17 apresenta ainda os gráficos das intensidades dos campos elétricos desses modos

Na Figura 6.18(a) apresentamos a distribuição do campo elétrico dentro do acoplador, em relação à frequência normalizada 0,3281, obtida via método FDTD, quando se aplica a fonte óptica I_1 no regime linear. Observe que para esse comprimento (L) do acoplador direcional, o mesmo encontra-se no estado cruzado (“cross”), apesar de que esse acoplador poderia ter sido projetado para estar no sólido direto (“bar”).

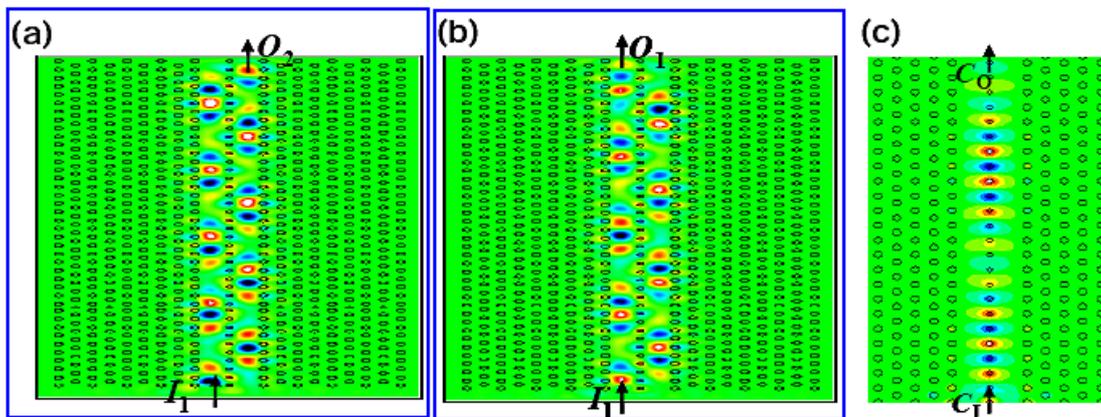


Figura 6.18. Distribuição do campo elétrico dentro do acoplador obtido através do método FDTD para $u = 0,3281$. (a) Regime linear. (b) Regime não linear. (c) Sinal de controle para $u = 0,285$ [90].

O índice de refração da linha de hastes entre os dois guias de onda é alterado de acordo a não linearidade de Kerr, quando um alto nível de potência é emitido como sinal de controle o coeficiente de acoplamento k (mede a intensidade de acoplamento entre os dois guias de onda) é alterado, e conseqüentemente a razão entre as potências nas portas de saída do acoplador também é modificada. Se o comprimento do acoplador, bem como o pico de potência do sinal de controle for selecionado de forma apropriada, a resposta de comutação desse acoplador pode ser revertida, ou seja, se o acoplador estiver no estado “cross” no regime linear, conforme mostramos na Figura 6.18(a) (baixo nível de potência do sinal de controle), o mesmo passará para o estado “bar”, de acordo com o que mostramos na Figura 6.18(b), quando o sinal de controle passa para o nível mais alto de potência. Isso acontece devido ao efeito da alta potência do sinal de controle sobre o índice de refração da região de acoplamento entre os dois guias de onda, o que por sua vez altera o comportamento do coeficiente de acoplamento. Desse modo, se consegue

obter um comutador controlado de forma óptica, através do sinal de controle em diferentes faixas de frequência, o qual se propaga através da linha central de hastes dielétricas. Observe através da Figura 6.18(b) que no caso desse projeto surge uma diminuição no coeficiente de acoplamento, diminuindo assim o período de transição de comutação entre os estados “cross” e “bar”, de forma que após o sinal percorrer o comprimento L , o mesmo sairá na porta de saída correspondente ao estado “bar”, que antes da aplicação do comando externo saia na porta correspondente ao estado “cross”.

Note ainda que o sinal de comando com menor frequência é altamente confinado na região de acoplamento, conforme está mostrado na Figura 6.18(c), e que o mesmo possui uma relação de dispersão plana, e, portanto, possui uma baixa velocidade de grupo próximo da faixa de fronteira, de acordo com o que está apresentado na Figura 6.17. Tendo em vista o acima exposto, surgem efeitos não lineares na região de alto índice de refração entre os dois guias de onda, mesmo quando o sinal de controle possua nível de potência relativamente baixo [91].

7 ACOPLADOR COM MELHOR PERFORMANCE PARA OPERAÇÃO NAS BANDAS C, L, E U DO ITU

Na figura 7.1 mostramos a estrutura do acoplador embutido em cristal fotônico que apresentou os melhores resultados para operação nas faixas C, L e U (1530 nm a 1675 nm) do ITU.

Esse acoplador está embutido em um PhC 2D de estrutura triangular de hastes dielétricas com raio $r_b = 0,2a$, e índice de refração $n = 3,35$ submersas em substrato dielétrico com índice de refração $n_s = 1,45$, onde “a” é a constante de periodicidade do PhC. O acoplador é constituído por dois guias de onda do tipo W_1 . A região de acoplamento é uma linha de hastes dielétricas com raio $r_c = 0,14a$.

A PBG dessa estrutura é $0,2639 < u < 0,3599$.

Levando-se em consideração que o comprimento de onda $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ é o mais utilizado em comunicações ópticas, escolhemos $a = 500\text{nm}$ e desta forma obtemos $u = 0,3127$ em relação a esse comprimento de onda. Note que essa frequência normalizada está localizada no meio da PBG. Tendo em vista que adotamos $a = 500\text{nm}$, obtemos a faixa de frequências normalizadas $0,2985 < u < 0,3268$ para as faixas C, L e U do ITU, a qual está dentro da PBG referente a essa estrutura.

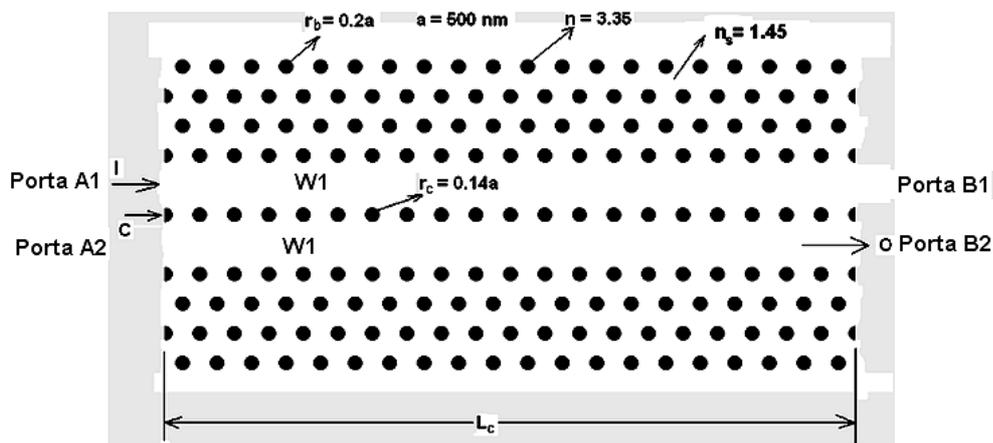


Figura 7.1. Esquemático do acoplador.

O sinal de comando possui frequência normalizada dentro da PBG (0,283), porém fora da faixa de frequências normalizada referentes às janelas C, L, e U do ITU.

O controle da comutação é baseado na inserção do sinal de controle na região de acoplamento, a qual funciona com outro guia de onda, confinado fortemente o sinal de controle.

Na Figura 7.2 mostramos que a diferença entre as constantes de propagação β_{even} e β_{odd} para a frequência normalizada $u = 0,3127$, obtida através do PWE. Podemos aplicar a Equação 6.3 para cada frequência normalizada e dessa forma obter o comprimento de acoplamento necessário. Por exemplo, se escolhermos $u = 0,3127$, obtemos $L_c = 37\mu\text{m}$, o qual é o comprimento de acoplamento mínimo para esse comprimento de onda (estado direto).

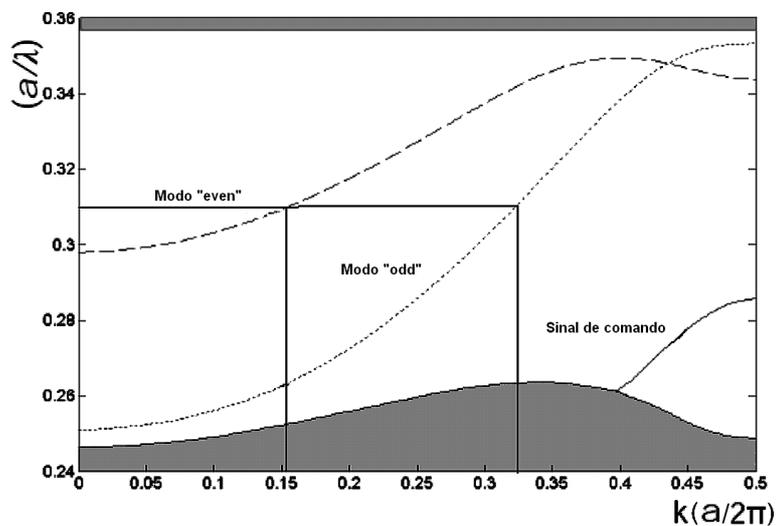


Figura 7.2. Cálculo do comprimento de acoplamento.

Vale salientar que os sinais de dados e de controle possuem polarização TE, enquanto os sinais utilizados em telecomunicações possuem polarizações aleatórias. Portanto, é necessário que esses sinais de telecomunicações passem através de um polarizador, antes de penetrarem no acoplador.

As hastes dielétricas na região de acoplamento atuam como guia de onda periódico. Quando o sinal de comando é inserido na região de acoplamento, o índice de refração aumenta (devido aos efeitos não lineares), proporcionando o decréscimo do valor da constante de acoplamento. Considerando-se que o acoplador foi projetado para inicialmente operar no estado direto, como está mostrado na Figura 7.3(a), o decréscimo da constante de acoplamento deve ser suficiente para o acoplador passar a operar no estado cruzado, conforme podemos constatar através da Figura 7.3 (b) [92].

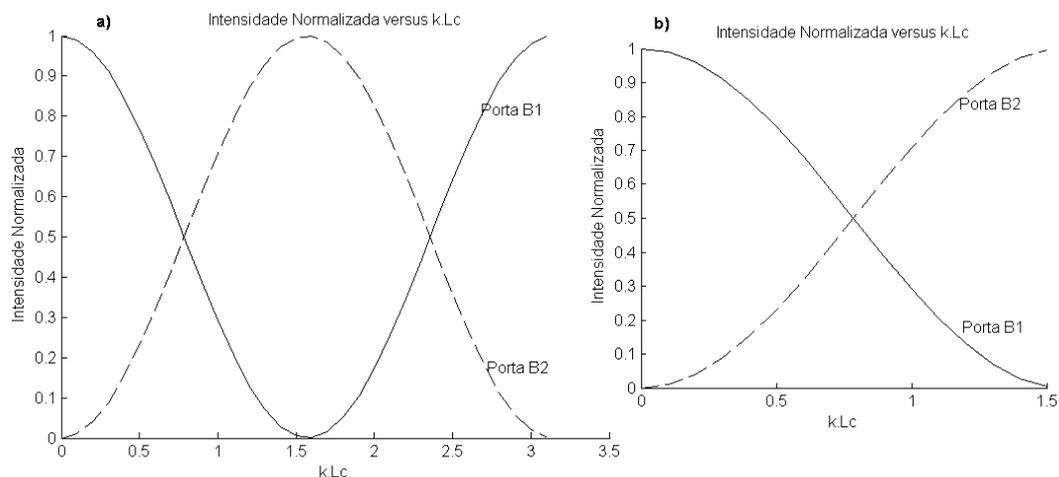


Figura 7.3. Passagem do estado direto para o estado cruzado.

Na Figura 7.4(a) mostramos o padrão transversal da intensidade do campo elétrico dos supermodos e do sinal de comando ($u = 0,283$). A frequência normalizada do sinal de comando foi escolhida para proporcionar uma baixa velocidade de grupo, a fim de se obter um grande efeito não-linear. Na Figura 7.4(b) mostramos a relação de dispersão do sinal de comando obtida através do PWE.

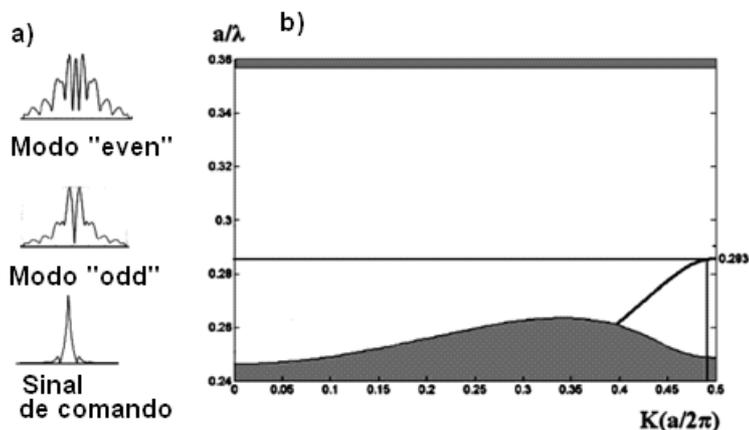


Figura 7.4 (a). Intensidade do campo elétrico dos supermodos ($u = 0,3127$) e do sinal de comando ($u = 0,283$). (b) Relação de dispersão do sinal de comando.

Na Figura 7.5(a) mostramos a distribuição do campo elétrico referente ao sinal de dados ($u = 0,3127$) dentro do acoplador com comprimento $10 \cdot Lc$, obtido através do FDTD, antes da inserção do sinal de comando. Na figura 7.5(b) apresentamos a distribuição do campo elétrico do sinal de dados, após a inserção do sinal de comando. Na Figura 7.5(c) está mostrada a distribuição de campo elétrico referente ao sinal de comando dentro do acoplador.

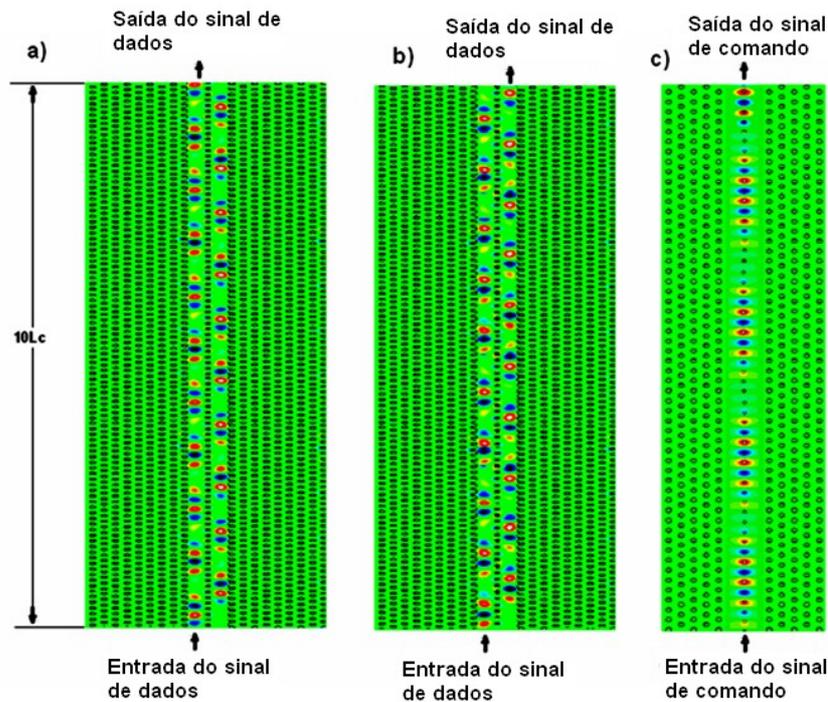


Figura 7.5 (a). Distribuição do campo elétrico antes da inserção do sinal de comando. (b) Distribuição do campo elétrico antes da inserção do sinal de comando. (c) Distribuição do campo elétrico referente ao sinal de comando.

A faixa de frequências normalizadas (u), bem como a faixa de vetores de onda (k) relacionada às relações de dispersão dos supermodos são diferentes da faixa de frequências normalizadas (u), bem como da faixa de vetores de onda (k) relacionada à relação de dispersão do sinal de comando, respectivamente.

Os três sinais ópticos dentro do acoplador poderiam ocasionar mistura de quatro ondas. Entretanto, para que isto possa ocorrer precisaria existir a concordância das frequências e dos vetores de onda (“phase-matching”). O requerimento para ocorrência de “phase-matching” é que $\Delta k_j = 0$ ($k_j = n_j \omega / c$), $j = 1$ a 4.

É muito difícil se satisfazer a condição de “phase-matching” em nosso dispositivo, devido às variações na estrutura do PhC.

O cálculo da potência óptica do sinal de comando deve levar em consideração o aumento do índice de refração da região de acoplamento (Δn), o qual depende da estrutura do PhC e da frequência normalizada do sinal de comando:

$$P = \frac{(\Delta n) A}{3n_2 \left(\frac{v_g|^u}{v_g|^c} \right)} \quad (7.1)$$

Na Equação (7.1) P é a potência óptica desejada para o sinal de comando, n_2 é o índice de refração não linear, cujo valor máximo ($1,2 \cdot 10^{-17} \text{m}^2/\text{W}$) está em torno do comprimento de onda adotado para o sinal de controle ($u = 0,283$), A é a área efetiva do modo (o volume modal é dado por $(\lambda/2n)^3$), $v_g|^u$, é a velocidade de grupo do sinal de comando em guia de onda axial uniforme convencional, e $v_g|^c = 0,03 \cdot c$, é a velocidade de grupo do sinal de comando na região de acoplamento. Na figura 7.6(a) mostramos a relação entre a frequência normalizada e $v_g|^c$, e na Figura 7.6(b) exibimos n_2 em função do comprimento de onda [93, 94].

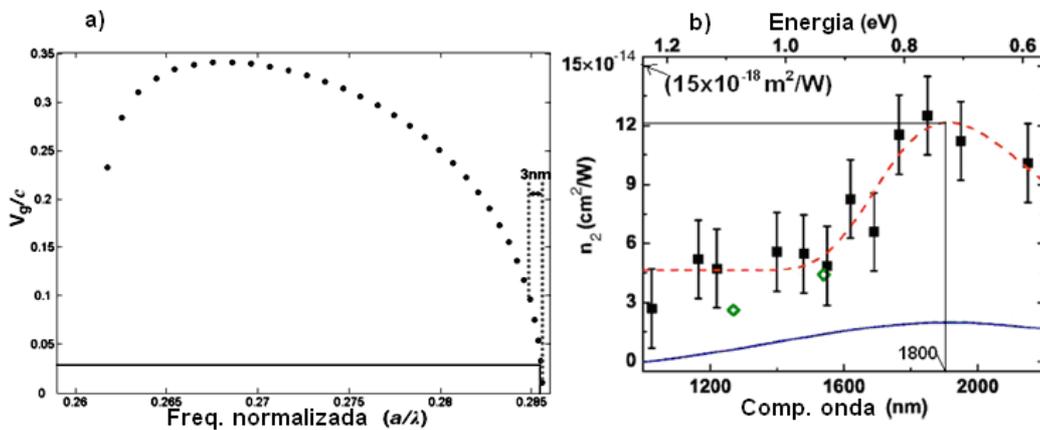


Figura 7.6. a) Frequência normalizada versus $v_g|^c$. b) Comprimento de onda versus n_2 .

Na Equação 7.1 foi levado em consideração o fator 2 (a modulação de fase cruzada (XPM) induz uma variação duas vezes maior no índice de refração em relação à auto-modulação de fase (SPM)), e o fator 1,5 (o confinamento longitudinal do modo não é uniforme). Além disso, consideramos ainda a razão entre a velocidade de grupo no centro de um guia de onda uniforme axial convencional, e velocidade de grupo no guia de onda periódico.

Tendo em vista que nosso acoplador foi originalmente projetado para operar no estado cruzado temos que $\Delta\beta_c L_c = \pi$. Levando-se em consideração que $\Delta\beta_d L_c = 2\pi$

, então obtemos $\Delta\beta_c = \frac{\Delta\beta_d}{2}$ e conseqüentemente precisamos usar o sinal de

comando para reduzir o valor de $\Delta\beta_d$ para a metade de seu valor original, de forma que o acoplador passe para o estado cruzado.

Portanto, para o acoplador com $L = 2L_c$ passar do estado direto para o estado

cruzado, $\Delta\beta_c(2)2L_c = 3\pi$, ou seja, $\Delta\beta_{c(2)} = \frac{3\pi}{2L_c} = \frac{3}{2} \frac{\Delta\beta_d}{2} = \frac{3}{4} \Delta\beta_d$.

Concluimos, então, que para: $L = nL_c$ temos:

$$\Delta\beta_{c(n)} = \frac{(2n-1)\pi}{nL_c} = \frac{(2n-1)}{2 \cdot n} \Delta\beta_d \quad (7.2)$$

Na Figura 7.7 mostramos os valores das diferenças necessárias entre as constantes de propagação dos dois supermodos para o acoplador operando no estado direto ($\Delta\beta_d$), e no estado cruzado ($\Delta\beta_c$), bem como o valor do decréscimo de $\Delta\beta$ para a passagem do estado direto para o estado cruzado em função do comprimento do acoplador (para $\lambda = 1,55\mu\text{m}$).

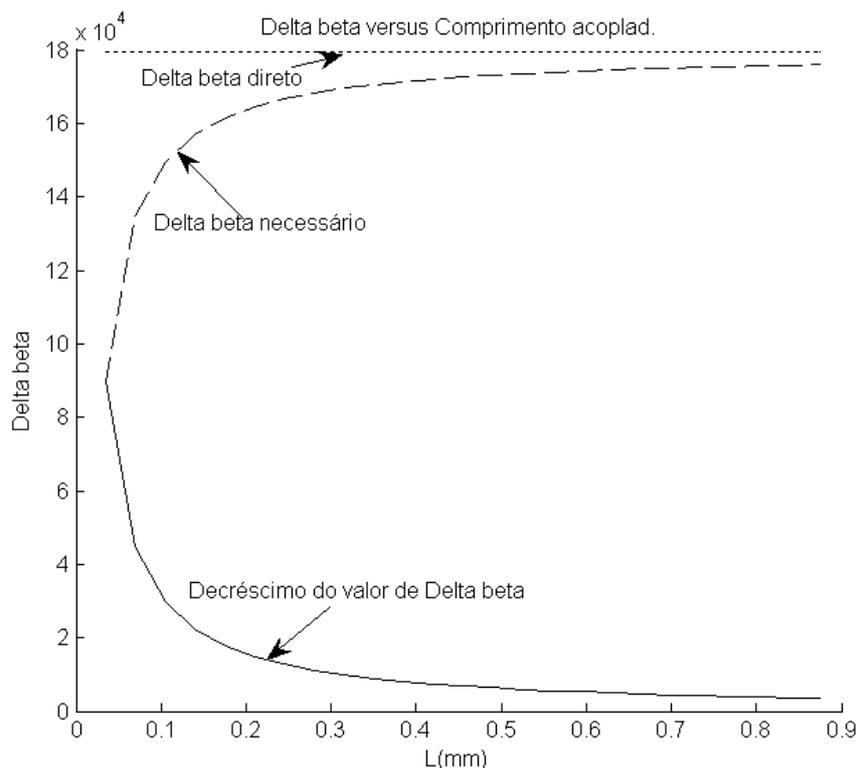


Figura 7.7. Variação de $\Delta\beta$ em função do comprimento do acoplador.

Para analisarmos o aumento gradual do índice de refração usando-se o método PWE aumentamos gradualmente a constante dielétrica da região de acoplamento, deixando-se inalterado o restante da estrutura do acoplador. Desse modo, tudo se

passa como se estivéssemos aumentando gradualmente a potência óptica do sinal de comando.

Os valores de $\Delta\beta$ encontrados na Figura 7.7 estão em concordância com os resultados obtidos através de nossas simulações via PWE.

Tendo em vista que a variação do índice de refração para a passagem do estado direto para o estado cruzado pode ser obtido através de $\Delta n L_c = \lambda/2$ [95], e como

temos que $L_c = \frac{2\pi}{\Delta\beta_d}$, obtemos:

$$\Delta n = \frac{\lambda \Delta\beta_d}{4\pi}, \quad (7.3)$$

$$\Delta n(n) n L_c = \lambda/2,$$

$$\Delta n(n) = \frac{\lambda \Delta\beta_d}{4\pi n}. \quad (7.4)$$

Na Figura 7.8(a) mostramos a diferença necessária no índice de refração, e na Figura 7.8(b) apresentamos os valores referentes à potência óptica do sinal de comando, para o acoplador passar do estado direto para o estado cruzado em função do comprimento do acoplador.

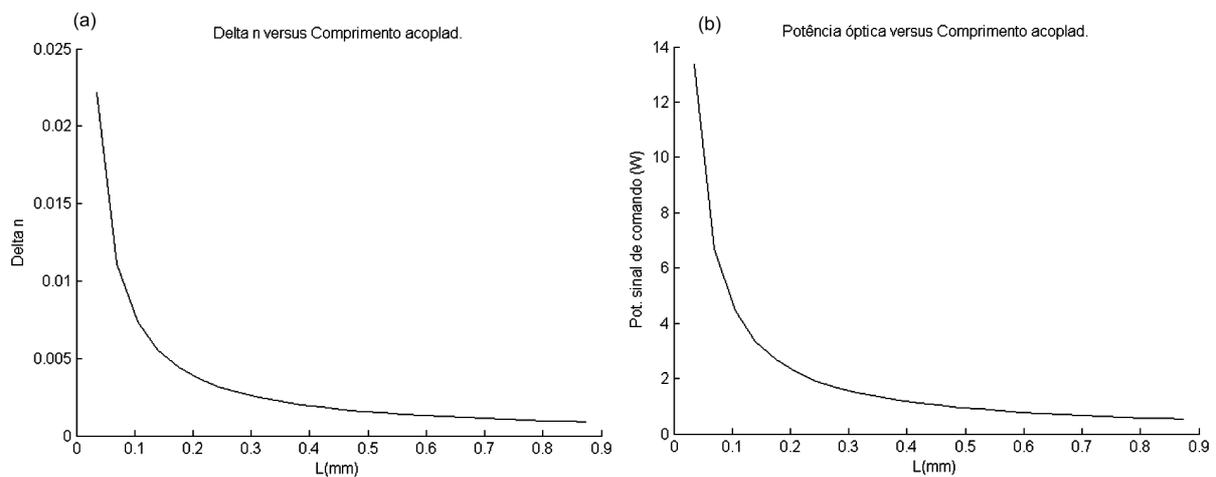


Figura 7.8. a) Potência óptica do sinal de comando. b) Variação do índice de refração em função do comprimento do acoplador.

Nas Figuras 7.8(a) e 7.8(b) podemos observar, que é muito grande a dependência de Δn e P em relação ao comprimento do acoplador.

Podemos utilizar idêntico raciocínio para a determinação das características do acoplador referente a cada uma das frequências utilizadas no sistema de transmissão.

Tendo em vista que as interfaces dos guias de onda do acoplador são corrugadas de forma periódica, podem ocorrer acoplamento entre o modo fundamental co-direcional e os modos contra-direcionais de ordem mais alta, ocasionado a formação do que se denomina de mini bandas proibidas (“mini-stopbands-MSBs”). Nossas simulações levaram em consideração os vetores de onda dentro da PBG e fora das MSBs.

Entretanto, mesmo tratando-se de acoplador embutido em PhC não linear [96] podemos usar as Equações dos modos acoplados (7.5) e (7.6), para análise do nosso acoplador, uma vez que estamos trabalhando com os modos dentro da PBG, e fora das MSBs. Por outro, lado para aplicar as equações acima referidas, precisamos usar os parâmetros corretos do PhC,

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{V_g} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_1 = i\gamma (|A_1|^2 + B|A_2|^2) A_1 + ikA_2 \quad (7.5)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{V_g} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_2 = i\gamma (|A_2|^2 + B|A_1|^2) A_2 + ikA_1, \quad (7.6)$$

onde V_g é a velocidade de grupo, β_2 é o parâmetro de GVD (obtained by [54]), $\alpha = 0$ é parâmetro de perda óptica (sem perda óptica), γ é coeficiente de não linearidade

($\frac{n_2 \cdot 2\pi}{\lambda A_{eff}}$), B é parâmetro XPM que governa acoplamento não linear induzido, e k

é coeficiente de acoplamento.

Na Figura 7.9, a qual foi obtida através do nosso software BiPM, mostramos a variação na transmissão em função dos valores de k, para o comprimento do acoplador 10 vezes maior que o comprimento de acoplamento mínimo.

Observe que a diminuição do valor do coeficiente de acoplamento devido aos efeitos não lineares ocasionados pelo sinal de comando externo, reverte o estado direto do acoplador para o estado cruzado. Quando o valor de k tende para zero, o acoplador perde suas características de comutação, e quando $k = 0$ os modos estão desacoplados.

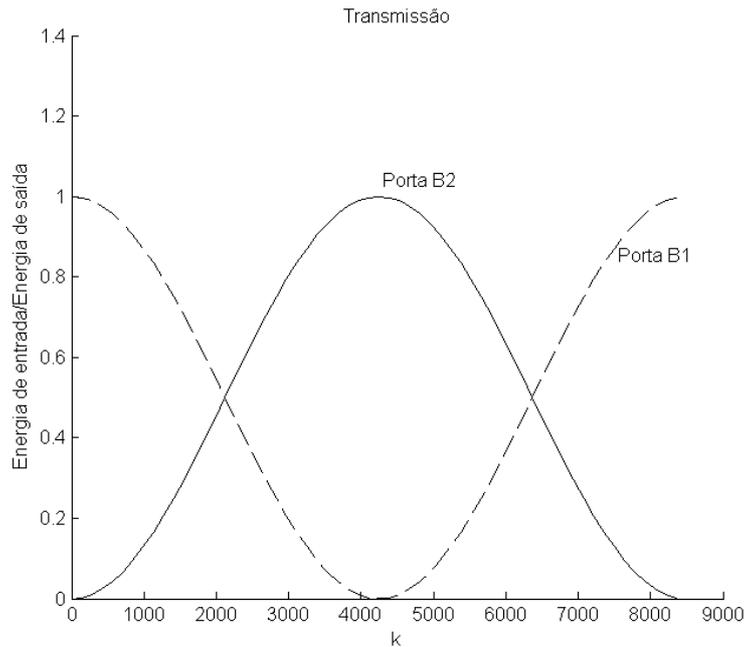


Figura 7.9. Transmissão em função do coeficiente de acoplamento.

Considerando-se que o sinal de dados está abaixo do cone de luz, a dispersão é mínima. Nesse caso, o único espalhamento que ocorre se deve à desordem das hastes durante o processo de fabricação do PhC, o qual é muito pequeno e foi desprezado em nosso trabalho. Por outro lado, como a velocidade de grupo do sinal de dados é dez vezes maior do que a velocidade de grupo do sinal de comando, a largura do pulso do sinal de comando precisa ser dez vezes maior do que a largura do pulso do sinal de dados. Portanto, a taxa de transmissão dos pulsos de transmissão deve ser calculada baseada na largura do pulso do sinal de comando.

O acoplador acima detalhado pode ser usado para obtenção de matriz de comutação “crossbar” totalmente óptica do tipo sem bloqueio de alto nível (qualquer porta de entrada não utilizada pode ser conectada a qualquer porta de saída não usada, sem precisar de que qualquer uma das conexões seja roteada).

CONCLUSÕES

Projetamos, e analisamos uma célula de comutação óptica embutida em cristal fotônico, a qual pode ser utilizada em uma matriz de comutação, por exemplo, do tipo “crossbar”, sem bloqueio de alto nível. Na matriz de comutação do tipo sem bloqueio de alto nível, qualquer porta de entrada não utilizada, pode ser conectada a qualquer porta de saída não usada, sem precisar de que qualquer uma das conexões seja re-roteada.

A célula de comutação que nós estamos apresentando é constituída por um acoplador direcional óptico embutido em uma estrutura PhC, o qual é comandado através de um sinal óptico inserido na região de acoplamento. Portanto, essa região de acoplamento atua como um guia de onda periódico adicional. O sinal óptico de comando, apesar de possuir potência relativamente baixa, proporciona a diminuição do índice de refração da região de acoplamento, devido aos efeitos não lineares, ocasionando a passagem do acoplador do estado direto para o estado cruzado e dessa maneira, o sinal de entrada é comutado para a porta de saída referente ao guia de onda adjacente.

O acoplador está embutido em um PhC 2D de estrutura triangular de hastes dielétricas com raio $r_b = 0,2a$, e índice de refração $n = 3,35$ submersas em um substrato dielétrico com índice de refração $n_s = 1,45$, onde “a” é a constante de periodicidade do PhC. O acoplador é constituído por dois guias de onda do tipo W_1 , e a região de acoplamento é uma linha de hastes dielétricas com raio $r_c = 0,14a$.

A PBG dessa estrutura é $0,2639 < u < 0,3599$.

Levando-se em consideração que o comprimento de onda $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ é o mais utilizado em comunicações ópticas, escolhemos $a = 500\text{nm}$ e desta forma obtemos $u = a/\lambda = 0,3127$ (frequência normalizada) em relação a esse comprimento de onda. Essa frequência normalizada está localizada no meio da PBG desse sistema. Tendo em vista que adotamos $a = 500\text{nm}$, obtemos, então, a faixa de frequências normalizadas $0,2985 < u < 0,3268$ para as faixas C, L e U (1530nm a 1675nm) do ITU, a qual está dentro da PBG referente a essa estrutura.

Tendo em vista que escolhermos $u = 0,3127$, obtemos o comprimento de acoplamento $L_c = 37\mu\text{m}$, o qual é o comprimento mínimo do acoplador para esse comprimento de onda (estado direto).

A frequência normalizada do sinal de comando ($u = 0,283$) foi escolhida para proporcionar baixa velocidade de grupo, a fim de se obter um grande efeito não-linear.

A nossa célula de comutação opera, portanto, utilizando-se apenas sinais ópticos, de forma que, praticamente, não possui retardo.

FUTURO TRABALHO

Memória Óptica Feita de Cristal Fotônico Trabalhando sobre a Banda C do ITU

A memória óptica proposta está embutida em uma estrutura triangular PhC 2D constituída por buracos de ar com raio $r_b = 0,31a$ perfurado no dielétrico. O perfil vertical do dielétrico é formado por um revestimento de InP ($n = 3,17$), um núcleo de InGaAsP ($n = 3,35$), e um substrato de InP. Essa estrutura pode ser representada de forma precisa através de um índice de refração efetivo $n_{eff} = 3,258$.

Na Figura TF1 (a) mostra o esquema leitura em nossa memória óptica.

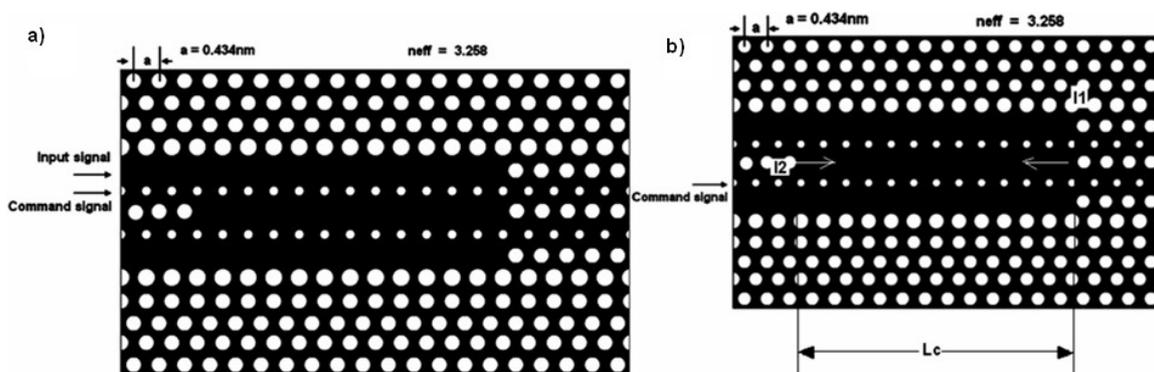


Figura TF1. a) Escrita de dados na memória óptica. b) Leitura de dados da memória óptica.

Para se escrever, ou ler dados na memória óptica procede-se da seguinte forma:

1) O sinal de dados a ser escrito na memória é simultaneamente inserido junto com o sinal de controle, de forma que o acoplador opera no estado cruzado, permitindo a entrada do sinal de dados, conforme está mostrado na Figura TF1(a).

2) Após a inserção do sinal de dados cessa também sinal de controle e o acoplador opera agora no estado direto, aprisionando o sinal de dados dentro da memória.

3) Para ler o sinal de dados, insere-se novamente o sinal de comando, pois dessa forma o acoplador volta a operar no estado cruzado, de acordo com o está detalhado na Figura TF1(b).

ARTIGOS RELACIONADOS COM A TESE

Jornais Científicos Internacionais

Wirth, A.L.J., Sombra, A.S.B, Switching cell embedded in photonic crystal (MST785R2), *Microsystem Technologies (MST)* – Springer, 15:821-825, DOI: 10.1007/s00542-009-0842-1, (2009).

Wirth Lima A. J., Marcio G. da Silva, A.C. Ferreira, and A. S. B. Sombra, All-Optical Nonlinear Switching Cell made of Photonic Crystal (ID: 106041), *Journal of the Optical Society of America. A*, Vol. 26, No. 7, pp. 1661-1667, DOI: 10.1364/JOSA A.26.001661, (2009).

Wirth Lima A. J., A. C. Ferreira and A. S. B. Sombra, Optical Memory Made of Photonic Crystal Working over the C-Band of ITU (JOFC-22), *Journal of Optical and Fiber Communications Research* (2009) – (Submetido).

Wirth Lima A. J. and A. S. B. Sombra, Full Analysis of an All-Optical Photonic Crystal Switch (IJN-D-09-00080-R1), *International Journal of Nanoscience*, Vol. 9, Nos. 1 e 2, (2010).

Wirth Lima Jr. and A.S.B. Sombra, Optical Logical Gate Based in Photonic Crystal, capítulo aceito para publicação no livro *Photonic Crystal: Fundamentals and Devices*, da Nova Science Publishers, Inc., Hauppauge , New York, U.S.A., (2010).

A. Wirth Lima Jr, and A.S.B. Sombra, Optical Memory Made of Photonic Crystal Working over the C-Band of ITU, *Journal of Applied Physics A* (Springer), (2010).

Wirth Lima, A. J. and A. S. B. Sombra, Switching cell of directional coupler embedded in photonic crystal driven by an external command (for the C, L, and U bands of ITU), *Journal of Communication and Information Systems (JCIS)*, (2010).

Congressos, Simpósios e Encontros

J. C. Sales, A. Wirth L. Junior, A.C. Ferreira, C. S. Sobrinho, J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, J. S. Almeida e A. S. B. Sombra, Células de Comutação Baseadas em Acopladores Direcionais Embutidos em Cristais Fotônicos (Paper 42420), XXVI Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, SBrT'08, Rio de Janeiro, (2008).

A. Wirth L. Jr, J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, A.C. Ferreira, and A. S. B. Sombra, Optical Memory Made of Photonic Crystal (ID: 20-1; 060008), XXXII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, São Paulo, (2009).

A. Wirth. L. Jr., and A. S. B. Sombra, Switching cell based on directional coupler embedded in photonic crystal driven by an external command (for the C, L, and U bands of ITU (Paper 053), International Workshop on Telecommunications, São Paulo, (2009).

A. Wirth. L. Jr. and A. S. B. Sombra, All-optical nonlinear switching cell made of photonic crystal, working over the C-band of the ITU (Paper 54150), Infobrasil, (2009).

A. Wirth Lima Jr, and A.S.B. Sombra, Optical Memory Made of Photonic Crystal Working over the C-Band of ITU, META'10, the 2nd International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics in Cairo, Egypt, (2010).

OUTROS ARTIGOS

Jornais Científicos Internacionais

Alisson da C. Ferreira; C. S. Sobrinho; J. W. M. Menezes; W. B. Fraga; H. H. B. Rocha; A. Wirth L. Jr; K. D. A. Sabóia; G. F. Guimarães; J. M. S. Filho; A. S. B. Sombra, A performance study of an all-optical logic gate based in PAM-ASK, Journal of Modern Optics, Volume 56, Issue 8, pp. 1004 – 1013, DOI 10.1080/09500340902871371, (2009).

W. B. Fraga, J.W. M. Menezes, C. S. Sobrinho, A. C. Ferreira, G. F. Guimarães, A. W. Lima Jr., A. F. G. F. Filho, H. H. B. Rocha, K. D. A. Sabóia, F. T. Lima, J. M. S. Filho, A. S. B. Sombra, Numerical analysis of the stability of optical bullets (2+1) in a planar waveguide with cubic–quintic nonlinearity, Opt Quant Electron), 41:121–130, DOI 10.1007/s11082-009-9331-0, (2009).

Congressos, Simpósios e Encontros

A. W. Lima Jr., A. C. Ferreira, W. B. Fraga, J. W. M. Menezes, A. S. B. Sombra and M. G. da Silva, Analysis Switching and Crosstalk of Soliton in Inhomogeneous

Dispersion Decreasing Fiber Couplers, XXII Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, São Paulo, (2005).

Marcio Gomes da Silva, Almir W. Lima Jr., A. Sergio B. Sombra, Soliton performance in inhomogeneous dispersion profile fiber couplers with loss, XXX Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, (ID: 479-2), Minas Gerais, (2007).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] Richard A. Soref, Ahmed Sharkawy, Shouyuan Shi and Dennis W. Prather, Electro-optical switching using coupled photonic crystal waveguides *Optics Express* 1049, Vol. 10, No. 20. (2002).

[2] Web Proforum Tutorials, Optical Switches: Making Optical Networks a Brilliant Reality, The International Engineering Consortium, pp. 1 -20, (2002).

[3] D. Simeonidou, G. Zervas, and R. Nejabati, Design Considerations for Photonic Routers Supporting Application-driven Bandwidth Reservations at Sub-wavelength Granularity, Proc. Int. Workshop on Optical Burst/Package Switching (WOBS), San Jose, CA, USA, (2006).

S. J. Ben Yoo, Optical Packet and Burst Switching Technologies for the

[4] Georgios I. Papadimitriou, Chrisoula Papazoglou, and Andreas S. Pomportsis, Optica Switching: switch Fabrics, Techniques, and Architectures, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 21, No. 2, pp. 388 - 391, (2003).

[5] V. E. Benes, *Mathematical Theory of Connecting Networks*, New York: Academic, (1965).

[6] John. D. Joannopoulos, Steven G. Johnson, Joshua N. Winn, and Robert D. Meade, "Photonic crystals: Molding the Flow of Light, Princeton Univ. Press, Second Edition, 2008.

[7] J. N. Winn, Y. Fink, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, "Omnidirectional reflection from a one-dimensional photonic crystal", *Opt. Lett.*, vol. 23, no. 20, pp. 1573 - 1575, 1998.

[9] D. Leuenberger. Experimental and numerical investigation of two-dimensional photonic crystals for application in integrated optics. PhD thesis, EPFL, Switzerland, (2004).

[10] A. Birner, R.B. Wehrspohn, U.M. Gösele, and K. Busch, "Silicon-based photonic crystals", *Adv. Mater.*, vol. 6, no. 16, pp. 377 - 388, (2001).

[12] E. Chow, S. Y. Lin, S. G. Johnson, P.R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, J. R. Wendt, G.A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou, and A. Alleman, "Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab", *Nature*, vol. 407, no. 6807, pp. 983 - 986, (2000).

[13] N Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, and K. Asakawa, "Confined Band Gap in an Air-Bridge Type of Two-Dimensional AlGaAs Photonic Crystal", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, no. 11, pp. 2289 - 2292, (2001).

[14] M. Agio, *Optical Properties and Wave Propagation in Semiconductor-Based Two-Dimensional Photonic Crystals*, Ph.D. thesis, Università degli Studi di Pavia, Pavia, Italy and Iowa State University, Ames, Iowa, 2003.

[15] M. Qiu, "Effective index method for heterostructure-slab-waveguide-based two-dimensional photonic crystals", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 7, pp. 1163 - 1165, (2002).

[16] W. Bogaerts, P. Bienstman, D. Taillaert, R. Baets, and D. De Zutter, "Out-of-planescattering in photonic crystal slabs", *IEEE Phot. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 6, pp. 565 - 567, (2001).

[17] M. Loncar, T. Doll, J. Vuckovic, and A. Scherer. Design and fabrication of silicon photonic crystal optical waveguides. *Journal of Lightwave Technology*, 18(10):1402 - 1411, (2000).

[18] T. A. Birks, J. C. Knight, B. J. Mangan, and P. St. J. Russell. Photonic crystal fibres: An endless variety. *IEICE Transactions on Communications*, E84-B(5):1211 - 1218, (2001).

[19] Y. A. Vaslov, *Nature*, vol.414, p.289-93 (2001)

[20] G. Ozin and S. M. Yang. The race for the photonic chip: colloidal crystal assembly in silicon wafers. *Advanced Functional Materials*, 11(2):95 - 104, 2001.

[21] E. Kumacheva, R. K. Golding, M. Allard, and E. H. Sargent. Colloid crystal growth on mesoscopically patterned surfaces: Effect of confinement. *Advanced Materials*, 14(3):221, 2002.

[22] O. Toader and S. John. Proposed square spiral microfabrication architecture for large three-dimensional photonic band gap crystals. *Science*, 292:1133 - 1135, 2001.

[23] S. Kennedy, M. J. Brett, O. Toader, and S. John. Fabrication of tetragonal square spiral photonic crystals. *Nano Letters*, 2(1):59- 62, 2002.

[24] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, "Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures", *Phys. Rev. Letters*, vol. 65, no. 25, pp. 3152, 1990.

[25] E Yablonovitch, T.J. Gmitter, and K.M. Leung, "Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, no. 17, pp. 2295 - 2298, 1991.

[26] A. Chelnokov, K. Wang, S. Rowson, P. Garoche, and J.-M. Lourtioz, "Near-infrared Yablonovite-like photonic crystals by focused-ion-beam etching of macroporous silicon", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 19, pp. 2943 - 2945, 2000.

[27] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D.L. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S.R. Kurtz, and J. Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths", *Nature*, vol. 394, no. 6690, pp. 251 - 253, 1998.

[28] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, and A. Chutinan, "Full Three-Dimensional Photonic Bandgap Crystals at Near-Infrared Wavelengths", *Science*, vol. 289, no. 5479, pp. 604 - 606, 2000.

[29] B.H. Cumpston, P.S. Ananthavel, S. Barlow, D.L. Dyer, J.E. Ehrlich, L.L. Erskine, A.A. Heikal, S.M. Kuebler, I.-Y. S. Lee, D. Mccord-Maughon, J. Qin, H. Röckel, M. Rumi, X.-L. Wu, S.R. Marder, and J.W. Perry, "Two-photon polymerization initiators for three-dimensional optical data storage and microfabrication", *Nature*, vol. 398, no. 6722, pp. 51- 54, 1999.

[30] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, "Three-dimensionally periodic dielectric layered structure with omnidirectional photonic band gap", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 22, pp. 3490 - 3492, 2000.

[31] J. D. Joannopoulos, "Self-assembly lights up", *Nature*, vol. 414, no. 6861, pp. 257 - 258, 2001.

[32] Y.A. Vlasov, X.-Z. Bo, J.C. Sturm, and D.J. Norris, "On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals", *Nature*, vol. 414, no. 6861, pp. 289 - 293, 2001.

[33] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, John Wiley and Sons, New York, fourth corrected printing edition, 1953.

[34] H. Benisty, C. Weisbuch, D. Labilloy, M. Rattier, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, R. M. De La Rue, R. Houdre, U. Oesterle, C. Jouanin, and D. Cassagne, "Optical and Confinement Properties of Two-Dimensional Photonic Crystals", *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, no. 11, pp. 2063 - 2077, (1999).

[35] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, V. Bardinal, and U. Oesterle, "Demonstration of cavity mode between two-dimensional photonic-crystal mirrors", *Electron. Lett.*, vol. 33, no. 23, pp. 1978 - 1980, (1997).

[36] C. J. M. Smith, H. Benisty, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. M. De La Rue, R. Houdré, and U. Oesterle, "Low-loss channel waveguides with

two-dimensional photonic crystal", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 18, pp. 2813 - 2815, (2000).

[37] H. Benisty, S. Olivier, C. Weisbuch, M. Agio, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, Qiu Min, M. Swillo, A. Karlsson, B. Jaskorzynska, A. Talneau, R. Moosburger, M. Kamp, A. Forchel, R. Ferrini, R. Houdré, and U. Oesterle, "Models and measurements for the transmission of submicron-width waveguide bends defined in two-dimensional photonic crystals", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, no. 7, pp. 770 - 785, (2002).

[38] R. Ferrini, B. Lombardet, B. Wild, R. Houdré, S. Olivier, H. Benisty, A. Djoudi, L. Legouézigue, S. Hubert, S. Sainson, J.-P. Chandouineau, S. Fabre, F. Pommerau, and G.-H. Duan, "Optical characterisation of 2D InP-based photonic crystals fabricated by inductively coupled plasma etching.", *Electron. Lett.*, vol. 38, no. 17, pp. 962 - 964, (2002).

[39] S. Olivier, "Nouvelles structures miniatures dans les cristaux photoniques bidimensionnels planaires pour les fonctions de l'optique intégrée", Ph.D. thesis, Université Paris 6, (2002).

[40] D. Labilloy, "Cristaux photoniques bidimensionnels pour le proche infrarouge: propriétés optiques et confinement", Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique Palaiseau, (1999).

[41] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. Houdré, and U. Oesterle, "Use of guided spontaneous emission of a semiconductor to probe the optical properties of two-dimensional photonic crystals", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 6, pp. 738 - 740, (1997).

[42] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, R. Houdré, and U. Oesterle, "Finely resolved transmission spectra and band structure of two-dimensional photonic crystals using emission from InAs quantum dots", *Phys. Rev. B*, vol. 59, no. 3, pp. 1649 - 1652, (1999).

[43] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, D. Cassagne, C. Jouanin, R. Houdré, U. Oesterle, and V. Bardinal, "Diffraction efficiency and guided light control by two-dimensional photonic-bandgap lattices", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, no. 7, pp. 1045 - 1052, (1999).

[44] H. Benisty, D. Labilloy, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, D. Cassagne, A. Béraud, and C. Jouanin, "Radiation losses of waveguide-based two-

dimensional photonic crystals: Positive role of the substrate", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 5, pp. 532 - 534, (2000).

[45] R. Ferrini, R. Houdré, H. Benisty, M. Qiu, and J. Moosburger, "Radiation losses in planar photonic crystals: two-dimensional representation of hole depth and shape by an imaginary dielectric constant", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, no. 3, pp. 469 - 478, (2003).

[46] W. Bogaerts, P. Bienstman, D. Taillaert, R. Baets, and D. De Zutter, "Out-of-plane scattering in photonic crystal slabs", *IEEE Phot. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 6, pp. 565 - 567, (2001).

[47] H. Benisty, Ph. Lalanne, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, C. Jouanin, and D. Cassagne, "Finite-depth and intrinsic losses in vertically etched two-dimensional photonic crystals", *Opt. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 205 - 215, (2002).

[48] R. Ferrini, B. Lombardet, B. Wild, R. Houdré, and G.-H. Duan, "Hole depth- and shape-induced radiation losses in two-dimensional photonic crystals", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 7, pp. 1009 - 1011, (2003).

[49] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, J. Wiley and Sons, Inc., New York, second edition edition, (1962).

[50] M. Plihal and A. A. Maradudin, "Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice.", *Phys. Rev. B*, vol. 44, no. 16, pp. 8565 - 8571, (1991).

[51] H. S. Sözüer, J. W. Haus, and R. Inguva, "Photonic bands: Convergence problems with the plane-wave method", *Phys. Rev. B*, vol. 45, no. 22, pp. 13962 - 13972, (1992).

[52] H. Benisty, "Private communication", (2000).

[53] E. Hewitt and R. Hewitt, "The Gibbs-Wilbraham Phenomenon: An Episode in Fourier Analysis", *Arch. Hist. Exact Sci.*, vol. 21, pp. 129 - 160, (1980).

[54] Solomon Assefa and Yurii A. Vlasov, *High-order dispersion in photonic crystal waveguides*, Optical Society of America, (2007).

[55] Lars H. Frandsen, Andrei V. Lavrinenko, Jacob Fage-Pedersen, and Peter I. Borel, "Photonic crystal waveguides with semi-slow light and tailored dispersion properties", *Optics Express*, Vol. 14, No. 20, pp. 9444 - 9450, (2006).

[56] M. Notomi et al., *Optics Express* 12, 1551, (2004).

[57] E. Kuramochi et al., *LEOS2004, WF6*, (2004).

[58] E. Kuramochi et al. Disorder-induced scattering loss of line-defect waveguides in photonic crystal slabs. *Physical Review B*, 72, 161318_R, pp. 1 -3, (2005).

[59] Katharina Waltraud Rauscher, *Simulation, Design, and Characterization of Photonic Crystal Devices in a Low Vertical Index Contrast Regime*, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, for the degree of Doctor of Technical Sciences, (2006).

[60] R. Ferrini, B. Lombardet, B. Wild, R. Houdre & G.H. Duan. Hole depth- and shape-induced radiation losses in twodimensional photonic crystals. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, pages 1009–1011, (2003).

[61] F. Cuesta, A. Griol, A. Martinez, and J. Marti, "Experimental demonstration of photonic crystal directional coupler at microwave frequencies", *Electronics Letters*, vol. 39, no. 5, pp. 455 - 456, (2003).

[62] A. Sharkawy, S. Y. Shi, D. W. Prather, and R. A. Soef, "Electro-optical switching using coupled photonic crystal waveguides", *Optics Express*, vol. 10, no. 20, pp. 1048 - 1059, (2002).

[63] A. Martinez, F. Cuesta, and J. Marti, "Ultrashort 2-D photonic crystal directional couplers", *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 15, no. 5, pp. 694 - 696, (2003).

[64] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and L Lalo, *Mécanique quantique*, vol. 1, Hermann, 1996, Paris, (1996).

[65] Y. Tanaka, H. Nakamura, Y. Sugimoto, N. Ikeda, K. Asakawa, and K. Inoue, "Coupling properties in a 2-D photonic crystal slab directional coupler with a triangular lattice of air holes", *IEEE J. Quantum Electron.* 41, 76-84 (2005).

[66] Patric Strasser, Ralf Flückiger, Robert Wüest, Franck Robin, and Heinz Jäckel, InP-based compact photonic crystal directional coupler with large operation range, *Optics express*, Vol. 15, No. 13, pp. 8472 – 8478 , (2007).

[67] M. Qiu, "Effective index method for heterostructure-slab-waveguide-based two-dimensional photonic crystals," *Appl. Phys. Lett.* 81, 1163-1165 (2002).

[68] S. G. Johnson, and J. D. Joannopoulos, "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis," *Opt. Express* 8, 173-190 (2001).

[69] Y. Tanaka, H. Nakamura, Y. Sugimoto, N. Ikeda, K. Asakawa, and K. Inoue, "Coupling properties in a 2-D photonic crystal slab directional coupler with a triangular lattice of air holes," *IEEE J. Quantum Electron.* 41, 76-84 (2005).

[70] R. Wüest, F. Robin, C. Hunziker, P. Strasser, D. Erni, and H. Jäckel, "Limitations of proximity-effect corrections for electron-beam patterning of planar photonic crystals," *Opt. Eng.* 44, 043401 (2005).

[71] R. Wüest, P. Strasser, F. Robin, D. Erni, and H. Jäckel, "Fabrication of a hard mask for InP based photonic crystals: Increasing the plasma-etch selectivity of poly (methyl methacrylate) versus SiO₂ and SiN_x," *J. Vac. Sci. Technol. B* 23, 3197-3201 (2005).

[72] P. Strasser, R. Wüest, F. Robin, D. Erni, and H. Jäckel, "A detailed analysis of the influence of an ICP-RIE process on the hole depth and shape of photonic crystals in InP/InGaAsP " *J. Vac. Sci. Technol. B* 25, 387 - 393 (2007).

[73] M. Loncar, D. Nedeljkovic, T. Doll, J. Vuckovic, A. Scherer and T. P. Pearsall, "Waveguiding in Planar Photonic Crystals," *Appl. Phys. Lett.*, 77, 1937-1939, (2000).

[74] M. Loncar, T. Doll, J. Vuckovic and A. Scherer, "Design and fabrication of silicon photonic crystal optical waveguides," *J. Lightwave Technol.*, 18, 1402-1411, (2000).

[75] M. Plihal and A. A. Maradudin, "Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice," *Phys. Rev. B*, 44, 8565-8571, (1991).

[76] D. Hermann, M. Frank and K. Busch, "Photonic Band Structure Computations," *Opt. Express*, 8, 167-172, (2001).

[77] A. Taflove and S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, Second Edition. (Boston, MA: Artech House, 2000).

[78] L. L. Liou and A. Crespo, "Dielectric Optical waveguide coupling analysis using two-dimensional finite difference in time-domain simulations," *Microwave and optical Technology Letters*, 26, 234-237, (2000).

[79] S. Boscolo, M. Midiro and C. G. Someda, "Coupling and Decoupling of Electromagnetic Waves in Parallel 2-D Photonic Crystal Waveguides," *IEEE J. Quant. Electron.*, 38, 47-53, (2002).

[80] O. Painter, J. Vuckovic and A. Scherer, "Defect modes of a two-dimensional photonic crystal in an optically thick dielectric slab," *J. opt. Soc. Am. B*, 16, 275-285, (1999).

[81] A. Chutinan, M. Okano and S. Noda, "Wider bandwidth with high transmission through waveguide bends in two-dimensional photonic crystal slabs," *Appl. Phys. Lett.*, 80, 1698-1700, (2002).

[82] A. Yariv and P. Yeh, *Optical waves in Crystals*. (New York: John Wiley & Sons, (1984).

[83] M. L. Povinelli, S. G. Johnson, J. Fan and J. D. Joannopoulos, "Emulation of two-dimensional photonic crystal defect modes in a photonic crystal with a three-dimensional photonic band gap," *Phys. Rev. B*, 64, 753131-753138, (2001).

[84] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, "Guided modes in photonic crystal slabs," *Phys. Rev. B*, 60, 5751-5758, (1999).

[85] Lima Junior, A. W., A.S.B. Sombra, e M.G. da Silva, "Analysis Switching and Crosstalk of Soliton in Inhomogeneous Dispersion Profile Fiber Couplers" In: XXII Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, Campinas/São Paulo, 2005.

[86] R. A. Soref and B. E. Little, "Proposed N-Wavelength M-Fiber WDM crossconnect switch using Active Microring Resonators," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 10, 1121-1123, (1998).

[87] S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, B. E. Little and H. A. Haus, "High Efficiency Channel drop filter with Absorption-Induced On/Off Switching and Modulation." USA, 2000.

[88] M. Koshiba, "Wavelength Division Multiplexing and Demultiplexing with Photonic Crystal Waveguide couplers," *J. Lightwave Technol.*, 19, 1970-1975, (2001).

[89] A. Martinez, F. Cuesta, and J. Martí, "Ultrashort 2-D photonic crystal directional couplers," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 15, 694-696, (2003).

[90] F. Cuesta-Soto, A. Martínez, J. García, F. Ramos, P. Sanchis, J. Blasco, and J. Martí, All-optical switching structure based on a photonic crystal directional coupler, *Optics Express*, Vol. 12, No. 1, pp. 161 – 167, (2003).

[91] M. Soljacic, S. Johnson, S. Fan, M. Ibanescu, E. Ippen, and J. Joannopoulos, "Photonic-crystal slow-light enhancement of nonlinear phase sensitivity," *J. Opt. Soc. Am. B* 19, 2052-2059 (2002).

[92] Govind P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics", Academic Press, 1995.

[93] Pi-Gang Luan, Kao-Der Chang, "Transmission characteristics of finite periodic dielectric waveguides", Optical Society of America, 2006.

[94] Alan D. Bristow, Nir Rotenberg, and Henry M. van Driel, "Two-photon absorption and Kerr coefficients of silicon for 850–2200 nm", *Applied Physics Letters* 90, 2007.

[95] Daryl M. Beggs, Thomas P. White, Liam O'Faolain, and Thomas F. Krauss, "Ultracompact and low-power optical switch based on silicon photonic crystals", *Optics Letters* Vol. 33 No. 2, 2008.

[96] R.E. Slusher, B.J. Eggleton, *Nonlinear Photonic Crystals*, Springer – Verlag, 2003.