

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

FITERLINGE MARTINS DE SOUSA

**ANÁLISE TEÓRICA DE FILTROS EM
ESTRUTURAS EBG E EM GUIAS DE ONDAS
DE CRISTAIS FOTÔNICOS**

DM 27/2016

UFPA / ITEC / PPGEE
Campus Universitário do Guamá
Belém-Pará-Brasil

2016

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

FITERLINGE MARTINS DE SOUSA

**ANÁLISE TEÓRICA DE FILTROS EM ESTRUTURAS
EBG E EM GUIAS DE ONDAS DE CRISTAIS
FOTÔNICOS**

Dissertação submetida à Banca Examinadora do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da UFPA para obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Elétrica na área de Telecomunicações.

Orientador: Marcos Benedito Caldas Costa

UFPA / ITEC / PPGEE
Campus Universitário do Guamá
Belém-Pará-Brasil

2016

Dados Internacionais de Catalogação - na - Publicação (CIP) Sistema de
Bibliotecas da UFPA

Sousa, Fiterlinge Martins de, 1988-

Análise teórica de filtros em estruturas EBG e em guias de ondas de
cristais fotônicos / Fiterlinge Martins de Sousa.-2016.

Orientador : Marcos Benedito Caldas Costa

Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal do Pará, Instituto de
Tecnologia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, Belém,
2016.

1. Filtros elétricos. 2. Guias de ondas. 3. Métodos de simulação. I.
Título.

CDD 23. ed. 621.3815324

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

**ANÁLISE TEÓRICA DE FILTROS EM ESTRUTURAS
EBG E EM GUIAS DE ONDAS DE CRISTAIS
FOTÔNICOS**

AUTOR: FITERLINGE MARTINS DE SOUSA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA À AVALIAÇÃO DA BANCA EXAMINADORA APROVADA PELO COLEGIADO DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ E JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM ENGENHARIA ELÉTRICA NA ÁREA DE TELECOMUNICAÇÕES.

APROVADA EM:

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. Marcos Benedito Caldas Costa
(Orientador - PPGEE/UFPA)

Prof. Dr. Gervásio Protásio dos Santos Cavalcante
(Avaliador Interno - PPGEE/UFPA)

**Prof. Dr. CARLOS ALBERTO BRITO DA SILVA
JUNIOR**
(Avaliador Externo - UFPA - Campus Ananindeua)

VISTO:

Prof. Dr. Evaldo Gonçalves Pelaes
(Coordenador do PPGEE/ITEC/UFPA)

Agradecimentos

Agradeço a Deus.

Agradeço à minha família pelo carinho e apoio dispensados durante toda a caminhada referente ao curso de Mestrado em Engenharia Elétrica pela Universidade Federal do Pará, em especial a minha mãezinha Lucidalva.

Agradeço a minha amada Camila por todo carinho, amor e inspiração.

Sou muito grato ao professor Dr. Marcos Benedito Caldas Costa pela imensa paciência, orientação, confiança, inspiração e pelo conhecimento repassado.

Agradeço também ao professor Dr. Evaldo Gonçalves Pelaes pela imensa compreensão.

Agradeço pela amizade e por todas as contribuições dos meus amigos de graduação: Edemir Matos, Gabriel Silva e Thiago Araújo.

Agradeço também todas as contribuições dos meus colegas do grupo de estudo de eletromagnetismo avançado e do Laboratório de Óptica: Elizete Barros, Fábio Barros, Léo César, Jorge Everaldo, Júlio César, Mayra Moreira, Diogo Ishimori, que muito contribuíram para minha aprovação em tal disciplina. Valeu pessoal.

Sou grato também a dona Sandra Rocha e ao professor Dr. Eloi Favero que me acolheram em momentos de dificuldades.

“Todas as vitórias ocultam uma abdicação”. (Simone de Beauvoir)

Sumário

Lista de ilustrações	VIII
Lista de tabelas	XI
Lista de abreviaturas e siglas	XIII
Resumo	XIV
Abstract	XV
1 Introdução	1
1.1 Motivações	1
1.2 Objetivos	1
1.3 Organização da Dissertação	1
2 Estruturas periódicas EBG	2
2.1 Considerações iniciais	2
2.2 Histórico das estruturas EBG	2
2.3 Princípio de funcionamento de estruturas EBG	5
2.4 Introdução ao projeto de estruturas EBG	10
2.5 Tipos de estruturas EBG	13
2.5.1 Estrutura EBG por alteração periódica do dielétrico do substrato .	13
2.5.2 Estrutura EBG por corrosão periódica do plano de terra	14
2.5.3 Estrutura EBG por alteração periódica das dimensões da fita da microlinha	16
2.5.4 Estrutura EBG por alternância periódica do acoplamento com o plano de terra	18
2.6 Considerações Finais	20
3 Cristais fotônicos	21
3.1 Considerações Iniciais	21
3.2 Espelho, Guia de ondas, e Cavidade	21
3.2.1 Projetando um espelho	22
3.2.2 Concepção de um guia de ondas	23
3.2.3 Concepção de uma cavidade	25
3.2.4 Filtro banda estreita (Narrow-Band)	26
3.3 Dispositivos baseados em cristais fotônicos bidimensionais	27

3.3.1	Teoria temporal dos modos acoplados	28
3.3.1.1	As equações Temporais dos modos acoplados	29
3.3.1.2	A transmissão do filtro	32
3.4	Considerações finais	33
4	Análise teórica de filtros em estruturas EBG e em guias de ondas de cristais fotônicos	34
4.1	Projeto de filtro utilizando estrutura EBG	34
4.1.1	O software utilizado	35
4.1.2	Simulações e discussões dos resultados para o filtro periódico EBG	36
4.2	Projeto de filtro em guia de ondas de cristais fotônicos	39
4.2.1	O software utilizado	39
4.2.2	Simulações e discussões dos resultados para o filtro em guias de ondas fotônicos	40
4.3	Considerações Finais	44
5	Conclusões e trabalhos futuros	45
5.1	Conclusões	45
5.2	Trabalhos futuros	45
5.3	Trabalhos publicados	46
	Referências	47

Lista de ilustrações

Figura 1	Metodologia para construção de estrutura PBG tridimensional [1]. . . .	3
Figura 2	Exemplos de Photonic Crystal Fiber (PCF). (a) Cladding composto de estrutura periódica unidimensional em camadas concêntricas (b) <i>Cladding</i> composto de estrutura periódica bidimensional por furos no dielétrico (c) fibra microestruturada que confina luz em um núcleo sólido guiada por um índice [2].	4
Figura 3	Exemplo de FBG - Fiber Bragg Gratings [3].	5
Figura 4	Ilustração da representação da Primeira Zona de Brillouin de uma rede periódica [4].	6
Figura 5	Comparação entre os diagramas de dispersão de (a) um semiconductor [5] e (b) um cristal fotônico com geometria hexagonal [2].	9
Figura 6	Lei de Bragg para uma onda eletromagnética incidente em um cristal: (a) Ilustração artística e (b) Desenho geométrico.	10
Figura 7	Parâmetros S medidos da microlinha de transmissão com estrutura EBG por perfuração do substrato [6].	14
Figura 8	Microlinha de transmissão com estrutura EBG-GP [7].	15
Figura 9	Parâmetros S medidos da microlinha de transmissão com estrutura EBG-GP [7].	15
Figura 10	Microlinha de transmissão com estrutura EBG por variação das dimensões geométricas da fita da microlinha de transmissão [8].	17
Figura 11	Parâmetro S_{21} medido da microlinha de transmissão com estrutura EBG por variação das dimensões geométricas da fita da microlinha de transmissão [8].	17
Figura 12	(a) Visão 3-D da estrutura UC-EBG - Uniplanar Compact e (b) Uma célula da estrutura UC-EBG [9].	18
Figura 13	Exemplo de guia de onda coplanar com estrutura UC-EBG [10]. . . .	19
Figura 14	Parâmetro S_{21} guia de onda coplanar com estrutura UC - EBG [10] . .	19
Figura 15	"Mapa de gap"mostrando os locais de gap TM em relação ao raio da haste para uma rede quadrada de hastes dielétricas ($\epsilon = 11,4$) no ar[2].	22

Figura 16	Guia de ondas formada por falta de uma linha de hastes em malha quadrada de raio $0,2a$ e constante dielétrica ($\epsilon = 11,4$). A esquerda: diagrama de banda projetado, com modos estendidos de cristal sombreado em azul, gap TM sombreado em amarelo e modo guiado (linha vermelha no gap). Linhas horizontais pretas indicam intervalo de baixa dispersão onde a faixa guiada é quase plana. A direita: campo elétrico E_z de modo guiado em $\omega a/2\pi c = 0,38$, com hastes dielétricas em verde [2].	24
Figura 17	Cavidade formada pela falta de uma única haste em uma malha quadrada de raio $0,2a$ e constante dielétrica ($\epsilon = 11,4$). A cavidade suporta um único modo de frequência $\omega a/2\pi c = 0,38$, dentro do intervalo de banda TM, cujo campo elétrico E_z é mostrado [2].	25
Figura 18	Filtro de guia de onda e cavidade. Na parte superior: Espectro de transmissão, mostrando 100% de pico na frequência de ressonância da cavidade ($\omega a/2\pi c = 0,3803$) e com $Q = 410$; Ha ainda um efeito de zoom que mostra o pico alargado. As oscilações em baixas e altas frequências correspondem à propagação fora do band gap, e a inclinação acentuada perto de $\omega a/2\pi c = 0,308$ corresponde à borda da faixa guiada de declividade zero. Na parte inferior: O campo E_z para transmissão a uma frequência 1% abaixo do pico de ressonância (superior), e exatamente no pico de ressonância (inferior) [2].	27
Figura 19	Diagrama abstrato que mostra as características essenciais do filtro da Figura 18: uma guia de ondas de entrada 1, Com amplitudes de campo de entrada/saída s_{1+}/s_{1-} ; Uma guia de ondas de saída 2, com amplitudes de campo de entrada/saída s_{2+}/s_{2-} ; E um único modo ressonante de amplitude de campo A e frequência ω_0 , acoplado aos guias de ondas 1 e 2 com tempos de vida τ_1 e τ_2 ($\tau_1 = \tau_2$) na figura 18). Os $s_{l\pm}$ são normalizados de modo que $ s_{l\pm} ^2$ é a potência no guia de ondas, e A é normalizado de modo que $ A ^2$ é a energia na cavidade [2].	29
Figura 20	Face superior do filtro normal (todos os furos iguais).	34
Figura 21	Face superior do filtro modificado (com duas configurações do tamanho dos furos).	35
Figura 22	Sessão transversal do filtro normal e modificado, na qual pode-se observar de cima para baixo a microlinha de transmissão, o substrato e o condutor no plano terra	35
Figura 23	Comparação entre a banda de rejeição do filtro sem variação no diâmetro dos furos em azul e o filtro com variação nos referidos furos em vermelho - $S_{11}(dB)$	37

Figura 24	Comparação entre a banda de rejeição do filtro sem variação no diâmetro dos furos em azul e o filtro com variação nos referidos furos em vermelho - $S_{12}(dB)$	37
Figura 25	Mostra a VSWR para o filtro sem modificação no raio dos furos, onde apenas uma faixa com alta reflexão entre 12 e 20 GHz pode ser observada.	38
Figura 26	Mostra a VSWR para o filtro com modificação no raio dos furos, esta por sua vez apresenta alta reflexão em duas faixas distintas. A primeira vai de 6 a 10 GHz e a segunda vai de 13 a 18 GHz.	38
Figura 27	Esboço final do filtro proposto, onde podemos observar a entrada no guia de ondas mais a esquerda, a saída no guia de ondas mais a direita e o defeito em vermelho.	40
Figura 28	Espectro de saída do filtro proposto, onde é possível observar que o defeito entre os dois guias de ondas ressoa perfeitamente com as características geométricas vistas no capítulo anterior.	41
Figura 29	A distribuição das ondas ópticas dentro do filtro para $\lambda = 1554.2 \text{ nm}$.	41
Figura 30	Espectro de saída do filtro proposto para diferentes valores de R. . . .	42
Figura 31	Espectro de saída do filtro proposto para diferentes valores de r. . . .	43
Figura 32	Espectro de saída do filtro proposto para diferentes valores do índice de refração do material.	44

Lista de tabelas

Tabela 1	Tabela com os parâmetros, valores e especificações para as simulações do filtro sem variação nos raios dos furos.	36
Tabela 2	Tabela com os parâmetros, valores e especificações para as simulações do filtro com variação nos raios dos furos.	36
Tabela 3	Parâmetros significativos do filtro proposto para diferentes valores de R .	42
Tabela 4	Parâmetros significativos do filtro proposto para diferentes valores de r .	43
Tabela 5	Parâmetros significativos do filtro proposto para diferentes valores de n .	44

Lista de abreviaturas e siglas

CAD Computed Aided Design

CB-CPW Conductor Backed Coplanar Waveguide

CPW Coplanar Waveguide

DSL Digital Subscriber Line

EBG Eletromagnetic Bandgap

EBG-GP Electromagnetic Bandgap Ground Plane

FBG Fiber Bragg Gratings

FEM Finite Difference Method

GaAs Arseneto de Gálio

HFSS High Frequency Structural Simulator

PBG Photonic Bandgap

PFC Photonic Crystal Fiber

PhC Photonic Crystal

Si Silício

TE Transverse Eletric

TM Transverse Magnetic

UC-EBG Uniplanar Compact Electromagnetic Bandgap

VSWR Voltage Standing Wave Ratio VSWR

Resumo

Este trabalho apresenta simulações de filtros rejeita-faixa de micro-ondas utilizando estruturas Electromagnetic Bandgap (EBG). Na estrutura de filtro são feitos furos no plano terra e posteriormente esses furos terão o seu diâmetro alterado visando melhorar a qualidade da banda de rejeição e a obtenção de duas bandas de rejeição. Em comparação com filtros convencionais, filtros com estruturas EBG tem melhores características de banda de rejeição na faixa de micro-ondas. As referidas simulações foram feitas com o software comercial ANSYS HFSS. Uma estrutura de filtro utilizando guias de ondas fotônicos também é modelada e simulada utilizando o software comercial Comsol. Os efeitos dos parâmetros físicos da estrutura em relação as características de filtragem são estudados em ambos os filtros. Os resultados do procedimento de criação e de simulação são descritos e possíveis aplicações dessas estruturas de filtro são discutidas neste trabalho. A faixa de rejeição particularmente ampla é alcançada pelos circuitos apresentados neste trabalho bem como duas bandas de rejeição.

Palavras-chave: Filtro rejeita-faixa, bandgap fotônico (PBG), bandgap eletromagnético (EBG), microondas.

Abstract

This paper presents simulations of a band-stop filter using microwave Electromagnetic Bandgap structures (EBG). In the filter structure are made holes in the ground plane and these holes will subsequently changed its diameter to improve the rejection band of the quality and obtaining two rejection bands. Compared with conventional filters, filters with EBG structures have better rejection bandwidth characteristics in the microwave band. These simulations were performed with commercial software ANSYS HFSS. A filter structure using photonic waveguides is also modeled and simulated using commercial software Comsol. The effects of the physical parameters of the structure in relation to the filter characteristic are studied in both filters. The results of the creation and simulation procedure are described and possible applications of these filter structures are discussed in this paper. The particularly wide stopband is achieved by the circuits presented in this paper as well as two rejection bands.

Keywords: Band-stop filter, Photonic bandgap (PBG), Eletromagnetic bandgap(EBG), microwave .

1 Introdução

1.1 Motivações

Este trabalho tem como motivação a obtenção de filtros que possam rejeitar determinadas faixas de frequências em detrimento de outras utilizando estruturas Eletromagnetic Bandap (EBG), bem como a obtenção de filtro através de guia de ondas de cristais fotônicos.

1.2 Objetivos

Modelar e simular um filtro com dupla banda de rejeição utilizando o método numérico dos elementos finitos, para tal o software ANSYS HFSS é utilizado. Estruturas de filtros EBG são utilizadas para modelar o filtro proposto. Os conceitos de cristais fotônicos também são utilizados para a modelagem de um outro filtro em guia de ondas de cristais fotônicos.

1.3 Organização da Dissertação

Este trabalho foi organizado em cinco capítulos, sua configuração será abordada a seguir:

- No capítulo 2, aborda a fundamentação teórica de estruturas EBG.
- No capítulo 3, apresenta a fundamentação teórica de Cristais fotônicos.
- No capítulo 4, composto por duas seções principais, onde na primeira seção é apresentado o projeto de filtros com uma e com duas bandas de rejeição em estruturas EBG. já na segunda seção outro filtro é obtido, porém, este trata-se de um filtro óptico obtido através de guia de ondas de cristais fotônicos. Em ambas as seções é mostrado tanto a modelagem quanto as simulações e resultados obtidos.
- O capítulo 5 apresenta as conclusões e trabalhos futuros.

2 Estruturas periódicas EBG

2.1 Considerações iniciais

Neste capítulo é abordado o histórico, o princípio de funcionamento, o projeto, e os tipos de estruturas EBG, bem como a modelagem matemática para tais estruturas. Através do estudo deste será possível um melhor entendimento da primeira seção do capítulo 4, onde é mostrada a modelagem e a simulação de filtro rejeita-faixa com estruturas EBG.

2.2 Histórico das estruturas EBG

Estruturas EBG são estruturas periódicas que apresentam, sob determinadas condições, uma resposta seletiva em frequências através da não propagação das ondas eletromagnéticas em certas bandas de frequência e direção de propagação. Tais estruturas periódicas apareceram inicialmente em pesquisas científicas com uma nomenclatura mais específica para a faixa óptica, denominada Photonic Bandgap (PBG), pois os primeiros estudos foram feitos na região óptica do espectro eletromagnético.

Estruturas PBG surgiram inicialmente a partir de um artigo publicado em 1987 pelo Dr. Yablonovitch, neste artigo o referido professor introduziu o conceito de bandas proibidas fotônicas para controle da emissão espontânea de luz [11]. A principal ideia é a de que os cristais fotônicos atuam sobre os fótons da mesma forma que os cristais atômicos atuam sobre os elétrons em um semicondutor, ou seja, fazendo com que fótons com energias em um determinado intervalo, denominado de banda proibida ou Bandgap, sejam impedidos de se propagar ao longo do eixo cristalino. Este ponto trata-se de um conceito muito importante, pois é o que caracteriza e diferencia o fenômeno próprio das estruturas PBG, pois a reflexão da banda proibida de uma onda eletromagnética que incide em uma estrutura PBG é caracterizada como um novo conceito, baseado na não propagação de fóton simplesmente porque não existem modos disponíveis para sua propagação ao longo do eixo cristalino.

Foi somente em 1991 que o mesmo autor [12] demonstrou experimentalmente a possibilidade de criação de um material PBG tridimensional. Neste experimento foi possível obter variação periódica da constante dielétrica do material nos três eixos de propagação. Tal estrutura PBG tridimensional foi concebida a partir de diversas perfurações em um substrato, compondo uma rede triangular de furos. Nesta configuração cada orifício

é perfurado três vezes com separação de 120° e com inclinação de 35° do eixo vertical do material, conforme ilustrado na Figura 1. Estas perfurações tiveram como resultado redes periódicas constituídas pela alternância da constante dielétrica do ar e do material, nos três eixos de propagação devido aos furos feitos no material. Neste material foi observado, pela primeira vez, o surgimento de bandas proibidas totais, ou seja, nos três eixos de coordenadas, em frequências de micro-ondas.

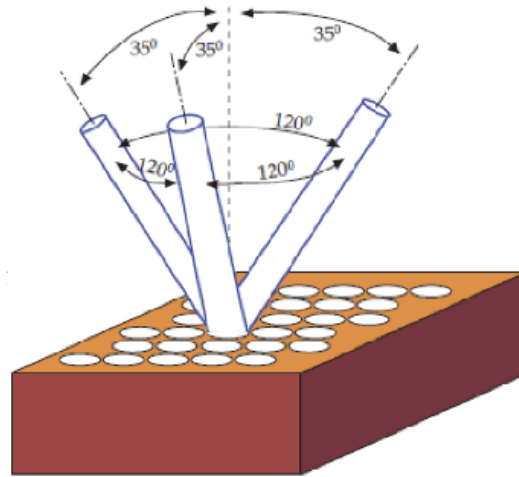


Figura 1: Metodologia para construção de estrutura PBG tridimensional [1].

A faixa de micro-ondas tem servido, ao longo dos anos, para testes experimentais de estruturas PBG, pois nesta faixa de frequência estas estruturas possuem dimensões da ordem de centímetros em contraste com estruturas que operam no regime óptico do espectro eletromagnético, com uma ordem de grandeza de micrômetros. O fato das dimensões serem em centímetros para a faixa de micro-ondas, os testes e caracterizações de estruturas e dispositivos mais simples e com baixo custo, são mais facilmente obtidos, o que culminou com a abertura de um vasto caminho para a gama de aplicações que emergiriam desta nova tecnologia nos anos seguintes.

Durante a década de 1990, mais especificamente a partir de 1991, o efeito de bandas proibidas em um meio de propagação periódico foi exaustivamente estudado e analisado. Estes estudos levaram a um desenvolvimento considerável do conceito de estruturas PBG e da sua teoria associada.

Entre as várias aplicações no campo óptico que são baseadas em estruturas PBG, podemos destacar a Photonic Crystal Fiber (PCF), ou fibra óptica de cristais fotônicos (microestruturada). Este tipo de fibra óptica possui como princípio de funcionamento uma rede no eixo radial com uma alternância da constante dielétrica do material em todo o entorno do núcleo da fibra. Esta mudança da constante dielétrica da fibra no sentido radial pode ser feita de forma unidimensional, conforme ilustrado na Figura 2(a), ou de forma

bidimensional, conforme ilustrado na Figura 2(b)(c). O confinamento da luz dentro do guia óptico que constitui a fibra é favorecido por esta configuração, pois para uma determinada frequência, a energia eletromagnética não consegue transpor a parte externa da fibra, o que é denominada de *cladding* da fibra, devido à periodicidade imposta pela alternância da constante dielétrica. Portanto, nesta configuração resta para a onda eletromagnética apenas a propagação através do núcleo da fibra. Neste caso, é possível observar que a propagação guiada da luz em fibras PCF se baseia na proibição da onda de se propagar através da rede periódica dielétrica no sentido radial da fibra, portanto no confinamento da luz no núcleo desta fibra. Tal definição é diferente do modo de propagação da luz em uma fibra convencional, a qual se baseia no conceito de reflexão interna total da luz no interior da fibra, devido à diferença entre as constantes dielétricas, sendo a constante dielétrica do núcleo necessariamente maior que a do *cladding*. Assim sendo, uma nova possibilidade surge para a construção de fibras com o índice de refração do núcleo menor do que o índice de refração do *cladding*, ou até mesmo a construção de fibras de núcleos ocos, o que acarretará em fibras com menores índices de perdas.

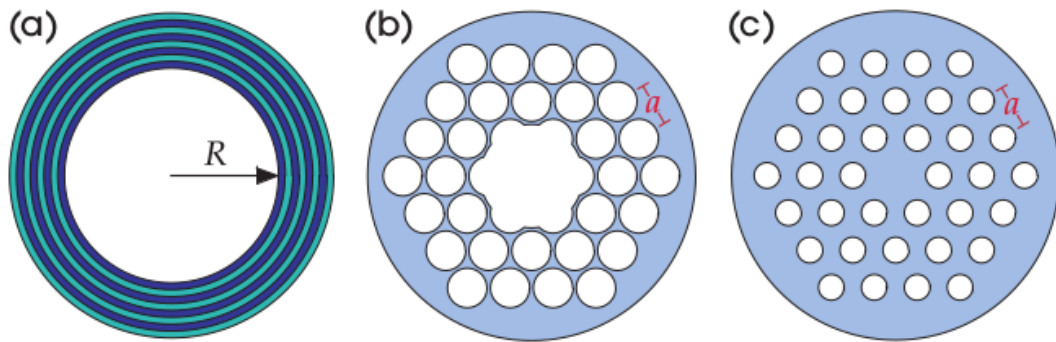


Figura 2: Exemplos de Photonic Crystal Fiber (PCF). (a) Cladding composto de estrutura periódica unidimensional em camadas concêntricas (b) *Cladding* composto de estrutura periódica bidimensional por furos no dielétrico (c) fibra microestruturada que confina luz em um núcleo sólido guiada por um índice [2].

Outra aplicação de estruturas PBG no regime óptico foi o advento da Fiber Bragg Gratings (FBG), mostrado na Figura 3. Em seu processo de fabricação esta fibra, possui seu núcleo exposto a uma radiação que provoca uma modificação permanente da constante dielétrica do material na parte irradiada. Ao longo do eixo de propagação da fibra, tal radiação é repetida de forma periódica e espaçada, o que permite a obtenção de um núcleo composto de um material que possui uma alternância periódica da constante dielétrica. Por ter em seu núcleo uma rede periódica dielétrica composta pela alternância de constantes dielétricas diferentes ao longo do eixo de propagação, esta fibra possui característica bem definida de filtro. Logo, por causa da periodicidade da rede, certas ondas eletromagnéticas são refletidas, sendo portanto, proibidas de se propagarem ao longo da fibra. Este tipo de fibra pode ser utilizada como sensor óptico, pois é sensível a estímu-

los mecânicos, tais como pressão ou temperatura. Através de deformações mecânicas por força ou temperatura, estes estímulos, variam fisicamente a periodicidade da estrutura PBG, variando consecutivamente a frequência central da banda de rejeição da rede, a qual pode ser detectada através de instrumentação.

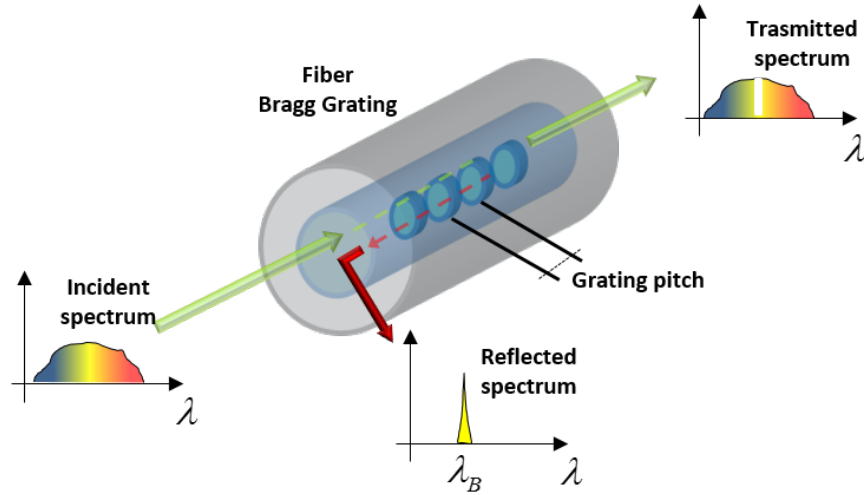


Figura 3: Exemplo de FBG - Fiber Bragg Gratings [3].

Fica evidente que o termo utilizado até aqui, Photonic Bandgap (PBG), se refere unicamente ao estudo inicial deste fenômeno sobre as ondas eletromagnéticas na faixa óptica do espectro de frequência. Todavia, um problema comum nesta terminologia surge quando empregamos o termo para designar estruturas que operam fora do domínio óptico do espectro. Portanto, devido se tratar de um fenômeno observado em toda o espectro eletromagnético, o termo PBG se torna um pouco restritivo. É por este motivo que em publicações mais atuais a utilização do termo Electromagnetic Bandgap (EBG) obteve uma maior aceitação, uma vez que é mais abrangente em relação ao termo PBG.

Ao longo dos anos novas topologias de estruturas EBG têm sido propostas com a finalidade de se obter um melhor desempenho na rejeição das bandas proibidas e como proposta de utilização destes materiais em diversos dispositivos, onde um melhor controle da propagação de ondas eletromagnéticas seja desejado.

2.3 Princípio de funcionamento de estruturas EBG

Para iniciar a compreensão e descrição da interferência que as estruturas periódicas EBG produzem em uma onda eletromagnética que a atravessa podemos, a critério de comparação, idealizar estas estruturas EBG como sendo uma rede periódica dielétrica artificial, que atua nos fótons portadores da energia eletromagnética de forma similar como ocorre com os elétrons que atravessam uma rede periódica de átomos de um semicondutor.

Partindo dessa concepção, percebemos que o fato de alterar as dimensões e características desta rede periódica, possibilita controlar a propagação de modos eletromagnéticos que atravessam a estrutura EBG. Portanto, controlar a geometria da rede periódica permite o controle da propagação de modos desejados e impede a propagação de modos não indesejados, culminando com o surgimento de uma banda proibida entre estas bandas de energias condutoras permitidas.

Da física do estado sólido verificamos que, em um cristal indefinidamente longo, as soluções das ondas no meio periódico podem ser totalmente caracterizadas a partir de uma célula unitária representativa, conhecida como a primeira zona de Brillouin. A primeira zona de Brillouin representa a menor célula repetidora dentro da estrutura periódica. Assim sendo, é possível simplificar o problema da solução de estados de energias permitidos em uma rede de dimensão infinita, como ilustrada na Figura 4(a), pelo seu representante em um espaço reduzido definido pela primeira zona de Brillouin [13], conforme ilustrado na Figura 4(b).

Na representação dentro da célula unitária da rede periódica se destaca uma região definida entre os pontos Γ , M e X , conhecida como zona irreduzível de Brillouin, conforme ilustrado na Figura 4(b). Esta é a menor região dentro da primeira zona de Brillouin, no qual, o vetor $\vec{k}$ não pode ser relacionado por nenhuma simetria, pois o restante da região da célula unitária consiste basicamente em cópias transacionadas da zona irreduzível [13]. Portanto, as soluções de estados permitidos para um vetor $\vec{r}$ na rede periódica estarão necessariamente todas dentro das soluções obtidas na zona irreduzível. Desta forma, no caso da relação de dispersão do elétron, que define-se pela relação entre a energia e o vetor de onda para uma dada direção, seja descrita dentro da zona irreduzível de Brillouin, então esta será representativa para toda a rede periódica.

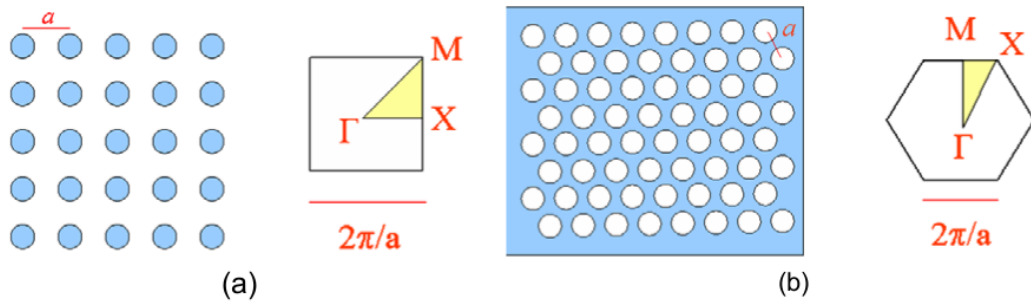


Figura 4: Ilustração da representação da Primeira Zona de Brillouin de uma rede periódica [4].

Para um elétron localizado em um cristal o cálculo do potencial elétrico é dado por $V(r)$, onde r representa uma dada posição da célula unitária. Através da simetria da rede composta de diversas células unitárias, temos que o potencial elétrico $V(r)$ é uma função periódica com periodicidade R e que, devido à sua periodicidade, possui uma simetria

transacional dado pela equação (2.1).

$$V(r) = V(r + R) \quad (2.1)$$

Os estados de energia E do elétron podem ser obtidos através da equação de Schrödinger, resultando a equação dos estados de energia do elétron em um potencial periódico, dado pela equação (2.2) [5].

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \right] \Psi(r) = E \Psi(r) \quad (2.2)$$

Onde m é a massa da partícula, $\hbar$ é a constante reduzida de Planck e $\Psi(r)$ é a função de onda, a qual representa a amplitude provável da partícula para uma dada posição r em um dado tempo.

Partindo da solução da equação acima (2.2) temos que os auto estados ou autovaleores resultantes irão compor a relação de dispersão da rede cristalina, ou seja, a relação entre a energia do elétron que se propaga na rede cristalina e o vetor de onda nesta rede. Neste caso, não havendo nenhum estado de energia disponível para o elétron para um dado vetor de onda, surgirá bandas proibidas.

De maneira similar, a constante dielétrica $\varepsilon(r)$ do material em um meio no qual exista uma modulação periódica R que, devido à periodicidade da rede, será caracterizado com uma simetria transacional dada pela equação (2.3).

$$\varepsilon(r) = \varepsilon(r + R) \quad (2.3)$$

Em se tratando de um material não ferromagnético de permeabilidade magnética relativa $\mu_r = 1$, a propagação dos fótons que atravessam este material, será governada pela equação de onda de Maxwell para o campo magnético $H(r)$ que percorre um meio periódico, escrita pela equação (2.4) [2].

$$\left[\nabla X \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla X \right] H(r) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 H(r) \quad (2.4)$$

Onde ω é a velocidade angular da onda, c a velocidade da luz e $H(r)$ vetor campo magnético.

As equações (2.2) e (2.4) exibem a correlação existente entre a propagação de elétrons em sólidos cristalinos e a propagação de fótons da onda eletromagnética em um cristal fotônico.

Da física do estado sólido temos que para o caso do elétron livre, não confinado em uma região onde efeitos quânticos sejam relevantes, a dispersão de energia dada pela

relação entre a energia E e o vetor de onda $\vec{k}$ é uma parabólica e sem nenhum estado de energia proibido, obtida pela equação (2.5).

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (2.5)$$

Sem a criação de bandas proibidas, visto que todos estados de energia são permitidos. Porém, este mesmo elétron ao se propagar em um cristal, na presença de um potencial periódico, passa a ter uma equação de energia de autovalores e a possuir bandas de energia proibidas, pois nem todos seus estados de energia são permitidos, já que não existem valores de energia permitidos para a propagação no sentido de determinados vetores $\vec{k}$. Logo, a periodicidade do potencial da rede impede a propagação de elétrons com certas energias e favorece o surgimento de bandas proibidas.

De forma similar, a propagação de energia eletromagnética em um espaço homogêneo livre, comporta-se de forma linear dado por $\omega = ck$.

Ou seja, sem nenhum estado de energia proibido. No entanto, a propagação de fótons em um meio dielétrico periódico poderá apresentar regiões em frequência, onde sua propagação não será permitida, visto que poderá não haver estados de energias permitidos para sua propagação na rede cristalina para certos vetores de onda $\vec{k}$, o que favorece a formação de bandas proibidas ao longo do eixo de propagação. Assim, fótons com intervalo determinado de frequência não poderão se propagar no cristal.

A analogia de rejeição de banda pode ser verificada na Figura 5, na qual é ilustrada uma comparação entre o diagrama de dispersão de um cristal semiconductor composto de Silício (Si) e o diagrama de dispersão de um cristal fotônico composto de uma estrutura EBG. Na Figura 5(a) observamos o diagrama de dispersão do semiconductor. Neste gráfico o eixo das abscissas está representado pelos vetores de onda existentes entre os pontos Γ , L e X , estes compõem a zona irreduzível de Brillouin da célula unitária do semiconductor (Si), ilustrada geometricamente dentro da área do gráfico. No diagrama de dispersão do semiconductor (Si) da Figura 5(a) é possível observar uma banda de energia proibida no eixo das coordenadas entre 0 e 1 eV, já que não há estado de energia disponível para o elétron para qualquer vetor existente dentro da zona irreduzível, representada pelos pontos Γ , L e X .

Na Figura 5(b), é ilustrado o diagrama de dispersão de um cristal fotônico. Onde os vetores de onda estão entre os pontos Γ , L e X no eixo das abscissas, que compõem a zona irreduzível de Brillouin da célula unitária do cristal fotônico, ilustrada geometricamente dentro do gráfico. No diagrama de dispersão de um cristal fotônico da Figura 5(b) observamos no eixo de coordenadas uma banda proibida composta pelos comprimentos de onda entre as frequências normalizadas pela periodicidade a da rede cristalina de 0,42 e 0,51, já que não há propagação com frequência normalizada nesta faixa para qualquer

vetor de onda entre os pontos Γ , L e X que compõem a zona irreduzível de Brillouin da célula unitária do cristal fotônico.

A normalização da frequência empregada na Figura 5(b) é muitas vezes utilizada para verificar a eficiência de certa estrutura EBG ao surgimento de bandas proibidas independente de suas dimensões. Com a normalização a resposta do diagrama de dispersão pode ser escalonada para qualquer frequência pela relação entre o comprimento da onda $\lambda = c/f$ e a periodicidade a da rede, resultando da normalização da frequência $\omega a/2\pi c$ no eixo das coordenadas a relação λ/a .

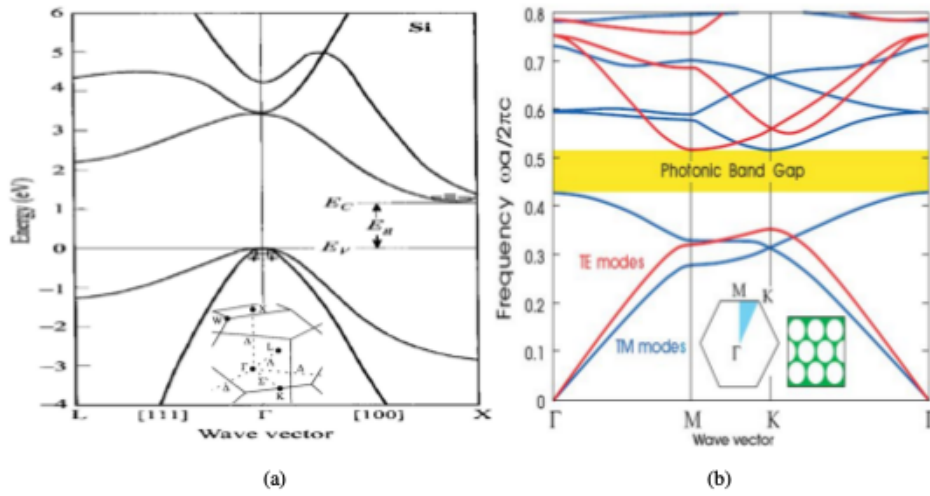


Figura 5: Comparação entre os diagramas de dispersão de (a) um semiconductor [5] e (b) um cristal fotônico com geometria hexagonal [2].

Para as propriedades de rejeição de bandas verificadas em uma rede periódica cristalina, da maneira com que uma estrutura periódica afeta a propagação dos fótons, pode-se constatar que o comportamento da onda ao atravessar uma estrutura EBG será determinado pelas seguintes características da estrutura:

- Contraste entre as constantes dielétricas (ϵ_1/ϵ_2);
- Fator de preenchimento (filling factor), razão entre o volume ocupado por cada dielétrico em relação ao volume total da célula unitária;
- Geometria da célula unitária que forma a estrutura periódica.

Levando em consideração as diversas variáveis que compõem as soluções físicas do problema de propagação de uma onda eletromagnética que atravessa uma rede periódica, temos para a solução física de problema envolvendo estruturas periódicas as leis de Maxwell, como demonstrado anteriormente, de forma análoga tratamos os demais problemas de propagação de uma onda eletromagnética em meio homogêneos. Porém, para

cálculos de propagação de ondas em meios de transmissão compostos de geometrias de relativa complexidade, as soluções das equações diferenciais provenientes da lei de Maxwell possuem solução analítica difícil ou impossível. Logo, para problemas deste tipo, devido principalmente à complexidade das condições de contorno impostas, as soluções das equações são comumente tratadas a partir de métodos numéricos de cálculo.

Sendo assim, sem um modelo teórico relevante que possa se adequar bem ao problema proposto há a necessidade da utilização de grande quantidade de processamento computacional para se realizar a análise destas estruturas EBG. Esta análise é feita a partir de métodos numéricos, tais como: o método de diferenças finitas, o método dos elementos finitos ou o método dos momentos.

2.4 Introdução ao projeto de estruturas EBG

Na seção anterior o conceito de rede periódica e a complexidade para o cálculo analítico dos potenciais dos campos eletromagnéticos que percorrem a estrutura EBG foram apresentados, em seguida será apresentada uma metodologia de projeto para estimar a frequência central de rejeição de uma rede periódica simétrica e infinita, baseando-se na lei da difração de Bragg. Este conceito, conhecido por Lei de Bragg foi primeiramente enunciado pelo próprio William Lawrence Bragg em 1912 depois de observações sobre picos de difração de raios-x que podem surgir em certas frequências em um conjunto de planos cristalográficos, como ilustrado na Figura (6)(a). Foi observado que devido à relação de espaçamento entre os planos cristalográficos e o comprimento da onda eletromagnética incidente, alguns comprimentos de ondas específicos são refletidos.

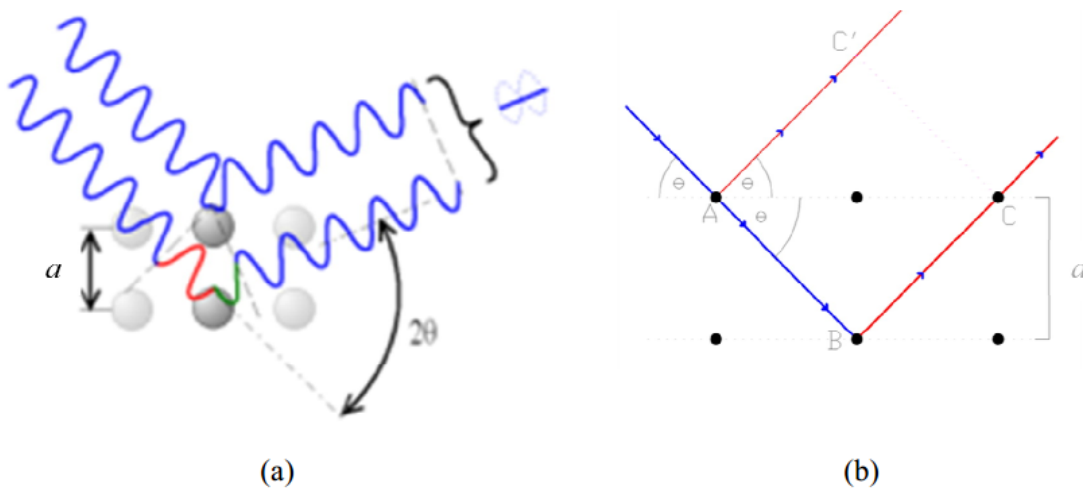


Figura 6: Lei de Bragg para uma onda eletromagnética incidente em um cristal: (a) Ilustração artística e (b) Desenho geométrico.

Portanto uma interferência é gerada devido as ondas refletidas percorrerem per-

cursos diferentes ao da onda incidente. Logo, dependendo do ângulo de incidência da onda eletromagnética teremos como resultado: uma interferência construtiva ou destrutiva. Os resultados destas interferências serão valores máximos quando o caminho adicional percorrido pelas ondas eletromagnéticas refletidas for equivalente a um múltiplo do comprimento de onda incidente. Logo, a na Figura 6(b), impomos algebricamente que a diferença entre os caminhos percorridos pela onda seja igual a um múltiplo a do comprimento de onda λ :

$$(AB + BC) - (AC') = n\lambda \quad (2.6)$$

Do ângulo de incidência da onda tem-se θ e da periodicidade a do cristal que:

$$AB = BC = \frac{a}{\text{sen}\theta} \quad (2.7)$$

e

$$AC = \frac{2a}{\tan\theta} \quad (2.8)$$

Segue-se que :

$$AC' = AC \cos\theta = \frac{2a}{\tan\theta} \cos\theta = \left(\frac{2a}{\text{sen}\theta} \cos\theta \right) = \frac{2a}{\text{sen}\theta} \cos^2\theta \quad (2.9)$$

Substituindo na equação 2.6, teremos:

$$n\lambda = \frac{2a}{\text{sen}\theta} (1 - \cos^2\theta) = \frac{2a}{\text{sen}\theta} \text{sen}^2\theta \quad (2.10)$$

A qual por simplificação obtém-se a equação 2.11:

$$n\lambda = 2a \text{sen}\theta \quad (2.11)$$

Algo parecido acontece com os cristais fotônicos artificiais. Em virtude da existência de planos cristalinos, ou seja, da existência de uma periodicidade nestes cristais, fótons em algumas regiões de frequência não poderão atravessar o cristal. Logo, para mérito de projeto, no qual um ângulo de incidência ortogonal ao eixo cristalino, de acordo com a lei de Bragg, teremos $\theta = 90^\circ$ e $\text{sen}\theta = 1$, sendo os comprimentos de onda para reflexão máxima são dados pela equação (2.12).

$$\lambda = \frac{2a}{n} \quad (2.12)$$

Onde n poderá ser qualquer inteiro positivo.

Assim, a banda de rejeição resultante de uma onda incidente ortogonal à uma estrutura EBG será centrada em uma frequência que poderá ser obtida pela relação da equação (2.14), conhecida como condição de Bragg, que determina a relação entre o comprimento de onda λ da frequência central da banda de rejeição e a periodicidade a da rede cristalina.

Tendo como base esse conceito, este fenômeno eletromagnético começou a ser aplicado em regime de micro-ondas. Esta aplicação foi estimulada devido possuir vantagens que o comprimento de onda nesta região poderia fornecer para aplicações proveniente desta tecnologia em rádio comunicação.

Logo, para projeto de estrutura EBG em circuitos micro-ondas, é preciso considerar que em um meio dielétrico, temos o comprimento de onda guiado λ_g dado pela equação (2.13):

$$\lambda_g = \frac{c}{f\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \quad (2.13)$$

Sendo ε_{eff} a constante dielétrica efetiva do meio percorrido pela onda eletromagnética.

Assim, a partir do comprimento de onda guiado, equação (2.13), e da Lei de Bragg para uma onda ortogonal ao eixo cristalino dada pela equação (2.14), temos que a frequência central f da primeira banda de rejeição para uma estrutura EBG em circuitos planares, dada por $n = 1$ é:

$$f = \frac{c}{2a\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \quad (2.14)$$

Através desta dedução verificamos que as variáveis responsáveis pela frequência central da banda de rejeição são a periodicidade a da rede e a constante dielétrica efetiva ε_{eff} da microlinha de transmissão.

No caso do modelo de uma microlinha de transmissão, o cálculo da constante dielétrica efetiva ε_{eff} , para uma relação geométrica da microlinha de $\left(\frac{w}{h}\right) \geq 1$ e $\left(\frac{t}{w}\right) \ll 1$, onde w é a largura da fita da microlinha de transmissão e h é a altura do substrato e t é a espessura do metal da fita da microlinha, é dado pela equação 2.15:

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2} \left(1 + 12\frac{h}{w}\right)^{-0,5} \quad (2.15)$$

Sendo que ε_1 é a constante dielétrica do substrato sob a microlinha e ε_2 a constante dielétrica da camada em cima da microlinha, geralmente preenchido com ar ou $\varepsilon_2 = 1$.

É possível observar através desta formulação que a modificação periódica da constante dielétrica efetiva ε_{eff} em uma microlinha de transmissão poderá ser provocada por diversos parâmetros tais como exemplo: por variação da permissividade ε_1 ou por variação da dimensão w da linha de transmissão.

Tendo como base tais conceitos há atualmente diversos métodos desenvolvidos para a implantação de estruturas periódicas em circuitos planares de micro-ondas. Estes métodos possuem como finalidade em comum, obter bandas proibidas com a introdução de uma periodicidade em rede. No entanto, são diferentes quanto ao modo que introduzem esta periodicidade. Assim, cada uma destas metodologias possui características distintas de fabricação e concepção de bandas proibidas, conforme será apresentado na próxima seção do capítulo.

2.5 Tipos de estruturas EBG

Estruturas EBG podem ser construídas em circuitos planares de micro-ondas através de diferentes métodos, onde a onda eletromagnética encontra uma alteração periódica das condições de propagação através do seu percurso. Alguns tipos de estruturas EBG são descritos nos itens a seguir.

2.5.1 Estrutura EBG por alteração periódica do dielétrico do substrato

O fenômeno por trás do surgimento de bandas proibidas a partir de estruturas periódicas que impedem a propagação de fótons em uma dada direção é aplicável a todo espectro eletromagnético. Foi a partir deste conceito que na década de 1990 surgiram as primeiras aplicações de estruturas EBG em circuitos planares de micro-ondas [14].

Nas primeiras aplicações as implementações de estruturas EBG foram concebidas através da perfuração do substrato do circuito planar de forma a criar uma perturbação da constante dielétrica do substrato com um padrão periódico desejado. Tais furos no substrato dos circuitos planares tem por objetivo atuar como uma variação periódica das constantes dielétricas do material do substrato ao longo do eixo de propagação do sinal. Esta variação da constante dielétrica proporcionaria o surgimento de bandas proibidas através do fenômeno de rejeição de banda descrito anteriormente. Logo, percebeu-se que o raio e a periodicidade dos furos no dielétrico estão diretamente ligados a obtenção da banda de rejeição.

Uma aplicação desta metodologia de projeto de estruturas EBG em circuitos planares aplicada a amplificadores de potência com filtro de segunda harmônica pode ser observada em [6]. Nesta configuração a periodicidade da estrutura EBG está sintonizada no comprimento de onda da segunda harmônica, o que acarreta em uma banda de rejeição

mais larga quando comparada aos métodos de filtragem convencionais em amplificadores. Portanto, é possível projetar amplificadores mais eficientes com bandas mais largas.

A Figura 7 apresenta os parâmetros S medidos da uma microlinha de transmissão com estrutura EBG constituída por perfuração do substrato. É possível visualizar nesta figura as bandas de rejeição criadas pela introdução da estrutura EBG com frequências centrais de rejeição de 8.5 GHz e 17 GHz, sendo a primeira e a segunda banda de rejeição, respectivamente.

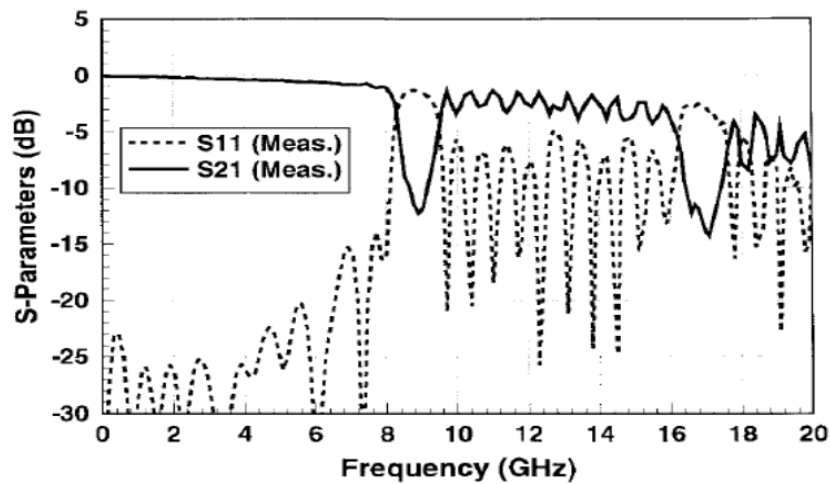


Figura 7: Parâmetros S medidos da microlinha de transmissão com estrutura EBG por perfuração do substrato [6].

Apesar desta técnica ser a primeira a ter demonstrado a aplicação de estruturas EBG em circuitos planares, foi praticamente deixada de lado, pois outras técnicas mais recentes apresentaram melhores resultados e são mais eficazes em relação a utilização de estruturas EBG em circuitos planares. Esta preferência por outras metodologias, em geral, é devido a dificuldades no processo de fabricação proveniente da implementação de furos nos substratos dos circuitos planares, pois imprecisões no projeto proporcionam distorções indesejadas na resposta esperada.

2.5.2 Estrutura EBG por corrosão periódica do plano de terra

Uma alternativa para a aplicação de estruturas EBG em circuitos planares são as estrutura Electromagnetic Bandgap Ground Plane (EBG-GP). Esta categoria de estrutura EBG é implementada no plano de terra de uma microlinha de transmissão. Tal estrutura foi proposta inicialmente em 1998 [15, 16] e se diferencia por necessitar apenas de uma corrosão parcial do plano de terra para sua fabricação. Esta metodologia de concepção de estrutura EBG se torna compatível com a tecnologia empregada na fabricação de circuitos monolíticos, pois são de fácil construção, podendo ser incluída nos mesmos processos típicos de fabricação de circuitos convencionais.

Logo, por meio de uma variação periódica do plano de terra por corrosão parcial do metal, é possível ter uma microlinha de transmissão com uma estrutura EBG operando como um filtro rejeita faixa, conforme ilustrado na Figura 8. Esta aplicação é referente ao filtro publicado por [6], o qual possui como finalidade a filtragem de determinado sinal bem como a rejeição da faixa em torno da frequência central sintonizada em 11 GHz.

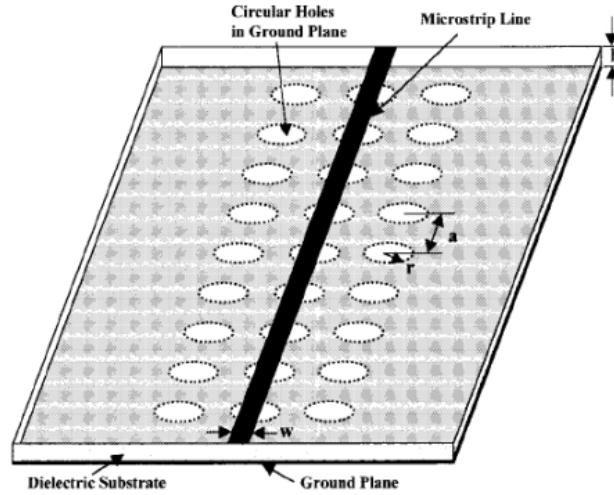


Figura 8: Microlinha de transmissão com estrutura EBG-GP [7].

Já na Figura 9 é mostrado os parâmetros S medidos da microlinha de transmissão com a estrutura EBG. Na referida figura podemos observar a banda de rejeição da microlinha de transmissão com estrutura EBG por corrosão do plano de terra, onde é presente o comportamento de faixa de rejeição da mesma, onde a banda de rejeição está centrada em 11 GHz.

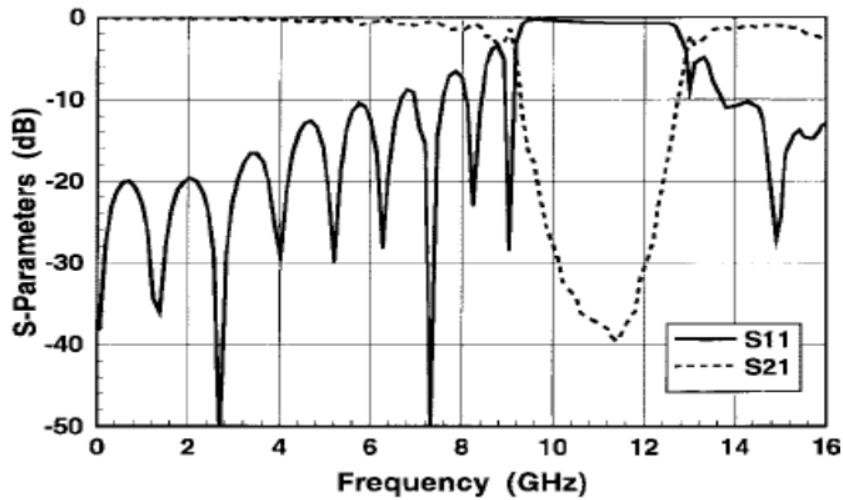


Figura 9: Parâmetros S medidos da microlinha de transmissão com estrutura EBG-GP [7].

Estruturas EBG-GP também possuem certas imprecisões, apesar de sua facilidade

de fabricação, principalmente devido à falta de alinhamento entre as máscaras de ambas as faces do substrato. Porém, a partir de processos elaborados de fotogravação pode-se chegar a um resultado satisfatório de alinhamento. Desta maneira, a utilização destas estruturas tem sido a preferência em publicações recentes, devido produzirem resultados melhores e mais precisos do que a alternativa anterior de perfuração do substrato. A metodologia de fabricação de estruturas EBG-GP possui ainda uma maior versatilidade, devido principalmente não estar limitada por uma única geometria de furos no substrato, pois permite a fabricação pelo processo de fotogravação de estruturas compostas de diferentes geometrias.

2.5.3 Estrutura EBG por alteração periódica das dimensões da fita da microlinha

De forma parecida à geração de EBG-GP por corrosão periódica do plano de terra como apresentado na subseção anterior, é possível efetuar a variação periódica da impedância característica de uma microlinha de transmissão a partir da variação da largura da fita da microlinha de transmissão. Portanto, bandas proibidas podem ser obtidas apenas através da variação das dimensões da fita da microlinha de transmissão ao longo de seu eixo de propagação.

Na Figura 10 é apresentado uma microlinha de transmissão com variação periódica gradual do fator geométrico w/h ao longo do seu eixo de propagação. Através da referida figura é possível verificarmos que a variação do fator geométrico provoca uma variação gradual periódica na impedância característica da microlinha. A diferença de impedância torna possível reflexões parciais do sinal propagante, provocando uma difração entre o sinal incidente e o sinal refletido. Tais interferências entre os sinais, provocam valores máximos e mínimos em função da relação entre o comprimento de onda do sinal e a periodicidade da rede, conforme descrito pela Lei de Bragg.

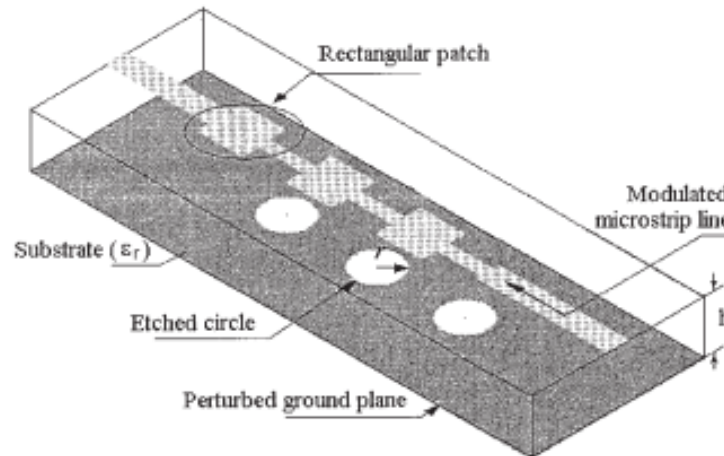


Figura 10: Microlinha de transmissão com estrutura EBG por variação das dimensões geométricas da fita da microlinha de transmissão [8].

Já na Figura 11 é apresentado a resposta em frequência do coeficiente de transmissão (parâmetro S_{21}) medida da microlinha de transmissão com a estrutura EBG por variação periódica do fator geométrico w/h . Portanto, por meio desta medida verificamos o surgimento da banda de rejeição, com banda de rejeição entre 6 e 13 GHz.

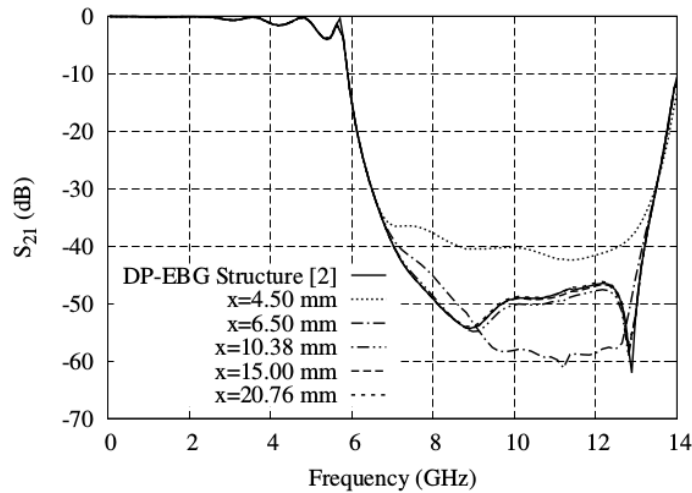


Figura 11: Parâmetro S_{21} medido da microlinha de transmissão com estrutura EBG por variação das dimensões geométricas da fita da microlinha de transmissão [8].

Como forma alternativa, foi demonstrado que existe a possibilidade de fabricação de um filtro com estrutura EBG por uma variação geométrica da fita da microlinha de transmissão de um circuito planar. Esta categoria de estrutura EBG possui como vantagem principal a não necessidade de alinhamento entre as duas superfícies do substrato como no caso da estrutura EBG-GP, já que a variação periódica é imposta na própria fita da microlinha de transmissão. Porém, devido ao fato da variação ocorrer na fita da mi-

crolinha de transmissão, esta estrutura EBG deverá ser necessariamente unidimensional, do contrário haveria uma descontinuidade da linha de transmissão.

2.5.4 Estrutura EBG por alternância periódica do acoplamento com o plano de terra

Outro tipo de estrutura EBG que também possui a vantagem de não necessitar de um processo de confecção de circuito dupla face pela necessidade de um plano de terra corroído são as estruturas baseadas na tecnologia de guias de onda coplares *Coplanar Waveguide* (CPW) [17]. Esta estrutura obtêm uma perturbação da constante dielétrica efetiva através variação da distância entre o plano de terra e a fita da microlinha onde o sinal é introduzido.

Tais estruturas são denominadas de *Uniplanar Compact Electromagnetic Bandgap* (UC-EBG). É observável nesta estrutura que as interligações das células da estrutura UC-EBG ilustrada na Figura 12 criam uma rede LC equivalente no plano de terra do dispositivo. Nesta rede, as indutâncias são introduzidas pelos braços estreitos e as capacitâncias pela proximidade entre os *pads* de células vizinhas.

Então devido à condição de periodicidade imposta pela geometria das estruturas UC-EBG, ocorrerá uma proibição da propagação da onda eletromagnética na linha de transmissão em uma faixa de frequência, resultando em uma faixa de rejeição portanto.

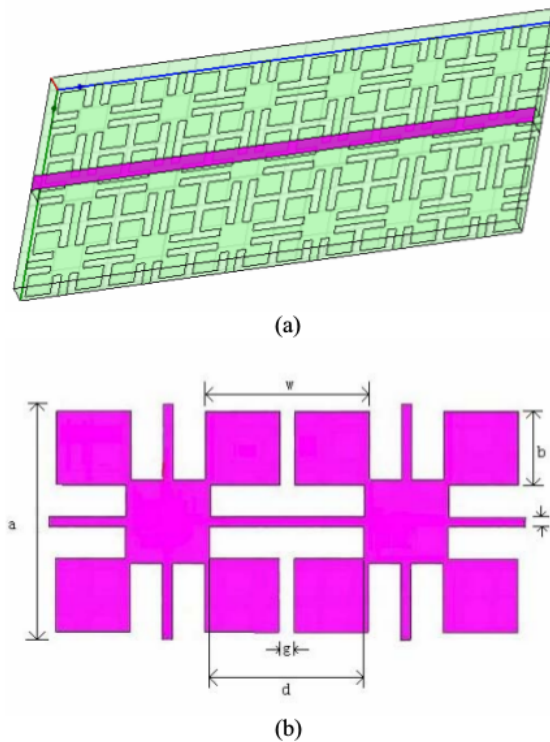


Figura 12: (a) Visão 3-D da estrutura UC-EBG - Uniplanar Compact e (b) Uma célula da estrutura UC-EBG [9].

Um exemplo de estrutura UC-EBG é apresentado na Figura 13. Nesta figura observamos um circuito coplanar *Conductor Backed Coplanar Waveguide* (CB-CPW), onde se trata de uma linha *coplanar* com um plano de terra também na superfície inferior do substrato. Neste circuito *coplanar* proposto há na superfície superior do substrato uma microlinha de transmissão ao centro e planos de terra com estruturas UC-EBG em ambos os lados da microlinha.

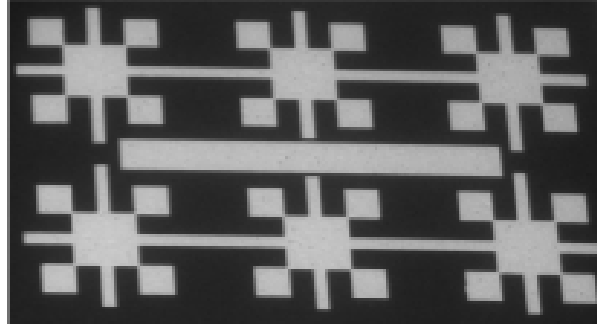


Figura 13: Exemplo de guia de onda coplanar com estrutura UC-EBG [10].

Na Figura 14 é apresentado o coeficiente de transmissão, parâmetro S_{21} , de uma microlinha CPW convencional e da microlinha CPW com estrutura UC-EBG. Através desta figura verificamos o gráfico comparativo dos parâmetros S_{21} , onde podemos observar a formação de bandas de rejeição com frequências centrais de 8 GHz, 14 GHz e 32 GHz para a microlinha CPW com estrutura UC-EBG o mesmo não pode ser visto na microlinha CPW convencional.

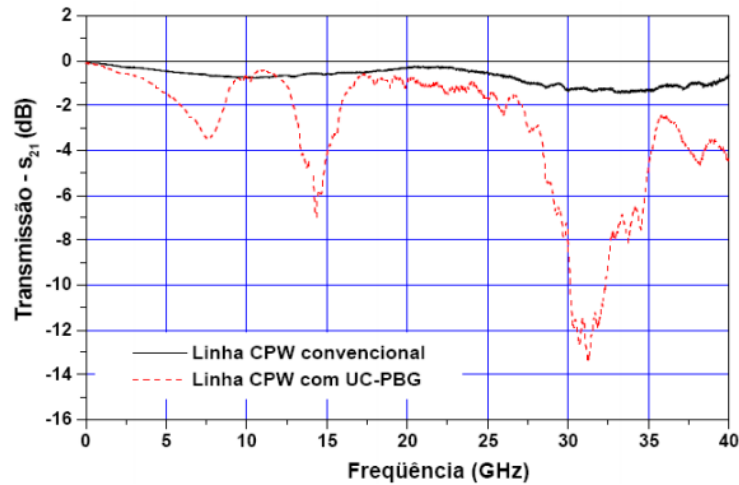


Figura 14: Parâmetro S_{21} guia de onda coplanar com estrutura UC - EBG [10]

Um das vantagens desta metodologia é a facilidade de fabricação e o menor tamanho quando comparada a estruturas apresentadas anteriormente. Porém, devido à periodicidade imposta na microlinha pelo acoplamento com o plano de terra, torna o projeto de

estruturas desta categoria uma tarefa comparativamente mais difícil em relação às demais metodologias.

2.6 Considerações Finais

Este capítulo apresentou o histórico, os princípios de funcionamento de estruturas EBG, uma introdução ao projeto destas estruturas e os tipos de estruturas EBG. Através de exemplos da literatura foram feitas comparações entre os vários tipos de estruturas EBG bem como a teoria matemática envolvida no processo foi demonstrada.

3 Cristais fotônicos

3.1 Considerações Iniciais

Têm-se feito um grande esforço para compreender as diferentes maneiras em que cristais fotônicos podem refletir e confinar a luz, formando assim espelhos, guias de onda e cavidades ressonantes. Estes três componentes são muito úteis, especialmente porque eles podem ter propriedades incomuns que não são compartilhados por seus antecessores feitos de materiais não estruturados. Agora, porém, vamos examinar algumas maneiras úteis em que estes componentes podem ser combinados. Veremos que existem comportamentos universais simples que resultam de tais combinações, independente da estrutura geométrica específica, que são englobados pelo formalismo da teoria do modo acoplado temporal. Isso nos permite projetar dispositivos facilmente a partir de princípios iniciais, e só depois determinar os detalhes quantitativos a partir de um pequeno número de variáveis: simetrias, frequências e taxas de decaimento de cavidades de ressonância. São mostrados exemplos de filtros, que só transmitem luz dentro de uma faixa de frequência específica.

Para simplificar, os exemplos serão em sistemas bidimensionais. As ideias que são apresentadas generalizam facilmente os casos de uma e três dimensões. No entanto, é útil considerar estruturas de três dimensões ao lidar com o impacto das perdas com o desempenho do dispositivo; para este fim, podem ser consideradas estruturas híbridas, onde as perdas por radiação surgem inevitavelmente através de cavidades de ressonância.

3.2 Espelho, Guia de ondas, e Cavidade

Há muito tempo, engenheiros resolveram o problema de controlar a propagação da luz no regime de micro-ondas usando componentes metálicos para orientar, refletir e confinar a luz. Estes componentes contam com a alta condutividade dos metais, uma propriedade eletrônica bastante complicado que pode depender fortemente da frequência. Infelizmente, para a luz de maior frequência (como a luz visível, por exemplo), componentes metálicos sofrem de elevadas perdas dissipativas. Em contraste, os materiais dielétricos de cristais fotônicos pode ter um comportamento muito mais simples com fraca dependência de frequência. A única exigência que fazemos em nossos materiais dielétricos é que, para a faixa de frequência de interesse (que é muitas vezes uma banda estreita), eles devem ser essencialmente sem perdas. Tais materiais estão amplamente disponíveis em

todo o caminho que vai desde o regime ultravioleta a micro-ondas.

3.2.1 Projetando um espelho

Uma vez que o coração de tantos dispositivos é a reflectividade, a nossa primeira tarefa é a concepção de um cristal bidimensional que reflete tudo em plano de ondas TM dentro de uma banda de frequências especificada. Uma vez terminado, podemos usar este cristal em um filtro rejeita-faixa. Ou, uma vez que as estruturas de cristais fotônicos bidimensionais são diferentes para a luz TE e TM, poderia ser empregado como um polarizador. Ou, podemos usá-lo como um bloco de construção em um guia de ondas, ressonador, ou outro dispositivo. Para tal, escolheremos um determinado comprimento de onda da luz no vácuo: $\lambda = 1.5 \text{ } \mu\text{m}$, comprimento de onda que é mais comumente utilizados em telecomunicações. O material escolhido será arseneto de gálio (GaAs), um material largamente utilizado na optoeletrônica, para o qual a constante dielétrica é de 11,4 em $\lambda = 1.5 \text{ } \mu\text{m}$.

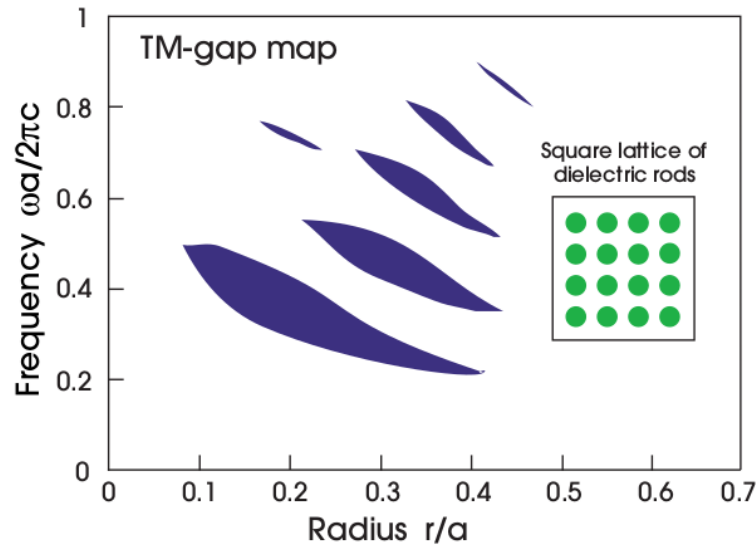


Figura 15: "Mapa de gap" mostrando os locais de gap TM em relação ao raio da haste para uma rede quadrada de hastes dielétricas ($\epsilon = 11,4$) no ar[2].

Para máxima refletividade, devemos escolher uma geometria de cristal que tem um gap fotônico, e que não seja muito difícil de fabricar. Após consultar um "atlas" de mapas de gap, notamos uma geometria particularmente simples com essas características: a rede quadrada de hastes dielétricas, que tem grandes bandas de gaps TM. O mapa de gap é reproduzido na Figura 15, e apresenta um grande gap TM para uma haste de raio de $r = 0.2a$, onde a é a constante de rede. Há um gap entre a primeira e segunda banda TM, de $\omega a/2\pi c = 0,287$ a $\omega a/2\pi c = 0,422$ como mostrado na Figura 15. Expressada como uma fração da frequência midgap $\omega a/2\pi c = 0,355$, a largura de banda-gap é de 38%. Convertendo estas quantidades sem dimensão em unidades físicas é simples. Se quisermos

que nosso comprimento de onda opere em $\lambda = 1,5 \text{ } \mu\text{m}$ para ficar no meio do gap, precisamos da equação 3.1:

$$\frac{\omega a}{2\pi c} = \frac{a}{\lambda} = \frac{a}{1,5 \text{ } \mu\text{m}} = 0,355 \implies a = 0,533 \text{ } \mu\text{m} \quad (3.1)$$

Dado a , podemos calcular o raio das hastes $r = 0,2a = 0,107 \text{ } \mu\text{m}$ e a estrutura é completamente determinada. O gap TM varia de um comprimento de onda $a/0.422 = 1.26 \text{ } \mu\text{m}$ a $a/0.287 = 1.86 \text{ } \mu\text{m}$, que é muito mais ampla do que toda a largura de banda de um canal de comunicação óptica típica.

3.2.2 Concepção de um guia de ondas

Um guia de ondas é geralmente destinado a transportar as ondas de uma frequência particular, a partir de um lugar para outro ao longo de um caminho unidimensional (possivelmente curvo). Nas frequências de micro-ondas, este "transportador" pode ser conseguido com um tubo metálico oco ou com um cabo coaxial conhecido. Em frequências ópticas e infravermelhas, guias de onda dielétrico, de uso comum, empregam um guia em um núcleo ou tira com ε alto. Em dispositivos optoeletrônicos, a luz é guiada a partir de uma extremidade de um circuito para outro. Em uma rede de fibra óptica, para telecomunicações, a luz é guiada a partir de uma extremidade de um continente para outro. Guias de onda que confinam a luz através de band gaps fotônicos estão em constante desenvolvimento. Suas propriedades únicas já estão sendo aplicadas comercialmente em fibras ocas.

A existência de um gap bidimensional permite-nos projetar um guia de ondas através da formação de um defeito linear no cristal [18]. Por exemplo, pode-se remover uma única fileira de hastes a partir do cristal, resultando no modo guiado mostrado na Figura 16. Também é mostrado o diagrama de banda, no qual podemos ver que o modo guiado (vermelho, no intervalo sombreado de amarelo) cobre uma gama de frequências descrita por sua relação de dispersão $\omega(k)$. A luz é guiada principalmente dentro do ar, bem como em um guia de ondas metálico oco, porém muito diferente de uma estrutura de guia tradicional. Esta propriedade pode ser explorada para reduzir a interação entre a luz e o material (por exemplo, para reduzir a absorção ou não-linearidades).

Alternativamente, quando se quer aumentar a interação entre a luz e o material, a periodicidade da estrutura também é útil. O truque é que a inclinação de $\omega(k)$ vai para zero nas extremidades das zonas de Brillouin ($k = 0$, neste caso). A inclinação pode ser interpretado como a velocidade de grupo, a velocidade a que pulsa e propaga a energia ao longo do guia de ondas. À medida que vai para zero, o tempo da interação entre o campo de energia e o material é aumentado, o que pode ser usado para aumentar o ganho de um laser de realimentação distribuído ou para manipular fenômenos não-lineares. Isso

pode acontecer mesmo nos muito simples guias de ondas, guiadas por índices periódicos, porque eles têm um limite de banda de inclinação zero.

Por outro lado, para a transmissão de informação, tipicamente, opera-se a uma frequência afastada da borda da banda de inclinação zero, tanto para diminuir as perdas como para minimizar a distorção do sinal. É geralmente desejável operar onde a banda de inclinação (velocidade) é quase constante, tal como gama de 20% no intervalo de $\omega a/2\pi c = 0,35$ a $0,42$ indicados por linhas pretas horizontais na figura 16. A razão é que a variação da inclinação ($d^2\omega/dk^2 \neq 0$) causa a dispersão da velocidade de grupo. Os pulsos se espalharão e distorcerão, e a taxa de dispersão de pulso diverge à medida que a borda da banda de inclinação zero se aproximada. Aqui, o centro da nossa largura de banda baixa dispersão é $\omega a/2\pi c = 0,38$, e podemos facilmente redimensionar nossa estrutura de modo que esta se encontre em nossa frequência de operação $\lambda = 1,5\mu\text{m}$: utilizando um cálculo semelhante ao da equação 3.1, para $a = 0,57\mu\text{m}$ e $r = 0,2a = 0,114\mu\text{m}$.

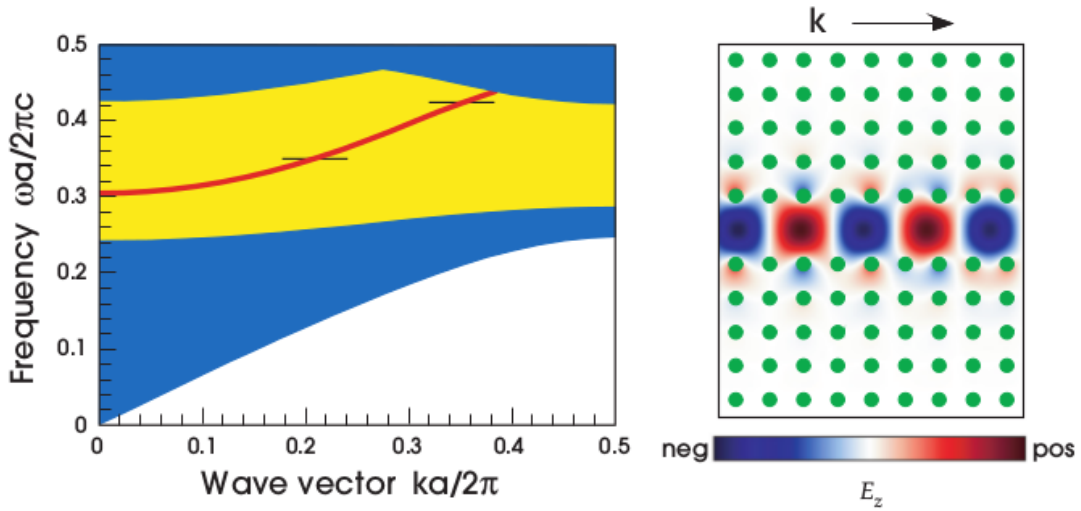


Figura 16: Guia de ondas formada por falta de uma linha de hastes em malha quadrada de raio $0,2a$ e constante dielétrica ($\epsilon = 11,4$). A esquerda: diagrama de banda projetado, com modos estendidos de cristal sombreado em azul, gap TM sombreado em amarelo e modo guiado (linha vermelha no gap). Linhas horizontais pretas indicam intervalo de baixa dispersão onde a faixa guiada é quase plana. A direita: campo elétrico E_z de modo guiado em $\omega a/2\pi c = 0,38$, com hastes dielétricas em verde [2].

Do ponto de vista da concepção do dispositivo, no entanto, talvez a novidade mais valiosa de um guia de ondas com band gaps fotônicos é que é efetivamente um sistema unidimensional. Em um guia de ondas convencional, qualquer defeito que quebre a simetria translacional fará com que a luz seja dispersada para fora do mesmo, perdendo-se. É por isso que há perdas de radiação em uma curva acentuada, nos locais de imperfeições, nas zonas de transição de um guia de onda para outro, e nas interfaces com outros dispositivos. Estas perdas podem ser eliminadas de um guia de ondas de cristal fotônico porque o band gap proíbe a luz de ir em qualquer direção, exceto ao longo de uma linha particular. O único mecanismo de perda (além de absorção do material) é a reflexão, e vamos ver que

em muitos casos a reflexão pode ser eliminado por regras de simetria simples.

3.2.3 Concepção de uma cavidade

Assim como no guia de ondas, fazendo um defeito linear, é possível projetar uma cavidade eletromagnética, fazendo um defeito em torno de um único ponto [19]. Por exemplo, através da remoção de uma única haste dielétrica, nós confinamos um estado localizado em uma frequência $\omega_0 a / 2\pi c$, como mostrado na figura 17. Intuitivamente, não importa qual direção a luz fica, ela não tem como escapar por causa do band gap. Claro, nossa estrutura irá confinar a luz só dentro do plano de periodicidade. Para evitar que ela escape na terceira direção, é necessário um outro método. Poderíamos imprimir a rede triangular entre duas placas metálicas, ou usar um cristal fotônico totalmente tridimensional. Alternativamente, pode-se empregar um índice de confinamento aproximado na terceira direção.

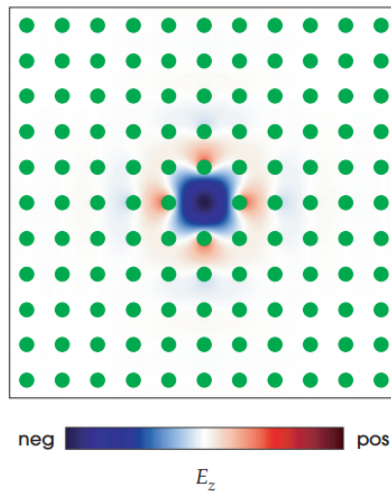


Figura 17: Cavidade formada pela falta de uma única haste em uma malha quadrada de raio $0,2a$ e constante dielétrica ($\epsilon = 11,4$). A cavidade suporta um único modo de frequência $\omega a / 2\pi c = 0,38$, dentro do intervalo de banda TM, cujo campo elétrico E_z é mostrado [2].

Tal cavidade é útil sempre que se quer controlar a luz dentro de uma gama de frequências estreita ou, de forma equivalente, por um longo tempo.

Cavidades também são usados para afetar a taxa de transições atômicas, que são acompanhados pela emissão ou absorção de um fóton em uma frequência particular ω correspondente à energia de transição $\hbar\omega$. Tais transições podem ser suprimidas colocando o átomo em um cristal fotônico no qual não há estados de fóton apropriados, ou podem ser aumentadas colocando o átomo em uma cavidade na qual há um estado de fóton bem concentrado precisamente na frequência de transição.

Não há muita importância na luz confinada se não podemos tirá-lo eventualmente. Por esta razão, devemos em geral organizar para as oscilações da cavidade ter uma vida

determinada: devemos fornecer uma maneira para que a luz possa escapar. A maneira mais controlada para fazer isso consiste em colocar um guia de ondas de cristal fotônico em estreita proximidade com a cavidade, como na Figura 17. As extremidades exponenciais do modo de cavidade escapam lentamente no guia de ondas, e a energia escapa unicamente para o canal desejado (ou canais).

Três propriedades importantes do modo de cavidade são a sua frequência, o seu tempo de vida, e sua simetria. A frequência pode ser controlado alterando a geometria da cavidade. Por exemplo, podemos mudar o tamanho ou ε . O tempo de vida τ é definido de tal modo que o campo na cavidade decai como $e^{t/\tau}$. Muitas vezes é conveniente caracterizar o tempo de vida por o fator de qualidade $Q = \omega\tau/2$. O valor de Q pode ser controlado alterando o número de períodos do cristal entre a cavidade e o guia de onda. Ele também pode ser ajustado através da alteração do tamanho do intervalo de banda (por exemplo, mudando o raio da haste) ou alterando a frequência do modo de cavidade em relação ao gap. A simetria do modo refere-se ao fato de o seu padrão de campo ser monopolo, dipolo e assim por diante. A simetria é importante porque é possível um modo de uma simetria não ser um acoplador em todo o guia de ondas com uma simetria diferente.

3.2.4 Filtro banda estreita (Narrow-Band)

Considere a estrutura representada na parte superior da Figura 18. O fundo do cristal fotônico possui o mesmo $\varepsilon = 11,4$ do cristal que foi discutido na seção anterior. A cavidade, formada pela ausência de uma única haste, fica ao lado de dois guias de onda, cada um dos quais é formado pela ausência de uma fileira de hastes. Se fôssemos para excitar o modo da cavidade diretamente (por uma fonte de corrente ou de transição atômica dentro da cavidade), então a energia na cavidade iria vazar lentamente. Neste caso, $Q \approx 410$. No entanto, alguma coisa mais interessante acontece quando se excita a cavidade de um dos guias de onda.

A parte superior da Figura 18 mostra o espectro de transmissão: a potência transmitida na saída do guia de onda (parte inferior, a direita) como uma fração da potência incidente a partir da entrada do guia de onda (à esquerda) como uma função da frequência ω . Este espectro apresenta várias características importantes, mais notavelmente um pico estreito precisamente centrada na frequência da cavidade $\omega_0 a / 2\pi c = 0,38$.

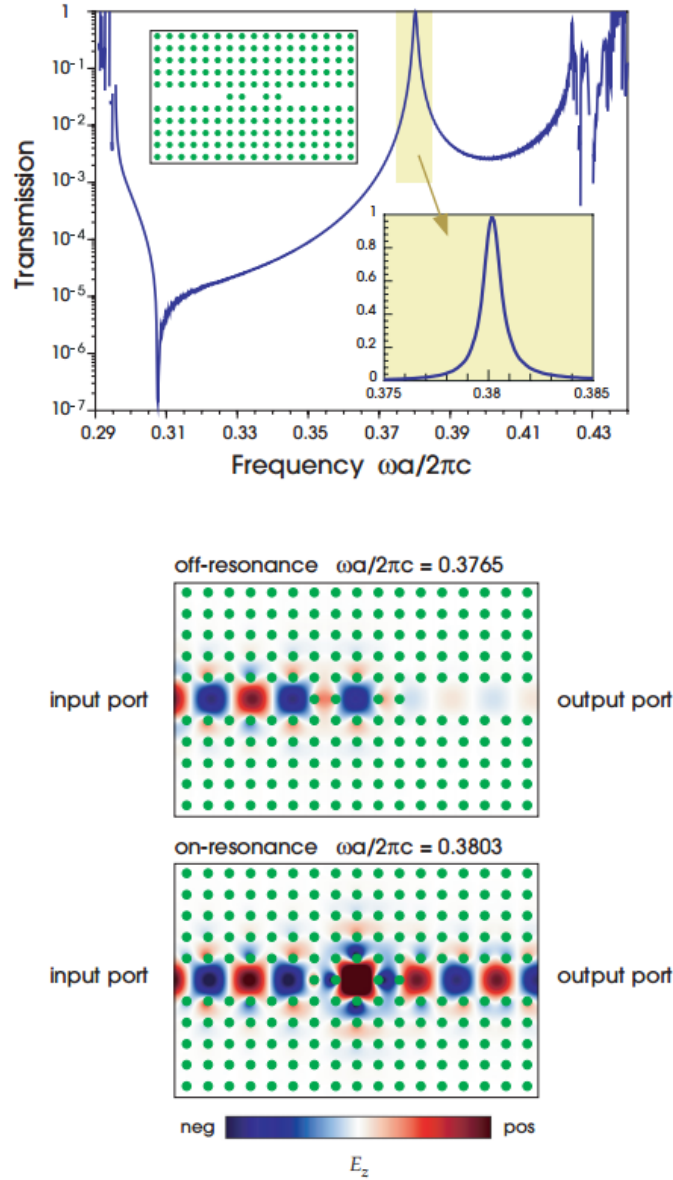


Figura 18: Filtro de guia de onda e cavidade. Na parte superior: Espectro de transmissão, mostrando 100% de pico na frequência de ressonância da cavidade ($\omega a/2\pi c = 0,3803$) e com $Q = 410$; Há ainda um efeito de zoom que mostra o pico alargado. As oscilações em baixas e altas frequências correspondem à propagação fora do band gap, e a inclinação acentuada perto de $\omega a/2\pi c = 0,308$ corresponde à borda da faixa guiada de declividade zero. Na parte inferior: O campo E_z para transmissão a uma frequência 1% abaixo do pico de ressonância (superior), e exatamente no pico de ressonância (inferior) [2].

3.3 Dispositivos baseados em cristais fotônicos bidimensionais

Este pico estreito significa que o dispositivo atua como um filtro de banda estreita [20]. A luz é transmitida para frequências próximas da frequência de ressonância da cavidade, e reflete-se para frequências um tanto mais baixas ou mais elevadas. A existência de um pico de ressonância está de acordo com o planejado: pois perto da frequência de ressonância, a luz proveniente da entrada do guia de onda pode acoplar na cavidade, e a

cavidade por sua vez, pode acoplar para a saída do guia de onda. O que pode ser surpreendente, no entanto, é que a transmissão do pico é precisamente 100%. O padrão de campo para a transmissão na ressonância é mostrado no painel inferior da Figura 18. Se mudar a frequência por apenas 1%, a transmissão cai para menos de 2%, o que corresponde aos campos na parte do meio. A largura fracionada $\Delta\omega/\omega_0$ na metade do valor máximo (transmissão de 50%) é precisamente igual a $1/Q$, em que Q é o fator de qualidade do modo de cavidade quando excitado internamente. Estas e outras propriedades do pico de transmissão serão explicados na seção seguinte.

Antes de analisar o pico de ressonância, no entanto, vale a pena comentar sobre as outras características do espectro de transmissão na figura 18. A acentuada queda na transmissão em cerca de $\omega a/2\pi c = 0.3075$ corresponde ao limite da banda de inclinação zero do modo guia de onda, em que o acoplamento de luz através do dispositivo é especialmente difícil. As oscilações nas frequências altas e baixas correspondem a frequências fora do band gap, onde a energia se propaga através do cristal em vez de ser confinada ao guia de ondas e na cavidade. Em um sistema verdadeiramente infinito, a luz fora do gap escaparia, mas devido termos simulado essa estrutura dentro de uma caixa computacional finita, alguns retornos de luz para a saída do guia de ondas, onde a interferência resulta em um espectro de oscilação.

3.3.1 Teoria temporal dos modos acoplados

A fim de analisar uma grande variedade de dispositivos, incluindo o da Figura 18, que pode explorar um modelo teórico poderoso que cai dentro de uma classe geral de métodos conhecidos como teorias dos modos acoplados: um descreve um sistema em termos de um conjunto de componentes idealizados (por exemplo guias de onda e as cavidades isoladas) que são perturbados, ou acoplados, de alguma forma. Estes métodos são análogas a teoria de perturbação dependente do tempo na mecânica quântica, e eles assumem muitas formas. Frequentemente, eles são formulados na forma de uma expansão nos auto modos exatamente calculados dos sistemas idealizados, proporcionando um resultado numérico para uma geometria particular. O método que vamos discutir, a teoria de modos acoplados temporal, utiliza uma formulação mais abstrata [21].

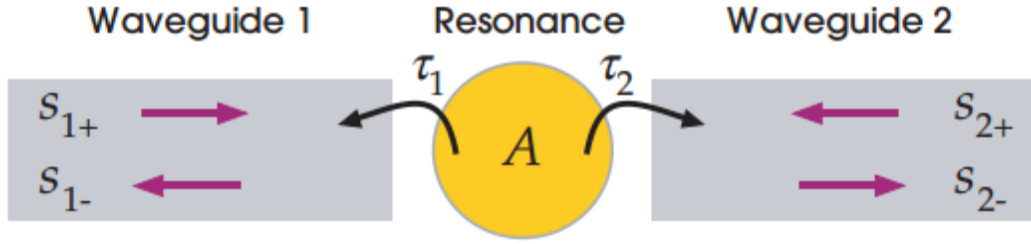


Figura 19: Diagrama abstrato que mostra as características essenciais do filtro da Figura 18: uma guia de ondas de entrada 1, Com amplitudes de campo de entrada/saída s_{1+}/s_{1-} ; Uma guia de ondas de saída 2, com amplitudes de campo de entrada/saída s_{2+}/s_{2-} ; E um único modo ressonante de amplitude de campo A e frequência ω_0 , acoplado aos guias de ondas 1 e 2 com tempos de vida τ_1 e τ_2 ($\tau_1 = \tau_2$) na figura 18). Os $s_{l\pm}$ são normalizados de modo que $|s_{l\pm}|^2$ é a potência no guia de ondas, e A é normalizado de modo que $|A|^2$ é a energia na cavidade [2].

Em teoria temporal dos modos acoplados, o sistema é considerado como um conjunto de componentes essenciais que são analisados usando apenas princípios muito gerais, tais como a conservação de energia. Nossos blocos de construção localizarão modos (cavidades de ressonância) e modos de propagação (em guias de onda) [21]. O resultado é uma descrição geral de uma determinada classe de dispositivos. Para obter um resultado quantitativo, a descrição é parametrizado por um pequeno número de incógnitas, tais como as frequências e as taxas de decaimento dos modos de ressonância, os quais dependem da geometria específica e deve ser determinada por um cálculo separado.

Esta ideia bastante abstrata é melhor compreendida através de um exemplo. A estrutura da figura 18 é descrita em teoria de modos acoplados temporal como uma cavidade ressonante ligado a dois guias de ondas monomodo (denominados 1 e 2), como representado esquematicamente na figura 19. Não há outros locais para onde a luz possa ir; o resto do cristal é ignorado. O modo da cavidade tem uma frequência de ressonância ω_0 e decai com o tempo de vida τ_1 e τ_2 (mais precisamente definido abaixo) para os dois guias de ondas. Em nossa estrutura, por simetria, devemos ter $\tau_1 = \tau_2$, verificar-se, portanto, que esta é a condição para a transmissão de 100% na ressonância. O pressuposto fundamental da teoria de modos acoplados temporal (como acontece com muitos outros métodos aproximados) é que o acoplamento entre os diversos elementos é fraco. Na figura 19, por exemplo, vamos supor que os vazamentos de energia da cavidade passam apenas lentamente para os guias de ondas.

3.3.1.1 As equações Temporais dos modos acoplados

Vamos agora derivar um conjunto de equações que descrevem o acoplamento da cavidade para os guias de ondas, em termos de amplitudes de campo nesses componentes. Para fazer isso, vamos contar com cinco hipóteses muito gerais: acoplamento fraco, linearidade, invariância de tempo (isto é, a materiais/geometrias que não mudam ao longo do

tempo), conservação de energia, e invariância de tempo de reversão. O mais importante deles é o fraco acoplamento.

Supomos que os campos na cavidade são proporcionais a alguma variável A . Isto é, uma vez que a equação da cavidade determina completamente os campos elétricos e magnéticos até alguma amplitude, nós chamamos isso de amplitude A geral (dando tanto magnitude quanto a fase). Uma vez que as unidades dos A podem ser escolhidas arbitrariamente, podemos fazer a escolha conveniente de que $|A|^2$ é da energia eletromagnética armazenado na cavidade.

Expressamos os campos no guia de ondas como a soma dos modos do guia de onda na entrada e na saída, que são novamente definidas até uma amplitude de complexidade arbitrária $s_{l\pm}$ ($l = 1, 2$). Aqui, s_{l+} representa a amplitude do modo guia de ondas em l indo no sentido da cavidade, e s_{l-} representa a amplitude dos modos que se afastam da cavidade. Novamente, uma vez que as unidades são arbitrárias, nós escolhemos para fazer $|s_{l\pm}|^2$ a energia de entrada (ou saída) nos modos de guia de onda.

A seguir as equações que regem estas quantidades são mostradas. Para começar, considerar o modo da cavidade por si só, sem potência incidente a partir dos guias de onda. Devido o fraco acoplamento, é seguro assumir que o modo irá decair exponencialmente ao longo do tempo com algum tempo de vida τ . Se o modo dificilmente se decompõe em todo um período óptico, a solução é aproximadamente a da cavidade sem perdas. Há um padrão fixo de campo proporcionais a A , e o fluxo de saída do vetor de Poynting $Re[E^* \times H]/2$ deve, portanto, ser proporcional para $|A|^2$, a energia; desde que a taxa de perda de energia seja proporcional à energia. Quantitativamente, exigimos $\tau \gg 2\pi/\omega_0$, ou $Q = \omega_0\tau/2 \gg \pi$. (Na prática, tipicamente encontramos a teoria do modo acoplado temporal como sendo quase exata para $Q > 30$, e muitas vezes qualitativamente precisa mesmo para um Q menor.) Se a cavidade tem dois mecanismos de perda, com constantes de decaimento τ_1 e τ_2 , então o tempo de vida é dado por $1/\tau = 1/\tau_1 + 1/\tau_2$. A amplitude A satisfaz uma equação diferencial $dy/dt = -i\omega_0 A - A/\tau$, para a qual a solução é $A(t) = A(0)e^{-i\omega_0 t - t/\tau}$ [22].

Agora incluímos os guias de ondas. A entrada de energia s_{l+} pode acoplar-se, ou pode ser refletida em s_{l-} , (ou ambos). A energia da cavidade deve também fluir em s_{l-} . As equações lineares mais gerais, invariantes no tempo, relacionando essas quantidades, assumindo acoplamento fraco, são

$$\frac{dA}{dt} = -i\omega_0 A - A/\tau_1 - A/\tau_2 + \alpha_1 s_{1+} + \alpha_2 s_{2+} \quad (3.2)$$

$$s_l = \beta_l s_{l+} + \gamma_l A, \quad (3.3)$$

para algumas constantes de proporcionalidade α_l , β_l e γ_l . As constantes α_l e γ_l representam

a força do acoplamento cavidade-guia de ondas, e β_l é o coeficiente de reflexão. Pode parecer que há muitas incógnitas para esta abordagem, mas na verdade, podemos eliminar todas as desconhecidas, exceto ω_0 e τ .

As constantes γ_1 e γ_2 podem ser determinadas usando a conservação de energia. Considere o caso simples onde $\tau_2 \rightarrow \infty$, então essa cavidade é desacoplada do guia de ondas 2, e supomos $s_{1+} = s_{2+} = 0$, de modo que não existe qualquer entrada de energia. Neste caso, o modo da cavidade decai exponencialmente a medida que $A(t) = A(0)e^{-i\omega_0 t - t/\tau_1}$, e assim a energia $|A|^2$ está decrescendo. O único lugar para esta energia ir é para a potência de saída $|s_{1-}|^2$. Assim, devemos ter a equação (3.4).

$$-\frac{d|A|^2}{dt} = \frac{2}{\tau_1}|A|^2 = |s_{1-}|^2 = |\gamma_1|^2|A|^2. \quad (3.4)$$

Portanto, $|\gamma_1|^2 = 2/\tau_1$, e uma vez que a fase de s_{1-} é arbitrária (poderia representar as amplitudes de campo em qualquer lugar ao longo do guia de ondas) podemos escolher $\gamma_1 = \sqrt{2/\tau_1}$. Da mesma forma, se deixarmos $\tau \rightarrow \infty$, encontraremos $\gamma_2 = \sqrt{2/\tau_2}$. Mas quando ambos τ_1 e τ_2 são finitos, não necessariamente afeta o decaimento no guia de ondas γ_1 ou vice-versa, visto que as taxas de atenuação podem serem fracas. A quantidade γ_1 já é pequena; qualquer mudança em γ_1 devido a $1/\tau_2$ (outra pequena quantidade) é um efeito de segunda ordem, que é omitido.

As constantes α_l e β_l podem ser determinadas por simetria de reversão de tempo. Nós acabamos de ver que para $s_{l+} = 0$, o modo de cavidade decai e os campos de saída são dadas por $s_{l-} = \sqrt{2/\tau_l}A$. Simetria de reversão do tempo nos diz que podemos obter outra solução válida das equações executando a solução original para trás no tempo, e conjugando a fim de manter um $e^{-i\omega_0 t}$ de dependência no tempo. Ou seja, temos de ter uma solução para a equação (3.2) de forma que $A(t) = A(0)e^{-i\omega_0 t + t/\tau}$ (crescimento exponencial) com campos de entrada $S_{l+} = \sqrt{2/\tau_l}A$ e sem campos na saída $s_{l-} = 0$.

Ao observar a equação (3.3), imediatamente conclui-se que $\beta_l = -1$. (Assim, para $\tau \rightarrow \infty$ temos 100% de reflexão, $s_{l-} = s_{l+}$, como esperado. O sinal de menos é um caractere de nossa escolha de fase para γ_l antes e não é fisicamente significativo.) Para determinar α_l , onde mais uma vez $\tau_2 \rightarrow \infty$, no caso de juntar $A(t)$ em α_1 , que, mais uma vez empregamos a equação (3.2), imediatamente dá $\alpha_1 \sqrt{2/\tau_1}A = 2A/\tau_1$.

Finalmente, obtivemos as equações 3.5 e 3.6 do modos acoplados temporal para o sistema da figura 19:

$$\frac{dA}{dt} = -i\omega_0 A - \sum_{l=1}^2 A/\tau_l + \sum_{l=1}^2 \sqrt{\frac{2}{\tau_l}} s_{l+} \quad (3.5)$$

$$s_{l-} = -s_{l+} + \sqrt{\frac{2}{\tau_l}} A. \quad (3.6)$$

Note que nós não fazemos qualquer referência à geometria particular da figura 19 em derivar essas equações. Elas são válidas para qualquer filtro satisfazendo assim nossas suposições; os detalhes são importantes apenas em determinar os valores de ω_0 e τ_l . Esta abordagem pode ser facilmente generalizado para incluir mais do que dois guias de ondas, perdas por radiação, e assim por diante.

3.3.1.2 A transmissão do filtro

Dadas as equações dos modos acoplados (3.5) e (3.6), podemos prever o espectro de transmissão de qualquer sistema de uma cavidade entre dois guias de ondas que possui fraco acoplamento. O espectro de transmissão é simplesmente a potência de saída fracionada $T(\omega) \triangleq |s_{2-}|^2/|s_{1+}|^2$ quando $s_{2+} = 0$ (sem entrada de energia a partir da direita), como uma função da frequência ω .

Uma vez que a frequência é conservada em um sistema linear, se a entrada oscila a uma frequência fixa ω , então o campo deve oscilar em toda a parte como $e^{-i\omega t}$, e $dA/dt = -i\omega A$. Ligando isso, e $s_{2+} = 0$, nas equações (3.5) e (3.6), obtém-se:

$$-i\omega A = -i\omega_0 A - \frac{A}{\tau_1} - \frac{A}{\tau_2} + \sqrt{\frac{2}{\tau_1}} s_{1+} \quad (3.7)$$

$$s_{1-} = -s_{1+} + \sqrt{\frac{2}{\tau_1}} A \quad (3.8)$$

$$s_{2-} = \sqrt{\frac{2}{\tau_2}} A \quad (3.9)$$

Para resolver para o espectro de transmissão, divide a equação (3.9) por s_{1+} e, em seguida, para resolver A/s_{1+} a partir da equação (3.7). Isto é dado por:

$$T(\omega) = \frac{|s_{2-}|^2}{|s_{1+}|^2} = \frac{\frac{2}{\tau_2} |A|^2}{|s_{1+}|^2} = \frac{\frac{4}{\tau_1 \tau_2}}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2})^2} \quad (3.10)$$

Esta é a equação de um pico de Lorentzian com um máximo em $\omega = \omega_0$. Da mesma forma, podemos deduzir o espectro de reflexão:

$$R(\omega) = \frac{|s_{1-}|^2}{|s_{1+}|^2} = \frac{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_2})^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2})^2} \quad (3.11)$$

É fácil verificar que $R(\omega) + T(\omega) = 1$ em toda a parte (a energia é conservada), e que a reflexão se aproxima de 100% longe de ω_0 .

Ao inspecionar a equação (3.11) ou a equação (3.10), vemos que a $T(\omega_0) = 1$, apenas se $\tau_1 = \tau_2$, isto é, quando a cavidade decai para as dois guias de onda em proporções

iguais. Na nossa estrutura de cristal fotônica da figura 18, esta igualdade é garantida por simetria. A reflexão ressonante $R(\omega_0)$ é, em então zero. Na verdade, existem duas fontes de reflexão - a reflexão direta, e a luz em decomposição para trás a partir da cavidade e na frequência de ressonância estas duas reflexões se cancelam por interferência destrutiva.

Às vezes é útil para escrever o espectro de transmissão em termos de fator de qualidade Q em vez de τ . O tempo de vida total é de $1/\tau = 1/\tau_1 + 1/\tau_2 = 2/\tau_1$, e então $Q = \omega_0\tau/2$ isso implica que $1/\tau_1 = 1/\tau_2 = \omega_0/4Q$. Neste caso, a equação (3.10) se torna

$$T(\omega) = \frac{\frac{1}{4Q^2}}{\left(\frac{\omega-\omega_0}{\omega_0}\right)^2 + \frac{1}{4Q^2}}. \quad (3.12)$$

A partir da equação (3.12), segue-se que a largura fracionária $\Delta\omega/\omega_0$ ao intervalo máximo ($T = 0,5$) é $1/Q$, como observamos na figura 18. Na verdade, se fôssemos para traçar a equação (3.12) na Figura 18, juntando com ω_0 e Q , conforme determinado por um cálculo numérico pequeno, seria quase indistinguível do pico de ressonância calculado representada na inserção. Resumindo, temos condições suficientes para que possamos alcançar um filtro de banda estreita com 100% transmissão.

3.4 Considerações finais

Nestes capítulo é apresentado um estudo com exemplos de três dispositivos que utilizam cristais fotônicos em que é possível analisar o comportamento de cada um dos referidos dispositivos através do mapa de gaps. As equações de modos acoplados também são apresentadas.

4 Análise teórica de filtros em estruturas EBG e em guias de ondas de cristais fotônicos

4.1 Projeto de filtro utilizando estrutura EBG

Com o intuito de obter características de filtro rejeita-faixa, o filtro, além da linha de transmissão e do substrato possui furos no plano terra como pode ser observado nas Figuras 20 e 21. No caso mais simples, do que é chamado neste trabalho de "filtro normal", os furos possuem o mesmo tamanho. Por outro lado, visando obter uma dupla banda de rejeição, foi construído e também simulado um outro filtro com o mesmo material no substrato, porém agora com os furos do plano terra de dois tamanhos, que neste trabalho foi denominado de "filtro modificado", como pode ser observado na Figura 21. Na Figura 22 é possível ter uma visão transversal de como estão dispostos o substrato, a linha de transmissão e o condutor logo a baixo do substrato.

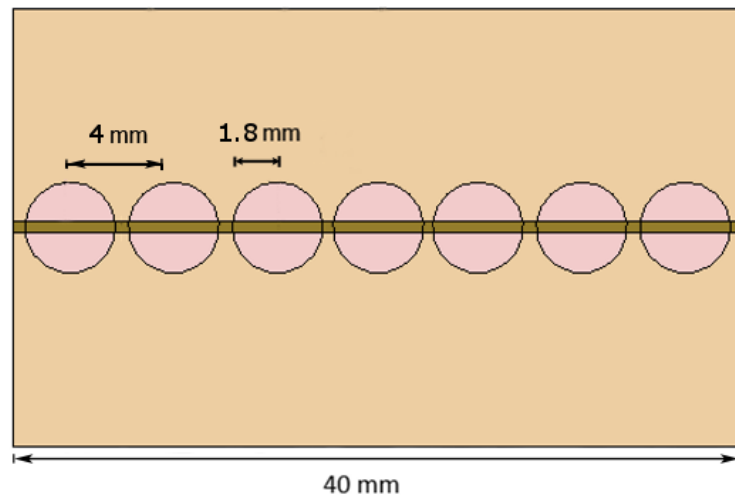


Figura 20: Face superior do filtro normal (todos os furos iguais).

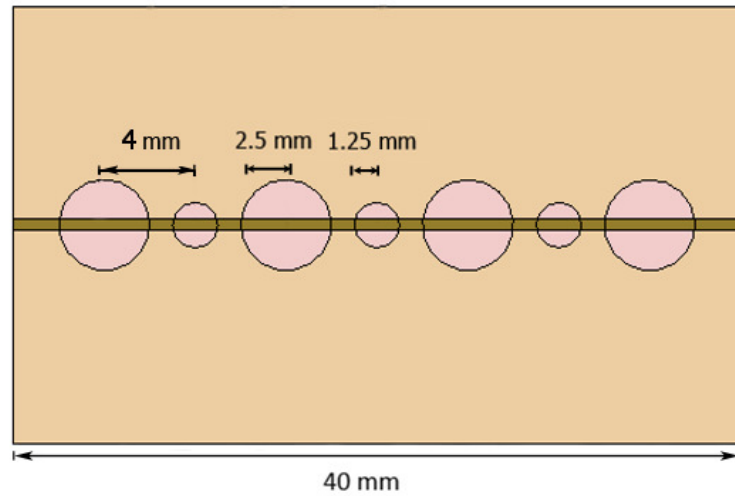


Figura 21: Face superior do filtro modificado (com duas configurações do tamanho dos furos).

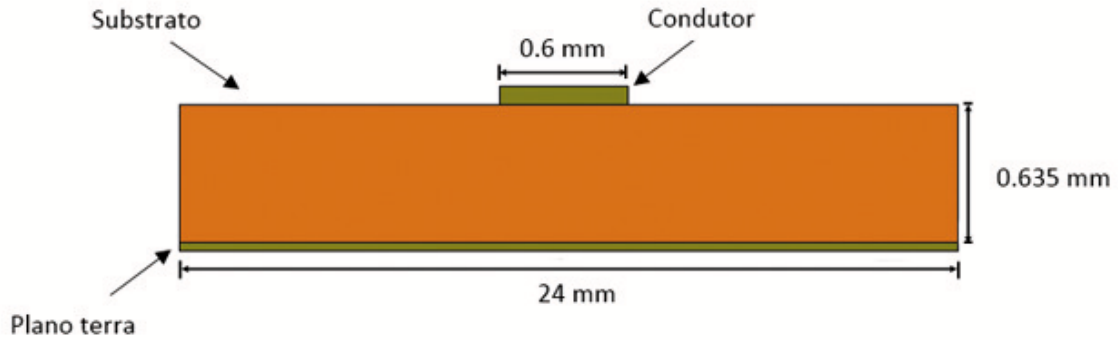


Figura 22: Sessão transversal do filtro normal e modificado, na qual pode-se observar de cima para baixo a microlinha de transmissão, o substrato e o condutor no plano terra .

4.1.1 O software utilizado

O software comercial ANSYS HFSS (significa High Frequency Structure Simulator) foi utilizado para a modelagem do filtro EBG. Escolhemos o HFSS devido a facilidade do mesmo para modelagens em 3-D, rapidez e precisão. O HFSS emprega o Método dos Elementos Finitos (FEM), *meshing* adaptável e bons gráficos com ótima performance. Podendo ainda ser usado para calcular parâmetros como *S-Parameters*, frequência de ressonância, e Campos [23].

HFSS é um sistema de simulação interativa, cujo elemento básico de malha é um tetraedro. Isso permite que possamos resolver qualquer geometria arbitrária 3-D, especialmente aqueles com curvas complexas e formas, muito mais rápido quando comparado a outras técnicas [23].

Devido o dispositivo envolver uma modelagem numérica, o passo a passo empregado para as simulações foi o seguinte:

- Modelagem da geometria;
- Modelagem dos materiais;
- Configuração da física do problema;
- Pós-processamento. Obtenção dos resultados a partir dos campos calculados na simulação.

4.1.2 Simulações e discussões dos resultados para o filtro periódico EBG

O modelo 3D foi gerado no software mencionado anteriormente, onde os filtros normal (Figura 20) e modificado (Figura 21) possuem periodicidades $a = 4$ mm, altura do substrato $h = 0,650$ mm e largura da fita da microlinha de transmissão $w = 0.6$ mm. Para o filtro normal os furos no plano terra possuem raio $r = 1,8$ mm, sendo este valor a média dos raios menor e maior do filtro com variação nos furos corroídos no plano terra (filtro modificado). As tabelas 1 e 2 apresentam todos os parâmetro, valores e especificações usados nas simulações para ambos os filtros, os parâmetros geométricos são baseados em [24].

Tabela 1: Tabela com os parâmetros, valores e especificações para as simulações do filtro sem variação nos raios dos furos.

Parâmetro	Valor	Especificação
ε_r	9.4	Constante dielétrica
$Tan\delta$	0.0005	Tangente de perda
H	0.635 mm	Altura do substrato
W	0.6 mm	Largura da fita de condução
r	1.8 mm	Raio do furo (média r_1 e r_2)
a	4 mm	Período da grade
L	40 mm	Comprimento da estrutura

Tabela 2: Tabela com os parâmetros, valores e especificações para as simulações do filtro com variação nos raios dos furos.

Parâmetro	Valor	Especificação
ε_r	9.4	Constante dielétrica
$Tan\delta$	0.0005	Tangente de perda
H	0.635 mm	Altura do substrato
W	0.6 mm	Largura da fita de condução
r_1	2.5 mm	Raio do furo menor
r_2	1.25 mm	Raio do furo maior
a	4 mm	Período da grade
L	40 mm	Comprimento da estrutura

Analisando o gráfico das Figuras 23 e 24 pode-se observar que o filtro sem variação nos raios possui apenas uma banda de rejeição, enquanto que o filtro com variações nos raios dos furos corroídos no plano terra possui duas bandas de rejeição, no entanto a magnitude e a largura da banda de rejeição do filtro normal são superiores aos do filtro modificado. Portanto a banda de rejeição do filtro normal vai de 12 a 20 GHz já a primeira banda de rejeição do filtro modificado vai de 6 a 10 GHz e a segunda banda começa em 13 e vai até 18 GHz.

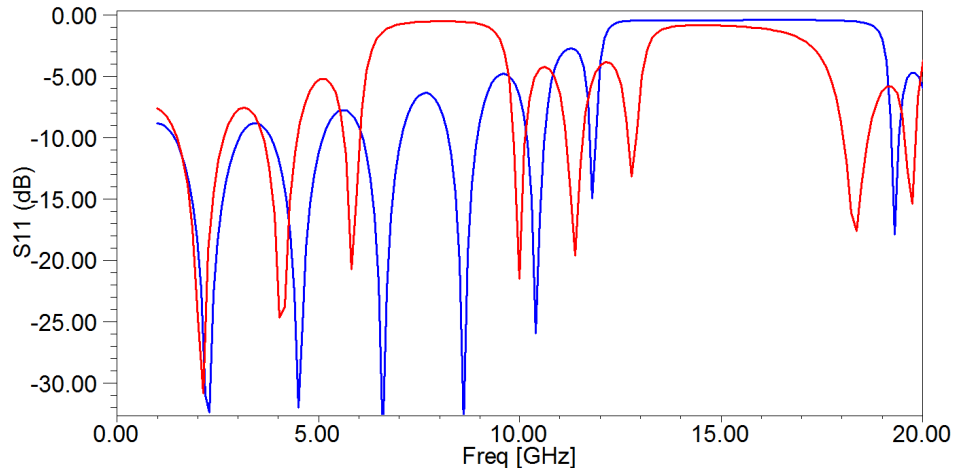


Figura 23: Comparação entre a banda de rejeição do filtro sem variação no diâmetro dos furos em azul e o filtro com variação nos referidos furos em vermelho - $S_{11}(dB)$.

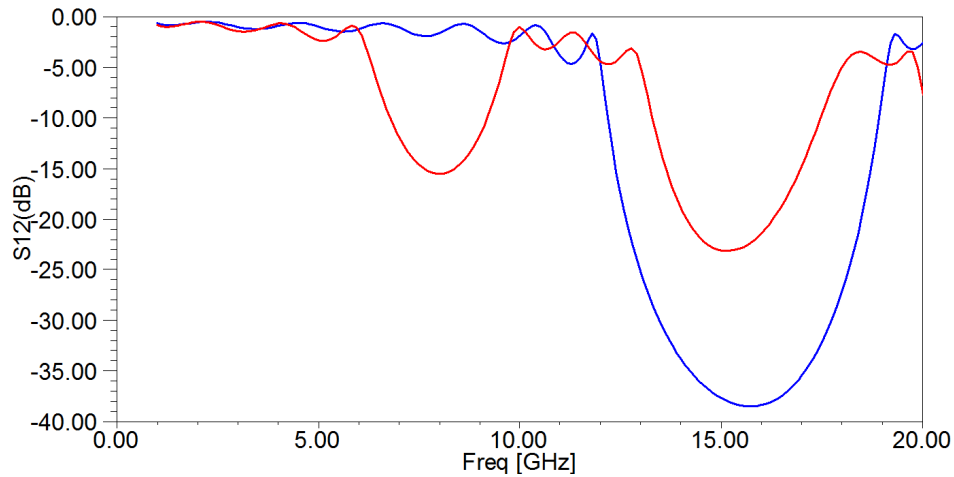


Figura 24: Comparação entre a banda de rejeição do filtro sem variação no diâmetro dos furos em azul e o filtro com variação nos referidos furos em vermelho - $S_{12}(dB)$.

A Figura 25 apresenta a Voltage Standing Wave Ratio VSWR (VSWR) para o filtro rejeita-faixa com todos os furos iguais, sendo possível verificar que há apenas uma banda com alta reflexão que vai de 12 a 20 GHz.

Já no gráfico da Figura 26 apresenta-se a VSWR para o filtro rejeita-faixa com duas configurações de furos. Fica evidente portanto, a dupla banda de reflexão nesta

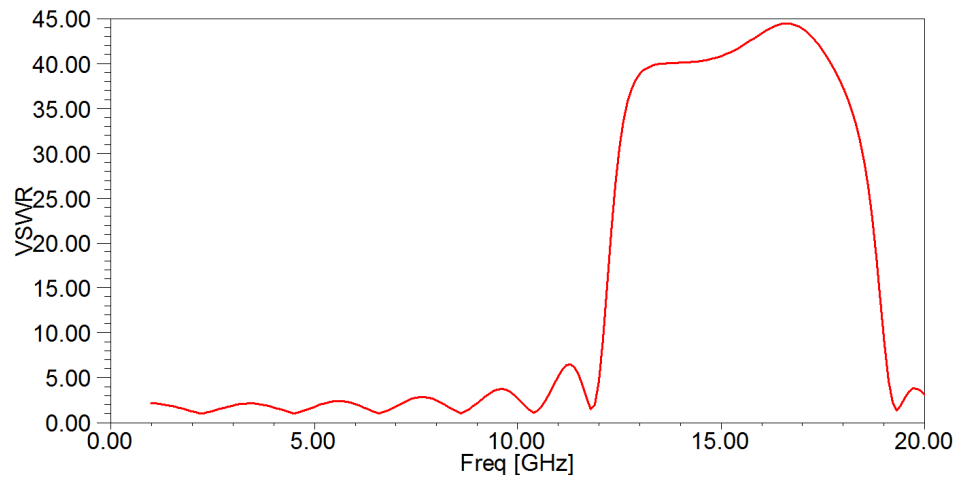


Figura 25: Mostra a VSWR para o filtro sem modificação no raio dos furos, onde apenas uma faixa com alta reflexão entre 12 e 20 GHz pode ser observada.

configuração do filtro, estando a primeira banda de reflexão entre 6 e 10 GHz e a segunda entre 13 e 18 GHz.

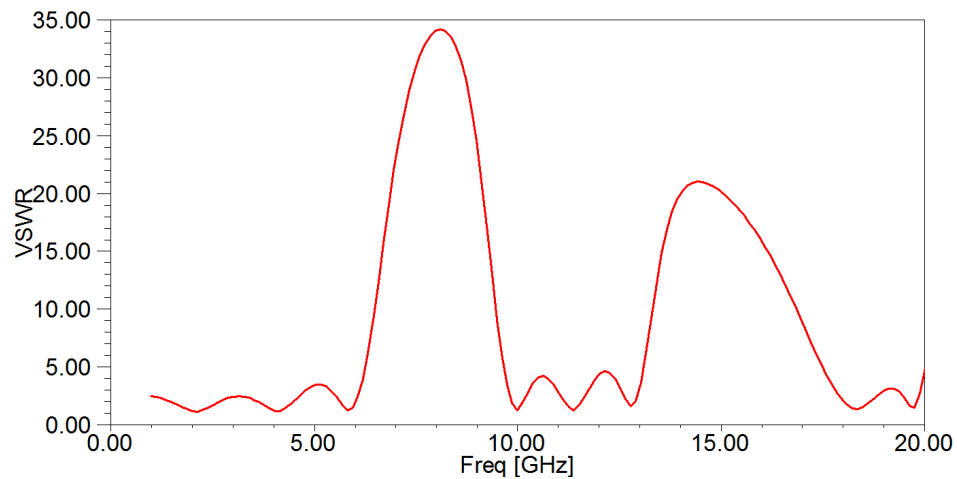


Figura 26: Mostra a VSWR para o filtro com modificação no raio dos furos, esta por sua vez apresenta alta reflexão em duas faixas distintas. A primeira vai de 6 a 10 GHz e a segunda vai de 13 a 18 GHz.

4.2 Projeto de filtro em guia de ondas de cristais fotônicos

Como foi visto anteriormente no Capítulo 3 seção 3.2.1, inicialmente é preciso obter um cristal bidimensional que irá refletir tudo em um plano de ondas TM. O comprimento de ondas utilizado é de $1.5 \mu m$, comprimento este amplamente utilizado em telecomunicações. Definimos como material o arseneto de gálio (GaAs), muito usado na optoeletrônica com sua constante dielétrica 11,4. O cristal definido deve ser de fácil fabricação e possuir um gap fotônico. Portanto de acordo com a Figura 15, a haste com $r = 0,2a$ apresente um grande gap TM, onde a é a constante de rede. Na sequência precisamos obter o a , para tal faremos uso da equação 3.1, onde obtemos $a = 0,533 \mu m$, por fim será possível obter o raio das hastes. Assim, a partir de agora faremos uso destes parâmetros para o projeto de um filtro que é proposto nesta seção. Da mesma forma como foi proposto para o filtro em estruturas EBG, com furos periódicos de ar em um plano de terra dielétrico, faremos o mesmo para o filtro em guias de ondas de cristais fotônicos aqui proposto, com furos periódicos de ar em um plano dielétrico. Onde o material dielétrico utilizado possui constante dielétrica igual a 7,4 e furos de ar. Um novo gap fotônico foi encontrado, onde obtemos uma periodicidade $a = 0.5 \mu m$.

Baseado nas definições geométricas do parágrafo anterior, um filtro é proposto, sendo este constituído das seguintes partes principais: defeitos em 2 linhas (guia de ondas de entrada e guia de onda de saída) e um defeito pontual localizado entre os 2 guias de onda. Para criar tal defeito, reduzimos o raio de uma célula entre as guias de onda, esta mudança no raio de uma célula entre as guias de onda cria modos ressonantes entre dois guias de onda, assim que as ondas ópticas em determinados comprimentos de onda podem ser transferidas, através do defeito ressonante. O diagrama esquemático do filtro proposto é mostrado na Figura 27. O defeito do ponto é mostrado em vermelho, em que seu raio é $R = 76 \text{ nm}$.

4.2.1 O software utilizado

O software utilizado para as simulações desta seção foi o COMSOL Multiphysics. O referido software utiliza o método dos elementos finitos, sendo este último um dos métodos mais precisos e flexíveis, pois permite analisar estruturas com domínios arbitrários [25].

O COMSOL contém ferramentas Computed Aided Design (CAD) para cada área de atuação chamadas de módulos, no qual a discretização da estrutura e a escolha das condições de contorno podem ser feitas de forma manual ou automática, sendo que os resultados obtidos neste software podem ainda ser exportados para o software Matlab (muito usado na engenharia) ou para ASCII, de forma que possam ser utilizados em outros softwares [25].

Os modelos geométricos deste trabalho que foram modelados e simulados no COM-

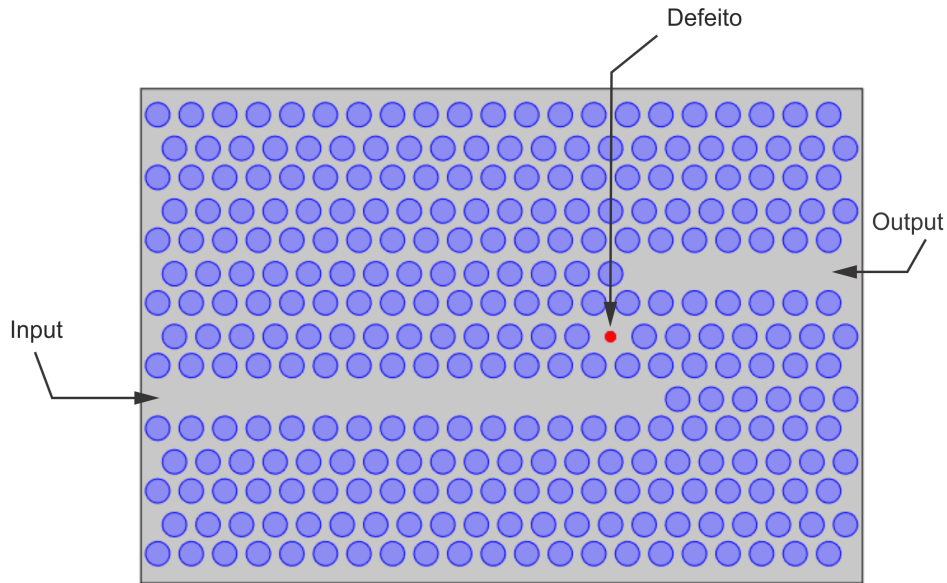


Figura 27: Esboço final do filtro proposto, onde podemos observar a entrada no guia de ondas mais a esquerda, a saída no guia de ondas mais a direita e o defeito em vermelho.

SOL passaram pelas etapas a seguir:

- Descrição geométrica da região de interesse;
- Definição dos parâmetros físicos da estrutura e condições de contorno que regem o problema;
- Geração de uma malha de elementos (discretização) e;
- Pós-processamento de resultados.

4.2.2 Simulações e discussões dos resultados para o filtro em guias de ondas fotônicos

Após finalizar o processo de projeto do filtro, o comportamento óptico do filtro proposto é investigado. Para tal, o software de COMSOL foi utilizado com o intuito de modelar e simular a estrutura proposta. Para modelagem precisa do filtro precisamos de simulação em 3D, porém devido este tipo de simulação requerer grande quantidade de tempo de execução e um computador muito robusto, utilizamos simulações em 2D.

O espectro de saída do filtro que foi obtido e mostrado na Figura 28. A Figura 29 mostra que a estrutura funciona como um filtro óptico que apenas seleciona o comprimento de onda de $1554,2 \text{ nm}$, a largura de banda é de $2,2 \text{ nm}$ e o fator Q é 706. A eficiência de transmissão deste filtro é de 100%. As ondas ópticas a $\lambda = 1554,2 \text{ nm}$ dentro do filtro são mostradas na Figura 29, como é possível observar neste comprimento de onda,

as ondas de entrada se acoplarão ao guia de saída através do defeito ressonante. A seguir é investigado o efeito de diferentes parâmetros sobre o comportamento do filtro proposto.

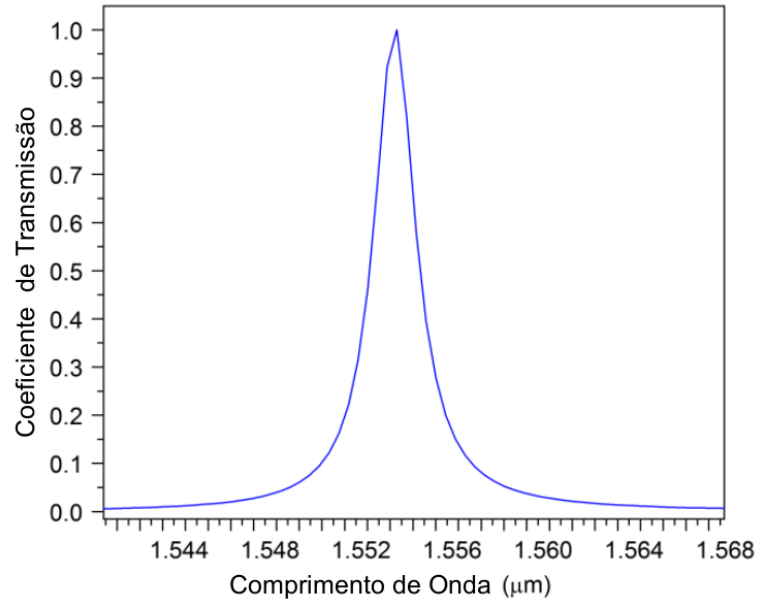


Figura 28: Espectro de saída do filtro proposto, onde é possível observar que o defeito entre os dois guias de ondas ressoa perfeitamente com as características geométricas vistas no capítulo anterior.

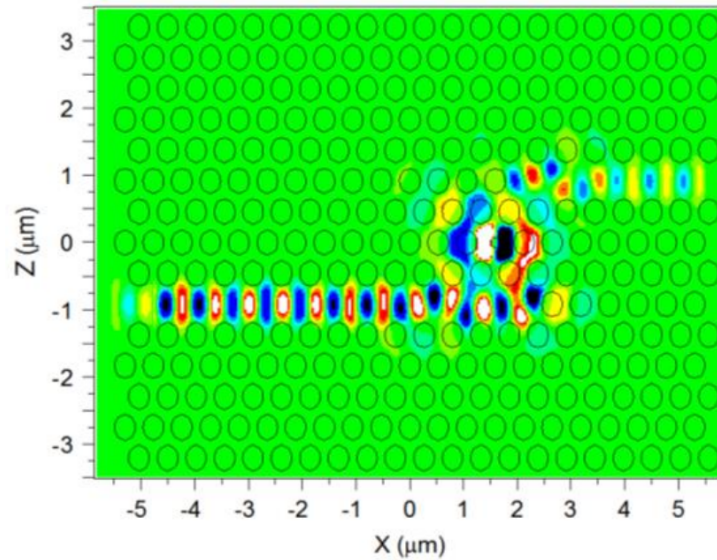


Figura 29: A distribuição das ondas ópticas dentro do filtro para $\lambda = 1554.2 \text{ nm}$.

Os espectros de saída da estrutura para diferentes valores de raio R do defeito é mostrado na Figura 30. Como mostrado na Figura 30 aumentando R , é possível obter uma mudança azul nos comprimentos de onda de saída, porque os comprimentos de onda ressonantes diminuem. Tal que para $R = 60 \text{ nm}$, 65 nm , 70 nm , 75 nm e 80 nm os comprimentos de onda de saída são $\lambda = 1579,1 \text{ nm}$, $1571,9 \text{ nm}$, $1563,7 \text{ nm}$, $1554,2 \text{ nm}$ e $1544,7 \text{ nm}$, respectivamente.

As especificações detalhadas dos comprimentos de onda de saída para diferentes valores de R estão listadas na Tabela 3.

Tabela 3: Parâmetros significativos do filtro proposto para diferentes valores de R .

R	λ nm	ΔY nm	Q	$T.E^*.(%)$
60	1579,1	2,5	631	90
65	1571,9	2,5	628	93
70	1563,7	2,3	679	97
75	1554,2	2,2	706	100
80	1544,7	2,2	701	98

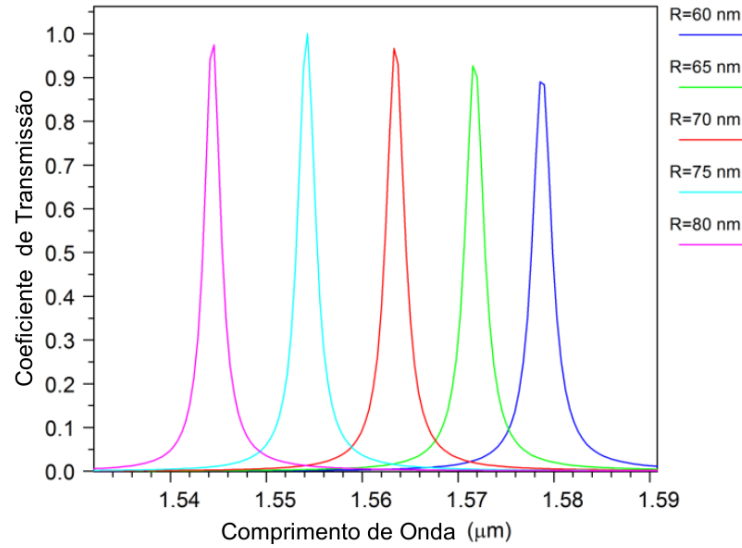


Figura 30: Espectro de saída do filtro proposto para diferentes valores de R .

Os espectros de saída da estrutura para diferentes valores de raio r dos furos de ar são mostrados na Figura 31. Conforme ilustrado na Figura 31, aumentando r temos uma mudança azul nos comprimentos de onda de saída, porque os comprimentos de onda ressonantes diminuem assim como no caso em que R é modificado. Tal que para $r = 188$ nm, 189 nm, 190 nm, 191 nm e 192 nm os comprimentos de onda de saída são = 1567 nm, 1562 nm, 1557,6 nm, 1553,2 nm e 1548,7 nm, respectivamente.

As especificações detalhadas dos comprimentos de onda de saída para diferentes valores de r estão listadas na Tabela 4.

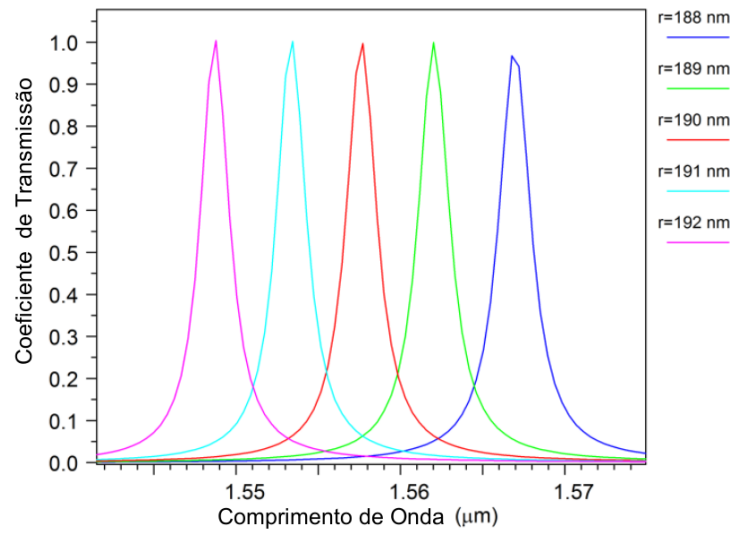


Figura 31: Espectro de saída do filtro proposto para diferentes valores de r .

Tabela 4: Parâmetros significativos do filtro proposto para diferentes valores de r .

r	λ nm	ΔY nm	Q	$T.E^*.(%)$
188	1567	2,4	681	96
189	1562	2,3	679	100
190	1557.6	2,2	708	99
191	1553.4	2,2	706	100
192	1548.7	2,2	703	100

Finalmente, os espectros de saída da estrutura para diferentes valores do índice de refração n do material dielétrico são mostrados na Figura 32. Conforme ilustrado na Figura 32 aumentando n , há uma mudança em vermelho nos comprimentos de onda de saída, porque os comprimentos de onda ressonantes aumentam. De tal modo que para $n = 2,71, 2,72, 2,73, 2,74$ e $2,75$ os comprimentos de onda de saída são do filtro proposto são : $\lambda = 1542,3nm, 1547nm, 1552nm, 1556,6nm$ e $1561,4 nm$, respectivamente. As especificações detalhadas dos comprimentos de onda de saída para diferentes valores de n estão listadas na Tabela 5.

O deslocamento para o vermelho e o deslocamento para o azul ocorreram. Ao aumentar o raio das células de acordo com a Tabela 5, o deslocamento de comprimento de onda pode ser observado de $1548,7 nm$ a $1567 nm$, a quantidade de deslocamento para o azul e para o vermelho são ajustados também pelo tamanho de cada célula. Além disso, alterando os índices de refração, os comprimentos de onda também são deslocados.

Tabela 5: Parâmetros significativos do filtro proposto para diferentes valores de n .

n	λ nm	ΔY nm	Q	$T.E^*.(%)$
2,71	1542,3	2,1	734	99
2,72	1547	2	773	198
2,73	1552	2	776	100
2,74	1556,6	2,2	707	100
2,75	1561,4	2,3	673	100

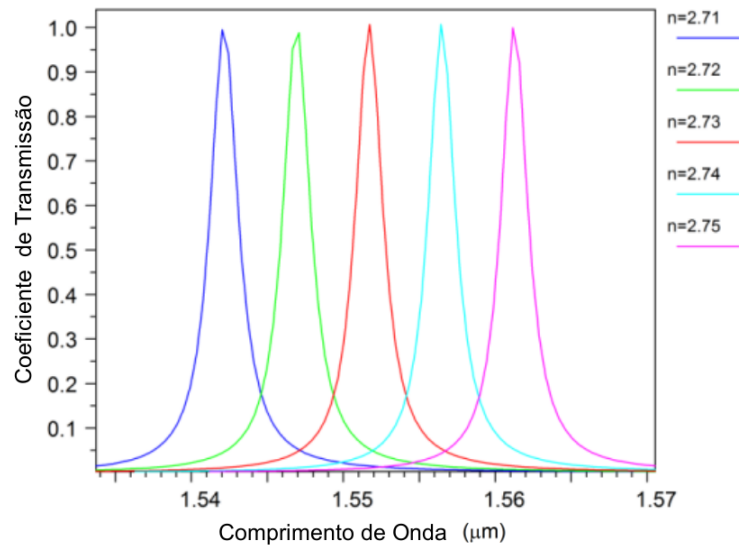


Figura 32: Espectro de saída do filtro proposto para diferentes valores do índice de refração do material.

4.3 Considerações Finais

No caso das estruturas de filtro EBG foi apresentado neste capítulo duas estruturas de filtros rejeita-faixa em que no primeiro sem modificação nos raios dos furos do plano terra há apenas uma banda de rejeição, no entanto na segunda estrutura podemos observar que através da modificação no tamanho do raio dos furos é possível obter dupla banda de rejeição.

Já para a estrutura de filtro em guias de ondas de cristais fotônicos é mostrado que através de um defeito de ponto dentro de um cristal fotônico 2D, um filtro óptico pode ser obtido. Usando o software COMSOL, obtivemos as propriedades ópticas da nossa estrutura proposta e investigamos o efeito de diferentes parâmetros no comprimento de onda de saída do filtro. Nosso propósito aqui é propor uma nova estrutura para um filtro totalmente óptico, utilizamos um defeito pontual localizado entre os guias de onda de entrada e saída como mecanismos de seleção de comprimento de onda. A alta eficiência de transmissão, a dimensão ultra compacta e a simplicidade do projeto são as vantagens mais significativas do nosso filtro.

5 Conclusões e trabalhos futuros

5.1 Conclusões

Este trabalho apresenta os resultados de dois filtros rejeita-faixa modelados e simulados utilizando o software comercial ANSOFT HFSS na primeira seção do Capítulo 4, sendo um com apenas uma banda de rejeição (filtro normal) e outro com dupla banda de rejeição (filtro modificado). Fica evidente através da seção 4.1, que a variação nos raios dos furos no plano terra são de suma importância para a obtenção de duas bandas de rejeição para um dispositivo com sete furos, por outro lado para se obter um filtro com uma banda de rejeição mais larga e de maior magnitude o ideal é manter todos os furos do plano terra iguais. Filtros rejeita-faixa são utilizados como redutores de ruído em linha telefônica e serviços de internet Digital Subscriber Line (DSL).

Na segunda seção do Capítulo 4 é apresentado um filtro em guias de ondas de cristais fotônicos, onde são feitas análises em relação a diferentes parâmetros (tamanho dos furos de ar, tamanho do defeito entre os dois guias de onda e ainda através da mudança do índice de refração do material). O software COMSOL foi utilizado nas simulação para este filtro, através do qual obtivemos as propriedades ópticas da estrutura proposta e investigamos o efeito de diferentes parâmetros no comprimento de onda de saída do filtro. Nossos resultados mostram que aumentando o raio do defeito e também o raio dos furos de ar, acarretará em um deslocamento azul nos comprimentos de onda de saída do filtro, contudo o aumento do índice de refração do substrato dielétrico resulta em uma mudança em vermelho nos comprimentos de onda de saída do filtro. A superfície total de referência do filtro é inferior a 76 micrômetros (μm^2), isso mostra que o nosso filtro é compacto o suficiente para ser usado em todos os circuitos integrados ópticos. A simplicidade do design é outra vantagem da estrutura.

5.2 Trabalhos futuros

Como sugestões de trabalhos futuros os seguintes temas podem ser investigados:

- Construção do filtro rejeita-faixa EBG com variação no raio dos furos do plano terra;
- Modelar o filtro com variação no raio dos furos implementando em conjunto um outro tipo de estrutura EBG;

- Obtenção de filtro de banda larga através de cristais fotônicos empregando defeitos na estrutura;

5.3 Trabalhos publicados

- [1] Fabio B. de Sousa Jorge E. de Oliveira Marcos B. C. Costa Fiterlinge M. Sousa, Léo César P. de Almeida. Filtro de Microondas Rejeita-faixa Usando Estrutura EBG. Encontro Anual do IECOM em Comunicações, Redes e Criptografia, ENCOM(2016)
- [2] Sousa, F. M., Almeida, L. C. P., Sousa, F. B., Oliveira, J. E., Costa, M. B. C., “Filtro de microondas rejeita-faixa com estrutura EBG usando o Método dos Elementos Finitos”, CNMAC - Congresso de Matemática Aplicada e Computacional, Proceeding Series of the Brazilian Society of Computational and Applied Mathematics, (2016).
- [3] Léo César P. de Almeida, Fiterlinge M. de Sousa, Jorge E. de Oliveira, Fabio B. de Sousa and Marcos B. C. Costa, “Design and Performance Analysis of All-Optical NAND Logic Gate Based on 2-D Photonic Crystal”, Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica e Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo. MOMAG, (2016).

Referências

- [1] Eli Yablonovitch, TJ Gmitter, RD Meade, AM Rappe, KDand Brommer, and JD Joannopoulos. Donor and acceptor modes in photonic band structure. *Physical Review Letters*, 67(24):3380, 1991. Citado 2 vezes nas páginas VIII e 3.
- [2] John D Joannopoulos, Steven G Johnson, Joshua N Winn, and Robert D Meade. *Photonic crystals: molding the flow of light*. Princeton university press, 2011. Citado 10 vezes nas páginas VIII, IX, 4, 7, 9, 22, 24, 25, 27 e 29.
- [3] Infibra technologies - fiber bragg gratings. <http://www.infibratechnologies.com/en/technologies/fiber-bragg-gratings.html>. acessado em 18/07/2016. Citado 2 vezes nas páginas VIII e 5.
- [4] Marco Pisco, Andrea Cusano, Antonello Cutolo, Eyal Benisty, Pier Stefania Campopiano, Caterina Ciminelli, Roberto Corradini, Henry Du, Michael A Fiddy, Vincenzo Galdi, et al. *Photonic Bandgap Structures Novel Technological Platforms for Physical, Chemical and Biological Sensing*. 2012. Citado 2 vezes nas páginas VIII e 6.
- [5] Simon M Sze and Kwok K Ng. *Physics of semiconductor devices*. Citado 3 vezes nas páginas VIII, 7 e 9.
- [6] Vesna Radisic, Yongxi Qian, and Tatsuo Itoh. Broadband power amplifier integrated with slot antenna and novel harmonic tuning structure. pages 1895–1898. Citado 4 vezes nas páginas VIII, 13, 14 e 15.
- [7] Vesna Radisic, Yongxi Qian, Roberto Coccioli, and Tatsuo Itoh. Novel 2-d photonic bandgap structure for microstrip lines. *IEEE Microwave and guided wave letters*, 8(2):69–71, 1998. Citado 2 vezes nas páginas VIII e 15.
- [8] Shao Ying Huang and Yee Hui Lee. Susceptibility of an electromagnetic bandgap filter. *IEEE transactions on Electromagnetic Compatibility*, 52(3):599–603, 2010. Citado 2 vezes nas páginas VIII e 17.
- [9] Hongmin Lu, Xinli Zhang, Zhi-yong Yu, and Yimin Zhao. Wideband gbn suppression in high-speed printed circuit boards and packages using double-side electromagnetic band-gap structure. In *Antennas, Propagation and EM Theory, 2008. ISAPE 2008. 8th International Symposium on*, pages 1093–1095. IEEE, 2008. Citado 2 vezes nas páginas VIII e 18.

- [10] Luiz Claudio Marangoni de Oliveira. *Aplicação de estruturas PBG em dispositivos planares de microondas-linhas e antenas-em substratos dieletricos e semicondutores: desenvolvimento de tecnologia e caracterização*. PhD thesis, Universidade Estadual de Campinas, 2001. Citado 2 vezes nas páginas VIII e 19.
- [11] Eli Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Physical review letters*, 58(20):2059, 1987. Citado na página 2.
- [12] Eli Yablonovitch, TJ Gmitter, and KM Leung. Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms. *Physical review letters*, 67(17):2295, 1991. Citado na página 2.
- [13] I.S. OLIVEIRA and V.L.B. DE JESUS. *Introdução a Física do Estado Sólido*. LIVRARIA DA FISICA, 2005. Citado na página 6.
- [14] Yongxi Qian, Vesna Radisic, and Tatsuo Itoh. Simulation and experiment of photonic band-gap structures for microstrip circuits. pages 585–588, 1997. Citado na página 13.
- [15] Vesna Radisic, Yongxi Qian, and Tatsuo Itoh. Active antenna approach to high efficiency power amplifiers with emi reduction. In *Military Communications Conference, 1998. MILCOM 98. Proceedings., IEEE*, volume 3, pages 699–703. IEEE, 1998. Citado na página 14.
- [16] Ian Rumsey, Melinda Piket-May, and P Keith Kelly. Photonic bandgap structures used as filters in microstrip circuits. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 8(10):336–338, 1998. Citado na página 14.
- [17] Fei-Ran Yang, Kuang-Ping Ma, Yongxi Qian, and Tatsuo Itoh. A uniplanar compact photonic-bandgap (uc-pbg) structure and its applications for microwave circuit. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 47(8):1509–1514, 1999. Citado na página 18.
- [18] A. Petrov. *Slow Light Photonic Crystal Line-defect Waveguides*. Cuvillier, 2008. Citado na página 23.
- [19] D.W. Prather. *Photonic Crystals, Theory, Applications and Fabrication*. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Wiley, 2009. Citado na página 25.
- [20] Q. Gong and X. Hu. *Photonic Crystals: Principles and Applications*. Pan Stanford, 2014. Citado na página 27.
- [21] S.L. Chuang. *Physics of Photonic Devices*. Wiley Series in Pure and Applied Optics. John Wiley & Sons, 2009. Citado 2 vezes nas páginas 28 e 29.

-
- [22] T. Li, A.E. Willner, I. Kaminow, and A.E. Willner. *Optical Fiber Telecommunications VA: Components and Subsystems*. Optics and Photonics. Elsevier Science, 2010. Citado na página 30.
- [23] ANSYS HFSS. High frequency electromagnetic field simulation. <http://www.ansys.com/Products/Electronics/ANSYS-HFSS>. Acessado em 09/07/2016. Citado na página 35.
- [24] Marcos Vaz Cardoso e Fatima Salete Correra. Optimized design of lowpass filter with ultra-wide stopband using two simultaneous ebg structures. In *MOMAG2012 - 15º SBMO Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e 10º CBMag Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo*, 2012. Citado na página 36.
- [25] COMSOL Multiphysics. Wave optics and propagation simulations. <https://br.comsol.com/models/wave-optics-module>. Acessado em 16/08/2016. Citado na página 39.