

Design e fabricação de um
filtro rejeita-faixa para micro-
ondas baseado em
superfícies seletivas em
frequência

Domingos Marcos Canga

Julho/2018

Instituto Nacional de Telecomunicações – INATEL

Design e fabricação de um filtro rejeita-faixa para micro-ondas baseado em superfícies seletivas em frequência

Dissertação apresentada ao Instituto Nacional de Telecomunicações como parte dos requisitos para obtenção do Título de Mestre em Telecomunicações.

Autor: Domingos Marcos Canga

Orientador: Prof. Dr. Felipe Beltrán Mejía

Santa Rita do Sapucaí

2018

Domingos Marcos Canga

Design e fabricação de um filtro rejeita-faixa para micro-ondas baseado em superfícies seletivas em frequência/ Domingos Marcos Canga. – Santa Rita do Sapucaí, 2018-

80 p. : il. (algumas color.) ; 30 cm.

Orientador: Prof. Dr. Felipe Beltrán Mejía

Dissertation (Master's) – Instituto Nacional de Telecomunicações – INATEL , 2018.

1. Palavra-chave1. 2. Palavra-chave2. 2. Palavra-chave3. I. Orientador. II. Universidade xxx. III. Faculdade de xxx. IV. Título

FOLHA DE APROVAÇÃO

Dissertação apresentada e aprovada. Santa Rita do Sapucaí, Junho de 2018.

Prof. Dr. Felipe Beltrán Mejía
Instituto Nacional de Telecomunicações

Prof. Dr. Danilo Henrique Spadoti
Universidade Federal de Itajubá

**Prof. Dr. Arismar Cerqueira Sodré
Júnior**
Instituto Nacional de Telecomunicações

Prof. Dr. José Marcos Câmara Brito
Coordenador do curso de Mestrado

Santa Rita do Sapucaí
2018

*Este trabalho é dedicado aos meus queridos filhos,
Derick Marcos e Analice Patrícia.*

Agradecimentos

Em primeiro lugar agradeço a Deus todo poderoso, por todos os momentos difíceis que passei para alcançar este feito. Ao professor Felipe Beltrán Mejía por ter me aceitado como orientando e pela dedicação, atenção e esforço na orientação deste trabalho. Ao professor José Antônio Justino Ribeiro pelo seu estilo calmo e sereno de transmitir o seu conhecimento no esclarecimento de dúvidas. A minha querida mãe Domingas Bernardo pela presença incondicional na minha vida, principalmente, em momentos difíceis. A Flávia Patrícia da Silva, pelo apoio prestado durante esta caminhada. A toda comunidade angolana em Santa Rita do Sapucaí e amigos, especialmente ao Wanler Alexandre Gaspar. Agradeço, também, a Evandro Vilas Boas, pela confecção do design da FSS. Ao Professor Arismar Cerqueira Sodré Júnior por ter autorizado o acesso ao laboratório WOCA para realização de experimentos. Ao Ministério das Telecomunicações e Tecnologias de Informação de Angola, pela bolsa de estudo que me permitiu fazer o mestrado.

*“O único lugar onde sucesso vem antes do trabalho
é no dicionário.”
(Albert Einstein)*

Resumo

Este trabalho propõe o desenvolvimento de um filtro de ressonância monolítica com comportamento rejeita-faixa. Este filtro foi baseado em superfície seletiva em frequência (FSS - *Frequency Selective Surface*), bem como a sua análise numérica. Foi utilizada a geometria em forma de grade, para permitir uma maior flexibilidade no ajuste da resposta em frequência. O filtro proposto apresenta uma banda de operação estreita na faixa de 1,4 a 1,6 GHz, com uma atenuação da ordem de 36 dB e uma largura de banda de 6 MHz na frequência de ressonância de 1,5 GHz. Este filtro apresentou um desempenho adequado quando submetido a potências elevadas. Além disso, o filtro pode ser impresso a baixo custo usando impressoras 3D convencionais.

Neste trabalho, são apresentados resultados concernentes às características espectrais do filtro, bem como a análise de tolerância dos parâmetros geométricos e o ajuste da estrutura dielétrica. Foram elaborados dois modelos geométricos, uma com as extremidades da grade reto e outra com as extremidades da grade chanfrada. O motivo disso, foi observar o efeito que isto causa na resposta em frequência do filtro.

Keywords: Filtro de ressonância de modo guiado; Superfície seletiva em frequência; Análise de tolerância; Estruturas dielétricas.

Abstract

This work proposes the development of a monolithic resonance filter with reject-band behavior. This filter was based on frequency selective surface (FSS), as well as its numerical analysis. Grid geometry was used to allow greater flexibility in adjusting the frequency response. The proposed filter has a narrow operating band in the range of 1.4 to 1.6 GHz, with an attenuation of the order of 36 dB and a bandwidth of 6 MHz at the resonance frequency of 1.5 GHz. This filter exhibits adequate performance when exposed to high power radiation. Furthermore, it is a cost-effective design that can be printed using a conventional 3D printer.

In this work, results are presented concerning the spectral characteristics of the filter, as well as the analysis of tolerance of the geometric parameters and the adjustment of the dielectric structure. Two geometric models were developed, one with the ends of the straight grid and the other with the ends of the bevelled grid. The reason for this was to observe the effect this causes on the frequency response of the filter.

Palavras-chave: Guided mode resonance filter; frequency selective surfaces (FSSs); tolerance analysis; dielectric structures..

Lista de ilustrações

Figura 2.1 – Curvas correspondentes à resposta em frequência de alguns filtros. . . .	10
Figura 2.2 – Circuito de duas portas caracterizando um filtro.	14
Figura 2.3 – Geometria de uma FSS totalmente dielétrica.	16
Figura 2.4 – Formas de representação dos elementos utilizados em FSS divididos em grupos: (a) Grupo 1; (b) Grupo 2; (c) Grupo 3; (d) grupo 4.	18
Figura 3.1 – Geometria da grade de difração utilizado para formulação dos métodos de análise rigorosa de ondas acopladas e o modal.	25
Figura 3.2 – Sistema de multicamadas, onde $A(x)$ representa a amplitude da onda incidente e $B(x)$ representa a amplitude da onda refletida. As amplitudes $A(x)$ e $B(x)$ não são contínuos nas interfaces. Esta estrutura é composta de duas camadas, 1 e 2, na qual h_m representa espessura de cada camada, η_m o índice de refração e Λ é o período. Esta é uma estrutura homogêneo onde o meio inicial é definido por η_0 e o meio final por η_s	29
Figura 3.3 – Estrutura heterogêneo com as propriedades efetivas do material homogêneo.	32
Figura 3.4 – Efeito de aproximação do campo elétrico dentro de um período correspondente a um comprimento de onda usando a teoria do meio efetivo.	33
Figura 3.5 – Grade de difração de uma FSS.	34
Figura 3.6 – Região de ressonância do filtro de ressonância de modo guiado.	36
Figura 3.7 – Estrutura de difração que gera à ressonância de modo guiado.	37
Figura 3.8 – Espiras quadradas: a) Arranjo da FSS e seus respectivos parâmetros físicos e b) Circuito equivalente.	38
Figura 3.9 – Comparação entre os resultados obtidos com o programa ANSYS HFSS e os resultados medidos em [1].	39
Figura 3.10–Comparação entre os resultados obtidos com o programa ANSYS HFSS e os resultados medidos em [2].	40
Figura 3.11–Comparação entre os resultados obtidos com os programas MATLAB, ANSYS HFSS e os resultados medidos em [2].	41
Figura 4.1 – Estrutura dielétrica monolítica com os seguintes parâmetros d_1 , d_2 , ϵ_1 , ϵ_{inc} e w	44
Figura 4.2 – Estrutura dielétrica com os parâmetros d_1 , d_2 e fp	45

Figura 4.3 – Estrutura dielétrica com os parâmetros geométricos d_1 , d_2 , Λ e L	46
Figura 4.4 – Parâmetros S em função da frequência para uma grade com $d_1 = 2.0$ cm, $d_2 = 5.50$ cm, $fp = 24.4$ %, $\Lambda = 14.0$ cm e $L = 3.40$ cm.	47
Figura 4.5 – Comportamento das fases dos parâmetros S em função da frequência.	48
Figura 4.6 – Incidência do campo elétrico na estrutura com grade reta com a direção de propagação no eixo z : a) Distribuição do campo elétrico na frequência de ressonância de 1,68 GHz, b) Distribuição do campo elétrico com filtro operando na faixa de frequência de 1,2 a 1,8 GHz.	48
Figura 4.7 – Estrutura dielétrica com as extremidades chanfradas.	49
Figura 4.8 – Parâmetros S em função da frequência da estrutura com as extremidades chanfradas.	50
Figura 4.9 – Comportamento das fases dos parâmetros S em função da frequência da estrutura com as extremidades chanfradas.	50
Figura 4.10–Incidência do campo elétrico na estrutura com a grade chanfrada com a direção de propagação no eixo z : a) Distribuição do campo elétrico com a frequência de ressonância de 1,68 GHz, b) Distribuição do campo elétrico com filtro operando na faixa de frequência de 1,2 a 1,8 GHz.	51
Figura 4.11–Variação do coeficiente de transmissão devido ao aumento da espessura da grade.	52
Figura 4.12–Variação do coeficiente de transmissão com o aumento da espessura do substrato.	53
Figura 4.13–Decaimento gradativo da frequência de ressonância com aumento do fator de preenchimento.	54
Figura 4.14–Coeficiente de transmissão em função da frequência. O valor ótimo do fator de preenchimento ocorreu em $fp = 53$ % e $S_{21} = -19$ dB.	55
Figura 4.15–Decaimento linear da frequência de ressonância com o aumento do período da grade.	57
Figura 4.16–Coeficiente de transmissão em função da frequência. O valor ótimo do período da grade ocorreu em $\Lambda = 15,6$ cm e $S_{21} = -7,7$ dB.	58
Figura 4.17–Parâmetros S em função da frequência, com o filtro ressoando na frequência de 1,5 GHz com os seguintes parâmetros: $d_1 = 2,0$ cm, $d_2 = 5,58$ cm, $fp = 32,66$ %, $\Lambda = 16,0$ cm e $L = 5,22$ cm.	59
Figura 4.18–Comportamento das fases dos parâmetros S em função da frequência, com o filtro ressoando na frequência de 1,5 GHz.	60
Figura 4.19–Design dimensionado do filtro de ressonância de modo guiado com 30 períodos de grade.	62
Figura 4.20–FSS totalmente dielétrico impressa com uma impressora 3D.	63
Figura 4.21–Coeficiente de transmissão da estrutura dielétrica dimensionada obtido através de simulação com a frequência de ressonância de 25 GHz.	64

Figura 6.1 – Código que calcula os parâmetros da pilha dielétrica.	67
Figura 6.2 – Código que calcula os parâmetros da pilha dielétrica.	68
Figura 6.3 – Código que calcula os parâmetros da pilha dielétrica.	69
Figura 6.4 – Código que gera a região de ressonância do filtro.	69
Figura 6.5 – Código que gera a região de ressonância do filtro.	70
Figura 6.6 – Código que calcula o coeficiente de transmissão da espira quadrada. . .	70
Figura 6.7 – Código que calcula o coeficiente de transmissão da espira quadrada. . .	71

Lista de tabelas

Tabela 2.1 – Comparativo entre os níveis de desempenho relativos a FSSs <i>freestanding</i> . Classificação de desempenho: excelente = 1, bom = 2, normal = 3 e ruim = 4 [2].	19
Tabela 4.1 – Parâmetros geométricos da estrutura dielétrica.	46
Tabela 4.2 – Resposta da magnitude do filtro e a frequência de ressonância em função da variação do fator de preenchimento nos pontos ótimos.	56
Tabela 4.3 – Resposta da magnitude do filtro e a frequência de ressonância em função da variação do fator de preenchimento nos pontos ótimos.	57
Tabela 4.4 – Parâmetros geométricos otimizados da estrutura dielétrica.	59
Tabela 4.5 – Variação entre o design projetado e dimensionado.	61
Tabela 4.6 – Variação de parametro entre o design dimensionado e fabricado.	63

Lista de abreviaturas e siglas

3D	Three Dimensional.
ABS	Acrylonitrile butadiene Styrene.
BW	BandWidth.
DC	Direct Current.
DFSS	Dielectric Frequency Selective Surface.
DOEs	Diffractive Optical Elements.
EMC	Electromagnetic Compatibility.
EMT	Effective Medium Theory.
FDTD	Finite Difference Time Domain.
FOV	Field of View.
FSS	Frequency Selective Surface.
GMR	Guided Mode Resonance.
GPS	Global Positioning System.
HFSS	High Frequency Structure Simulator.
HPM	High Power Microwave.
MATLAB	Matrix Laboratory.
MM	Modal Method.
PEC	Perfectly Electric Conductor.
RCWA	Rigorous Coupled Wave Analysis.
RF	Radio Frequency.
RFID	Radio frequency identification.

RFSS	Reflective Frequency Selective Surface.
SE	Shielding Effectiveness.
SHF	Super High Frequency.
SSB	Single Sideband.
TE	Transverse Magnetic.
TM	Transverse Electric.
TMM	Transfer Matrix Method.
UHF	Ultra High Frequency.
WDM	Wavelength Division Multiplex.
WiFi	Wireless Fidelity.

Lista de símbolos

ω	Frequência angular de uma função harmônica no tempo, em raios/segundo.
t	Instante de tempo qualquer, expresso em segundos.
ϕ	Fase arbitrária de uma grandeza harmônica no tempo.
\Re	Símbolo que atua como operador para selecionar a parte real de uma grandeza complexa.
P_n	Potência na porta n .
S_{mm}	Parâmetro de espalhamento indicando o coeficiente de reflexão no acesso m .
S_{mn}	Parâmetro de espalhamento relacionando a saída de acesso m com excitação do acesso n .
S_{nm}	Parâmetro de espalhamento relacionando a saída de acesso n com excitação do acesso m .
m	Número inteiro que representa a ordem do modo difratado.
ϕ_{21}	Fase do sinal transmitido.
τ_p	Atraso de fase.
E^i	Onda plana incidente.
E^r	Onda plana refletida.
E^t	Onda plana transmitida.
Γ	Coefficiente de reflexão.
T	Coefficiente de transmissão.
ϵ	Permissividade elétrica.

δ	Profundidade de penetração em um meio.
θ_{inc}	Ângulo da onda incidente.
η	Índice de refração.
Λ	Período.
λ	Comprimento de onda.
k_0	Número de onda.
γ	Conjunto de auto valores.
χ	Coefficiente de Fourier.
μ	permeabilidade magnética.
θ_m	Ângulo da onda refratada.
K_{inc}	Vetor campo elétrico da onda incidente.
h	Espessura de cada camada.
A_x	Amplitude da onda incidente.
B_x	Amplitude da onda refletida.
D_m	Matriz dinâmica da estrutura multicamada.
P_m	Matriz de propagação.
k_{mx}	Componente x dos vetores de onda.
N	Número de períodos da estrutura.
r	Coefficiente de reflexão.
t	Coefficiente de transmissão.
R	Refletância em multicamada.
T	Transmitância em multicamada.
β	Fator de fase em meio qualquer de propagação, em radianos/metro.
X_L	Reatância indutiva.
B_c	Susceptância capacitiva.
Z_0	Impedância característica de uma linha de transmissão em regime harmônico no tempo.

L	Indutância de um circuito em Henrys.
C	Capacitância de um circuito em Farads.
fp	Fator de preenchimento.
θ_{ref}	Ângulo da onda refletida.
β_m	Constante de propagação.
d	Espessura.
w	Tamanho da estrutura.
L	Comprimento da grade.
K	Fator de escala.
BW	Largura de faixa de um filtro de RF qualquer medida entre os pontos de -3 dB.
f	Frequência cíclica de uma função harmônica no tempo, em Hertz.

Sumário

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Contextualização e motivação	1
1.2	Revisão bibliográfica	3
1.3	Objetivo da dissertação	7
1.4	Contribuições e estrutura da dissertação	7
2	FILTROS DE RADIOFREQUÊNCIA (RF)	9
2.1	Teoria de filtros	9
2.2	Tipos de filtros	11
2.3	Aplicações	12
2.4	Fundamentos de análise de filtros	13
2.4.1	Parâmetros de espalhamento	14
2.5	Filtros baseados em FSS	15
2.5.1	Estrutura de uma FSS	16
2.5.2	Elementos de FSS	17
2.5.3	Estruturas de FSSs ativas e passivas	20
2.5.4	Dielétricos utilizados na fabricação de FSS	21
3	MODELAMENTO MATEMÁTICO	23
3.1	Introdução	23
3.2	Método Modal	24
3.3	Método de matriz de transferência	28
3.3.1	Refletância e transmitância em multicamada	30
3.3.2	Vantagens e desvantagens do método TMM	31
3.4	Teoria do meio efetivo	32
3.5	Teoria de ressonância de modo guiado	33
3.6	Validação	37
4	RESULTADOS	43
4.1	Projeto do filtro	43
4.1.1	Primeira etapa	43
4.1.2	Segunda etapa	44
4.1.3	Terceira etapa	45
4.2	Resultados de simulação	46
4.2.1	Estrutura com as extremidades retas	46
4.2.2	Estrutura com as extremidades chanfradas	49

4.3	Análise de tolerância de parâmetros	51
4.3.1	Variação da espessura da grade	52
4.3.2	Variação da espessura do substrato	53
4.3.3	Variação do fator de preenchimento	54
4.3.4	Variação do período da grade	56
4.3.5	Ajuste da estrutura dielétrica	58
4.4	Resultados experimentais	61
5	CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS	65
5.1	Conclusões	65
5.2	Sugestões para trabalhos futuros	66
6	APÊNDICE	67
6.1	ANEXO A - Trabalho publicado referente à dissertação	67
6.2	ANEXO B - Programa que calcula os parâmetros da pilha dielétrica	67
6.3	ANEXO C - Programa que gera a região de ressonância do filtro	69
6.4	ANEXO D - Programa da espira quadrada	70
	REFERÊNCIAS	73

Capítulo 1

Introdução

1.1 Contextualização e motivação

Na literatura existe uma grande variedade de configurações simples de circuitos, também conhecidos por redes, que são de suma importância para os circuitos eletrônicos. Estes circuitos são denominados por filtros. Os filtros são definidos como dispositivos que apresentam um comportamento em função da frequência do sinal recebido, permitindo a passagem de sinais com certas frequências e rejeitando sinais com outras frequências [1–3]. Os filtros utilizados em radiofrequência (RF) são classificados, segundo a tecnologia, componentes empregados na sua fabricação e quanto ao seu comportamento, no qual se encontram divididos em duas categorias: Filtros elétricos e Ultrassônicos [4–6]. Nos filtros elétricos, a filtragem é feita a partir de elementos passivos e ativos ou distribuídos. Os filtros elétricos construídos através de elementos passivos, como resistores, indutores e capacitores, são denominados por filtros RLC ou, simplesmente, LC. Enquanto que, os filtros elétricos com elementos ativos são construídos a partir da associação de elementos passivos, como transistores e amplificadores operacionais. Os filtros elétricos feitos de elementos distribuídos como, linhas de transmissão ou guias de onda possuem, geralmente, maior seletividade que os filtros LC. No entanto, os filtros ultrassônicos são aqueles que transformam os sinais elétricos em ondas sonoras que se propagam em um meio sólido, no qual são filtradas. Após a filtragem, as ondas sonoras são novamente transformadas em sinais elétricos. Portanto, estes filtros são utilizados em equipamentos de rádio, devido as suas excelentes características, como seletividade e menor dimensão. Estes podem ser do tipo piezoelétrico (cristal ou cerâmico) ou magnetoestrutivo (mecânico), e geralmente são mais seletivos que os filtros LC [6].

Entretanto, com o avanço tecnológico surgiram os componentes com base em superfícies seletivas em frequência, devido à necessidade de construção de dispositivos planares com menores perdas, dimensões e pesos. O termo superfícies seletivas em frequência, vem do inglês *Frequency selective surfaces* e, geralmente conhecido como FSS [7]. As FSS

são construídas a partir de estruturas metálicas ou dielétricas com elementos do tipo abertura ou planares condutores. Os arranjos periódicos construídos por esses elementos se comportam de maneira similar aos filtros de circuitos tradicionais de RF. As FSSs construídas com elementos periódicos do tipo abertura podem ser utilizadas para fornecer características passa-faixa [8–10]. Ou seja, na frequência de ressonância da antena ou dispositivo de RF o sinal é transmitido com mínimas perdas de reflexão, espalhamento e absorção. Enquanto que, no resto da faixa de frequência, ocorre a reflexão total da onda incidente. Por outro lado, as FSSs com elementos periódicos planares condutores funcionam como filtro rejeita-faixa, com objetivo de rejeitar a onda incidente na frequência de ressonância e comportando-se deste modo, como um condutor perfeito na reflexão total da onda incidente [10]. Porém, o sinal é transmitido com mínimas perdas no restante da faixa de frequência. As características anisotrópicas dos materiais dielétricos utilizados na construção das FSSs influem significativamente na transferência do sinal processado.

As estruturas periódicas planares bidimensionais são geralmente aplicadas em sistemas de comunicações de altas frequências como sub-refletores para antena Cassegrain [11], sistemas de identificação por radiofrequência (RFID – *Radio Frequency Identification*) [12], feixes ópticos [13], lentes [14], construção de radomes [15–17] e proteção contra as interferências eletromagnéticas. As FSSs são aplicadas em diversas áreas, no entanto, a sua aplicação mais conhecida é o anteparo do forno de micro-ondas, que funciona como um filtro passa-faixa permitindo a passagem da luz visível e rejeitando a faixa de micro-ondas [9]. No entanto, com a difusão massiva da comunicação sem fio, as FSSs têm sido utilizadas também em situações como, em paredes inteligentes, de modo a atender as frequências correspondentes ao padrão WiFi, 2,4 e 5,8 GHz [18], bem como em ambientes que exigem alto nível de segurança como embaixadas, senado, tribunais, presídios, hospitais, entre outros [19–21].

Geralmente, estes componentes são compostos de arranjos periódicos metálicos ou matrizes de dipolos, com objetivo de explorar a ressonância entre as ondas eletromagnéticas e metais [22]. Entretanto, as FSSs metálicas apresentam alta absorção quando submetidas às potências elevadas [23, 24]. Por este motivo, surgiram as FSSs construídas totalmente de materiais dielétricos, com o objetivo de reduzir as interferências eletromagnéticas de ondas incidentes independentemente da potência. Atualmente, as FSSs construídas unicamente com materiais dielétricos têm sido utilizadas como uma alternativa para substituir os materiais metálicos. Porém, sendo uma tecnologia recente, as FSSs dielétricas apresentam algumas desvantagens como: o uso obrigatório de materiais dielétricos de baixas perdas, dificuldade no ajuste de parâmetros; limitando deste modo seu uso em radiofrequência.

Portanto, para atender diferentes sistemas de comunicações, é imprescindível a utilização de materiais dielétricos com baixo custo, peso e volume. Isso Proporciona um grande desafio para especialistas em micro-ondas, especialmente para os projetistas de

filtros e antenas. O presente trabalho apresenta o design e a elaboração de um filtro de RF baseado em FSS de banda estreita, capaz de operar nas frequências de micro-ondas do espectro radioelétrico. A próxima seção apresenta uma revisão bibliográfica sobre o que já existe a respeito de filtros de RF baseados em FSS, tanto os construídos com materiais metálicos quanto os construídos com dielétricos.

1.2 Revisão bibliográfica

Os estudos referentes as FSSs construídas a partir de materiais metálicos vem sendo realizados desde 1786 [10]. As primeiras pesquisas foram feitas pelo físico americano David Rittenhouse, por meio de documentos científicos entre Francis Hopkinson e Rittenhouse. Porém, a sua evolução atingiu maiores proporções com o avanço de tecnologias relacionadas à radiofrequência. Geralmente, as FSSs são construídas com base em um conjunto de elementos metálicos, denominados por matrizes, ou arranjos periódicos com o objetivo de explorar interações de ondas eletromagnéticas e metais [22]. Neste contexto, Steve Pugh (2010) [23] explora em sua tese a teoria do uso de FSS em aplicações de micro-ondas de alta potência (HPM - *High Power Microwave*). Este trabalho foi realizado em um ambiente de simulação, onde a FSS avaliada possuía elementos metálicos na forma retangular e anel. Os níveis do campo elétrico incidente de 0,5 MV/m foram propagados em direção à FSS em forma de ondas planas perpendiculares à superfície. Os resultados mostraram que o campo elétrico total na FSS pode atingir mais de 6 MV/m. Para resolver isso, foi utilizado material dielétrico de apenas 2,5 mm de espessura nas bordas da FSS para eliminar o risco de avaria.

Lin Wang et al. (2010) [22] propuseram o desenvolvimento de um projeto de compatibilidade eletromagnética (EMC - *electromagnetic compatibility*), utilizando anteparos metálicos para reduzir as emissões eletromagnéticas indesejadas de circuitos ruidosos. O desempenho de um anteparo com atenuação eletromagnética é caracterizado pela sua eficácia de blindagem (SE - *Shielding effectiveness*). No entanto, devido aos problemas mecânicos do projeto, como controle térmico, visibilidade óptica e controle de peso, foram necessários algumas aberturas ou slots no anteparo. Porém, a presença de aberturas ou slots degrada a eficácia da blindagem do anteparo. Com isso, os anteparos metálicos sólidos tornam-se menos atraentes para fins de blindagem devido ao seu peso e rigidez. Assim sendo, do ponto de vista econômico é muito mais viável ter anteparos construídos a partir de malhas do que aqueles que são totalmente revestidos. As alternativas para anteparos planares leves são chapas eletroquímicas, metalização a vácuo e tintas condutoras. Ou seja, a alternativa ideal é a utilização de anteparos mesclados. Estes anteparos podem ser flexíveis, quando são utilizados com malhas de arame. Entretanto, estes geralmente são incorporados na moldagem de plásticos e, portanto, são bastante grossos e rígidos.

Meng Li et al. (2013) [24] realizaram a análise sobre a capacidade de controle de potência de pico de uma FSS com elementos miniaturizados, composto integralmente de elementos não ressonantes. Os efeitos dos parâmetros dessas estruturas são controlados usando simulações eletromagnéticas e métodos que aumentam a sua capacidade de potência de pico. Esses métodos são utilizados para projetar uma FSS que opera em alta potência, e capaz de lidar com níveis extremamente altos de pico de potência. A capacidade de gerenciamento de energia desses dispositivos foi analisada experimentalmente usando uma fonte de alta potência de 25 kW com a frequência de 9,382 GHz, e um comprimento de pulso de 1 μ s. As células que compõem a FSS são constituídas de materiais dielétricos e metais colocadas em um guia de ondas e excitadas com pulsos de diferentes níveis de potência. Os coeficientes de reflexão e transmissão de cada dispositivo foram medidos em vários níveis de potência até determinar o nível de potência capaz de quebrar o dispositivo. Os resultados dessas análises foram feitos por simulações e experimentos. Portanto, mostrou-se também que as FSSs de micro-ondas de alta potência (HPM), são capazes de lidar com altos níveis de potência.

Os estudos anteriores mostraram que, o uso de materiais metálicos na construção de FSS tem apresentado problemas quando estes são aplicados em alta potência. Com base nisso, surgiram as FSSs construídas com materiais totalmente dielétricos, empregando o conceito de ressonância de modo guiado [25]. Os primeiros estudos sobre este assunto tiveram início em 1902 por R. W. Wood no qual descobriu "anomalias", ou seja, mudanças abruptas na eficiência de difração da grade quando um parâmetro variava em uma faixa estreita [26]. Entretanto, esta anomalia foi esclarecida por Lord Rayleigh em 1907 como sendo uma súbita redistribuição de energia quando as ordens difratadas adicionais aparecem ou desaparecem [27]. No entanto, Hessel apresentou em 1965 uma nova teoria que descreve uma segunda anomalia como um tipo de ressonância que ocorre, através de um fenômeno chamado onda guiada [28]. Portanto, Mashev aplicou a anomalia de ressonância para construir um filtro de reflexão de banda estreita [29]. A partir deste momento os dispositivos de ressonância de modo guiado (GMR - *Guided Mode Resonance*) foram utilizados em diversas aplicações como astronomia, filtros WDM [30], refletores dicróicos a laser [31, 32], polarizadores [32], sensores [33], etiquetas ópticas [34], modelagem de pulso e compensação de dispersão [35, 36], superfícies seletivas em frequência [37] entre outros.

Os filtros de ressonância de modo guiado são geralmente combinações de dois mecanismos simples: um guia de onda e uma grade de difração que estão conectados eletromagneticamente [32, 38–41]. Em uma abordagem atrativa a ressonância de modo guiado é utilizada como mecanismo de filtragem, porém utilizando materiais dielétricos de baixas perdas [26]. Os filtros de ressonância construídos destes materiais têm sido uma excelente alternativa para substituir os materiais metálicos, devido ao baixo desempenho apresentado por estes quando são submetidos às potências elevadas. A seguir serão mencionados alguns resultados de pesquisas recentes de filtros GMR desenvolvidos unicamente

com materiais dielétricos.

Jay Barton et al. (2014) [42] desenvolveram uma FSS com material dielétrico para operar em alta potência em micro-ondas. Como foi evitado o uso de materiais metálicos, conseqüentemente foi evitado o arqueamento nos pontos de concentração do campo e aquecimento nos condutores. Para obter uma estrutura compacta capaz de produzir uma forte resposta em frequência, o projeto da estrutura foi baseado em ressonância de modo guiado (GMR). Portanto, para tornar esta abordagem viável tanto para frequências de rádio e micro-ondas, foram observados três desafios. Primeiro, os dispositivos GMR convencionais têm menos de 1 % de largura de banda e eles aumentaram isso para 16 %. Em segundo lugar, os dispositivos GMR convencionais têm um campo de visão inferior a 1° e foi aumentado para mais de 40°. Em terceiro lugar, os dispositivos GMR convencionais geralmente são compostos por centenas de períodos para operar, mas este funcionou muito bem com apenas oito (8) períodos. Estes resultados foram obtidos devido à utilização de material dielétrico ao invés de metais. O campo de visão (FOV – *Field of view*) obtido com polarização TM foi ligeiramente diferente ao obtido com a polarização TE. Esta discrepância foi atribuída às deformações das células unitárias e pequenas assimetrias criadas durante a fabricação do dispositivo. Contudo, foi obtido um dispositivo bastante robusto mesmo com essas deformações estruturais. Para polarização TE, observou-se um desvio de ressonância de cerca de 0,4 GHz entre a resposta simulada e medida. Este desvio foi atribuído à constante dielétrica do material sendo ligeiramente superior a 10. O valor real da constante dielétrica é 10,5 [42]. Esta pequena diferença de $\Delta\epsilon = 0,5$ foi responsável por este deslocamento. A estrutura dielétrica foi avaliada com base a constante dielétrica de 10, e testado com a frequência de ressonância de 10,5 GHz. O dispositivo foi iluminado a uma certa distância com um pulso de 3,1 ns com a densidade de potência de pico de 1,7 GW/m². O dispositivo filtrou o pulso incidente adequadamente sem deformar o pulso transmitido. Foi medido, então, uma atenuação de saída de 24,5 dB através da FSS em alta potência, comprovando deste modo as simulações e medições realizadas em baixa potência.

Em seu trabalho mais recente, Jay Barton et al. (2015) [43] desenvolveram uma FSS totalmente dielétrica, com largura de banda e campo de visão usando algoritmos genéticos e a transformada rápida de Fourier para gerar geometrias aleatórias. Este dispositivo apresentou uma largura de banda na faixa de rejeição de 54 % e um campo de visão de 16°. A FSS otimizada foi fabricada com uma impressora 3D. Este dispositivo também foi testado na faixa de passagem com a incidência de um pulso de alta potência de 45,26 MW/m² na frequência de 453 MHz, tendo apresentado uma perda de inserção mínima de -0,1 dB e sem apresentar danos visíveis ou distorção do feixe. Esta foi à primeira demonstração conhecida de uma FSS totalmente dielétrica fabricada com uma impressora 3D, utilizando a tecnologia de impressão estereolitografia de alta resolução.

Em [44] os autores propuseram um projeto de FSS reflexiva (RFSS – *Reflective frequency selective surface*) usando materiais dielétricos de baixa permissividade, tendo como base a teoria do meio efetivo. A abordagem da teoria do meio efetivo é baseada na extensão quase estática do modelo Maxwell-Garnett. Ao contrário das RFSSs convencionais, este é composto de materiais dielétricos de baixa permissividade. A RFSS foi construída com elementos do tipo abertura retangular para operar na banda Ku. Foi desenvolvido um protótipo, simulado e medido, onde se obteve o coeficiente de transmissão de 25 dB com a frequência de ressonância de 24,9 GHz na faixa de operação de 21 a 28 GHz. Houve uma similaridade em relação aos resultados medidos e simulados. Demonstrando que, a teoria do meio efetivo pode também ser utilizada para projetar estruturas RFSSs em THz e na frequência óptica.

Fei yu et al. (2016) [45] propuseram a simulação de uma FSS com material dielétrico de banda dupla, cujo elementos de construção são partículas cerâmicas de alta permissividade e não metais. Tendo uma estrutura dielétrica adequada e os parâmetros construtivos bem ajustados, se torna trivial a obtenção da frequência de ressonância. No entanto, a resposta em frequência passa-faixa de banda dupla foi obtida através do acoplamento entre as ressonâncias elétricas e magnéticas. A análise teórica mostra que a resposta em frequência da banda de passagem ocorre devido à compatibilidade de impedância causada por ressonâncias elétricas e magnéticas. A FSS apresentou resultados estáveis como, polarização, transmissão e frequência de corte.

Angela Coves et al. (2016) [46] apresentaram o estudo sobre dois tipos de FSS construídas com materiais dielétricos de banda estreita (DFSSs – *Dielectric Frequency Selective Surfaces*) para operar em frequências de micro-ondas. Este projeto foi desenvolvido em duas etapas, a primeira apresenta a elaboração de uma DFSS com uma reflexão total obtida através da condição de ressonância de modo guiado, tendo como superfície uma grade de difração iluminada por uma onda plana com a polarização TM e ângulo de incidência Brewster, no qual apresentou uma baixa reflexão nas bandas laterais e alta reflexão na frequência de ressonância. A segunda apresentou a transmissão total de uma DFSS com a incidência normal utilizando a polarização TE, ocorrido, devido à sobreposição da condição de ressonância de uma grade dielétrica e a alta refletância causada por um espelho de Bragg. Por fim, foram feitos estudos sobre os efeitos da polarização e da incidência oblíqua na resposta espectral das DFSSs. Além disso, as perdas dielétricas e o problema do tamanho finito das estruturas periódicas foram resolvidos em ambas às estruturas. Portanto, os resultados obtidos foram validados com sucesso através do software comercial de simulação HFSS – *High Frequency Structure Simulator*, [47].

1.3 Objetivo da dissertação

Desenvolver um filtro baseado na tecnologia FSS com características rejeita faixa de banda estreita para operar na faixa de frequência de 1,4 a 1,6 GHz, com a frequência de rejeição de 1,5 GHz.

1.4 Contribuições e estrutura da dissertação

Essa dissertação de mestrado baseia-se na tecnologia de superfícies seletivas em frequência (FSSs) para micro-ondas. Mas concretamente, no design e desenvolvimento de um filtro construído totalmente de material dielétrico com o comportamento rejeita-faixa de banda estreita. Este filtro opera na banda de 1,4 a 1,6 GHz com a frequência de rejeição de 1,5 GHz. O desempenho do filtro é validado usando a simulação numérica, através do *software* de simulação HFSS. O filtro proposto apresenta vantagens relacionadas ao baixo custo do material dielétrico utilizado, desempenho e a operação em banda estreita. Ainda apresenta uma atenuação de 36 dB com uma largura de banda de 6 MHz na frequência de ressonância ao longo da faixa de operação com pequenas variações de fase.

Este trabalho é estruturado em cinco (5) capítulos, no qual serão abordados da seguinte forma:

- O Capítulo 2 descreve a teoria de filtros, tipos de filtros e filtros baseados em FSS com comportamento passa-faixa e rejeita-faixa.
- O Capítulo 3 apresenta o modelamento matemático do método modal, matriz de transferência, teoria do meio efetivo, teoria de ressonância do modo guiado e a validação numérica através de *software* de simulação HFSS.
- O Capítulo 4 foi composto por duas seções principais: a primeira apresenta o projeto do filtro com base em três (3) etapas fundamentais. A segunda apresenta a análise de tolerância de parâmetros que afetam diretamente na resposta em frequência e o ajuste da estrutura dielétrica final. Por fim, são apresentados os resultados otimizados via simulação numérica e os resultados experimentais.
- O Capítulo 5 apresenta as conclusões e alguns incentivos que servem para trabalhos futuros.

Capítulo 2

Filtros de radiofrequência (RF)

2.1 Teoria de filtros

Os filtros de RF são geralmente circuitos elétricos projetados com a finalidade principal de fornecer sinais de saída com uma amplitude dependente da frequência do sinal aplicado na entrada. Embora essa definição possa ser aplicada em outros circuitos, incluindo-se amplificadores, ela enfatiza a principal característica de um filtro, que é a sua sensibilidade à frequência do sinal. Essa característica é denominada por seletividade. Que representa a essência do filtro em função da qualidade de filtragem. A Figura 2.1 ilustra diversos gráficos que representam as curvas de resposta em frequência de alguns tipos de filtros, onde se pode observar a variação do sinal de saída em função da frequência. É imprescindível o entendimento destes gráficos, pois, representam características primordiais de radiofrequência e a seletividade dos receptores.

No entanto, as curvas de resposta em frequência representam a amplitude do sinal na saída de um filtro, em função da frequência do sinal aplicado em sua entrada. As curvas de resposta em frequência, geralmente, admitem duas escalas de referência. Uma em função da atenuação ou ganho, com base na frequência do sinal incidente, e a outra em função da variação do sinal de saída em relação ao valor que o mesmo apresenta na frequência central. Entretanto, cada parcela de uma curva de resposta em frequência possui uma denominação. A parte superior da curva de resposta é designado por pico. Enquanto que, a parte inclinada da curva chama-se flanco, e a parte inferior, vale. Portanto, a parte superior e inferior, podem assumir os formatos de plano, ondulado ou curvo, conforme ilustrado na Figura 2.1. Porém, as parcelas correspondentes às curvas de respostas em frequência apresentam algumas delimitações com base nas suas características. Por exemplo, o ponto correspondente a frequência de corte fica no limite entre a parte superior e a parte inferior, com característica estar 3 dB abaixo da frequência central.

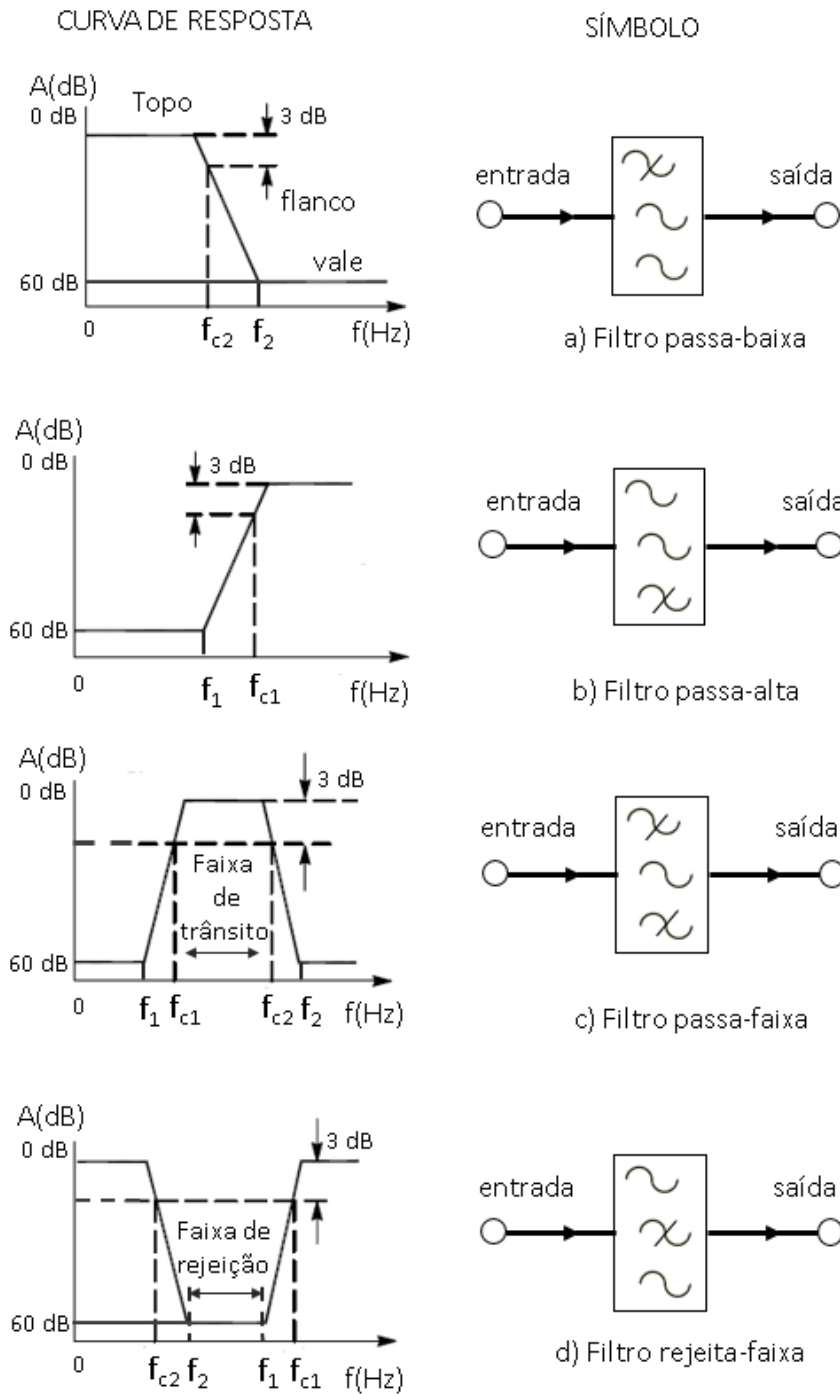


Figura 2.1 – Curvas correspondentes à resposta em frequência de alguns filtros.

Os filtros são importantes nas diversas aplicações dentro do espectro de radiofrequência, incluindo as micro-ondas, pois eles são utilizados para selecionar ou rejeitar determinada frequência. Tendo em conta a limitação do espectro eletromagnético, e o mesmo é dividido para compartilhar diversas aplicações; a utilização de filtros neste contexto é essencial para selecionar ou excluir os sinais de micro-ondas. No entanto, novas aplicações, como comunicações sem fio, requerem filtros melhores, com maior desempenho, menor tamanho, peso e custo. Estes, também, podem ser aplicados em outras estruturas

de linhas de transmissão, como guias de ondas, linhas coaxiais entre outros.

2.2 Tipos de filtros

Os filtros utilizados em RF são classificados quanto à curva de resposta em frequência e a tecnologia empregada em sua fabricação [3–5]. De acordo com a resposta em frequência, eles podem ser do tipo passa-baixa, passa-alta, passa-faixa (passa-banda) e rejeita-faixa (rejeita-banda), conforme a Figura 2.1. Porém, existem outras curvas de resposta em frequência, mais complexidade, que podem ser analisadas com base nas curvas citadas acima. Sendo assim, segue as suas descrições em função das suas características [48]:

- Filtro passa-baixa (PB): permite passar apenas as baixas frequências de uma determinada frequência de corte para serem transmitidas com pequenas perdas, mas atenua todas as frequências acima da frequência de corte (f_{c2}). Geralmente a frequência de corte é aquela na qual a perda do filtro é de 3 dB, como mostra a Figura 2.1(a).
- Filtro passa-alta (PA): Comporta-se de maneira oposta em relação ao filtro passa-baixa, cuja frequência de corte (f_{c1}) está acima da região onde há pouca perda de transmissão, ou seja, permitindo a passagem dos sinais de frequência superior à frequência de corte e atenuando os sinais de menor frequência, conforme ilustrado na Figura 2.1(b).
- Filtro passa-faixa (PF): permite a passagem de uma determinada faixa de frequência com baixa perda, mas atenua as frequências mais altas e inferiores à banda de passagem desejada. A banda de passagem ou faixa passante de um filtro é o espectro de frequência transmitido com pequenas perdas. No entanto, a característica de transferência não é necessariamente uniforme ou perfeita na faixa de passagem, porém normalmente as variações desta banda são pequenas. A Figura 2.1(c) foi obtida pelo produto das curvas dos filtros passa-baixa e passa-alta, onde estão presentes duas frequências de corte, uma inferior, f_{c1} e outra superior, f_{c2} .
- Filtro rejeita-faixa (RF): Os filtros rejeita-faixa, assim como os passa-faixa apresentam duas frequências de corte, uma inferior e outra superior. Porém, ao contrário dos filtros passa-faixa, os filtros rejeita-faixa produzem atenuação máxima para os sinais cujas frequências estão dentro da faixa de rejeição, localizadas entre as duas frequências de corte, especificamente, entre as frequências de rejeição inferior, f_1 e superior, f_2 , conforme ilustrado na Figura 2.1(d).

No entanto, quanto à tecnologia empregada, eles podem ser classificados de duas categorias, filtros elétricos e ultrassônicos. Os filtros elétricos são caracterizados pelo uso de

dispositivos eletrônicos, como resistores, indutores e capacitores. Dentre os filtros desse tipo merecem destaque os filtros RC, formados por combinações de resistores e capacitores, e os filtros LC, constituídos por indutores e capacitores, e são classificados como filtros passivos, ativos e digitais. Os filtros passivos são construídos apenas com elementos passivos, ou seja, resistores, indutores e capacitores. Os filtros ativos são construídos com base em elementos passivos associados a algum elemento ativo, como por exemplo, transistores e amplificadores operacionais. Enquanto que, os filtros digitais empregam tecnologia digital na sua construção, implementados através da programação de um sistema microprocessado. Do outro lado, os filtros ultrassônicos são empregados para transformar os sinais elétricos em ondas sonoras que se propagam num meio sólido, onde são filtradas e posteriormente transformadas em sinais elétricos. Os filtros ultrassônicos têm sido frequentemente utilizados nos equipamentos de rádio, devido as suas excelentes características, como alta seletividade e pequenas dimensões. Eles podem ser do tipo piezoelétrico (cristal ou cerâmico), ou magnetoestrutivo (mecânico) [49–51].

2.3 Aplicações

É bastante amplo e diversificado as aplicações dos filtros nomeadamente nas áreas de eletrônica e telecomunicações, no qual se torna inviável descrever todas as suas aplicações. No entanto, restringir-se-á, a consideração de alguns tipos de filtros, que possuem maior menção, seja pela sua utilidade, ou interesse despertado por algumas de suas particularidades. Dentre estes seguem as suas descrições [52]:

- Filtros de ondulação: Estes podem ser encontrados em fontes de alimentação com retificadores de corrente alternada (CA) e em amplificadores de potência dos transmissores. Geralmente, são construídos de filtros PB para suavizar a ondulação residual, ou *ripple*. A ondulação é provocada devido a presença de harmônicos da corrente alternada original. Esta ondulação pode ser filtrada de forma simples ou não, dependendo da aplicação.
- Filtros de ondas portadoras: Estes tipos de filtros são utilizados em sistemas de ondas portadoras, que permitem à ampliação da capacidade dos enlaces de telecomunicações. Estão presentes em equipamentos multiplex de 960 e 1.800 canais. A sua evolução permite, atualmente a inserção de um grande número de canais espaçados na faixa de frequências designado por banda básica.
- Filtros de áudio e de voz: São empregados em circuitos de voz e de música, geralmente, encontrados em sistemas de telefonia, receptores de FM e televisão, no qual são destinados à passagem das frequências de voz compreendidas entre 0 a 3400 Hz,

dependendo do tipo de aplicação. Estes filtros apresentam características do filtro PB e filtro PA.

- Filtros de FI (Frequência Intermediária): São empregados em estágios de receptores super-heteródinos com a responsabilidade principal a seletividade do aparelho. Existem diversos filtros capazes de exercer esta função, dentre eles os filtros piezoelétricos a cristal ou cerâmico. O filtro de FI possui característica de filtro PF de faixa estreita.
- Filtros supressores de harmônicos: São constatados, geralmente, em osciladores e transmissores de radiofrequência, que apresentam um conjunto de harmônicos indesejáveis e outras frequências impuras que afetam o sinal desejado. Para eliminar esses harmônicos ou impurezas, normalmente, empregam-se os filtros PB ou PF desenvolvidos para essa finalidade. Estes filtros quando usados na saída dos transmissores operam, de vez enquanto com sinais de alta potência.
- Filtros de SSB (*Single Sideband*): Comumente utilizados em comunicações radiotelefônicas com faixa lateral singela. Com as suas características avançadas, é possível separar duas faixas laterais do sinal modulado em amplitude, realizando um corte preciso. A eliminação da faixa lateral indesejada é feita normalmente com emprego de filtros cerâmicos, filtros a cristal ou mecânicos.
- Filtros de cavidade: Frequentemente presentes no domínio de UHF (*Ultra High Frequency*) e SHF (Super High Frequency), devido à possibilidade de obtenção de fatores de mérito Q elevados. Estes podem ser encontrados em ressonadores helicoidais, cavidades coaxiais, cavidades em guias de ondas, entre outros.

2.4 Fundamentos de análise de filtros

Na Figura 2.2 tem-se um circuito com duas portas, caracterizando o funcionamento de um filtro de micro-ondas, no qual V_1 , V_2 são as variáveis de voltagem e I_1 , I_2 representam as variáveis de corrente nas portas 1 e 2, respectivamente. Enquanto que, Z_{01} e Z_{02} representam as impedâncias dos terminais e E_s a fonte de voltagem. No entanto, as variáveis de voltagem e de corrente são amplitudes complexas, quando se trata de um sinal senoidal.

Por exemplo, se for aplicado um sinal de voltagem senoidal, na porta 1, este sinal pode ser dado por:

$$v_1 = |V_1| \cos(\omega t + \phi). \quad (2.1)$$

Logo, podem ser feitas as seguintes transformações:

$$v_1 = |V_1| \cos(\omega t + \phi) = \Re(|V_1| e^{j(\omega t + \phi)}) = \Re(V_1 e^{j\omega t}), \quad (2.2)$$

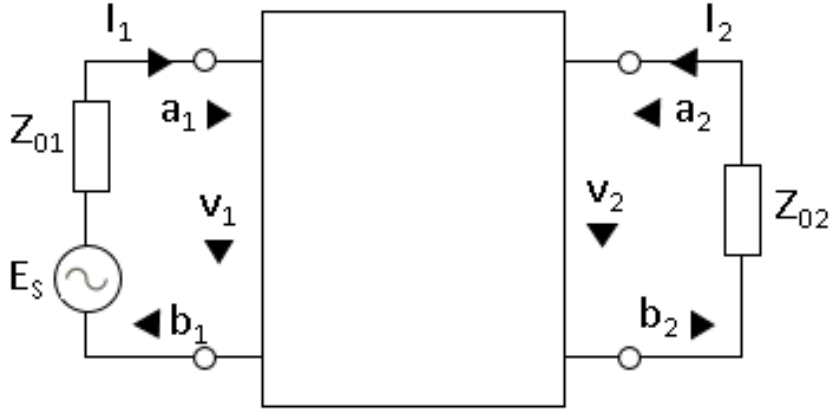


Figura 2.2 – Circuito de duas portas caracterizando um filtro.

onde \Re representa a parte real da expressão. Assim, a identidade complexa pode ser:

$$v_1 = |V_1| e^{j(\phi)}. \quad (2.3)$$

Tendo em conta a dificuldade de se medir a voltagem e a corrente nas faixas de frequências de micro-ondas, são introduzidas, no entanto, as variáveis de sinal a_1, b_1, a_2, b_2 , onde a indica o sinal incidente e b o sinal refletido. As relações entre as variáveis de voltagem e corrente são definidas como:

$$\begin{cases} V_1 = \sqrt{(Z_{0n})}(a_n + b_n), & n = 1 \text{ e } 2 \\ I_1 = \frac{1}{\sqrt{Z_{0n}}}(a_n - b_n) \end{cases} \quad (2.4)$$

Sendo assim, a potência na porta n é dada por:

$$P_n = \frac{1}{2} \Re(V_n I_n^*) = \frac{1}{2}(a_n a_n^* - b_n b_n^*), \quad (2.5)$$

no qual o asterisco representa o conjugado. No entanto, Pode-se observar que $a_n a_n^*/2$ é a potência da onda incidente e $b_n b_n^*/2$ é a potência da onda refletida na porta n .

2.4.1 Parâmetros de espalhamento

Geralmente o espalhamento ou parâmetro S de um sistema é definido em função das variáveis de onda como:

$$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0}, \quad S_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0}, \quad S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0}, \quad S_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0}, \quad (2.6)$$

onde $a_n=0$ implica o casamento de impedância perfeito na porta n . Estas definições podem ser escritas como:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}, \quad (2.7)$$

no qual, a matriz contendo os parâmetros S é definida de matriz S . Portanto, os parâmetros S_{11} e S_{22} são denominados de coeficientes de reflexão, enquanto que os parâmetros S_{12} e S_{21} são os coeficientes de transmissão. Os parâmetros S são normalmente representações complexas, sendo deste modo, conveniente expressá-los em termos de sua amplitude e fase, isto é, $S_{mn} = |S_{mn}| e^{j\phi_{mn}}$ para $m, n = 1, 2$. Normalmente, as suas amplitudes são representadas em decibel (dB) e definidas por:

$$20 \log_{10} |S_{mn}| \text{ dB} \quad m, n = 1, 2, \quad (2.8)$$

Entretanto, quando um sinal passa por um filtro, é inserido nele um certo atraso representando assim, o sinal de saída em relação ao sinal de entrada. No entanto, existem dois parâmetros para caracterizar este atraso, sendo o primeiro o atraso de fase, definido por:

$$\tau_p = \frac{\phi_{21}}{\omega} \text{ [s]}, \quad (2.9)$$

onde ϕ_{21} representa a fase do sinal transmitido (S_{21}) dado em radianos e ω é dado em radianos por segundo. O atraso de fase, também conhecido por atraso de portadora é, na verdade, o tempo de atraso do sinal senoidal e não necessariamente o atraso real do sinal transmitido. O outro parâmetro também importante, é designado por atraso de grupo, que representa o verdadeiro atraso do sinal transmitido e é representado por:

$$\tau_p = -\frac{\partial \phi_{21}}{\partial \omega} \text{ [s]}. \quad (2.10)$$

2.5 Filtros baseados em FSS

As superfícies seletivas em frequência (FSSs) têm sido objeto de pesquisas nos últimos anos, através das suas diversas aplicações em micro-ondas e ondas milimétricas. Estes filtros podem ser utilizados em sistemas de antenas refletoras, radomes, absorvedores de micro-ondas, aviões, entre outros [2, 8–10]. Ultimamente as FSSs são utilizadas em segurança sem fio para comunicações indoor por meio de técnicas de controle de cobertura denominados por “*wireless building*”. No entanto, é comum encontrar as FSS sendo inseridas nas paredes ou janelas de edifícios para monitorar a propagação indoor, eliminando a interferência de sinais indesejados, e protegendo a população da radiação eletromagnética [53–66].

Os parâmetros essenciais que determinam a resposta em frequência de uma FSS são: as propriedades dielétricas do substrato, a geometria, a periodicidade ou tamanho da célula unitária, e o ângulo de incidência do campo eletromagnético [2, 8, 9]. Os filtros espaciais de alto desempenho em micro-ondas, têm sido construídos em função de diferentes configurações e tipos de FSSs, tais como: FSSs com diferentes elementos de camada simples [67]; FSSs reconfiguráveis [68]; FSSs com múltiplas camadas [69, 70]; arranjos periódicos sobre

superfícies dielétricas [71, 72]; FSSs com elementos derivados dos fractais [73–82]; entre outros.

2.5.1 Estrutura de uma FSS

A estrutura de uma FSS consiste praticamente em um ou mais elementos impressos sobre um substrato dielétrico de um ou múltiplas camadas, de acordo com a resposta em frequência desejada. Estes elementos podem ser planares metálicos sobre um substrato, configuração mencionada como FSS capacitiva; ou aberturas periódicas feitas sobre uma superfície condutora, denominada por FSS indutiva [2, 8–10, 83]. Se o arranjo destes elementos tiver característica de ressonância, então, a FSS capacitiva se comporta como um filtro rejeita-faixa em torno da frequência de ressonância, enquanto que a FSS indutiva se comporta como um filtro passa-faixa, semelhantes aos filtros de RF. Resumidamente, uma FSS é apenas um circuito LC em série ou em paralelo, comportando-se como um filtro rejeita-faixa ou passa-faixa no espaço livre [83]. Entretanto, na Figura 2.3, tem-se um exemplo simples de uma geometria de FSS, composto totalmente de material dielétrico. Neste trabalho em especial, foi elaborado um projeto de uma FSS GMR através de material dielétrico com as características rejeita-faixa.

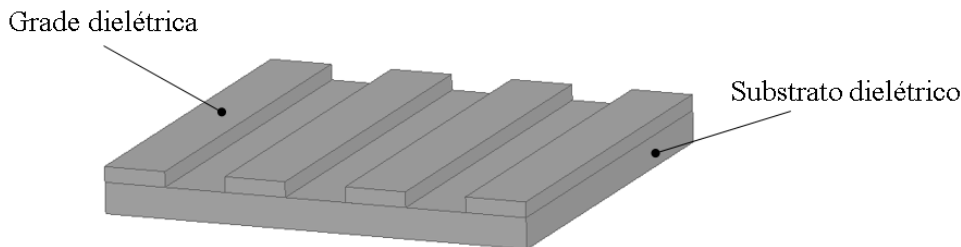


Figura 2.3 – Geometria de uma FSS totalmente dielétrica.

Independentemente do arranjo da estrutura da FSS, quando uma onda eletromagnética incide sobre a sua superfície, todos os elementos ressoam e dispersam energia em torno da frequência de ressonância. Nas FSSs com elementos do tipo abertura, o sinal é transferido pela estrutura com mínimas perdas de inserção na frequência de operação, ao passo que para frequências fora da banda, o sinal é refletido. Por outro lado, as FSSs com elementos do tipo planares, para frequência de operação da estrutura, o sinal é refletido com mínimas perdas de retorno, ou seja, comportando-se como um condutor perfeito na reflexão total do sinal incidente e transmitindo as demais frequências. Portanto, os arranjos de estruturas de FSS ressoam em determinada frequência, mostrando a sua seletividade espectral [66].

A utilização de materiais dielétricos na construção de FSS é fundamental, pois fornece as características estruturais, bem como, a estabilidade de frequência de ressonância para diferentes ângulos de incidência e polarizações do campo incidente. Os materiais dielétricos podem ser expostos ou configurados de várias maneiras e estes podem ser usados de um lado da FSS, em ambos os lados ou em FSSs multicamadas. Uma FSS com dielétrico de um lado apenas, o seu desempenho depende dos seguintes fatores [66]:

- O tipo de FSS (se é planar ou abertura);
- A geometria do elemento;
- A periodicidade da FSS (distância entre as células unitárias);
- A condutividade e espessura da camada de FSS;
- A permissividade e espessura do substrato dielétrico.

Quando se incorpora componentes ativos entre os elementos de uma estrutura periódica pode ocasionar FSSs ativas, capazes de adicionar mais funcionalidades e configurabilidade na FSS, o item 2.5.3 relata mais sobre o assunto. No entanto, uma estrutura de FSS é projetada e otimizada com base em diferentes especificações. A sua maioria é limitada a uma dimensão finita com periodicidade fixa.

2.5.2 Elementos de FSS

A forma dos elementos planares condutores influem na distribuição de corrente, assim como, em toda a superfície da FSS. As FSS podem apresentar qualquer geometria, no entanto, os elementos planares condutores possuem formas que procedem desde polígonos regulares, como o retângulo, o quadrado e o círculo, inclusive arranjos derivados, como dipolos, espiras e as suas próprias combinações.

No entanto, a construção de uma FSS é feita a partir de qualquer destas formas ou geometrias, colocando cada elemento na distância de meio comprimento de onda umas das outras periodicamente [83]. A geometria do elemento é essencial na construção de uma FSS. E estes podem ser divididos em quatro grupos principais [8]:

- **Grupo 1:** elementos conectados pelo centro ou N polos, como dipolos finos [10], dipolos cruzados [84], tripolos [8] e cruz de Jerusalém [84]. São constituídos de simples dipolos como ilustrado na Figura 2.4(a) e dispõem de uma largura de banda limitada.

- **Grupo 2:** elementos na forma de espira, como as espiras quadradas [1], quadradas duplas [85], quadradas com grade [86] e anéis concêntricos [87], conforme ilustrado na Figura 2.4(b). Fornecem uma largura de banda superior quando os elementos ressoantes são aproximadamente um comprimento de onda completa.
- **Grupo 3:** elementos com interior sólido, conforme estão representados na Figura 2.4(c), como *patches* retangulares [2], hexagonais [8] e circulares [88, 89]. Estes elementos foram os primeiros a serem pesquisados através da sua forma, porém, possuem uma resposta em frequência razoável com a variação do ângulo de incidência.
- **Grupo 4:** elementos compostos através de combinação de elementos primários, como pode ser visto na Figura 2.4(d). Este grupo é o maior de todos, pois, agrega a combinação de todos os possíveis elementos. Por exemplo a combinação da espira quadrada [90].

Entretanto, com base aos grupos apresentados, tem-se na Figura 2.4 a exemplificação de algumas formas de representação de elementos de FSSs em diversos arranjos. Geralmente, o material condutor mais utilizado na construção das FSSs metálicas é o cobre. Por este motivo, a condutividade da FSS pode ser aproximada por uma placa condutora perfeitamente elétrica (PEC – *Perfectly Electric Conductor*).

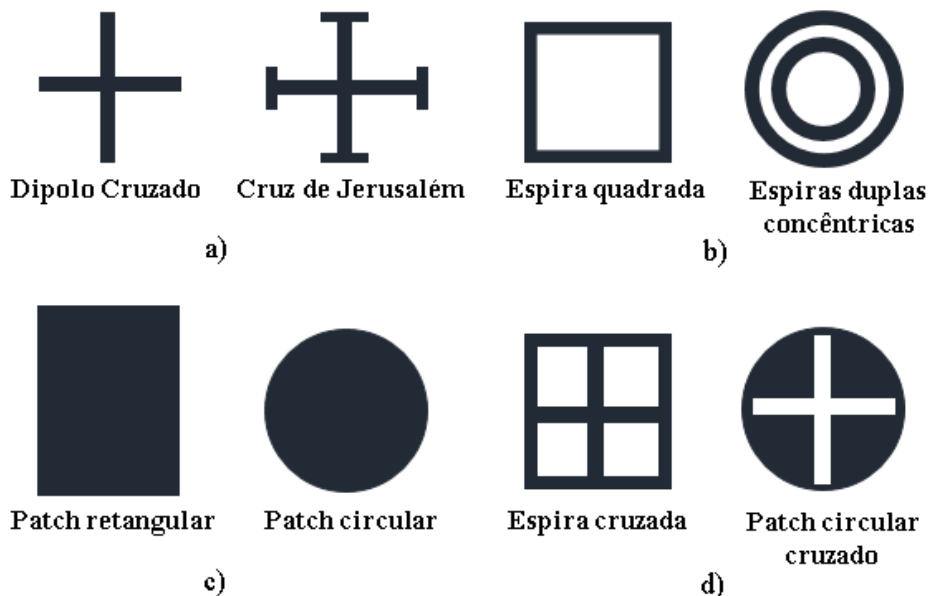


Figura 2.4 – Formas de representação dos elementos utilizados em FSS divididos em grupos: (a) Grupo 1; (b) Grupo 2; (c) Grupo 3; (d) grupo 4.

A Tabela 2.1 ilustra os níveis de desempenho de várias FSSs de anteparo-fino, *freestanding* (sem camadas dielétricas) [2]. Foram considerados seis elementos conforme

a Tabela 2.1, tendo como base as seguintes características: estabilidade de frequência de ressonância com ângulo de incidência; nível de polarização cruzada; largura de banda; e menor banda de separação. O arranjo de elementos de dipolo *freestanding* possui a pior frequência de ressonância, devido as variações do ângulo de incidência, e consequentemente, a menor largura de banda. A explicação disto é o seguinte: quando uma onda incidente com a polarização vertical alcança um dipolo de meia-onda no plano xy, o dipolo irá ressoar independentemente do ângulo de incidência. Entretanto, se a direção de incidência é oblíqua relativamente ao lado mais amplo do dipolo, o dipolo neste caso não irá ressoar de forma eficiente, pois, o comprimento exato do dipolo na direção de incidência é menor do que o meio comprimento de onda. Portanto, é por isso que a frequência de ressonância do dipolo ou da FSS projetado com elementos dipolo cruzado muda totalmente quando as ondas de entrada têm ângulos de incidência maiores [2].

Tabela 2.1 – Comparativo entre os níveis de desempenho relativos a FSSs *freestanding*. Classificação de desempenho: excelente = 1, bom = 2, normal = 3 e ruim = 4 [2].

Tipos de elementos	Estabilidade de frequência de ressonância com ângulo de incidência	Nível de polarização cruzada	Largura de banda	Menor banda de separação
Cruz de Jerusalém	2	3	2	2
Anéis	1	2	1	1
Tripolo	3	3	3	2
Dipolo cruzado	3	3	3	3
Espira quadrada	1	1	1	1
Dipolo	4	1	4	1

Outros fatores também importantes na construção de FSS são as dimensões e a disposição dos elementos na estrutura. No entanto, se um dipolo for alimentado por uma fonte, tendo múltiplo comprimento de meio comprimento de onda ($\lambda/2$), o dipolo ressoará espalhando energia. Entretanto, quando estes dipolos constituem um arranjo, a energia total radiada por eles será coerente com a direção de reflexão. Isto ocorre através do atraso de fase da corrente entre os elementos. Se o comprimento dos elementos for muito diferente em relação as dimensões exatas, então, a onda incidente enxerga a FSS como se fosse transparente. Deste modo, ocorrem perdas não significativas em razão ao dielétrico, à condutividade do material metálico e ao espalhamento [2, 90].

No entanto, para elementos com geometria de espiras quadradas ou circulares, a ressonância ocorre quando o comprimento de cada meia espira é múltiplo de meio comprimento de onda, isto é, cada meia espira é enxergada como um elemento de dipolo. Entretanto, é necessário que o comprimento da espira inteira seja múltiplo de um com-

primento de onda completa para ser aplicado em FSS. Enquanto que, para uma espira circular impressa sobre um substrato dielétrico, a sua circunferência é obrigatoriamente que seja um comprimento de onda efetivo, porém, a sua dimensão física deve ser menor que um comprimento de onda, em razão do efeito da carga dielétrica [2].

2.5.3 Estruturas de FSSs ativas e passivas

A construção das FSSs passivas é feita através de elementos geométricos desenvolvidos numa camada dielétrica para uma frequência específica com objetivo de transmitir ou rejeitar. As suas características e propriedades são inalteráveis uma vez fabricadas. No entanto, para sua aplicação prática é necessário que esta estrutura seja grande o suficiente para ser posta numa grande seção transversal da parede ou janela. Esta FSS destaca-se pela facilidade de elaboração e fabricação, e a sua desvantagem é que não permite reconfiguração [83].

No entanto, as FSS ativa são desenvolvidas com os mesmos elementos geométricos existentes, porém, com a inserção de alguns dispositivos eletrônicos ativos, como diodos e capacitores. Embora, os dispositivos ativos tornam as superfícies seletivas reconfiguráveis e menores em relação a uma FSS passiva, porém apresentam desvantagem na sua elaboração e fabricação [2, 66]. O objetivo da inserção de componentes ativos em FSSs é o controle prolongado do comportamento do arranjo da estrutura, como por exemplo: a refletividade variável, transparência e absorção do sinal [8]. Os componentes ativos como o diodo e capacitores são inseridos entre os elementos do arranjo, ou entre o dielétrico em relação ao plano terra. Essas FSSs são excitadas aplicando uma tensão DC ou corrente de polarização para os elementos metálicos. Portanto, esta tecnologia é recente e tem sido objeto de estudo para micro-onda, em especial em aplicações em segurança, entre outros.

Basicamente, toda qualquer estrutura periódica pode ser excitada por uma onda plana incidente E^i (arranjo passivo), ou por qualquer fonte conectando todos os elementos (arranjo ativo). Em estruturas de arranjos passivos, uma onda incidente é transmitida relativamente por meio da estrutura, E^t , e a outra parte é refletido, E^r . Tendo em conta a condição de ressonância, a amplitude do sinal refletido pode ser considerada igual a amplitude do sinal incidente quando $E^i=0$. No entanto, o coeficiente de reflexão pode ser definido como [8].

$$\Gamma = -\frac{E^r}{E^i}, \quad (2.11)$$

no qual E^r e E^i estão relacionados ao plano do arranjo. Entretanto, o coeficiente de transmissão é determinado da seguinte forma:

$$T = -\frac{E^t}{E^i}. \quad (2.12)$$

Em relação aos arranjos ativos, as fontes que os alimentam, devem obrigatoriamente

possuir as mesmas amplitudes e variações lineares de fase por toda a extensão do arranjo. De modo que a estrutura seja definida como uma superfície periódica.

2.5.4 Dielétricos utilizados na fabricação de FSS

É fundamental a escolha certa do material dielétrico a ser utilizado para a fabricação da FSS, pois, este influi crucialmente na sua resposta em frequência. Assim sendo, os materiais utilizados com frequência como substratos para a fabricação de FSS são: os materiais dielétricos isotrópicos e os anisotrópicos. Esses materiais possuem características elétricas e mecânicas que são de extrema importantes para o comportamento da FSS [2]. Bem como, a espessura do substrato que influi na propagação de ondas na estrutura. Logo, os substratos mais grossos tendem a facilitar a fabricação de FSSs com maior largura de banda, conseqüentemente, possuem uma eficiência razoável devido a intensidade de propagação das ondas.

No entanto, as permissividades elétricas destes materiais utilizados como substratos de FSSs representam parâmetros físicos importantes, pois, exercem uma grande influência na faixa de operação destas estruturas. Deste modo, a frequência de ressonância, a faixa de frequência e as dimensões físicas da FSS são influenciadas diretamente na escolha da permissividade referente ao substrato [2, 66]. Os substratos mais utilizados apresentam constantes dielétricas mais baixas, fornecendo maior estabilidade e largura de banda, porém, gastam mais material na fabricação da FSS, devido a espessura. Portanto, os substratos mais utilizados na confecção de dispositivos de RF possuem permissividades relativas na faixa de $2 \leq \epsilon_r \leq 10$. Geralmente, os materiais dielétricos que apresentam permissividades relativas mais altos são mais finos, conseqüentemente, detêm maiores perdas e largura de banda menor.

Em referência aos tipos de substratos, destacam-se:

- Os substratos isotrópicos, no qual o comportamento do campo elétrico aplicado é totalmente independente da direção do campo. A sua permissividade elétrica é dada por: $\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$ onde ϵ_0 é a permissividade elétrica no ar e ϵ_r é a permissividade relativa.
- Os substratos anisotrópicos, identificados pela dependência da direção do campo elétrico e eixos do material, com a aplicação do campo elétrico. Entretanto, as direções dos eixos são obtidas através das propriedades cristalinas do material.
- Neste trabalho, nomeadamente, o substrato escolhido para elaboração do design da FSS foi o material acrilonitrila butadieno estireno (ABS-M30), cujas características $\epsilon_r = 2,8$ e $\tan \delta = 0,0098$ [91].

Capítulo 3

Modelamento matemático

3.1 Introdução

Teoricamente, as equações de Maxwell, que regem o eletromagnetismo são utilizadas para determinar a natureza exata da interação entre um campo óptico e a estrutura de difração. No entanto, para se obter isto, é necessário que a interação mútua dentro do campo óptico seja determinada a partir das bordas da estrutura de difração. Porém, é preciso que as condições de contorno eletromagnéticas sejam aplicadas em todos os pontos ao longo das bordas, e isso afeta no comportamento dos campos ópticos a serem determinados. Este mecanismo é denominado por resolução de limites ou bordas eletromagnéticas. Tendo determinado adequadamente a interação ao longo do limite, logo o campo elétrico resultante torna-se uma fonte secundária, e a propagação deste campo produz os campos difratados no plano de observação. No entanto, a solução mais adequada para resolver o problema de limite eletromagnética, seria a utilização de número reduzido de geometrias, tais como, cubos, cilindros e esferas, ou seja, as geometrias que podem ser mapeadas por meio de sistemas de coordenadas [92–94]. Este procedimento é utilizado de modo que seja possível a aplicação da condição de contorno na geometria inteira; porém, é necessário que seja capaz de separar a dependência espacial dos componentes do campo ao longo das diversas direções de coordenadas. Embora, que isso é possível ser feito para geometrias que se mapeiem naturalmente em sistemas de coordenadas ortogonais, contudo, para a maioria das geometrias não existem soluções analíticas integrais.

Assim sendo, a análise de elementos ópticos de difração (DOE – *Diffractive Optical Elements*), é feita utilizando técnicas numéricas. Geralmente, as técnicas mais utilizadas para a análise eletromagnética de DOEs são: método modal, que é frequentemente utilizado para estruturas infinitamente periódicas, e o método de diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD - *Finite Difference Time Domain*) para estruturas aperiódicas, ou seja, estruturas com períodos variáveis.

3.2 Método Modal

O método Modal (MM – *modal method*), é utilizado para estimar o desempenho de estruturas periódicas tridimensionais, particularmente pela flexibilidade de ajuste do ângulo de incidência na estrutura.

Deste modo, se for incidido uma onda plana em direção a uma FSS, os coeficientes de transmissão e reflexão são determinados. Com base no teorema de Floquet, o campo eletromagnético em diferentes células de uma estrutura periódica difere apenas por um fator de fase. Isto denota que é suficiente estudar a célula unitária. Portanto, a FSS é dividida em um número de contornos e camadas uniformes. Os campos elétricos fora da estrutura dielétrica e no interior são expandidos em modos Floquet. Entretanto, os campos no interior das camadas com aberturas são expandidos em modos de guias de ondas, dado que são considerados como guias de ondas curtos. No entanto, o campo modal total é determinado pela condição de contorno em cada interface entre as camadas, e as amplitudes dos modos são expressas como uma matriz de espalhamento. Em cada camada é determinado uma matriz de propagação. As matrizes de espalhamento calculadas em todas as interfaces são cascateadas e formando assim a matriz de espalhamento total da FSS. Logo, os coeficientes de transmissão e reflexão podem ser obtidos a partir dessa matriz de espalhamento.

O método modal é formulado a partir da condição de periodicidade dos elementos ópticos de difração (DOEs). A geometria destes elementos assume uma distribuição periódica de volume e superfície periódica de condutividade. Quando a condição de contorno é satisfeita, a combinação da estrutura e o campo elétrico podem ser representados em um conjunto de expansões. Estas expansões representam uma solução para as equações de Maxwell. Entretanto, quando os campos são representados em expansão de onda plana, a técnica adequada para esta solução é denominada de análise rigorosa de onda acoplada (RCWA - *Rigorous Coupled-wave Analysis*). Estes dois métodos se diferem no seguinte: o método RCWA utiliza componentes de ondas planas individuais na expansão e estes não representam uma solução para as equações de Maxwell. Isto, representa apenas uma solução de um conjunto de expansões. Apesar disto, estes dois métodos são apresentados como equivalentes [95, 96].

Para a formulação do método modal, admite-se em princípio, que o campo elétrico esteja polarizado com polarização TE, ou seja, o campo elétrico é perpendicular ao plano de incidência, $E_y = 0$, conforme ilustrado na Figura 3.1. No entanto, os componentes do campo eletromagnético E_y , H_x e H_z estão presentes. Primeiramente, foi descrito o campo elétrico em cada região, em seguida, aplicando a condição de contorno em todas as regiões e posteriormente foi resolvido o problema do autovalor resultante. Logo, a região I

apresenta o campo elétrico incidente, descrito como:

$$E_y^{\text{inc}} = \hat{a}_y \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad (3.1)$$

no qual a magnitude do número de onda é representado por:

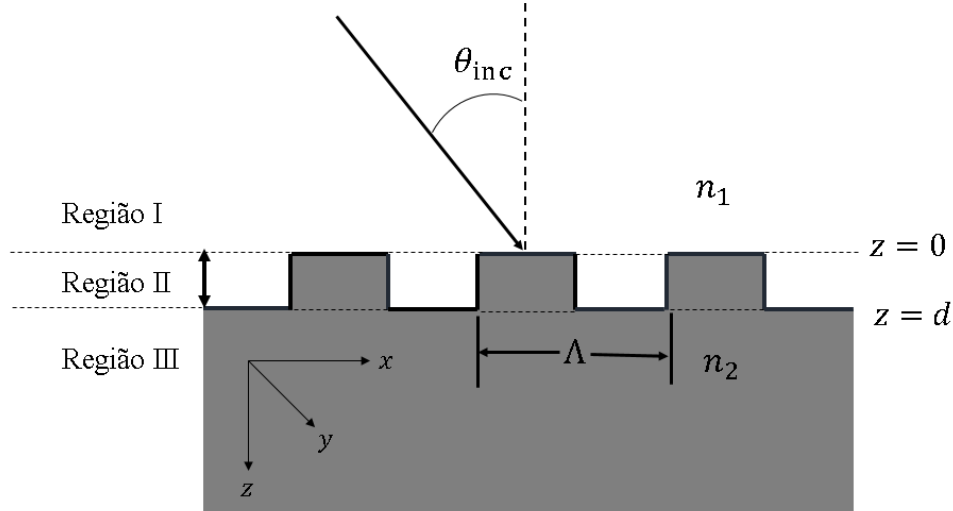


Figura 3.1 – Geometria da grade de difração utilizado para formulação dos métodos de análise rigorosa de ondas acopladas e o modal.

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (3.2)$$

Para que haja a propagação sobre o eixo, o número de onda é representado através de sua projeção em \hat{x} e \hat{z} :

$$\mathbf{k} = \alpha_0 \hat{x} + r_0 \hat{z}, \quad (3.3)$$

onde $\alpha_0 = \eta_1 k_0 \sin \theta_i$ e $r_0 = \eta_1 k_0 \cos \theta_i$. No entanto, o campo refletido é representado como

$$E^r = \sum_m R_m \exp[-i(\alpha_m x - r_m)] = \sum_m R_m \exp[-i(\mathbf{k}_m^r \cdot \mathbf{r})], \quad (3.4)$$

onde $\mathbf{k}_m^r = \alpha_m \hat{x} - r_m \hat{z}$. O sinal negativo do componente \hat{z} representa uma propagação ao longo da direção z negativo.

É possível observar que a expansão para a onda refletida é nada mais uma expansão de onda plana, na qual, cada componente representa uma ordem de difração da onda refletida. É por este motivo que, os vetores de base desta expansão são ondas planas, oriundos dos modos de propagação das ondas no espaço livre. Entretanto, este não é o caso, na qual as ondas estão sujeitas a não homogeneidade, ou seja, confinados em uma ou mais dimensões, conforme ocorre na região II. Uma vez que a estrutura de difração assume tendo periodicidade Λ na direção x , α_m satisfaz a condição de Bragg:

$$\alpha_m = \alpha_0 + \frac{2\pi m}{\Lambda}. \quad (3.5)$$

O componente z correspondente ao número de onda, pode ser representado da seguinte forma:

$$r_m = \begin{cases} [(\eta_1 k_0)^2 - (\alpha_m)^2]^{1/2} & \alpha_m \leq \eta_1 k_0 \\ i[(\alpha_m)^2 - (\eta_1 k_0)^2]^{1/2} & \alpha_m > \eta_1 k_0. \end{cases} \quad (3.6)$$

Dentre as duas expressões, a parte inferior corresponde a não propagação de ondas, ou seja, representa o campo evanescente.

No entanto, na região III, tem-se a expressão que representa o campo transmitido:

$$E_y^t = \sum_m T_m \exp -i[\mathbf{k}_m^t \times (\mathbf{r} - h\hat{z})], \quad (3.7)$$

na qual o componente $h\hat{z}$ representa a espessura do substrato, $k_m^t = \alpha_m \hat{x} + t_m \hat{z}$ e

$$t_m = \begin{cases} [(\eta_2 k_0)^2 - (\alpha_m)^2]^{1/2} & \alpha_m \leq \eta_2 k_0 \\ i[(\alpha_m)^2 - (\eta_2 k_0)^2]^{1/2} & \alpha_m > \eta_2 k_0. \end{cases} \quad (3.8)$$

Como se pode observar, o sinal positivo da variável \hat{z} é usada em \mathbf{k}_m^t , o qual, indica a propagação na direção \hat{z} no eixo positivo, enquanto que o sinal negativo de \hat{z} em \mathbf{k}_m^t , indica a propagação na direção \hat{z} , porém, no eixo negativo. As propagações de onda que ocorrem nos dois eixos, representam as ondas transmitidas e refletidas, respectivamente.

Os termos referentes a região II, que representa a região da grade, são complexos, devido a não homogeneidade da estrutura de difração. Assim sendo, o campo elétrico nessa região deve ser expresso em forma de decomposição modal,

$$E_y(x, y) = \sum_m E_{ym}(x, y) = \sum_m E_{ym} \exp[i\alpha_m x + \gamma_m z], \quad (3.9)$$

onde E_{ym} representa um conjunto de autovetores, ou coeficientes modais, referentes aos modos discretos do campo elétrico dentro da estrutura de difração. Além disso, γ_m representa um conjunto de autovalores a ser calculado e α_m foi descrito na equação 3.5. Como cada componente na equação 3.9 representa um modo permitido dentro da grade, assim, tem-se as equações de Maxwell como solução. Desta forma, cada modo E_{ym} , tem um modo de campo magnético correspondente, H_{ym} ,

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega\mu_0 H_x + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{i\omega\epsilon} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = -i\omega\epsilon_0 E_y + \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{1}{i\omega\epsilon} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2}. \quad (3.11)$$

Como a permissividade elétrica na região II é periódica, pode-se, no entanto, ser representada como uma série de Fourier:

$$\epsilon(x) = \epsilon_0 \sum_p \epsilon_p \exp\left(\frac{i2\pi p x}{\Lambda}\right) \quad (3.12)$$

$$[\epsilon(x)]^{-1} = \epsilon_0^{-1} \sum_p \chi_p \exp\left(\frac{i2\pi px}{\Lambda}\right), \quad (3.13)$$

sendo χ_p e ϵ_p os coeficientes de Fourier para a permissividade elétrica e o seu inverso, respectivamente. Embora se tenha apresentado a expansão de Fourier referente a inversa da permissividade elétrica, no entanto, a equação 3.14 não é utilizada na formulação do método modal para polarização TE. Porém, esta é usada na formulação do método para polarização TM, ou seja, o campo magnético é perpendicular ao plano de incidência. Deste modo, substituindo a equação 3.9 nas equação 3.10 e equação 3.11 tem-se:

$$i\gamma_m E_{ym} = -i\omega\mu_0 H_{xm} \quad (3.14)$$

e

$$\frac{\partial H_{xm}}{\partial z} = -i\omega\epsilon E_y + \frac{1}{i\omega\mu_0} (-\alpha_m^2) E_y. \quad (3.15)$$

Empregando a equação 3.14 pode-se compactar a equação 3.15 para a seguinte:

$$\gamma_m^2 E_{ym} = k_0^2 \sum_p \epsilon_m - p E_{yp} - \alpha_m^2 E_{ym}, \quad (3.16)$$

esta expressão representa a equação de autovalores tendo γ_m^2 como autovalor e E_{ym} como autovetor. Esta equação pode ser representada, também, como um sistema linear expresso em forma de matriz:

$$\gamma \tilde{E}_y = [Z] \tilde{E}_y, \quad (3.17)$$

onde $\tilde{E}_y = [E_{y1}, E_{y2}, \dots, E_{yN}]^T$ e $Z_{mm} = k_0^2 \epsilon_{m-n} - \delta_{mn} \alpha_m^2$. Depois deste sistema ser resolvido, pode-se expressar o campo elétrico na região II em termos de expansão modal:

$$E_y(x, y) = \sum_{l=1} A_l \exp(i\gamma_l z) + B_l \exp[-\gamma_l(z - h)] \times \sum_m E_{ym} \exp(i\alpha_m x). \quad (3.18)$$

Para resolver a expressão de autovalores da equação 3.16, é preciso determinar antes o conjunto de modos, isto é, vetores que sustentam o campo elétrico na região da grade. Portanto, a equação 3.18 representa o campo elétrico real existente na região da grade com base nas propriedades do campo elétrico incidente. Assim sendo, os coeficientes desconhecidos, A_l , B_l , representam a magnitude real do campo elétrico de um modo qualquer. Esses coeficientes são determinados combinando as condições de contorno nas interfaces entre as regiões I, II e III, respectivamente.

Portanto, as condições de contorno são aplicadas na parte inferior, $z = 0$, com base na seguinte expressão:

$$\begin{aligned} E_y^I(x, 0) &= E_y^{II}(x, 0) \\ H_x^I(x, 0) &= H_x^{II}(x, 0), \end{aligned} \quad (3.19)$$

que por sua vez, produz a seguinte equação:

$$\begin{aligned} \sum_l [A_l + B \exp(j\gamma_l h)] E_{ym} &= T_m \\ k_0 \sum_l [A_l - B \exp(j\gamma_l h)] H'_{xml} &= -t_m T_m, \end{aligned} \quad (3.20)$$

onde $H'_{xml} = H_{xml}/\eta_0$ e η_0 é a impedância no espaço livre, que equivale aproximadamente 377Ω .

Conforme, foi aplicado as condições de contorno na interface entre as regiões I e II, em $Z = 0$, também, ocorre na interface entre as regiões II e III, quando $z = h$, como apresentado em,

$$\begin{aligned} E_y^{\text{II}}(x, h) &= E_y^{\text{III}}(x, h) \\ H_x^{\text{II}}(x, h) &= H_x^{\text{III}}(x, h), \end{aligned} \quad (3.21)$$

que produz,

$$\begin{aligned} \sum_l [A_l \exp(j\gamma_l h) + B_l] E_{yml} &= T_m \\ k_0 \sum_l [A_l \exp(j\gamma_l h) - B_l] H'_{xml} &= -t_m T_m. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Portanto, a equação 3.20 e a equação 3.22, podem ser apresentadas, como um sistema linear com quatro (4) equações e quatro (4) incógnitas, caso se deseja resolver os coeficientes: A_l , B_l , R_m , e T_m . No entanto, a eficiência de difração da estrutura pode ser determinada a partir de R_m e T_m como:

$$\begin{aligned} \eta R_m &= \Re \left(\frac{r_m}{r_0} \right) \times |R_m|^2 \\ \eta T_m &= \Re \left(\frac{t_m}{r_0} \right) \times |T_m|^2. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Na seção seguinte, fará-se a apresentação do método de matriz de transferência, que geralmente é utilizado para estimar o valor quantitativo dos coeficientes de transmissão e reflexão de estruturas dielétricas em camada.

3.3 Método de matriz de transferência

O método de matriz de transferência (TMM - *Transfer Matrix Method*) é útil para analisar estruturas em camadas, quando se deseja compreender as suas propriedades fundamentais. A aplicação prática do método TMM em estruturas em camadas é baseada em análise teórica quantitativa, a fim de obter as medidas experimentais. Este método utiliza técnicas que permitem determinar as propriedades ópticas de estruturas dielétricas em camadas ou multicamadas.

O método TMM é frequentemente utilizado para a análise matemática de transmissão de ondas em estruturas unidimensionais, devido a capacidade de determinar as propriedades dielétricas de estruturas em camadas [97], como, a reflexão e transmissão [98], o espectro de emissão [99], modos guiados [100] e a espessura da grade [99].

O estudo da reflexão e transmissão de ondas eletromagnéticas a partir de estruturas multicamadas usando o método TMM, foi feito considerando uma estrutura unidimensional em camada. A estrutura foi alternada em diferentes índices de refração acoplados em um

meio homogêneo caracterizado pela interface com índice de refração, η_0 . Esta estrutura pode ser observada na Figura 3.2, onde η_1 e η_2 são os índices de refração das camadas, h_1 e h_2 são as espessuras das camadas, respectivamente e, Λ é o período da estrutura, onde, ($\Lambda = h_1 + h_2$).

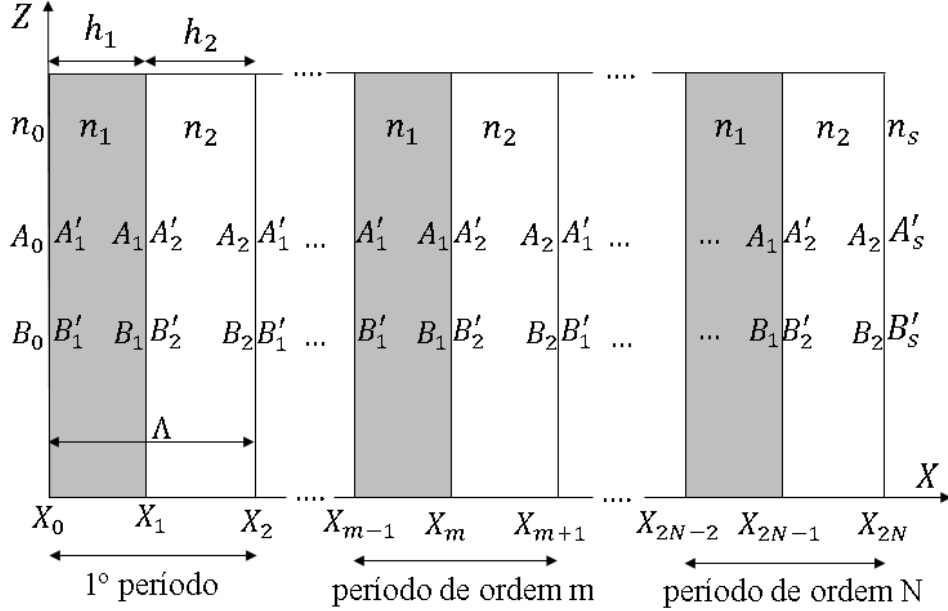


Figura 3.2 – Sistema de multicamadas, onde $A(x)$ representa a amplitude da onda incidente e $B(x)$ representa a amplitude da onda refletida. As amplitudes $A(x)$ e $B(x)$ não são contínuas nas interfaces. Esta estrutura é composta de duas camadas, 1 e 2, na qual h_m representa espessura de cada camada, η_m o índice de refração e Λ é o período. Esta é uma estrutura homogênea onde o meio inicial é definido por η_0 e o meio final por η_s .

Sendo assim, a estrutura dielétrica pode ser definida por:

$$\eta(x) = \begin{cases} \eta_0, & x < x_0 \\ \eta_1, & x_0 < x < x_1 \quad \text{com} \quad x_1 = x_0 + h_1 \\ \eta_2, & x_0 < x < x_2 \quad \text{com} \quad x_2 = x_0 + \Lambda = x_1 + h_2 \\ \vdots & \\ \eta_s, & x_{2N} < x \quad \text{com} \quad x_{2N} = x_0 + N\Lambda = x_{2N-1} + h_2, \end{cases} \quad (3.24)$$

onde $\eta_x = \eta(x + \Lambda)$. O parâmetro n_s representa o índice de refração do substrato, η_0 é o índice de refração no espaço livre e η_m é o índice de refração da camada m . Entretanto, as espessuras das camadas são relacionadas em X_m para $h_m = X_m - X_{m-1}$ ($m = 1..2N$).

Logo, o campo elétrico de uma solução geral de ondas planas pode ser escrito como $E = E(x)e^{i(\omega t - \beta z)}$, no qual, a distribuição do campo elétrico $E(x)$ pode ser representado

como:

$$E(x) = \begin{cases} A_0 e^{-ik_0x(x-x_0)} + B_0 e^{ik_0x(x-x_0)}, & x < x_0 \\ A_m e^{-ik_{mx}(x-x_m)} + B_m e^{ik_{mx}(x-x_m)}, & x_{m-1} < x < x_m, \\ A_0 e^{-ik_{sx}(x-x_{2N})} + B_0 e^{ik_{sx}(x-x_{2N})}, & x_{2N} < x \end{cases} \quad (3.25)$$

onde k_{mx} é o componente X dos vetores de onda, definido como $k_{mx} = \omega\eta_m \cos\theta_m/c$ e θ_m é o ângulo dos modos guiados em cada camada. Entretanto, A_m e B_m representam a amplitude das ondas planas na interface $X = X_m$, conforme ilustrado na Figura 3.2.

No entanto, se por acaso duas amplitudes de $E(x)$ forem representadas como vetores de coluna, assim, as ondas planas em diferentes camadas podem ser relacionadas da seguinte forma:

$$\begin{pmatrix} A_{m-1} \\ B_{m-1} \end{pmatrix} = D_{m-1}^{-1} D_m \begin{pmatrix} A'_m \\ B'_m \end{pmatrix} = D_m^{-1} D_m P_m \begin{pmatrix} A_m \\ B_m \end{pmatrix} \quad m = 1, 2, \dots, 2N + 1, \quad (3.26)$$

onde as matrizes D_m representam as matrizes dinâmicas e são descritas por,

$$D_m = \begin{cases} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_m \cos \theta_m & -n_m \cos \theta_m \end{pmatrix} & \text{para polarização TE} \\ \begin{pmatrix} \cos \theta_m & \cos \theta_m \\ n_m & -n_m \end{pmatrix} & \text{para polarização TM,} \end{cases} \quad (3.27)$$

e P_m é a matriz de propagação, representada por,

$$P_m = \begin{pmatrix} e^{ik_{mx}h_m} & 0 \\ 0 & e^{-ik_{mx}h_m} \end{pmatrix}. \quad (3.28)$$

Portanto, a relação entre A_0 , B_0 e A'_s , B'_s pode ser definida como,

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = D_0^{-1} [D_1 P_1 D_1^{-1} D_2 P_2 D_2^{-1}]^N D_s = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_s \\ B'_s \end{pmatrix}, \quad (3.29)$$

onde N é número de períodos na estrutura.

3.3.1 Refletância e transmitância em multicamada

A refletância e a transmitância de ondas planas em estruturas em camadas ou multicamadas são determinadas a partir dos elementos de matrizes. Por exemplo, se uma luz incide sobre um meio inicial denominado por 0, os coeficientes de reflexão e transmissão podem ser definidos como:

$$\begin{aligned} r &= \left(\frac{B_0}{A_0} \right)_{B_s=0} \\ t &= \left(\frac{A_s}{A_0} \right)_{B_s=0}. \end{aligned} \quad (3.30)$$

Empregando a equação 3.29 com a definição da equação 3.30, obtém-se a seguinte expressão:

$$\begin{aligned} r &= \left(\frac{M_{21}}{M_{11}} \right) \\ t &= \left(\frac{1}{M_{11}} \right). \end{aligned} \quad (3.31)$$

Logo, a refletância, pode ser determinada da seguinte forma:

$$R = |r|^2 = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2, \quad (3.32)$$

considerando que o meio inicial 0 é sem perdas.

Portanto, se o limitante entre os meios (0, S) forem puramente dielétricos e sendo, η_s e η_0 valores reais, a transmitância pode ser dada por:

$$T = \frac{\eta_s \cos \theta_s}{\eta_0 \cos \theta_0} |t|^2 = \frac{\eta_s \cos \theta_s}{\eta_0 \cos \theta_0} \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2. \quad (3.33)$$

3.3.2 Vantagens e desvantagens do método TMM

O método TMM é um algoritmo muito útil, utilizado geralmente para determinar a reflexão e transmissão de estruturas em camadas ou multicamadas. Este método é capaz de incorporar valores reais e complexos de índices de refração. Como também, suportar um grande número de camadas em uma estrutura multicamada. Entretanto, essas camadas podem apresentar formatos diferentes em relação a sua periodicidade. Em camadas periódicas, por exemplo, a célula unitária pode ser constituída por várias camadas. Não existe também nenhuma limitação sobre a espessura de camada. Apesar disso, a espessura e o índice de refração em cada camada podem ser definidos de forma independente, sem afetar na resposta em frequência. Isto torna o método TMM adequado para modelar estruturas periódicas constituídas por diferentes camadas. Este método permite também analisar estruturas periódicas com diferentes índices de refração, mesmo apresentando altos índices de refração.

No entanto, o método TMM também apresenta algumas desvantagens. A primeira consiste quando este assume que o plano perpendicular a direção de propagação é infinita, ou seja, em todas as camadas a estrutura multicamada se estende infinitamente em ambas as dimensões. O método TMM determina o campo ao longo da estrutura, propagando o campo elétrico de camada em camada por relações de matrizes. Limitando deste modo a sua eficiência computacional. Para solucionar este problema o método precisaria de uma expressão matemática que pudesse auxiliá-la em relacionar o campo elétrico entre as diversas camadas. Isto, reduziria drasticamente a quantidade de cálculos necessários para sua convergência. Este método apresenta uma outra desvantagem concernente a limitação à propagação de onda contínua, ou seja, não é capaz de lidar com a propagação de impulsos, somente quando combinado com a transformada de Fourier [101].

3.4 Teoria do meio efetivo

Para determinar as características de estruturas periódicas bidimensionais, se aplica a teoria do meio efetivo (EMT - *Effective Medium Theory*), capaz de reduzir a estrutura periódica bidimensional em uma estrutura unidimensional equivalente. Esta teoria descreve a interação entre um campo elétrico incidente e uma estrutura de comprimento de ondas, ou seja, a interação do campo elétrico com uma determinada FSS [102]. Esta técnica pode ser aplicada, também, quando o período da estrutura for menor do que o comprimento de onda.

Quando a EMT é aplicada, cada linha periódica da estrutura bidimensional é substituída por uma fina camada homogênea de permissividade efetiva [103], que é determinada unicamente, como sendo a função dos parâmetros geométricos e elétricos da estrutura. Este efeito pode ser visto na Figura 3.3, no qual a interface do material heterogêneo é substituída por interface homogênea. Os índices de refração do material homogêneo correspondem os índices efetivo do meio. No entanto, para determinar as propriedades efetivas do material é necessário a aproximação do campo elétrico dentro de um período correspondente a um comprimento de onda. Após isto, aplica-se, no entanto, a condição de contorno na estrutura para determinar as propriedades efetivas do material.

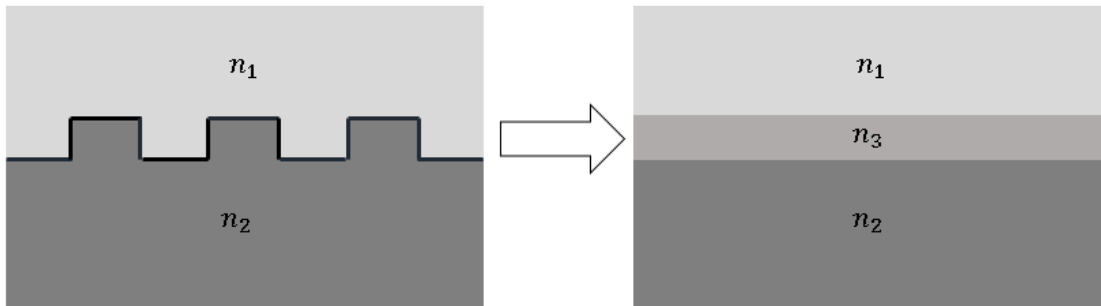


Figura 3.3 – Estrutura heterogênea com as propriedades efetivas do material homogêneo.

Logo, as propriedades efetivas de um dado material em uma interface dielétrica podem ser determinadas conforme:

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_s fp + \epsilon_0(1 - fp) \quad \text{para polarização TE} \quad (3.34)$$

$$\frac{1}{\epsilon_{eff}} = \frac{1}{\epsilon_s} fp + \frac{1}{\epsilon_0}(1 - fp) \quad \text{para polarização TM,} \quad (3.35)$$

sendo ϵ_s a permissividade do material, ϵ_0 a permissividade do meio; fp o fator de preenchimento da grade, conforme ilustrado na Figura 3.4. Neste contexto, fp só é válido se o período do comprimento de onda for, $\Delta \leq \lambda/2n$, sendo, Δ a constante que delimita o

campo elétrico através da interface do material, n o índice de refração do material e λ/n o comprimento de onda no material. Portanto, é necessário que a condição acima se faça cumprir, pois, caso contrário impossibilitará a existência do campo elétrico na estrutura.

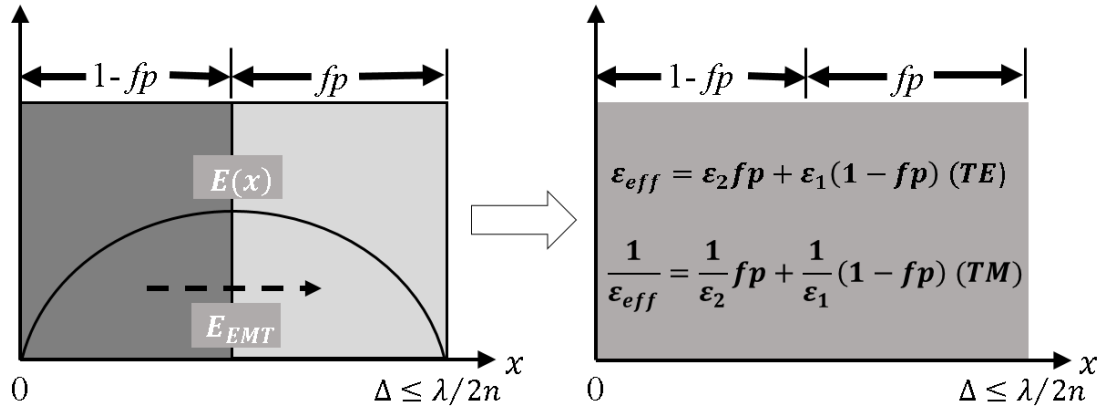


Figura 3.4 – Efeito de aproximação do campo elétrico dentro de um período correspondente a um comprimento de onda usando a teoria do meio efetivo.

3.5 Teoria de ressonância de modo guiado

O fenômeno de ressonância de modo guiado ocorre quando uma grade é utilizada para acoplar as ondas incidentes de modos guiados [24]. As ondas incidentes numa FSS são difratadas pela grade em diferentes modos. Isto significa que, quando um modo é difratado a sua fase é associada a um determinado modo guiado e, em seguida, o campo elétrico é transmitido produzindo, assim, uma ressonância. Entretanto, os modos guiados representam ondas dispersivas através da grade, pois, estes ficam acoplados fora do substrato da estrutura dielétrica; correspondendo a interferência entre a onda aplicada e a onda fora do acoplamento produzindo a resposta em frequência [104]. A partir destes conceitos se pode compreender a essência dos dispositivos de ressonância de modo guiado. No entanto, como a interferência entre a onda aplicada e a onda fora do acoplamento é bastante fraca, se torna crucial a existência de centenas de períodos para obtenção de uma ressonância adequada.

Os filtros de ressonância de modo guiado são geralmente compostos por uma grade de difração e um guia de onda (substrato) acoplados eletromagneticamente. São estruturas simples, porém, altamente compactas, fácil de construir e também podem ser monolíticas, ou seja, construídos a partir do mesmo material dielétrico de baixas perdas. A largura de banda destes dispositivos está relacionada com o tamanho da grade, bem como, o seu campo de visão. Entretanto, a sensibilidade da fase também influencia na largura de banda e na faixa de frequência.

No entanto, a ressonância de modo guiado (GMR) pode ser entendida plenamente a partir dos dois mecanismos citados anteriormente. O primeiro mecanismo consiste na difração de uma onda incidente sobre uma grade, conforme pode ser visto na Figura 3.5. Quando se tem uma estrutura dielétrica periódica, o campo elétrico pode ser expresso

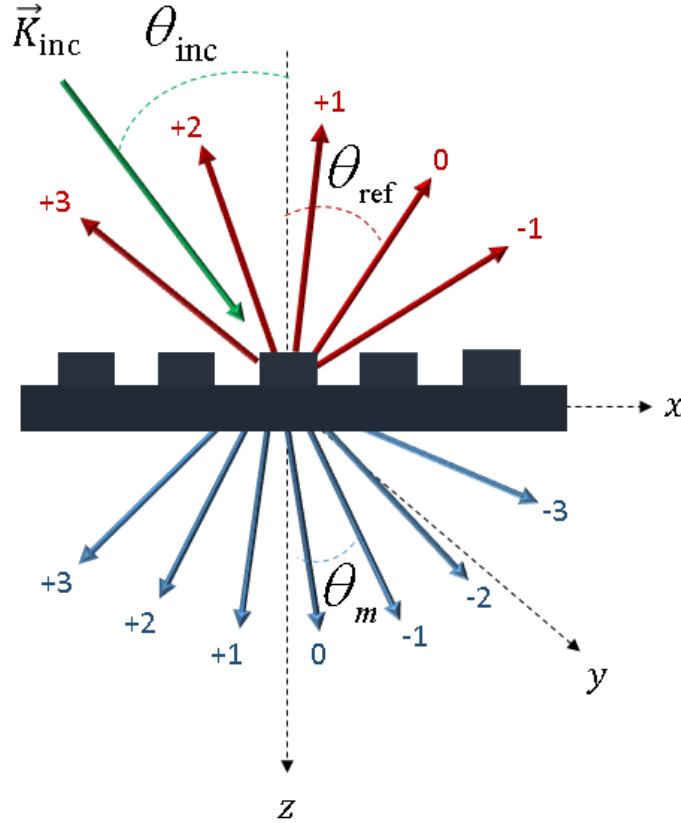


Figura 3.5 – Grade de difração de uma FSS.

como uma série de Fourier, no qual cada termo representa uma ordem difratada distinta. Entretanto, a amplitude do campo elétrico propagado assume as mesmas variações da grade. Logo, a amplitude e a fase de cada modo difratado na estrutura pode ser determinado a partir das equações de Maxwell, mas a sua direção é definida pela equação da grade [27, 105, 106], como pode ser visto em,

$$\sqrt{\epsilon_{\text{avg}}} \sin \theta_m = \sqrt{\epsilon_{\text{inc}}} \sin \theta_{\text{inc}} - m \frac{\lambda_0}{\Lambda}. \quad (3.36)$$

Nesta equação, ϵ_{avg} é a constante dielétrica do material, ϵ_{inc} representa a constante dielétrica do meio, λ_0 é o comprimento de onda no espaço livre, θ_{inc} é o ângulo da onda incidente, Λ é o período da grade e θ_m é o ângulo que corresponde ao modo m difratado pela grade. No entanto, as grades com períodos mais longos em relação ao comprimento de onda geram um número maior de modos. Os ângulos dos modos difratados dependem da ordem de difração, tipo de material, comprimento de onda e do período da grade.

O segundo mecanismo é o guia de onda, que consiste na orientação da onda dentro do material (substrato), ou seja, faz com que a onda se propaga ao longo de um caminho confinado por reflexão total interna [107]. No entanto, a orientação da onda ocorre somente quando a constante dielétrica efetiva for maior ou igual a constante dielétrica do meio e menor que a constante dielétrica material, conforme apresentado em,

$$\sqrt{\epsilon_{\text{inc}}} \leq \left| \frac{\beta_m}{k_0} \right| < \sqrt{\epsilon_{\text{avg}}}, \quad (3.37)$$

sendo k_0 o número de onda no espaço livre, onde $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, β_m é a constante de propagação correspondente ao modo m . Entretanto, os modos guiados dentro de uma estrutura, podem ser considerados como um raio de luz que se propaga dentro de um substrato com o ângulo θ_m [108], assim como,

$$\frac{\beta_m}{k_0} = \sqrt{\epsilon_{\text{avg}}} \sin \theta_m. \quad (3.38)$$

Portanto, para ocorrer uma ressonância de modo guiado é necessário que exista uma ordem de um modo difratado, com o mesmo ângulo de um modo guiado na estrutura. Deste modo, substituindo 3.38 em 3.36 tem-se uma nova equação que é substituída em 3.37. Após isto, obtém-se uma desigualdade que estima a região onde pode ocorrer a ressonância de modo guiado, como mostrado em,

$$\sqrt{\epsilon_{\text{inc}}} \leq \left| \sqrt{\epsilon_{\text{inc}}} \sin \theta_{\text{inc}} - m \frac{\lambda_0}{\Lambda} \right| < \sqrt{\epsilon_{\text{avg}}}. \quad (3.39)$$

A expressão acima define as regiões paramétricas dentro do qual as ressonâncias de modo guiado ocorrem. No entanto, com base em (3.39) foi gerada a Figura 3.6, que ilustra as regiões de ressonância em função do ângulo de incidência e o comprimento de onda normalizado. A Figura 3.6 apresenta resultados para valores selecionados de permissividades médios, tendo o índice de difração de ordem m como parâmetro. As curvas sólidas indicam o lado esquerdo da desigualdade da equação 3.39, e as curvas tracejadas representam o lado direito da desigualdade da equação 3.39. As regiões sombreadas entre essas linhas indicam os valores dos parâmetros para os quais uma ressonância pode ocorrer, ou seja, a região de ressonância. Os limites sólidos correspondem à ordem difratada m com ângulo de incidência com a qual a anomalia clássica de Rayleigh está associada. Na interseção de duas curvas sólidas, ocorre uma anomalia dupla de Rayleigh. Portanto, três anomalias simétricas dupla de Rayleigh são mostradas na Figura 3.6 em $\theta' = 0^\circ$, uma para $m = \pm 1$, outra para $m = \pm 2$ e por último em $m = \pm 3$. Ocorrem também, outras duas anomalias assimétricas dupla de Rayleigh em $\theta' = 20^\circ$ para $m = +2$ e $m = -1$ e $\theta' = 30^\circ$ para $m = +3$ e $m = -1$. Dentro do intervalo designado como região de ressonância, a ordem m que ocorre é designado por modo guiado. Além da curva tracejada, ou seja, aumentando o comprimento de onda, a ordem m não se propaga e não há possibilidade de existir um modo guiado. Para que ocorra uma ressonância dentro da

região de ressonância é imprescindível que as polarizações TE e TM sejam satisfeitas. Na equação 3.39, em $\theta' = 0^\circ$ as ressonâncias para $m = \pm 1$ são indistinguíveis. A curva sólida denominada λ_R/Λ indica onde a última propagação da onda difratada de ordem superior ($m = +1$) é cortada pelo ângulo de incidência, pois o comprimento de onda tende a aumentar; λ_R é, portanto, um comprimento de onda de Rayleigh. Para $\lambda > \lambda_R$, propagam somente as ondas de ordem zero. A Figura 3.6 pode ser útil na visualização de algumas características dos filtros de ressonância de modo guiado.

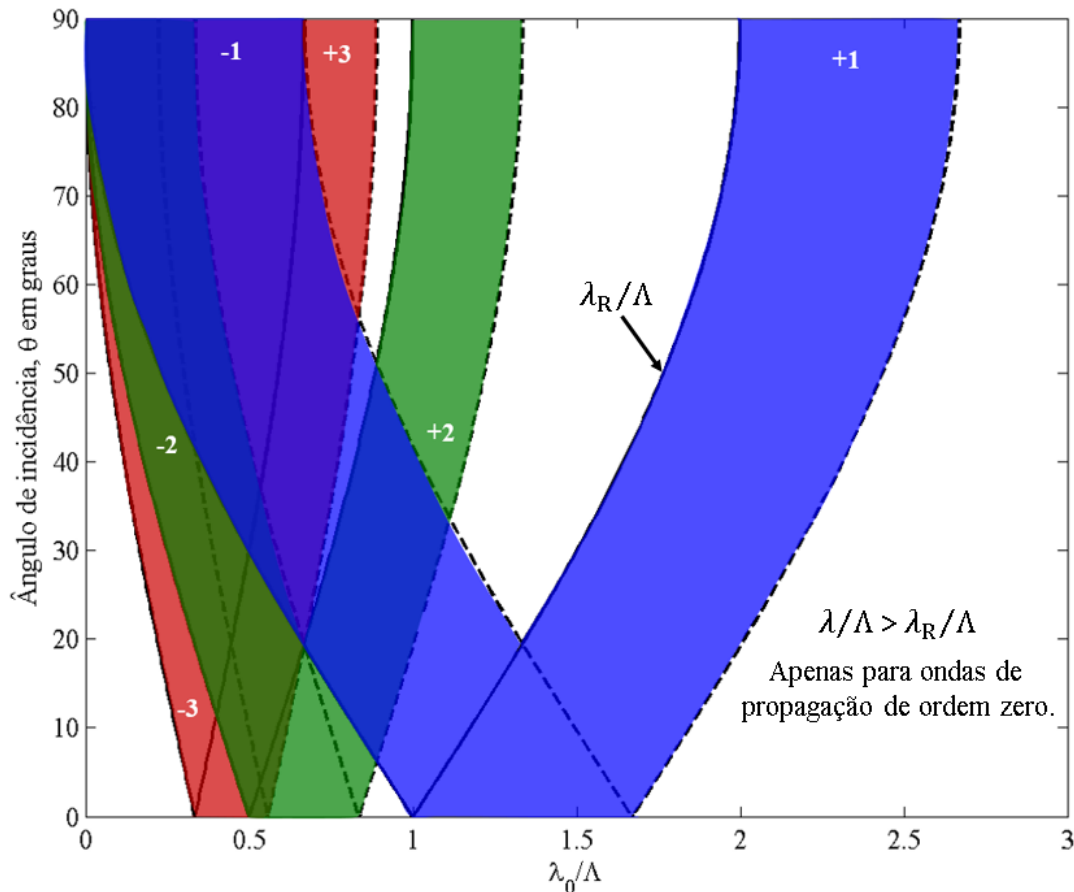


Figura 3.6 – Região de ressonância do filtro de ressonância de modo guiado.

A primeira concerne no seguinte: as posições das ressonâncias estão em função do ângulo de incidência e do comprimento de onda normalizado. A segunda, o número de ressonâncias aumenta à medida que o período da grade aumenta em relação ao comprimento de onda, isto ocorre devido a existência de múltiplos modos difratados.

Portanto, o conceito do filtro GMR pode ser compreendido da seguinte maneira: Quando uma onda incide sobre uma grade com um ângulo de incidência, esta é difratada em vários modos discretos. Porém, serão transmitidos apenas os modos difratados que correspondem a mesma fase de um modo guiado na estrutura dielétrica. Assim sendo, uma ressonância é excitada em uma faixa estreita de frequência. No entanto, na ressonância, uma parte da onda incidente é acoplada ao modo guiado e posteriormente transmitida através

da FSS, enquanto que a outra parte é refletida para fora da FSS. A Figura 3.7 ilustra o fenômeno de ressonância de modo guiado, onde as ondas acopladas (modos guiados) em sentidos opostos dentro da FSS correspondem às ondas refletidas e transmitidas.

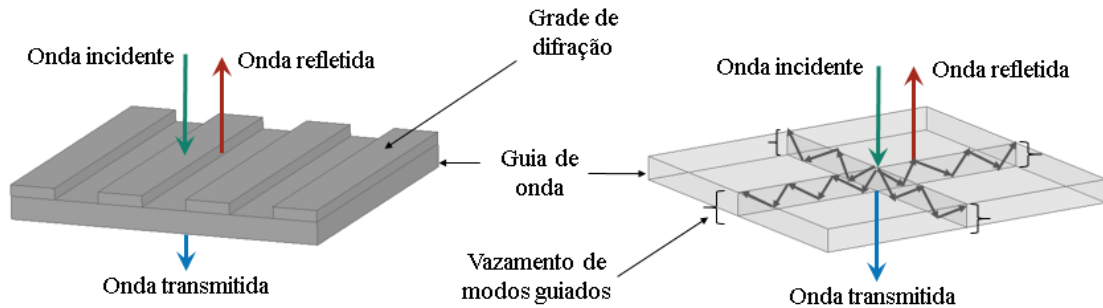


Figura 3.7 – Estrutura de difração que gera à ressonância de modo guiado.

3.6 Validação

Esta seção valida o método Modal apresentado na seção 3.2, utilizando um arranjo periódico tradicional de espiras quadradas. No entanto, a técnica utilizada para o modelamento deste tipo de elemento é obtida a partir das equações dadas em [109]. Sendo, deste modo, úteis para o projeto no qual o circuito equivalente pode ser modelado e as equações podem ser calculadas através de *softwares*. A técnica de circuito equivalente tem suas limitações, sendo utilizado apenas para a incidência normal de ondas planas e, não apresenta informações plausíveis sobre a polarização cruzada. A Figura 3.8 (a) mostra o arranjo da estrutura com espiras quadras e seus respectivos parâmetros físicos. Enquanto que a Figura 3.8 (b) apresenta o circuito equivalente do arranjo [1].

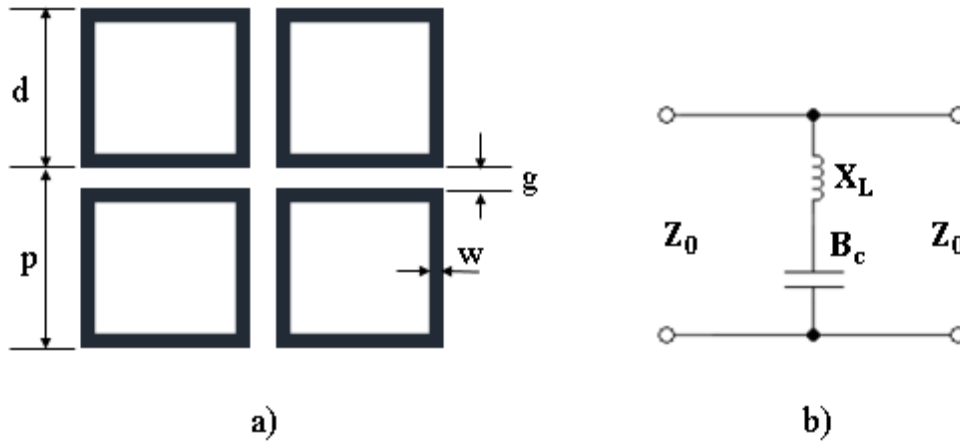


Figura 3.8 – Espiras quadradas: a) Arranjo da FSS e seus respectivos parâmetros físicos e b) Circuito equivalente.

A partir do arranjo de espiras quadradas ilustrado na Figura 3.8 (a), a reatância X_L da indutância L é dada por [1]:

$$\frac{X_L}{Z_0} = \frac{d}{p} F(p, 2w, \lambda, \phi), \quad (3.40)$$

sendo a função $F(p, w, \lambda)$ dada por :

$$\frac{X_L}{Z_0} = \frac{p}{\lambda} \cos \theta \left\{ \ln \left[\csc \left(\frac{\pi w}{2p} \right) \right] + G(p, w, \lambda) \right\}, \quad (3.41)$$

no qual,

$$G(p, w, \lambda) = \frac{1}{d2} \frac{(1 - \beta^2)^2 \left[\left(1 - \frac{\beta^2}{4}\right) (C_+ + C_-) + 4\beta^2 C_+ C_- \right]}{\left(1 - \frac{\beta^2}{4}\right) + \beta^2 \left(1 + \frac{\beta^2}{2} - \frac{\beta^4}{8}\right) (C_+ + C_-) + 2\beta^6 C_+ C_-}, \quad (3.42)$$

onde

$$C_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{1 \pm \frac{2p \sin \theta}{\lambda} - \left(\frac{p \cos \theta}{\lambda}\right)^2}} - 1, \quad (3.43)$$

e

$$\beta = \sin \left(\frac{\pi w}{2p} \right). \quad (3.44)$$

Sendo assim, a susceptância B_c da capacitância C é dada por [1]:

$$\frac{B_c}{Z_0} = 4 \frac{d}{p} F(p, g, \lambda), \quad (3.45)$$

onde g representa o espaçamento entre as espiras.

Portanto, é possível observar que a impedância foi reduzida por d/p . Em substrato dielétrico bastante fino, no qual os elementos são impressos, a susceptância do arranjo

tende a aumentar, no entanto, sem produzir qualquer efeito na reatância indutiva. Logo, a equação 3.45 é corrigida para:

$$\frac{B_c}{Z_0} = 4\epsilon_r \frac{d}{p} F(p, g, \lambda). \quad (3.46)$$

A Figura 3.9 mostra uma comparação entre os resultados obtidos com o programa comercial ANSYS HFSS[®] com os resultados medidos em [1], para a obtenção do coeficiente de transmissão. As dimensões do arranjo da FSS são: $w = 0,47$ mm; $g = 0,25$ mm; $d = 5$ mm e $p = 5,25$ mm, $\epsilon_r = 1,12$. Pode-se, no entanto, observar uma boa concordância entre os resultados. No qual, a frequência de ressonância simulada com o programa ANSYS HFSS ocorreu em 15,4 GHz com uma atenuação de saída de 50 dB e a medida em [1] ocorreu em 15,2 GHz com uma atenuação de saída aproximadamente 33 dB, tendo uma margem de erro de 1,29 %.

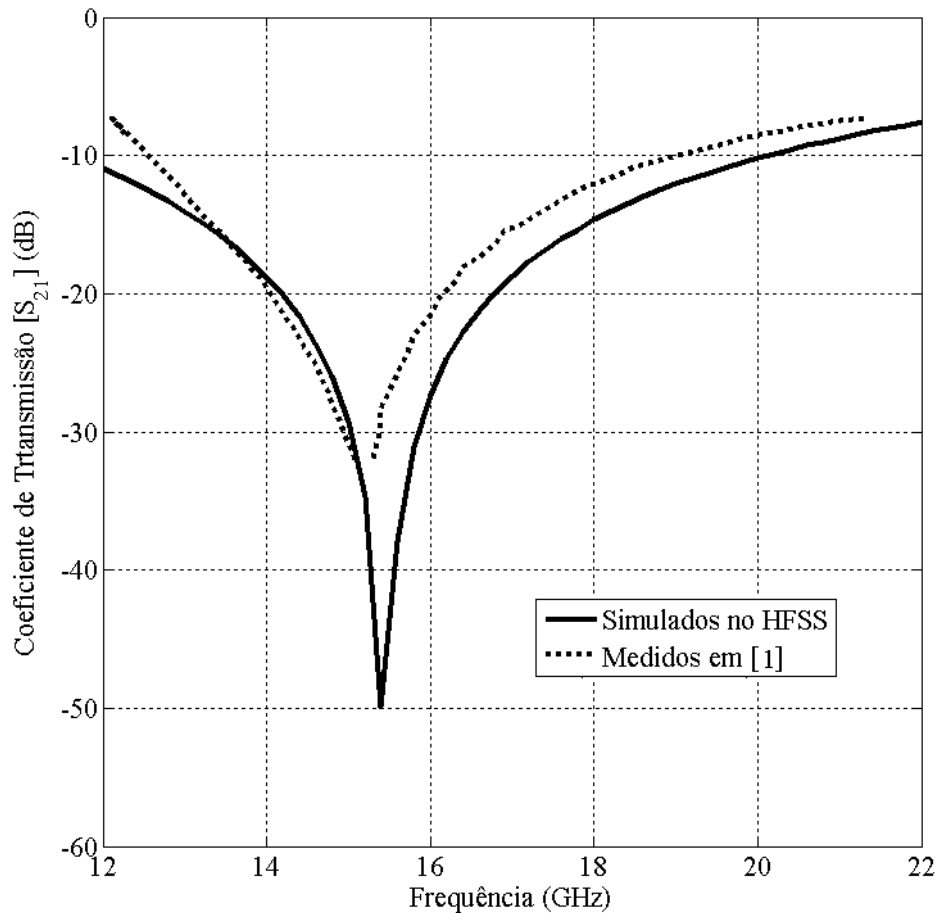


Figura 3.9 – Comparação entre os resultados obtidos com o programa ANSYS HFSS e os resultados medidos em [1].

A Figura 3.10 ilustra uma outra comparação entre os resultados obtidos com o programa ANSYS HFSS com os resultados apresentados em [2], para determinação do coeficiente de transmissão. As dimensões da estrutura para este caso são: $w = 0,305$ mm;

$g = 2,921$ mm; $d = 6,045$ mm e $p = 8,966$ mm, $\epsilon_r = 1,12$. Pode-se observar uma boa concordância entre os resultados. A frequência de ressonância simulada com o programa ANSYS HFSS ocorreu em 16 GHz com uma atenuação de saída de 42,9 dB e a apresentada em [2] ocorreu em 17 GHz com uma atenuação de saída aproximadamente de 26 dB, apresentando uma margem de erro de 5,88%.

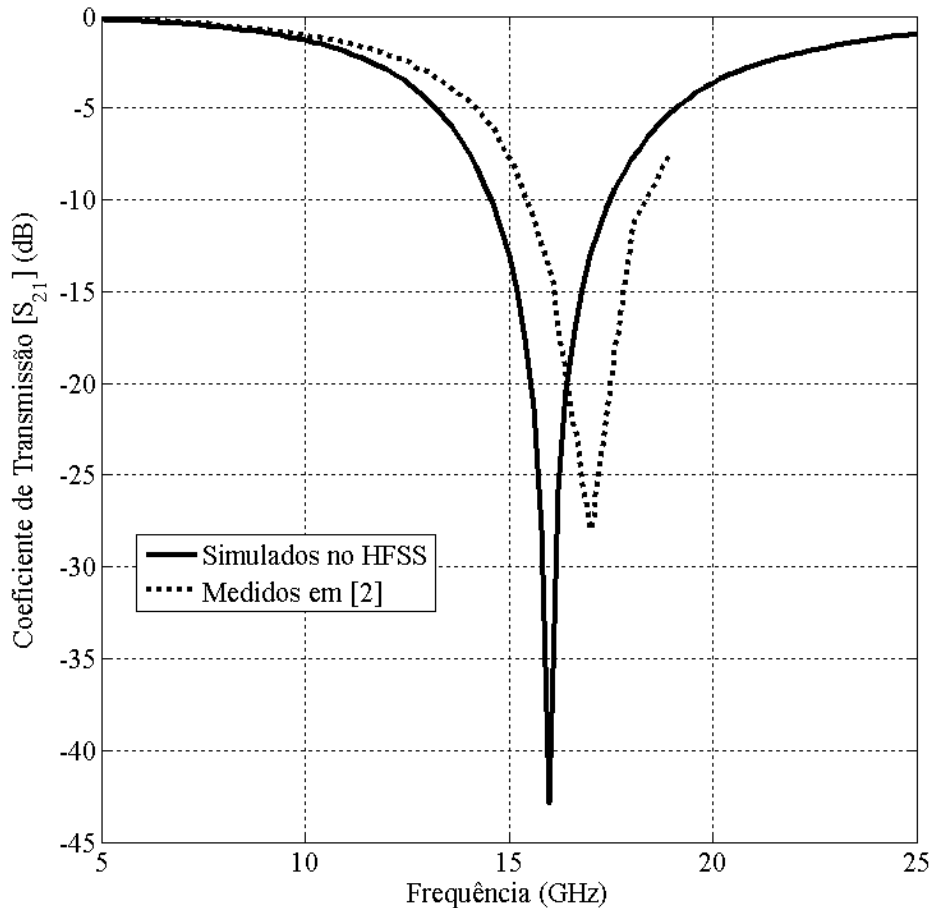


Figura 3.10 – Comparação entre os resultados obtidos com o programa ANSYS HFSS e os resultados medidos em [2].

Entretanto, na Figura 3.11 é ilustrada uma comparação entre os resultados obtidos com os programas MATLAB[®], ANSYS HFSS e com os resultados obtidos em [2], para o coeficiente de transmissão. O código do circuito equivalente elaborado no MATLAB está listado no apêndice deste trabalho. As dimensões do arranjo da estrutura são: $w = 1$ mm; $g = 2$ mm; $d = 10$ mm e $p = 12$ mm, $\epsilon_r = 4,4$. Observa-se uma boa concordância entre os resultados obtidos com o programa ANSYS HFSS e os resultados obtidos em [2]. A frequência de ressonância simulada com o programa ANSYS HFSS ocorreu em 6,6 GHz com uma atenuação de saída de 47,5 dB e a apresentada em [2] ocorreu em 6,4286 GHz com uma atenuação de saída de 32,5 dB, gerando um erro de 2,59%. Entretanto, comparando estes dois resultados com o resultado obtido com o programa MATLAB, observa-se que não houve uma boa concordância entre os resultados. Pois, a frequência de ressonância

simulada com o programa MATLAB ocorreu em 5,13 GHz com uma atenuação de saída de 48,5 dB. Apresentando, no entanto, um erro de 20,20% quando comparado com o resultado obtido em [2] e um erro de 22,27% quando comparado com o resultado obtido com o programa ANSYS HFSS. No entanto, com o método de circuito equivalente pode-se ter uma ideia da resposta em frequência da FSS.

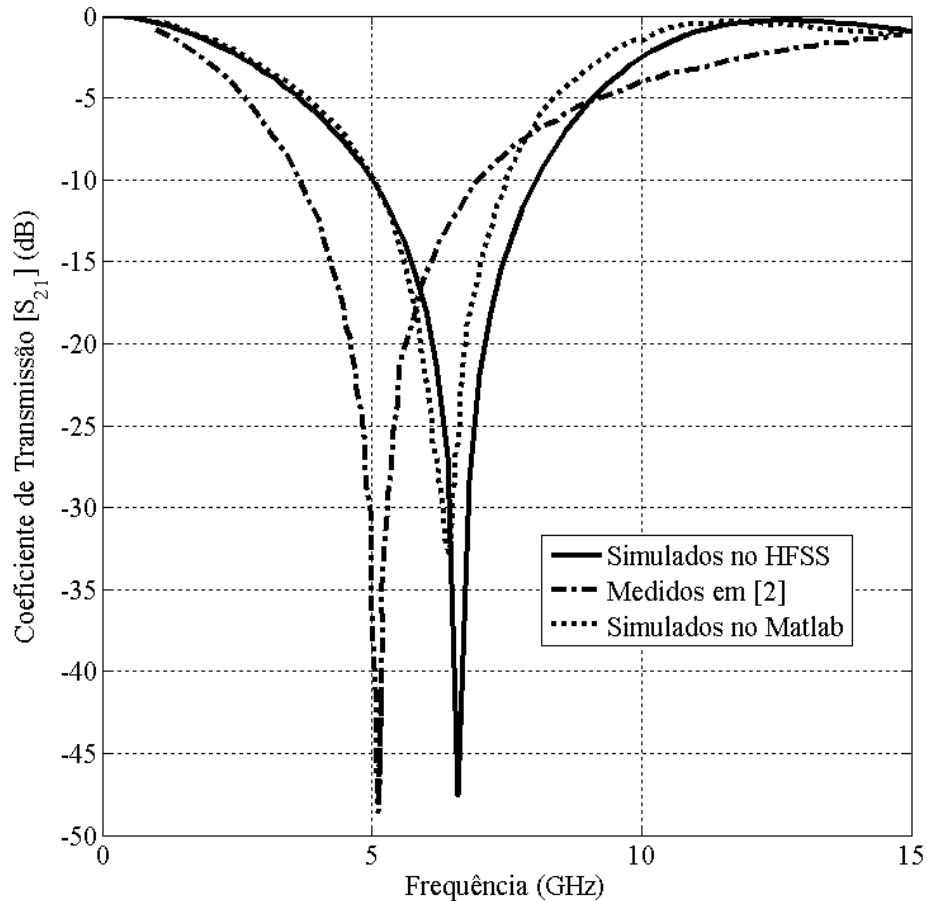


Figura 3.11 – Comparação entre os resultados obtidos com os programas MATLAB, ANSYS HFSS e os resultados medidos em [2].

No próximo capítulo apresentar-se-á o projeto do filtro com elementos de FSS em forma de grade, utilizando o método modal. O design da FSS é totalmente dielétrico e baseado no fenômeno de ressonância de modo guiado, onde, a grade está conectada eletromagneticamente com o substrato, conforme apresentado na Figura 3.7. Será apresentado também, a comparação de duas FSSs uma com grade reta e outra chanfrada, bem como a análise de tolerância de parâmetros e o ajuste da FSS final.

Capítulo 4

Resultados

4.1 Projeto do filtro

Uma vez compreendido o conceito de ressonância de modo guiado e as suas particularidades, neste Capítulo serão realizados os cálculos dos parâmetros construtivos necessários e a modelagem do filtro. A sua implementação é feita em três etapas fundamentais, com objetivo de obter um desempenho adequado. Depois de realizadas as três etapas, concebeu-se duas estruturas dielétricas, uma com as extremidades retas e outra com as extremidades chanfradas. A finalidade desta etapa foi obter as melhores características de transmissão e reflexão com a incidência do campo elétrico.

4.1.1 Primeira etapa

Para desenvolver um filtro de ressonância de modo guiado é necessário a escolha do tipo de material dielétrico e a frequência de ressonância do filtro. A frequência escolhida foi 1,5 GHz por ser consideravelmente baixa em micro-ondas para fabricação e manipulação de estrutura. O material escolhido foi Acrilonitrila butadieno estireno (ABS) de baixo custo e fácil de obter no formato de filamento para impressora 3D com baixo coeficiente de absorção [91]. A constante dielétrica para este material é $\epsilon_r = 2,8$.

Modelou-se duas camadas do mesmo material dielétrico (ABS), para formar uma estrutura monolítica, ou seja, totalmente homogênea, com a finalidade de obter a mínima reflexão na banda de interesse utilizando o método TMM, discutido na seção 3.3. Para isso, é necessário que a constante dielétrica efetiva no topo da estrutura seja maior que a constante dielétrica do meio e menor que a constante dielétrica do material (ABS), $1 < \epsilon_1 < 2,8$ conforme ilustrado na Figura 4.1. Posteriormente, foi implementado o método TMM no programa comercial MATLAB[©] para determinar a constante dielétrica efetiva (ϵ_1), e os parâmetros geométricos d_1 e d_2 .

Após a aplicação do método foram encontrados os seguintes valores: $\epsilon_1 = 1,44$,

$d_1 = 2,0$ cm e $d_2 = 5,50$ cm. Tem-se que, d_1 representa a espessura da grade, d_2 a espessura do substrato e ϵ_{inc} a constante dielétrica do meio, conforme apresentado na Figura 4.1. O parâmetro w não tem influência no funcionamento do filtro e nem na sua resposta espectral, porque a propagação das ondas incidentes ocorre na direção perpendicular da grade e essas ondas são propagadas com a incidência normal e com a polarização TE.

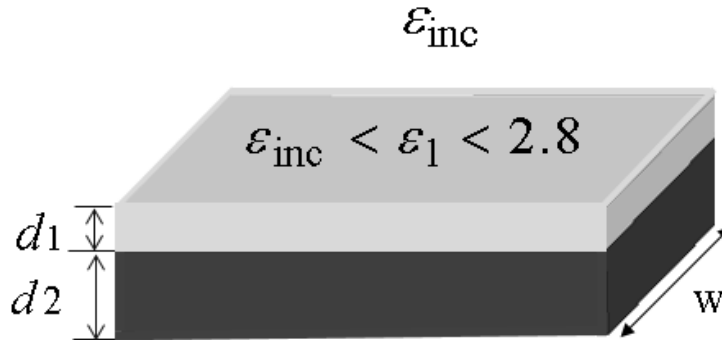


Figura 4.1 – Estrutura dielétrica monolítica com os seguintes parâmetros d_1 , d_2 , ϵ_1 , ϵ_{inc} e w .

4.1.2 Segunda etapa

Tendo determinado o parâmetro ϵ_1 , torna-se possível calcular o fator de preenchimento da grade a partir da teoria do meio efetivo (EMT) abordado na seção 3.4, que relaciona o fator de preenchimento da grade com a constante dielétrica efetiva para uma onda incidente. Em uma grade unidimensional, é possível se ter duas equações de polarização uma TE e outra TM, para calcular o fator de preenchimento para uma dada constante efetiva. Estas polarizações estão apresentadas nas equações 4.1 e 4.2, respectivamente. Neste projeto foi utilizado a polarização TE, para que o campo elétrico incidente seja perpendicular com a estrutura dielétrica.

$$fp = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_{\text{inc}}}{\epsilon_2 - \epsilon_{\text{inc}}} \times 100\% \quad (4.1)$$

$$fp = \frac{\frac{1}{\epsilon_1} - \frac{1}{\epsilon_{\text{inc}}}}{\frac{1}{\epsilon_2} - \frac{1}{\epsilon_{\text{inc}}}} \times 100\%, \quad (4.2)$$

entretanto, utilizando a equações 4.1 foi determinado o fator de preenchimento da grade que é 24,4%. O procedimento da implementação desta etapa na estrutura dielétrica encontra-se na Figura 4.2. Onde a estrutura dielétrica é preenchida longitudinalmente com grades periódicas, correspondendo cada uma o valor exato do fator de preenchimento.

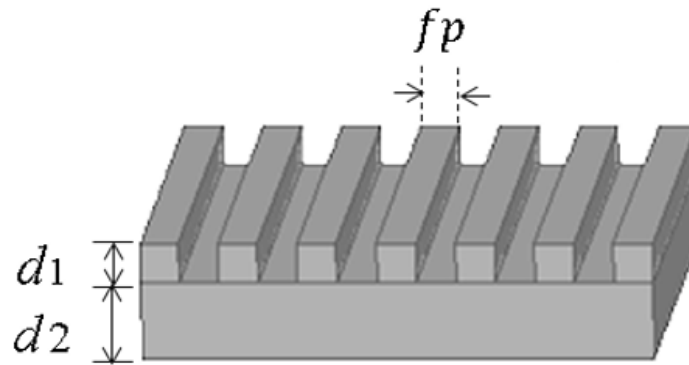


Figura 4.2 – Estrutura dielétrica com os parâmetros d_1 , d_2 e f_p .

4.1.3 Terceira etapa

Por meio da equação 4.3 obtida a partir da Figura 3.6 da seção 3.5, foi calculado o período da grade inicial. No entanto, o período da grade inicial foi determinado com base na região de ressonância da ordem de difração $m = +1$ compreendida de 1 a 1,75 com ângulo $\theta = 0^\circ$, no qual foi definido o comprimento de onda normalizado igual a 1,5, obtendo a seguinte expressão:

$$\Lambda = 0,7 \cdot \lambda_0 \quad (4.3)$$

onde Λ representa o período da grade e λ_0 o comprimento de onda do meio. Utilizando 4.3, se torna trivial a determinação do período da grade inicial, onde foi encontrado $\Lambda = 14,0$ cm. Este período da grade não é necessariamente o ideal para que a estrutura dielétrica entre em ressonância, mas serve como guia para determinar o valor exato do período da grade. Portanto, para ajustar o período da grade na frequência desejada, de maneira que um modo guiado seja excitado, é necessário a utilização do método Modal, abordado na seção 3.2.

O procedimento para a implementação desta etapa com base na etapa anterior está demonstrado na Figura 4.3. No qual, o produto entre o fator de preenchimento e o período da grade representa o comprimento da grade (L) [110], conforme a equação 4.4. Os parâmetros ilustrados na Figura 4.3 foram utilizados para a elaboração da estrutura dielétrica.

$$L = f_p \cdot \Lambda \quad (4.4)$$

As etapas para o desenvolvimento do filtro são de suma importância, pois através delas consegue-se determinar os parâmetros essenciais para a sua implementação física e conseqüentemente a obtenção de um ótimo desempenho. Porém, nem sempre é possível alcançar excelentes resultados a partir dos parâmetros obtidos inicialmente.

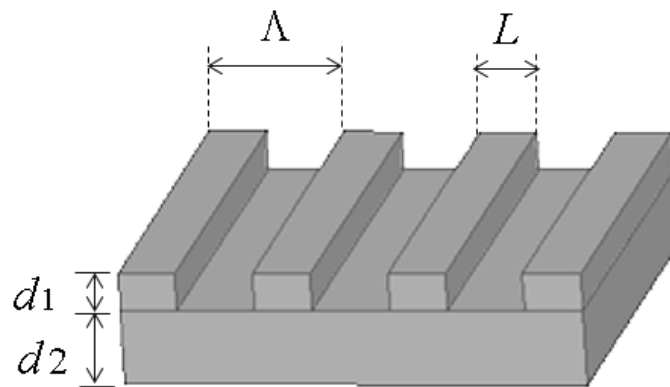


Figura 4.3 – Estrutura dielétrica com os parâmetros geométricos d_1 , d_2 , Λ e L .

4.2 Resultados de simulação

4.2.1 Estrutura com as extremidades retas

Depois de realizado as três etapas fundamentais para a implementação do filtro de ressonância de modo guiado e obtido todos os parâmetros do projeto, pode-se observar os seus respectivos valores conforme a Tabela 4.1. O design do filtro foi implementado por intermédio dos valores dos parâmetros contidos na Tabela 4.1, e a Figura 4.3 ilustra as suas dimensões físicas.

Tabela 4.1 – Parâmetros geométricos da estrutura dielétrica.

Parâmetros	Valores
d_1	2,0 cm
d_2	5,50 cm
Λ	14,0 cm
L	3,40 cm
fp	24,4%

Após a simulação computacional da estrutura dielétrica ilustrada na Figura 4.3 usando o programa comercial ANSYS HFSS[®], obtiveram-se os parâmetros S que correspondem às características de transmissão e reflexão do filtro em função da frequência. Os coeficientes de transmissão (S_{21}) e reflexão (S_{11}) são mostrados na Figura 4.4, com os respectivos valores $S_{21} = -7,6$ dB e $S_{11} = -2,8$ dB para 1,68 GHz. Este resultado não satisfaz o desempenho esperado, porque o filtro está ressoando fora da frequência desejada e está refletindo 58 % da potência incidente e apenas 42 % está sendo transmitida pela estrutura. Quando se espera obter uma ressonância em 1,5 GHz e uma transmissão adequada no restante da faixa de frequência. Isto ocorreu, devido ao período da grade inicial. Pois,

este é fundamental para sintonizar a frequência de ressonância na frequência desejada. Conforme foi afirmado na seção 4.1.3, este período da grade não é necessariamente o valor exato que fará com que a estrutura dielétrica entre em ressonância, mas serve como uma referência para se obter o valor exato do período da grade.

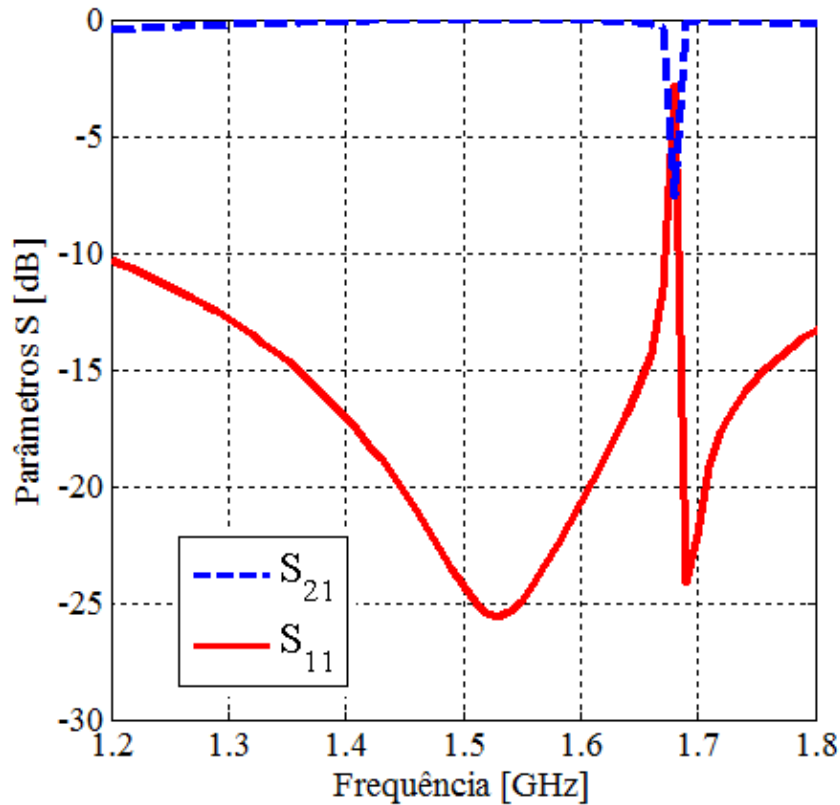


Figura 4.4 – Parâmetros S em função da frequência para uma grade com $d_1 = 2.0$ cm, $d_2 = 5.50$ cm, $fp = 24.4$ %, $\Lambda = 14.0$ cm e $L = 3.40$ cm.

Assim, para o funcionamento adequado do filtro, o coeficiente de transmissão deve estar abaixo de -10 dB e a reflexão próximo de zero na frequência de ressonância. E para que não haja distorção do sinal transmitido, é necessário que a magnitude da fase seja independente da frequência e o ângulo deve variar linearmente com a frequência, conforme demonstrado na Figura 4.5, onde os ângulos das fases dos coeficientes de transmissão (S_{21}) e reflexão (S_{11}) variam linearmente com a frequência na faixa de 1,2 a 1,8 GHz. Na Figura 4.6 é ilustrada a distribuição do campo elétrico na estrutura dielétrica com grade reta. Na qual, tem-se na Figura 4.6(a) a reflexão do campo elétrico incidente na frequência de ressonância de 1,68 GHz. Enquanto que, na Figura 4.6(b), é ilustrada a transmissão do campo elétrico incidente na faixa de operação da estrutura dielétrica.

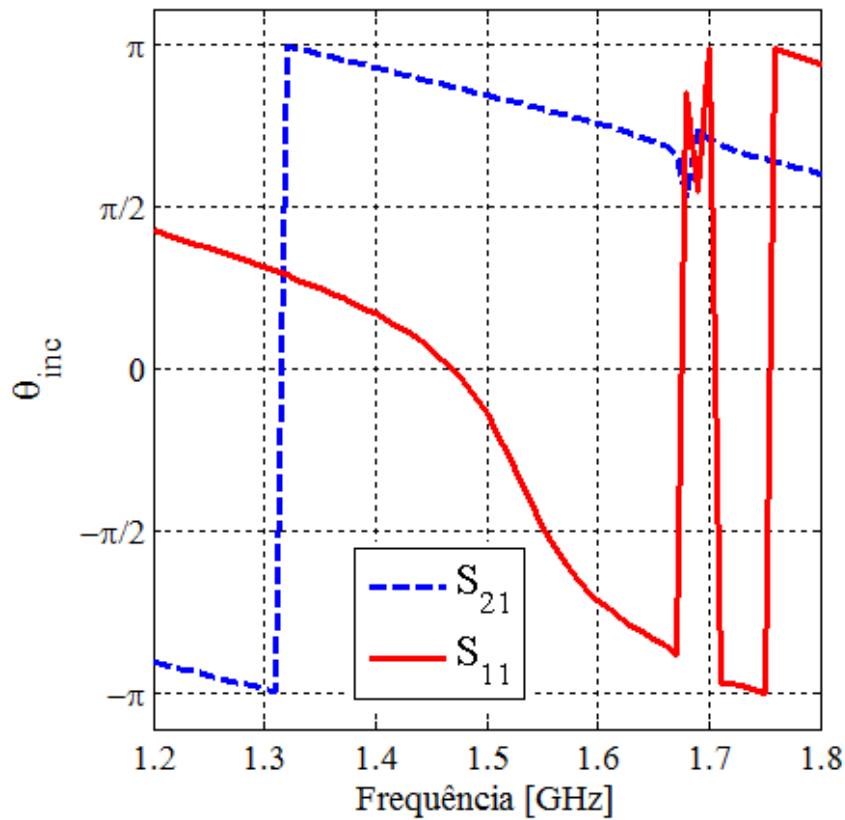


Figura 4.5 – Comportamento das fases dos parâmetros S em função da frequência.

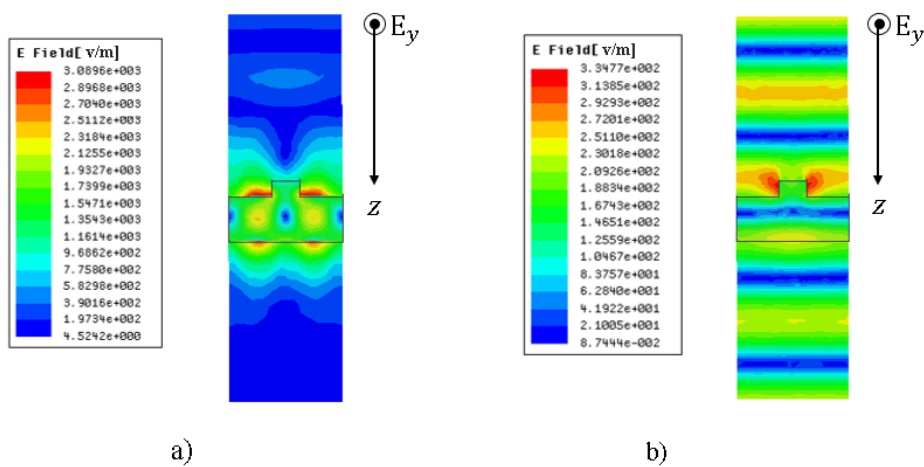


Figura 4.6 – Incidência do campo elétrico na estrutura com grade reta com a direção de propagação no eixo z : a) Distribuição do campo elétrico na frequência de ressonância de 1,68 GHz, b) Distribuição do campo elétrico com filtro operando na faixa de frequência de 1,2 a 1,8 GHz.

4.2.2 Estrutura com as extremidades chanfradas

Os resultados obtidos na seção 4.2.1, foi utilizando uma estrutura dielétrica ideal onde as extremidades da estrutura possuem vértices retos. No entanto, na Figura 4.7 trata-se de um cenário onde as extremidades da estrutura possuem vértices curvos, devido ao processo de fusão por deposição de material (FDM) usado pela impressora 3D.

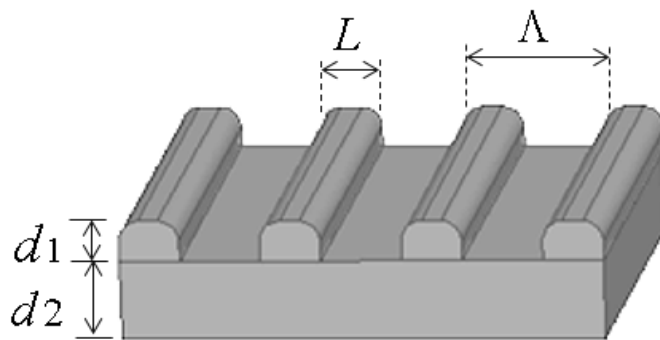


Figura 4.7 – Estrutura dielétrica com as extremidades chanfradas.

Portanto, com base nos valores dos parâmetros ilustrados na Tabela 4.1, foi realizado a simulação computacional da estrutura dielétrica da Figura 4.7, onde os coeficientes de transmissão e reflexão obtidos encontram-se na Figura 4.8 com os respectivos valores, $S_{21} = -11,3$ dB e $S_{11} = -2,4$ dB para 1,68 GHz. Houve melhoria em relação aos coeficientes encontrados na Figura 4.4, porém, estes coeficientes tendem a piorar à medida que as curvas das extremidades forem acentuadas, degradando assim o campo elétrico transmitido. Por esta razão, resolveu-se utilizar o modelo da Figura 4.3 para análises posteriores.

O comportamento das fases dos coeficientes de transmissão e reflexão ilustrados na Figura 4.5 é semelhante da Figura 4.9. Na qual, as magnitudes das fases são independentes da variação da frequência, enquanto que, os ângulos de incidência variam linearmente com a frequência.

Na Figura 4.10 tem-se a incidência do campo elétrico sobre uma estrutura dielétrica com a grade chanfrada. Na qual, a Figura 4.10(a) ilustra a reflexão do campo elétrico incidente sobre a estrutura dielétrica operando na frequência de ressonância de 1,68 GHz. Enquanto que, na Figura 4.10(b) o campo elétrico incidente é transmitido sobre a estrutura dielétrica na faixa de frequência de 1,2 a 1,8 GHz.

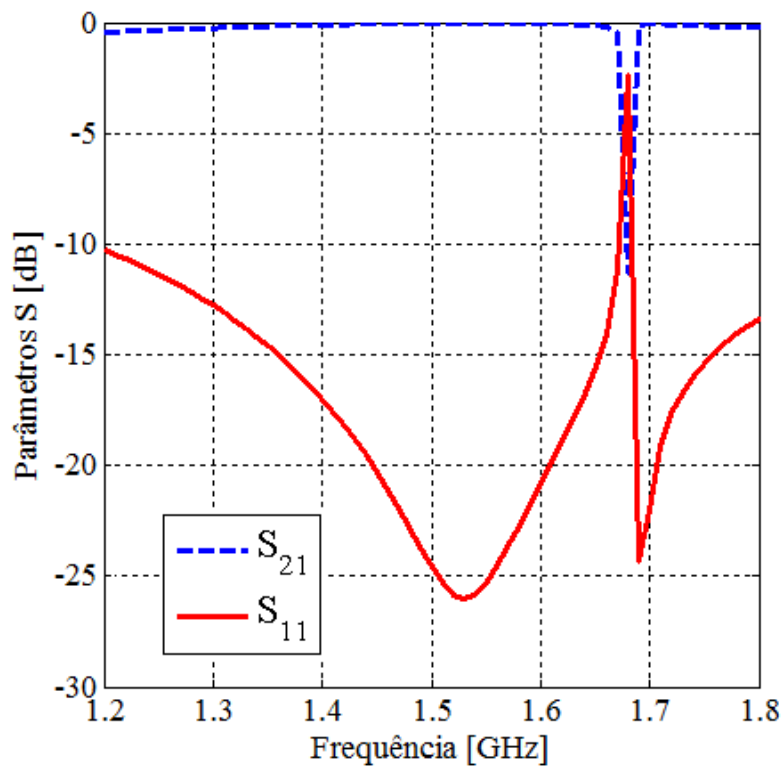


Figura 4.8 – Parâmetros S em função da frequência da estrutura com as extremidades chanfradas.

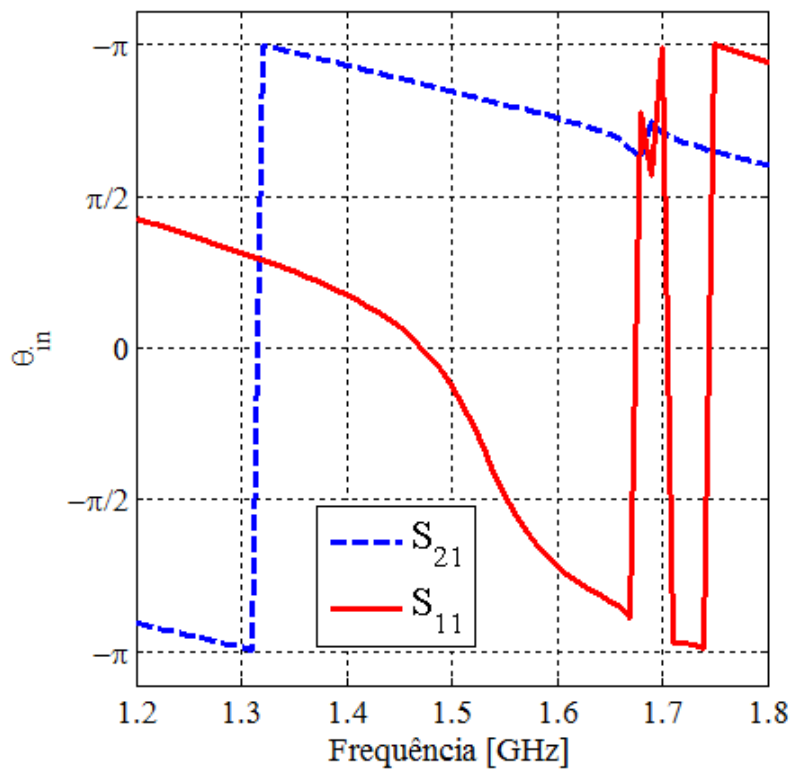


Figura 4.9 – Comportamento das fases dos parâmetros S em função da frequência da estrutura com as extremidades chanfradas.

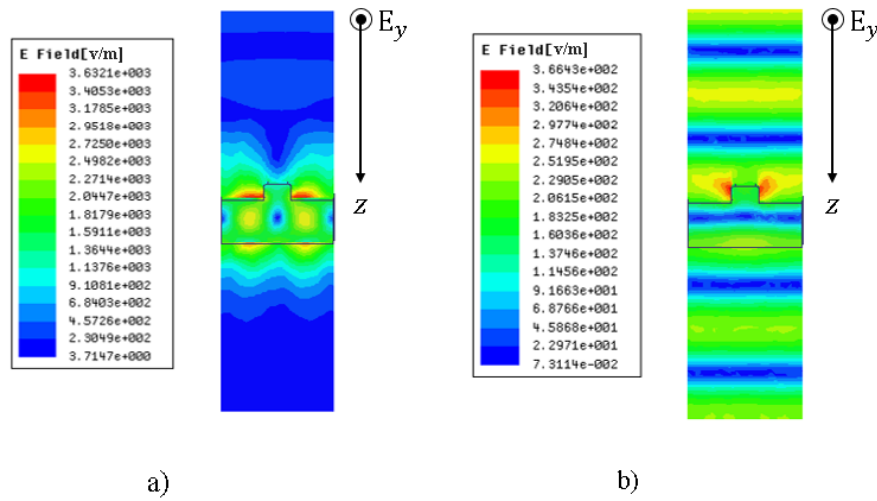


Figura 4.10 – Incidência do campo elétrico na estrutura com a grade chanfrada com a direção de propagação no eixo z : a) Distribuição do campo elétrico com a frequência de ressonância de 1,68 GHz, b) Distribuição do campo elétrico com filtro operando na faixa de frequência de 1,2 a 1,8 GHz.

Em relação aos resultados obtidos nas seções 4.2.1 e 4.2.2, constatou-se que a estrutura dielétrica com as extremidades chanfradas apresentou uma resposta em frequência melhor com relação a estrutura com as extremidades retas. Isto ocorreu devido o chanframento da grade, embora a ressonância tenha ocorrido fora da frequência desejada. No entanto, à medida que as curvas das extremidades da grade aumentam consequentemente os coeficientes de transmissão e reflexão tendem a diminuir gradativamente. Portanto, ambos os resultados estão longe do esperado e por esta razão na seção 4.3, será feito a análise de tolerância dos parâmetros que afetam crucialmente na resposta em frequência da estrutura dielétrica.

4.3 Análise de tolerância de parâmetros

Nesta seção, fez-se a análise do comportamento da resposta em frequência dos parâmetros d_1 , d_2 , fp e Λ . O objetivo desta análise é observar o comportamento de cada parâmetro e obter os seus valores ótimos, ou seja, o menor coeficiente de transmissão (S_{21}) à medida que estes diminuem ou aumentam. Portanto, a partir destas informações torna-se possível estimar quais valores a utilizar de modo a atender os requisitos do projeto e permitir que o filtro alcance o desempenho desejado.

4.3.1 Variação da espessura da grade

A alteração deste parâmetro influi diretamente na resposta em frequência da estrutura, onde a espessura da grade (d_1) foi variada no intervalo de 2,0 a 3,0 cm com passos de 1 mm. Foi escolhido o intervalo acima porque espessuras abaixo e acima provocam grandes variações na resposta da magnitude do filtro em função da frequência. Esta análise tem como fundamento a determinação do menor coeficiente de transmissão em função da variação deste parâmetro. No entanto, observou-se que à medida que aumenta a espessura da grade, a frequência de ressonância mantém-se constante na faixa de frequência de 1,2 a 1,8 GHz. Os coeficientes de transmissão variam conforme o aumento da espessura da grade. Sendo que a melhor variação ocorreu em $d_1 = 2,10$ cm com o coeficiente de transmissão $S_{21} = -10,4$ dB. A Figura 4.11 ilustra o comportamento da resposta da magnitude do filtro em função da variação da espessura da grade. Pode-se constatar que, o valor ótimo deste parâmetro ocorreu próximo do valor inicial da espessura da grade que é 2,0 cm determinado na seção 3.3 usando o método TMM, apresentando um erro de 4,76 %. Este resultado mostra que houve uma boa concordância entre o valor determinado inicialmente e o valor ótimo. Este parâmetro é bastante crítico, pois uma pequena variação é suficiente para distorcer a resposta da magnitude do filtro. Sendo assim, na seção 4.3.5 este parâmetro foi mantido, conforme o valor inicial obtido pelo método TMM na seção 3.3, devido a sua sensibilidade. É visível o impacto que este causa na resposta da magnitude do filtro, mesmo tendo-se mantido todas as especificações iniciais

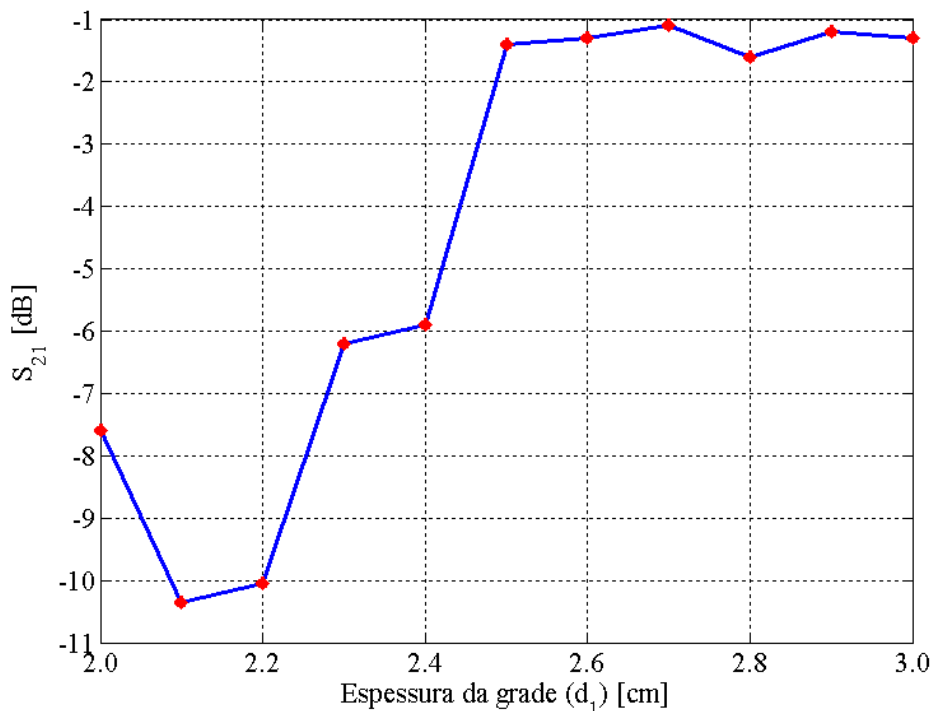


Figura 4.11 – Variação do coeficiente de transmissão devido ao aumento da espessura da grade.

4.3.2 Variação da espessura do substrato

A variação deste parâmetro também influencia diretamente na resposta em frequência da estrutura, na qual a espessura do substrato d_2 foi variada no intervalo de 5,5 a 6,0 cm com passos de 0,1 mm. Foi escolhido o intervalo acima, pois espessuras fora do intervalo provocam grandes variações na resposta da magnitude do filtro em função da frequência. O propósito disso, é estabelecer o menor coeficiente de transmissão em função da variação deste parâmetro. Entretanto, constatou-se que à medida que aumenta a espessura do substrato, a frequência de ressonância mantém-se constante na faixa de frequência de 1,2 a 1,8 GHz. Os coeficientes de transmissão variam com o aumento da espessura do substrato. Sendo assim, a melhor variação ocorreu em $d_2 = 5,58$ cm com o coeficiente de transmissão $S_{21} = -12,79$ dB. A Figura 4.12 ilustra o comportamento da resposta da magnitude do filtro em função da variação da espessura do substrato. Pode-se observar que, o valor ótimo desse parâmetro ocorreu próximo do valor inicial da espessura do substrato que é 5,50 cm, determinado na seção 4.1.1 utilizando o método TMM, apresentando um erro de 1,43 %. Isso mostra, que houve uma boa concordância entre o valor determinado inicialmente e o valor ótimo.

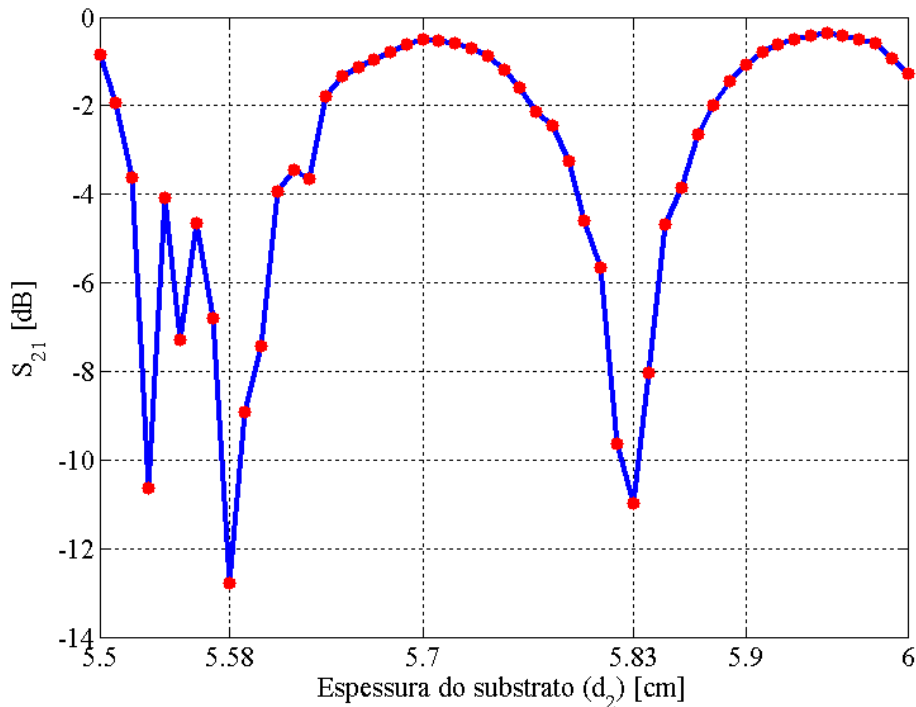


Figura 4.12 – Variação do coeficiente de transmissão com o aumento da espessura do substrato.

4.3.3 Variação do fator de preenchimento

O fator de preenchimento (fp) foi variado no intervalo de 0 a 100 % com incremento de 1 %, com a finalidade de determinar o menor coeficiente de transmissão em função da variação do fator de preenchimento. À medida que aumenta o fator de preenchimento a frequência de ressonância diminui gradativamente no intervalo de 24,4 % a 88 %, conforme ilustrado na Figura 4.13. Não existe nenhuma ressonância fora do intervalo de 24,4 % a 88 %. O comportamento do fator de preenchimento é periódico em função da frequência de ressonância, pois se repete em intervalos regulares. O melhor valor do fator de preenchimento ocorreu em $fp = 53$ % na frequência de ressonância de 1,63 GHz com a atenuação de saída $S_{21} = -19,5$ dB, como pode ser visto na Figura 4.14. No entanto, este parâmetro pode ser considerado como um sintonizador de frequência, pois é possível através dele definir em qual frequência irá ocorrer a ressonância. A Tabela 4.2, apresenta a resposta da magnitude do filtro e a frequência de ressonância em função da variação do fator de preenchimento nos pontos ótimos. Portanto, a variação deste parâmetro além de impactar na resposta em frequência, apresenta também excelentes resultados de atenuação de saída.

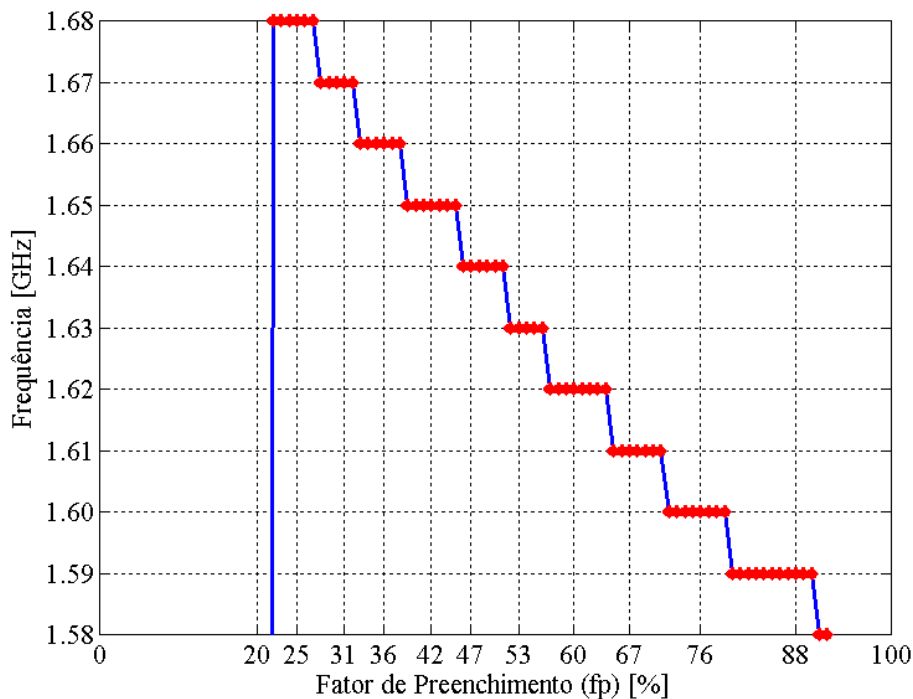


Figura 4.13 – Decaimento gradativo da frequência de ressonância com aumento do fator de preenchimento.

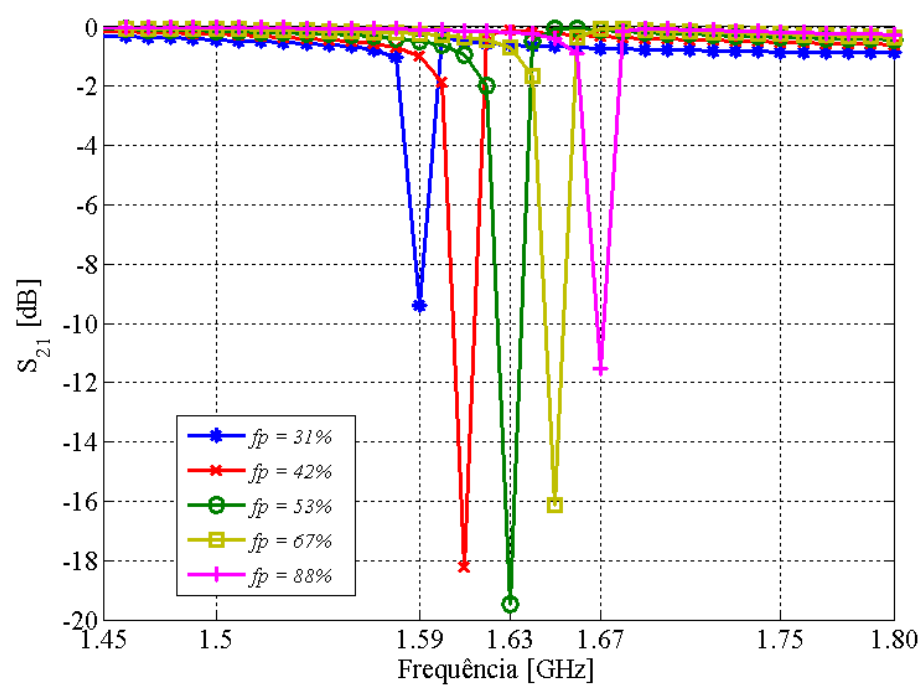


Figura 4.14 – Coeficiente de transmissão em função da frequência. O valor ótimo do fator de preenchimento ocorreu em $f_p = 53\%$ e $S_{21} = -19$ dB.

Tabela 4.2 – Resposta da magnitude do filtro e a frequência de ressonância em função da variação do fator de preenchimento nos pontos ótimos.

Parâmetros	S_{21} (dB)	Frequência (GHz)
$fp = 24,4\%$	-7,6	1,68
$fp = 31\%$	-11,5	1,67
$fp = 36\%$	-14,1	1,66
$fp = 42\%$	-16,2	1,65
$fp = 47\%$	-18,9	1,64
$fp = 53\%$	-19,5	1,63
$fp = 60\%$	-15,6	1,62
$fp = 67\%$	-18,2	1,61
$fp = 76\%$	-13,4	1,60
$fp = 88\%$	-9,4	1,59

4.3.4 Variação do período da grade

A variação deste parâmetro também afeta diretamente o comprimento da grade, onde o período da grade (Λ) foi variado no intervalo de 14,0 a 16,0 cm com passos de 1 mm. O motivo disso, é determinar o menor coeficiente de transmissão em função da variação do período da grade. Para valores de período da grade abaixo e acima do intervalo definido, ocorrem grandes variações na resposta em frequência. Razão pela qual, decidiu-se realizar a variação deste parâmetro com base no intervalo supracitado. Portanto, à medida que aumenta o período da grade a frequência de ressonância varia linearmente no intervalo de 1,52 a 1,68 GHz, conforme ilustrado na Figura 4.15. O comportamento do período da grade é periódico em função da frequência de ressonância, pois ocorre em intervalos regulares. Assim sendo, a melhor variação do período da grade ocorreu em $\Lambda = 15,6$ cm na frequência de ressonância de 1,55 GHz com atenuação de saída $S_{21} = -7,7$ dB, como está demonstrado na Figura 4.16. Isto mostra que este resultado é coerente, pois o resultado obtido na Figura 4.4 com o período da grade de 14 cm a frequência de ressonância ocorreu em 1,68 GHz, enquanto que, com o valor ótimo a ressonância ocorreu em 1,55 GHz. Ou seja, de fato, o aumento do período da grade faz com que a ressonância ocorra em frequências menores. A Tabela 4.3, apresenta a resposta da magnitude do filtro e a frequência de ressonância em função da variação do período da grade nos pontos ótimos.

Portanto, a variação deste parâmetro afeta crucialmente na resposta em frequência do filtro, bem como na frequência de ressonância. Este parâmetro pode ser utilizado como um sintonizador de frequência, pois à medida que este aumenta ou diminui consequentemente a frequência de ressonância tende a variar. Normalmente, este parâmetro é

otimizado quando se deseja obter a ressonância do filtro em uma determinada frequência.

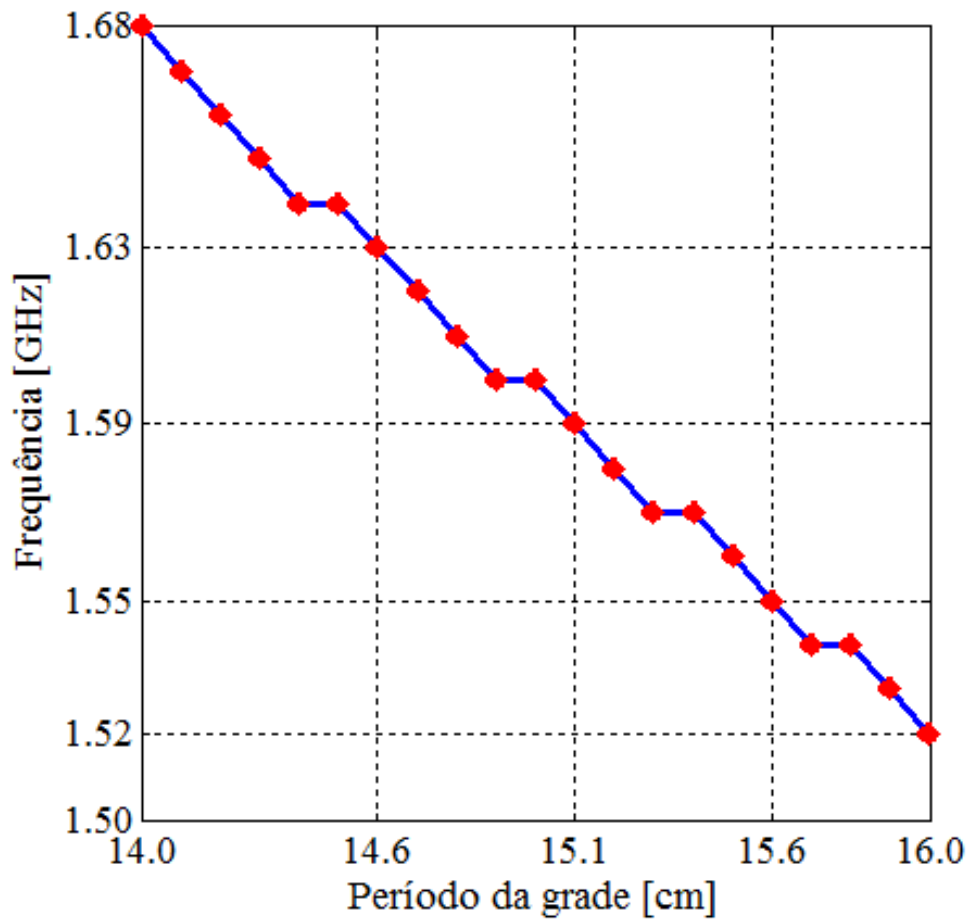


Figura 4.15 – Decaimento linear da frequência de ressonância com o aumento do período da grade.

Tabela 4.3 – Resposta da magnitude do filtro e a frequência de ressonância em função da variação do fator de preenchimento nos pontos ótimos.

Parâmetros	$S_{21}(dB)$	Frequência (GHz)
$\Lambda = 14,0$ cm	-7,6	1,68
$\Lambda = 14,6$ cm	-5,0	1,63
$\Lambda = 15,1$ cm	-5,8	1,59
$\Lambda = 15,6$ cm	-7,7	1,55
$\Lambda = 15,9$ cm	-7,1	1,53

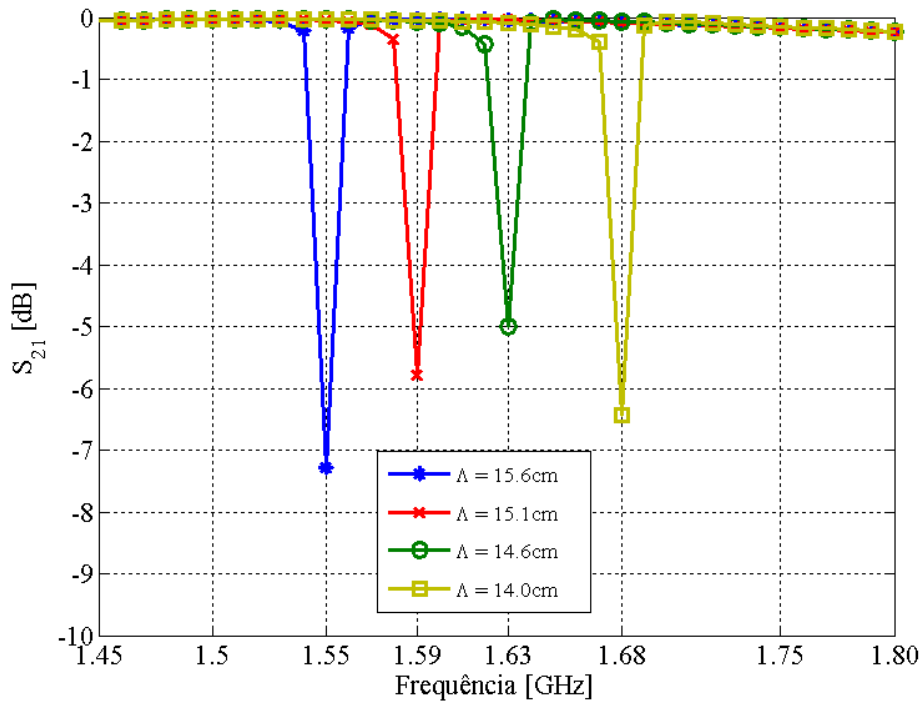


Figura 4.16 – Coeficiente de transmissão em função da frequência. O valor ótimo do período da grade ocorreu em $\Lambda = 15,6$ cm e $S_{21} = -7,7$ dB.

4.3.5 Ajuste da estrutura dielétrica

As análises realizadas sobre o comportamento dos parâmetros abordados anteriormente são de suma importância, pois através delas foi possível extrair dados precisos para o ajuste da estrutura dielétrica. No entanto, para se obter a ressonância na frequência de 1,5 GHz manteve-se o valor de d_1 , devido a sua sensibilidade de variação. Porém, os demais parâmetros foram otimizados com base no seu comportamento em função da resposta em frequência, conforme ilustrado na Tabela 4.4. Isto, foi feito para garantir que a ressonância ocorra exatamente na frequência de 1,5 GHz.

Depois de realizado a simulação da estrutura dielétrica com os valores ajustados obtiveram-se os parâmetros S e suas fases, conforme ilustrado nas Figura 4.17 e Figura 4.18, respectivamente.

No domínio da frequência, a função de transferência determina a relação entre a resposta e a excitação do sistema. Admitindo uma excitação periódica, o sinal de entrada pode ser representado no domínio do tempo por,

$$e_0(t) = \sum_n |H_n(\omega)| E_n \cos \left\{ \omega \left(nt + \frac{\phi_n}{\omega} + \frac{\theta_n}{\omega} \right) \right\}, \quad (4.5)$$

em que $H_\omega = |H_n| \angle \theta_n$ é a função de transferência. Nesta análise, esta função é representada

Tabela 4.4 – Parâmetros geométricos otimizados da estrutura dielétrica.

Parâmetros	Valores
d_1	2,0 cm
d_2	5,58 cm
Λ	16,0 cm
L	5,22 cm
fp	32,66%

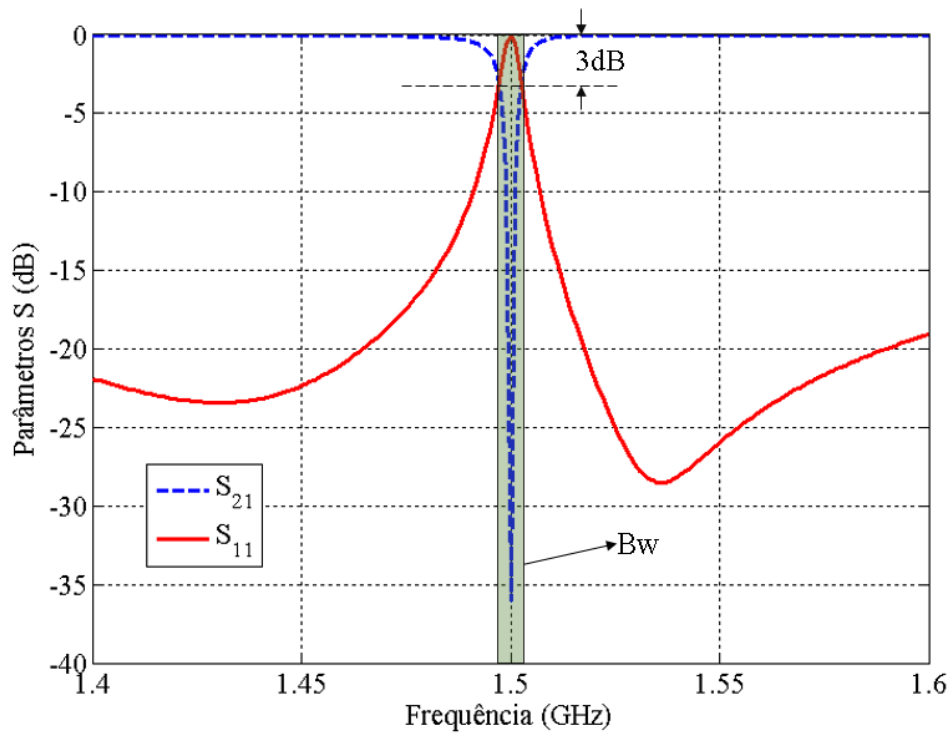


Figura 4.17 – Parâmetros S em função da frequência, com o filtro ressoando na frequência de 1,5 GHz com os seguintes parâmetros: $d_1 = 2,0$ cm, $d_2 = 5,58$ cm, $fp = 32,66\%$, $\Lambda = 16,0$ cm e $L = 5,22$ cm.

pelo parâmetro $S_{21} = |S_{21}| \angle \theta_{21}$. Logo, a equação anterior fica,

$$e_0(t) = \sum_n |S_{21}(\omega)| E_n \cos \left\{ \omega \left(nt + \frac{\phi_n}{\omega} + \frac{\theta_n}{\omega} \right) \right\}. \quad (4.6)$$

Se $|S_{21}(\omega)| = \text{constante} = K$ e $\theta_n = k\omega$, resulta:

$$e_0(t) = K \sum_n E_n \cos \left\{ \omega \left(nt + \frac{\phi_n}{\omega} + k \right) \right\}. \quad (4.7)$$

Esta expressão está deslocada de um valor fixo no tempo k e com as amplitudes modificadas por um mesmo fator de escala K . Ou seja, tem o mesmo formato da função de entrada,

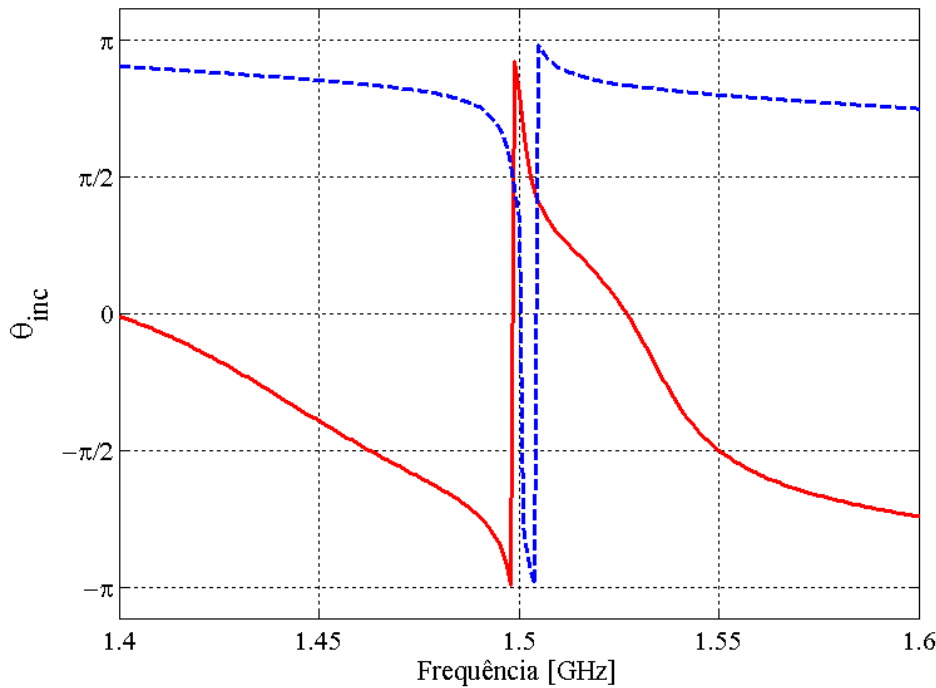


Figura 4.18 – Comportamento das fases dos parâmetros S em função da frequência, com o filtro ressoando na frequência de 1,5 GHz.

com amplitude diferente e deslocado no tempo. Então, para se manter a forma, o módulo de S_{21} deve ser independente da frequência e seu argumento deve variar linearmente com ω .

No filtro analisado, verifica-se que o módulo de S_{21} é constante e igual à unidade e com seu argumento variando de forma praticamente linear, entre 1,4 GHz e 1,49 GHz e de 1,52 a 1,6 GHz. Portanto, nestas faixas o sinal é transferido praticamente sem atenuação e sem distorção. Em torno de 1,5 GHz, tem-se uma grande rejeição do sinal, com perda da ordem de 36 dB. Pode-se observar também, que a resposta em frequência obtida manteve uma largura de banda (BW - *Bandwidth*) de 3 dB de aproximadamente 6 MHz, para um bom funcionamento do filtro, conforme pode ser visto na região preenchida na Figura 4.17.

A Figura 4.18, ilustra os gráficos das fases dos coeficientes de transmissão e reflexão em função da frequência, onde a magnitude das fases é independente da frequência e o ângulo varia linearmente com o aumento da frequência com exceção na frequência de ressonância. No qual, corre uma mudança de fase abrupta de $-\pi$ a π . Essa variação de fase corre tanto para o coeficiente de transmissão quanto para o coeficiente de reflexão.

Portanto, a ressonância do filtro ocorreu exatamente na frequência de 1,5 GHz conforme previsto no projeto. Permitindo deste modo que a potência incidente seja transmitida com a máxima potência na faixa de frequência de 1,4 a 1,6 GHz, exceto na frequência de ressonância. Isto só foi possível, devido aos ajustes feitos nos parâmetros que afetam diretamente na resposta espectral. As análises realizadas em cada parâmetro

permitiram a ajustar o filtro de forma eficiente e rápida, com objetivo de obter um excelente desempenho. É evidente a forte ressonância presente na frequência de rejeição do filtro. Embora fez-se apenas a simulação de uma célula unitária da estrutura dielétrica conforme mostrado nas Figura 4.6 e 4.10, porém as características espectrais obtidas como, transmissão e reflexão são coerentes, pois, o programa HFSS considera como se fosse uma estrutura infinita.

4.4 Resultados experimentais

Tendo em conta as dificuldades de impressão e caracterização da estrutura final apresentada na seção 4.3.5, devido as suas dimensões e a indisponibilidade de equipamentos para realização de testes, decidiu-se, no entanto, dimensionar a mesma para operar na frequência de 25 GHz. Em razão da disponibilidade de equipamentos para realização de testes. Apesar da mudança na frequência é possível realizar a prova de conceito do funcionamento da FSS. Deste modo, os valores dos parâmetros d_1 , d_2 , Λ e L presentes na Tabela 4.4, foram multiplicados pelo fator de escala S , determinado da seguinte forma:

$$S = \frac{f_1}{f_2} = \frac{1,5 \text{ GHz}}{25 \text{ GHz}} = 0,06, \quad (4.8)$$

onde S representa o fator de escala, f_1 representa a frequência projetada para filtro e f_2 representa a frequência dimensionada para operação do filtro. A Tabela 4.5 mostra os valores dos parâmetros determinados com a frequência de 1,5 GHz e os dimensionados para a frequência de 25 GHz.

Tabela 4.5 – Variação entre o design projetado e dimensionado.

Parâmetros	Valores ajustados	Valores escalonados
f	1,5 GHz	25 GHz
d_1	2,0 cm	0,119 cm
d_2	5,58 cm	0,335 cm
Λ	16,0 cm	0,962 cm
L	5,22 cm	0,314 cm
fp	32,66%	32,66%

O design dimensionado é mostrado na Figura 4.19. Este apresenta a mesma geometria do design anterior, porém, dimensionado para uma escala menor. Contém 30 períodos de grade ao longo da sua extensão, com uma constante dielétrica nominal de 2,8. O filtro foi impresso com a dimensão matricial de 19,45 cm x 19,45 cm, sendo uma área suficiente para a realização de testes. A Figura 4.20 mostra a estrutura dielétrica final impressa com uma impressora 3D.

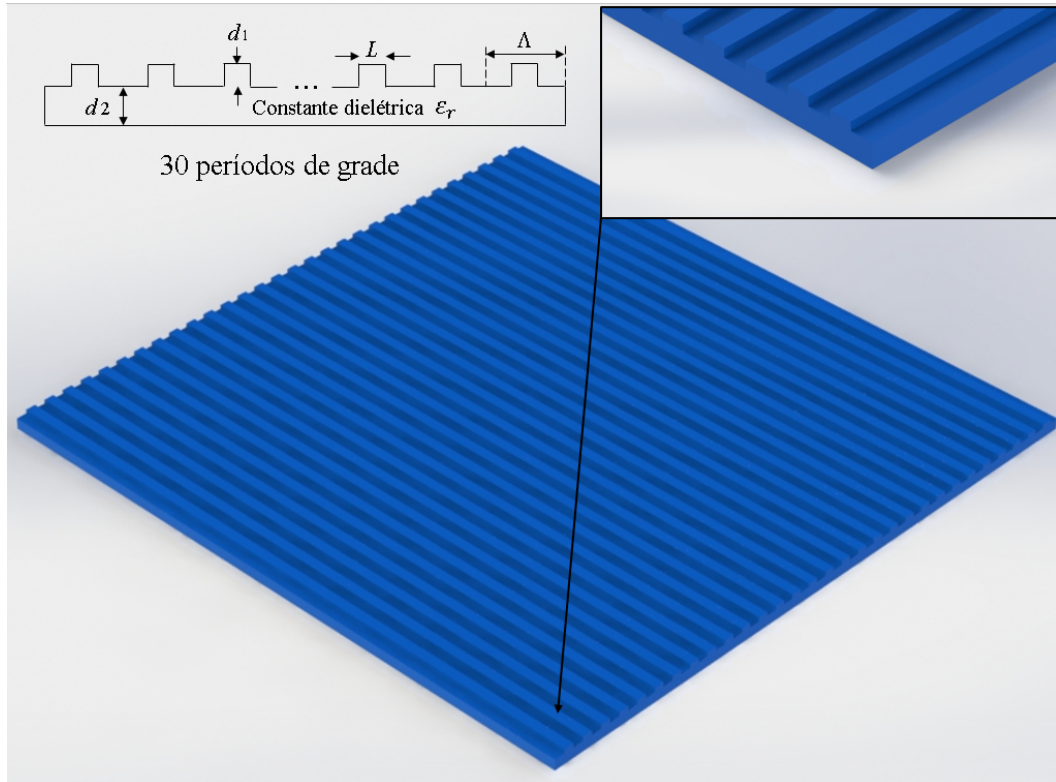


Figura 4.19 – Design dimensionado do filtro de ressonância de modo guiado com 30 períodos de grade.

A Figura 4.21 mostra o coeficiente de transmissão da estrutura dielétrica dimensionada, operando na faixa de frequência de 20 a 30 GHz. No filtro analisado, verifica-se que o módulo de S_{21} é constante e igual à unidade e com seu argumento variando de forma praticamente linear, entre 20 GHz e 24,91 GHz e de 25,08 a 30 GHz. Portanto, nestas faixas o sinal é transferido praticamente sem atenuação e sem distorção. Em torno de 25 GHz, tem-se uma rejeição do sinal, com perda da ordem de 10,26 dB. Pode-se observar também, que a resposta em frequência obtida manteve uma largura de banda (BW) de 155,5 MHz, conforme pode ser visto na região preenchida na Figura 4.21. No entanto, as medições feitas no laboratório não atenderam a nossa expectativa devido a componente em questão necessitar de alta potência.



Figura 4.20 – FSS totalmente dielétrico impressa com uma impressora 3D.

Tabela 4.6 – Variação de parametro entre o design dimensionado e fabricado.

Parâmetros	Simulado	Fabricado
f	25 GHz	25 GHz
d_1	0,119 cm	0,10 cm
d_2	0,335 cm	0,35 cm
Λ	0,962 cm	1,0 cm
L	0,314 cm	0,32 cm
fp	32,66%	32,66%

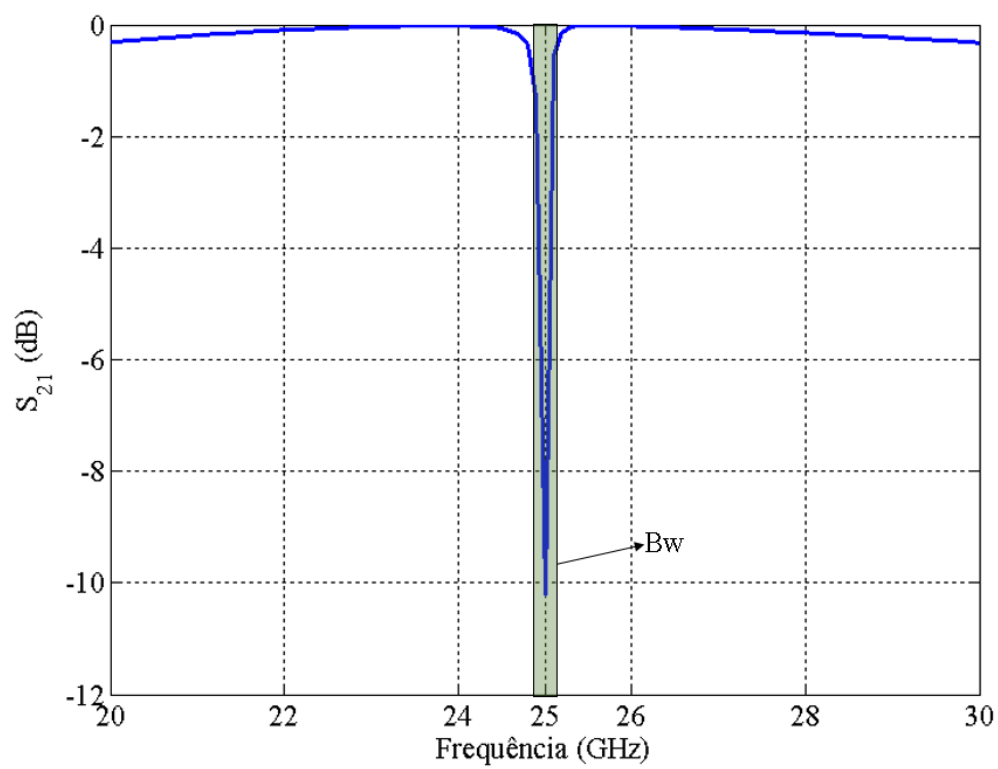


Figura 4.21 – Coeficiente de transmissão da estrutura dielétrica dimensionada obtido através de simulação com a frequência de ressonância de 25 GHz.

Capítulo 5

Conclusões e trabalhos futuros

5.1 Conclusões

Este trabalho apresentou uma análise numérica de uma FSS, o conceito de ressonância de modo guiado, projeto da FSS e a análise dos parâmetros que afetam principalmente na sua resposta em frequência. Os parâmetros principais da FSS foram definidos baseando-se na sua geometria e dimensão, estabelecendo as equações que geram a sua região de ressonância e, as teorias necessárias para a sua implementação. No Capítulo 4, apresentou-se os parâmetros geométricos da FSS, bem como as suas características espectrais como coeficiente de transmissão, coeficiente de reflexão, frequência de ressonância, fase e a distribuição do campo elétrico. Os parâmetros são definidos de acordo com o critério do projeto, e as suas modificações impactam consideravelmente na resposta em frequência do filtro e, conseqüentemente no seu desempenho. Este procedimento foi realizado com o objetivo de garantir um ótimo desempenho em toda faixa de operação e mantendo o comportamento rejeita-faixa de banda estreita.

Três etapas foram essenciais para a implementação do filtro: o desenvolvimento de duas camadas monolíticas com base de baixa reflexão e o cálculo dos parâmetros iniciais da pilha dielétrica, a determinação do fator de preenchimento e do período da grade inicial. Uma vez previstos os resultados através de simulações empregando o programa ANSYS HFSS e após constatar-se a ineficiência do filtro em virtude da sua resposta espectral, decidiu-se fazer uma análise de tolerância aos parâmetros que afetam diretamente na resposta em frequência e depois se realizou o ajuste da estrutura dielétrica. Portanto, a avaliação do desempenho foi levada em conta sob a condição de atender as especificações do projeto.

Após feitas as simulações da estrutura dielétrica, concluiu-se que a eficiência deste filtro pode ser aplicada às tecnologias que necessitam de uma forte ressonância na frequência de rejeição. Entre essas aplicações, têm-se as paredes inteligentes, capazes de bloquear a frequência correspondente. O filtro de ressonância de modo guiado foi proposto

e desenvolvido numericamente. O design obtido, além de ser uma excelente alternativa para substituir os materiais metálicos, apresenta uma forte ressonância na frequência projetada. Alguns parâmetros permitem ajustar a frequência de ressonância na faixa desejada, como a variação da espessura do substrato, fator de preenchimento e o período da grade. Após o ajuste da estrutura dielétrica apresentada na seção 4.3.5, obteve-se uma forte ressonância na frequência de rejeição, conforme mostra a Figura 4.17. Pode-se obter também uma estrutura dielétrica duplamente ressonante para formar um dispositivo com pico acentuado na transmissão ao invés na reflexão [111].

Foi abordado, também, o comportamento do filtro de ressonância de modo guiado a partir de suas dimensões, visto que este apresenta diferentes comportamentos para distintas polarizações. Avaliaram-se, ainda, a influência da variação dos parâmetros geométricos do filtro, uma vez que estes afetam crucialmente na resposta em frequência. A análise de tolerância destes parâmetros foi feita na seção 4.3, no qual obteve-se resultados essenciais que permitiu realizar com eficácia o ajuste dos parâmetros da estrutura dielétrica final.

Com as simulações feitas na faixa de frequência de 1.4 a 1.6 GHz, o filtro apresentou uma atenuação de saída da ordem de 36 dB na frequência de rejeição e uma largura de banda (BW) de 6 MHz. O filtro apresentou, também, pouca variação na faixa de frequência de operação e um desempenho adequado para o comportamento rejeita-faixa.

5.2 Sugestões para trabalhos futuros

Os estudos realizados mostram que se pode obter filtros de ressonância de modo guiado feitos com estruturas dielétricas, capazes de filtrar ondas eletromagnéticas e reduzir sinais interferentes, com poucas variações nas suas respostas espectrais. Uma das dificuldades encontradas foi ajustar os parâmetros principais para obter a ressonância na frequência previsto no projeto. Assim, destaca-se a importância de um estudo profundo sobre estruturas dielétricas, que permitem operar em altíssimas frequências mantendo o seu desempenho em toda faixa de frequência. Também, é conveniente propor novos estudos sobre dispositivos com múltiplas ressonâncias operando na faixa de micro-ondas e na faixa óptica. Há necessidade, ainda, de explorar o formato das estruturas dielétricas a partir de formas fractais operando em ondas milimétricas, visando aumentar a eficiência e o desempenho.

Capítulo 6

Apêndice

6.1 ANEXO A - Trabalho publicado referente à dissertação

- CANGA, D. M; MEJÍA, F. B. Filtro de ressonância de modo guiado feito de FSS dielétrica: Caracterização e projeto. *Simpósio Brasileiro de Telecomunicações e Processamento de Sinais (SBrT)*, 2017.

6.2 ANEXO B - Programa que calcula os parâmetros da pilha dielétrica

```
% Código com objetivo de calcular os parâmetros da pilha dielétrica
% para minimizar a reflexão da base na incidência de onda.

clear
close all
clc

% Parâmetros de entrada
er2 = 2.8;           % constante dielétrica do material ABS
n0 = 1;             % índice de refração do ar.
n2 = sqrt(er2);     % índice de refração do substrato.
c = 2.99792458e8;   % [m/s] velocidade da luz.
f0 = 1.5e9;         % [Hz] frequência.
lamb = c/f0;       % [m] comprimento de onda.
```

Figura 6.1 – Código que calcula os parâmetros da pilha dielétrica.

```

index_er1min = 1;
index_d1min = 2;
index_d2min = 3;
index_Refmin = 4;
index_Transmin = 5;

% Listas de iteração
v_er1 = 1:0.01:2.8;
v_d1 = 0.1*lamb:0.001:0.2*lamb;
v_d2 = 0.1*lamb:0.001:0.4*lamb;

%Tamanho dos vetores de saída
tamanhoVetor = length(v_er1)*length(v_d1)*length(v_d2);
resultadoTotal = zeros(tamanhoVetor,5);
linhaResultadoTotal = 1;

k =0;

for er1= v_er1
    for d1= v_d1
        for d2= v_d2
            k=k+1;

            % Calculo da refletância

            Kz1 = 4*pi*d1*sqrt(er1)/lamb; % projeção da onda incidente meio 1

            Kz2 = 4*pi*d2*sqrt(er2)/lamb; % projeção da onda incidente meio 2

            P1 = [exp(1i*Kz1) 0; 0 exp(-1i*Kz1)]; % matriz de transferência
                % meio 1
            D0 = inv([1 1; 1 -1]);
            D1 = [1 1; sqrt(er1) -sqrt(er1)];
            P2 = [exp(1i.*Kz2) 0; 0 exp(-1i.*Kz2)];%matriz de transferência
                % meio 2
            D2 = [1 1; n2 -n2];
            Ds = [1 1; 1 -1];

            M = D0*(D1*P1*inv(D1))*(D2*P2*inv(D2))*Ds;% matriz que descreve
                % o comportamento de todas as camadas.
            Ref = M(2,1)/M(1,1); % Refletância
            Ref = real(Ref); % Valor real da refletância
            Trans = 1 /M(1,1); % Transmitância
            Trans = real(Trans); % Valor real da transmitância

            dtotal = d1 + d2;
            if(dttotal < total)

                Refmin = Ref;
                Transmax = Trans;

```

Figura 6.2 – Código que calcula os parâmetros da pilha dielétrica.

```

        parametro_erlmin = erl;
        parametro_dlmin = d1;
        parametro_d2min = d2;
        resultadoTotal(linhaResultadoTotal,index_erlmin) = erl;
        resultadoTotal(linhaResultadoTotal,index_dlmin) = d1;
        resultadoTotal(linhaResultadoTotal,index_d2min) = d2;
        resultadoTotal(linhaResultadoTotal,index_Refmin) = Refmin;
        resultadoTotal(linhaResultadoTotal,index_Transmin) = Trans;

        linhaResultadoTotal = linhaResultadoTotal + 1;
    end

end

end

end
resultado = [parametro_erlmin parametro_dlmin parametro_d2min Refmin];
% save('ResultadoTotal.txt','resultadoTotal','-ascii');
xlswrite('ResultadoTotal.xlsx',resultadoTotal);

```

Figura 6.3 – Código que calcula os parâmetros da pilha dielétrica.

6.3 ANEXO C - Programa que gera a região de ressonância do filtro

```

% Código que gera a região de ressonância do filtro de ressonancia
% de modo guiado, onde n1 = 1, n2 = 1.67.

clear;
clf;
teta_inc = (0:0.5:90)'; % Iteração do ângulo de incidência theta em graus
m = -3:3; % Iteração da ordem dos modos guiados
n1 = 1; % Índice de refração do ar
n2 = 1.67; % Índice de refração do material ABS

% Lista de iteração
lambda_min = zeros(length(teta_inc),length(m));
lambda_max = zeros(length(teta_inc),length(m));

for i = 1:3
    lambda_min(:,i) = (n1*sind(teta_inc) - n1)/(m(i));
    lambda_max(:,i) = (n1*sind(teta_inc) - n2)/(m(i));
end
for i = 4:7
    lambda_min(:,i) = (n1*sind(teta_inc) + n1)/(m(i));
    lambda_max(:,i) = (n1*sind(teta_inc) + n2)/(m(i));
end

```

Figura 6.4 – Código que gera a região de ressonância do filtro.

```

% for i = 1:7
%     figure(1)
%     plot(lambda_max(:,i),teta_inc);
%     plot(lambda_min(:,i),teta_inc,'--r');
%     hold on
% end
figure(1)

plot(lambda_max(:,1),teta_inc,'-r');
hold on
plot(lambda_max(:,2),teta_inc,'-b');
plot(lambda_max(:,3),teta_inc,'-k');
plot(lambda_max(:,5),teta_inc,'-k');
plot(lambda_max(:,6),teta_inc,'-b');
plot(lambda_max(:,7),teta_inc,'-r');

plot(lambda_min(:,1),teta_inc,'-r');
plot(lambda_min(:,2),teta_inc,'-b');
plot(lambda_min(:,3),teta_inc,'-k');
plot(lambda_min(:,5),teta_inc,'-k');
plot(lambda_min(:,6),teta_inc,'-b');
plot(lambda_min(:,7),teta_inc,'-r');

xlabel('\lambda_{0}/\Lambda')
ylabel('Ângulo de incidência, \theta em graus' )

```

Figura 6.5 – Código que gera a região de ressonância do filtro.

6.4 ANEXO D - Programa da espira quadrada

```

%Programa da espira quadrada
%-----
% Este programa calcula o coeficiente de reflexão,
% de transmissão, a potência transmitida e refletida
% de uma FSS com células alinhadas
% usando elemento do tipo espira quadrada
%-----
clear
clc
%
%-----
% Entrada de dados
%-----

```

Figura 6.6 – Código que calcula o coeficiente de transmissão da espira quadrada.

```

ficial=0;% frequência inicial em GHz
ffinal=15;% frequência final em GHz
df=0.01;% Variação da frequência em GHz
teta=0; % ângulo de incidência teta
fi=0;% ângulo de incidência fi
w=0.1; % largura da fita em (cm)
p=1.2;% periodicidade da espira em (cm)
d=1.0; % tamanho da espira em (cm)
er=4.4;% Constante dielétrica do material
%-----
g=p-d; %calcula o espacamento entre as espiras
teta=teta*pi/180; %coloca o angulo teta em radianos
fi=fi*pi/180; %coloca o angulo fi em radianos
nf=((ffinal-ficial)/df)+1; %calcula a quantidade de iteracoes
for ii=1:nf
    freq=ficial+(ii-1)*df; %incrementa a frequencia
    lamb=30/freq; %calcula o comprimento de onda lambda
    XL=(d/p)*FF(p,2*w,lamb,fi); %calcula a reatancia indutiva da espira
    BC=4*er*(d/p)*FF(p,g,lamb,teta); %calcula a susceptancia da espira
    fop(ii)=freq; %armazena a frequencia no vetor fop
    ct(ii)=1/(XL-(1/BC)); %calcula e armazena o coeficiente de transmissao no vetor ct
    pt(ii)=1/(1+25*(ct(ii))^2); %calcula e armazena a potencia transmitida no vetor pt
    pr(ii)=1-pt(ii); %calcula e armazena a potencia refletida no vetor pr
    cr(ii)=sqrt(pr(ii)); %calcula e armazena o coeficiente de reflexao no vetor cr
end
plot(fop,10*log10(pt),'r')

```

Figura 6.7 – Código que calcula o coeficiente de transmissão da espira quadrada.

Referências

- [1] LANGLEY, R. J.; PARKER, E. A. Equivalent circuit model for arrays of square loops. *Electronics Letters*, v. 18, n. 7, p. 294–296, April 1982. ISSN 0013-5194.
- [2] WU, T.-K. *Frequency selective surface and grid array*. [S.l.]: Wiley-Interscience, 1995. v. 40.
- [3] BRADSHAW, A. B. Filtros: Teoria e prática. *Revista Elektor Eletrônica*, v. 16, p. 14–20, 1987.
- [4] BUTTERWORTH, S. On the theory of filter amplifiers. *Wireless Engineer*, v. 7, n. 6, p. 536–541, 1930.
- [5] DARLINGTON, S. Synthesis of reactance 4-poles which produce prescribed insertion loss characteristics: Including special applications to filter design. *Studies in Applied Mathematics*, Wiley Online Library, v. 18, n. 1-4, p. 257–353, 1939.
- [6] RIBEIRO, I. et al. Processamento digital de sinais e inteligência computacional aplicados aos ensaios ultrassônicos. In: *CONGRESSO NORTE NORDESTE DE PESQUISA E INOVAÇÃO*. [S.l.: s.n.], 2010.
- [7] CAMPOS, A. L. P. d. S. Superfícies seletivas em frequência: análise e projeto. Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Rio Grande do Norte, 2008.
- [8] MUNK, B. A. *Frequency selective surfaces: theory and design*. [S.l.]: Wiley Online Library, 2000. v. 29.
- [9] VARDAXOGLU, J. C. *Frequency selective surfaces: analysis and design*. [S.l.]: Research Studies Press, 1997.
- [10] MITTRA, R.; CHAN, C. H.; CWIK, T. Techniques for analyzing frequency selective surfaces—a review. *Proceedings of the IEEE*, IEEE, v. 76, n. 12, p. 1593–1615, 1988.
- [11] AGRAWAL, V.; IMBRIALE, W. Design of a dichroic cassegrain subreflector. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 27, n. 4, p. 466–473, July 1979. ISSN 0018-926X.
- [12] JALALY, I.; ROBERTSON, I. Rf barcodes using multiple frequency bands. *IEEE MTT-S Digest*, p. 4, 2005.
- [13] COX, G. G.; RUSSELL, P. J.; TUCKER, N. Millimetre wave research demonstrator: antenna and optics subsystem. *Marconi Space Systems research report*, 1988.
- [14] POZAR, D. M. Flat lens antenna concept using aperture coupled microstrip patches. *Electronics Letters*, v. 32, n. 23, p. 2109–2111, Nov 1996. ISSN 0013-5194.

- [15] LEE, S.-W. Scattering by dielectric-loaded screen. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 19, n. 5, p. 656–665, Sep 1971. ISSN 0018-926X.
- [16] PELTON, E.; MUNK, B. A streamlined metallic radome. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 22, n. 6, p. 799–803, Nov 1974. ISSN 0018-926X.
- [17] RAYNES, D. L.; DELAP, J. Design of a finite array with a radome incorporating a frequency selective surface. In: *The Second European Conference on Antennas and Propagation, EuCAP 2007*. [S.l.: s.n.], 2007. p. 1–5.
- [18] NETO, A. G. et al. Desenvolvimento de uma fss banda dupla para aplicações em paredes inteligentes.
- [19] KALAA, M. O. A. et al. Characterizing the 2.4 ghz spectrum in a hospital environment: Modeling and applicability to coexistence testing of medical devices. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, v. 59, n. 1, p. 58–66, Feb 2017. ISSN 0018-9375.
- [20] SUBRT, L. et al. Advanced modelling of intelligent walls for indoor smart environments. In: *The 8th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2014)*. [S.l.: s.n.], 2014. p. 620–622. ISSN 2164-3342.
- [21] ROBERTS, J. *Design of a Secure Electromagnetic Building*. Tese (Doutorado) — University of Sheffield, 2014.
- [22] WANG, L. B. et al. Full-wave modeling and analysis of screen printed emi shield. In: *Microwave Conference Proceedings (APMC), 2010 Asia-Pacific*. [S.l.: s.n.], 2010. p. 1348–1351.
- [23] PUGH, S. *Investigating the use of frequency selective surfaces in high power microwave applications*. [S.l.], 2010.
- [24] LI, M.; BEHDAD, N. Frequency selective surfaces for pulsed high-power microwave applications. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, IEEE, v. 61, n. 2, p. 677–687, 2013.
- [25] BARTON, J. H. et al. All-dielectric frequency selective surfaces with few number of periods. *Progress In Electromagnetics Research*, EMW Publishing, v. 41, p. 269–283, 2012.
- [26] WOOD, R. W. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum (from philosophical magazine 1902). *SPIE MILESTONE SERIES MS*, SPIE-THE INTERNATIONAL SOCIETY FOR OPTICAL ENGINEERING, v. 83, p. 287–287, 1993.
- [27] RAYLEIGH, L. Iii. note on the remarkable case of diffraction spectra described by prof. wood. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, Taylor & Francis, v. 14, n. 79, p. 60–65, 1907.
- [28] HESSEL, A.; OLINER, A. A. Wood’s anomalies and leaky waves. In: *Symposium on Electromagnetic Theory and Antennas, Copenhagen, Denmark*. [S.l.: s.n.], 1962.
- [29] MASHEV, L.; POPOV, E. Zero order anomaly of dielectric coated gratings. *Optics communications*, Elsevier, v. 55, n. 6, p. 377–380, 1985.

- [30] NIEDERER, G. et al. Resonant grating filter for a mems based add-drop device at oblique incidence. In: *IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMs*. [S.l.: s.n.], 2002. p. 99–100.
- [31] COX, J. A. et al. Guided-mode grating resonant filters for vcsel applications. In: INTERNATIONAL SOCIETY FOR OPTICS AND PHOTONICS. *Diffraction and Holographic Device Technologies and Applications V*. [S.l.], 1998. v. 3291, p. 70–77.
- [32] MAGNUSSON, R.; WANG, S. New principle for optical filters. *Applied physics letters*, AIP, v. 61, n. 9, p. 1022–1024, 1992.
- [33] NORTON, S. M. Resonant grating structures: theory, design, and applications. 1998.
- [34] GALE, M. T.; KNOP, K.; MORF, R. H. Zero-order diffractive microstructures for security applications. In: INTERNATIONAL SOCIETY FOR OPTICS AND PHOTONICS. *Optical Security and Anticounterfeiting Systems*. [S.l.], 1990. v. 1210, p. 83–90.
- [35] ROMAN, J. E.; WINICK, K. A. Waveguide grating filters for dispersion compensation and pulse compression. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 29, n. 3, p. 975–982, Mar 1993. ISSN 0018-9197.
- [36] VALLIUS, T.; VAHIMAA, P.; TURUNEN, J. Pulse deformations at guided-mode resonance filters. *Optics Express*, Optical Society of America, v. 10, n. 16, p. 840–843, 2002.
- [37] TIBULEAC, S. et al. Dielectric frequency-selective structures incorporating waveguide gratings. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 48, n. 4, p. 553–561, Apr 2000. ISSN 0018-9480.
- [38] TIBULEAC, S.; MAGNUSSON, R. Reflection and transmission guided-mode resonance filters. *JOSA A*, Optical Society of America, v. 14, n. 7, p. 1617–1626, 1997.
- [39] WANG, S.; MAGNUSSON, R. Theory and applications of guided-mode resonance filters. *Applied optics*, Optical Society of America, v. 32, n. 14, p. 2606–2613, 1993.
- [40] WANG, S. et al. Guided-mode resonances in planar dielectric-layer diffraction gratings. *JOSA A*, Optical Society of America, v. 7, n. 8, p. 1470–1474, 1990.
- [41] BOONRUANG, S.; GREENWELL, A.; MOHARAM, M. Multiline two-dimensional guided-mode resonant filters. *Applied optics*, Optical Society of America, v. 45, n. 22, p. 5740–5747, 2006.
- [42] BARTON, J. H. et al. All-dielectric frequency selective surface for high power microwaves. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 62, n. 7, p. 3652–3656, July 2014. ISSN 0018-926X.
- [43] BARTON, J. H. et al. 3-d printed all-dielectric frequency selective surface with large bandwidth and field of view. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 63, n. 3, p. 1032–1039, March 2015. ISSN 0018-926X.
- [44] YU, F. et al. Reflective frequency selective surface based on low-permittivity dielectric metamaterials. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing, v. 107, n. 21, p. 211906, 2015.

- [45] YU, F. et al. Polarization and angle insensitive dual-band bandpass frequency selective surface using all-dielectric metamaterials. *Journal of Applied Physics*, AIP Publishing, v. 119, n. 13, p. 134104, 2016.
- [46] COVES, A. et al. Design of narrow-band dielectric frequency-selective surfaces for microwave applications. *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, IET, v. 10, n. 3, p. 251–255, 2016.
- [47] ANSYS HFSS (High Frequency Structure Simulator), version 15.0, Ansys, Inc., Canonsburg, PA USA.
- [48] STRAW, R. *The ARRL Handbook for Radio Communications 2006*. [S.l.]: American Radio Relay League (ARRL), 2005.
- [49] NASCIMENTO, É. R. F. *Desenvolvimento de modelos neurais para o processamento de sinais acústicos visando a medição de propriedades topológicas em escoamentos multifásicos*. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo.
- [50] BLITZ, J. *Fundamentals of ultrasonics*. Butterworths, 1963.
- [51] CARVALHAIS, H. P. M. et al. Análise comparativa de dois aparelhos ultra-sônicos na remoção de pinos intraradiculares. *Arquivos em Odontologia*, v. 42, n. 2, 2006.
- [52] SERRA, C. P. *Teoria e projeto de filtros*. [S.l.]: CARTGRAF, 1983.
- [53] NEWBOLD, A. Designing buildings for the wireless age [fss]. *Communications Engineer*, IET, v. 2, n. 3, p. 18–21, 2004.
- [54] SUNG, G. H.-h. et al. A frequency-selective wall for interference reduction in wireless indoor environments. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, IEEE, v. 48, n. 5, 2006.
- [55] SUNG, G. H.; SOWERBY, K. W.; WILLIAMSON, A. The impact of frequency selective surfaces applied to standard wall construction materials. In: IEEE. *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2004. IEEE*. [S.l.], 2004. v. 2, p. 2187–2190.
- [56] SUNG, G. H.; SOWERBY, K. W.; WILLIAMSON, A. G. Angular stable frequency selective wallpapers for mitigating indoor wireless interference. In: *International Symposium on Antennas and Propagation*. [S.l.: s.n.], 2008.
- [57] SUNG, G. H.; SOWERBY, K. W.; WILLIAMSON, A. G. Modeling a low-cost frequency selective wall for wireless-friendly indoor environments. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, IEEE, v. 5, n. 1, p. 311–314, 2006.
- [58] KIERMEIER, W.; BIEBL, E. New dual-band frequency selective surfaces for gsm frequency shielding. In: IEEE. *Microwave Conference, 2007. European*. [S.l.], 2007. p. 222–225.
- [59] SUNG, G.-H.; SOWERBY, K. W.; WILLIAMSON, A. G. Equivalent circuit modelling of a frequency selective plasterboard wall. In: IEEE. *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2005 IEEE*. [S.l.], 2005. v. 4, p. 400–403.
- [60] RASPOPOULOS, M.; STAVROU, S. Frequency selective buildings through frequency selective surfaces. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 59, n. 8, p. 2998–3005, Aug 2011. ISSN 0018-926X.

- [61] RASPOPOULOS, M.; STAVROU, S. Frequency selective surfaces on building materials - air gap impact. *Electronics Letters*, v. 43, n. 13, p. 700–702, June 2007. ISSN 0013-5194.
- [62] KIANI, G. I.; WEILY, A. R.; ESSELLE, K. P. Frequency selective surface absorber using resistive cross-dipoles. In: IEEE. *Antennas and Propagation Society International Symposium 2006, IEEE*. [S.l.], 2006. p. 4199–4202.
- [63] KIANI, G. I.; WEILY, A. R.; ESSELLE, K. P. A novel absorb/transmit fss for secure indoor wireless networks with reduced multipath fading. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, IEEE, v. 16, n. 6, p. 378–380, 2006.
- [64] KIANI, G. I. et al. Oblique incidence performance of a novel frequency selective surface absorber. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, IEEE, v. 55, n. 10, p. 2931–2934, 2007.
- [65] KIANI, G. I. et al. Cross-dipole bandpass frequency selective surface for energy-saving glass used in buildings. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, IEEE, v. 59, n. 2, p. 520–525, 2011.
- [66] GUSTAFSSON, M. et al. Design of frequency selective windows for improved indoor outdoor communication. *IEEE transactions on antennas and propagation*, IEEE, v. 54, n. 6, p. 1897–1900, 2006.
- [67] MINGYUN, L.; MINJIE, H.; ZHE, W. Design of multi-band frequency selective surfaces using multi-periodicity combined elements. *Journal of Systems Engineering and Electronics*, BIAI, v. 20, n. 4, p. 675–680, 2009.
- [68] BOSSARD, J. A. et al. A novel design methodology for reconfigurable frequency selective surfaces using genetic algorithms. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, IEEE, v. 53, n. 4, p. 1390–1400, 2005.
- [69] DUBROVKA, R. et al. Multi-frequency and multi-layer frequency selective surface analysis using modal decomposition equivalent circuit method. *IET microwaves, antennas & propagation*, IET, v. 3, n. 3, p. 492–500, 2009.
- [70] ARAÚJO, L. et al. A simple dual-band frequency selective surface. *Microwave and Optical Technology Letters*, Wiley Online Library, v. 51, n. 4, p. 942–944, 2009.
- [71] CAMPOS, A.; D’ASSUNÇÃO, A. Frequency selective surfaces on iso/anisotropic substrates with dielectric losses. *Microwave and Optical Technology Letters*, Wiley Online Library, v. 49, n. 5, p. 1041–1044, 2007.
- [72] WANG, D.; YUNG, E.; CHEN, R. Spectral domain analysis of frequency-selective surfaces on biaxially anisotropic substrate. *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, IET, v. 1, n. 2, p. 335–340, 2007.
- [73] PARKER, E. A. et al. Convolution array elements and reduced size unit cells for frequency-selective surfaces. In: IET. *IEE Proceedings H (Microwaves, Antennas and Propagation)*. [S.l.], 1991. v. 138, n. 1, p. 19–22.
- [74] ROMEU, J.; RAHMAT-SAMII, Y. Dual band fss with fractal elements. *Electronics Letters*, IET, v. 35, n. 9, p. 702–703, 1999.

- [75] ROMEU, J.; RAHMAT-SAMII, Y. Fractal fss: A novel dual-band frequency selective surface. *IEEE Transactions on antennas and propagation*, IEEE, v. 48, n. 7, p. 1097–1105, 2000.
- [76] GIANVITTORIO, J. P. et al. Self-similar prefractal frequency selective surfaces for multiband and dual-polarized applications. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, IEEE, v. 51, n. 11, p. 3088–3096, 2003.
- [77] SILVA, P. H. d. F. et al. Dual-band bandstop frequency selective surfaces with gosper prefractal elements. *Microwave and Optical Technology Letters*, Wiley Online Library, v. 54, n. 3, p. 771–775, 2012.
- [78] TRINDADE, J. I. et al. Analysis of stop-band frequency selective surfaces with dürer's pentagon pre-fractals patch elements. *IEEE Transactions on Magnetics*, IEEE, v. 47, n. 5, p. 1518–1521, 2011.
- [79] CAMPOS, A.; OLIVEIRA, E. D.; SILVA, P. d. F. Miniaturization of frequency selective surfaces using fractal koch curves. *Microwave and Optical Technology Letters*, Wiley Online Library, v. 51, n. 8, p. 1983–1986, 2009.
- [80] WANG, W. T. et al. Compact angularly stable frequency selective surface using hexagonal fractal configurations. *Microwave and Optical Technology Letters*, Wiley Online Library, v. 51, n. 11, p. 2541–2544, 2009.
- [81] XUE, J.-Y. et al. A new miniaturized fractal frequency selective surface with excellent angular stability. *Progress In Electromagnetics Research*, EMW Publishing, v. 13, p. 131–138, 2010.
- [82] WERNER, D.; LEE, D. Design of dual-polarised multiband frequency selective surfaces using fractal elements. *Electronics Letters*, IET, v. 36, n. 6, p. 487–488, 2000.
- [83] NAQVI, S. M. F. *Walls that can be tuned*. <<http://ezinearticles.com/?Walls-That-Can-Be-Tuned&id=2467716>>. Acessado em: 05 de setembro de 2017.
- [84] TSAO, C.-H.; MITTRA, R. Spectral-domain analysis of frequency selective surfaces comprised of periodic arrays of cross dipoles and jerusalem crosses. *IEEE Transactions on antennas and propagation*, IEEE, v. 32, n. 5, p. 478–486, 1984.
- [85] LANGLEY, R. J.; PARKER, E. A. Double-square frequency-selective surfaces and their equivalent circuit. *Electronics Letters*, IET, v. 19, n. 17, p. 675–677, 1983.
- [86] LEE, C. K.; LANGLEY, R. Equivalent-circuit models for frequency-selective surfaces at oblique angles of incidence. In: IET. *IEE Proceedings H (Microwaves, Antennas and Propagation)*. [S.l.], 1985. v. 132, n. 6, p. 395–399.
- [87] PARKER, E. A.; VARDAXOGLU, J. C. Plane-wave illumination of concentric-ring frequency-selective surfaces. *IEE Proceedings H - Microwaves, Antennas and Propagation*, v. 132, n. 3, p. 176–180, June 1985. ISSN 0950-107X.
- [88] HUANG, J.; WU, T.-K.; LEE, S.-W. Tri-band frequency selective surface with circular ring elements. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, IEEE, v. 42, n. 2, p. 166–175, 1994.

- [89] MITTRA, R.; HALL, R.; TSAO, C.-H. Spectral-domain analysis of circular patch frequency selective surfaces. *IEEE transactions on antennas and propagation*, IEEE, v. 32, n. 5, p. 533–536, 1984.
- [90] CRUZ, R. M. S. Análise e otimização de superfícies seletivas de frequência utilizando redes neurais artificiais e algoritmos de otimização natural. Universidade Federal do Rio Grande do Norte, 2009.
- [91] DEFFENBAUGH, P. I.; RUMPF, R. C.; CHURCH, K. H. Broadband microwave frequency characterization of 3-d printed materials. *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology*, IEEE, v. 3, n. 12, p. 2147–2155, 2013.
- [92] HULST, H. C.; HULST, H. C. van de. *Light scattering by small particles*. [S.l.]: Courier Corporation, 1957.
- [93] BALANIS, C. Advanced engineering electromagnetics (vol. 20): Wiley new york. 1989.
- [94] ISHIMARU, A. *Electromagnetic Wave Propagation, Radiation, and Scattering*. [S.l.]: Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1991.
- [95] GAYLORD, T. K.; MOHARAM, M. G. Analysis and applications of optical diffraction by gratings. *Proceedings of the IEEE*, v. 73, n. 5, p. 894–937, May 1985. ISSN 0018-9219.
- [96] GAYLORD, T.; MOHARAM, M. Planar dielectric grating diffraction theories. *Applied Physics B*, Springer, v. 28, n. 1, p. 1–14, 1982.
- [97] ZI, J.; WAN, J.; ZHANG, C. Large frequency range of negligible transmission in one-dimensional photonic quantum well structures. *Applied physics letters*, AIP, v. 73, n. 15, p. 2084–2086, 1998.
- [98] ZHANG, C. et al. Enlargement of nontransmission frequency range in photonic crystals by using multiple heterostructures. *Journal of Applied Physics*, AIP, v. 87, n. 6, p. 3174–3176, 2000.
- [99] SQUIRE, E. et al. Light emission from porous silicon single and multiple cavities. *Journal of luminescence*, Elsevier, v. 80, n. 1-4, p. 125–128, 1998.
- [100] TANIYAMA, H. Waveguide structures using one-dimensional photonic crystal. *Journal of applied physics*, AIP, v. 91, n. 6, p. 3511–3515, 2002.
- [101] PÉREZ, E. X. *Design, fabrication and characterization of porous silicon multilayer optical devices*. [S.l.]: Universitat Rovira i Virgili, 2008.
- [102] BORN, M.; WOLF, E. Principles of optics pergamon. *New York*, p. 393–401, 1980.
- [103] LALANNE, P. Effective medium theory applied to photonic crystals composed of cubic or square cylinders. *Applied optics*, Optical Society of America, v. 35, n. 27, p. 5369–5380, 1996.
- [104] BARTON, J. H. et al. All-dielectric frequency selective surface for high power microwaves. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, IEEE, v. 62, n. 7, p. 3652–3656, 2014.

-
- [105]HERZIG, H. P. *Micro-optics: elements, systems and applications*. [S.l.]: CRC Press, 1997.
- [106]RUMPF, R. Design and optimization of nano-optical elements by coupling fabrication to optical behavior. 2006.
- [107]COLLIN, R. *Field Theory of Guided Waves, Section 1.5, IEEE*. [S.l.]: OUP Series on Electromagnetic Wave Theory. Oxford, UK: Oxford University Press, 1991.
- [108]OKAMOTO, K. *Fundamentals of optical waveguides*. [S.l.]: Academic press, 2010.
- [109]MARCUVITZ, N. *Waveguide handbook*. [S.l.]: Iet, 1951.
- [110]GRANN, E. B.; MOHARAM, M.; POMMET, D. A. Artificial uniaxial and biaxial dielectrics with use of two-dimensional subwavelength binary gratings. *JOSA A*, Optical Society of America, v. 11, n. 10, p. 2695–2703, 1994.
- [111]RUMPF, R. C.; JOHNSON, E. G. Modeling fabrication to accurately place gmr resonances. *Optics Express*, Optical Society of America, v. 15, n. 6, p. 3452–3464, 2007.