

Universidade Federal de Campina Grande
Centro de Engenharia Elétrica e Informática
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

**Desenvolvimento de Estruturas Irradiantes de Ordem Zero e
Inspiradas em Metamateriais**

Tese de Doutorado

Edvaldo da Silva Pires

Campina Grande – 2012

Universidade Federal de Campina Grande
Centro de Engenharia Elétrica e Informática
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

**Desenvolvimento de Estruturas Irradiantes de Ordem Zero e
Inspiradas em Metamateriais**

Tese de Doutorado

Edvaldo da Silva Pires

Tese de Doutorado submetida ao programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Campina Grande como parte dos requisitos necessários para obtenção do título de Doutor em Ciências no Domínio de Engenharia Elétrica.

Área de Conhecimento: Eletromagnetismo e Microondas Aplicados

Orientadores:

Glauco Fontgalland

Silvio Ernesto Barbin

Campina Grande – 2012

3291-2013

Universidade Federal de Campina Grande
Centro de Engenharia Elétrica e Informática
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

UFCG - BIBLIOTECA - CAMPUS I	
3291-2013	17-10-13
Doação	

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA CENTRAL DA UFCG

P667d Pires, Edvaldo da Silva
Desenvolvimento de estruturas irradiantes de ordem zero e inspiradas em metamateriais / Edvaldo da Silva Pires. – Campina Grande, 2012.
117 f. : il.

Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica) – Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Engenharia Elétrica e Informática.
Orientadores: Prof. Dr. Glauco Fontgalland e Prof. Dr. Silvio Ernesto Barbin.
Referências.

1. Antena Metamaterial. 2. Miniaturização. 3. Redes Wireless. 4. Antenas de Fio. 5. Antenas de Banda Dupla. I. Título.

CDU 537.6/.8(043)

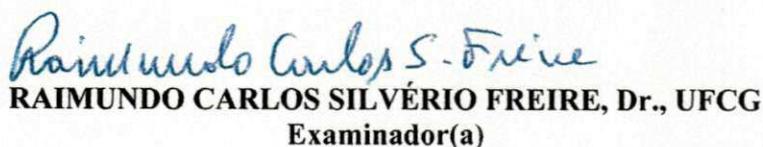
**"DESENVOLVIMENTO DE ESTRUTURAS IRRADIANTE DE ORDEM ZERO E
INSPIRADAS EM MATEMATERIAIS"**

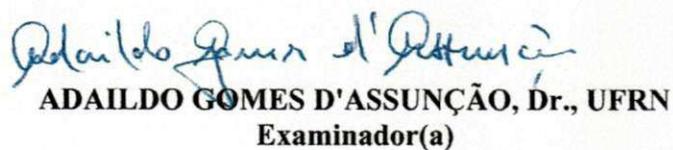
EDVALDO DA SILVA PIRES

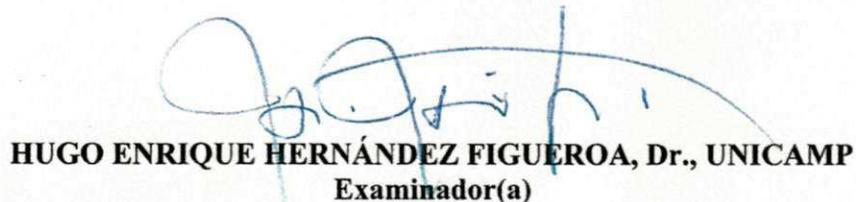
TESE APROVADA EM 09/08/2012


GLAUCO FONTGALLAND, Dr., UFCG
Orientador(a)


SILVIO ERNESTO BARBIN, Dr., USP
Orientador(a)


RAIMUNDO CARLOS SILVÉRIO FREIRE, Dr., UFCG
Examinador(a)


ADAILDO GOMES D'ASSUNÇÃO, Dr., UFRN
Examinador(a)


HUGO ENRIQUE HERNÁNDEZ FIGUEROA, Dr., UNICAMP
Examinador(a)


ANTONIO LUIZ PEREIRA DE SIQUEIRA CAMPOS, D.Sc., UFRN
Examinador(a)

CAMPINA GRANDE - PB

“O temor do Senhor é o princípio da sabedoria, ...”
(Provérbios 9:10)

Dedico este trabalho
a minha esposa Jocilene,
e a minha filha Mirelly Beatriz.

Agradecimentos

Primeiramente a Deus pela vida e pelas vitórias que tem me proporcionado.

Ao professor Glauco Fontgalland pela orientação e oportunidade de realização deste trabalho.

Ao professor Silvio Ernesto Barbin pela orientação.

Ao professor Marcos Antônio Barbosa de Melo pela orientação.

Ao professor Rômulo Raimundo Maranhão do Valle pelas sugestões.

Ao Engenheiro Galba pela ajuda nos experimentos.

Aos meus colegas Crezo Junior, Paulo Ixtânio, Raquel Aline e Claudio Pereira pelas suas contribuições e ajuda.

A Universidade Federal de Campina Grande e a COPELE pela confiança depositada e por ter me concedido a oportunidade de cursar a pós-graduação.

A CAPES e ao CNPq pelo suporte financeiro para a realização deste trabalho.

A todos aqueles que contribuíram direta ou indiretamente para a realização deste trabalho.

Resumo

Neste trabalho de tese são desenvolvidos alguns dispositivos irradiantes com a aplicação da teoria dos metamateriais. Os metamateriais são materiais que até então não podem ser encontrados na natureza, mas podem ser construídos artificialmente, e são compostos em sua maioria de metal e dielétrico. É apresentada uma breve cronologia histórica da fundamentação teórica dos metamateriais, baseada nas equações que regem o comportamento eletromagnético em materiais convencionais.

Este trabalho tem como contribuições alguns dispositivos irradiantes que são projetados e desenvolvidos para aplicação em sistemas wireless. Esses foram concebidos com a aplicação da teoria metamaterial regidos por parâmetros de linha de transmissão. A primeira estrutura é a antena ZORW (*Zeroth-order resonating wire*), concebida com a utilização de uma das características dos metamateriais, que é o comprimento de onda infinito. Em função dessa característica o tamanho da estrutura não depende do comprimento de onda, mas apenas das capacitâncias e indutâncias presentes na estrutura. A segunda estrutura irradiante é a antena MIWA (*Metamaterial-inspired wire antenna*), desenvolvida a partir de modificações feitas na antena ZORW. Depois dessas modificações, a antena perdeu as características metamateriais e, com isso, passou a ser uma antena inspirada em metamaterial. Como consequência das modificações, a nova antena passou a ter características de banda dupla e a operar nas faixas de 2,45 GHz e 5,5 GHz. Resultados consistentes são obtidos nas faixas de frequências pretendidas. Foram utilizados para simulação o CST Microwave Studio e o FDTD (*Finite Difference Time Domain*), desenvolvido para simulação de algumas das estruturas. As antenas foram projetadas para serem utilizadas em equipamentos que suportam os padrões da família IEEE 802.11, denominados comercialmente como equipamentos para redes wireless.

Palavras chave: Antena metamaterial, miniaturização, redes wireless, antenas de fio, antenas de banda dupla.

Abstract

In this thesis are developed some devices radiating in the application of the theory of metamaterials. Metamaterials are materials which until then cannot be found in nature, but can be constructed artificially, and are made in its majority of metal and dielectric. A brief historical chronology of the theoretical foundation of metamaterials is presented, based on the equations that govern the electromagnetic behavior in conventional materials.

This work has as contributions some radiating devices which are designed and developed for use in wireless systems. These were conceived with the application of the metamaterial theory governed by parameters of transmission line. The first structure is ZORW (Zeroth-order resonating wire) antenna, designed with the use of a characteristic of metamaterials, which is the wavelength infinity. In agreement with this characteristic the structure size not dependent upon wavelength, but only of the inductances and capacitances present in the structure. The second radiating structure is the MIWA (Metamaterial-inspired wire antenna) antenna, developed from modifications of the ZORW antenna. After these changes the antenna lost the metamaterials characteristics, and with this became a metamaterial-inspired antenna. As a result of the changes the new antenna now has dual-band characteristics, and operates in the range of 2.45 GHz and 5.5 GHz. Consistent results are obtained in the frequency bands desired. Were used for simulation and the CST Microwave Studio and the FDTD (Finite Difference Time Domain), developed for simulate some of the structures. The antennas are projected for use in equipment that supports the standards of the IEEE 802.11 family, known commercially as equipment for wireless networks.

Keywords: metamaterial antenna, miniaturization, wireless network, wire antennas, dual-band antennas.

Índice

CAPÍTULO 1.....	1
1.1 Introdução.....	1
CAPÍTULO 2.....	5
Fundamentação Teórica	5
2.1 Breve Histórico e Fundamentação Teórica dos metamateriais.....	5
2.1.1 Tríade da mão direita e da mão esquerda	6
2.1.2 Índice de refração negativo	10
2.1.3 Condições de Contorno.....	12
2.1.4 Inversão da Lei de Snell.....	14
2.2 Estruturas LH Reais.....	18
2.2.1 Permissividade e Permeabilidade Negativa	19
2.2.2 Permissividade Negativa em Meios Artificiais	20
2.2.3 Permeabilidade negativa em meios artificiais	24
2.2.4 Permissividade e permeabilidade em meios artificiais	27
2.3 Linha de Transmissão CRLH	34
2.3.1 Dedução de uma LT CRLH sem perdas	36
2.3.2 Impedância de Entrada.....	45
2.3.3 LT CRLH artificial	48
2.3.4 Antena Ressonante CRLH.....	52
2.4 Antenas Inspiradas em Metamateriais.....	58
2.5 Síntese	61
CAPÍTULO 3.....	63
Estruturas Metamateriais Desenvolvidas	63
3.1 Introdução.....	63
3.2 Antena de fio ressonante de ordem zero	63
3.3 Confecção da Antena ZORW	64
3.4 Resultados Obtidos com a Simulação da Antena ZORW.....	67
3.5 Construção do protótipo da antena ZORW	74
3.5.1 Antena ZORW com operação em 1,2 GHz.....	75
3.6 Síntese	80
CAPÍTULO 4.....	82
Estrutura Inspirada em Metamaterial Desenvolvida.....	82

4.1	Introdução.....	82
4.2	Antena de Fio Banda Dupla Inspirada em Metamaterial.....	82
4.3	Metodologia de obtenção da antena MIWA.....	83
4.4	Resultados obtidos por Simulação e Medidos	85
4.5	Síntese	88
CAPÍTULO 5.....		89
Aplicações da família ZORW em Sistemas Wireless		89
5.1	Introdução.....	89
5.2	Outras Antenas Desenvolvidas	89
5.2.1	Resultados Obtidos por Simulação e Medidos	91
5.3	Aplicações da família ZORW em Sistemas Wireless	95
5.3.1	Aplicações propostas para as antenas.....	99
CAPÍTULO 6.....		102
Conclusão		102
Trabalhos Futuros		102
6.1	Conclusão.....	102
6.2	Trabalhos Futuros.....	103
APÊNDICE A.....		105
Método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo - FDTD.....		105
A.1	Equações de Maxwell	106
A.2	Algoritmo de Yee	107
A.3	Precisão e Estabilidade.....	110
A.4	Excitação.....	111
A.5	Procedimentos	111
Referências Bibliográficas		112

Lista de Figuras

Figura 2. 1 - Propagação da onda eletromagnética: (a) em um material da mão direita e (b) em um material da mão esquerda [Veselago, 1968].....	6
Figura 2. 2 - (a) Representação do produto vetorial entre o campo elétrico, campo magnético e vetor de onda.....	9
Figura 2. 3 - (a) Representação do produto vetorial entre o campo elétrico, campo magnético e vetor de onda.....	10
Figura 2. 4 - Condições de contorno na interface entre um meio RH e um meio LH.....	14
Figura 2. 5 - Onda plana incidente na fronteira entre dois meios.....	15
Figura 2. 6 - Refração negativa em dois meios diferentes.....	18
Figura 2. 7 - Arranjo de fios condutores dispostos de forma a produzir um meio com permissividade negativa [Rotman, 1962].....	21
Figura 2. 8 - Diagrama de dispersão. A linha contínua é a dispersão da luz no espaço livre; o tracejado em xis é a parte imaginária, e o tracejado em ponto é a parte real [Pendry et al., 1998].	24
Figura 2. 9 - Ressonador em forma de anel (SRR) [Pendry et al., 1999].	25
Figura 2. 10 - Arranjo de SRR [Pendry et al., 1999]	26
Figura 2. 11 - Permeabilidade efetiva obtida através dos parâmetros escolhidos: (a) $\rho=200$ e (b) $\rho=2000$ [Pendry et al., 1999].	26
Figura 2. 12 - Combinação de TW e SRR [Smith et al., 2000].	27
Figura 2. 13 - Curvas de dispersão: (a) Campo magnético paralelo ao eixo do anel e (b) Campo magnético perpendicular ao eixo do anel [Smith et al., 2000].....	28
Figura 2. 14 - Resultado experimental da potência transmitida em um meio metamaterial [Smith et al., 2000].	28
Figura 2. 15 - Estrutura bidimensional LH [Shelby et al., 2001].	29
Figura 2. 16 - Esquema do aparato experimental [Shelby et al., 2001].	29
Figura 2. 17 - Potência transmitida em função do ângulo de refração para amostras de teflon e material LH [Shelby et al., 2001].....	30
Figura 2. 18 - Índice de refração versus frequência [Shelby et al., 2001].....	31
Figura 2. 19 - Classificação dos parâmetros dos meios eletromagnéticos possíveis [Richard, 2006].	32
Figura 2. 20 - Estrutura metamaterial e resposta ao sinal eletromagnético [D. Schurig et al., 2006].	33
Figura 2. 21 - Absorvedor metamaterial e resposta do sinal eletromagnético, simulado (linha contínua) e medido (tracejado) [Hu et al., 2010].....	34
Figura 2. 22 - Modelos infinitesimais dos circuitos equivalentes de LT, (a) LT RHM, (b) LT LHM, (c) LT CRLH [Sanada and Itoh, 2004].	35
Figura 2. 23 - Modelo incremental da LT MTM CRLH [Sanada and Itoh, 2004].	36
Figura 2. 24 - Modelo incremental simétrico.	37
Figura 2. 25 - Modelo do circuito equivalente infinitesimal de uma LT CRLH ideal [Caloz et al., 2004].	40
Figura 2. 26 - Frequências angulares séries ω_{se} e paralelas ω_{pa} de uma LT CRHL MTM [Caloz and Itoh, 2005].	44

Figura 2. 27 - Linha de transmissão terminada em ZA.	45
Figura 2. 28 - LT com curto - circuito.....	46
Figura 2. 29 - LT com circuito aberto.....	47
Figura 2. 30 - Modelo do circuito de uma LT CRLH composta por elementos periódicos [Caloz and Itoh, 2005].	49
Figura 2. 31 - Diagrama de dispersão para tensões com sentido positivo e negativo no eixo z.....	51
Figura 2. 32 - (a) Relação de dispersão da LT CRLH e frequências angulares ressonantes do ressoador correspondente. (b) Distribuições típicas dos modos de ressonância e tensão para o caso de um LT CRLH terminada com circuito aberto [Caloz and Itoh, 2005].	53
Figura 2. 33 - Ressonâncias de um ressoador periódico CRLH	55
Figura 2. 34 - Comparação do tamanho entre duas antenas que operam em 4,9 GHz. (a) antena patch. (b) antena de ordem zero [Sanada et al., 2004].	56
Figura 2. 35 - Antena de microfita metamaterial de diferentes tamanhos, com frequência de operação em 2,4 GHz; com suas respectivas eficiências (η), ganhos (G) e níveis de lobos laterais (sidelobe levels - SSL) [Rennings et al., 2007]......	57
Figura 2. 36 - Frequência de operação da antena ZORA e da antena patch em função do comprimento físico ℓ [Rennings et al., 2007].....	57
Figura 2. 37 - Esquema da CPW carregada com SRR, tocos e capacitores interdigitais [Borja et al., 2011].	59
Figura 2. 38 – (a)Protótipo da antena banda dupla inspirada em metamaterial comparada com uma antena monopolo convencionada e, (b) Coeficiente de reflexão [Zhu et al., 2009].....	60
Figura 2. 39 – Fluxo de corrente: (a) Banda inferior e (b) Banda superior.	60
Figura 3. 1 – (a-b-c) Modelo da célula unitária da antena ZORW. (d) Circuito equivalente da antena ZORW. (e) Circuito equivalente da capacitância do “gap” do loop e da capacitância entre os fios.....	65
Figura 3. 2 - (a-b) Antena ZORW composta por 4 células unitárias. (c) Célula unitária.....	65
Figura 3. 3 - Diagrama de dispersão e frequências de ressonâncias da antena ZORW.....	66
Figura 3. 4 - Coeficiente de reflexão da antena uma célula da antena ZORW	68
Figura 3. 5 - Coeficiente de reflexão da antena ZORW composta por duas células.....	70
Figura 3. 6 - Coeficiente de reflexão da antena ZORW composta por três células.....	70
Figura 3. 7 - Coeficiente de reflexão da antena ZORW composta por quatro células.....	71
Figura 3. 8 - Diagrama de irradiação da antena ZORW composta por quatro células.....	73
Figura 3. 9 - Modelo da célula unitária da antena ZORW modificada.	73
Figura 3. 10 - Diagrama de irradiação em três dimensões da antena ZORW modificada (uma célula).....	74
Figura 3. 11 – Simulação da antena ZORW com três células unitárias.....	75
Figura 3. 12 – Protótipo da antena ZORW com três células unitárias.....	75

Figura 3. 13 – Coeficiente de reflexão do arranjo de células da antena ZORW para 1 GHz.	76
Figura 3. 14 – Simulação e protótipo da célula unitária da antena ZORW modificada com o casador de impedância.	78
Figura 3. 15 – Coeficiente de reflexão da ZORW modificada.	79
Figura 3. 16 – Diagrama de irradiação da ZORW modificada.	79
Figura 3. 17 – Ganho e eficiência da antena ZORW modificada.	80
Figura 4. 1 – Desenho das estruturas das antenas: (a-b) ZORW e (c-d) MIWA. (e) Circuito equivalente.	83
Figura 4. 2 – Geometria da antena MIWA.	84
Figura 4. 3 – Protótipo da antena MIWA.	85
Figura 4. 4 – Coeficiente de reflexão simulado e medido.	86
Figura 4. 5 – Diagrama de irradiação simulado e medido em 2,45 GHz.	87
Figura 4. 6 – Diagrama de irradiação simulado e medido em 5,5 GHz.	87
Figura 4. 7 – Ganho e eficiência da antena MIWA.	88
Figura 5. 1 - Geometria das antenas: (a) dipolo dobrado, (b) monopolo dobrado.	90
Figura 5. 2 - Protótipos das antenas: (a) e (b) antena dipolo, (c) e (d) antena monopolo.	92
Figura 5. 3 - Comparação entre os coeficientes de reflexão medido e simulado da antena dipolo.	92
Figura 5. 4 - Comparação entre o coeficiente de reflexão medido e simulado da antena monopolo.	93
Figura 5. 5 - Diagramas de irradiação simulado e medido antena dipolo inspirado em MTM: (a) Plano-H e (b) Plano-E.	94
Figura 5. 6 - Diagramas de irradiação simulado e medido da antena monopolo inspirado em MTM: (a) Plano-E e (b) Plano-H.	94
Figura 5. 7 – Espectro de frequências de utilização no Wi-Fi.	100
Figura 5. 8 – Exemplo de instalação da antena MIWA em computador portátil.	100
Figura 5. 9 – Exemplo de instalação da antena MIWA diretamente em uma placa de roteador wireless.	101

Lista de Símbolos

μ	Permeabilidade magnética
ε	Permissividade elétrica
σ	Condutividade elétrica
μ_r	Permeabilidade magnética relativa
ε_r	Permissividade elétrica relativa
λ_g	Comprimento de onda guiado
λ_{LH}	Comprimento de onda LH
μ_{ef}	Permeabilidade magnética efetiva
ε_{ef}	Permissividade elétrica efetiva
\vec{S}	Vetor de <i>Poynting</i>
η	Impedância da onda
ω	Frequência angular
ω_{0m}	Frequência de ressonância magnética
ω_{pm}	Frequência magnética do plasma
ω_p	Frequência angular do plasma
F	Frequência
\vec{E}	Vetor campo elétrico
\vec{E}_0	Vetor campo elétrico constante
\vec{H}	Vetor campo magnético
\vec{B}	Densidade de fluxo magnético

\vec{D}	Densidade de fluxo elétrico
\vec{J}	Densidade de corrente elétrica
ρ	Densidade volumétrica de carga elétrica
\vec{k}	Vetor de onda
k_0	Número de onda no espaço livre
k_x	Constante de fase na direção x
β	Constante de fase
\vec{r}	Vetor posição
z	Coordenada retangular
\vec{v}_p	Vetor velocidade de fase
n	Índice de refração
c_0	Velocidade da luz no vácuo
\hat{n}	Vetor unitário
ρ_s	Densidade superficial de carga elétrica
\vec{J}_s	Corrente de superfície
θ	Ângulo
ζ	Constante de amortecimento
m_{ef}	Massa efetiva
n	Densidade dos elétrons
n_{ef}	Densidade efetiva do elétron
r	Raio

γ	Fator de amortecimento
F	Área fracional da célula unitária
R	Resistividade do metal
a	Período espacial no eixo x
P	Período espacial no eixo y
V	Tensão da fonte
C_R	Capacitância da “mão direita”
C_L	Capacitância da “mão esquerda”
L_R	Indutância da “mão direita”
L_L	Indutância da “mão esquerda”
i	Corrente de entrada
Δi	Varição da corrente
Z	Impedância
Z_{in}	Impedância de entrada
Z_c	Impedância característica
Y	Admitância
v_g	Velocidade de grupo
Γ	Coefficiente de reflexão de tensão

Lista de Abreviaturas

MTM	Metamaterial
LHM	<i>Left-handed material</i> - Material da “mão esquerda”
NRI	<i>Negative refractive index material</i> - Índice de refração negativo
RHM	<i>Right-handed materials</i> - Material da “mão direita”
EM	Eletromagnético
TEM	Transverso eletromagnético
LT	Linha de transmissão
MHz	Megahertz
GHz	Gigahertz
THz	Terahertz
TW	<i>Thin-wire</i>
SRR	<i>Split Ring Resonator</i> - Ressonador de anel com fenda
DPS	Duplamente positivo
ENG	Épsilon negativo
MNG	Mi negativo
DNG	Duplamente negativo
SHF	<i>Super high frequency</i> - Frequência super alta
FDTD	<i>Finite Difference on Time Domain</i> - Diferenças Finitas no Domínio do Tempo
CST	<i>Software comercial</i>
BW	<i>Band width</i> - Largura de banda

3D	Três dimensões
CRLH	<i>Composite right/left-handed</i> - Composto da “mão direita e esquerda”
ZOR	<i>Zeroth-order resonator</i> - Ressorador de ordem zero
ZORA	<i>Zeroth-order resonator antenna</i> - Antena ressoadora de ordem zero
ZORW	<i>Zeroth-order resonating wire</i> - Fio ressonante de ordem zero
LTCC	<i>Low Temperature Co-fired Ceramics</i>
MMIC	<i>Microwave and millimeter wave integrated circuits</i>
CPW	<i>Coplanar waveguide</i>
Wi-Fi	<i>Wireless Fidelity</i>
MIWA	<i>Metamaterial-inspired wire antenna</i> - Antena de fio inspirada em metamaterial
WPAN	<i>Wireless Personal Area Network</i>
IR	Infravermelho
WLAN	<i>Wireless Local Area Network</i>
IEEE	<i>Institute of Electrical and Electronic Engineers</i>
WMAN	<i>Wireless Metropolitan Area Network</i>
WiMAX	Worldwide Interoperability for Microwave Access
ETSI	<i>European Telecommunications Standard Institute</i>
MIMO	<i>Multiple-Input and Multiple-Output</i>

CAPÍTULO 1

1.1 Introdução

Atualmente, o avanço da tecnologia dos novos materiais e dos processos de fabricação favorece o progresso tecnológico em áreas que demandam precisão e qualidade. Em engenharia de telecomunicações os metamateriais (MTM), que primeiramente foram conhecidos como materiais da mão esquerda (*left-handed material* - LHM) ou materiais com índice de refração negativo (*negative refractive index material* - NRI), representam uma área de investigação bastante promissora. Nesta área são muitos os avanços no desenvolvimento de novos dispositivos, que utilizam fenômenos eletromagnéticos antes não observados. Os metamateriais são construídos artificialmente com a combinação de fios e *patches* metálicos e materiais dielétricos, dispostos adequadamente. Os efeitos de estruturas desse tipo podem ser equivalentemente descritos por parâmetros do meio (momentos de dipolo elétrico e magnético, suscetibilidades elétrica ou magnética, permissividade elétrica e permeabilidade magnética) ou representados por parâmetros de linha de transmissão (indutância e capacitância distribuídas, impedância e admitância, constante de propagação e impedância característica). A aplicação da teoria metamaterial tem sido útil para o projeto de dispositivos de microondas como radiadores eletricamente pequenos, antenas *leaky-wave* com radiação *broadside* e radiadores altamente diretivos. Estes são alguns exemplos das funcionalidades obtidas com o uso de dispositivos metamateriais.

Os dispositivos construídos com a tecnologia MTM até então, podem ser divididos em duas categorias: dispositivos baseados em metamateriais e dispositivos inspirados em metamateriais. Os baseados em metamateriais, em geral, são meios fabricados artificialmente que podem ser projetados para obter comportamentos eletromagnéticos (EM) que não podem ser encontrados facilmente na natureza. Já dispositivos inspirados em metamateriais podem ser classificados como todos aqueles obtidos através da aplicação dos conceitos metamateriais e consistem, na realidade, de dispositivos regulares carregados com algumas inclusões ou exclusões metálicas, mas o comportamento eletromagnético é semelhante aos dispositivos construídos com base na teoria clássica.

Dispositivos metamateriais estão em crescente desenvolvimento, com a expectativa de que os seus efeitos incomuns contribuam para o surgimento de novos equipamentos. No estudo desses equipamentos as pesquisas estão direcionadas para o desenvolvimento de absorvedores e equipamentos invisíveis a radiação eletromagnética. Outros dispositivos construídos apresentando características metamateriais fazem uso da aplicação de parâmetros de linha de transmissão (L e C). Em RF as estruturas mais beneficiadas com o potencial dos metamateriais são as linhas de transmissões e as antenas. Com a aplicação desses parâmetros veio o descobrimento de efeitos como o comprimento de onda infinito que pode permitir ao dispositivo, por exemplo, apresentar características de miniaturização. A redução do dispositivo, nesse caso, dependerá apenas das indutâncias (L) e capacitâncias (C) presentes. Os processos de fabricação

aplicados aos MTM também contribuem para a construção de equipamentos cada vez menores juntamente com a forma e geometria do dispositivo. Diversos dispositivos metamateriais fabricados com a utilização da tecnologia planar estão presentes nos artigos científicos e já aplicados na indústria.

Este trabalho está dividido em 6 capítulos. No primeiro capítulo é dada uma breve noção do que são os metamateriais. No Capítulo 2, é mostrada uma breve cronologia histórica da fundamentação teórica dos metamateriais, baseada nas equações que regem o comportamento eletromagnético em materiais convencionais. É mostrada a aplicação do que foi desenvolvido, como estruturas artificiais que podem ser descritas por parâmetros constituintes do meio, como permissividade elétrica e permeabilidade magnética. Efeitos antes não encontrados em dispositivos da teoria clássica, como velocidade de fase negativa e índice de refração negativo são analisados. No mesmo capítulo, segue-se com a apresentação da teoria metamaterial descrita agora por parâmetros de linha de transmissão. São mostradas algumas estruturas que apresentam as novas características e efeitos que só os metamateriais proporcionam.

No Capítulo 3 são mostrados os dispositivos irradiantes projetados. Esses começam a ser concebidos com a aplicação da teoria metamaterial regidos por parâmetros de linha de transmissão. A primeira antena foi concebida com a utilização de uma das características dos metamateriais, que é o comprimento de onda infinito. Nesta condição o tamanho da estrutura não depende do comprimento de onda, mas apenas das capacitâncias e indutâncias presentes na estrutura.

No Capítulo 4 é apresentado os detalhes de construção da segunda estrutura irradiante, que foi desenvolvida a partir de modificações feitas na antena projetada no Capítulo 3. Depois das modificações a antena perdeu as características metamateriais, e com isso passou a ser uma antena inspirada em metamaterial. Essa nova estrutura tem características banda dupla, e opera nas faixas de 2,45 GHz e 5,5 GHz.

No Capítulo 5 são mostradas duas estruturas construídas baseadas nas antenas dos capítulos 3 e 4. Nesse capítulo, também é apresentado algumas propostas de aplicação para as antenas desenvolvidas neste trabalho.

No Capítulo 6, têm-se as considerações finais e trabalhos futuros. E por fim no Apêndice A é feito um resumo da teoria do método FDTD.

CAPÍTULO 2

Fundamentação Teórica

2.1 Breve Histórico e Fundamentação Teórica dos metamateriais

A descoberta de materiais, que têm como característica a propagação da energia eletromagnética na forma não-convencional, iniciou-se no ano de 1968. Em [Veselago, 1968] o cientista russo Veselago apresentou à comunidade científica um interessante estudo em que foram investigadas, teoricamente, as consequências eletrodinâmicas de um meio no qual tanto a permissividade elétrica, ϵ , quanto a permeabilidade magnética, μ , seriam negativas. Com esse estudo ele concluiu que tal meio teria características de propagação significativamente diferentes dos meios convencionais, tais como: velocidade de grupo e de fase antiparalelas, inversão do deslocamento Doppler, refração anômala, inversão do sinal das condições de contorno que relacionam as componentes normais do campo elétrico e magnético na interface entre um meio convencional e um meio metamaterial (nessa mesma interface, ocorreria a inversão da lei de Snell e a refração negativa).

Veselago mostrou, ainda, que o campo elétrico \vec{E} , o campo magnético \vec{H} e o vetor de onda \vec{k} , de uma propagação EM, em um material identificado como da mão esquerda (“*left-handed*” materials – LHM), formam uma tríade reproduzida pela mão esquerda.

2.1.1 Triáde da mão direita e da mão esquerda

Em um material convencional identificado como da mão direita (“*right-handed*” materials – RHM) a energia (representada pelo vetor de Poynting \vec{S}) e as frentes de onda EM, viajam afastando-se da fonte (Fig. 2.1a), para satisfazer a causalidade. De maneira diferente, em um LHM as frentes de onda viajam numa direção oposta, de volta para a fonte, enquanto que a energia continua se afastando da fonte (Fig.2.1b).

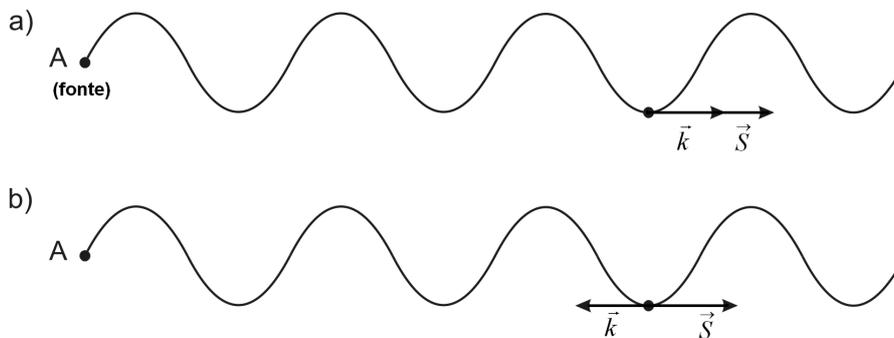


Figura 2. 1 - Propagação da onda eletromagnética: (a) em um material da mão direita e (b) em um material da mão esquerda [Veselago, 1968].

Na forma da propagação convencional da energia, o produto vetorial do campo elétrico \vec{E} com o campo magnético \vec{H} e o vetor de onda \vec{k} formam a tríade da mão direita. Nesse caso, o vetor de onda está no sentido da direção de propagação. Essa dedução é feita a partir das equações de Maxwell em um meio linear e não dispersivo para campos harmônicos e com as equações constitutivas do meio, respectivamente.

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\vec{B} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + j\omega\vec{D} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_e \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

e

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.6)$$

As equações da onda plana (Equações 2.7 e 2.8) fornecem informações sobre a resposta fundamental do meio,

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (2.7)$$

$$\vec{H} = \frac{\vec{E}_0}{\eta} e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (2.8)$$

em que $\eta = \frac{|\vec{E}|}{|\vec{H}|}$ é a impedância da onda.

Considerando um meio sem fonte e sem perdas, $\vec{J} = 0$ e fazendo a substituição da expressão da onda plana, Equação(2.7), na equação de Maxwell (Lei de Faraday), Equação(2.1), tem-se:

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E} &= -j\omega\mu\vec{H} \Rightarrow \vec{H} = \frac{1}{-j\omega\mu} \nabla \times \vec{E} \\ \vec{H} &= \frac{1}{-j\omega\mu} \nabla \times \vec{E}_0 e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Para solução da Equação (2.9) resolve-se o termo $\nabla \times \vec{E}_0 e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}}$ utilizando-se a identidade vetorial $\nabla \times u\vec{A} = \nabla u \times \vec{A} + u \nabla \times \vec{A}$, \vec{A} é substituído por \vec{E}_0 e u por $e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}}$, dessa forma tem-se:

$$\begin{aligned}
\nabla \times \vec{E}_0 e^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}} &= \nabla e^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}} \times \vec{E}_0 + e^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}} \nabla \times \vec{E}_0 \\
\nabla \times \vec{E}_0 e^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}} &= \nabla e^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}} \times \vec{E}_0 \\
\nabla \times \vec{E}_0 e^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}} &= -j\vec{k} e^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}} \times \vec{E}_0
\end{aligned} \tag{2.10}$$

Fazendo a substituição da Equação (2.10) na Equação (2.9) tem-se

$$\begin{aligned}
\vec{H} &= \frac{1}{-j\omega\mu} \left(-j\vec{k} e^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}} \times \vec{E}_0 \right) \\
\vec{H} &= \frac{1}{\omega\mu} \vec{k} e^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}} \times \vec{E}_0 \Rightarrow \vec{H} = \frac{1}{\omega\mu} \vec{k} \times \vec{E}_0 e^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}} \\
\vec{H} &= \frac{1}{\omega\mu} \vec{k} \times \vec{E} \Rightarrow \vec{k} \times \vec{E} = \omega\mu\vec{H}
\end{aligned} \tag{2.11}$$

De maneira semelhante à anterior, com a utilização das Equações (2.2) e (2.8), obtém-se:

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega \varepsilon \vec{E} \tag{2.12}$$

As Equações (2.11) e (2.12) representam a tríade da mão direita (+ $\varepsilon > 0$ e + $\mu > 0$), como pode ser visto na Fig. 2.2. O vetor de onda \vec{k} nessas equações está no sentido positivo da propagação (perpendicular ao plano que contém os vetores \vec{E} e \vec{H}) conforme a regra da mão direita.

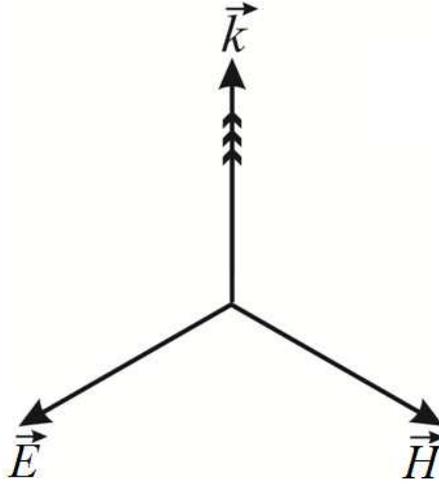


Figura2. 2 - (a) Representação do produto vetorial entre o campo elétrico, campo magnético e vetor de onda.

Na forma de propagação não-convencional esse produto vetorial resulta no vetor de onda com sentido oposto à direção de propagação (tríade da mão esquerda). Um material LH é um meio eletromagnético que exibe a permissividade elétrica, ϵ , e a permeabilidade magnética, μ , simultaneamente negativas. A natureza duplamente negativa dos parâmetros constitutivos, ϵ e μ , surgem quando as ondas eletromagnéticas exibem velocidade de fase e velocidade de grupo anti-paralelas (ondas LH). Com esta condição tem-se a tríade da mão esquerda ($\epsilon < 0$ e $\mu < 0$), sendo $\epsilon = -\epsilon_1$ e $\mu = -\mu_1$ as Equações (2.11) e (2.12) são reescritas na forma;

$$\vec{k} \times \vec{E} = -\omega\mu_1\vec{H} \quad (2.13)$$

e

$$\vec{k} \times \vec{H} = \omega\epsilon_1\vec{E} . \quad (2.14)$$

Essas equações estão representadas graficamente na Fig. 2.3. O vetor de onda \vec{k} , neste caso, está no sentido negativo da propagação (perpendicular ao plano que contém os vetores \vec{E} e \vec{H}) conforme a regra da mão esquerda.

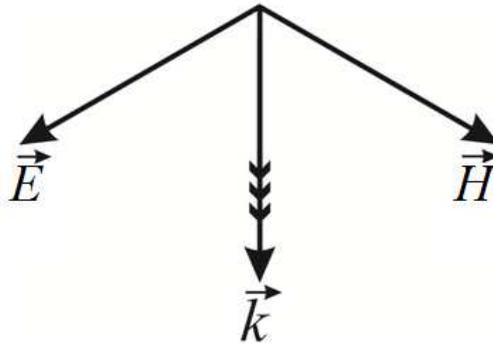


Figura 2.3 - (a) Representação do produto vetorial entre o campo elétrico, campo magnético e vetor de onda.

Como a frequência é uma quantidade sempre positiva, a velocidade de fase $v_p = \omega/k$, ao longo de uma normal à frente de onda, será positiva se k estiver no sentido positivo da propagação e será negativa se k estiver no sentido negativo da propagação. Dessa forma tem-se que a velocidade de fase em um meio LH é oposta à velocidade de fase em um meio RH.

2.1.2 Índice de refração negativo

As equações de onda ou equação de propagação de Helmholtz para os campos elétrico \vec{E} e magnético \vec{H} são escritas na forma:

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2 \mu \epsilon \vec{E} = 0 \quad (2.15)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + \omega^2 \mu \varepsilon \vec{H} = 0 \quad (2.16)$$

em que $k^2 = \omega^2 \mu \varepsilon$, a constante k no meio dielétrico é definida como o número de onda (módulo do vetor de onda) e é escrita na forma;

$$k = \omega \sqrt{\mu \varepsilon} = \frac{\omega}{v} = 2\pi \frac{f}{v} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.17)$$

$$k = \omega \sqrt{(\mu_r \mu_0)(\varepsilon_r \varepsilon_0)} = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} = n \frac{\omega}{c} = nk_0 \quad (2.18)$$

em que $n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$, é o índice de refração;

$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}}$, é a velocidade da luz no vácuo e;

k_0 é o número de onda no espaço livre.

Em um meio LH a constante de fase será negativa se o índice de refração for um número real negativo.

Considerando o campo elétrico com apenas uma componente e sem variação nas direções x e y , ou seja, $(\partial/\partial x) = (\partial/\partial y) = 0$, a Equação (2.15) é reduzida a:

$$\frac{\partial^2 E(z)}{\partial z^2} + \omega^2 \mu \varepsilon E(z) = 0 \quad (2.19)$$

Uma solução para a Equação da onda (2.19) tem a forma $E = E_0 e^{-jkz}$ (considerando que a onda está se propagando na direção positiva da trajetória). Observa-se que a Equação (2.19) não muda se os sinais de ε e μ forem ambos positivos ou negativos, mas para definição do índice de refração, que é dado por:

$$n = \pm\sqrt{\varepsilon\mu}, \quad (2.20)$$

em um meio LH, deve-se escolher o sinal negativo ($n = -\sqrt{\varepsilon\mu}$) para satisfazer a causalidade [Pendry and Smith, 2004].

2.1.3 Condições de Contorno

As condições de contorno na interface entre dois meios, um com ε_1 e μ_1 e outro com ε_2 e μ_2 , são obtidas através das equações de Maxwell.

O mesmo procedimento tomado para a obtenção dessas equações nos materiais RH é feito nos materiais LH. Dessa forma, tem-se que:

$$\hat{n} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = \rho_s \quad (2.20)$$

$$\hat{n} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0 \quad (2.21)$$

$$\hat{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \quad (2.22)$$

$$\hat{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{J}_s. \quad (2.23)$$

onde ρ_s é a densidade superficial de carga elétrica na interface, \vec{J}_s é a corrente de superfície e \hat{n} é vetor unitário normal à interface que aponta do meio 1 para o meio 2.

Na ausência de cargas e fontes as Equações (2.20), (2.21), (2.22) e (2.23) são reescritas como:

$$\hat{n} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = 0 \quad (2.24)$$

$$\hat{n} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0 \quad (2.25)$$

$$\hat{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \quad (2.26)$$

$$\hat{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = 0 \quad (2.27)$$

As Equações (2.24) e (2.25) indicam que o vetor resultante da diferença entre os vetores densidades de dois meios é perpendicular ao vetor unitário \hat{n} . Devido a isso as componentes normais dessas densidades são iguais e podem ser escritas como:

$$D_{1n} = D_{2n} \quad (2.28)$$

$$B_{1n} = B_{2n} \quad (2.29)$$

As Equações (2.26) e (2.27) indicam que o vetor resultante da diferença entre os campos é paralelo ao vetor unitário \hat{n} . Portanto, as componentes tangenciais dos campos são iguais e podem ser escritas como:

$$E_{1t} = E_{2t} \quad (2.30)$$

$$H_{1t} = H_{2t} \quad (2.31)$$

Das Equações (2.30) e (2.31) pode-se concluir que as condições de contorno das componentes tangenciais dos campos \vec{E} e \vec{H} são inalteradas na interface de separação dos dois meios, pois a relação das componentes tangenciais não tem dependência da permissividade ε ou da permeabilidade μ . Nas Equações (2.28) e (2.29), pode ser observado que as condições de contorno das componentes normais são alteradas (são dependentes de ε e de μ), pois sofrem alterações de sinais no meio LH.

Conclui-se que, as componentes tangenciais dos campos \vec{E} e \vec{H} permanecem inalteradas, enquanto suas componentes normais se tornam antiparalelas na interface entre um meio RH e um meio LH.

As condições de contorno na interface entre dois meios LH têm comportamento similar às condições de contorno na interface entre dois meios RH. Na Fig. 2.4 pode-se observar um caso específico de uma interface entre um meio RH e um meio LH.

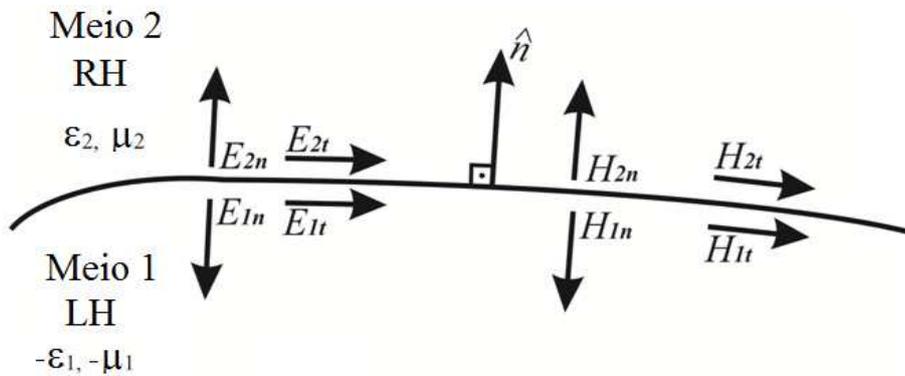


Figura 2.4 - Condições de contorno na interface entre um meio RH e um meio LH

2.1.4 Inversão da Lei de Snell

Uma onda plana TEM (com polarização paralela ou horizontal) da forma,

$$\vec{E}_{inc} = \vec{E}_i e^{-j\vec{k}_i \cdot \vec{r}}, \quad (2.36)$$

parte do meio 1 e incide na fronteira entre dois meios homogêneos sem perdas.

Em geral, parte da onda deverá ser refletida para o meio 1,

$$\vec{E}_{refl} = \vec{E}_r e^{-j\vec{k}_r \cdot \vec{r}}, \quad (2.37)$$

e a outra parte deverá ser transmitida para o meio 2,

$$\vec{E}_{trans} = \vec{E}_t e^{-j\vec{k}_t \cdot \vec{r}}, \quad (2.38)$$

como pode ser visualizado na Fig. 2.5.

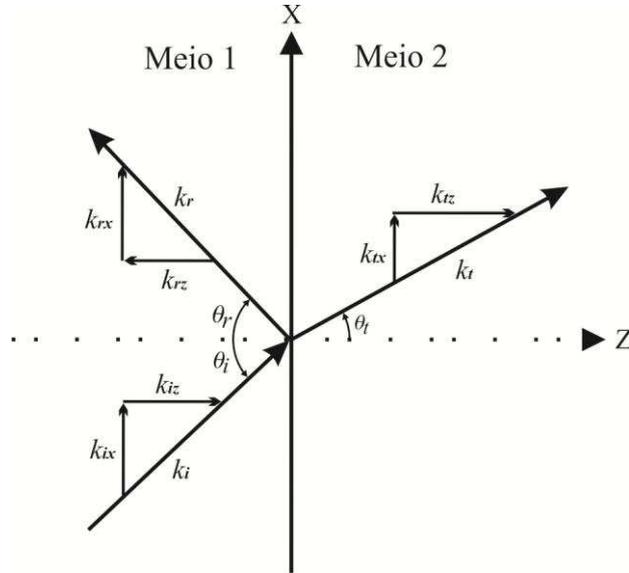


Figura 2. 5 - Onda plana incidente na fronteira entre dois meios.

De acordo com as Equações (2.30) e (2.31) as componentes tangenciais dos campos \vec{E} e \vec{H} em $z=0$ são iguais. Dessa forma, as Equações (2.36), (2.37) e (2.38) podem ser escritas em função das componentes tangenciais:

$$\vec{E}_{t,inc} = \vec{E}_t e^{-j(k_{ix}x+k_{iy}y)} \quad (2.39)$$

$$\vec{E}_{t,refl} = \vec{E}_r e^{-j(k_{rx}x+k_{ry}y)} \quad (2.40)$$

$$\vec{E}_{t,trans} = \vec{E}_t e^{-j(k_{tx}x+k_{ty}y)} \quad (2.41)$$

Essas componentes devem ser contínuas para todos os valores de x e y no plano $z=0$. Isso só é possível se todos os campos de lados adjacentes à fronteira tiverem a mesma variação com x e y . Sendo assim, o campo total é

a soma dos campos incidente e refletido no meio 1 e o campo transmitido no meio 2:

$$\vec{E}_i e^{-j(k_{ix}x+k_{iy}y)} + \vec{E}_r e^{-j(k_{rx}x+k_{ry}y)} = \vec{E}_t e^{-j(k_{tx}x+k_{ty}y)}. \quad (2.42)$$

Utilizando as condições de casamento de fase na interface:

$$k_{ix} = k_{rx} = k_{tx} = k_x \quad (2.43)$$

e

$$k_{iy} = k_{ry} = k_{ty} = k_y. \quad (2.44)$$

Isso quer dizer que as constantes de fase de propagação ao longo de x e y são iguais para todas as ondas.

As componentes tangenciais dos vetores de onda podem ser expressas em função dos seus ângulos correspondentes, através da análise da Fig. 2.5. As componentes em x são:

$$k_{ix} = k_i \text{sen}(\theta_i) \quad (2.45)$$

$$k_{rx} = k_r \text{sen}(\theta_r) \quad (2.46)$$

$$k_{tx} = k_t \text{sen}(\theta_t) \quad (2.47)$$

Da Equação (2.43) com a utilização das Equações (2.45) e (2.46) tem-se que

$$k_i \text{sen}(\theta_i) = k_r \text{sen}(\theta_r)$$

↓

$$k_0 n_i \text{sen}(\theta_i) = k_0 n_r \text{sen}(\theta_r).$$

Como se trata do mesmo meio, $n_i = n_r$;

$$\text{sen}(\theta_i) = \text{sen}(\theta_r)$$

↓

$$\theta_i = \theta_r. \quad (2.48)$$

A Equação (2.48), conhecida como a lei da reflexão de *Snell*, é imutável na interface entre um meio RH e um meio LH. Isso ocorre porque os campos incidentes e refletidos estão relacionados através do mesmo meio.

Com a utilização das Equações (2.45) e (2.47) na Equação (2.43) tem-se a relação $k_i \text{sen}(\theta_i) = k_t \text{sen}(\theta_t)$. Os meios 1 e 2 sendo diferentes, pode-se escrever:

$$\begin{aligned} k_0 n_i \text{sen}(\theta_i) &= k_0 n_t \text{sen}(\theta_t) \\ \Downarrow \\ n_i \text{sen}(\theta_i) &= n_t \text{sen}(\theta_t). \end{aligned} \quad (2.49)$$

A Equação (2.49) é a lei da refração de *Snell* e diz que o sinal tem resposta contrária ao convencional se partir de um meio RH e incidir em um meio LH (ou vice versa). Essa mudança ocorre devido ao aparecimento do sinal negativo do índice de refração do meio LH. Na Fig. 2.6 observa-se como se dá o comportamento da onda quando refratada para um meio LH. Como pode ser observado o vetor de onda \vec{k} e vetor de *Pointing* \vec{S} estão no sentido da propagação em um meio RH, enquanto que no meio LH o vetor de onda tem sentido contrário à propagação, mas o vetor de *Pointing* permanece no sentido da propagação.

Se os meios 1 e 2 são LH, a lei de Snell permanece imutável devido ao cancelamento mútuo dos dois sinais negativos provenientes dos índices de refração dos dois meios.

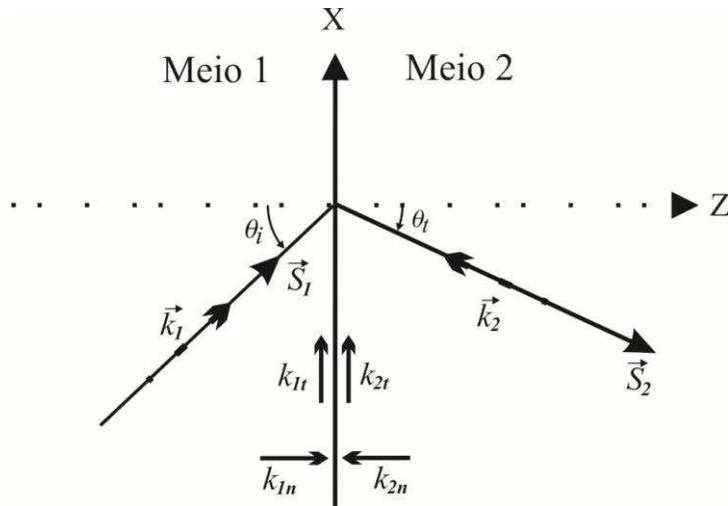


Figura 2. 6 - Refração negativa em dois meios diferentes.

2.2 Estruturas LH Reais

Devido a indisponibilidade de materiais com características metamateriais presentes na natureza, houve o estudo e desenvolvimento de materiais artificiais, com permissividade e permeabilidade negativas. Com isso, abriram-se vários caminhos para o projeto de dispositivos artificiais que possibilitaram a propagação de ondas eletromagnéticas (EM) num sentido contrário ao convencional.

2.2.1 Permissividade e Permeabilidade Negativa

Para se compreender como ocorre o efeito da permissividade elétrica e da permeabilidade magnética, ambas negativas, geradas pela onda eletromagnética em materiais, é apresentado nesta seção o modelo de *Drude-Lorentz*.

Conceitualmente os átomos e as moléculas, de um material real, são substituídos por um conjunto de osciladores eletrônicos harmonicamente acoplados e ressonantes em uma frequência ω_0 . Em frequências abaixo de ω_0 , um campo elétrico aplicado, desloca os elétrons em relação ao núcleo desses átomos e induz uma polarização na mesma direção do campo elétrico aplicado. Para frequências próximas da frequência de ressonância ω_0 a polarização induzida é muito forte, como é típico em fenômenos de ressonância. A ressonância, em torno de ω_0 , representa um acúmulo de energia em muitos ciclos, que é uma quantidade considerável de energia armazenada no meio polarizado. A energia armazenada é tão significativa que mesmo mudando bruscamente o sinal do campo elétrico aplicado, o efeito sobre a polarização em torno de ω_0 é pequeno, ou seja, a polarização fica fora de fase com o campo elétrico externo, dessa forma o material exhibe uma resposta negativa [Pendry et al., 2004] e [Hu et al., 2010]. Agora se em vez de elétrons for um conjunto de momentos magnéticos harmonicamente acoplados, então uma resposta magnética deverá acontecer.

Embora incomum, os materiais com permissividade negativa ou permeabilidade negativa não são difíceis de serem encontrados na natureza.

Nesse caso, cada material possui apenas uma característica negativa (ϵ ou μ) em uma determinada faixa de frequência. As ressonâncias elétricas em materiais existentes que fornecem aumento da polarização elétrica ocorrem tipicamente em frequências muito elevadas, no espectro visível, para metais como a prata, ouro e alumínio. Por outro lado as ressonâncias em sistemas magnéticos ocorrem em regiões de frequências a partir do terahertz (THz) até o infravermelho. Sendo assim, os processos fundamentais elétricos e magnéticos que produzem aumento aos fenômenos da ressonância, em materiais naturais, simplesmente não ocorrem na mesma frequência. Devido a isso, se iniciaram novos estudos para o desenvolvimento de estruturas artificiais que fornecessem, nas mesmas faixas de frequências, os efeitos de permissividade e permeabilidade negativas.

2.2.2 Permissividade Negativa em Meios Artificiais

Na prática, os meios artificiais com permissividade negativa começaram a ser desenvolvidos a partir da década de 1950, através de várias técnicas que simulavam o comportamento dos plasmas. Em uma dessas técnicas, apresentada em 1962, o plasma poderia ser simulado através de um arranjo de fios condutores retos dispostos paralelamente [Rotman, 1962]. Esse tipo de meio, construído para baixas frequências, começou a ser desenvolvido a partir da década de 1990. Os meios artificiais poderiam ser simulados através de um arranjo tridimensional de fios finos (*Thin-wire* – TW) condutores e retos,

dispostos paralelamente (Fig. 2.7). Com essa configuração o arranjo passa a exibir uma forte resposta, em uma faixa de frequências, devido aos campos eletromagnéticos externos.

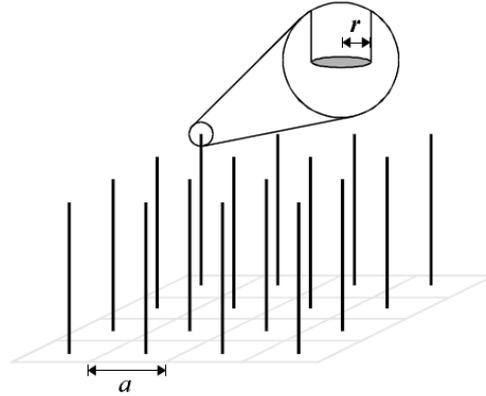


Figura 2.7 - Arranjo de fios condutores dispostos de forma a produzir um meio com permissividade negativa [Rotman, 1962].

O diâmetro e o espaçamento dos fios devem ser muito menores que o comprimento de onda, de forma que a onda eletromagnética que passa pelo material “veja” o arranjo dos elementos como se fosse um material homogêneo. Dessa forma temos um material eletricamente homogêneo descrito macroscopicamente pela permissividade elétrica.

A função permissividade efetiva ϵ_{ef} que obedece ao modelo de *Drude-Lorentz*, em baixas frequências, para arranjos de fios finos com utilização em metamateriais [Pendry et al., 1996] é dada por:

$$\epsilon_{ef}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 - \omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + j\omega\zeta}, \quad (2.50)$$

em que ω_p é a frequência angular do plasma, ζ é a constante de amortecimento e ω_0 é a menor frequência angular que limita a banda elétrica inferior proibida.

Nesse tipo de arranjo a frequência de plasma ω_p e a frequência de ressonância ω_0 são determinadas somente pela geometria da malha, e não pela carga, massa efetiva m_{ef} ou pela densidade efetiva dos elétrons n_{ef} , como é o que acontece naturalmente em materiais naturais. A fórmula clássica da frequência de plasma é dada por:

$$\omega_p^2 = \frac{n_{ef} e^2}{\varepsilon_0 m_{ef}}. \quad (2.51)$$

Considerando que o deslocamento dos elétrons é feito ao longo dos eixos dos fios da Fig. 2.7, então a densidade de elétrons nestes fios é n . A densidade desses elétrons ativos na estrutura como um todo é dada pela fração do espaço ocupado pelos fios;

$$n_{eff} = n \frac{\pi r^2}{a^2}. \quad (2.52)$$

Em que r é o raio do fio e a é o lado da “célula” onde está contido o fio. Então a massa efetiva dos elétrons passa a ser definida como:

$$m_{eff} = \frac{\mu_0 \pi r^2 e^2 n}{2\pi} \ln\left(\frac{a}{r}\right). \quad (2.53)$$

Com essas considerações a equação da frequência do plasma, Equação (2.51), toma a forma de:

$$\omega_p^2 = \frac{n_{eff} e^2}{\varepsilon_0 m_{eff}} = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ln\left(\frac{a}{r}\right)}. \quad (2.54)$$

Nota-se a partir da Equação (2.54) que, embora a frequência de plasma possa ser expressa em termos da massa efetiva e carga dos elétrons, essas quantidades microscópicas se cancelam e levam a expressão a conter apenas parâmetros macroscópicos no sistema, que são os raios e os espaçamentos entre os fios [Pendry et al., 1998], ou seja, somente a geometria.

Para $\omega_0 < \omega < \omega_p$, a permissividade é negativa. Como a frequência de ressonância do plasma pode ser fixa em qualquer valor, fenômenos (incluindo permissividade negativa) que são encontrados em frequências ópticas podem ser reproduzidos em baixas frequências (até alguns megahertz). Se os fios tiverem descontinuidades elétricas (forem truncados) o resultado é a introdução de uma frequência de ressonância ω_0 não nula, o que resulta na diminuição da região da permissividade negativa que ficará entre ω_0 e ω_p .

A constante de amortecimento ζ é dada por:

$$\zeta = \frac{\epsilon_0 a^2 \omega_p^2}{\pi \sigma r^2}, \quad (2.55)$$

em que σ é a condutividade do metal.

Na Fig. 2.8 pode ser visto o diagrama de dispersão calculado para uma estrutura com fios de espessura de 20 microns, onde a frequência de plasma ocorre aproximadamente em 9 GHz. Abaixo dessa frequência a permissividade se torna negativa e o vetor de onda é imaginário.

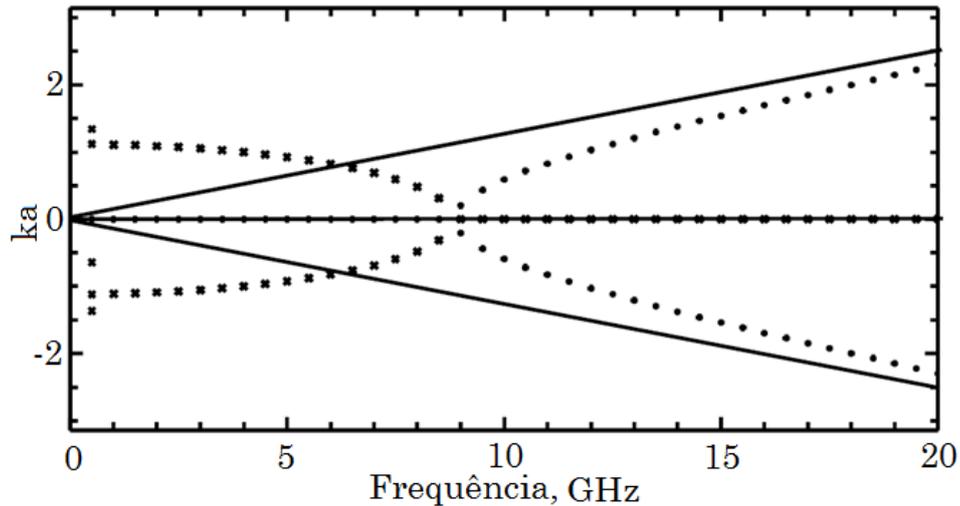


Figura 2. 8 - Diagrama de dispersão. A linha contínua é a dispersão da luz no espaço livre; o tracejado em xis é a parte imaginária, e o tracejado em ponto é a parte real [Pendry et al., 1998].

2.2.3 Permeabilidade negativa em meios artificiais

A obtenção da permeabilidade negativa através de materiais artificiais foi possibilitada por [Pendry et al., 1999]. Para produzir esse efeito foram utilizados vários ressoadores na forma de anéis com fenda (*Split Ring Resonator* - SRR) para compor um arranjo periódico de elementos. Cada ressoador consistia na verdade, de dois anéis concêntricos na forma da letra “C”, sendo que o anel interno tem a forma de um “C” invertido, conforme ilustrado na Fig. 2.9.

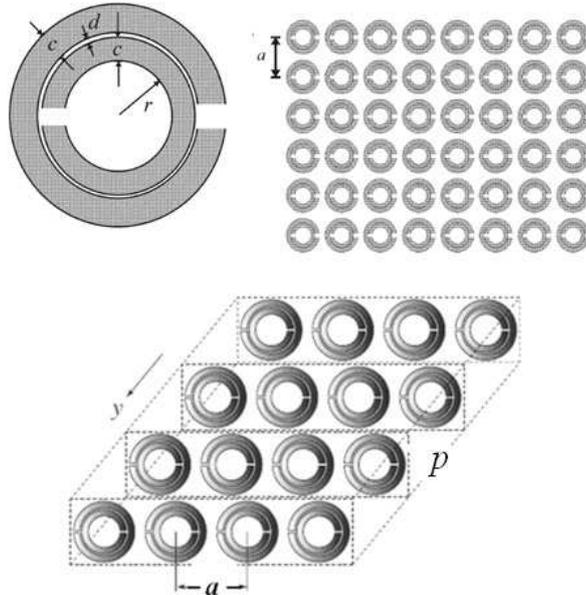


Figura 2. 9 - Ressonador em forma de anel (SRR) [Pendry et al., 1999].

Essas estruturas podem ser vistas como circuitos em miniatura e funcionam da seguinte forma: um campo magnético variante no tempo (perpendicular à face da estrutura) induz uma força eletromotriz no plano do elemento, provocando a circulação de correntes no condutor. O “gap” no plano da estrutura introduz uma capacitância no circuito planar e dá origem a uma frequência de ressonância magnética, definida pela geometria do elemento. A finalidade do anel interno é gerar uma grande capacitância na distância entre os anéis, diminuindo consideravelmente a frequência de ressonância magnética e concentrando o campo elétrico. Cada estrutura SRR pode ser vista como um átomo magnético equivalente ao de um metamaterial. Um meio constituído por esses elementos tem a função permeabilidade efetiva dada por:

$$\mu_{ef}(\omega) = 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \omega_{0m}^2 + j\omega\gamma} \quad (2.56)$$

Sendo que $\omega_{0m} = \frac{3Pc_0^2}{\pi \ln(2cr^3/d)}$ é a frequência de ressonância

magnética, que mais uma vez depende apenas da geometria do arranjo. Por

sua vez $\gamma = \frac{2P\rho}{r\mu_0}$ é o fator de amortecimento devido às perdas no metal e

$F = \pi r^2/a^2$ é a área fracional da célula unitária ocupada pelo interior do SRR.

Nessas equações r é o raio interno do menor anel; c é a largura do anel; d é o espaço radial entre os anéis concêntricos; ρ é a resistividade e P é o período espacial no eixo y ; a é o período espacial no eixo x .

Quando $\mu_{ef} < 0$; $\omega_{0m} < \omega < \frac{\omega_{0m}}{\sqrt{1-F}} = \omega_{pm}$, ω_{pm} é a frequência magnética

do plasma. Para o arranjo apresentado na Fig. 2.10, obtêm-se os resultados vistos na Fig. 2.11.

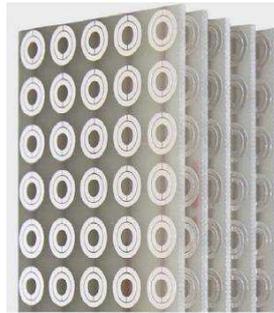


Figura 2. 10 - Arranjo de SRR [Pendry et al., 1999]

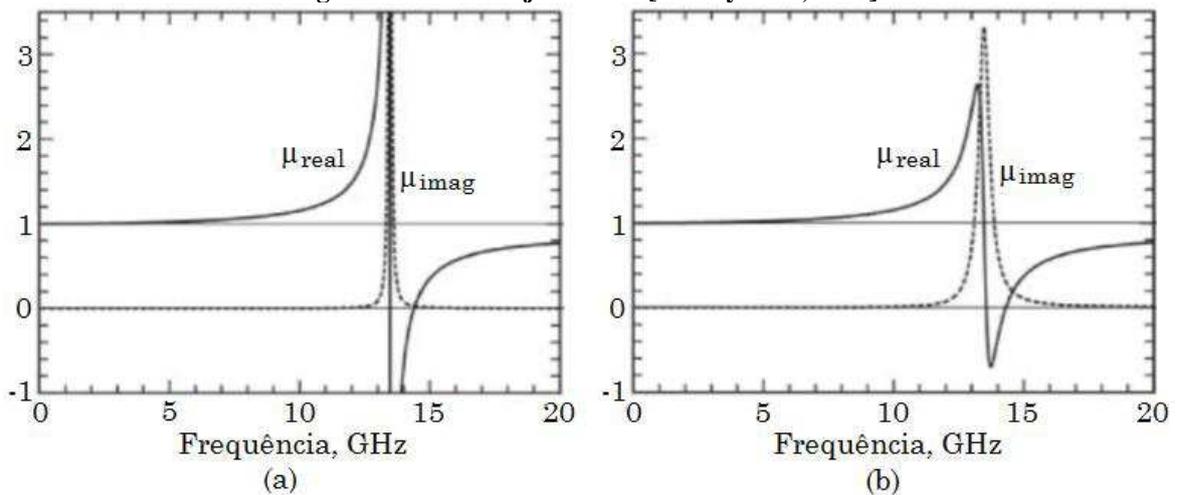


Figura 2. 11 - Permeabilidade efetiva obtida através dos parâmetros escolhidos: (a) $\rho=200$ e (b) $\rho=2000$ [Pendry et al., 1999].

2.2.4 Permissividade e permeabilidade em meios artificiais

Depois da descoberta e do conhecimento de como se construir um meio artificial que apresente, individualmente, a permissividade negativa ou a permeabilidade negativa, foi feita a combinação desses dois meios para se obter um único meio que apresente esses dois efeitos simultaneamente. Isso foi realizado por *Smith*, em maio de 2000 [Smith et al., 2000], que apresentou inicialmente uma estrutura anisotrópica. O protótipo do arranjo é visto na Fig. 2.12.



Figura 2. 12 - Combinação de TW e SRR [Smith et al., 2000].

A curva de dispersão para essa estrutura encontra-se na Fig. 2.13. Como pode ser observado na Fig. 2.13(a), (onde o campo elétrico é paralelo ao plano do anel e o campo magnético paralelo ao eixo do anel) a linha pontilhada que vai de 4,15 a 4,45 GHz é a região onde ocorre a combinação da permissividade e da permeabilidade negativas, de forma a permitir uma propagação com característica do efeito metamaterial (ondas contra-propagantes). Na Fig. 2.13(b) pode ser visto que quando o campo magnético incide perpendicularmente ao eixo do anel a indução magnética será reduzida e a resposta dos efeitos requeridos será atenuada.

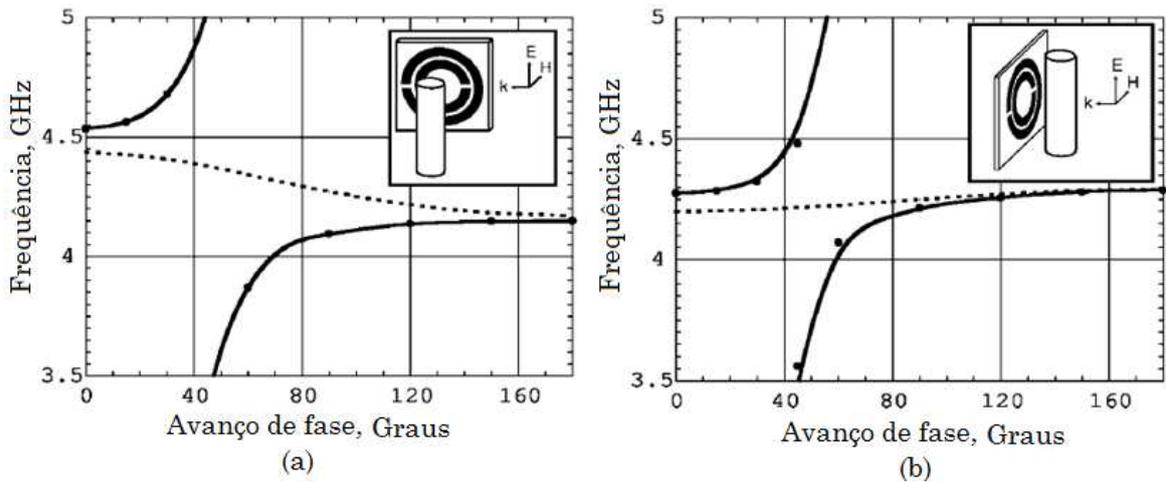


Figura 2. 13 - Curvas de dispersão: (a) Campo magnético paralelo ao eixo do anel e (b) Campo magnético perpendicular ao eixo do anel [Smith et al., 2000].

Na Fig. 2.14 são apresentados os resultados experimentais da potência transmitida em um meio composto apenas por SRR (linha contínua) e um meio composto pela combinação dos SRR e TW (linha pontilhada). Somente com o arranjo de TW tem-se uma frequência de plasma a partir de 12 GHz. Abaixo dessa frequência, a potência transmitida é atenuada a níveis abaixo do patamar de ruído do detector que é de -52 dBm, essa é a região onde a permissividade é negativa. Quando os SRR são combinados com os TW surge uma banda passante com efeitos LH (linha pontilhada).

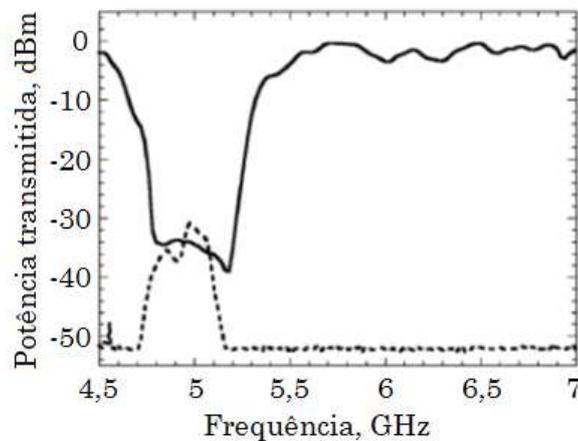


Figura 2. 14 - Resultado experimental da potência transmitida em um meio metamaterial [Smith et al., 2000].

Uma estrutura metamaterial bidimensional desenvolvida por Shelby [Shelby et al., 2001] para comprovação do índice de refração negativo predito teoricamente por Veselago, pode ser observada na Fig. 2.15.

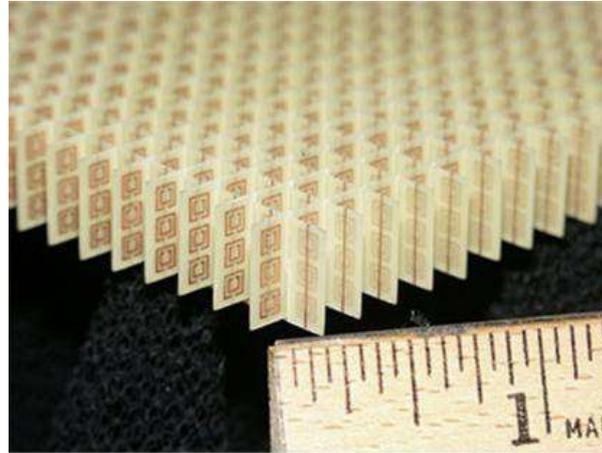


Figura 2. 15 - Estrutura bidimensional LH [Shelby et al., 2001].

A estrutura LH foi cortada em forma de cunha e colocada num aparato experimental, como se vê na Fig. 2.16.

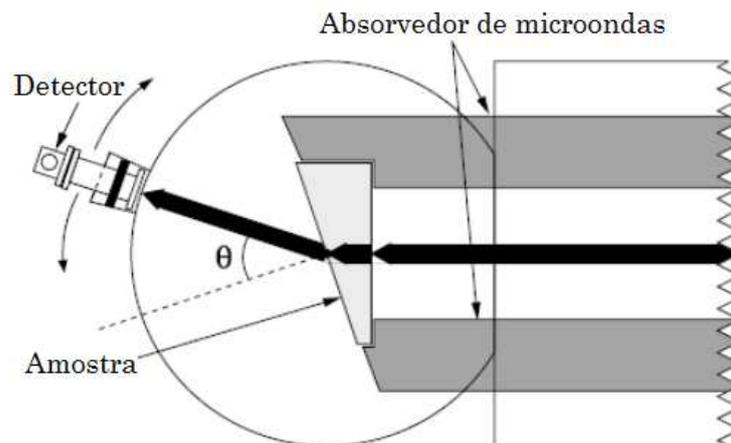


Figura 2. 16 - Esquema do aparato experimental [Shelby et al., 2001].

Um detector foi rotacionado, como apresentado na Fig. 2.16, com passos de $1,5^\circ$ e o espectro da potência transmitida foi medido em função do ângulo θ , normal a interface. A seta preta densa, na Fig. 2.16, representa um feixe de

micro-ondas que seria refratado por uma amostra com índice de refração positivo.

Como resultado desse experimento, foi evidenciado que o máximo do coeficiente de transmissão é medido no ângulo negativo, abaixo da normal, quando uma amostra de metamaterial é adicionada ao aparato e um máximo da transmissão é medido no ângulo positivo, acima da normal, quando a cunha de metamaterial é trocada por outra de teflon com mesma dimensão. Esses resultados podem ser vistos na Fig. 2.17.

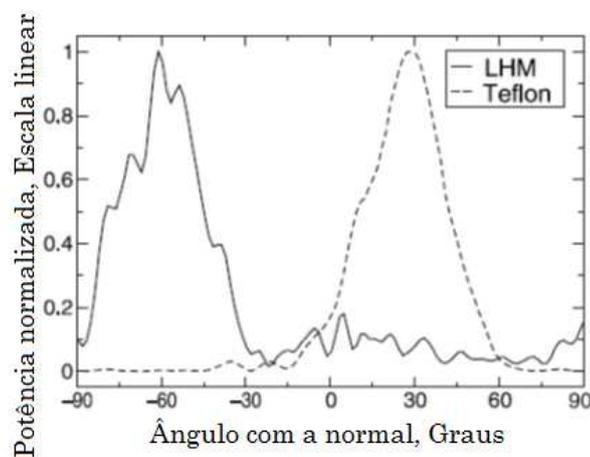


Figura 2. 17 - Potência transmitida em função do ângulo de refração para amostras de teflon e material LH [Shelby et al., 2001].

Os índices de refração em função da frequência das amostras LHM e teflon podem ser vistos na Fig. 2.18.

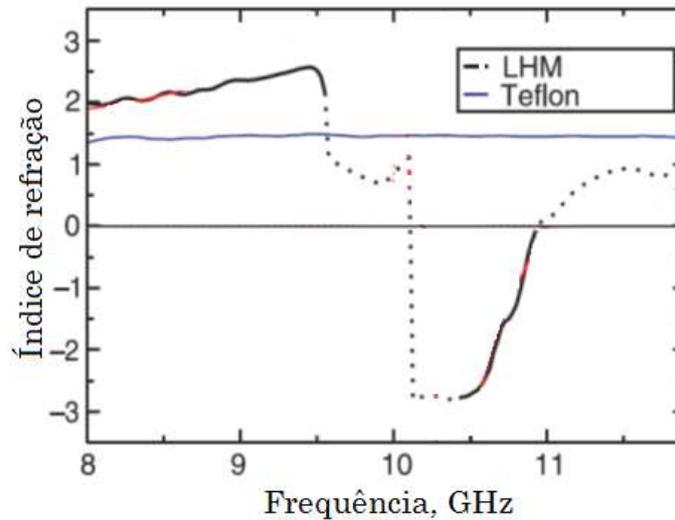


Figura 2. 18 - Índice de refração versus frequência [Shelby et al., 2001].

A combinação de arranjos geométricos de diferentes tipos de estruturas pode resultar, basicamente, em quatro tipos de meios [Richard, 2006]:

- O meio convencional com ϵ e μ positivos, duplamente positivos (DPS);
- O meio elétrico tipo banda proibida com ϵ negativo e μ positivo, épsilon negativo (ENG);
- O meio magnético tipo banda proibida ϵ positivo e μ negativo, mi negativo (MNG);
- E o meio metamaterial ϵ e μ negativos, duplamente negativos (DNG).

Na Fig. 2.19 podem ser visualizadas essas quatro situações.

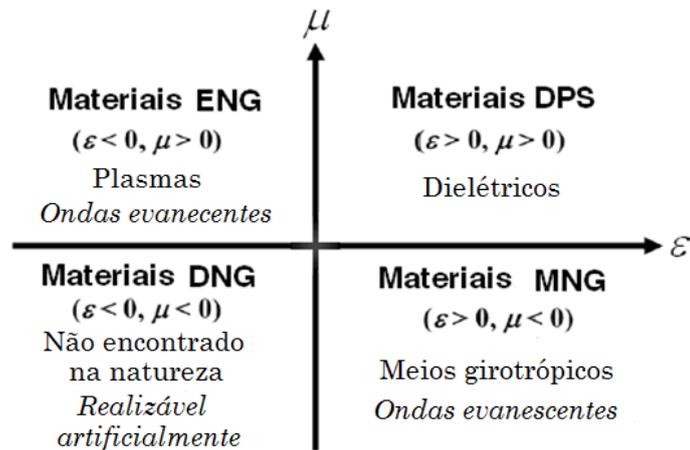


Figura 2. 19 - Classificação dos parâmetros dos meios eletromagnéticos possíveis [Richard, 2006].

Embora muito interessante do ponto de vista da Física os materiais da mão esquerda, formados por fios (TW) e anéis (SRR), têm uma limitação do ponto de vista de transmissão. Isso porque as estruturas são ressonantes, e conseqüentemente exibem altas perdas e largura de banda estreita. As perdas descritas em [Smith et al., 2000] e [Smith and Kroll, 2000] para a primeira estrutura TW-SRR (Fig. 2.12) foi superior a 30 dB (Fig. 2.14). A otimização dos mecanismos de acoplamento apresentado em [Greegor et al., 2003], melhorou as características de transmissão de uma estrutura LH que passou a ter perdas mínimas em torno de 4 dB na faixa de frequências que vai de 13,6 GHz a 14,8 GHz, estes resultados são para três células. Se o número de células for aumentado, as perdas também aumentarão. Tais desempenhos ainda não são vantajosos para aplicações em engenharia de micro-ondas, especificamente na faixa de SHF na qual essas estruturas foram empregadas. Geralmente, as estruturas constituídas de elementos ressonantes não constituem um bom meio de transmissão para um sinal modulado. A transmissão passa a conter distorções provenientes da estrutura ressonante. Portanto, um sinal modulado

não pode ser transmitido eficientemente por um meio que apresente características de propagação ressonante.

Devido às limitações de transmissão apresentadas, uma série de outras aplicações alternativas vem sendo exploradas com o emprego da tecnologia de materiais LH. Uma aplicação interessante foi a obtenção da considerada invisibilidade de objetos metálicos em uma faixa estreita de frequências em torno de 8,5 GHz [D. Schurig et al., 2006] e [Maci, 2010]. Um cilindro de cobre foi envolvido por uma estrutura metamaterial, que por sua vez guiou a onda eletromagnética de forma que o cilindro não interferisse na passagem do sinal, como pode ser visualizado na Fig. 2.20.

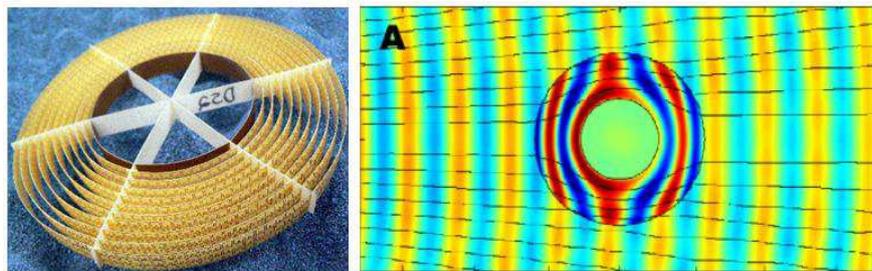


Figura 2. 20 - Estrutura metamaterial e resposta ao sinal eletromagnético [D. Schurig et al., 2006].

Outra aplicação que vem sendo explorada é o uso dos metamateriais, na faixa do Terahertz (THz) [Hu et al., 2010]. Nessa faixa os metamateriais são utilizados como absorvedores. A absorção feita pelo metamaterial visto na Fig. 2.21 atinge 70% em 1,3 THz .

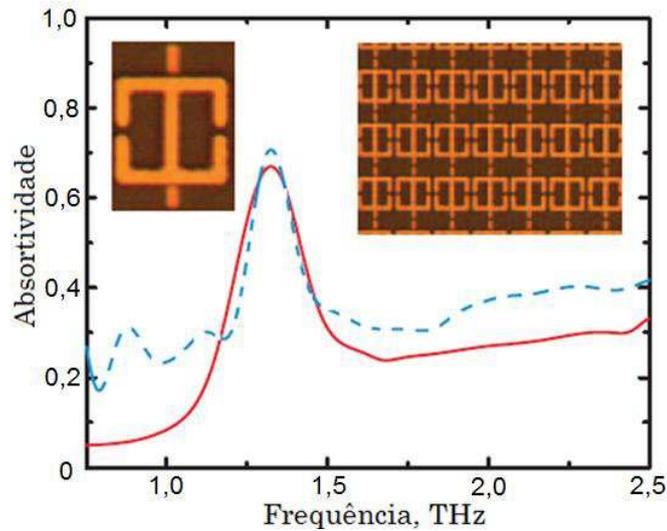


Figura 2. 21 - Absorvedor metamaterial e resposta do sinal eletromagnético, simulado (linha contínua) e medido (tracejado) [Hu et al., 2010].

2.3 Linha de Transmissão CRLH

Foram apresentadas nas seções anteriores estruturas metamateriais LH descritas por parâmetros constituintes do meio (permissividade e permeabilidade), com seus efeitos incomuns e suas limitações. Dando continuidade ao que foi exposto, serão apresentadas a teoria e algumas estruturas metamateriais descritas por parâmetros de linha de transmissão.

Uma linha de transmissão (LT) composta por materiais da mão direita (“*right-handed*” – RH) e da mão esquerda (“*left-handed*” - LH) é denominada de linha de transmissão composta com material da mão direita e esquerda (*composite right/left-handed* – CRLH) [Sanada and Itoh, 2004]. Na Fig. 2.22, podem ser vistos os modelos infinitesimais dos circuitos equivalentes de uma linha de transmissão sem perdas RH (convencional), LH e CRLH respectivamente.

Na Fig. 2.22(a) é apresentado um modelo infinitesimal (MI) de uma LT RH, que é representado pela combinação de uma indutância por unidade de comprimento em série L'_R e uma capacitância por unidade de comprimento em paralelo C'_R . O modelo infinitesimal de uma LT LH, visualizado na Fig. 2.22(b), é a combinação de uma capacitância vezes unidade de comprimento em série C'_L e uma indutância vezes unidade de comprimento paralela L'_L , que é o dual da LT RH. O modelo infinitesimal da LT CRLH pode ser observado na Fig. 2.22(c), esta consiste de uma indutância por unidade de comprimento L'_R em série com uma capacitância vezes unidade de comprimento C'_L , e uma capacitância por unidade de comprimento C'_R em paralelo com uma indutância vezes unidade de comprimento L'_L .

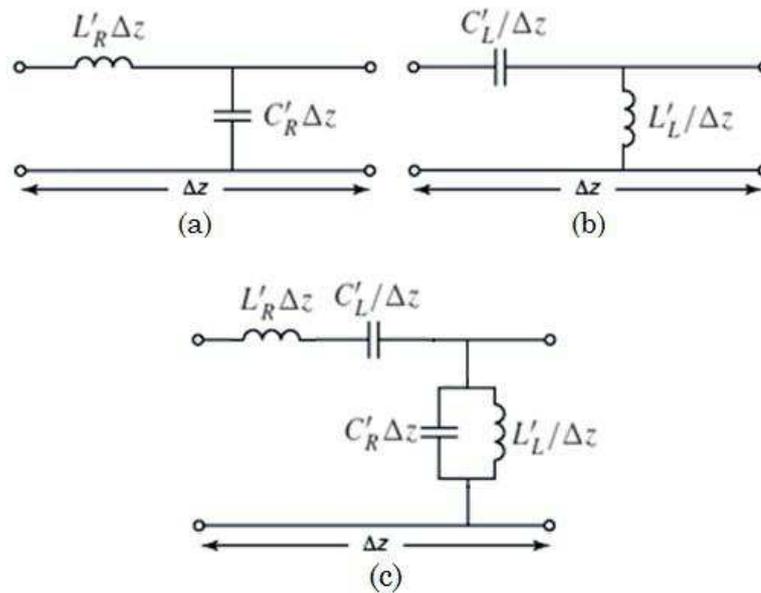


Figura 2. 22 - Modelos infinitesimais dos circuitos equivalentes de LT, (a) LT RHM, (b) LT LHM, (c) LT CRLH [Sanada and Itoh, 2004].

Linhas de transmissão contínuas são frequentemente utilizadas e seus materiais de fabricação encontrados com facilidade na natureza, como exemplo tem-se a linha de fita, microfita, coaxial e bifilar. Já a utilização de

uma LT com característica LH ou CRLH contínua ainda não é possível, devido à indisponibilidade de materiais LH ou CRLH homogêneos reais. Contudo é possível construir uma LT artificial que produza o efeito metamaterial (em uma faixa restrita de frequências) com a utilização de indutâncias e capacitâncias associadas [Caloz et al., 2004]. Para demonstrar essa possibilidade é feito o estudo e demonstração de estruturas de transmissão, levando em conta o método de modelagem por Linha de Transmissão.

2.3.1 Dedução de uma LT CRLH sem perdas

As características essenciais de uma LT CRLH sem perdas podem ser deduzidas da análise do modelo equivalente do circuito infinitesimal das Fig. 2.23 e Fig. 2.24.

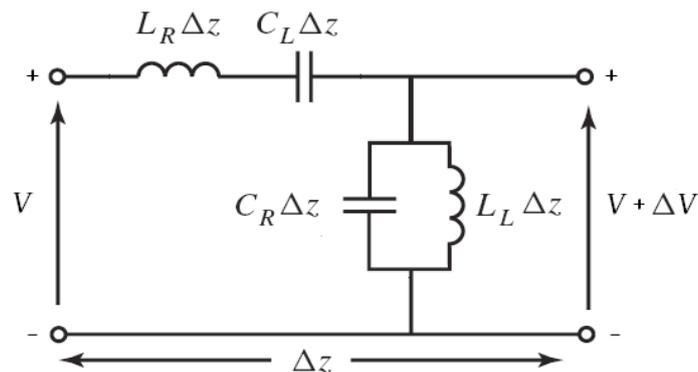


Figura 2. 23 - Modelo incremental da LT MTM CRLH [Sanada and Itoh, 2004].

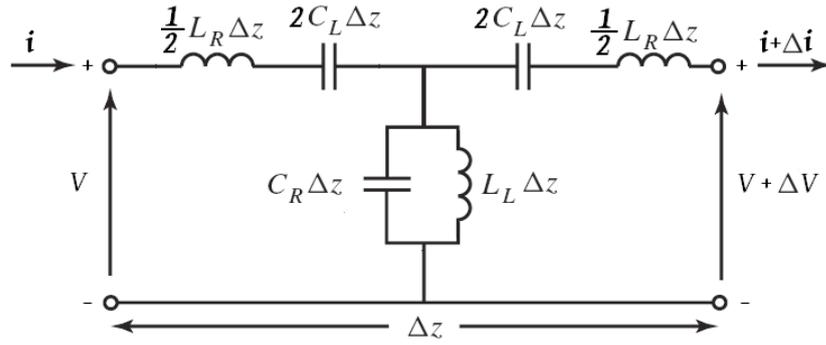


Figura 2. 24 - Modelo incremental simétrico.

Aplicando a lei das malhas de Kirchhoff à malha externa do circuito visto na Fig. 2.24 tem-se:

$$V - \frac{1}{2} L_R \frac{di}{dt} \Delta z - \frac{1}{2 C_L} \int idt \Delta z - \frac{1}{2 C_L} \int (i + \Delta i) dt \Delta z - \frac{1}{2} L_R \frac{d(i + \Delta i)}{dt} \Delta z - (V + \Delta V) = 0$$

$$\frac{\Delta V}{\Delta z} = \left(-\frac{1}{2} L_R \frac{di}{dt} - \frac{1}{2 C_L} \int idt - \frac{1}{2 C_L} \int (i + \Delta i) dt - \frac{1}{2} L_R \frac{d(i + \Delta i)}{dt} \right) \quad (2.57)$$

Tomando o limite da Equação (2.57) quando $\Delta z \rightarrow 0$, tem-se:

$$\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{\Delta V}{\Delta z} = \frac{dV}{dz}, \text{ a variação } \Delta i \text{ tende a zero rapidamente para um}$$

comprimento infinitesimal dz . Dessa forma

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dz} &= \left(-\frac{1}{2} L_R \frac{di}{dt} - \frac{1}{2 C_L} \int idt - \frac{1}{2 C_L} \int idt - \frac{1}{2} L_R \frac{di}{dt} \right) \\ &= - \left(L_R \frac{di}{dt} + \frac{1}{C_L} \int idt \right) \end{aligned} \quad (2.58)$$

Para casos harmônicos a Equação (2.58) fica na forma:

$$\frac{dV}{dz} = - \left(j\omega L_R + \frac{1}{j\omega C_L} \right) i \quad (2.59)$$

Da Equação (2.59) tem-se que:

$$Z = j \left(\omega L_R - \frac{1}{\omega C_L} \right) \quad (2.60)$$

A Equação (2.60), expressa em termos de unidade de comprimento,

$$\text{torna-se: } \frac{Z}{\Delta z} = j \left(\frac{\omega L_R}{\Delta z} - \frac{1}{\omega C_L \Delta z} \right), \quad (2.61a)$$

sendo $Z' = \frac{Z}{\Delta z}$, $L'_R = \frac{L_R}{\Delta z}$ e $C'_L = C_L \Delta z$, obtém-se:

$$Z' = j \left(\omega L'_R - \frac{1}{\omega C'_L} \right) \quad (2.61b)$$

Aplicando dessa vez, a lei dos nós de Kirchhoff no nó do circuito da Fig. 2.24 tem-se.

$$i - \Delta i - i - \Delta i = 0 \quad (2.62)$$

$$\Delta i = \frac{1}{L_L} \int V dt \Delta z + C_R \frac{dV}{dt} \Delta z \quad (2.63)$$

$$\Delta i = \frac{di}{dz} \Delta z + \frac{di}{dt} \Delta t, \text{ para } \Delta t = 0:$$

$$\Delta i = \frac{di}{dz} \Delta z \quad (2.64)$$

Substituindo a Equação (2.63) e Equação (2.64) na Equação (2.62)

mostra-se que:

$$i - \frac{1}{L_L} \int V dt \Delta z - C_R \frac{dV}{dt} \Delta z - i - \frac{di}{dz} \Delta z = 0$$

$$\frac{di}{dz} = -\frac{1}{L_L} \int V dt - C_R \frac{dV}{dt} \quad (2.65)$$

Para casos harmônicos a Equação (2.65) fica na forma:

$$\frac{di}{dz} = -\left(\frac{1}{j\omega L_L} + j\omega C_R\right)V \quad (2.66)$$

Da Equação (2.66) tem-se que:

$$Y = \left(\frac{1}{j\omega L_L} + j\omega C_R\right) \quad (2.67)$$

Seguindo o mesmo procedimento da Equação (2.61),

$$Y' = \frac{Y}{\Delta z}, \quad C'_R = \frac{C_R}{\Delta z} \quad \text{e} \quad L'_L = L_L \Delta z.$$

$$\frac{Y}{\Delta z} = j\left(\omega \frac{C_R}{\Delta z} - \frac{1}{\omega L_L \Delta z}\right) \quad (2.68a)$$

$$Y' = j\left(\omega C'_R - \frac{1}{\omega L'_L}\right) \quad (2.68b)$$

Outra forma de apresentar a LT CRLH pode ser vista na Fig. 2.25 [Caloz et al., 2004], que de acordo com as Equações (2.61) e (2.68) consiste de uma impedância Z' por unidade de comprimento (Ω/m), constituída por uma indutância L'_R por unidade de comprimento (H/m) em série com uma capacitância C'_L vezes unidade de comprimento (F.m); e uma admitância Y' por unidade de comprimento (S/m) constituída por uma capacitância C'_R por unidade de comprimento (F/m) em paralelo com uma indutância L'_L vezes unidade de comprimento (H.m).

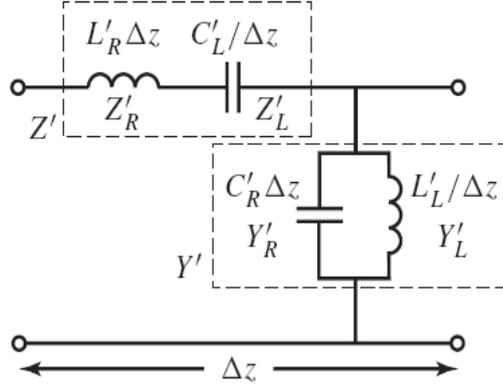


Figura 2. 25 - Modelo do circuito equivalente infinitesimal de uma LT CRLH ideal [Caloz et al., 2004].

Dando continuidade, derivando-se a Equação (2.58) em relação a z tem-se:

$$\frac{d^2V}{dz^2} = -\frac{d}{dz} \left(L_R \frac{di}{dt} + \frac{1}{C_L} \int idt \right) \Rightarrow \frac{d^2V}{dz^2} = -\frac{di}{dz} \left(L_R \frac{d}{dt} + \frac{1}{C_L} \int dt \right) \quad (2.69)$$

Substituindo a Equação (2.65) na Equação (2.69),

$$\frac{d^2V}{dz^2} = -\left(-\frac{1}{L_L} \int V dt - C_R \frac{dV}{dt} \right) \left(L_R \frac{d}{dt} + \frac{1}{C_L} \int dt \right), \text{ para casos harmônicos e por}$$

unidade de comprimento;

$$\begin{aligned} \frac{d^2V}{dz^2} &= \left(\frac{1}{j\omega L'_L} + j\omega C'_R \right) \left(j\omega L'_R + \frac{1}{j\omega C'_L} \right) V \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{d^2V}{dz^2} &= -\left(\omega^2 C'_R L'_R - \frac{C'_R}{C'_L} - \frac{L'_R}{L'_L} + \frac{1}{\omega^2 C'_L L'_L} \right) V \end{aligned} \quad (2.70)$$

A solução para a Equação (2.70) é do tipo:

$$V = V^+ e^{-\gamma z} + V^- e^{\gamma z}, \quad (2.71)$$

em que γ é a constante de propagação. Desprezando-se as perdas ela é dada por:

$$\gamma = j\beta = \sqrt{Z'Y'} \quad (2.72)$$

$$\begin{aligned} \gamma = j\beta &= \sqrt{j\left(\omega L'_R - \frac{1}{\omega C'_L}\right)j\left(\omega C'_R - \frac{1}{\omega L'_L}\right)} \Rightarrow \\ \Rightarrow \gamma &= j\sqrt{\left(\omega^2 C'_R L'_R - \frac{C'_R}{C'_L} - \frac{L'_R}{L'_L} + \frac{1}{\omega^2 C'_L L'_L}\right)} \end{aligned} \quad (2.73)$$

As frequências de ressonâncias angulares podem ser identificadas como:

$$\omega'_R = \frac{1}{\sqrt{C'_R L'_R}} \Rightarrow \omega'^2_R = \frac{1}{C'_R L'_R} \quad \text{e} \quad \omega'_L = \frac{1}{\sqrt{C'_L L'_L}} \Rightarrow \omega'^2_L = \frac{1}{C'_L L'_L};$$

Fazendo a substituição das ressonâncias angulares na Equação (2.73);

$$\gamma = j\beta = j\sqrt{\left(\frac{\omega^2}{\omega'^2_R} + \frac{\omega'^2_L}{\omega^2} - \frac{C'_R}{C'_L} - \frac{L'_R}{L'_L}\right)} \quad (2.74)$$

As frequências de ressonâncias angulares ω'_R e ω'_L são respectivamente as ressonâncias RH e LH.

A corrente da LT CRLH é obtida pela diferenciação da tensão (Equação (2.71)), obtém-se então:

$$\frac{dV}{dz} = -\gamma V^+ e^{-\gamma z} + \gamma V^- e^{\gamma z}, \text{ da Equação (2.59) escreve-se que,}$$

$$\begin{aligned}
-\gamma V^+ e^{-\gamma z} + \gamma V^- e^{\gamma z} &= -\left(j\omega L_R + \frac{1}{j\omega C'_L} \right) i \\
i &= \frac{\gamma V^+ e^{-\gamma z} - \gamma V^- e^{\gamma z}}{j\omega L'_R + \frac{1}{j\omega C'_L}} = \frac{\gamma(V^+ e^{-\gamma z} - V^- e^{\gamma z})}{j\omega L_R + \frac{1}{j\omega C'_L}} \quad (2.75)
\end{aligned}$$

O sinal da tensão da onda refletida é negativo devido à convenção na análise do circuito elétrico da linha, que é positivo quando a corrente se desloca do gerador para a carga. Nesse caso a corrente está se deslocando da carga para o gerador.

Fazendo a substituição da Equação (2.72) na Equação (2.75) resulta em

$$\begin{aligned}
i &= \frac{\sqrt{\left(j\omega L'_R - j\frac{1}{\omega C'_L} \right) \left(j\omega C'_R - j\frac{1}{\omega L'_L} \right)}}{j\omega L'_R + \frac{1}{j\omega C'_L}} (V^+ e^{-\gamma z} - V^- e^{\gamma z}) \Rightarrow \\
\Rightarrow i &= \frac{\sqrt{\left((\omega^2 C'_R L'_L - 1) \frac{j}{\omega L'_L} \right)}}{\sqrt{\left((\omega^2 C'_L L'_R - 1) \frac{j}{\omega C'_L} \right)}} (V^+ e^{-\gamma z} - V^- e^{\gamma z}) \quad (2.76)
\end{aligned}$$

Identificando as frequências de ressonâncias angulares série e paralela como:

$$\omega_{se} = \frac{1}{\sqrt{C'_L L'_R}} \Rightarrow \omega_{se}^2 = \frac{1}{C'_L L'_R} \quad \text{e} \quad \omega_{pa} = \frac{1}{\sqrt{C'_R L'_L}} \Rightarrow \omega_{pa}^2 = \frac{1}{C'_R L'_L}, \text{ e}$$

substituindo na Equação (2.76) resulta em

$$\begin{aligned} i &= \frac{\sqrt{\left(\left(\frac{\omega^2}{\omega_{pa}^2} - 1\right) \frac{j}{\omega L'_L}\right)}}{\sqrt{\left(\left(\frac{\omega^2}{\omega_{se}^2} - 1\right) \frac{j}{\omega C'_L}\right)}} (V^+ e^{-\gamma z} - V^- e^{\gamma z}) \Rightarrow \\ &\Rightarrow \frac{(V^+ e^{-\gamma z} - V^- e^{\gamma z})}{i} = \frac{\sqrt{\left(\left(\frac{\omega^2}{\omega_{se}^2} - 1\right) L'_L\right)}}{\sqrt{\left(\left(\frac{\omega^2}{\omega_{pa}^2} - 1\right) C'_L\right)}} \end{aligned} \quad (2.77)$$

O termo do lado direito da Equação (2.77) é a impedância característica da LT CRLH, que é reescrita na Equação (2.78).

$$Z_c = \frac{j\omega L'_R + \frac{1}{j\omega C'_L}}{j\sqrt{\left(\omega L'_R - \frac{1}{\omega C'_L}\right)\left(\omega C'_R - \frac{1}{\omega L'_L}\right)}} = \frac{\sqrt{\left(\left(\frac{\omega^2}{\omega_{se}^2} - 1\right) L'_L\right)}}{\sqrt{\left(\left(\frac{\omega^2}{\omega_{pa}^2} - 1\right) C'_L\right)}} \quad (2.78)$$

Em geral as ressonâncias séries ω_{se} e paralelas ω_{pa} , vistas no circuito da Fig. 2.26, são diferentes. Dessa forma tem-se a existência de um “gap” entre as faixas LH e RH.

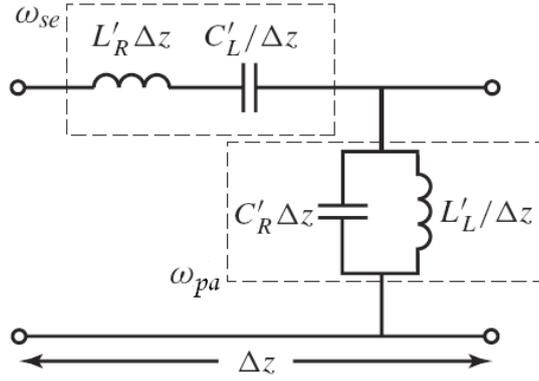


Figura 2. 26 - Frequências angulares séries ω_{se} e paralelas ω_{pa} de uma LT CRHL MTM [Caloz and Itoh, 2005].

Em [Caloz and Itoh, 2005] demonstra-se que se essas ressonâncias forem iguais, ou “balanceadas”, esse “gap” desaparece e uma propagação da onda com comprimento de onda infinito ($\lambda_g \rightarrow \infty$) é encontrada na frequência de transição ω_0 . Com essa condição, da Equação (2.74), tem-se que:

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{\omega^2}{\omega_R'^2} + \frac{\omega_L'^2}{\omega^2} - (L'_R C'_L + L'_L C'_R) \frac{1}{C'_L L'_L} \right)} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \beta = \sqrt{\left(\frac{\omega^2}{\omega_R'^2} + \frac{\omega_L'^2}{\omega^2} - \left\{ \sqrt{L'_R C'_R} \left(C'_L \sqrt{\frac{L'_R}{C'_R}} + L'_L \sqrt{\frac{C'_R}{L'_R}} \right) \right\} \frac{1}{C'_L L'_L} \right)}, \text{ para o}$$

caso em que as frequências de ressonâncias angulares ω_{se} e ω_{pa} sejam iguais, ou seja;

$$\omega_0 = \omega_{se} = \frac{1}{\sqrt{C'_L L'_R}} = \omega_{pa} = \frac{1}{\sqrt{C'_R L'_L}}, \text{ logo}$$

$$C'_R L'_L = C'_L L'_R, \text{ dessa forma}$$

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{\omega^2}{\omega_R'^2} + \frac{\omega_L'^2}{\omega^2} - \left\{ \sqrt{L'_R C'_R} \left(C'_L \sqrt{\frac{L'_L}{C'_L}} + L'_L \sqrt{\frac{C'_L}{L'_L}} \right) \right\} \frac{1}{C'_L L'_L} \right)} \Rightarrow$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \beta &= \sqrt{\left(\frac{\omega^2}{\omega_R'^2} + \frac{\omega_L'^2}{\omega^2} - \left\{ \sqrt{L'_R C'_R} \left(\sqrt{L'_L C'_L} + \sqrt{L'_L C'_L} \right) \right\} \frac{1}{C'_L L'_L} \right)} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \beta = \sqrt{\left(\omega \sqrt{L'_R C'_R} - \frac{1}{\omega \sqrt{C'_L L'_L}} \right)^2} \Rightarrow \\ \beta &= \omega \sqrt{L'_R C'_R} - \frac{1}{\omega \sqrt{C'_L L'_L}} \end{aligned} \quad (2.79)$$

A Equação (2.79) apresenta a natureza dual da LT CRLH. Em baixas frequências os efeitos LH predominam, enquanto que em altas frequências os efeitos RH sobressaem.

2.3.2 Impedância de Entrada

A impedância de entrada de uma LT CRLH sem perdas seguindo o procedimento de uma LT convencional [Pozar, 2005], terminada com uma carga arbitrária Z_A , como observada na Fig. 2.27, é dada por:

$$Z(l) = Z_c \left(\frac{Z_A + jZ_c \tan(\beta l)}{jZ_A \tan(\beta l) + Z_c} \right) \quad (2.80)$$

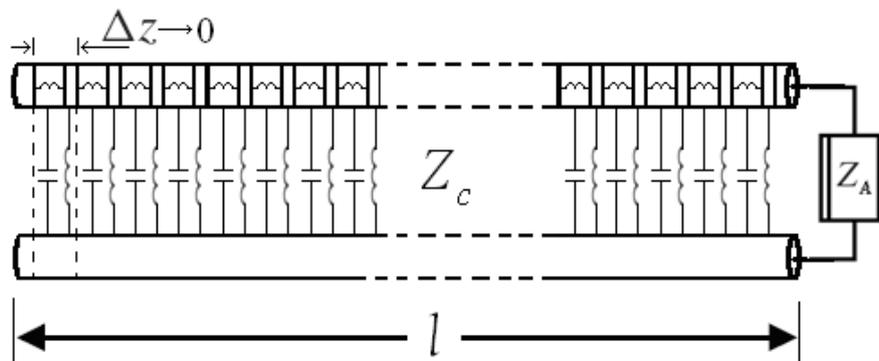


Figura 2. 27 - Linha de transmissão terminada em Z_A .

Se a LT CRLH for terminada com um curto circuito ($Z_A = 0$), apresentada na Fig. 2.28, a Equação (2.80) fica na forma;

$$Z(l) = jZ_c \tan(\beta l) \quad (2.81)$$

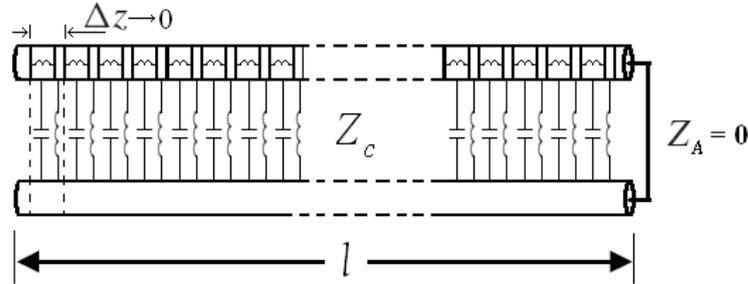


Figura 2. 28 - LT com curto - circuito.

Para valores $\beta \rightarrow 0$, a Equação (2.81) fica:

$$Z(l) = jZ_c \beta l . \quad (2.82)$$

Substituindo a Equação (2.78) e a Equação (2.72) em (2.82) tem-se:

$$\begin{aligned} Z(l) &= \frac{j \left(j\omega L'_R + \frac{1}{j\omega C'_L} \right)}{j \sqrt{\left(\omega L'_R - \frac{1}{\omega C'_L} \right) \left(\omega C'_R - \frac{1}{\omega L'_L} \right)}} \sqrt{\left(\omega L'_R - \frac{1}{\omega C'_L} \right) \left(\omega C'_R - \frac{1}{\omega L'_L} \right)} \Rightarrow \\ &\Rightarrow Z(l) = \left(j\omega L'_R + \frac{1}{j\omega C'_L} \right) l \end{aligned}$$

Logo a impedância de entrada da linha será dada por:

$$Z(l) = Z'l \quad (2.83)$$

Para o caso em que a LT é terminada com um circuito aberto ($Z_A \rightarrow \infty$) (Fig. 2.29):

$$Z(l) = Z_c \frac{1}{j \tan(\beta l)} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow Z(l) = -Z_c j \cot(\beta l) \quad (2.84a)$$

para valores de $\beta \rightarrow 0$ a Equação (2.84) fica:

$$Z(l) = -jZ_c \frac{1}{\beta l} \quad (2.84b)$$

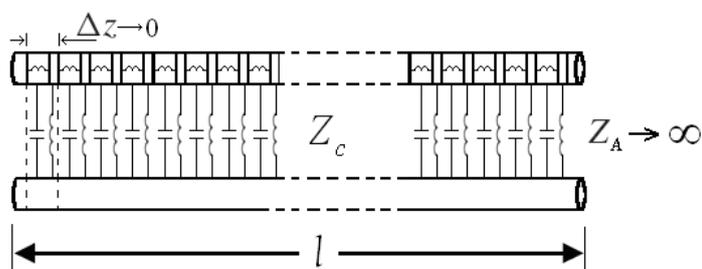


Figura 2. 29 - LT com circuito aberto.

Fazendo a substituição da Equação (2.78) e a Equação (2.72) em (2.84b), tem-se que;

$$Z(l) = -j \frac{\left(j\omega L'_R + \frac{1}{j\omega C'_L} \right)}{j \sqrt{\left(\omega L'_R - \frac{1}{\omega C'_L} \right) \left(\omega C'_R - \frac{1}{\omega L'_L} \right)} \left(\sqrt{\left(\omega L'_R - \frac{1}{\omega C'_L} \right) \left(\omega C'_R - \frac{1}{\omega L'_L} \right)} \right) l} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow Z(l) = \frac{1}{\left(j\omega C'_R - j \frac{1}{\omega L'_L} \right) l} \Rightarrow$$

$$Z(l) = \frac{1}{Y' l} \quad (2.85)$$

2.3.3 LT CRLH artificial

Como foi comentado anteriormente (seção 2.3), sobre estruturas metamateriais, LT's LH ou CRLH homogêneas não são possíveis de serem construídas. A solução para esse impasse é a construção de uma estrutura artificial periódica efetivamente homogênea composta por indutores e capacitores, de modo a representar uma LT em uma faixa de frequências. Na prática as células da estrutura devem ocupar um comprimento físico suscetível à mudança de fase. A diferença entre uma LT CRLH perfeitamente homogênea e uma LT CRLH efetivamente homogênea é que no primeiro caso tem-se um comprimento incremental $\Delta z \rightarrow 0$, enquanto que no último caso a restrição $\Delta z \ll \lambda_g$ tem que ser considerada.

Tem-se que λ_g é o comprimento de onda guiado e Δz é considerado aqui o tamanho médio da célula unitária d . Na prática, se a célula unitária for menor que um quarto do comprimento de onda guiado ($d < \lambda_g/4$ - condição limite de homogeneidade), então o comprimento elétrico da célula unitária é menor que $\pi/2$ e os elementos LC em cascata são vistos pela onda eletromagnética como uma LT CRLH homogênea [Caloz and Itoh, 2005]. Com essas considerações as Equações (2.61a) e (2.68a) podem ser reescritas, levando em conta que d substituirá a dimensão Δz :

$$Z' = \frac{Z}{d} = j \left(\frac{\omega L_R}{d} - \frac{1}{\omega C_L d} \right) \quad (2.86)$$

$$Y' = \frac{Y}{d} = j \left(\omega \frac{C_R}{d} - \frac{1}{\omega L_L d} \right). \quad (2.87)$$

Com essas modificações uma estrutura artificial periódica efetivamente homogênea, composta por elementos LC, resulta em uma LT CRLH equivalente à LT CRLH ideal de comprimento l (em uma faixa restrita de frequências). O modelo do circuito equivalente para essa estrutura pode ser visto na Fig. 2.30.

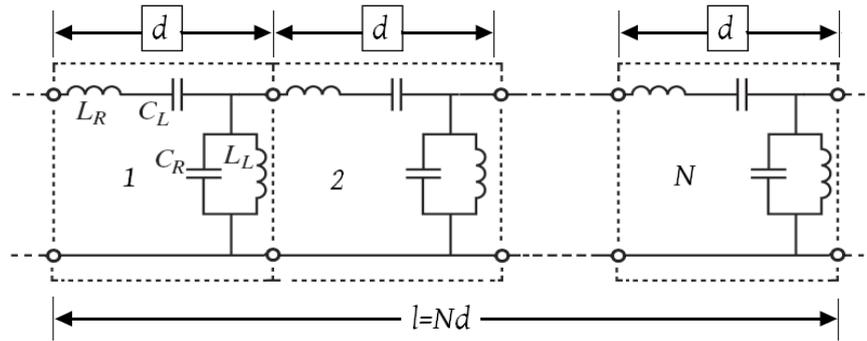


Figura 2. 30 - Modelo do circuito de uma LT CRLH composta por elementos periódicos [Caloz and Itoh, 2005].

Uma LT CRLH, composta por elementos periódicos, pode ser melhor compreendida através da análise do circuito equivalente de uma célula unitária, como a observada na Fig. 2.30. Em baixas frequências, o indutor L_R tende a ser um curto circuito e o capacitor C_R tende a ser um circuito aberto, de forma que o circuito equivalente é essencialmente reduzido a um circuito série- C_L /paralelo- L_L , que é a contribuição LH (nessa configuração as velocidades de fase e de grupo são antiparalelas, Fig. 2.1b). Esse circuito LH é de natureza passa – altas, e abaixo de certa frequência de corte haverá atenuação LH. Em altas frequências, C_L e L_L tendem a ser um curto circuito e um circuito aberto, respectivamente, de forma que o circuito equivalente é essencialmente reduzido a um circuito série- L_R /paralelo- C_R , que é a contribuição RH. Nesse formato têm-se as velocidades de fase e de

grupo na mesma direção da propagação (Fig. 2.1a). O circuito agora é de natureza passa-baixas e, acima da frequência de corte, uma atenuação RH estará presente.

A banda passante para estruturas periódicas pode ser obtida por meio da constante de propagação, através do diagrama de dispersão. A constante de propagação pode ser determinada usando o procedimento padrão de análise de estruturas periódicas e filtros de microondas [Collin, 1992], [Pozar, 2005]. O resultado da relação de dispersão para estruturas periódicas assimétricas é:

$$\cosh(\gamma d) = \cosh(\alpha d) \cos(\beta d) + j \operatorname{senh}(\alpha d) \operatorname{sen}(\beta d) = 1 + \frac{ZY}{2}. \quad (2.88)$$

Considerando a estrutura sem perdas tem-se $\alpha = 0$, a Equação (2.88) fica:

$$\cos(\beta d) = 1 + \frac{ZY}{2} \Rightarrow \quad (2.89)$$

$$\Rightarrow \cos(\beta d) = 1 + \frac{j \left(\omega L_R - \frac{1}{\omega C_L} \right) j \left(\omega C_R - \frac{1}{\omega L_L} \right)}{2} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \beta = \frac{1}{d} \cos^{-1} \left\{ 1 - \frac{\left(\omega \sqrt{L_R C_R} - \frac{1}{\omega \sqrt{C_L L_L}} \right)^2}{2} \right\} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \beta = \frac{1}{d} \cos^{-1} \left\{ 1 - \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_R} - \frac{\omega_L}{\omega} \right)^2}{2} \right\} \quad (2.90)$$

O gráfico da Equação (2.90) pode ser visto na Fig. 2.31, (também é denominado diagrama de *Brillouin*), em que as frequências angulares ω_{cR} e ω_{cL} são as frequências de corte superior e inferior respectivamente.

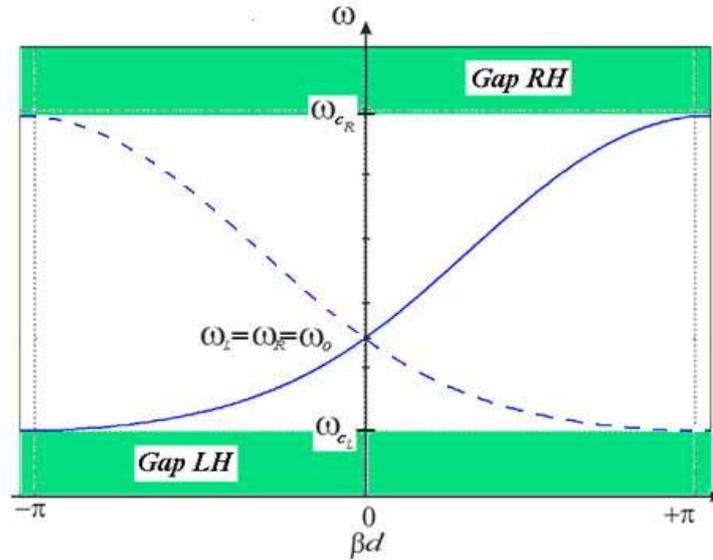


Figura 2. 31 - Diagrama de dispersão para tensões com sentido positivo e negativo no eixo z.

Levando em conta as considerações feitas acima, e tendo agora $l = Nd$, pode-se então reescrever a Equação (2.83) como:

$$Z(l) = Z'l = \frac{Z}{d} Nd = ZN \quad (2.91)$$

Com o resultado da Equação (2.91) pode-se concluir que a impedância de entrada de uma LT CRLH composta por elementos periódicos e terminada por um curto – circuito e $\beta \rightarrow 0$, é N vezes a impedância série da Equação (2.60).

Da mesma maneira que a Equação (2.91), a Equação (2.85) pode ser reescrita como:

$$Z(l) = \frac{1}{Yl} = \frac{1}{\frac{Y}{d}Nd} = \frac{1}{YN}. \quad (2.92)$$

No caso da Equação (2.92) a impedância de entrada de uma LT terminada com um circuito aberto, com $\beta \rightarrow 0$, é $1/N$ vezes a admitância da Equação (2.67).

2.3.4 Antena Ressonante CRLH

Com o entendimento de como funciona uma LT CRLH, abordar-se-á agora um pouco da teoria de antenas desenvolvidas com esse tipo de tecnologia. Uma antena ressonante CRLH é obtida com a terminação reativa de uma LT CRLH, através de um curto circuito ou um circuito aberto, que por sua vez aumenta a eficiência de irradiação eletromagnética. Uma antena desse tipo pode ser concebida com procedimentos semelhantes aos seguidos na obtenção de uma antena convencional (RH), mas com o comprimento de onda efetivo e resposta em frequência de uma antena metamaterial.

Em uma estrutura LT CRLH de comprimento l os modos de ressonâncias são dados por;

$$l = |m| \frac{\lambda}{2}$$

ou

$$\theta_m = \beta_m l = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \cdot \left(\frac{m\lambda}{2} \right) = m\pi, \quad (2.93)$$

com $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \pm \infty$.

Diferentemente de uma LT convencional m pode ser positivo (banda RH) e negativo (banda LH), ou zero (na frequência de transição). Em [Sanada et al., 2003] nota-se que o índice de ressonância m se torna simetricamente definido ao redor de $m = 0$ (Fig. 2.32).

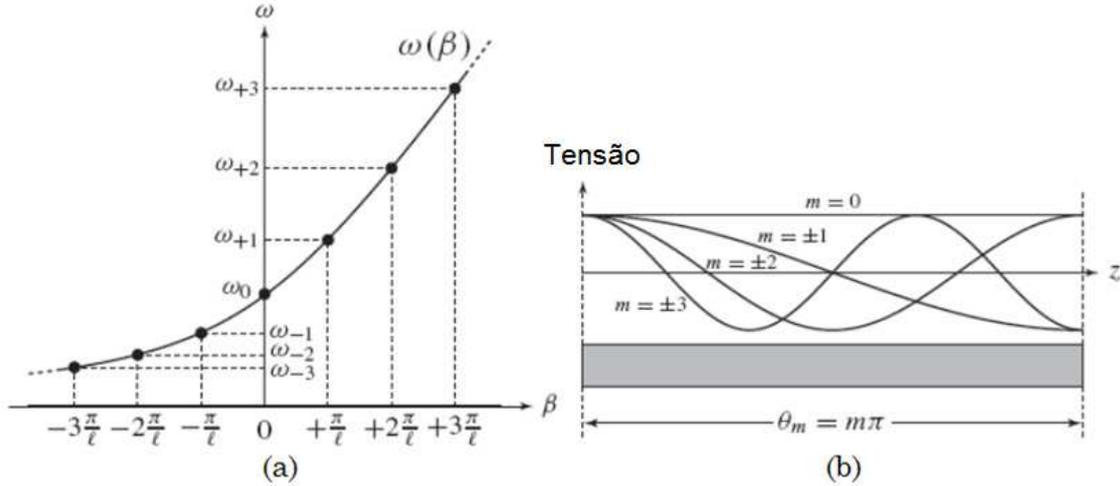


Figura 2. 32 - (a) Relação de dispersão da LT CRLH e frequências angulares ressonantes do ressoador correspondente. (b) Distribuições típicas dos modos de ressonância e tensão para o caso de um LT CRLH terminada com circuito aberto [Caloz and Itoh, 2005].

Em [Caloz and Itoh, 2005] pode ser visto que uma LT CRLH tem várias diferenças em relação a uma LT RH, dentre elas têm-se:

- I. Ressonâncias nos índices negativos ($m < 0$) e índice igual a zero ($m = 0$), em adição aos índices positivos;
- II. Devido à natureza não linear da curva de dispersão da LT CRLH (Fig. 2.32a), especificamente na faixa LH, as frequências de ressonâncias angulares não estão em proporções harmônicas, isto é, $\omega_m \neq \frac{\omega_{-1}}{m}$ para $m < 0$, e $\omega_m \neq m\omega_1$ para $m > 0$. Em frequências abaixo de ω_0 , tem-se uma compressão do espectro de ressonância;

III. A frequência no índice zero ($m = 0$) tem uma característica interessante, pois nesse modo a distribuição do campo elétrico é plana (sem gradiente de tensão). Se for observado no gráfico da relação de dispersão (Fig. 2.32a) na frequência de transição $\omega_0(m = 0)$ a constante de propagação é igual a zero ($\beta = 0$). Substituindo-se $\beta = 0$ na equação $\lambda = 2\pi/\beta$, o comprimento de onda será infinito ($\lambda \rightarrow \infty$). Isso indica que o comprimento físico da estrutura CRLH não está relacionado com o comprimento de onda ou, equivalentemente, o comprimento elétrico. Esse é o modo de ordem zero, a frequência no modo de ordem zero (comprimento de onda infinito) é independente do comprimento físico da antena, ou seja, ela pode ser construída com dimensões bem pequenas [Caloz and Itoh, 2005], (ou dimensões grandes - para algumas aplicações pode ser até interessante, quando se tem uma estrutura operando em frequência muito alta).

Uma antena ressonante CRLH pode ser construída seguindo o mesmo procedimento da LT CRLH. Devido a sua natureza discreta uma estrutura ressonante CRLH tem ressonâncias $(2N - 1)$ onde N é o número de células. Para melhor compreensão, com base na Equação (2.93), tem-se

$$\beta_m = \frac{m\pi}{l},$$

tendo $l = Nd$, obtém-se

$$\beta_m d = \frac{m\pi}{N} \quad (2.94)$$

Fazendo uso da constante de propagação para estruturas periódicas (Equação 2.90) na Equação (2.94),

$$\beta_m d = \frac{m\pi}{N} = \cos^{-1} \left\{ 1 - \frac{\left(\frac{\omega - \omega_L}{\omega_R - \omega} \right)^2}{2} \right\} \quad (2.95)$$

O gráfico dessa equação pode ser observado na Fig. 2.33.

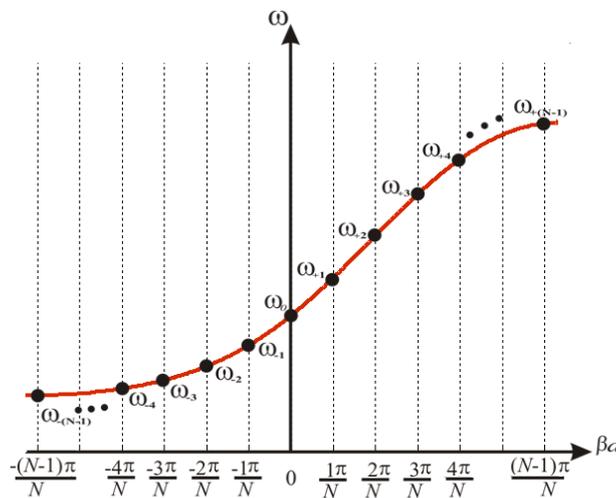


Figura 2. 33 - Ressonâncias de um ressonador periódico CRLH

Em [Sanada et al., 2004] foi apresentada a primeira antena planar metamaterial CRLH de ordem zero (*zeroth-order resonator* – ZOR). Essa antena foi projetada para operar no modo de ordem zero, ou seja, na frequência de transição ω_0 , onde uma fase constante e uma distribuição de campo constante são encontradas ao longo da estrutura. Na Fig. 2.34 pode-se comparar a antena de ordem zero com uma antena *patch* convencional, ambas operam na mesma frequência de ressonância. A antena de ordem zero tem

uma redução de 75% na dimensão de sua estrutura, em relação ao tamanho da antena *patch* de meio comprimento de onda ($\lambda/2$).

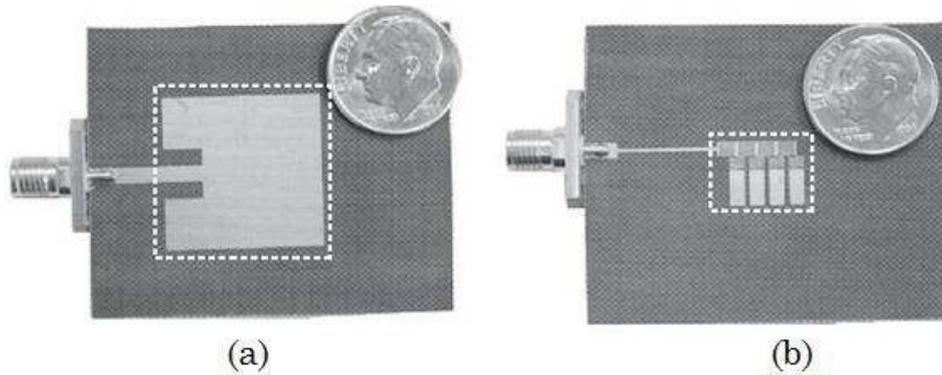


Figura 2. 34 - Comparação do tamanho entre duas antenas que operam em 4,9 GHz. (a) antena patch. (b) antena de ordem zero [Sanada et al., 2004].

São várias as aplicações da tecnologia metamaterial, dentre elas o desenvolvimento de antenas diretivas. Uma antena metamaterial CRLH, quando operando no modo de ordem zero, exibe uma propriedade única em termos de diretividade. Quando comparada com um arranjo de antenas convencionais (log-periódica e Yagi-Uda, por exemplo), ela possui um simples elemento e não necessita de uma rede de alimentação. Em [Rennings et al., 2007] e [Caloz et al., 2008] é apresentada uma antena de ordem zero (*zeroth order resonator antenna - ZORA*) com três diferentes tamanhos (Fig. 2.35). Seu ganho aumenta com o aumento do tamanho da estrutura. Para os três casos a frequência de operação permanece fixa, pois a mesma é determinada apenas pelos elementos concentrados *LC* da célula unitária.

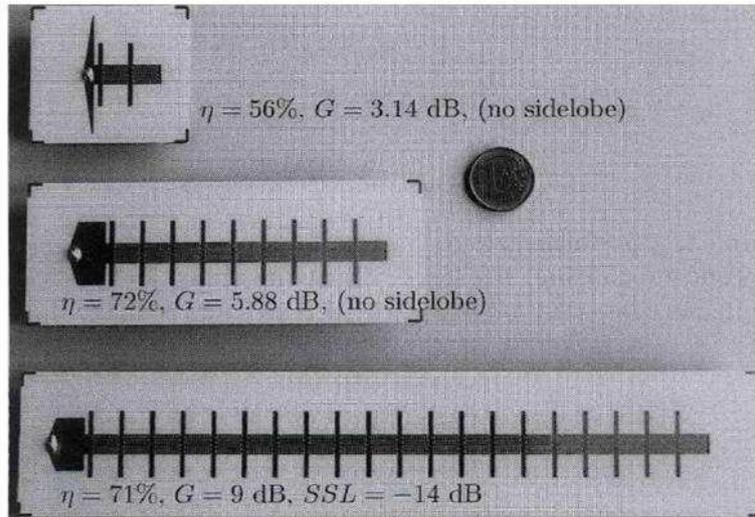


Figura 2. 35 - Antena de microfita metamaterial de diferentes tamanhos, com frequência de operação em 2,4 GHz; com suas respectivas eficiências (η), ganhos (G) e níveis de lobos laterais (sidelobe levels - SSL) [Rennings et al., 2007].

De acordo com o que foi apresentado acima uma antena metamaterial CRLH trabalhando no modo de ordem zero pode ter um aumento físico considerável em sua estrutura e permanecer com a mesma frequência [Rennings et al., 2007]. Esse resultado seria diferente aumentando-se as dimensões de uma antena *patch* convencional (*patch* na Fig. 2.34(a), por exemplo). Isso é simulado graficamente na Fig. 2.36.

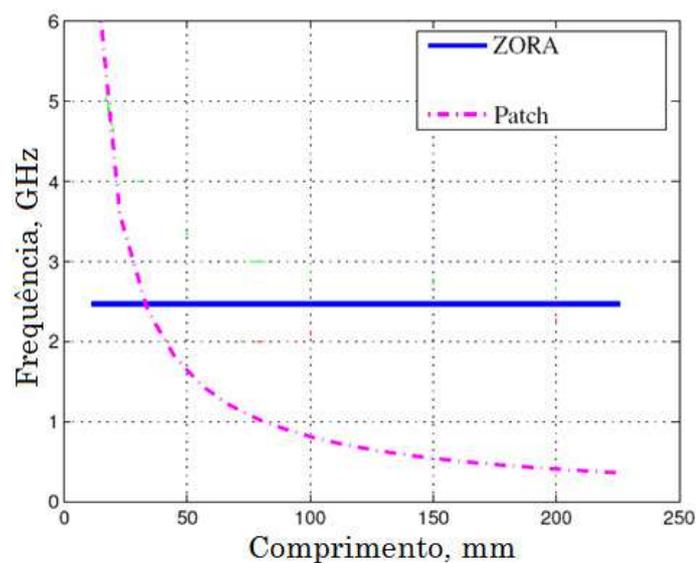


Figura 2. 36 - Frequência de operação da antena ZORA e da antena patch em função do comprimento físico l [Rennings et al., 2007].

Outra aplicação da tecnologia metamaterial, é na construção de antenas multi-bandas. Em [Jiang et al., 2010] foi apresentada uma antena monopolo planar banda tripla para aplicação nas faixas do WiMAX e do WiFi. De maneira geral uma antena metamaterial pode ser construída com várias bandas de operação e isso só dependerá da necessidade do projeto em questão e da tecnologia de fabricação.

2.4 Antenas Inspiradas em Metamateriais

Como já comentado (seção 1.1), dispositivos inspirados em metamateriais podem ser classificados como todos aqueles obtidos através da aplicação dos conceitos metamateriais [Hassan and George, 2011] e [Yuandan and Itoh, 2010], e consistem na verdade de dispositivos regulares carregados com algumas inclusões ou exclusões metálicas [Bilotti and Vegni, 2008], [Peng Jin et al., 2012], [Bilotti and Vegni, 2009], [Ziolkowski et al., 2007], [Bilotti et al., 2008], [Bilotti et al., 2009] e [Yuandan et al., 2010], mas o comportamento eletromagnético é semelhante aos dos dispositivos da teoria clássica. Embora não haja uma grande quantidade de células metamateriais envolvidas no desenvolvimento de dispositivos dessa natureza, o que resulta em respostas e efeitos diferentes dos MTM, os seus elementos possuem células e modificações de células metamaterias, o que leva à terminologia Inspirada em Metamaterial [Peng Jin et al., 2012].

Com a aplicação da tecnologia das antenas metamateriais, houve o desenvolvimento de novos projetos como antenas eletricamente pequenas [Ziolkowski and Erentok, 2006], condutores magnéticos artificiais [Feresidi et al., 2005], superstrato para antenas planares [Saenz et al., 2007] e antenas planares modificadas.

Em [Borja et al., 2011] é apresentada uma linha de transmissão balanceada CRLH com base em um guia de ondas coplanar (CPW). Elementos distribuídos são empregados a fim de proporcionar um melhor controle da resposta da linha de transmissão. A presença dos SSR's abaixo do CPW produz um efeito negativo que leva a presença da resposta da banda passante LH. Quatro tocos paralelos são adicionados e associados com os capacitores interdigitais fornecem o efeito RH e LH. Todos os elementos devidamente ajustados levam a uma LT composta com resposta banda larga. A LT pode ser vista na Fig. 2.37.

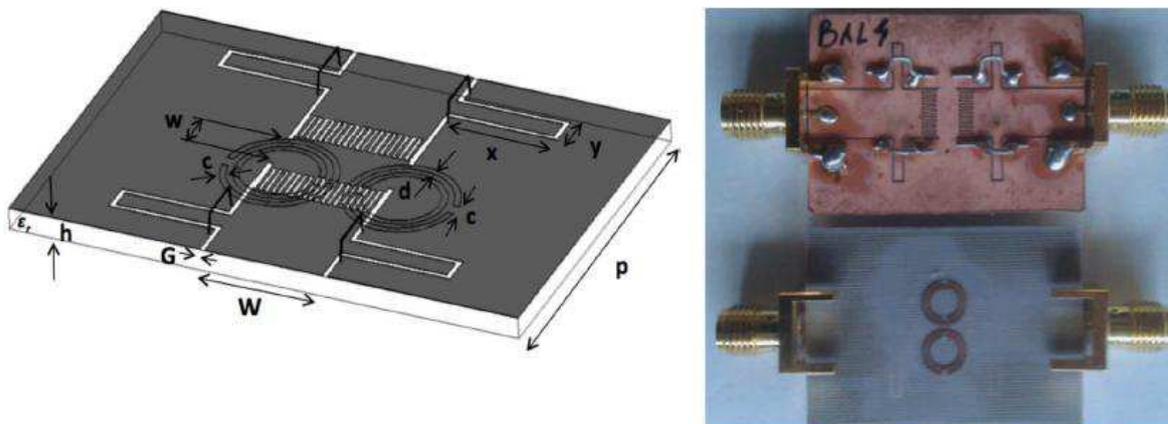


Figura 2. 37 - Esquema da CPW carregada com SRR, tocos e capacitores interdigitais [Borja et al., 2011].

Outro exemplo pode ser visto em [Zhu et al., 2009], onde é apresentado uma antena planar inspirada em metamaterial para aplicações

em redes wireless (Wi-Fi). A antena, na realidade, é um monopolo planar que tem uma faixa de ressonância centrada em 5,5 GHz (Fig. 2.38a). A antena passa a ter uma faixa adicional de frequências quando adicionado um carregamento de uma célula unitária com NRI. Na banda de 5.5 GHz a antena atua como um dipolo impresso. Nessa banda, o capacitor tem um valor de baixa impedância e os braços da antena em ambos os lados das fendas têm correntes em fase e contribuem para a irradiação monopolar (Fig. 2.39).

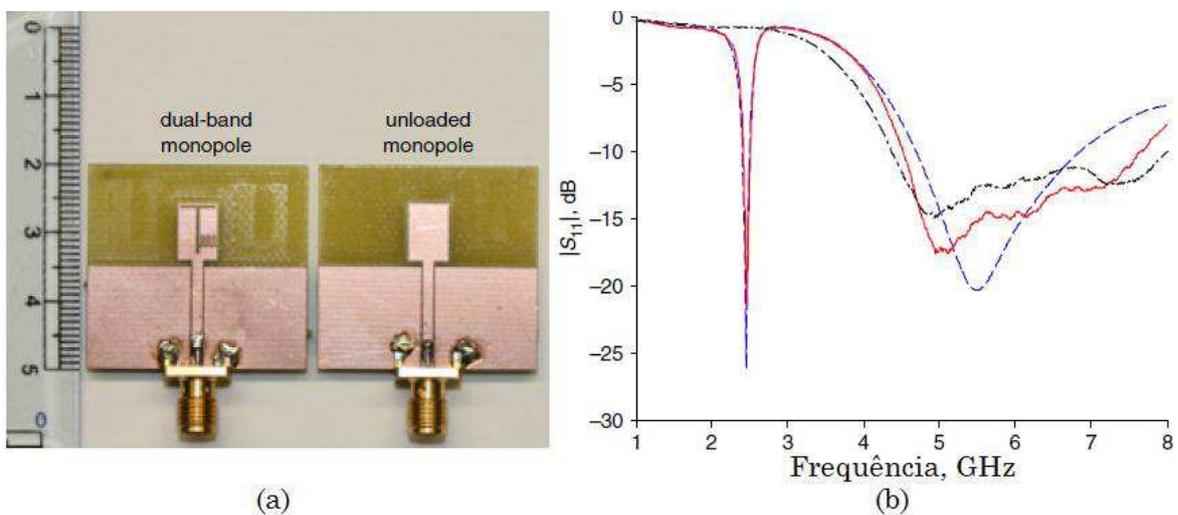


Figura 2. 38 – (a) Protótipo da antena banda dupla inspirada em metamaterial comparada com uma antena monopolo convencional e, (b) Coeficiente de reflexão [Zhu et al., 2009].

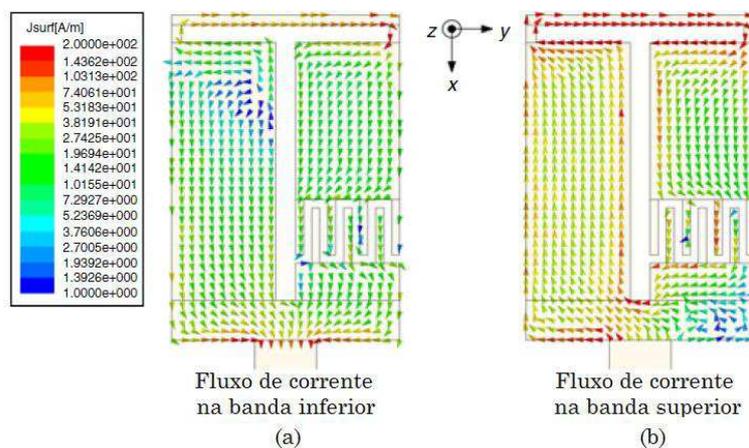


Figura 2. 39 – Fluxo de corrente: (a) Banda inferior e (b) Banda superior.

A formação da nova banda ressonante, a banda inferior em torno de 2,45 GHz, é devido ao fluxo de corrente fora de fase nos dois braços da antena e em torno da fenda vertical. Isso acontece em frequências mais baixas, em que o capacitor introduz uma diferença de impedância entre os dois braços da antena. Nessa banda, um campo elétrico é formado na fenda vertical, irradiando em seguida (Fig. 2.39).

2.5 Síntese

Neste capítulo foi apresentado um breve histórico e o avanço dos metamateriais. Com o desenvolvimento da teoria houve o descobrimento de um meio com características duplamente negativas. Fenômenos como a permissividade negativa e a permeabilidade negativa, que ocorrem em faixas de frequências distintas na natureza, passaram a acontecer na mesma faixa de frequências. Os MTM são materiais construídos artificialmente devido à indisponibilidade de materiais reais. Com o passar dos anos, a tecnologia metamaterial foi aplicada em várias áreas de abrangência do eletromagnetismo. Dispositivos irradiantes foram desenvolvidos de forma a apresentarem respostas eletromagnéticas incomuns, como comprimento de onda infinito, por exemplo. O desenvolvimento dos MTM possibilitou o surgimento de várias técnicas de fabricação e uma nova perspectiva de observação dos dispositivos e fenômenos eletromagnéticos. Alguns dispositivos eletromagnéticos desenvolvidos com base na tecnologia metamaterial possibilitaram o desenvolvimento de outros “equipamentos” que têm seu

comportamento eletromagnético semelhante aos dos dispositivos da teoria clássica. Dessa forma diz-se que foram inspirados em metamateriais.

O que foi exposto neste capítulo é utilizado como base no desenvolvimento dos dispositivos irradiantes desenvolvidos nesta tese. Serão apresentados dois dispositivos irradiantes e suas variações. O primeiro tem características e respostas metamateriais, e o segundo é inspirado em metamaterial proveniente de apenas uma célula.

CAPÍTULO 3

Estruturas Metamateriais Desenvolvidas

3.1 Introdução

Neste capítulo são apresentados os dispositivos irradiantes desenvolvidos com a aplicação da teoria dos metamateriais. Dessa forma, as antenas aqui apresentadas são elementos que possuem características e respostas em frequência próprias dos efeitos dos metamateriais.

3.2 Antena de fio ressonante de ordem zero

A antena de fio ressonante de ordem zero, (*zeroth-order resonating wire* – ZORW) [Pires et al., 2009], foi desenvolvida de acordo com a teoria da linha de transmissão para um material composto da mão direita e esquerda (CRLH). Nessa estrutura ressonante é empregada uma das características dos MTM CRLH quando operando no modo de ordem zero, como apresentado no Item 2.3.4. Nesse modo de operação os campos incidentes na antena geram vários efeitos, um deles é o comprimento de onda infinito ($\lambda = \infty$). Essa característica permite, na frequência onde ocorre o efeito, a redução do tamanho físico da antena.

3.3 Confecção da Antena ZORW

A antena ZORW foi desenhada utilizando-se de ferramentas gráficas localizadas no ambiente de trabalho do CST Microwave Studio. A célula unitária da antena e seu circuito equivalente são mostrados na Fig. 3.1. Os modelos dos circuitos das células unitárias, da Fig. 3.1 e da Fig. 2.23, são equivalentes em seus efeitos quando as frequências de ressonâncias angulares ω_0 , ω_{se} e ω_{sh} são iguais.

A antena ZORW é composta por dois fios de seção quadrada paralelos, de comprimento l_c . Esses fios são responsáveis pela geração da indutância L_R , que em conjunto com o dielétrico localizado entre os mesmos proporcionam o efeito da capacitância C_R ($C_R = C_g + C_w$ em que C_g é a capacitância do “gap” do *loop* e C_w é a capacitância entre os fios). A indutância L_L é gerada pelo *loop* do fio de seção circular e a capacitância C_L surge no “gap” de largura w , formado entre o *loop* e o fio de seção quadrada. Os valores das dimensões apresentadas na Fig. 3.1 são: $w = 0,2mm$, $w_w = 1,6mm$, $w_d = 1,6mm$, $l_c = 12mm$ e $r = 3mm$.

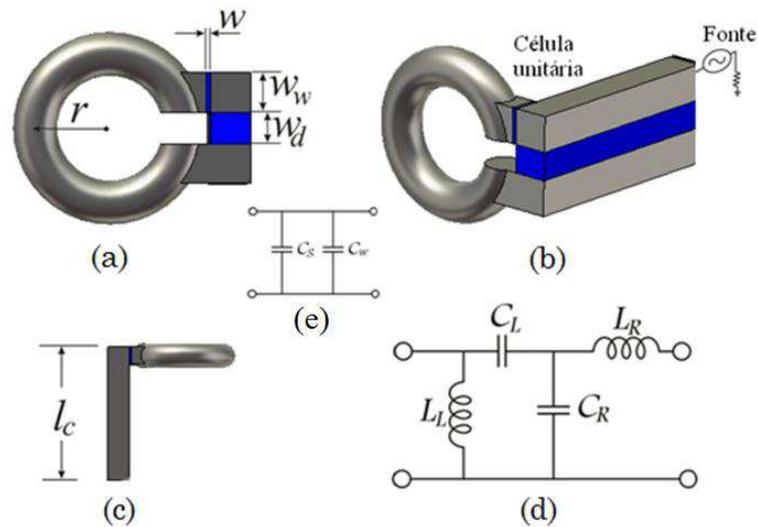


Figura 3. 1 – (a-b-c) Modelo da célula unitária da antena ZORW. (d) Circuito equivalente da antena ZORW. (e) Circuito equivalente da capacitância do “gap” do loop e da capacitância entre os fios.

Para demonstrar que o modelo da célula unitária apresentado na Fig. 3.1 funciona no modo de ordem zero, foram feitas simulações com o acoplamento de 4 células. Na Fig. 3.2 pode ser visualizada a estrutura montada para simulação.

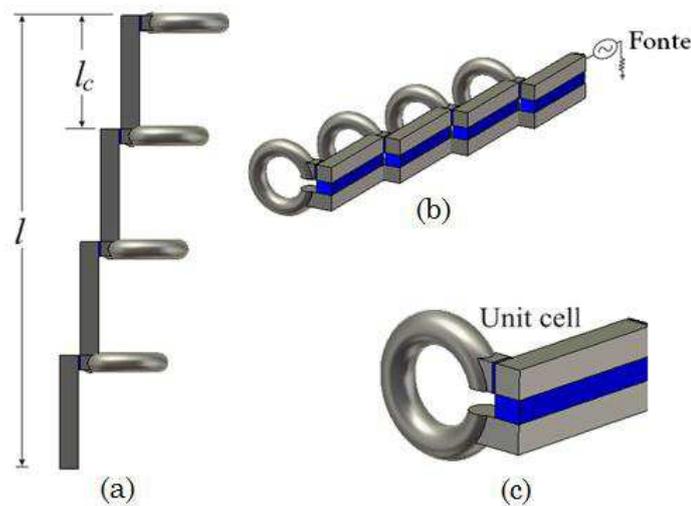


Figura 3. 2 - (a-b) Antena ZORW composta por 4 células unitárias. (c) Célula unitária.

Para que a antena ZORW funcione no modo de ordem zero ($\beta_0 = 0$) as frequências angulares ω_{se} e ω_{pa} devem ser iguais. No projeto de construção

da antena adotou-se a frequência de 2,45 GHz. Tem-se então que $f_{se} = f_{pa} = f_0 = 2,45 \text{ GHz}$. O diagrama de dispersão, para essa estrutura formada por quatro células, pode ser obtido da Equação (2.95). As frequências de ressonâncias estão distribuídas na curva de dispersão com um espaçamento constante de $\pi/4$, como pode ser visto na Fig. 3.3.

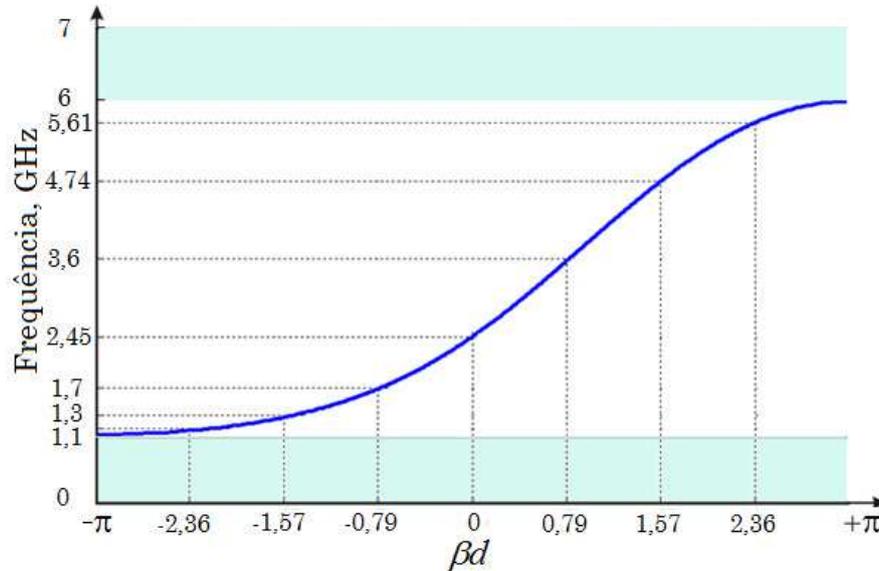


Figura 3.3 - Diagrama de dispersão e frequências de ressonâncias da antena ZORW

Como comentado no Item 2.3.3, estruturas dessa natureza têm o comportamento semelhante a um filtro passa-faixa [Mohammed and Itoh, 2010], em que ocorre o efeito metamaterial. Dessa forma, para a antena ZORW tem-se uma frequência de corte superior e outra de corte inferior que são $f_{cR} \cong 6 \text{ GHz}$ e $f_{cL} \cong 1 \text{ GHz}$, como pode ser observado na Fig. 3.3.

Com o modelo da estrutura da antena projetada (Fig. 3.1) o passo seguinte é obter os valores das indutâncias e capacitância previstas no projeto. Para isso foram consultados alguns livros e artigos especializados no assunto. Nos cálculos foram levadas em conta as fórmulas da auto-indutância e da

indutância mútua para dois fios paralelos de igual comprimento (L_R); a auto-indutância de uma simples espira (L_L); a capacitância entre os fios e a capacitância do “gap” do “loop” (C_R); e a capacitância entre a espira e o fio de seção quadrada (C_L) [Terman, 1943], [Grover, 1962], [Petten et al., 1988] e [Zhaomin, et al.,2001].

O valor calculado para as capacitâncias foi $C_R = C_L = 0,86\text{pF}$, e para as indutâncias foi $L_R = L_L = 4,9\text{nH}$. O dielétrico usado para preencher o espaço entre os fios foi o “*Low Temperature Co-fired Ceramics*” (LTCC - *DuPont 951*, $\epsilon_r = 7,8$), bastante usado na fabricação de dispositivos de RF e *Microwave and millimeter wave integrated circuits* (MMIC) [Kangasvieri et al., 2008].

3.4 Resultados Obtidos com a Simulação da Antena ZORW

Foram feitas algumas simulações para a obtenção do coeficiente de reflexão (S_{11}) de uma célula da ZORW (como linha de transmissão para averiguar a frequência de ressonância) com a utilização da matriz espalhamento (com os parâmetros da linha de transmissão). Para isso primeiramente foi determinada a matriz [ABCD] para uma célula assimétrica, composta de uma impedância Z série e uma admitância Y paralela (Equação 3.1). Em seguida o parâmetro de espalhamento S_{11} é determinado como apresentado na Equação (3.2) [Pozar, 2005].

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1+ZY & Z \\ Y & 1 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

$$S_{11} = \frac{A+B/Z_c - CZ_c - D}{A+B/Z_c + CZ_c + D} \quad (3.2)$$

O coeficiente de reflexão da antena ZORW, também foi simulado com a utilização do método FDTD e do *software* CST. O programa elaborado com o uso do método FDTD, para simulação de algumas estruturas, foi desenvolvido no ambiente de trabalho do MATLAB. Foi utilizada malha uniforme e a condição absorvente PML. Um pouco da teoria do FDTD é mostrada no Apêndice A. Os resultados das simulações são apresentados na Fig. 3.4.

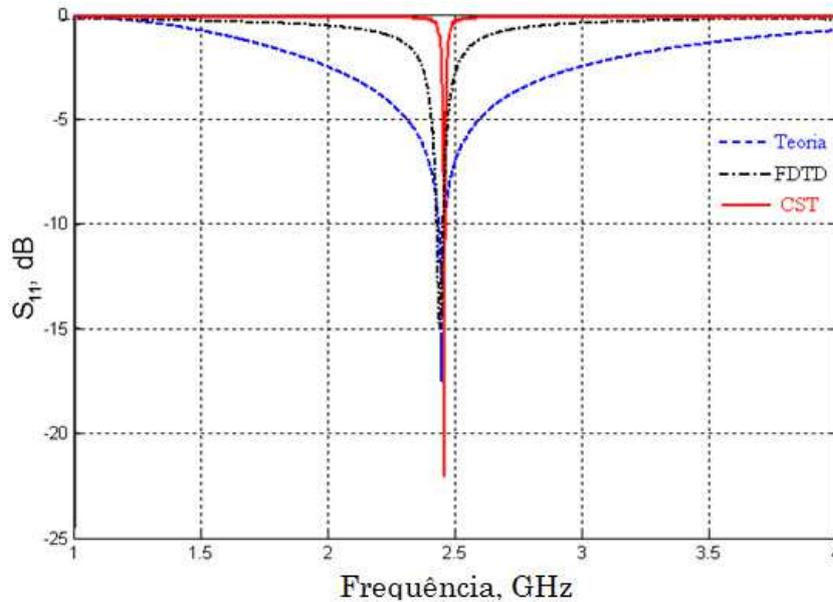


Figura 3. 4 - Coeficiente de reflexão da antena uma célula da antena ZORW

Como pode ser observado na Fig. 3.4 as faixas de ressonâncias ficaram aproximadas e, como previsto na teoria apresentada, a antena com uma célula unitária, tem apenas uma frequência de ressonância, que para

esse caso é o modo de ordem zero, onde se tem o efeito do comprimento de onda infinito. A frequência central e a largura de banda na simulação feita com o FDTD são de 2,448 GHz e 18 MHz, respectivamente. O resultado do parâmetro de espalhamento teórico ficou com 20 MHz na largura de banda e 2,45 GHz de frequência central. A simulação com o CST resultou numa largura de banda de aproximadamente 10 MHz em 2,456 GHz na frequência central.

Para demonstrar que a antena ZORW de fato é uma antena metamaterial e que a mesma apresenta os efeitos de ressonância apresentados no modo de ordem zero, são feitas três simulações com configurações distintas de montagem. O objetivo dessas simulações é mostrar que as ressonâncias dessa antena dependem do número de células agregadas, como visto no Item 2.3.4.

Na Fig. 3.5 pode ser observada uma antena composta por duas células unitárias. Em acordo com as Equações. (2.93) e (2.95),

$$\theta_m = \beta_m l = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \cdot \left(\frac{m\lambda}{2}\right) = m\pi \quad (3.3)$$

$$\beta_m d = \frac{m\pi}{N} = \cos^{-1} \left\{ 1 - \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_R} - \frac{\omega_L}{\omega}\right)^2}{2} \right\}, \quad (3.4)$$

ela apresenta três frequências de ressonâncias nos modos $m = -1$, $m = 0$ e $m = +1$.

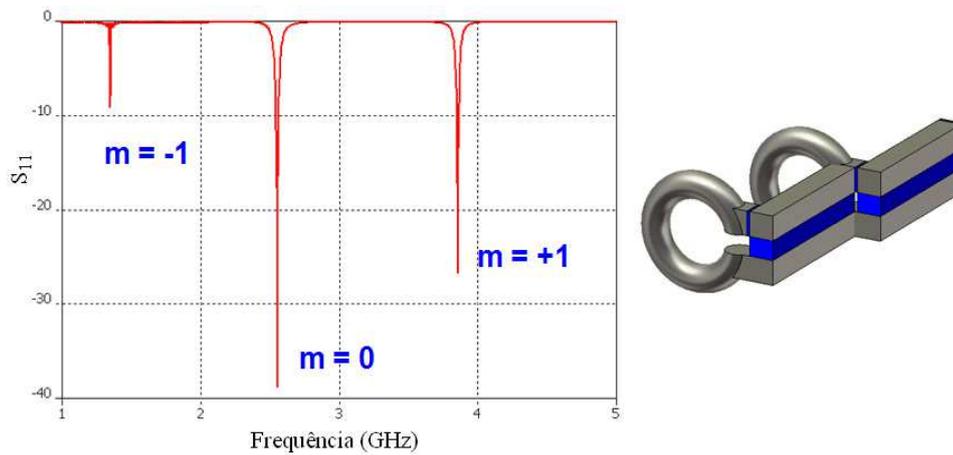


Figura 3. 5 - Coeficiente de reflexão da antena ZORW composta por duas células

Na segunda simulação realizada, foram acopladas três células. Essa configuração resulta em cinco modos de ressonâncias; $m = -2$, $m = -1$, $m = 0$, $m = +1$ e $m = +2$. Os resultados do coeficiente de reflexão podem ser vistos na Fig. 3.6.

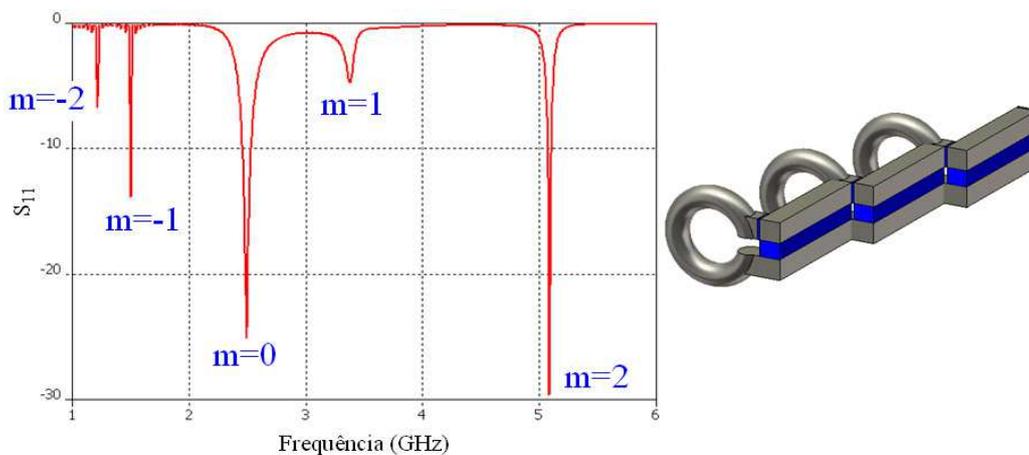


Figura 3. 6 - Coeficiente de reflexão da antena ZORW composta por três células

Como pode ser visto nas Figs. 3.5 e 3.6 as outras frequências de ressonâncias surgem em adição à frequência de ressonância do modo de ordem zero (2,45 GHz). Por fim, na Fig. 3.7 é mostrada uma antena composta por

quatro células unitárias. Nesse caso são obtidas sete ressonâncias; $m = -3$, $m = -2$, $m = -1$, $m = 0$, $m = +1$, $m = +2$ e $m = +3$.

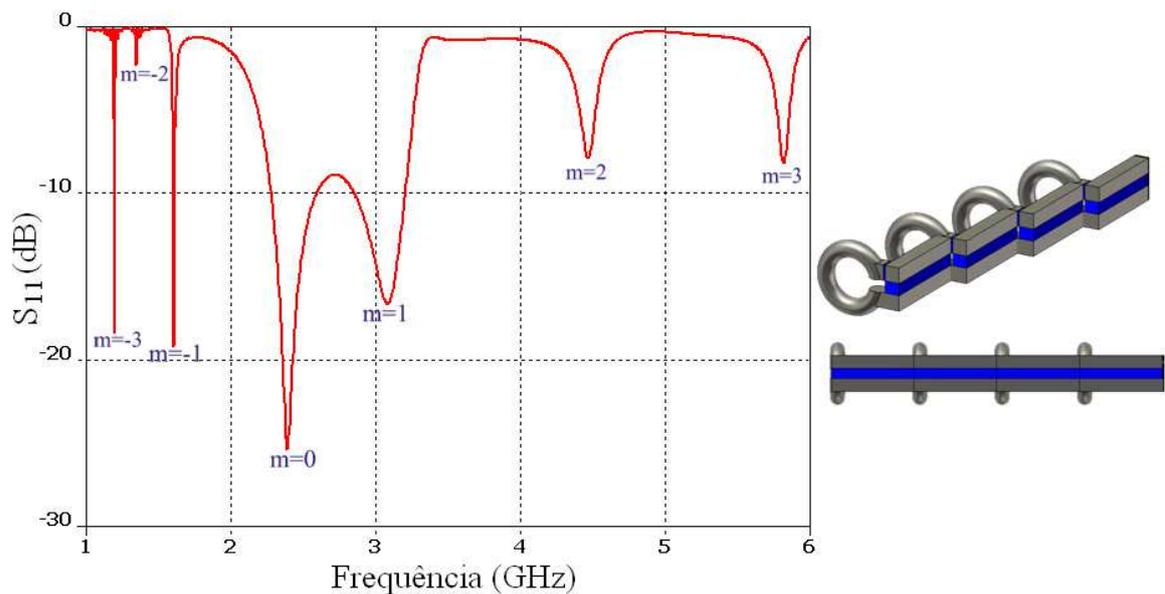


Figura 3.7 - Coeficiente de reflexão da antena ZORW composta por quatro células

Na Fig. 3.7 identificam-se as ressonâncias de 1,2 GHz para o modo $m = -3$, 1,35 GHz para o modo $m = -2$, aproximadamente 1,6 GHz para o modo $m = -1$. A frequência de ressonância calculada para o modo $m = 0$ foi de 2,45 GHz que na Fig. 3.7, aparece dentro de uma faixa de frequências. Considerando valores para $S_{11} \leq -10$ dB tem-se uma largura de banda que é de aproximadamente 300 MHz, muito maior que a banda obtida com apenas uma célula. Para o modo $m = +1$ com frequência central em aproximadamente 3,1 GHz, tem-se uma largura de banda de pelo menos 320 MHz. Os modos $m = +2$ e $m = +3$ têm suas localizações em 4,48 GHz e 5,82 GHz, respectivamente. Em comparação com os resultados obtidos com o diagrama de dispersão teórico da Fig. 3.3 pode-se observar que as ressonâncias apresentadas na Fig. 3.7, obtidas pelo método de onda completa CST, estão

próximas. No modo $m = +1$ tem-se um erro acima de 5%. No diagrama de dispersão da Fig. 3.3 a frequência para esse modo é de 3,6 GHz, enquanto que na resposta apresentada na Fig. 3.7 a frequência tem valor de 3,1 GHz. Esse erro pode ser devido à diferença existente entre as estruturas: a célula unitária da antena tem configuração assimétrica como apresentada na Fig. 2.30, em vez de simétrica como a da Fig. 2.24. Como comentado no Item 2.3.3, se $d \rightarrow 0$, uma rede periódica se tornará equivalente a uma LT homogênea. Na prática d é associado a um tamanho elétrico e a assimetria da célula unitária deverá inserir efeitos de descasamento na frequência pretendida (quando o tamanho da célula unitária assimétrica se torna eletricamente grande a impedância de entrada se torna diferente da impedância de saída). Esse descasamento se tornará maior com o aumento da frequência, pois com o aumento da mesma o comprimento de onda será menor aumentando também a diferença de fase de uma célula para outra. Esse efeito já não é tão significativo na frequência de operação no modo de ordem zero para a qual a antena foi construída, pois a célula unitária está abaixo da condição limite de homogeneidade eletromagnética que, para esse caso (antena de fio), é dada por $l_c < \lambda/4$. Em conclusão a esse tópico observa-se que a antena ZORW apresenta as características de comportamento de uma antena metamaterial.

O diagrama de irradiação em 3D simulado da antena ZORW composta por quatro células unitárias é apresentado na Fig. 3.8. Como pode ser visto a antena formada por quatro células apresenta uma boa eficiência de irradiação, aproximadamente 98,3%, e um ganho total de 3,4 dBi.

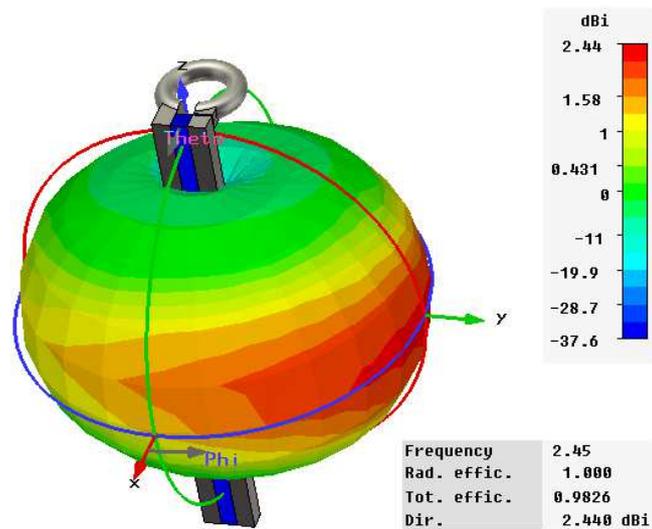


Figura 3. 8 - Diagrama de irradiação da antena ZORW composta por quatro células.

Dependendo da aplicação, apenas uma célula da antena ZORW pode ser utilizada em um sistema irradiante. Como a célula unitária depende apenas da indutância e da capacitância, pode-se mudar a forma da antena vista na Fig. 3.1 para o formato visualizado na Fig. 3.9 [Pires et al., 2009]. As dimensões são: $w = 0.2mm$, $w_w = 1.6mm$, $w_d = 1.6mm$, $l_w = 12mm$, $l_c = 20mm$ e $r = 3mm$. $C_R = C_g + C_w$, em que C_g é a capacitância do “gap” da espira e C_w é a capacitância entre os fios.

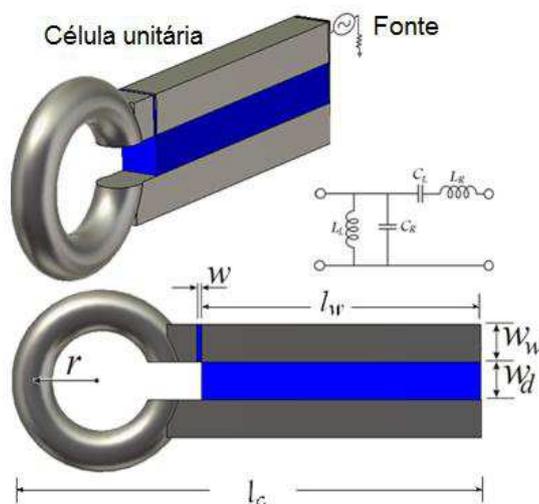


Figura 3. 9 - Modelo da célula unitária da antena ZORW modificada.

O diagrama de irradiação em três dimensões da antena mostrada na Fig. 3.9 pode ser observado na Fig. 3.10. A eficiência de irradiação simulada é de 0,8744.

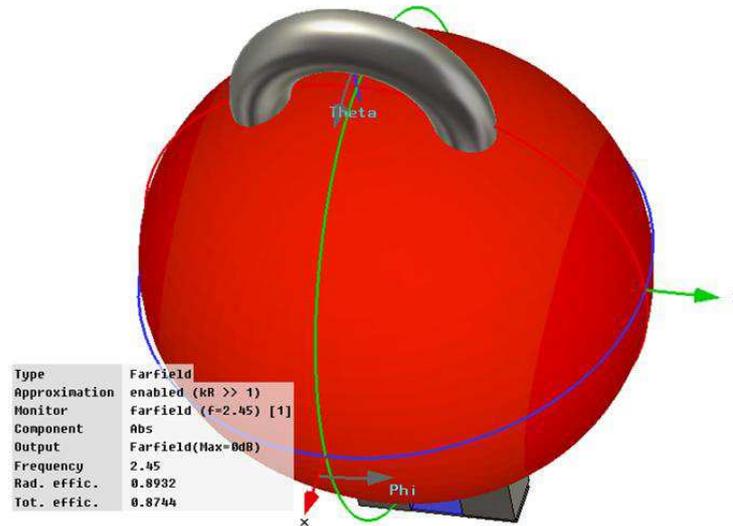


Figura 3. 10 - Diagrama de irradiação em três dimensões da antena ZORW modificada (uma célula).

3.5 Construção do protótipo da antena ZORW

Foram construídos dois protótipos da antena ZORW um composto por uma célula unitária, para operação na frequência de 2,45 GHz, e outro para operação na frequência de 1 GHz. A antena construída para a operação em 1 GHz tem o propósito de facilitar a montagem do arranjo, pois construída para essa frequência as dimensões da antena são maiores, facilitando o manuseio, e fabricação além de ser uma forma de comprovação que a antena ZORW pode ser construída para utilização em outras frequências.

3.5.1 Antena ZORW com operação em 1,2 GHz

Na frequência de 1 GHz foram feitas algumas simulações para três células unitárias MTM acopladas, a simulação pode ser vista na Fig. 3.11. Após a análise dos resultados das simulações foi construído o protótipo que é apresentado na Fig. 3.12.

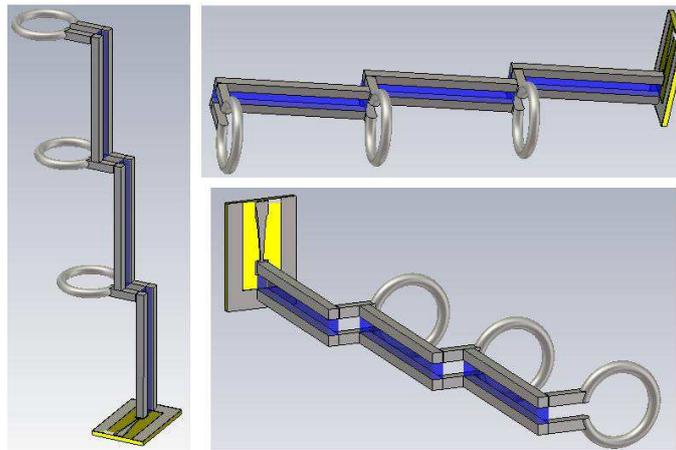


Figura 3. 11 – Simulação da antena ZORW com três células unitárias.



Figura 3. 12 – Protótipo da antena ZORW com três células unitárias.

Ao arranjo metamaterial foi acoplado um casador de impedância para ser conectado ao cabo de alimentação com impedância de 50Ω . Esse casador é uma adaptação de um guia de ondas coplanar (CPW) aberto [Klaus

et. al., 1993] e um *balun taper* planar [Duncan and Minerva, 1960] (Fig. 3.11), que pode ser facilmente integrado com outros circuitos de micro-ondas impressos sobre o mesmo substrato. Para construir o CPW foi utilizado o substrato FR-4 com espessura de 1,6 mm. O CPW foi otimizado para o casamento de impedância com 50Ω da impedância da alimentação. Os resultados das simulações e medidas do coeficiente de reflexão podem ser vistos na Fig. 3.13.

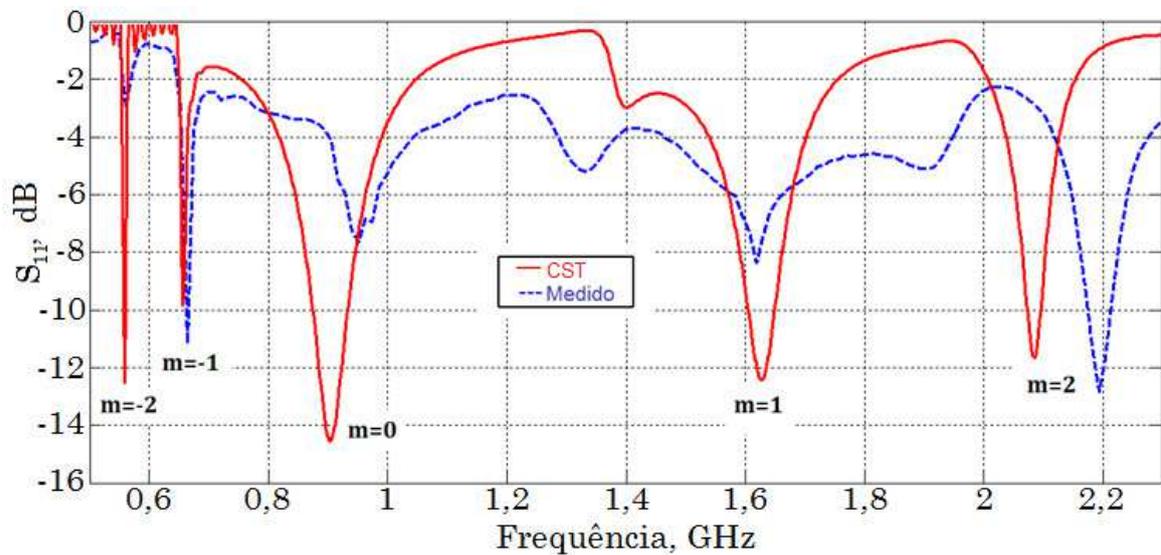


Figura 3.13 – Coeficiente de reflexão do arranjo de células da antena ZORW para 1 GHz.

Como pode ser observado nos resultados da Fig. 3.13, nas simulações são apresentados cinco modos de ressonâncias. Esse resultado entra em concordância com o que foi apresentado na Seção 3.4, onde é mostrado que para um arranjo de três células MTM existem cinco modos de ressonâncias. Os resultados medidos apresentam boa concordância com a simulação em algumas faixas de frequência, como nos modos $m=-2$, $m=-1$ e $m=1$. No modo de ressonância $m=0$, como pode ser visto, houve um deslocamento da faixa de ressonância para valores abaixo da frequência de

projeto. Isso pode ser explicado, pois a estrutura de uma célula unitária depende apenas dos valores de capacitância e indutância agregados a mesma. Com o acréscimo de mais células esses valores, devido ao acoplamento indutivo e capacitivo, aumentam de forma a deslocar a faixa de frequências, que neste caso é para frequências abaixo da ressonância de uma célula unitária. Há de se levar em conta também a adição do casador de impedância, que também contribuirá para o aumento da capacitância. Ainda em relação aos resultados apresentados na Fig. 3.13, levando em consideração valores para $S_{11} \leq -10$ dB, de acordo com as equações (2.92) e (2.67),

$$Z(l) = \frac{1}{YN} \quad (3.5)$$

e

$$Y = \left(\frac{1}{j\omega L_L} + j\omega C_R \right), \quad (3.6)$$

cada modo de ressonância terá sua impedância característica. Dessa forma, dependendo da aplicação, pode-se fazer a antena composta por três células ressoar em apenas uma frequência (a menor, por exemplo) bastando apenas projetar um casador de impedância para a faixa de frequência pretendente. Os resultados medidos podem ser melhorados com ajustes nas células, correções de imperfeições nas soldas e posicionamento de uma célula em relação a outra, que podem causar aumento ou diminuição da impedância para a faixa de frequência desejada.

Na Fig. 3.14 é mostrado o protótipo da antena ZORW da Fig. 3.9 e a geometria simulada no CST. Da mesma forma como foi feito para o arranjo da Fig. 3.11 a antena ZORW foi acoplada a um casador de impedância feito com um CPW aberto com variação *taper*.

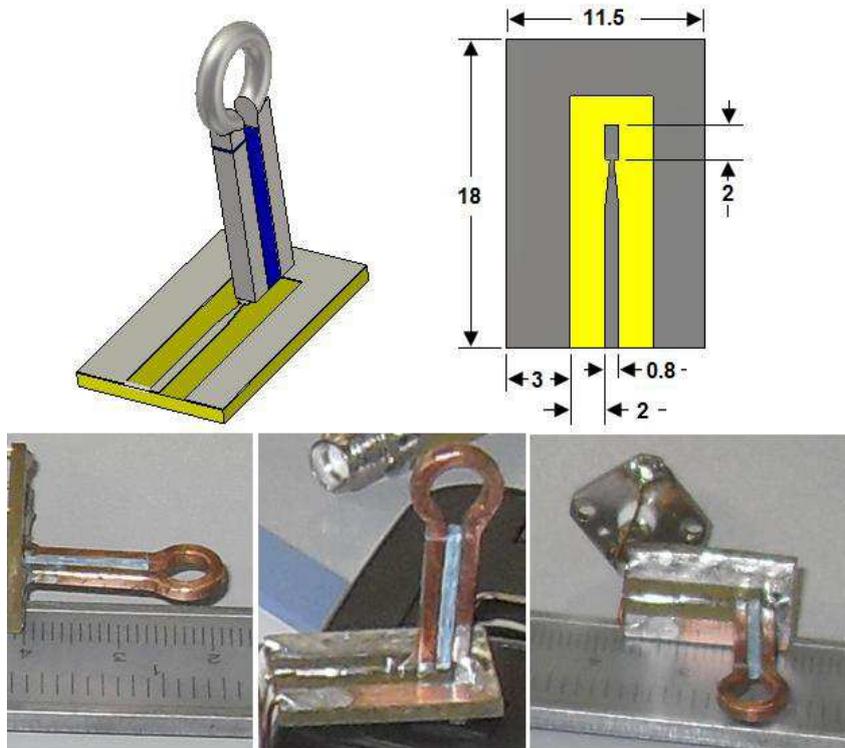


Figura 3. 14 – Simulação e protótipo da célula unitária da antena ZORW modificada com o casador de impedância.

O resultado do Coeficiente de reflexão medido pode ser visto na Fig. 3.15. Para valores com $S_{11} \leq -10$ dB a largura de banda simulada ficou com 52 MHz centrada em 2,46 GHz e a largura de banda medida ficou com 40 MHz centrada em 2,46 GHz. Como pode ser visto a largura de banda da antena ZORW mostrada na Fig. 3.15 ficou maior que o resultado apresentado nas simulações da Fig. 3.4. Isso se deve ao casador de impedância, que é derivado de um *balun taper* (casador de impedância banda larga), resultando no

casamento de outras frequências além das frequências casadas na primeira simulação (sem casador).

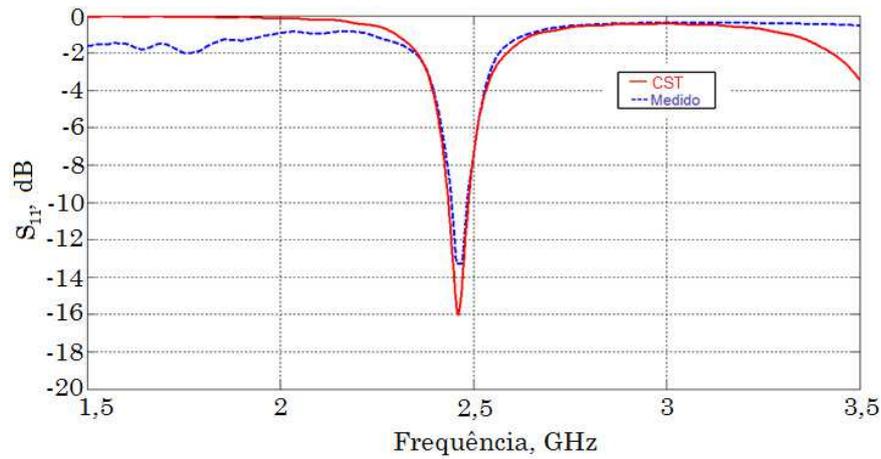


Figura 3. 15 – Coeficiente de reflexão da ZORW modificada.

Os diagramas de irradiação nos planos E e H são mostrados na Fig. 3.16. Os resultados são normalizados ao nível máximo de irradiação. Como pode ser visto há uma boa concordância entre os resultados medidos e simulados. As medidas foram feitas em ambiente sem câmara anecóica, o que contribuiu com o surgimento das atenuações apresentadas nos diagramas de irradiação.

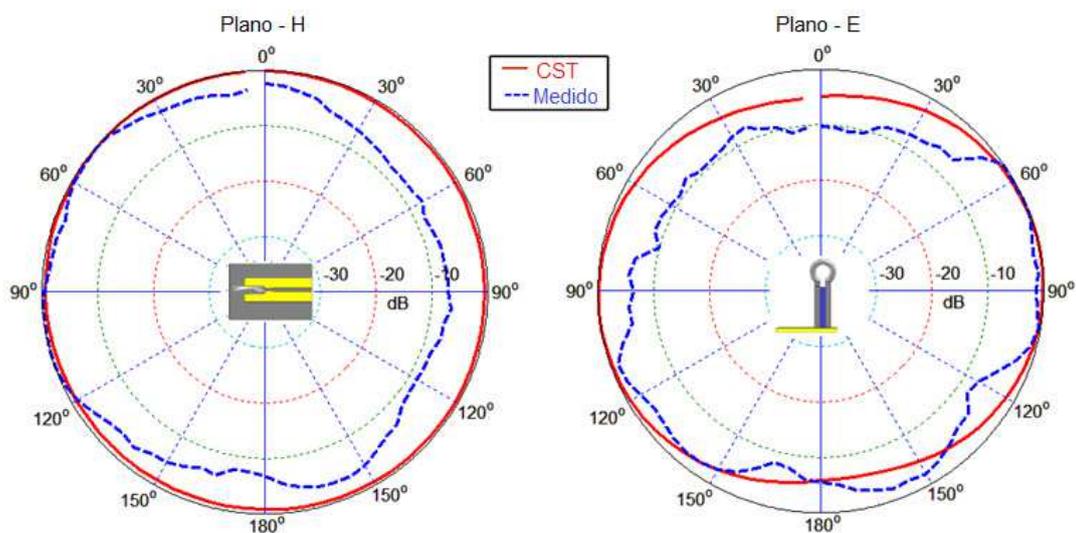


Figura 3. 16 – Diagrama de irradiação da ZORW modificada.

Na Fig. 3.17 são mostrados o ganho e eficiência calculados. Em média obtém-se ganhos próximos de 2 dBi. A eficiência ficou acima de 80% para a faixa 2,35 GHz a 2,55 GHz.

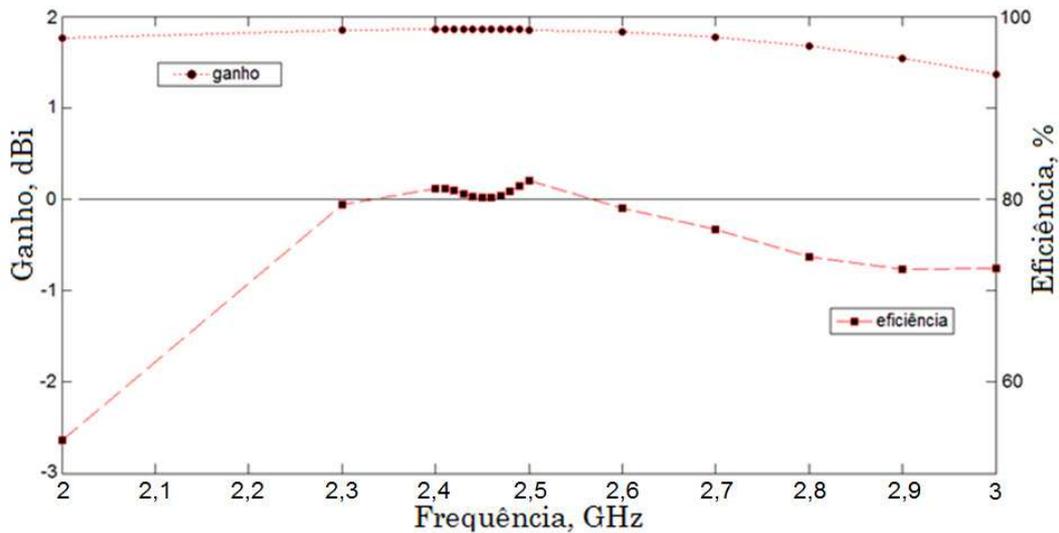


Figura 3. 17 – Ganho e eficiência da antena ZORW modificada.

3.6 Síntese

Neste capítulo são mostrados os dispositivos irradiantes desenvolvidos que apresentam comportamento e características metamaterial. Esse irradiador pode ser formado com a composição de várias células unitárias ou apenas uma, isso vai depender da aplicação. As células unitárias são compostas por indutâncias e capacitâncias. Denominado de antena ZORW, esse irradiador foi projetado para operar no modo de ordem zero, onde se tem o efeito de comprimento de onda infinito. A frequência de operação da antena ZORW com apenas uma célula é de 2,45 GHz.

Demonstra-se que a partir de duas células o irradiador começa a apresentar outras características provenientes do efeito metamaterial, que são

os modos de ressonâncias definidos no entorno da frequência central. No modo de ordem zero o comprimento físico da antena não depende da frequência, pois o comprimento de onda é infinito, ou seja, ela pode ser construída com dimensões bem pequenas, ou muito grandes. Essa característica, para algumas aplicações, pode ser bastante interessante, no caso de se ter uma frequência muito alta e uma restrição de dimensões mínimas para a estrutura, ou seja, ela precisar ser bem maior do que o comprimento de onda em questão.

As simulações do coeficiente de reflexão, para uma célula, foram feitas com a utilização da matriz espalhamento, do método FDTD e do software CST e concordam com as medidas realizadas. Os resultados estão dentro da faixa de operação da frequência para a qual a estrutura foi construída. Esse tipo de antena pode ser utilizada para operar na frequência do modo de ordem zero com apenas uma célula ou, no caso de se querer uma estrutura pequena em relação ao comprimento de onda, utilizar a frequência mais baixa de um arranjo de células. No projeto de agrupamento de três células unitárias a menor frequência ficou em 500 MHz, para uma estrutura de 10 cm de comprimento. Frequências mais baixas podem ser alcançadas, isso vai depender do cálculo da frequência de ressonância (modo de ordem zero) e da tecnologia de construção empregada na fabricação da antena. Pois a ressonância da estrutura depende apenas das indutâncias e capacitâncias empregadas, e não mais do comprimento físico como acontece em estruturas convencionais.

CAPÍTULO 4

Estrutura Inspirada em Metamaterial Desenvolvida

4.1 Introdução

Como variação das antenas metamateriais tem-se as antenas inspiradas em metamateriais, que são dispositivos concebidos com base na tecnologia dos MTM mais que apresentam respostas e efeitos de antenas convencionais.

4.2 Antena de Fio Banda Dupla Inspirada em Metamaterial

A antena de fio banda dupla inspirada em metamaterial (*metamaterial-inspired wire antenna* – MIWA) foi desenvolvida para aplicação em sistemas wireless especificamente no Wi-Fi, nas bandas de 2,45 e 5,5 GHz. Ela foi obtida a partir da modificação de uma célula unitária baseada em MTM (ZORW). Em consequência à modificação realizada na célula unitária uma nova frequência de ressonância é gerada, cobrindo a banda superior do Wi-Fi de 5,5 GHz, em adição a frequência de ressonância gerada pelo modo de ordem zero em 2,45 GHz (banda inferior do Wi-Fi).

4.3 Metodologia de obtenção da antena MIWA

A antena ZORW mostrada na Fig. 3.9, construída para operar no modo de ordem zero, foi modificada para operar em duas frequências de ressonância. Como apresentado no capítulo anterior, a antena é independente do comprimento físico, dependendo apenas das reatâncias capacitivas e indutivas [Sipal et. al., 2010]. Quando as frequências angulares ω_L , ω_R , ω_{se} e ω_{sh} são iguais é obtida a frequência no modo de ordem zero. Como foi visto, a antena ZORW consiste de uma indutância L_R (fio) em série com uma capacitância C_L , e uma capacitância paralela C_R conectada com uma indutância L_L (espira) paralela, como pode ser observado na Fig. 4.1(a-b).

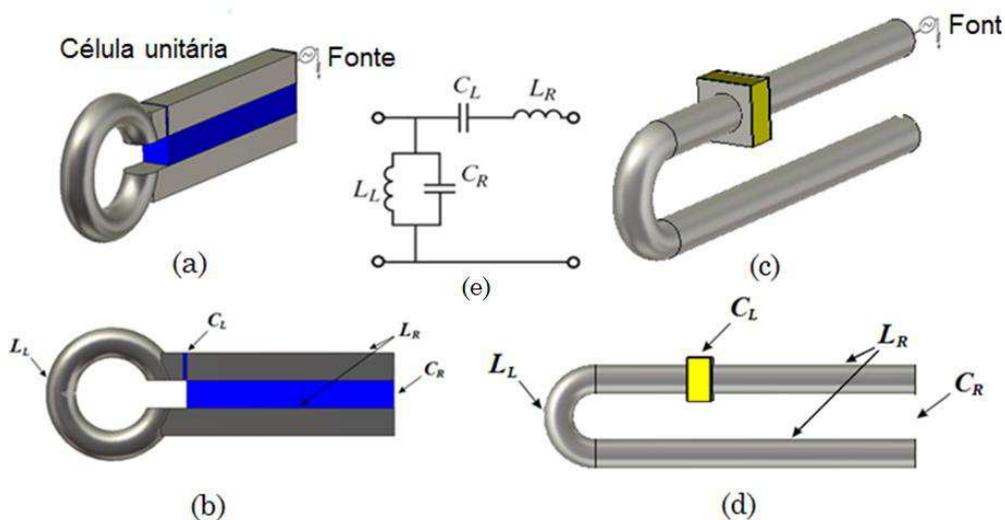


Figura 4. 1 – Desenho das estruturas das antenas: (a-b) ZORW e (c-d) MIWA. (e) Circuito equivalente.

Se os valores das capacitâncias e indutâncias forem alterados, conseqüentemente as frequências angulares ω_L , ω_R , ω_{se} e ω_{sh} serão diferentes. Dessa forma, a antena passará a operar com frequências de ressonâncias diferentes. Com isso, a condição de comprimento de onda infinito

será desfeita e a estrutura se tornará dependente apenas do comprimento de onda.

Com a alteração, a antena ZORW passou a operar com duas frequências de ressonância, sendo agora chamada de antena MIWA. Foi modificada a espessura e o espaçamento entre os fios. A capacitância C_R foi diminuída com a remoção do dielétrico e o espaço entre os fios foi aumentado. (Fig.4.1c e d). A capacitância $C_L = 0,218$ pF foi ajustada para sintonia de duas bandas de frequências, calculada utilizando-se a equação do capacitor de placas paralelas (Fig. 4.2). Com essa nova configuração a antena passa a ter dependência com o comprimento de onda e agora operara com duas frequências de ressonâncias. Como pode ser visto na Fig. 4.2, a antena tem dois fios, o primeiro fio tem 13 mm (que é aproximadamente um quarto do comprimento de onda de 5,5 GHz) e o segundo fio tem 34 mm de comprimento (que é em torno de um quarto do comprimento de onda de 2,45 GHz). Na menor frequência de operação (2,412 GHz na banda inferior do Wi-Fi) o tamanho da antena é $0,192\lambda$.

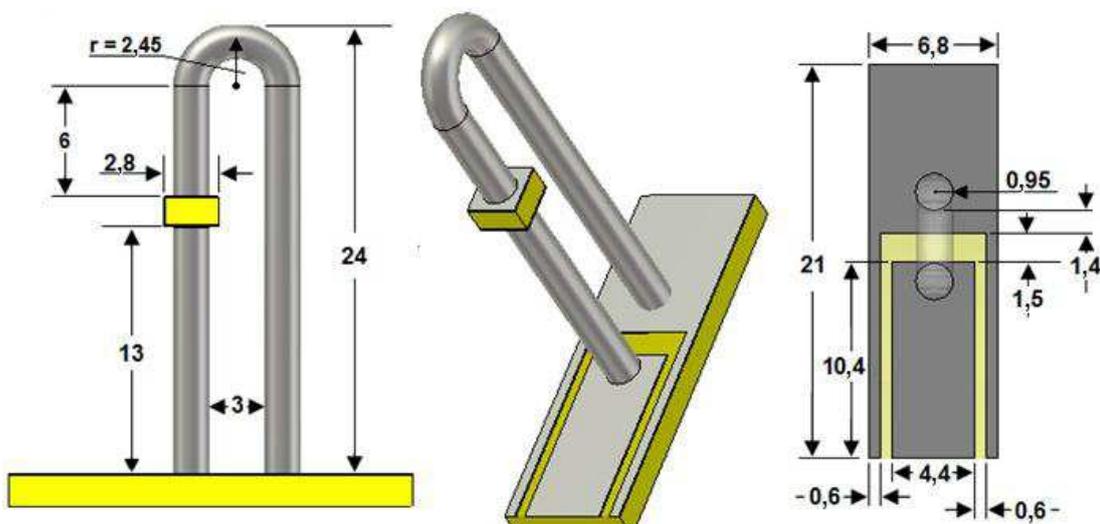


Figura 4. 2 – Geometria da antena MIWA.

A antena foi desenhada e simulada no ambiente de trabalho do CST *Microwave Studio* e foi alimentada por um guia de onda coplanar (CPW) aberto, que foi otimizado para casamento com a impedância de 50Ω da alimentação. As dimensões da antena e do casador de impedância podem ser vistas na Fig. 4.2.

4.4 Resultados obtidos por Simulação e Medidos

Um protótipo da antena foi construído seguindo as especificações e medidas já apresentadas na secção 4.3 (ver Fig. 4.3).

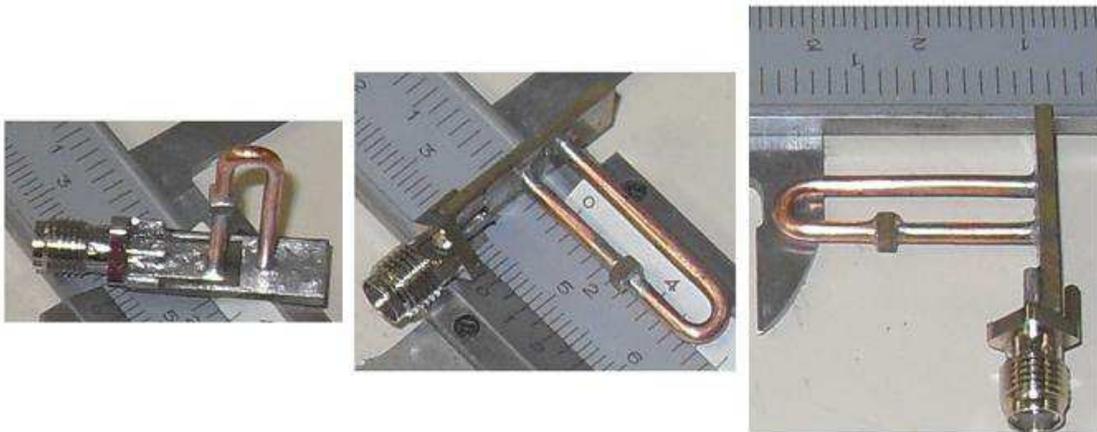


Figura 4. 3 – Protótipo da antena MIWA.

O coeficiente de reflexão pode ser visto na Fig. 4.4. A largura de banda medida da antena ($S_{11} \leq -10 \text{ dB}$) é de 140 MHz para a banda inferior que vai de 2,38 GHz a 2,52 GHz. Na parte superior a largura de banda medida é de 1,83 GHz que vai de 3,81 GHz a 5,64 GHz. Foram feitas duas simulações, uma leva em consideração o cabo coaxial e o conector para a alimentação do CPW. O resultado simulado, sem conector e cabo, mostra que a largura de

banda superior atingiu 673 MHz, com início em 5 GHz e termino em 5.7 GHz. A largura de banda da simulação com cabo e conector ficou em 2,1 GHz, iniciando em 4,12 GHz e terminando em 6,27 GHz. A simulação considerando a presença do cabo e do conector demonstra a forte influência desses elementos na adaptação e no resultado da largura de banda. A largura de banda simulada é maior nas duas frequências (inferior e superior). Considerando as medições, na faixa superior, é observado um deslocamento de toda a largura de banda para frequências mais baixas de aproximadamente 500 MHz.

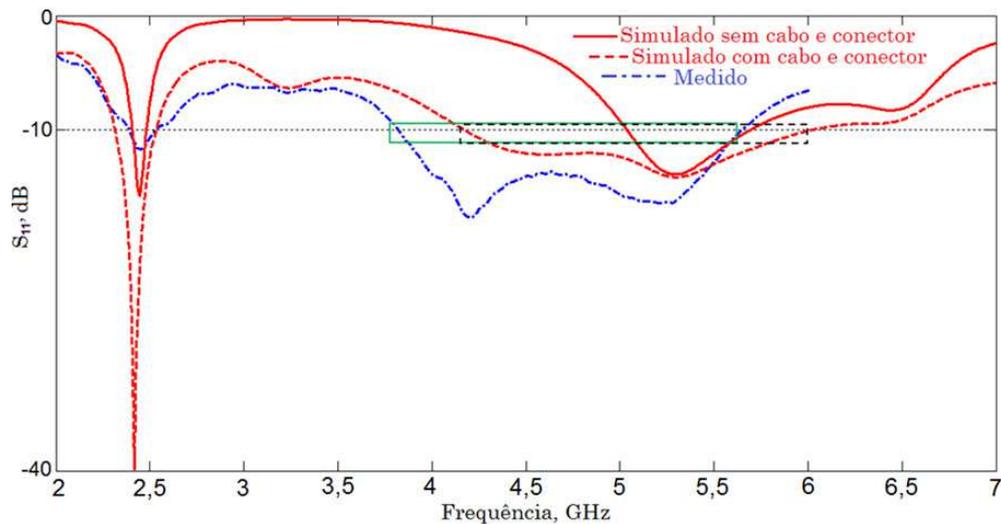


Figura 4. 4 – Coeficiente de reflexão simulado e medido.

Os diagramas de irradiação para ambas as frequências e ambos os planos (E e H) são mostrados na Fig. 4.5 e Fig. 4.6. Os resultados são normalizados ao nível máximo da radiação. Como pode ser visto há uma boa concordância entre os resultados. O erro máximo encontrado é de 10 dB.

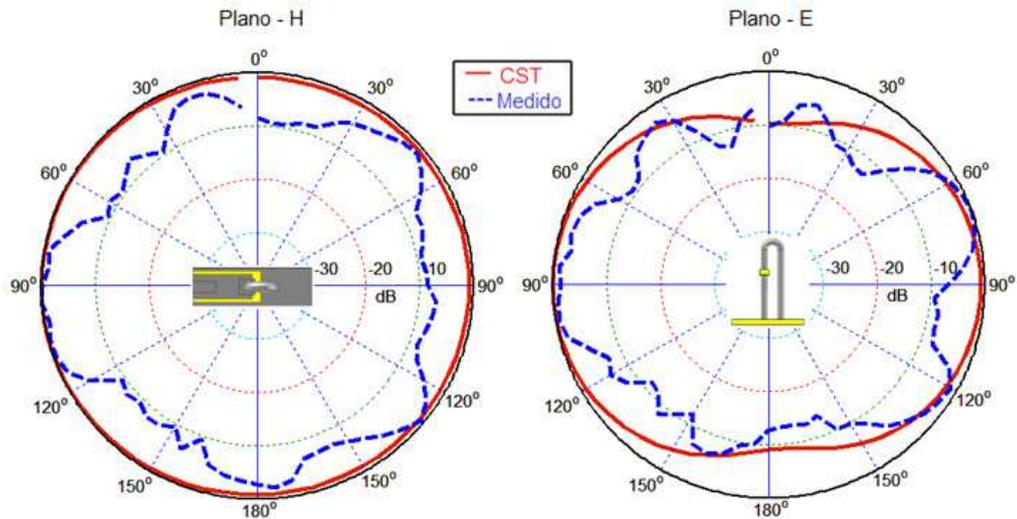


Figura 4. 5 – Diagrama de irradiação simulado e medido em 2.45 GHz.

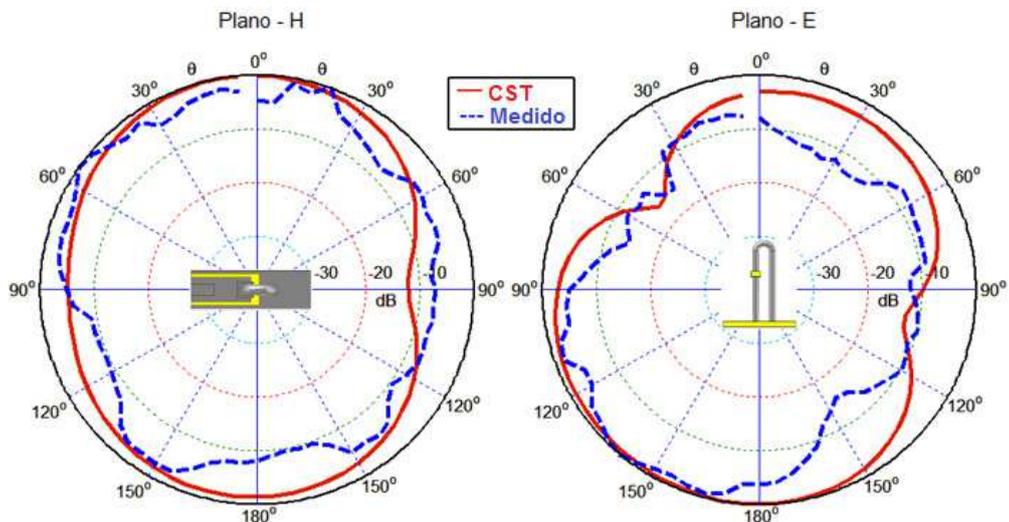


Figura 4. 6 – Diagrama de irradiação simulado e medido em 5.5 GHz.

Na Fig. 4.7 são mostrados o ganho e a eficiência simulados. Em média, nas frequências de interesse, obtém-se ganhos de 2 dBi na banda inferior e 4 dBi na banda superior. A eficiência ficou acima de 70% na banda inferior e acima de 85% na banda superior.

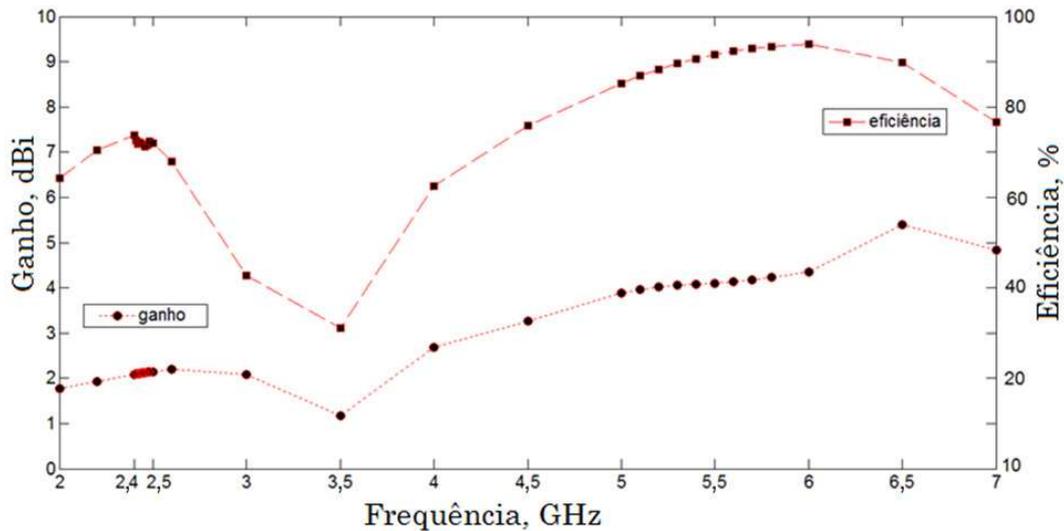


Figura 4. 7 – Ganho e eficiência da antena MIWA.

4.5 Síntese

A antena MIWA foi derivada da antena ZORW. Dispositivos que são desenvolvidos com a utilização da tecnologia metamaterial, mas seus efeitos são semelhantes aos dispositivos fabricados a partir da teoria clássica, são classificados como inspirados em metamaterial. Como é exposto a MIWA encontra-se nessa categoria. A antena de referência, ZORW, operava apenas em uma frequência de ressonância. Introduzida as modificações em sua estrutura (célula unitária) passou a operar em duas frequências. A MIWA foi projetada para operar nas bandas inferior e superior do Wi-Fi, que estão centradas em 2,45 e 5,5 GHz. Os resultados simulados e medidos estão em concordância e dentro do que se pretendia. Como a antena é acoplada a um casador planar, a mesma pode ser facilmente adaptada a outros circuitos de micro-ondas planares.

CAPÍTULO 5

Aplicações da família ZORW em Sistemas Wireless

5.1 Introdução

Neste capítulo são apresentadas outras estruturas irradiantes que foram desenvolvidas com base nas antenas já desenvolvidas. São dados alguns exemplos de aplicação para as antenas construídas. Como elas foram projetadas para operação em sistemas wireless, especificamente nas bandas do Wi-Fi, podem ser utilizadas em notebook (Bluetooth e Wi-Fi), roteadores wireless e outros equipamentos que se utilizam dessa tecnologia.

5.2 Outras Antenas Desenvolvidas

A antena MIWA opera em duas bandas de frequência, se for retirado o fio responsável pela banda superior (5,5 GHz) a antena passará a operar em apenas uma banda de frequências que são as que estão em torno de 2,45 GHz. O resultado final da antena é mostrado na Fig. 5. 1b. Como pode ser visto, a antena possui a mesma geometria de uma antena monopolo. Se for colocada a outra metade, a antena passa a apresentar a geometria de um dipolo dobrado (Fig. 5. 1a).

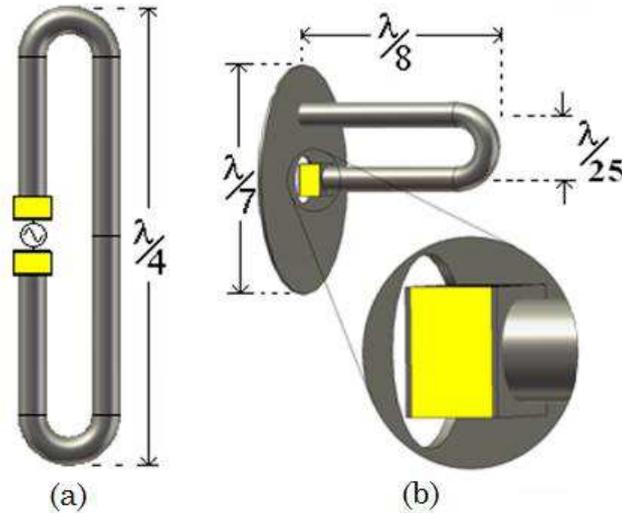


Figura 5. 1 - Geometria das antenas: (a) dipolo dobrado, (b) monopolo dobrado.

A impedância de entrada Z_{in} do dipolo é obtida seguindo o mesmo procedimento para obtenção da impedância de entrada do dipolo dobrado convencional [Balanis, 2005]. O resultado do cálculo da impedância encontrada é $Z_{in} \cong 120 + i900$. A parte reativa é eliminada com a determinação dos valores das capacitâncias obtidas pela Equação (5.1). O resultado do cálculo da capacitância obtido foi de $C \cong 0,14\text{pF}$.

$$C = 2C_{in} = \frac{1}{\pi f X_{in}} \quad (5.1)$$

Usando a teoria do método das imagens [Pozar, 2001], a impedância de entrada do monopolo é calculada como sendo a metade da impedância do dipolo, e é $Z_{in} \cong 60 + i450$. A parte reativa é eliminada com a determinação do valor da capacitância obtida pela Equação (5.2), o valor da capacitância calculada para o monopolo é de $C \cong 0,14\text{pF}$.

$$C = \frac{1}{2\pi f X_{in}} \quad (4.2)$$

Os capacitores foram construídos com o uso do substrato FR-4 de espessura 2,1mm e permissividade relativa de 4,4. As dimensões das placas dos capacitores são 2 mm x 2 mm. O plano de terra do monopolo foi escolhido com tamanho proporcional ao elemento irradiador, e otimizado de forma a não interferir na frequência de ressonância da antena. Uma abertura circular foi feita no centro do plano de terra para que a antena pudesse ser alimentada, e também para evitar o contato físico entre o capacitor e o plano de terra, como pode ser visto na Fig. 5.1b. O diâmetro do fio metálico (cobre) utilizado na construção do irradiador é 1,9mm.

5.2.1 Resultados Obtidos por Simulação e Medidos

Um protótipo de cada antena foi construído, como é mostrado na Fig. 5.2. Dois casadores de impedâncias tipo *tapered balun* [Duncan, 1960] são utilizados para o casamento da impedância da LT de 50Ω com a impedância das antenas. As antenas foram construídas para operar na frequência de 2.5 GHz. Nessa frequência o tamanho das estruturas é de 3 cm para a antena dipolo, mostrado na Fig. 5.2b, e 1,5 cm para a antena monopolo vista na Fig. 5.2e.

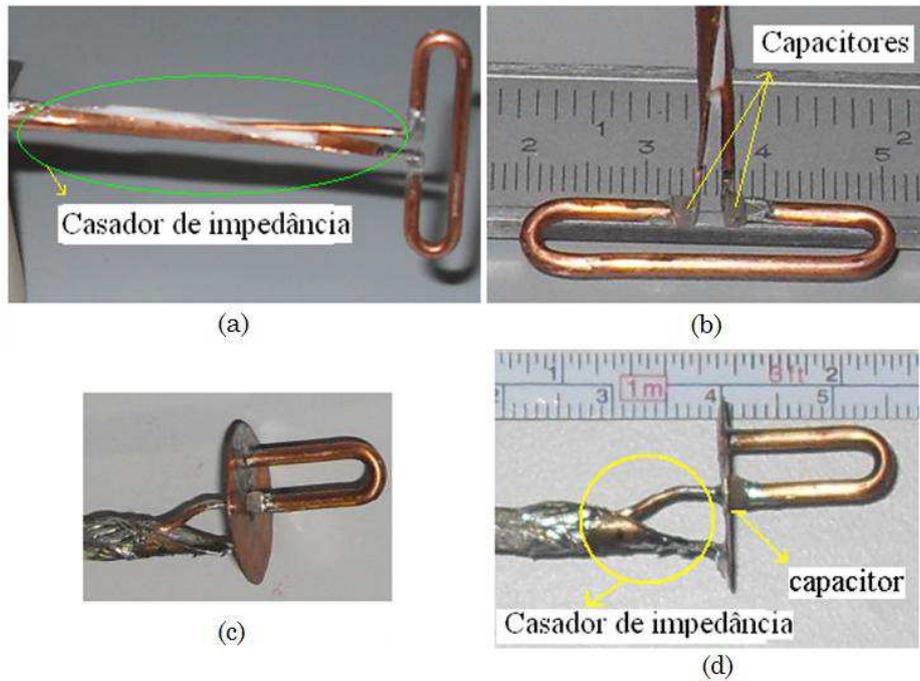


Figura 5. 2 - Protótipos das antenas: (a) e (b) antena dipolo, (c) e (d) antena monopolo.

O coeficiente de reflexão (S_{11}) foi simulado com o uso do FDTD e do CST. Para validar as simulações são mostrados também os resultados medidos (Fig. 5.3 e na Fig. 5.4). Na Fig. 5.3, como pode ser visto, existe uma boa concordância entre as simulações e as medições. Para a antena dipolo a largura de banda simulada ($S_{11} \leq -10$ dB) é de 100 MHz e a medida de 105 MHz.

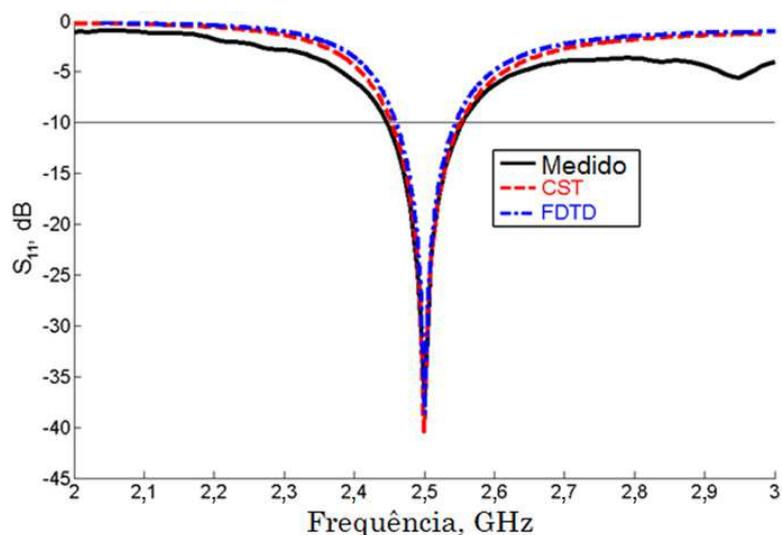


Figura 5. 3 - Comparação entre os coeficientes de reflexão medido e simulado da antena dipolo.

Na resposta da antena monopolo, existe uma diferença na largura de banda, pois a simulação sem o *balun* fornece o valor de 39 MHz e a medição de 115 MHz, como pode ser visto na Fig. 5.4. Isso se explica pelo fato de o *tapered balun* (utilizado para o casamento da impedância da antena) ser um casador de impedância banda larga. As perdas introduzidas pelo cabo também contribuem para o aumento da largura da banda da antena monopolo. A simulação incluindo a presença do *taper balun* valida os resultados medidos.

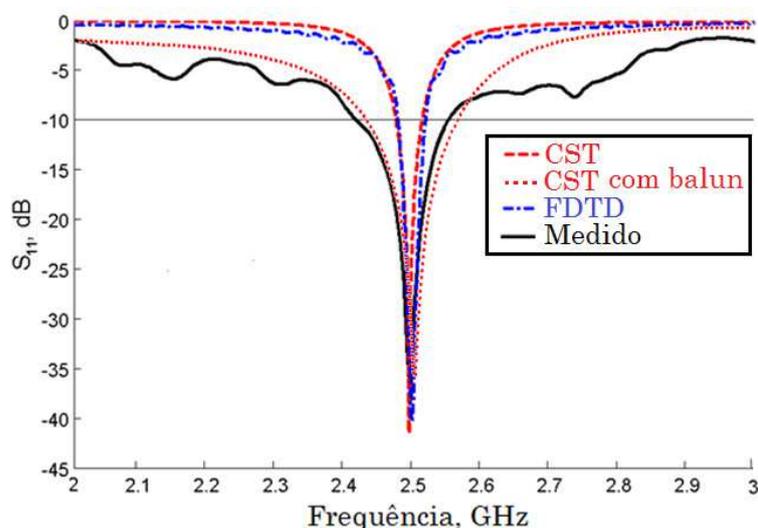


Figura 5. 4 - Comparação entre o coeficiente de reflexão medido e simulado da antena monopolo.

Os diagramas de irradiação simulados e medidos nos plano-E e plano-H são mostrados na Fig. 5.5 e na Fig. 5.6. Os resultados são normalizados em relação ao máximo nível da radiação. Pode ser observado que há uma boa concordância entre os resultados simulados e medidos. A eficiência simulada nas frequências centrais ficou em 86,1% para a antena dipolo e 70% para a antena monopolo.

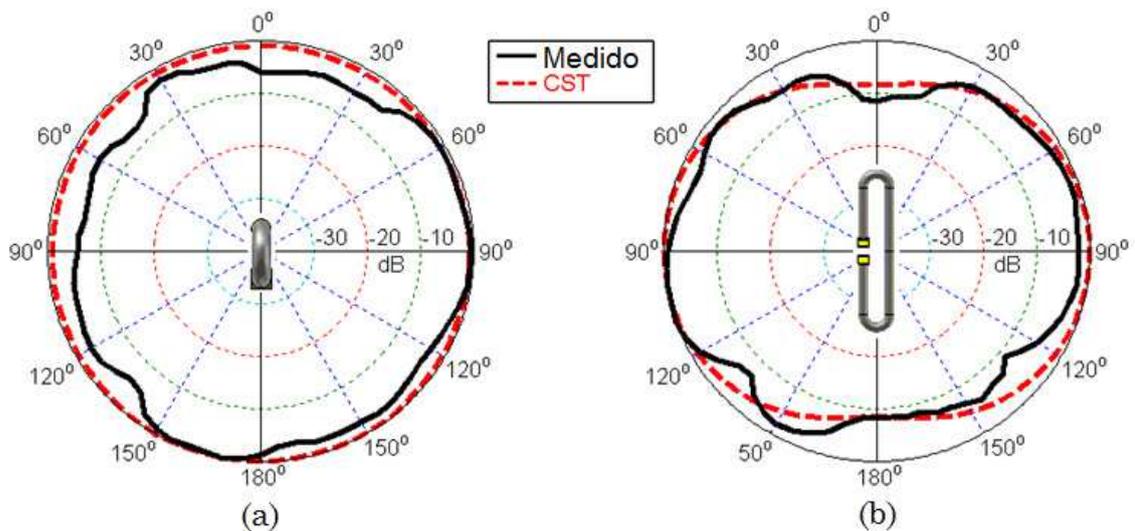


Figura 5. 5 - Diagramas de irradiação simulado e medido antenna dipolo inspirado em MTM: (a) Plano-H e (b) Plano-E.

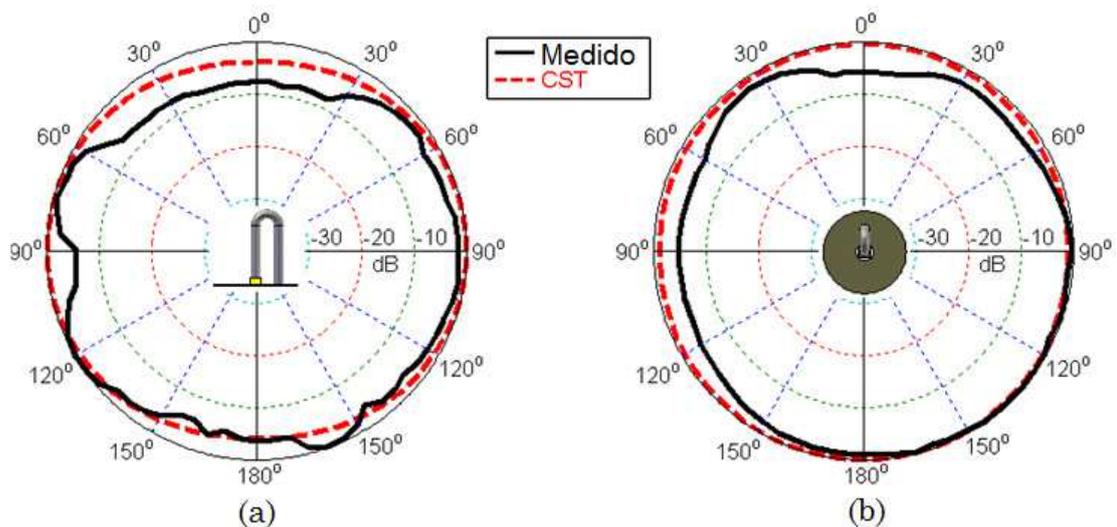


Figura 5. 6 - Diagramas de irradiação simulado e medido da antenna monopolo inspirado em MTM: (a) Plano-E e (b) Plano-H.

As antenas dipolo dobrado e monopolo dobrado podem ser aplicadas em sistemas do padrão 802.11 e também em outras aplicações. Suas dimensões são dadas em comprimento de onda, o que facilita a construção dessas estruturas em outras frequências.

5.3 Aplicações da família ZORW em Sistemas Wireless

Os sistemas *wireless* nos últimos anos passam por grandes desenvolvimentos devido a crescente demanda de usuários, dentre estes estão os profissionais da tecnologia da informação e usuários de entretenimento doméstico. Esses sistemas podem ser divididos em diferentes categorias, que dependem da extensão da área em que são implantados. Apesar do grande número de padrões definidos nos últimos anos, as redes *wireless* podem ser classificadas em três categorias principais [Nuaymi, 2007]:

- ✓ *Wireless Personal Area Network* (WPAN): Essa rede é composta de dispositivos que se comunicam na faixa de alguns metros. Duas aplicações bem sucedidas desta categoria são o *ZigBee* e Bluetooth.
- ✓ *Wireless Local Area Network* (WLAN): É uma rede de computadores que conecta dispositivos distribuídos em uma área local, entre os exemplos de utilização têm-se escritórios, casas, aeroportos e shoppings. Um exemplo de padrão utilizado em WLAN é o padrão IEEE 802.11, conhecido comercialmente como Wi-Fi.
- ✓ *Wireless Metropolitan Area Network* (WMAN): Essa rede abrange grandes distâncias que podem cobrir até cidades inteiras. O IEEE 802.16 é um exemplo de padronização WMAN, comercialmente conhecido como WiMAX.

A padronização das WLANs (de interesse neste trabalho) é influenciada por três organizações: a *Wi-Fi alliance*, o *Institute of Electrical and Electronic Engineers (IEEE)* e o *European Telecommunications Standard Institute (ETSI)*.

Um dos objetivos do IEEE é a criação de grupos de trabalho destinados à elaboração e atualização das normas conhecidas internacionalmente. Os padrões IEEE WLAN são referenciados como 802.11. A organização Wi-Fi certifica a interoperabilidade de produtos WLANs mantendo a compatibilidade com o padrão IEEE 802.11 [Roshan and Leary, 2003].

Atualmente as técnicas mais utilizadas são as definidas pelos padrões IEEE 802.11a, IEEE 802.11b, IEEE 802.11g e o IEEE 802.11n. No padrão IEEE 802.11b a rede opera a uma taxa teórica de 11 Mbps. No IEEE 802.11a a rede é mais rápida, 54 Mbps. Nesse padrão a transmissão e recepção dos dados apresenta maior imunidade a interferências eletromagnéticas, pois operam na faixa de frequência em torno dos 5,5 GHz, em vez dos 2,4 GHz utilizados no padrão IEEE 802.11b. O padrão 802.11a tem uma desvantagem, o alcance do sinal, que é cerca da metade do alcance do sinal de uma rede IEEE 802.11b.

O equipamento que utiliza o padrão IEEE 802.11g trabalha a uma taxa de transmissão de 54 Mbps, como no IEEE 802.11a, e opera na mesma faixa de frequência do IEEE 802.11b (2,4 GHz), o que mantém o alcance inicial. Para que a rede funcione a 54 megabits, é necessário que tanto o ponto de acesso *wireless* (conhecido também como hostpost), quanto todas as placas

da rede sejam IEEE 802.11g, caso contrário a rede inteira passa a operar a 11 megabits, a fim de manter compatibilidade com as placas antigas. Por último tem-se o IEEE 802.11n, que também tem conquistado espaço entre as redes *wireless*. Opera nas faixas centrais de 2,4 GHz e 5,5 GHz, sua velocidade nominal chega a 300 Mbps e a área de cobertura é estimada em 400 metros. Uma visão geral em termos de data de lançamento, frequência de operação e taxa de transmissão máxima de dados é apresentado na Tabela 3.1 [Roshan and Leary, 2003] e [Thomas and Tokunbo, 2008].

Tabela 3.1 - Frequência de operação e taxa de transmissão do padrão IEEE 802.11.

	IEEE 802.11a	IEEE 802.11b	IEEE 802.11g	IEEE 802.11n
Data de Lançamento	Julho 1999	Julho 1999	Junho 2003	Setembro 2009
Máxima taxa de transmissão	54 Mbps	11 Mbps	54 Mbps	300 Mbps
Frequência de operação	5 GHz	2.4 GHz	2.4 GHz	2.4 GHz ou 5 GHz
Largura do canal	20 MHz	20 MHz	20 MHz	20 MHz ou 40 MHz

Diferentes países têm diferentes órgãos reguladores e podem ter até 14 conjuntos de canais disponíveis (na banda inferior) para transmissão e recepção wireless. Dessa forma as frequências, utilizadas por vários equipamentos em um ambiente, devem ser distribuídas da melhor maneira possível. Com esse cuidado consegue-se evitar as sobreposições. Pois as sobreposições degradam o desempenho da rede (lentidão) ou, em casos mais sérios, podem causar o não funcionamento do sistema. Na Tabela 3.2 e 3.3 são

apresentadas as frequências que são disponibilizadas em cada canal e as regiões onde são liberadas [CISCO, 2003], [IEEE, 2009] e [Broadcom 2006]. A banda superior do Wi-Fi é dividida em três faixas:

1. De 5,150 a 5,350 que é utilizada em sistemas de acesso sem fio em redes locais, somente em ambientes internos;
2. De 5,470 a 5,725 que é utilizada em sistemas de acesso sem fio em redes locais, pode ser utilizada em ambientes externos e internos;
3. De 5,725 a 5,825 que é utilizada em sistemas de acesso sem fio em redes locais, pode ser utilizada somente em ambientes externos.

Tabela 3. 2 – Frequências para equipamentos de Radiocomunicação Restrita como redes Wi-Fi e Rádio Spread Spectrum.

Canal	Frequência Central	Américas	Europa	Japão
1	2412 MHz	X	X	X
2	2417 MHz	X	X	X
3	2422 MHz	X	X	X
4	2427 MHz	X	X	X
5	2432 MHz	X	X	X
6	2437 MHz	X	X	X
7	2442 MHz	X	X	X
8	2447 MHz	X	X	X
9	2452 MHz	X	X	X
10	2457 MHz	X	X	X
11	2462 MHz	X	X	X
12	2467 MHz		X	X
13	2472 MHz		X	X
14	2484 MHz			X

Tabela 3. 3 - Sistemas de Acesso sem Fio em Banda Larga para Redes Locais, utilização em ambientes internos .

Canal	Frequência Central	Américas	Japão
34	5170 MHz		X
36	5180 MHz	X	
38	5190 MHz		X
40	5200 MHz	X	
42	5210 MHz		X
44	5220 MHz	X	
46	5230 MHz		X
48	5240 MHz	X	
52	5260 MHz	X	
56	5280 MHz	X	
60	5300 MHz	X	
64	5320 MHz	X	

5.3.1 Aplicações propostas para as antenas

As antenas desenvolvidas nesta tese podem ser aplicadas a equipamentos regulamentados pelos padrões IEEE, tais como notebooks, roteadores wireless entre outros. A antena ZORW a as antenas dipolo e monopolo pode ser aplicada em equipamentos que têm como referência os padrões IEEE 802.11b, IEEE 802.11g e IEEE 802.11n (na banda inferior ou superior do Wi-Fi). De maneira geral, para aplicação, tem-se a antena MIWA, que podem ser aplicadas a equipamentos da família IEEE 802.11, nas duas bandas. Como pode ser visto no Item 4.4, a faixa de frequências da antena MIWA atende às coberturas exigidas pelos diversos padrões IEEE 802.11 em ambientes internos e externos. O coeficiente de reflexão com as bandas de operação do Wi-Fi em destaque pode ser visto na Fig. 5.7. Como pode ser visto

a faixa de frequências que vai de 4,64 GHz a 5,725 GHz ficou acima de -10 dB e abaixo de -9 dB o que garante a passagem da energia acima de 65% nesse trecho.

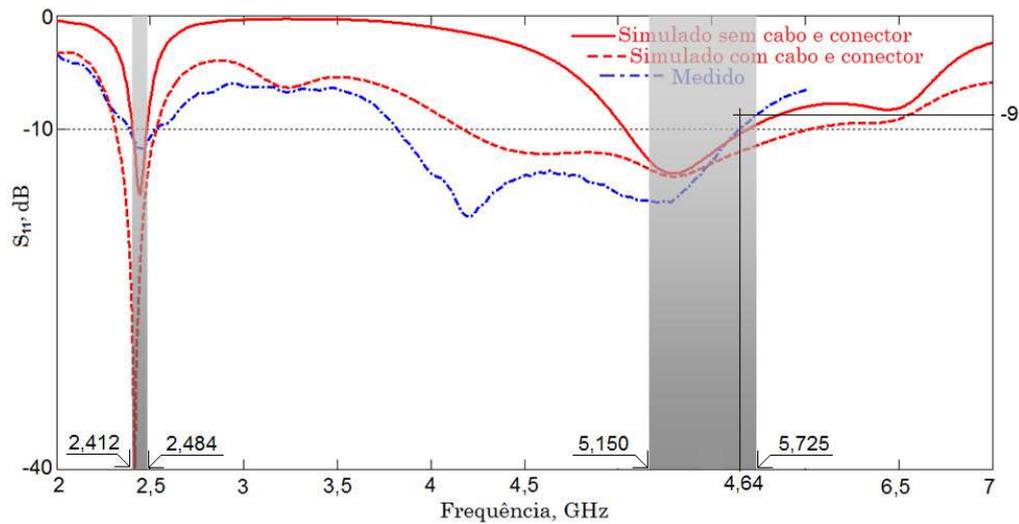


Figura 5. 7 – Espectro de frequências de utilização no Wi-Fi.

Devido ao seu tamanho a antena MIWA pode ser facilmente acoplada a um computador portátil, como pode ser observado na Fig. 5.8. Como se trata de uma aplicação, para esse caso, será necessário a adaptação de um casador de impedância para perfeita comodidade com a dimensões disponíveis na estrutura estreita envolta do monitor.



Figura 5. 8 – Exemplo de instalação da antena MIWA em computador portátil.

Outra aplicação em potencial seria a utilização da antena MIWA em roteadores wireless. A antena pode ficar acoplada diretamente na placa do circuito do roteador, como pode ser visto na Fig. 5.9.

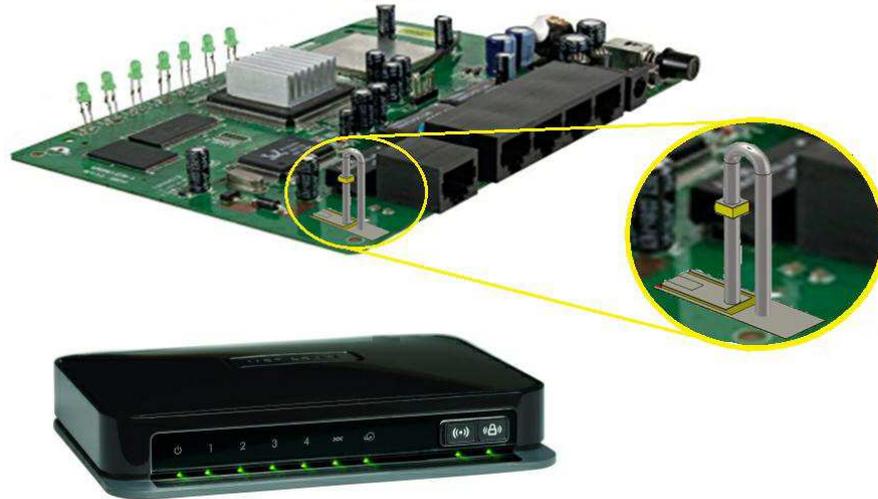


Figura 5. 9 – Exemplo de instalação da antena MIWA diretamente em uma placa de roteador wireless.

Como foi visto as antenas podem ser empregadas na família IEEE 802.11, especificamente nas bandas de utilização em ambientes internos. As antenas podem ser facilmente adaptadas aos equipamentos a que se destinam como é o caso do roteador wireless. As antenas podem operar também em conjunto, na forma de arranjo com o propósito de aumentar o ganho. Outra aplicação seria avaliar a viabilidade de se utilizar a antena em conjunto com a tecnologia MIMO (*Multiple-Input and Multiple-Output*) [IEEE, 2009] e [Thomas and Tokunbo, 2008], que utiliza múltiplos transmissores e múltiplos receptores para melhorar a sua largura de banda e o alcance do sinal [Kuran e Tugcu 2007].

CAPÍTULO 6

Conclusão

Trabalhos Futuros

6.1 Conclusão

Neste trabalho foram desenvolvidos alguns dispositivos irradiantes de fio para utilização em sistemas wireless, especificamente nos padrões da família IEEE 802.11. As antenas foram projetadas com a utilização da tecnologia dos metamateriais. A primeira antena tem como característica o efeito do comprimento de onda infinito, e dependendo do número de células pode ter mais de uma ressonância. A antena foi construída para operação em 2.45 GHz, foi simulada e medida, e os resultados apresentam concordância. Essa antena pode ser aplicada em dispositivos que utilizam essa frequência como referência, mas também pode ser construída para outras frequências como é o caso da antena construída para operar em 1 GHz. A antena construída para frequência de operação em 1 GHz teve como propósito a comprovação do funcionamento da antena ZORW como antena metamaterial. Como pode ser visto no coeficiente de reflexão da ZORW para 2,45 GHz e 1 GHz as respostas apresentam as características de uma antena MTM.

A segunda antena desenvolvida é proveniente da antena ZORW, que teve alterações em sua estrutura. Denominada agora de MIWA sua principal

aplicação é em sistemas Wi-Fi IEEE 802.11n, nas frequências em torno de 2,45 GHz e 5,5 GHz. A antena foi acoplada a um casador de impedâncias CPW e dessa forma ela pode ser adicionada na mesma placa dos circuitos do equipamento em que for aplicada. Como se trata de uma antena de fio a ZORW e a MIWA não tem as limitações presentes em antenas planares como:

- Baixa capacidade de transmissão de potência;
- Grandes perdas ôhmicas em redes de alimentação entre outras.

As outras duas antenas, proveniente da antena MIWA, têm suas dimensões condicionadas ao comprimento de onda e, dessa forma, podem ser construídas para operar em aplicações de outras frequências além da que foi testada. Essas antenas também tem maior semelhança com antenas tradicionais como dipolo dobrado e monopolo dobrado.

6.2 Trabalhos Futuros

Como trabalhos futuros pode-se destacar a construção de um casador de impedâncias mais compacto para a antena MIWA, pois para a aplicação em notebooks, por exemplo, fica inviável a utilização do casador de impedâncias desenvolvido.

A antena ZORW pode ter o seu tamanho ainda mais reduzido, com a forma geométrica diferente, mas tem que se ter o cuidado de manter os valores das capacitâncias e indutâncias de projeto para não haver alteração na frequência. Processos de otimização podem ser utilizados de forma a conseguir

essa redução, além de aumentar a largura de banda para cobertura total da banda inferior do Wi-Fi.

A antena MIWA também pode ter sua dimensão modificada de forma a conseguir uma estrutura menor, nesse caso com a mudança da forma da estrutura haverá mudanças nas impedâncias e conseqüentemente será necessário o projeto de outro casador de impedância para o novo formato da antena.

Como a antena MIWA pode ser aplicada em equipamentos que utilizam o padrão IEEE 802.11n, nela pode ser utilizada a tecnologia MIMO, que trabalha com múltiplas entradas e múltiplas saídas. Equipamentos com essa tecnologia pode operar com até quatro antenas, para transmissão e recepção. Dessa forma torna-se necessário a simulação e medição do comportamento dos parâmetros das antenas umas próximas das outras para melhor adequação da aplicação.

APÊNDICE A

Método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo - FDTD

Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD - *Finite Difference Time Domain*) compõem um método numérico para cálculo de campos eletromagnéticos que utiliza equações discretizadas no espaço e no tempo. Neste método, tanto os operadores diferenciais espaciais quanto o temporal, presentes nas equações de Maxwell, são discretizados em termos de diferenças centradas, o que possibilita um esquema com precisão de segunda ordem. O método FDTD surgiu em 1966 com Kane S. Yee [Taflove et. al., 2000] para solucionar as equações rotacionais de Maxwell diretamente no domínio do tempo em um espaço discreto.

O FDTD é utilizado na solução de problemas eletromagnéticos na maioria das vezes complexos, onde soluções analíticas seriam impossíveis de serem aplicadas. Esses problemas incluem regiões onde existam meios não homogêneos, anisotrópicos, não lineares e dispersivos. O FDTD é um método bastante difundido e utilizado pela comunidade científica [Taflove et. al., 2005]. Dentre as aplicações tem-se:

- Antenas de fio e planares;
- Interação de ondas eletromagnéticas com tecidos biológicos;
- Compatibilidade eletromagnética.

A.1 Equações de Maxwell

As equações fundamentais do eletromagnetismo, desenvolvidas por Maxwell, governam as leis físicas relacionadas à variação dos campos elétrico e magnético, cargas e correntes elétricas, englobando as relações existentes entre as grandezas eletromagnéticas. Em um meio isotrópico, as equações de Maxwell podem ser escritas na sua forma diferencial como [Taflove et. al., 2005]:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} - \vec{J}_m \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \nabla \times \vec{H} - \vec{J}_e \quad (\text{A.2})$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{A.4})$$

Onde:

$$\vec{J}_m = \rho' \cdot \vec{H} \quad (\text{A.5})$$

$$\vec{J}_e = \sigma \cdot \vec{E} \quad (\text{A.6})$$

As equações de especial interesse no FDTD são as Equações (A.1) e (A.2), pois descrevem o comportamento de uma onda eletromagnética sob a forma diferencial, próprios à forma de cálculo do método. A partir da definição de rotacional aplicada às referidas equações, tem-se que:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma E_x \right) \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma E_y \right) \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \right) \quad (\text{A.12})$$

As equações acima descrevem qualquer onda eletromagnética em três dimensões.

A.2 Algoritmo de Yee

Yee [Taflove et. al., 2005] discretizou as equações que descrevem uma onda eletromagnética em um sistema de coordenadas retangulares tridimensional (x, y, z) . Assim, um ponto no espaço é definido como:

$$(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z) \quad (\text{5.13})$$

Qualquer função dependente do espaço e tempo é escrita como:

$$F|_{i,j,k}^n = F(i\Delta, j\Delta, k\Delta, n\Delta t), \quad (\text{5.13})$$

Onde $\Delta = \Delta x = \Delta y = \Delta z$ é o incremento espacial, Δt é o incremento temporal, e i , j , k e n são números inteiros. Usando diferenças finitas centrais para as

derivadas espaço-temporais, com precisão de segunda ordem em Δ e Δt [Sullivan, 2000], tem-se:

$$\frac{\partial F|_{i,j,k}^n}{\partial x} = \frac{\partial F|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n - \partial F|_{i-\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta} + Er(\Delta^2) \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{\partial F|_{i,j,k}^n}{\partial t} = \frac{F|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} - \partial F|_{i,j,k}^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} + Er(\Delta t^2) \quad (\text{A.15})$$

Onde Er é o erro de segunda ordem para Δ e Δt introduzido pela discretização.

Yee posicionou as componentes \vec{E} e \vec{H} entorno de uma célula estruturada, como mostrado na Fig A.1. na qual os componentes de campo estão localizados nos nós da célula.

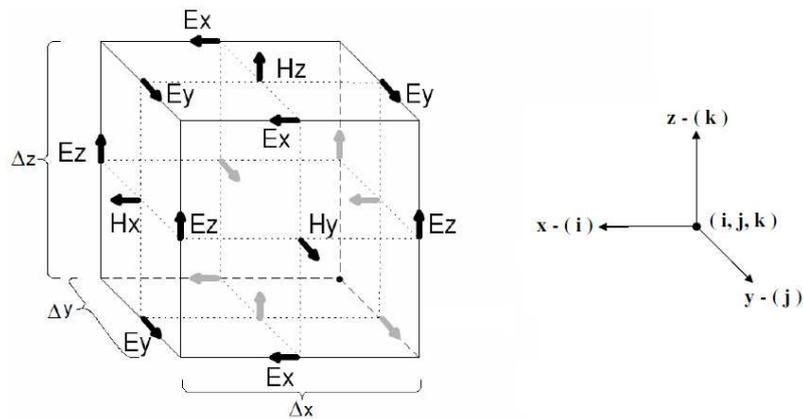


Figura A. 1 - Posição dos componentes de campo sobre a célula estruturada de Yee [Taflove et. al., 2005].

Cada componente de campo elétrico é circulado por quatro componentes de campo magnético, e cada componente de campo magnético é circulado por quatro componentes de campo elétrico. As equações (A.14) e (A.15) são calculadas alternadamente a cada meio passo de tempo [Sullivan, 2000].

Com essas considerações as equações (A.7) a (A.12) podem ser escritas num sistema de equações de diferenças finitas:

$$H_x \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = H_x \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} + C \left[E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+1}^n - E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n + E_z \Big|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n - E_z \Big|_{i,j+1,k+\frac{1}{2}}^n \right] \quad (\text{A.16})$$

$$H_y \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = H_y \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} + C \left[E_z \Big|_{i+1,j,k+\frac{1}{2}}^n - E_z \Big|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n + E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n - E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+1}^n \right] \quad (\text{A.17})$$

$$H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} = H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n-\frac{1}{2}} + C \left[E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^n - E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n + E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n - E_y \Big|_{i+1,j+\frac{1}{2},k}^n \right] \quad (\text{A.18})$$

$$E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} = A.E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n + B \left[H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} + H_y \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{A.19})$$

$$E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k}^{n+1} = A.E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n + B \left[H_x \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} + H_z \Big|_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{A.20})$$

$$E_z \Big|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} = A.E_z \Big|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n + B \left[H_y \Big|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y \Big|_{i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} + H_x \Big|_{i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x \Big|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{A.21})$$

onde A, B e C, são variáveis auxiliares com os valores de ε , σ e μ :

$$A = \left[\frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} \right] \quad (\text{5.22})$$

$$B = \left[\frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta} \right] \quad (\text{5.23})$$

$$C = \left[\frac{\Delta t}{\mu\Delta} \right] \quad (\text{5.24})$$

Com a discretização o ambiente simulado pode ser considerado como uma matriz tridimensional. Mas como em uma matriz não há índices fracionários, a sequência de cálculo tem de ser realizada considerando índices inteiros. Dessa forma a notação utilizada para o cálculo das componentes de campo pode ser observada na Fig. A.2.

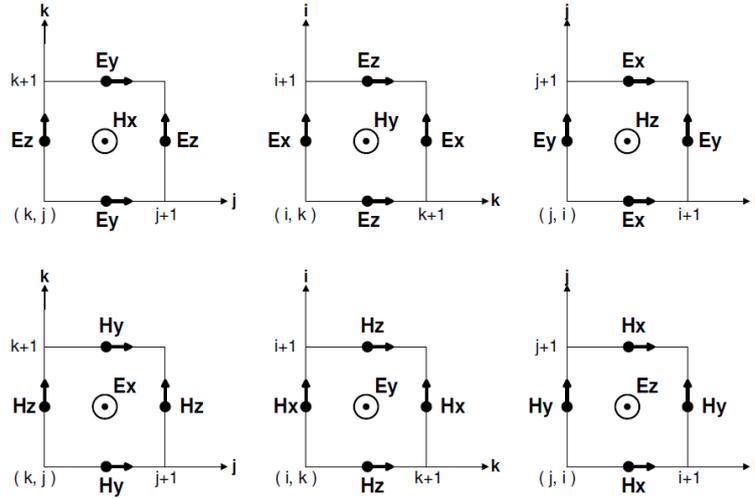


Figura A. 2 - Componentes de campo nas faces da célula de Yee com notação para programação [Taflove et. al., 2005].

A.3 Precisão e Estabilidade

Para obter precisão satisfatória, evitando erros de magnitude e fase, nos campos analisados, o incremento espacial (Δ) usado no FDTD deve ser pelo menos 10 vezes menor que o menor comprimento de onda presente no sistema ($\Delta \leq \lambda/10$). A estabilidade numérica é dada pelo valor do incremento temporal (Δt), que deve satisfazer o seguinte critério:

$$\Delta t \leq \frac{1}{v_{\max} \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (\text{A.25})$$

Onde v_{\max} é a máxima velocidade de fase da onda esperada na simulação.

A.4 Excitação

A excitação é imposta em um ou mais pontos da malha, seja sobre o campo elétrico ou sobre o campo magnético. As formas mais utilizadas são o impulso, o pulso gaussiano e a senóide.

A.5 Procedimentos

As simulações no FDTD são realizadas no espaço e no tempo simultaneamente. A realização desse processo é da seguinte forma:

- ✓ Os vetores campo Elétrico e Magnético são calculados em todas as células da malha.
- ✓ Incrementa-se o passo de tempo (Δt);
- ✓ Utilizando os resultados do passo de tempo anterior como condições iniciais calculam-se os novos valores dos vetores campo Elétrico e Magnético;
- ✓ Incrementa-se um novo passo de tempo (Δt);

Este procedimento se repete até que o tempo de simulação seja igual a $T=N\Delta t$, onde N é o número de passos de tempo.

Referências Bibliográficas

[Anh and Ronan, 2010] Anh Tuan Phan, and Ronan Farrell. “Reconfigurable Multiband Multimode LNA for LTE/GSM, WiMAX, and IEEE 802.11.a/b/g/n”. IEEE ICECS 2010.

[ANATEL, 2004] “Regulamento sobre Equipamentos de Radiocomunicação de Radiação Restrita”. (seções IX e X), Resolução 365 de 10/05/2004 da ANATEL

[Bilotti and Vegni, 2008] F. Bilotti and L. Vegni, “From Metamaterial-Based to Metamaterial-Inspired Miniaturized Antennas: a Possible Procedure and Some Examples,” URSI General Assembly, Chicago, USA, 7-16 Aug. 2008.

[Bilotti and Vegni, 2009] Bilotti F. and Vegni L.: “Metamaterial-inspired electrically small radiators: it is time to draw preliminary conclusions and depict the future challenges”, Metamaterials 2009, CD-Digest, London, UK, 30 August – 4 September, 2009, pp. 47-49.

[Bilotti et al., 2008] F. Bilotti and L. Vegni, “From Metamaterial-Based to Metamaterial-Inspired Miniaturized Antennas: a Possible Procedure and Some Examples”. 2008 URSI General Assembly, CD-Digest, Chicago, USA, 7-16 August 2008

[Bilotti et al., 2009] Bilotti F. and Vegni L.: “Metamaterial-inspired electrically small radiators: it is time to draw preliminary conclusions and depict the future challenges”, Proceedings of the Third International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics – Metamaterials 2009, CD-Digest, London, UK, 30 August – 4 September, 2009.

[Borja et al., 2011] A. L. Borja, A. Belenguer, J. Cascón, H. Esteban, and V. E. Boria: “Wideband Passband Transmission Line Based on Metamaterial-Inspired CPW Balanced Cells”. IEEE ANTENNAS AND WIRELESS PROPAGATION LETTERS, VOL. 10, 2011.

[Balanis, 2005] Constantine A. Balanis. “Antenna Theory Analysis And Design”. Third Edition, A John Wiley & Sons, Inc., Publication, 2005.

[Broadcom 2006] Broadcom “802.11n: Next-Generation Wireless LAN Technology”, Broadcom Corporation 2006.

[CISCO, 2003] CISCO. “Aironet Wireless LAN Fundamentals”, Copyright 2003, Cisco Systems, Inc.

[Caloz et al., 2008] Caloz, C.; Itoh, T.; Rennings, A.. “CRLH metamaterial leaky-wave and resonant antennas”. Antennas and Propagation Magazine, IEEE, Volume 50, Issue 5, Oct. 2008 Page(s):25 – 39.

[Collin, 1992] R. E. Collin. “Foundations for Microwave Engineering”. 2nd ed. New York: McGraw-Hill, 1992, pp. 552–556.

[Caloz et al., 2004] C. Caloz, A. Sanada, and T. Itoh. “A novel composite right/left-handed coupled-line directional coupler with arbitrary coupling level and broad bandwidth”. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 52, no. 3, pp. 980–992, March 2004.

[Caloz and Itoh, 2005] C. Caloz and T. Itoh. “Electromagnetic Metamaterials, Transmission Line Theory and Microwave Applications”. Piscataway, John Wiley/IEEE Press, 2005.

[D. Schurig et al., 2006] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr, D. R. Smith. “Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies”. *Science Express Manuscript*, 2006 In: http://www.wfsj.org/course/docs/Cloack_Schurig-10-20-06.pdf.

[Duncan and Minerva, 1960] Duncan, J. W. and Minerva, V. P.; “100:1 Bandwidth Balun Transformer”, *Proc. IRE*, vol. 48, pp. 156-164, February 1960.

[Feresidi et al., 2005] A.P. Feresidis, G. Goussetis, S. Wang and J.C. Vardaxoglou. “Artificial magnetic conductor surfaces and their application to low profile high-gain planar antennas”. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 53, No. 1, pp. 209-215, 2005.

[Greegor et al., 2003] R. B. Greegor, C. G. Parazzoli, K. Li, B. E. C. Koltenbah, and M. Tanielian. “Experimental determination and numerical simulation of the properties of negative index of refraction materials,” *Optics Express*, vol. 11, no. 7, pp. 688–695, April 2003.

[Grover, 1962] F.W. Grover. “Inductance Calculations: Working Formulas and Tables”. Van Nostrand, New York, 1962.

[Hu et al., 2010] Hu Tao, Willie J. Padilla, Xin Zhang, and Richard D. Averitt, “Recent Progress in Electromagnetic Metamaterial Devices for Terahertz Applications”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.*, pp. 1 – 10, 30 May 2010.

[Hassan and George, 2011] Hassan Mirzaei and George V. Eleftheriades: “A Compact Frequency-Reconfigurable Metamaterial-Inspired Antenna”, *IEEE ANTENNAS AND WIRELESS PROPAGATION LETTERS*, VOL. 10, 2011.

[IEEE, 2009] “IEEE Standard for Information technology — Telecommunications and information exchange between systems — Local and metropolitan area networks — Specific requirements”. Approved 11 September 2009, Published 30 October 2009. Printed in the United States of America.

- [Jiang et al., 2010] Jiang Zhu, Marco A. Antoniadou, and George V. Eleftheriades. "A Compact Tri-Band Monopole Antenna With Single-Cell Metamaterial Loading". *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 58, No. 4, April 2010, pp. 1031-1037.
- [Kangasvieri et al., 2008] Kangasvieri, T. Halme, J. Vahakangas, J. Lahti, M.. "Broadband BGA-Via Transitions for Reliable RF/Microwave LTCC-SiP Module Packaging". *IEEE Microwave Theory and Wireless Component Letters*, Vol.: 18, pp. 34-36, Jan. 2008.
- [Klaus et. al., 1993] Klaus Beilenhoff, Harald Klingbeil, Wolfgang Heinrich and Hans L. Hartnagel. "Open and Short Circuits in Coplanar MMIC's". *IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES*, VOL. 41, NO. 9, SEPTEMBER 1993. pp. 1534 – 1537.
- [Kuran and Tugcu, 2007] Kuran M.S, Tugcu, T.. "A survey on emerging broadband wireless access technologies. *Computer Networks*". *The International Journal of Computer and Telecommunications Networking* 51, 3013-3046.2007.
- [Maci, 2010] Stefano Maci. "A Cloaking Metamaterial Based on an Inhomogeneous Linear Field Transformation", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 58, No. 4, April 2010, pp.1136 – 1143.
- [Nuaymi 2007] Nuaymi L.. "WiMAX: Technology for Broadband Wireless Access", Wiley, 9780470028087, 23 de Março de 2007.
- [Pires et al., 2009] E. S. Pires, G. Fontgalland, M. A. B. de Melo, R. M. Valle. "Zeroth-order Resonating Wire (ZORW) Antenna". 3rd International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, *Metamaterials 2009*, pp. 749-751, sept. 2009.
- [Pires et al., 2009] Pires, E. S., Fontgalland, G., Melo, M. A. B., Valle, R. M.: "Metamaterial Isotropic Sensor". 2009 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave & Optoelectronics Conference (IMOC 2009), pp. 756-759.
- [Peng Jin et al., 2012] Peng Jin, Chia-Ching Lin, and Richard W. Ziolkowski: "Multifunctional, Electrically Small, Planar Near-Field Resonant Parasitic Antennas", *IEEE ANTENNAS AND WIRELESS PROPAGATION LETTERS*, VOL. 11, 2012.
- [Pozar, 2005] D. M. Pozar. "Microwave Engineering". 3rd ed. New York:Wiley, 2005, pp.185, 371–376.
- [Pendry et al., 1996] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs. "Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructure". *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, no. 25, pp. 4773–4776, June 1996.

[Pendry et al., 1998] J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins and W.J. Stewart. “Low frequency plasmons in thin-wire structures”, *J. Phys.: Condens. Matter.* 10 (1998), pp. 4785 – 4809, June 1998.

[Pendry et al., 2004] J. B. Pendry, D. R. Smith. “Reversing Light: Negative Refraction”. *American Institute of Physics, Physics Today*, pp. 37-43, June 2004.

[Pendry et al., 1999] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins e W. J. Stewart. “Magnetism from Conductors and Enhanced Nonlinear Phenomena”. *IEEE Trans. Microwave Theory Technol.* Vol. 47, pp. 2075- 2084, novembro 1999. Pendry et al., “Metamaterial bends microwaves into beam”. In www.nature.com/nsu/021118/021118-13.html

[Petten et al., 1988] Petten paul, E. Kapusta, H. Weisgerber, A. Mampe, H. Luginsland, J. Wolff, I., “CAD models of lumped elements on GaAs up to 18 GHz”. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 36, pp. 294-304, Feb 1988.

[Rotman, 1962] W. Rotman. “Plasma Simulation by Artificial Dielectrics and Parallel-Plate Media”. *IRE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP10, no. 82, pp. 82-95, janeiro 1962.

[Richard, 2006] Richard W. Ziolkowski. “Metamaterial-Based Antennas: Research and Developments”. *IEICE TRANS. ELECTRON.*, pp. 1267-1274, vol.E89–C, NO.9 september 2006.

[Rennings et al., 2007] A. Rennings, T. Liebig, C. Caloz, and I. Wolff, “Double Lorentz Transmission Line Metaniaterials and their Applications to Triband Devices”. *IEEE International Symposium on Microwave Theory and Techniques Digest*, June 2007, pp. 1427-1430.

[Roshan and Leary, 2003] Roshan, P. and J. Leary. “802.11 Wireless LAN Fundamentals”. 2003: Cisco Press.

[Saenz et al., 2007] E. Saenz, I. Ederra, P. de Maagt and R. Gonzalo. “Highly efficient dipole antenna with planar meta-surface”. *Electronic Letters*, Vol. 43, No 16, pp 850-851, 2007.

[Sipal et. al., 2010] Vit Sipal, Alireza Ajami, and Dirk Heberling: “Effect of Substrate Dimensions on Zeroth-Order Resonator Antennas” *IEEE ANTENNAS AND WIRELESS PROPAGATION LETTERS*, VOL. 9, 2010.

[Smith and Kroll, 2000] D. R. Smith and N. Kroll. “Negative refractive index in left-handed materials”. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, no. 14, pp. 2933–2936, Oct. 2000.

[Sanada and Itoh, 2004] A. Sanada, C. Caloz, and T. Itoh. “Characteristics of the composite right/left-handed transmission lines”, IEEE Microwave Wireless Compon. Lett., vol. 14, no. 2, pp. 68–70, February 2004.

[Sanada et al., 2003] A. Sanada, C. Caloz, and T. Itoh. “Zeroth order resonance in composite right/left-handed transmission line resonators”. In Proceeding of Asia-Pacific Microwave Conference, Vol. 3, Seoul, Korea, 2003, pp. 1588- 1592

[Sanada et al., 2004] A. Sanada, K. Murakami, I. Awai, H. Kubo, C. Caloz, and T. Itoh. “A planar zeroth order resonator antenna using a left-handed transmission line”. 34th European Microwave Conference, Amsterdam, The Netherlands, pp. 1341-1344, Oct. 2004.

[Smith et al., 2000] D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser e S. Schultz. “Composite Médium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity”. Physical Rev. Lett., vol 84, no. 18, pp. 4184-4187, maio 2000.

[Shelby et al., 2001] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz. “Experimental verification of a negative index of refraction,” Science, vol. 292, pp. 77–79, April 2001.

[Sullivan, 2000] Dennis M. Sullivan. “Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method”. IEEE Press Series on RF and Microwave Technology.

[Taflove et. al., 2000] TAFLOVE, Allen, and Susan C. Hagness. “Computation Electrodynamics: the Finite- Difference Time-Domain Method”. Artech House, 2nd ed., 2000.

[Terman, 1943] F. E. Terman. “Radio Engineer’s Handbook”. New York: McGraw- Hill, 1943.

[Taflove et. al., 2005] A.Taflove and S. C. Hagness, “Computational Electrodynamics: The Finite-DifferenceTime-Domain Method”. 3rd ed., Norwood, MA: Artech House, 2005.

[Thomas and Tokunbo, 2008] Thomas Paul and Tokunbo Ogunfunmi. “Wireless LAN Comes of Age:Understanding the IEEE 802.11n Amendment”. IEEE CIRCUITS AND SYSTEMS MAGAZINE, FIRST QUARTER 2008.

[Veselago, 1968] V.G. Veselago. “Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of Sigma and Mu”. Sov. Phys. USPEKHI, no. 10, p. 509, 1968.

[Yuandan et al., 2010] Yuandan Dong; Itoh, T.: “Metamaterial-inspired broadband mushroom antenna”, Antennas and Propagation Society

International Symposium (APSURSI), 2010 IEEE, Toronto, ON, 11-17 July 2010.

[Ziolkowski et al., 2007] Ziolkowski, R.W., Erentok A, Okay E.: “Densely Packed Arrays of Metamaterial-Inspired Antennas”, 2007 European Conference on Antennas and Propagation, Edinburgh, Scotland, November, 2007.

[Ziolkowski and Erentok, 2006] R. W. Ziolkowski and A. Erentok, “Metamaterial-based efficient electrically small antennas,” IEEE Transactions of Antennas and Propagation, Vol. 54, No. 7, pp. 2113-2130, 2006.

[Zhu et al., 2009] J. Zhu and G.V. Eleftheriades, “Dual-band metamaterial-inspired small monopole antenna for WiFi applications”. IET Electronics Letters, vol. 45, no. 22, Oct. 22, 2009.

[Zhaomin,et al.,2001] Zhaomin Zhu, Xiao Xia, Reinhard Streiter, Gang Ruan, Thomas Otto, Hermann Wolf, Thomas Gessner. “Closed-form formulae for frequency-dependent 3-D interconnect inductance”. Microelectronic Engineering, Vol. 56, Issue 3-4 (August 2001), pp. 359 - 370