

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS

**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
ELÉTRICA**

**Metodologia espaço-temporal para a análise de antenas de
microfita**

Virgílio Ribeiro Mota

GAPTEM – Grupo de Antenas, Propagação e Teoria Eletromagnética

Departamento de Engenharia Eletrônica

Escola de Engenharia

Universidade Federal de Minas Gerais

Agosto de 2010

Universidade Federal de Minas Gerais – UFMG

**Metodologia espaço-temporal para a
análise de antenas de microfita**

Dissertação de mestrado submetida
ao Colegiado de Pós-Graduação do
Departamento de Engenharia
Elétrica da UNIVERSIDADE
FEDERAL DE MINAS GERAIS
como requerimento parcial para
obtenção do título de mestre em
Engenharia.

Área de concentração: ENGENHARIA DE COMPUTAÇÃO E
TELECOMUNICAÇÕES

Aluno: Virgílio Ribeiro Mota

Orientador: Prof. Dr. Cássio Gonçalves do Rego

Departamento de Engenharia – UFMG

2010

AGRADECIMENTO

Primeiramente, agradeço a Deus, pois sem ele as dificuldades seriam insuperáveis.

Aos meus pais e às minhas irmãs, pelo incentivo e apoio nas horas mais difíceis, especialmente a Rosilane e ao Júlio pela imensa ajuda.

Ao professor Cássio, pela confiança depositada em mim e no meu trabalho, pelo incentivo, paciência, apoio e pela orientação deste trabalho.

A Simone, pelo carinho, pela eterna paciência e pela compreensão incondicionais.

Aos sócios da Top Digital, pelo apoio e pela paciência em relação às ausências devido aos estudos, trabalhos e cansaço.

Aos membros do GAPTEM, Danielle, Arnaldo, Ramon, Rafael pelo incentivo e pelo apoio.

Ao Júlio, pela ajuda no programa FDTD.

RESUMO

Este trabalho apresenta o desenvolvimento e a implementação de uma metodologia baseada no Método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD), que permite analisar e estudar o comportamento de antenas microfita em várias direções, através da transformação do campo próximo para o campo distante.

O processo inicia-se com a modificação do algoritmo desenvolvido por Silva, de modo a obter os campos elétricos e magnéticos tangenciais em uma superfície fechada no domínio do tempo, aplicando o Teorema da Superfície Equivalente e, quando necessário, é feita a redução do plano terra da antena. Os campos distantes são obtidos a partir do campo próximo, utilizando o Método da Decomposição da Superfície em Multiníveis (MSD), implementado em FORTRAN. Em seguida, os diagramas de irradiação de antenas impressas são gerados no ambiente MATLAB. Para poder validar a metodologia proposta, foi necessário gerar os diagramas de irradiação para o domínio da frequência, uma vez que os resultados no domínio da frequência e no domínio do tempo podem ser comparados com uma solução de referência que se baseia no método da cavidade, implementada no ambiente MATLAB.

Além disso, foi desenvolvido um código no ambiente MATLAB para determinação da perda de retorno das antenas impressas, com o cálculo e visualização do parâmetro de espalhamento ou perda de retorno, aplicando o método de expansão de momentos de sinais temporais.

Palavras-chave: *Método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo, Antenas Microfita, Diagrama de Irradiação, Parâmetro de Espalhamento*

ABSTRACT

This work presents a methodology based on Finite-Difference Time-Domain Method (FDTD) which allows analyzing and studying about microstrip antennas behavior in many directions by near-field to far-field transforms.

This process modify an algorithm developed by Silva in order to obtain tangential electric and magnetic fields to closed surface in time domain, by applying Surface Equivalence Theorem and, if necessary, reducing ground plane of antenna. Far-fields are obtained from near-field, using Multilevel Surface Decomposition Method (MSD), with code developed in FORTRAN and printed antenna's radiation diagrams are generated in MATLAB. A form of validation to this methodology was generating irradiation diagrams to frequency domain, since frequency/time domains can be compared with a reference solution based on the Cavity Method, which code was developed in MATLAB environment.

Besides of this, it was developed a code in MATLAB to determine printed antenna's return loss, in order to calculate and to visualize scattering parameter or return loss using Moment-Expansion Deconvolution Method.

Keywords: *finite-difference time-domain method, microstrip antenna, radiation diagram, scattering parameter*

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	1
1.1. Problema	2
1.2. Objetivos	2
1.3. Metodologia.....	3
1.4. Organização do texto	5
2. ANÁLISE DE ANTENAS IMPRESSA: FDTD/WP-PML	6
2.1. Introdução.....	6
2.2. Campos e correntes.....	7
2.3. Condições de Contorno Absorventes	11
2.3.1. WP-PML.....	11
2.4. Critério de Estabilidade Numérica	15
2.5. Matriz de Espalhamento	15
2.5.1. Parâmetro S_{11} utilizando Transformada de Fourier.....	17
2.5.2. Parâmetro S_{11} através da Expansão de Momentos	18
2.6. Campos distantes no domínio da frequência	20
2.6.1. Transformação dos campos do domínio do tempo para o domínio da frequência	21
2.6.2. Transformação do campo próximo em campos distantes	21
2.6.3. Teorema da superfície equivalente	22
2.7. Diagrama de irradiação.....	26
2.8. Conclusões parciais.....	26
3. MÉTODO DE CÁLCULO DO CAMPO DISTANTE NO DOMÍNIO DO TEMPO	27
3.1. Introdução.....	27
3.2. Algoritmo para o cálculo do campo distante no domínio do tempo.....	27
3.3. Método da Decomposição da superfície em multiníveis (Multilevel Surface Decomposition Scheme – MSD)	30
3.3.1. Decomposição do eixo do tempo.....	31
3.3.2. Decomposição multiníveis hierárquica da superfície S	32
3.3.3. Cálculo direto dos modelos de radiação dos subdomínios	33
3.4. Estudo de Caso.....	34
3.4.1. Antena de microfita circular utilizando o FDTD no domínio do tempo	34
3.4.2. Antena de microfita retangular utilizando o FDTD no domínio do tempo	39
3.4.3. Antena de microfita retangular para UWB utilizando o FDTD no domínio do tempo	44
3.5. Conclusões parciais.....	48
4. CONCLUSÃO	50
4.1. Conclusões e Contribuições do Trabalho.....	50
4.2. Trabalhos futuros	51

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	53
APÊNDICE A - SOLUÇÃO DE REFERÊNCIA: MÉTODO DA CAVIDADE....	56
A.1 Introdução.....	56
A.2 Cálculo dos Campos.....	56
A.3 Potência irradiada	60

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1: Visão Metodológica	4
Figura 2.1: Elementos básicos da grade do FDTD	7
Figura 2.2: Exemplificação de circuito com N portas com as ondas incidentes e espalhadas [20]	16
Figura 2.3: Passos para o Teorema da Equivalência [11]	22
Figura 3.1: Algoritmo para transformação dos campos próximos para campos distantes no domínio do tempo	29
Figura 3.2: a) Antena dentro da superfície fechada S circunscrita pela esfera de raio R_a b) Amostragem e decomposição em multiníveis.....	32
Figura 3.3: <i>Patch</i> Circular.....	35
Figura 3.4: Comparação dos parâmetros de espalhamento S_{11}	36
Figura 3.5: Diagrama do campo elétrico para o <i>patch</i> circular no plano $\phi = 0^\circ$ comparando o método do FDTD no domínio da frequência, o FDTD-MSD no domínio do tempo e o modelo de referência (método da Cavidade).....	37
Figura 3.6: Diagrama do campo elétrico para o <i>patch</i> circular no plano $\phi = 90^\circ$ comparando o método do FDTD no domínio da frequência, o FDTD-MSD no domínio do tempo e o modelo de referência (método da Cavidade).....	38
Figura 3.7: <i>Patch</i> retangular.	39
Figura 3.8: Comparação dos parâmetros de espalhamento S_{11}	40
Figura 3.9: Diagrama do campo elétrico para o <i>patch</i> retangular no plano $\phi = 0^\circ$ comparando o método do FDTD no domínio da frequência, o FDTD-MSD no domínio do tempo e o modelo de referência (método da Cavidade).....	42
Figura 3.10: Diagrama do campo elétrico para o <i>patch</i> retangular no plano $\phi = 90^\circ$ comparando o método do FDTD no domínio da frequência, o FDTD-MSD no domínio do tempo e o modelo de referência (método da Cavidade).....	43
Figura 3.11: Geometria da antena <i>patch</i> retangular UWB.....	45
Figura 3.12: Comparação dos parâmetros de espalhamento S_{11}	46
Figura 3.13: Diagrama do campo elétrico para o <i>patch</i> retangular UWB no plano $\phi = 0^\circ$ comparando o método do FDTD no domínio da frequência e o FDTD-MSD no domínio do tempo.....	47

Figura 3.14: Diagrama do campo elétrico para o <i>patch</i> retangular UWB no plano $\phi = 90^\circ$ comparando o método do FDTD no domínio da frequência e o FDTD-MSD no domínio do tempo	48
Figura A1.1: Microstrip patch antenna	57
Figura A1.2: Geometria de uma antena microstrip retangular	59

LISTA DE SIGLAS

CPU – *Central Processing Unit*

DFT – *Discrete Fourier Transform*

FDTD – *Finite Difference Time Domain*

FITD – *Finite Integration Time Domain*

FVTD – *Finite Volume Time Domain*

MOT – *Marching on in Time*

MSD – *Multilevel Surface Decomposition*

PML – *Perfectly Matched Layer*

TM_z – *Transverso Magnético na direção do eixo z*

UWB – *Ultra Wide Band*

WP-PML – *Well Posed Perfectly Matched Layer*

1. INTRODUÇÃO

A partir dos anos setenta, com a possibilidade de osciloscópios de amostragem e geradores de pulsos conseguirem gerar intervalos de tempo na faixa inferior a nanosegundos e de ser possível obter respostas transientes de redes e de materiais distribuídos, a resposta impulsional estabeleceu um novo modelo para o entendimento do comportamento de várias redes e suas conexões, uma vez que cada conexão gera uma descontinuidade na rede que contribui com uma perda de retorno [1]. Os sistemas lineares e invariantes no tempo são descritos por sua resposta impulsional que é de importância central no estudo sobre antenas, no que diz respeito ao dimensionamento e à análise. Um entendimento do comportamento das antenas no domínio do tempo é então importante, porque os processos na natureza em geral não seguem padrões senoidais de comportamento temporal, como é implícito nos métodos no domínio da frequência que utiliza a relação de $e^{j\omega t}$. A análise das antenas neste trabalho está baseada nos cálculos dos campos elétricos e magnéticos, utilizando o método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD), como uma ferramenta para obter os campos próximos e, através destes campos, é extraída a resposta impulsional e é gerado o diagrama de irradiação da antena em estudo.

Em 1988, Taflove [2] fez uma revisão completa da formulação matemática do método numérico das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD), desenvolvido por Yee (1966) [3], e mostrou as diversas aplicações em problemas envolvendo interações de ondas eletromagnéticas (circuitos de microondas e problemas de espalhamento). Em 1990, Sheen e Ali mostraram que é possível aplicar o FDTD para analisar a impedância de entrada e os parâmetros de espalhamento em superfícies tridimensionais de antenas microfita [4]. Em 1991, Luebbers e Schneider foram os primeiros em apresentar a transformação do campo próximo para o campo distante no domínio do tempo [5]. Já 2001, Gonçalves desenvolveu técnicas assintóticas que permitiram analisar o espalhamento das ondas eletromagnéticas pelas superfícies condutoras diretamente no domínio do tempo [6]. Nesse mesmo ano, Belém utilizou modelos bidimensionais de canais de rádio para estudar a dispersão numérica e seu efeito em uma propagação bidimensional [7]. Em 2006, Picanço desenvolveu uma ferramenta, FDTD STUDIO, para análise de antenas no domínio do tempo. O

“software” possui diversas funcionalidades, tais como geração da malha a partir de objetos vetoriais, modelagem de fontes, implementação das condições de contorno e obtenção dos diagramas de irradiação [8]. Mais tarde 2008, circuitos de microfita foram analisados no domínio do tempo a partir de suas respostas impulsionais e no domínio da frequência, para obter os parâmetros de espalhamento. As análises foram realizadas utilizando a técnica WP-PML da condição de contorno absorvente, que permitiu avaliar as perdas nos circuitos [9]. Recentemente, em 2009, Shlivinski e Boag apresentaram um algoritmo otimizado para cálculo da transformação do campo próximo para o campo distante [10]. Este algoritmo reduziu significativamente o tempo necessário para fazer essa transformação. Com base nesse algoritmo, foi proposta neste trabalho uma solução para o problema descrito a seguir.

1.1. Problema

Para obter os parâmetros que definem as características de funcionamento de uma antena, utilizam-se mais os métodos que trabalham no domínio da frequência. A análise feita por esses métodos é obtida, porém, para uma frequência específica. Caso a análise seja realizada para uma faixa de frequências, esse método será utilizado várias vezes, ou seja, para cada frequência será realizada uma análise e o resultado final será obtido através da interpolação de cada um dos componentes de frequência calculados. Nesse caso, o custo computacional (CPU) aumenta consideravelmente com o aumento da largura de banda.

Uma opção para reduzir o custo computacional, segundo os trabalhos abordados na seção anterior, seria o uso de métodos que trabalham no domínio do tempo, mais especificamente o FDTD, pois eles permitem gerar uma solução direta sem diversas iterações, como no caso do método no domínio da frequência.

1.2. Objetivos

O principal objetivo deste trabalho foi o desenvolvimento e a implementação de uma metodologia que utiliza o método do FDTD para analisar o comportamento de antenas em várias direções, através da transformação do campo próximo para o campo

distante, utilizando a função de Green para o espaço livre [11]. Com base nos campos distantes obtidos, são gerados os diagramas de irradiação e para validar o método desenvolvido, é realizada uma análise no domínio da frequência, tendo em vista que ao excitar uma antena com um impulso ideal no domínio do tempo (por exemplo, função Delta de Dirac), o campo irradiado é a sua resposta transiente. No domínio da frequência, esse impulso está vinculado a uma faixa de frequências, ou seja, ao excitar uma antena no domínio do tempo com esse impulso obtêm o equivalente a excitar a antena no domínio da frequência em relação a todos os seus componentes espectrais. Por isso, torna-se viável a comparação dos resultados obtidos. Outro objetivo também a ser alcançado é a geração do parâmetro de espalhamento S_{11} , aplicando o método de expansão de momentos de sinais temporais [12].

1.3. Metodologia

O trabalho é iniciado a partir da discretização da antena e do mapeamento dos parâmetros de entrada: tamanho da malha, tempo de execução, localização física da antena dentro da malha, intervalos de tempo, variação espacial, permissividade elétrica do substrato, permissividade elétrica do ar, condutividade do meio que envolve a antena e condutividade do condutor elétrico [Figura 1.1a, 1.1b]. A partir das informações mapeadas, o algoritmo utilizado por Silva [9] foi alterado para a obtenção dos campos elétricos e magnéticos tangenciais em uma superfície fechada no domínio do tempo [Figura 1.1c], aplicando o Teorema da Superfície Equivalente [13] e também quando necessário, para a redução do plano terra da antena. Em seguida, foi desenvolvido um algoritmo no ambiente MATLAB, para converter os campos tangenciais (campos próximos) no domínio do tempo para o domínio da frequência, gerando um arquivo com os resultados obtidos [Figura 1.1d]. A partir desses campos tangenciais, foi implementado um código em FORTRAN no ambiente Visual Studio, para calcular as correntes e fazer a transformada do campo próximo para o campo distante em um determinado plano de observação [Figura 1.1e]. Finalmente, os diagramas de irradiação no domínio da frequência foram gerados no ambiente MATLAB, a partir dos dados obtidos no passo anterior [Figura 1.1f]. A abordagem da análise no domínio do tempo foi realizada a partir dos dados gerados através do algoritmo modificado de Silva (2008). Em seguida, os campos distantes foram obtidos a partir do campo próximo, utilizando o método da decomposição da superfície em multiníveis (MSD), que foi

implementado em FORTRAN. Então, os diagramas de irradiação foram gerados no ambiente MATLAB, a partir dos resultados obtidos no passo anterior [Figura 1.1c, 1.1g, 1.1f]. Uma vez gerados os diagramas de irradiação por ambos os métodos (no domínio da frequência e no domínio do tempo), eles foram comparados com uma solução de referência que se baseia no método da cavidade implementada no ambiente MATLAB.

O parâmetro de espalhamento S_{11} foi gerado a partir dos dados obtidos pelo algoritmo modificado de Silva [9]. Nesta etapa, duas abordagens foram realizadas. A primeira foi feita através da transformada de Fourier [14] e a segunda, através do método de expansão de momentos de sinais temporais [12,15], sendo que ambas as abordagens foram implementadas no ambiente MATLAB [Figura 1.1h, 1.1i].

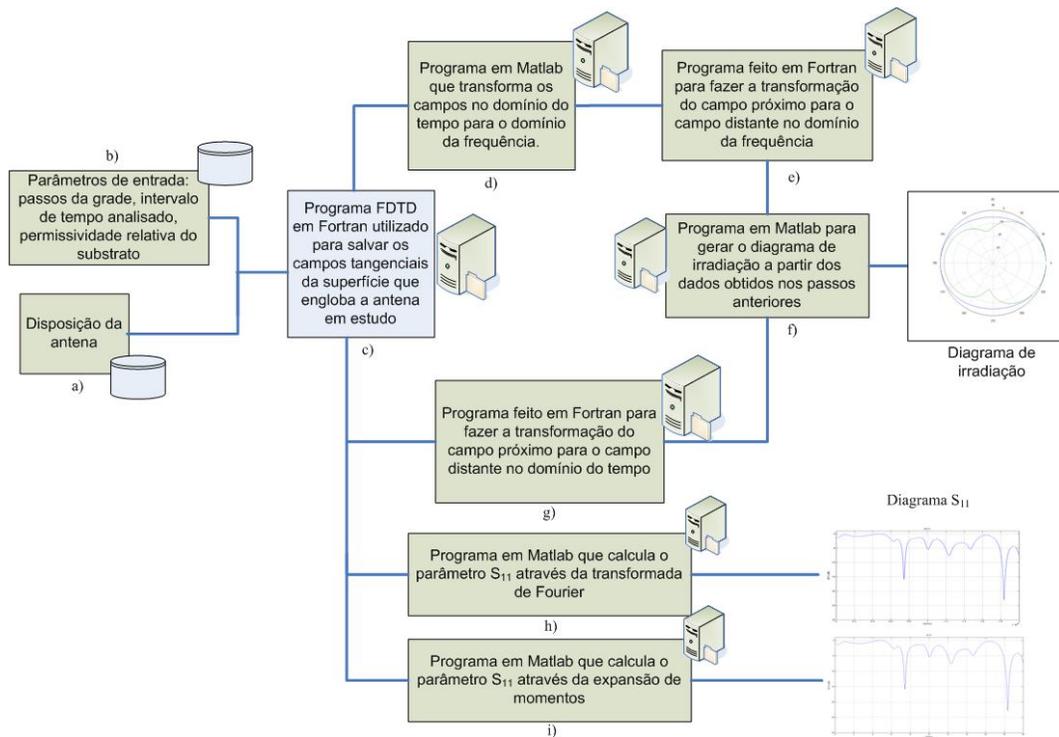


Figura 1.1: Visão Metodológica

Para validar os resultados, é necessário utilizar modelos de referência da literatura. Em relação ao estudo de caso proposto neste trabalho, a comparação é feita com o modelo da cavidade aplicado nos *patches* retangular e circular, que possuem resultados utilizados como referência na literatura. O modelo matemático dessas referências é apresentado no Apêndice A.

1.4. Organização do texto

O presente texto está organizado como descrito a seguir. No Capítulo 2, faz-se uma descrição da formulação matemática utilizada na implementação computacional desenvolvida, descrevendo o método das diferenças finitas no domínio do tempo, o conceito de campos e correntes, as condições de contorno apropriadas para obter uma superfície absorvente (método WP-PML), a escolha do tamanho da malha para que o campo eletromagnético não varie significativamente, a obtenção dos campos no domínio da frequência, a transformação dos campos próximos em campos distantes utilizando o teorema da superfície equivalente para o domínio da frequência, a obtenção do diagrama de irradiação para o domínio da frequência e o estudo de caso comparando os resultados com a solução de referência utilizando o método da cavidade. O Capítulo 3 aborda um novo algoritmo que utiliza a decomposição da superfície em multiníveis (MSD) para o cálculo do campo distante no domínio do tempo e utiliza o FDTD para o cálculo do campo próximo, a geração da matriz de espalhamento e a obtenção do parâmetro S_{11} (no domínio da frequência, utiliza a transformada de Fourier e no domínio do tempo, utiliza o método da expansão de momentos), gerando os resultados para uma antena microfita circular, retangular e para um modelo de antena utilizada em UWB. O Capítulo 4 apresenta a conclusão deste trabalho e sugestões de trabalhos futuros para continuidade da solução proposta neste trabalho.

2. ANÁLISE DE ANTENAS IMPRESSA: FDTD/WP-PML

2.1. Introdução

As equações diferenciais parciais de Maxwell representam uma unificação do campo elétrico e do campo magnético. Modelos numéricos precisos para toda interação do vetor da onda eletromagnética com as estruturas arbitrárias são difíceis de serem modelados. Estruturas típicas de interesse da Engenharia têm formas, aberturas, cavidades e composições de materiais ou superfícies complicadas, o que produz campos próximos que não podem ser resolvidos em modos finitos ou pela teoria de raios [2].

O FDTD é uma solução direta das equações rotacionais de Maxwell dependentes do tempo, onde não são aplicados os vetores potenciais para solucioná-las. O FDTD utiliza a aproximação da diferença central de segunda ordem para as derivadas do espaço e do tempo dos campos elétricos e magnéticos diretamente com o operador diferencial das equações vetoriais. A realização desta aproximação gera uma amostragem de dados, reduzindo assim o campo eletromagnético contínuo dentro de um volume fictício de espaço sob um período de tempo.

O espaço e o tempo são discretizados de tal forma a evitar erros nas condições de contorno do processo de amostragem e também para assegurar a estabilidade numérica do algoritmo. As componentes de campo elétrico e magnético são intercaladas no espaço para permitir a satisfação natural da condição de continuidade do campo tangencial das interfaces do meio, no qual a antena se encontra. O FDTD simula a onda real e contínua no tempo. A cada intervalo de tempo, o sistema de equações que atualiza as componentes de campos é totalmente explícito, não existindo a necessidade de arranjar ou resolver um conjunto de equações lineares, o que requereria maior armazenamento durante o tempo de simulação, sendo esse proporcional ao tamanho elétrico do volume modelado.

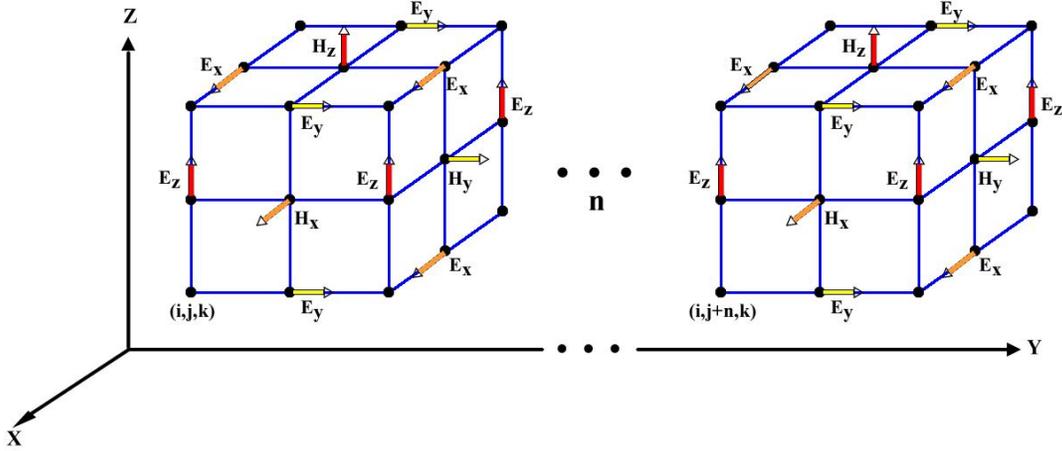


Figura 2.1: Elementos básicos da grade do FDTD

A forma de como é feita a discretização espacial pode ser exemplificada na Figura 2.1, onde observa-se as posições das componentes do campo elétrico e magnético sobre a unidade de célula da grade da superfície discretizada, conhecida como cubo de Yee do FDTD em coordenadas cartesianas. Cada vetor do campo magnético é rodeado por quatro componentes do vetor campo elétrico e vice-versa. Este arranjo permite não somente uma diferença centrada para as derivadas do espaço e das equações rotacionais, como também uma geometria natural para a implementação da forma integral da Lei de Faraday e da Lei de Ampère [13] no nível do espaço da célula.

2.2. Campos e correntes

As equações diferenciais parciais de Maxwell para um meio isotrópico são:

$$\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} - \nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t), \quad (2.2)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu \vec{H}(\vec{r}, t), \quad (2.3)$$

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (2.4)$$

onde $\vec{J}(\vec{r}, t)$, μ e ε são dados em função do tempo e do espaço.

Em coordenadas retangulares, as equações (2.1) e (2.2) são equivalentes às seguintes equações escalares:

$$-\frac{\partial B_x(\vec{r}, t)}{\partial t} = \frac{\partial E_z(\vec{r}, t)}{\partial y} - \frac{\partial E_y(\vec{r}, t)}{\partial z}, \quad (2.5)$$

$$-\frac{\partial B_y(\vec{r}, t)}{\partial t} = \frac{\partial E_x(\vec{r}, t)}{\partial z} - \frac{\partial E_z(\vec{r}, t)}{\partial x}, \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial B_z(\vec{r}, t)}{\partial t} = \frac{\partial E_x(\vec{r}, t)}{\partial y} - \frac{\partial E_y(\vec{r}, t)}{\partial x}, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial D_x(\vec{r}, t)}{\partial t} = \frac{\partial H_z(\vec{r}, t)}{\partial y} - \frac{\partial H_y(\vec{r}, t)}{\partial z} - J_x(\vec{r}, t), \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial D_y(\vec{r}, t)}{\partial t} = \frac{\partial H_x(\vec{r}, t)}{\partial z} - \frac{\partial H_z(\vec{r}, t)}{\partial x} - J_y(\vec{r}, t), \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial D_z(\vec{r}, t)}{\partial t} = \frac{\partial H_y(\vec{r}, t)}{\partial x} - \frac{\partial H_x(\vec{r}, t)}{\partial y} - J_z(\vec{r}, t). \quad (2.10)$$

Conforme a Figura 2.1, uma unidade da malha discretizada é representada por:

$$F(i, j, k) = F(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z), \quad (2.11)$$

e, em função do tempo, obtém-se:

$$F^n(i, j, k, t) = F(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t), \quad (2.12)$$

Aplicando a diferença finita e o conceito da equação (2.12) para as equações de (2.5) a (2.10), obtém-se:

$$\frac{B_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right)-B_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta t} = \frac{E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k+1\right)-E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right)}{\Delta z} - \frac{E_z^n\left(i, j+1, k+\frac{1}{2}\right)-E_z^n\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta y}, \quad (2.13)$$

$$\frac{B_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right)-B_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta t} = \frac{E_z^n\left(i+1, j, k+\frac{1}{2}\right)-E_z^n\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta x} - \frac{E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k+1\right)-E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right)}{\Delta z}, \quad (2.14)$$

$$\frac{B_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right)-B_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right)}{\Delta t} = \frac{E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j+1, k\right)-E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right)}{\Delta y} - \frac{E_y^n\left(i+1, j+\frac{1}{2}, k\right)-E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right)}{\Delta x}, \quad (2.15)$$

$$\frac{D_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right)-D_x^{n-1}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right)}{\Delta t} = \frac{H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right)-H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k\right)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right)-H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2}\right)}{\Delta z} + J_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right), \quad (2.16)$$

$$\frac{D_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right)-D_y^{n-1}\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right)}{\Delta t} = \frac{H_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right)-H_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}\right)}{\Delta z} - \frac{H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right)-H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right)}{\Delta x} + J_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right), \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned}
\frac{D_z^n\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) - D_z^{n-1}\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right)}{\Delta t} &= \frac{H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) - H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right)}{\Delta x} \\
&\quad - \frac{H_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) - H_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right)}{\Delta y} \\
&\quad + J_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right),
\end{aligned} \tag{2.18}$$

Para obter os campos elétrico $\vec{E}(\vec{r}, t)$ e magnético $\vec{H}(\vec{r}, t)$, as equações (2.3) e (2.4) são substituídas nas equações (2.13) a (2.18). A seguir, é demonstrado como essa substituição ocorre para uma das componentes do campo elétrico, sendo o processo o mesmo para as demais componentes.

$$\begin{aligned}
\frac{E_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) - E_x^{n-1}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right)}{\Delta t} &= \frac{1}{\epsilon} \left[\frac{H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta y} \right. \\
&\quad \left. - \frac{H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) - H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2}\right)}{\Delta z} \right. \\
&\quad \left. + J_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) \right],
\end{aligned} \tag{2.19}$$

onde as componentes do campo magnético nos intervalos de tempo múltiplos de $n - 1/2$ não serão determinadas pelo algoritmo do FDTD, pois, no algoritmo, o intervalo de tempo n utilizado é múltiplo de números inteiros, ou seja, $n\Delta t$. Por isso, uma aproximação para que os campos possam ser calculados nesse intervalo de tempo $n - 1/2$ é utilizada, conforme a equação a seguir:

$$H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) = \frac{H_z^n\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n-1}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right)}{2}. \tag{2.20}$$

2.3. Condições de Contorno Absorventes

Diversas técnicas têm sido utilizadas ao longo dos anos para resolver numericamente problemas de propagação de ondas para um domínio ilimitado. Estas técnicas são baseadas no truncamento do domínio infinito, utilizando um limite pré-estabelecido para definir um domínio computacional finito. Porém, a imposição desse limite gera reflexões que devem ser minimizadas através do uso de condições de contorno especiais na fronteira, chamadas de condições absorventes.

Quando a técnica de camada absorvente para o FDTD baseada em uma separação física dos campos começou a ser usada, ela foi chamada de PML (Camadas Perfeitamente Casadas) [16]. A partir da utilização do conceito de continuidade analítica de coordenadas proposto por Chew [17], diferentes tipos de aplicações para propagação em diferentes meios foram viabilizados. Para aplicações envolvendo meios com perdas, perturbações podem facilmente tornar o algoritmo instável e, por esse motivo, houve a necessidade de propor um método capaz de absorver, sem reflexões, ondas espúrias geradas por reflexões indesejadas. Assim, Fan e Liu [18] propuseram um novo algoritmo que utiliza o conceito de continuidade analítica das coordenadas, o qual chamaram de camada de absorção bem estabelecida (WP-PML). Esse algoritmo será utilizado no estudo de caso para obter o cálculo dos campos elétrico e magnético nas camadas absorventes.

2.3.1. WP-PML

O método WP-PML utiliza a aplicação do conceito de continuidade analítica para as coordenadas espaciais das equações fasoriais de Maxwell, sendo a mudança de métrica demonstrada por Silva [12] nas equações a seguir:

$$\partial x \Rightarrow \left[a_x - \frac{j\omega_x(x)}{\omega} \right] \partial x, \quad (2.21)$$

$$\partial y \Rightarrow \left[a_y - \frac{j\omega_y(y)}{\omega} \right] \partial y, \quad (2.22)$$

$$\partial z \Rightarrow \left[a_z - \frac{j\omega_z(z)}{\omega} \right] \partial z, \quad (2.23)$$

onde a_x , a_y e a_z são coeficientes de escalonamento, ω_x , ω_y e ω_z são coeficientes de atenuação e considera-se uma dependência temporal dos campos na forma $e^{j\omega t}$. A seguir, o método é apresentado para o caso tridimensional, onde o processo se inicia a partir das equações de Maxwell no domínio da frequência e do conceito de continuidade analítica das coordenadas expressas nas equações (2.21) a (2.23), em relação aos quais se obtêm o conjunto de equações dos campos elétricos e magnéticos descritos a seguir [9]:

$$\frac{\partial \tilde{H}_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \tilde{E}_y}{\partial z} \right) - \omega_{yz} \tilde{H}_x - \phi_{xy} \phi_{xz} H_x^{(1)}, \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial \tilde{H}_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial \tilde{E}_x}{\partial y} - \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial x} \right) - \omega_{xy} \tilde{H}_y - \phi_{yx} \phi_{yz} H_y^{(1)}, \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial \tilde{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{E}_x}{\partial y} \right) - \omega_{xz} \tilde{H}_z - \phi_{zx} \phi_{zy} H_z^{(1)}, \quad (2.26)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{E}_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \tilde{H}_y}{\partial z} \right) - \left(\frac{\sigma}{\varepsilon} + \omega_{yz} \right) \tilde{E}_x - \frac{\sigma}{\varepsilon} \omega_y \omega_z E_x^{(2)} \\ - \left[\frac{\sigma}{\varepsilon} \omega_{yz} + \phi_{xy} \phi_{xz} \right] E_x^{(1)}, \end{aligned} \quad (2.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{E}_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \tilde{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial x} \right) - \left(\frac{\sigma}{\varepsilon} + \omega_{xy} \right) \tilde{E}_y - \frac{\sigma}{\varepsilon} \omega_x \omega_z E_y^{(2)} \\ - \left[\frac{\sigma}{\varepsilon} \omega_{xy} + \phi_{yx} \phi_{yz} \right] E_y^{(1)}, \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \tilde{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{H}_x}{\partial y} \right) - \left(\frac{\sigma}{\varepsilon} + \omega_{xyz} \right) \tilde{E}_z - \frac{\sigma}{\varepsilon} \omega_x \omega_y E_z^{(2)} - \left[\frac{\sigma}{\varepsilon} \omega_{xyz} + \phi_{zx} \phi_{zy} \right] E_z^{(1)}, \quad (2.29)$$

logo, os campos fasorias elétricos e magnéticos podem ser descritos conforme as equações a seguir:

$$\tilde{E} = \bar{E} + \bar{\omega} \cdot \bar{E}^{(1)}, \quad (2.30)$$

$$\tilde{H} = \bar{H} + \bar{\omega} \cdot \bar{H}^{(1)}, \quad (2.31)$$

$$\bar{\omega} = \text{Diag} [\omega_x(x), \omega_y(y), \omega_z(z)], \quad (2.32)$$

com $\bar{E}^{(1)}$ e $\bar{H}^{(1)}$ definidos como:

$$\frac{\partial \bar{H}^{(1)}}{\partial t} = \tilde{H} - \bar{\omega} \bar{H}^{(1)}, \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial \bar{E}^{(1)}}{\partial t} = \tilde{E} - \bar{\omega} \bar{E}^{(1)}, \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial \bar{E}^{(2)}}{\partial t} = \bar{E}^{(1)}, \quad (2.35)$$

$$\omega_{xyz} = \omega_x + \omega_y + \omega_z, \quad (2.36)$$

$$\phi_{mn} = \omega_m - \omega_n, \quad (2.37)$$

onde (m= x, y ou z) , (n = x, y ou z) e m ≠ n.

A partir das equações descritas acima para o cálculo dos campos da camada absorvente utilizando WP-PML, Silva [12] apresentou uma formulação para as equações no domínio do tempo através do método do FDTD, onde as derivadas temporais e espaciais do sistema de equações (2.24) a (2.29) foram discretizadas, de tal forma que as diferenças finitas das derivadas seguiram os métodos utilizados por Yee [3]. Deste modo, as exigências de estabilidade e dispersão numéricas são atendidas. A seguir, são apresentadas as equações para os campos eletromagnéticos das suas componentes na direção x , sendo que para as componentes nas demais direções a forma de cálculo é similar. A equação do cálculo do campo magnético é apresentada a seguir:

$$H_x^{n+1} \left(1 + \tilde{\omega} \frac{\Delta t}{2} - \frac{\phi \Delta t}{2C_a \tilde{\omega}} \right) = -\frac{1}{C_a} \left[\frac{\Delta t}{\mu} (\nabla \times \vec{E})_x^n \right] + \left(\frac{C_b}{C_a} - 1 \right) \tilde{H}_x^n + \left(1 - \tilde{\omega} \frac{\Delta t}{2} - \frac{\phi \Delta t}{2C_a \tilde{\omega}} \right) H_x^n, \quad (2.38)$$

onde

$$C_a = 1 + \frac{\tilde{\omega} \Delta t}{2} + \frac{\phi \Delta t}{2\tilde{\omega}}, \quad (2.39)$$

$$C_b = 1 - \frac{\tilde{\omega} \Delta t}{2} - \frac{\phi \Delta t}{2\tilde{\omega}}, \quad (2.40)$$

$$\tilde{\omega} = \omega_x \omega_y \omega_z, \quad (2.41)$$

e a equação do campo elétrico é dada por:

$$E_x^{n+1} \left(1 + \tilde{\omega} \frac{\Delta t}{2} + \frac{C_e}{1+C_d} \cdot \frac{\Delta t}{2} \right) = \bar{E}_x^{n+1} + \left(1 - \tilde{\omega} \frac{\Delta t}{2} - \frac{C_e}{1+C_d} \frac{\Delta t}{2} \right) E_x^n, \quad (2.42)$$

onde

$$\bar{E}_x^{n+1} = \frac{1}{1+C_d} \frac{\Delta t}{\varepsilon} (\nabla \times \vec{H})_x^n + \left(\frac{1-C_d}{1+C_d} - 1 \right) \tilde{E}_x^n - \frac{C_c \omega_y \omega_z}{1+C_d} E_x^{(2)n} - \frac{2C_e}{1+C_d} E_x^{(1)n}, \quad (2.43)$$

$$C_c = \frac{\Delta t \sigma}{\varepsilon}, \quad (2.44)$$

$$C_d = \frac{C_c + \Delta t \omega_{yzx}}{2}, \quad (2.45)$$

$$C_e = C_c \omega_y \omega_z \frac{\Delta t}{4} + \frac{C_c \omega_{yzx} + \Delta t \phi_{xy} \phi_{xz}}{2}. \quad (2.46)$$

2.4. Critério de Estabilidade Numérica

Na Seção 2.2, os campos elétrico e magnético foram calculados a partir das equações diferenciais de Maxwell, sendo utilizadas as equações fasoriais da Seção 2.3 para calcular os campos nas camadas absorventes. A discretização considerada no tamanho dos espaços das células nas malhas deve ser calculada, de modo a não apresentar instabilidade numérica, ou seja, o espaço do tamanho da célula deve ser tal que sobre cada incremento espacial o campo eletromagnético não varie significativamente. Para gerar estabilidade computacional, é necessário satisfazer a relação entre o incremento de espaço e o incremento de tempo Δt . A dimensão linear da malha deve ser somente uma fração do comprimento de onda, segundo [19]:

$$\frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \geq c \Delta t = \sqrt{\frac{1}{\epsilon \mu}} \Delta t, \quad (2.47)$$

onde c é a velocidade da luz ou a velocidade máxima na região de estudo.

2.5. Matriz de Espalhamento

Para o domínio do tempo em circuitos de microondas, as grandezas que podem ser diretamente mensuráveis são a taxa de onda estacionária, a posição de um mínimo do diagrama da onda estacionária do campo elétrico e a potência. As duas primeiras grandezas conduzem diretamente ao conhecimento do coeficiente de reflexão. A medida de potência será necessária somente no caso de se desejar o valor absoluto do campo no dispositivo em análise. Outro parâmetro que é diretamente mensurável é o coeficiente de transmissão através de um circuito ou junção. Esta grandeza é uma medida de

amplitude e fase da onda transmitida em relação à amplitude e fase de uma onda incidente. As grandezas que podem ser diretamente mensuráveis são as amplitudes e a fase da onda incidente, sendo que na maior parte dos dispositivos de microondas, as amplitudes das ondas espalhadas são linearmente relacionadas às amplitudes das ondas incidentes. Assim, a matriz que descreve esta relação linear é definida como matriz de espalhamento [20].

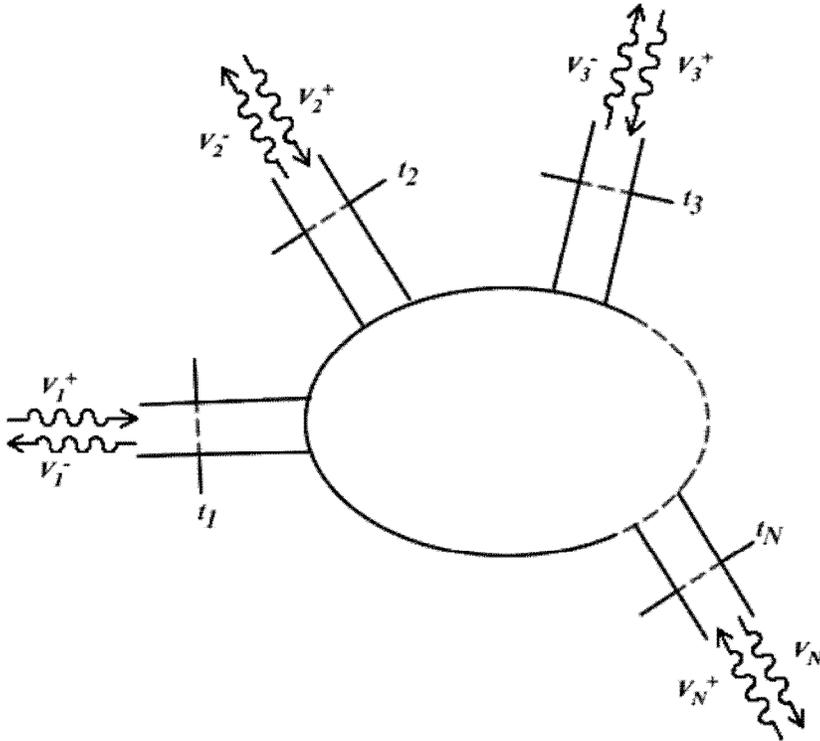


Figura 2.2: Exemplificação de circuito com N portas com as ondas incidentes e espalhadas [20]

Ao considerar o modelo de circuito da Figura 2.2, se uma onda com uma tensão equivalente associada V_1^+ incidir sobre a junção no plano terminal t_1 , uma onda refletida $S_{11}V_1^+ = V_1^-$ será produzida na linha 1, onde S_{11} é o coeficiente de reflexão ou coeficiente de espalhamento para a linha 1 com uma onda incidente nessa linha. As ondas serão também transmitidas ou espalhadas para fora das outras junções e terão amplitudes proporcionais a V_1^+ . Estas amplitudes podem ser expressas como $V_n^- = S_{n1}V_1^+$, onde $n=2,3,\dots,N$, e S_{n1} é o coeficiente de transmissão da linha 1 para a linha n . Quando as ondas são incidentes em todas as linhas, a onda espalhada em cada linha

contém contribuições de todas as outras linhas e de todas as ondas incidentes sobre a junção, inclusive a onda incidente da própria linha. Essas relações são representadas na equação matricial a seguir:

$$\begin{bmatrix} V_1^- \\ V_2^- \\ \dots \\ V_N^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & \dots & S_{1N} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & \dots & S_{2N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ S_{N1} & S_{N2} & S_{N3} & \dots & S_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \\ \dots \\ V_N^+ \end{bmatrix}, \quad (2.48)$$

$$[V^-] = [S][V^+]. \quad (2.49)$$

Ao se empregar a matriz de espalhamento para descrever uma junção, é conveniente escolher todas as tensões equivalentes, de modo que a potência transmitida seja dada por $\frac{1}{2}|V_n^+|^2$ para todos os valores de n . Isto corresponde a fazer todas as impedâncias características equivalentes iguais a uma unidade. A razão principal de tal normalização reside na vantagem de se obter simetria na matriz de espalhamento para estruturas recíprocas. Se esta normalização não for usada por causa de diferentes níveis de impedância em diferentes linhas, a matriz de espalhamento não será simétrica [20].

Nas seções anteriores, foram apresentados os métodos implementados no programa desenvolvido neste trabalho para o cálculo dos campos elétrico e magnético, conforme foi apresentado na Figura 1.1c. O próximo passo é o cálculo do parâmetro de espalhamento S_{11} , um dos componentes da matriz de espalhamento que foi mencionada na Figura 1.1h e 1.1i.

2.5.1. Parâmetro S_{11} utilizando Transformada de Fourier

No uso do método FDTD, a simulação calcula a soma da onda incidente $V_k(t)$ com a onda refletida $V_j(t)$ [4]. Então, a onda incidente é obtida através da subtração do resultado da simulação pela onda refletida. É necessário o conhecimento prévio dos valores dessas ondas para o cálculo do parâmetro $S_{11}(\omega)$, pois nota-se que existe uma dependência dele em relação à frequência, ou seja, $S_{11} = S_{11}(\omega)$. O seu valor pode ser obtido pela Transformada de Fourier da onda incidente sobre a onda refletida (Figura 1.1h), apresentado a seguir:

$$S_{jk}(\omega) = \frac{F\{V_j(t)\}}{F\{V_k(t)\}}. \quad (2.50)$$

2.5.2. Parâmetro S_{11} através da Expansão de Momentos

A resposta impulsional de antenas em microfita pode ser obtida a partir da inversão de Fourier em um processo de deconvolução, conforme apresentado na Seção 2.5.1. Porém, este processo é menos eficiente numericamente pelas aproximações da inversão de Fourier calculada do que o processo que utiliza o método de expansão de momentos de sinais temporais, o qual é utilizado em uma resposta temporal da antena em estudo [12]. Para um circuito com uma excitação $x_m(t)$, sendo esse um pulso Gaussiano na porta m , a resposta a ele associado em uma porta n com um sinal de saída $y_n(t)$ está representada na relação a seguir:

$$y_n(t) = \int_0^t h_{mn}(t-\tau) x_m(\tau) d\tau = h_{mn}(t) * x_m(t), \quad (2.51)$$

onde $h_{mn}(t)$ é a resposta impulsional entre as portas m e n , conforme a equação a seguir:

$$h_{mn}(t) = F^{-1} \left[\frac{Y_n(\omega)}{X_m(\omega)} \right], \quad (2.52)$$

onde F^{-1} é a transformada inversa de Fourier, $X_m(\omega)$ e $Y_n(\omega)$ são as transformadas de Fourier dos sinais de entrada $x_m(t)$ e de saída $y_n(t)$, respectivamente.

O Método da Expansão de Momentos é aplicado quando o sinal de entrada tem uma duração pequena se comparado ao sinal de saída, como por exemplo, o pulso Gaussiano. A seguinte expansão de potências de $(-j\omega)$ é considerada [15]:

$$\frac{1}{X_m(\omega)e^{j\omega t_0}} \approx \sum_{\ell=0}^N \frac{a_\ell}{\ell!} (-j\omega)^\ell, \quad (2.53)$$

sendo que os coeficientes de deconvolução $\{a_\ell\}$ podem ser obtidos de acordo com o procedimento de casamento de momentos realizado através da expansão de Taylor de $X_m(\omega)e^{j\omega t_0}$, com os momentos $\{u_k\}$ sendo dados por:

$$u_k = \int_{-\infty}^{+\infty} (t-t_0)^k x_m(t) dt = \sum_{p=0}^k \binom{k}{p} (-t_0)^{k-p} (j)^p X_m^{(p)}(0), \quad (2.54)$$

cujos coeficientes $\{a_\ell\}$ são obtidos separadamente em relação aos momentos $\{u_k\}$ e truncados para cada potência de ω :

$$\left[\sum_{\ell=0}^N \frac{a_\ell}{\ell!} (-j\omega)^\ell \right] \cdot \left[\sum_{k=0}^N \frac{u_k}{k!} (-j\omega)^k \right] - 1 = 0, \quad (2.55)$$

sendo que o parâmetro de deslocamento t_0 é definido como:

$$t_0 = j \frac{X^{(2)}(0)}{X^{(1)}(0)}. \quad (2.56)$$

Logo, a resposta impulsional pode ser escrita como [15]:

$$h_{mn}(t) \approx \left[a_0 \int_0^{t+t_0} d\tau + \sum_{k=2}^N \frac{a_k}{k!} \frac{d^{k-1}}{dt^{k-1}} \right] y_n(t+t_0). \quad (2.57)$$

Na aplicação envolvendo FDTD, os operadores diferenciais da equação (2.57) são aproximados pelo Método das Diferenças Centrais e por uma aproximação de quarta ordem ($N=4$). Logo, a resposta impulsional para um tempo discretizado na forma $t = n \Delta t$, onde Δt é o intervalo de tempo utilizado no cálculo dos campos, é a seguinte [12]:

$$\begin{aligned}
h_{mn}(n) = & \frac{a_4}{24 \Delta t^4} [y_n(n+2+n_0) + y_n(n-2+n_0)] \\
& + \left(\frac{a_2}{2 \Delta t^2} - \frac{a_4}{6 \Delta t^4} \right) [y_n(n+1+n_0) + y_n(n-1+n_0)] \\
& + \left(a_0 - \frac{a_2}{\Delta t^2} + \frac{a_4}{4 \Delta t^4} \right) y_n(n+n_0),
\end{aligned} \tag{2.58}$$

onde os parâmetros a_0 , a_2 , a_4 e n_0 são [12]:

$$a_0 = \frac{1}{\sqrt{2\pi T}}, \tag{2.59}$$

$$a_2 = -a_0 T^2, \tag{2.60}$$

$$a_4 = 3a_0 T^4, \tag{2.61}$$

$$n_0 = \text{inteiro} \left(\frac{t_0}{\Delta t} \right), \tag{2.62}$$

sendo T o período de duração do pulso Gaussiano representado na equação a seguir:

$$x_G(t) = e^{-\left(\frac{(t-\tau)^2}{2T^2} \right)}. \tag{2.63}$$

2.6. Campos distantes no domínio da frequência

O método FDTD é utilizado para o cálculo dos campos próximos da antena de microfita. Com sua utilização, foram obtidos os resultados dos campos elétricos e magnéticos no domínio do tempo. Porém, para realizar a transformação do campo próximo para o campo distante, é necessária a transformação dos resultados dos campos que estão no domínio do tempo para o domínio da frequência.

2.6.1. Transformação dos campos do domínio do tempo para o domínio da frequência

Os campos no domínio da frequência podem ser calculados a partir da transformação dos campos obtidos pelo FDTD no domínio do tempo (Figura 1.1c) para o domínio da frequência (Figura 1.1d) através do método da Transformada de Fourier de Tempo Discreto (DTFT – Discrete Time Fourier Transform) dado por [21]:

$$X(e^{j\omega}) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x[n]e^{-j\omega n}, \quad (2.64)$$

onde a transformada $X(e^{j\omega})$ descreve o sinal $x[n]$ como uma função da frequência senoidal ω e é denominada representação no domínio da frequência de $x[n]$.

2.6.2. Transformação do campo próximo em campos distantes

A análise do comportamento dos campos elétricos e magnéticos na região de campo distante, ou seja, a uma distância de vários comprimentos de onda é inviável, pois aumentaria o domínio computacional do problema e, conseqüentemente, a quantidade de memória e de tempo de processamento necessários para executar a simulação da antena. Uma forma para resolver esse problema consiste na transformação dos campos próximos em campos distantes, por meio do uso da função de Green no espaço livre [11]. O uso da função de Green implica na obtenção das densidades das correntes elétricas e magnéticas, realizada através do teorema da superfície equivalente. A transformação pode ser feita tanto no domínio do tempo como no domínio da frequência. Foi utilizado nesse capítulo a transformação através do domínio da frequência e no Capítulo 3, a transformação através do domínio do tempo.

2.6.3. Teorema da superfície equivalente

O teorema da superfície equivalente é um princípio em que fontes originais são substituídas por fontes equivalentes. As fontes fictícias são ditas equivalentes dentro da região de estudo, porque produzem dentro dela o mesmo campo assim como as fontes originais. O teorema da superfície equivalente é baseado no teorema da unicidade, ou seja, a solução é única para as condições de contorno especificadas. Pelo teorema, os campos fora da superfície imaginária são obtidos fazendo com que sobre a superfície fechada as densidades de corrente elétrica e magnética sejam adequadas para satisfazer as condições de contorno. A densidade da corrente é selecionada para que o campo dentro da superfície fechada seja zero e fora dela seja igual à radiação produzida pelas fontes originais. A formulação é exata, mas requer integração sobre toda a superfície fechada [11].

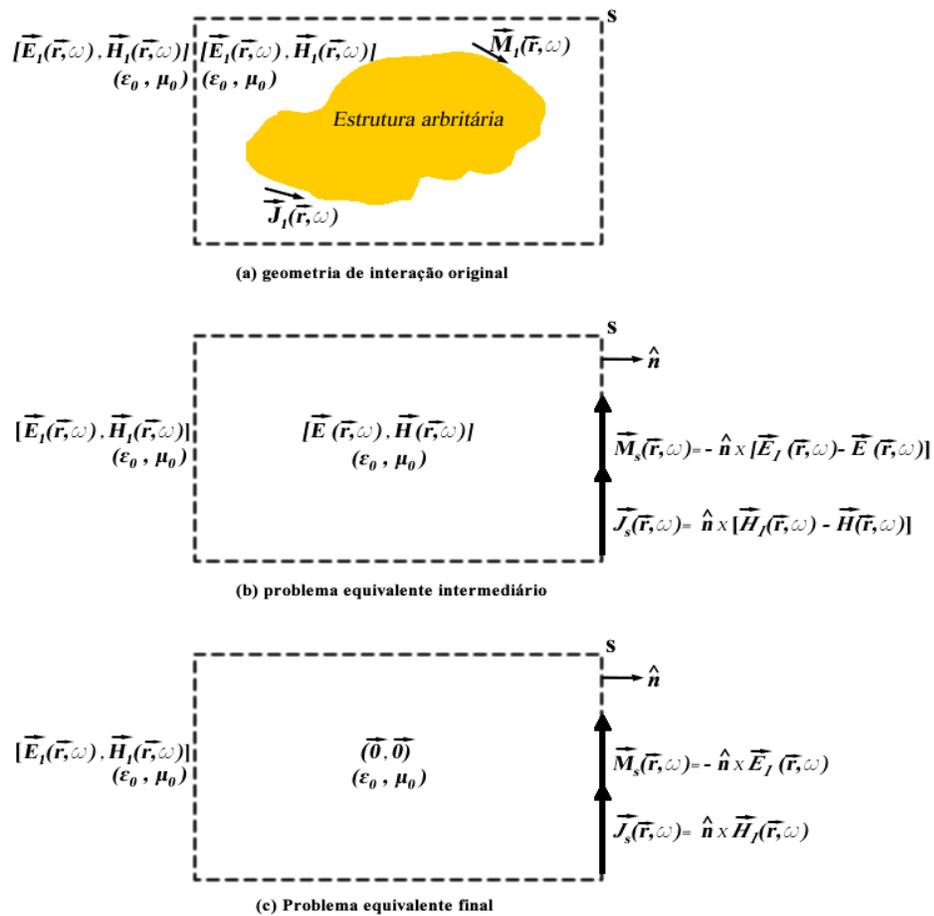


Figura 2.3: Passos para o Teorema da Equivalência [11]

A Figura 2.3a esboça o caso mais geral e principal tratado em interações de ondas eletromagnéticas com uma estrutura tridimensional arbitrária. Seguindo a notação de [13], é assumido que o campo $[\vec{E}_1(\vec{r}, \omega), \vec{H}_1(\vec{r}, \omega)]$ preenche todo o espaço gerado pela ação física das fontes de correntes elétricas e magnéticas $\vec{J}_1(\vec{r}, \omega)$ e $\vec{M}_1(\vec{r}, \omega)$, fluindo na estrutura da superfície de interesse. Na Figura 2.3b, assume-se que $\vec{J}_1(\vec{r}, \omega)$ e $\vec{M}_1(\vec{r}, \omega)$ são removidas e que passa a existir um novo campo $[\vec{E}(\vec{r}, \omega), \vec{H}(\vec{r}, \omega)]$ dentro de uma superfície S de observação arbitrariamente fechada, que engloba completamente a estrutura.

Para observar o campo original $[\vec{E}_1(\vec{r}, \omega), \vec{H}_1(\vec{r}, \omega)]$ fora da superfície S e para satisfazer as condições de contorno (as componentes tangenciais $\vec{E}(\vec{r}, \omega)$ e $\vec{H}(\vec{r}, \omega)$ na superfície S) deve existir uma corrente elétrica e magnética fluindo tangencialmente ao longo dessa superfície, conforme as equações a seguir:

$$\vec{J}_S(\vec{r}, \omega) = \hat{n} \times [\vec{H}_1(\vec{r}, \omega) - \vec{H}(\vec{r}, \omega)], \quad (2.65)$$

$$\vec{M}_S(\vec{r}, \omega) = -\hat{n} \times [\vec{E}_1(\vec{r}, \omega) - \vec{E}(\vec{r}, \omega)], \quad (2.66)$$

onde \hat{n} é o vetor normal unitário para fora da superfície S . As correntes virtuais elétricas e magnéticas das equações (2.65) e (2.66) radiam em todo o espaço livre e geram os campos originais $[\vec{E}_1(\vec{r}, \omega), \vec{H}_1(\vec{r}, \omega)]$ em toda a região do espaço livre fora da superfície. Desde que os campos dentro da superfície S possam assumir qualquer valor, considera-se que o campo elétrico e o campo magnético sejam iguais a zero. Então, o problema equivalente da Figura 2.3b é reduzido para a Figura 2.3c, com as densidades de correntes equivalentes iguais a:

$$\vec{J}_S(\vec{r}, \omega) = \hat{n} \times [\vec{H}_1(\vec{r}, \omega) - \vec{H}(\vec{r}, \omega)] \Big|_{\vec{H}=0} = \hat{n} \times \vec{H}_1(\vec{r}, \omega), \quad (2.67)$$

$$\vec{M}_S(\vec{r}, \omega) = -\hat{n} \times [\vec{E}_1(\vec{r}, \omega) - \vec{E}(\vec{r}, \omega)] \Big|_{\vec{E}=0} = -\hat{n} \times \vec{E}_1(\vec{r}, \omega). \quad (2.68)$$

Ao longo da superfície S , o fasor de corrente elétrica, $\vec{J}_S(\vec{r}, \omega)$, e o fasor de corrente magnética, $\vec{M}_S(\vec{r}, \omega)$, são calculados usando uma Transformada Discreta de Fourier (DFT) dos campos tangenciais elétricos, $\vec{E}(\vec{r}, t)$, e magnéticos, $\vec{H}(\vec{r}, t)$. Então, as correntes equivalentes são integradas com a função de Green do espaço livre. O cálculo dos fasores de campo distante $\vec{A}(\vec{r}, \omega)$ e $\vec{F}(\vec{r}, \omega)$ são descritos por [11]:

$$\vec{A}(\vec{r}, \omega) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iint_S \vec{J}_S(\vec{r}, \omega) \frac{e^{-jkR}}{R} ds' \cong \frac{\mu_0 e^{-jkR}}{4\pi r} \vec{N}(\vec{r}, \omega), \quad (2.69)$$

$$\vec{F}(\vec{r}, \omega) = \frac{\varepsilon_0}{4\pi} \iint_S \vec{M}_S(\vec{r}, \omega) \frac{e^{-jkR}}{R} ds' \cong \frac{\varepsilon_0 e^{-jkR}}{4\pi r} \vec{L}(\vec{r}, \omega), \quad (2.70)$$

onde

$$\vec{N}(\vec{r}, \omega) = \iint_S \vec{J}_S(\vec{r}, \omega) e^{jk r' \cos(\psi)} ds', \quad (2.71)$$

$$\vec{L}(\vec{r}, \omega) = \iint_S \vec{M}_S(\vec{r}, \omega) e^{jk r' \cos(\psi)} ds', \quad (2.72)$$

$$\vec{r} = r \hat{r} \equiv \text{posição do ponto de observação } (x, y, z), \quad (2.73)$$

$$\vec{r}' = r' \hat{r}' \equiv \text{posição da fonte na superfície } S (x', y', z'), \quad (2.74)$$

$$\vec{R} = R \hat{R} \equiv \vec{r} - \vec{r}', \quad (2.75)$$

$$\psi \equiv \text{ângulo entre } \vec{r} \text{ e } \vec{r}', \quad (2.76)$$

$$R = [r^2 + (r')^2 - 2rr' \cos(\psi)]^{1/2} \cong \begin{cases} r - r' \cos(\psi), & \text{para variação de fase} \\ r, & \text{para variação de amplitude.} \end{cases} \quad (2.77)$$

Por causa dos vetores potenciais da equação (2.69) e (2.70), os fasores dos campos elétrico e magnético são dados por:

$$\vec{E}(\vec{r}, \omega) = -j\omega \left[\vec{A}(\vec{r}, \omega) + \frac{1}{k^2} \nabla (\nabla \cdot \vec{A}(\vec{r}, \omega)) \right] - \frac{1}{\epsilon_0} \nabla \times \vec{F}(\vec{r}, \omega), \quad (2.78)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, \omega) = -j\omega \left[\vec{F}(\vec{r}, \omega) + \frac{1}{k^2} \nabla (\nabla \cdot \vec{F}(\vec{r}, \omega)) \right] - \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{A}(\vec{r}, \omega), \quad (2.79)$$

desconsiderando os termos nas equações (2.78) e (2.79) que decaem na ordem de $1/r^2$ ou mais e a componente de campo radial que a amplitude é insignificante, se comparada às componentes de θ e ϕ . Os campos elétricos e magnéticos para a região de campo distante são então dados por:

$$E_r(\vec{r}, \omega) \cong 0, \quad (2.80)$$

$$E_\theta(\vec{r}, \omega) \cong -j\omega (A_\theta(\vec{r}, \omega) + \eta_0 F(\vec{r}, \omega)_\phi) = -\frac{jk e^{-jkr}}{4\pi r} (L_\phi(\vec{r}, \omega) + \eta_0 N_\theta(\vec{r}, \omega)), \quad (2.81)$$

$$E_\phi(\vec{r}, \omega) \cong -j\omega (A_\phi(\vec{r}, \omega) + \eta_0 F_\theta(\vec{r}, \omega)) = +\frac{jk e^{-jkr}}{4\pi r} (L_\theta(\vec{r}, \omega) + \eta_0 N_\phi(\vec{r}, \omega)), \quad (2.82)$$

$$H_r(\vec{r}, \omega) \cong 0, \quad (2.83)$$

$$H_\theta(\vec{r}, \omega) \cong +\frac{j\omega}{\eta_0} (A_\phi(\vec{r}, \omega) - \eta_0 F_\theta(\vec{r}, \omega)) = +\frac{jk e^{-jkr}}{4\pi r} \left(N_\phi(\vec{r}, \omega) - \frac{L_\theta(\vec{r}, \omega)}{\eta_0} \right), \quad (2.84)$$

$$H_\phi(\vec{r}, \omega) \cong -\frac{j\omega}{\eta_0} (A_\theta(\vec{r}, \omega) + \eta_0 F_\phi(\vec{r}, \omega)) = -\frac{jk e^{-jkr}}{4\pi r} \left(N_\theta(\vec{r}, \omega) + \frac{L_\phi(\vec{r}, \omega)}{\eta_0} \right), \quad (2.85)$$

$$N_\theta(\vec{r}, \omega) = \iint_S \begin{pmatrix} J_x(\vec{r}, \omega) \cos(\theta) \cos(\phi) + J_y(\vec{r}, \omega) \cos(\theta) \text{sen}(\phi) \\ -J_z(\vec{r}, \omega) \text{sen}(\theta) \end{pmatrix} e^{+jkr' \cos(\psi)} ds', \quad (2.86)$$

$$N_\phi(\vec{r}, \omega) = \iint_S \begin{pmatrix} -J_x(\vec{r}, \omega) \text{sen}(\phi) + J_y(\vec{r}, \omega) \cos(\phi) \\ -J_z(\vec{r}, \omega) \text{sen}(\theta) \end{pmatrix} e^{+jkr' \cos(\psi)} ds', \quad (2.87)$$

$$L_{\theta}(\vec{r}, \omega) = \iint_S \begin{pmatrix} M_x(\vec{r}, \omega) \cos(\theta) \cos(\phi) + M_y(\vec{r}, \omega) \cos(\theta) \sin(\phi) \\ -M_z(\vec{r}, \omega) \sin(\theta) \end{pmatrix} e^{+jk r' \cos(\psi)} ds', \quad (2.88)$$

$$L_{\phi}(\vec{r}, \omega) = \iint_S \left(-M_x(\vec{r}, \omega) \sin(\phi) + M_y(\vec{r}, \omega) \cos(\phi) \right) e^{+jk r' \cos(\psi)} ds', \quad (2.89)$$

onde $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ é a impedância intrínseca do espaço livre.

2.7. Diagrama de irradiação

A partir dos campos elétricos E_{θ} e E_{ϕ} calculados para a região de campo distante por meio das equações (2.81) e (2.82), determina-se um raio a partir da antena em estudo e varia as coordenadas θ e ϕ para que o diagrama de irradiação possa ser gerado a partir do campo elétrico (Figura 1.1f). O campo elétrico total é dado pela seguinte equação:

$$|\vec{E}| = \sqrt{|E_{\theta}|^2 + |E_{\phi}|^2}. \quad (2.90)$$

2.8. Conclusões parciais

Este capítulo apresentou o processo da implementação do FDTD para o cálculo dos campos próximos e distantes no domínio da frequência. O truncamento do domínio foi realizado através da implementação de um algoritmo que utiliza o conceito de continuidade analítica das coordenadas, chamada de camada de absorção bem casada (WP-PML). O coeficiente reflexão (parâmetro de espalhamento S_{11}) foram calculados utilizando duas técnicas: a primeira utiliza a Transformada de Fourier e a segunda baseia-se no conceito de Expansão de Momentos. Finalmente, os campos distantes são obtidos através da transformação do campo próximo utilizando o Teorema da Superfície Equivalente.

3. MÉTODO DE CÁLCULO DO CAMPO DISTANTE NO DOMÍNIO DO

TEMPO

3.1. Introdução

Os resultados obtidos dos campos próximos elétricos e magnéticos utilizando o método FDTD no Capítulo 2 representam uma etapa para o cálculo dos campos distantes, que já foi realizado no capítulo anterior no domínio da frequência e neste capítulo, é feito no domínio do tempo. É necessário então fazer a transformação dos campos próximos para os campos distantes nesse último domínio (como apresentado na visão metodológica desse trabalho na Figura 1.1g), a fim de obter os diagramas de irradiação das antenas dos estudos de caso já analisados no domínio da frequência. Com isso, espera-se obter melhoria na eficiência computacional, visto que ao invés de realizar a transformação dos valores do campo próximo de um a um ponto como foi feito no capítulo anterior, esses pontos são interpolados e transformados a cada intervalo de tempo (janela) no domínio do tempo.

Para certos problemas, o cálculo é reduzido se eles forem analisados no domínio do tempo, como por exemplo, em aplicações em que o pico de resposta de um objeto para um campo impulsivo é calculado, o modelo no domínio do tempo oferece uma melhor eficiência se comparado ao modelo no domínio da frequência. Pois, este último requer maior número de frequências para a utilização da transformada de Fourier para obter a mesma resposta no domínio do tempo. Também no caso de problemas que envolvam meios e componentes não lineares, a modelagem no domínio do tempo é mais direta e eficiente, pois a discretização de intervalos de tempo pode ser usada para remover os efeitos de reflexões indesejadas em objetos de estruturas muito largas.

3.2. Algoritmo para o cálculo do campo distante no domínio do tempo

Fenômenos transientes de radiação e espalhamento são frequentemente analisados utilizando os métodos de modelagem do campo próximo, tais como FDTD

([3], FITD (*Finite Integration Time Domain*) [24] e o FVTD (*Finite Volume Time Domain*) [25], que obtêm a solução dos campos ao redor do volume da antena ou do espalhador. Nestas formulações, o campo distante é obtido integrando as equações de Stratton-Chu [26] ou de Kirchhoff [13] sobre uma superfície fechada, que contém a antena ou o espalhador (é importante que os campos próximos sejam conhecidos). Uma outra alternativa seria obter a transformada do campo próximo para o campo distante, utilizando a expansão em multipolos no domínio do tempo. Ambas as formulações envolvem repetidos processos de integração sobre um grande volume de dados provenientes do campo próximo, que fazem com que o custo computacional seja incrementado em relação ao custo obtido quando a solução do campo próximo é utilizada, especialmente quando o campo distante é calculado sobre vários ângulos de observação.

No algoritmo aqui proposto, utiliza-se os campos próximos calculados pelo método de modelagem do FDTD na superfície S (Figura 3.1a) envolvendo a antena em estudo e as formulações das equações das correntes equivalentes (3.11) e (3.12) às equações de Stratton-Chu [26] para obter os campos distantes (Figura 3.1c). Para os campos próximos calculados, de modo a melhorar a eficiência computacional, foi feita a discretização em janelas de intervalos de tempo maiores (T_w) e para o método FDTD (Figura 3.1b), que utiliza o cálculo para cada passo de tempo individualmente. O método utilizado nesse algoritmo é baseado no método MSD (*Multilevel Surface Decomposition*) a ser apresentado na Seção 3.3. A malha definida previamente no início do algoritmo (Figura 3.1a) deve possuir dimensões inferiores a λ_{\min}^2 , de acordo com os pré-requisitos da formulação conceitual do método MSD. E, para cada ponto de campo distante calculado em relação ao sistema de coordenadas esféricas, são mantidos constantes os ângulos referentes a uma das coordenadas esféricas, $\phi = 0^\circ$ e $\phi = 90^\circ$, de modo a obter planos onde são obtidos os campos distantes variando o ângulo θ de 0° a 360° , conforme mostra a Figura 3.1d.

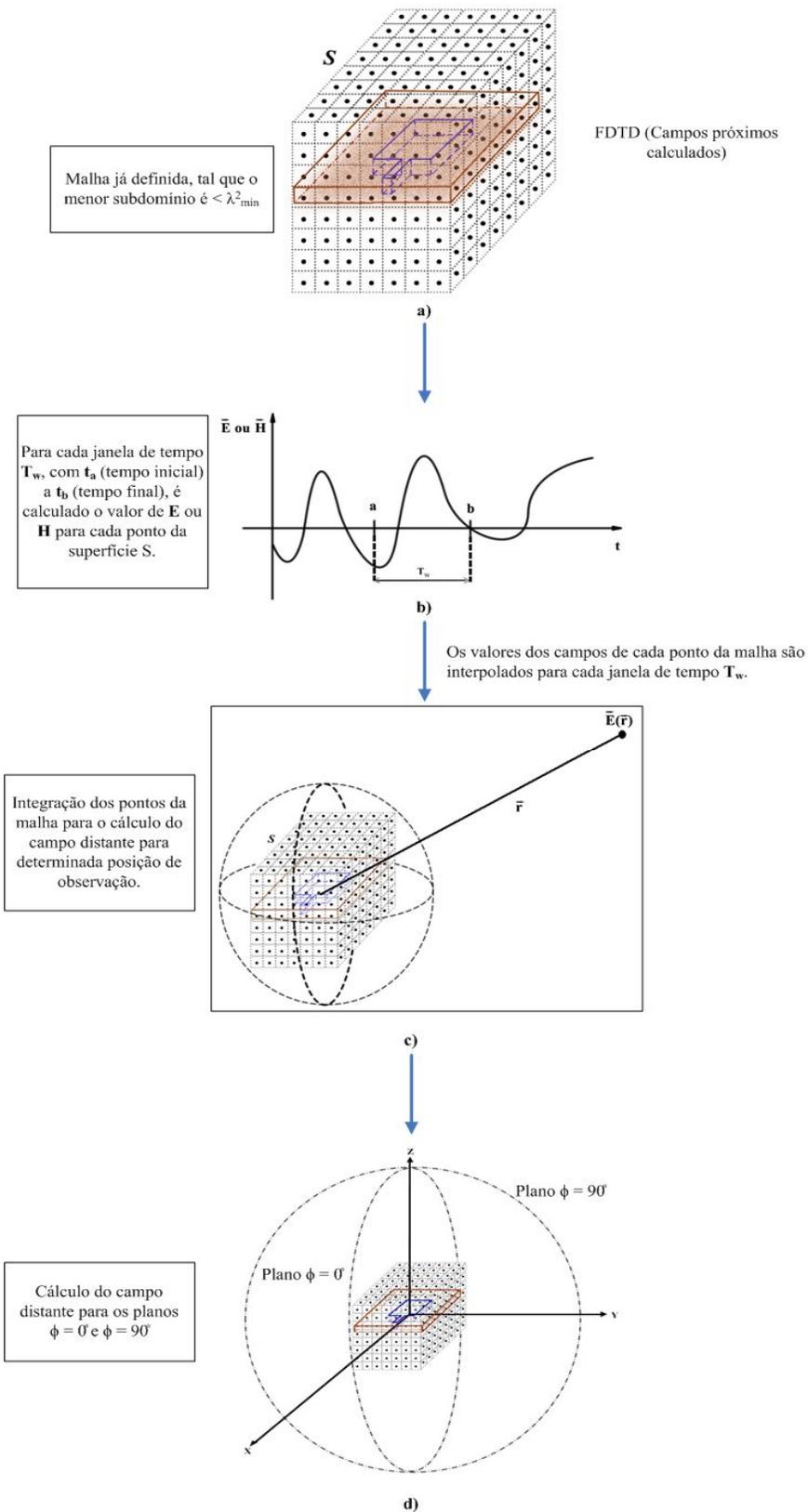


Figura 3.1: Algoritmo para transformação dos campos próximos para campos distantes no domínio do tempo

3.3. Método da Decomposição da superfície em multiníveis (Multilevel Surface

Decomposition Scheme – MSD)

O algoritmo do MSD obtém a resposta transiente do campo distante seguindo um esquema de integração de passo a passo no tempo (MOT), ou seja, em janelas de intervalos de tempo. A redução da alocação de memória é obtida aplicando a técnica também chamada de “janelamento” (*windowed-MOT*) do sinal. Nesta técnica, o eixo do tempo (campo próximo) é decomposto consecutivamente em janelas com intervalos de tempo de curta duração. Os dados para o campo próximo da superfície fechada são gerados utilizando o método FDTD. E, a superfície fechada é modelada na forma de melhor envolver a antena em estudo, de tal modo a reduzir o tamanho do domínio da simulação e, conseqüentemente, a memória e a complexidade computacional. A superfície fechada é hierarquicamente decomposta em subdomínios até obter tamanhos de células aproximadamente do tamanho do comprimento de onda quadrático (na mais alta frequência), garantindo assim o melhor nível de decomposição [10]. Para estes subdomínios, o campo distante é calculado diretamente a partir dos campos elétrico e magnético próximos, através da quadratura numérica [1] da integral de radiação aplicada às várias direções de observação. As contribuições dos subdomínios atrasados são adicionadas para a área do subdomínio maior correspondente (área “pai”) até obter os campos distantes em toda a superfície fechada. Devido ao uso de malhas mais adequadas ao formato das antenas e de intervalos de tempo para a hierarquia multinível, a menor complexidade computacional é alcançada quando comparada ao esquema direto de cálculo do campo distante [10] em áreas múltiplas de λ_{\min}^2 .

O intervalo de tempo pode ter um tamanho limitado e os intervalos de “janelamentos” (*windowed-MOT*) podem estar parcialmente sobrepostos no tempo. No algoritmo implementado nesse trabalho, as janelas utilizadas foram consecutivas sem sobreposição entre elas no tempo. Assim, o método é aplicado consecutivamente para cada intervalo, calculando o campo distante ao longo do espaço temporal correspondente. O atraso dos efeitos das correntes da superfície S nesse campo é compensado para cada contribuição das janelas de tempo (em cada direção de

observação). O ponto principal do método MOT é o cálculo das contribuições parciais no campo distante, assim que a solução do campo próximo com um intervalo de tempo T_w é calculada. Quando a contribuição do campo distante é obtida, os dados do campo próximo são liberados da memória do computador, sendo alocados os do campo próximo do próximo intervalo de tempo.

A propriedade do modelo de radiação transiente obtida pelo cálculo dos campos a partir de um intervalo de tempo limitado permitiu que fosse formulado um algoritmo mais eficiente, reduzindo a complexidade computacional se comparado ao método FDTD.

3.3.1. Decomposição do eixo do tempo

Na técnica de janelamento, o eixo temporal é decomposto em uma seqüência de intervalos consecutivos de duração, onde T_w é muito menor do que o intervalo de tempo original total T_p , ou seja,

$$T_w \ll T_p. \quad (3.1)$$

Isto implica em que o modelo conceitual MSD seja aplicado aproximadamente T_p/T_w vezes para obter a solução do campo distante, com geração de N janelas amostradas.

A decomposição temporal é feita através da função $g(i)$, equação (3.2), que representa os valores amostrados no tempo i dos campos elétrico e magnético, \vec{E} e \vec{H} , respectivamente. A série g é decomposta como:

$$g(i) = \sum_{j=1}^N g_j(i), \quad (3.2)$$

$$g_j(i) = h_j(i) g(i), \quad (3.3)$$

onde o conjunto $h_j(i)$ de índice $j=1,2,\dots,N$ é ajustado para uma função de janela plana que satisfaça a condição:

$$h_j(i) \equiv 0 \begin{cases} i \notin [i_{l_j}, i_{h_j}] \\ \sum_{i=1}^N h_j(i) = 1 \end{cases}, \quad (3.4)$$

onde i_{l_j} e i_{h_j} são respectivamente os tempos de início e fim dos tempos da janela.

3.3.2. Decomposição multiníveis hierárquica da superfície S

Em relação à decomposição multiníveis, o algoritmo começa com a construção de uma hierarquia de subdomínios, a partir da decomposição recursiva da superfície S (Figura 3.2a) em M subdomínios menores no formato de células quadradas ($M = 4$), conforme Figura 3.2b. Em um determinado nível, cada subdomínio (“pai”) gera M subdomínios menores (“filhos”) de um nível superior. Assim, forma-se a relação “pai-filho”, ou seja, o “pai” do subdomínio n no nível l é o subdomínio m no nível $l-1$, conforme a equação (3.5).

$$P^{(l)}(n) = m, \quad (3.5)$$

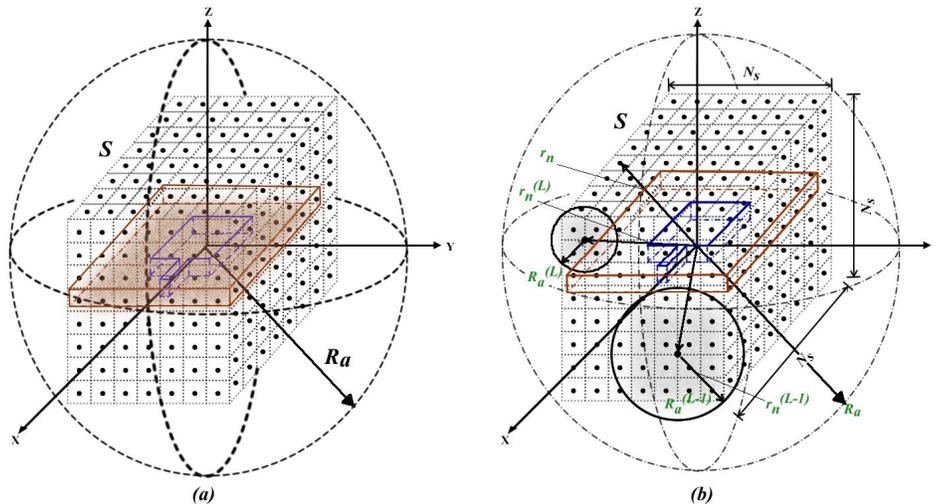


Figura 3.2: a) Antena dentro da superfície fechada S circunscrita pela esfera de raio R_a
b) Amostragem e decomposição em multiníveis

3.3.3. Cálculo direto dos modelos de radiação dos subdomínios

Após estabelecer a hierarquia de multiníveis dos subdomínios (Figura 3.2b), é feito o cálculo das radiações para cada subdomínio no nível L , cujos valores são agregados até o nível da superfície total S . Assim, para o cálculo no domínio do tempo, obtêm-se as equações (3.6) a (3.12), que representam o modelo de radiação para o cálculo do campo distante para cada subdomínio n no intervalo de tempo de cada nível L [10].

$$\vec{E}(\vec{r}, \tau) = \frac{\vec{F}_n^{(L)}(\hat{r}, \tau)}{4\pi r}, \quad (3.6)$$

$$\tau = t - \frac{r}{c}, \quad (3.7)$$

$$r = |\vec{r} - \vec{r}_n^{(L)}|, \quad (3.8)$$

$$\hat{r} = \frac{(\vec{r} - \vec{r}_n^{(L)})}{r}, \quad (3.9)$$

$$\vec{F}_n^{(L)}(\hat{r}, \tau) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \iint_{S_n^{(L)}} dS^{(L)} \left\{ [1 - \hat{r} \cdot \hat{r}] \cdot \vec{J}_e \left(\vec{r}', \tau + \frac{\hat{r} \cdot (\vec{r}' - \vec{r}_n^{(L)})}{c} \right) - \frac{1}{\eta} \hat{r} \times \vec{J}_m \left(\vec{r}', \tau + \frac{\hat{r} \cdot (\vec{r}' - \vec{r}_n^{(L)})}{c} \right) \right\}, \quad (3.10)$$

$$\vec{J}_e(\vec{r}', t) = \hat{n} \times \vec{H}(\vec{r}, t), \quad (3.11)$$

$$\vec{J}_m(\vec{r}', t) = \hat{n} \times \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (3.12)$$

onde os campos $\vec{E}(\vec{r}, t)$ e $\vec{H}(\vec{r}, t)$ são calculados utilizando o método FDTD descrito no Capítulo 2.

3.4. Estudo de Caso

O estudo de caso a ser apresentado nas seções seguintes aborda as antenas analisadas neste trabalho. Primeiramente, para cada tipo de antena será apresentado o parâmetro de espalhamento S_{11} abordado na Seção 2.5.1, no qual utiliza-se o método da transformada de Fourier e, em seguida, para o mesmo parâmetro, utiliza-se o método da expansão de momentos para calculá-lo, sendo este apresentado na Seção 2.5.2. Por fim, o diagrama de irradiação da antena é gerado para os planos $\phi=0^\circ$ e $\phi=90^\circ$, utilizando o método descrito nessa seção e a comparação de seus resultados com o método descrito no Capítulo 2 e com o método de referência (método da cavidade).

3.4.1. Antena de microfita circular utilizando o FDTD no domínio do tempo

A Figura 3.3 apresenta a geometria de uma antena de microfita (*patch*) circular, antena típica da faixa de frequência de microondas. As dimensões do *patch* circular são $a = 0,525$ cm, $h = 0,1588$ cm e com um raio efetivo de $a_e = 0,598$ cm, com um permissividade dielétrica relativa $\epsilon_r = 2,2$ e uma condutividade elétrica $\sigma = \infty$. O número de elementos da malha foi definido de $70 \times 110 \times 25$ nas direções X, Y e Z, respectivamente. A camada absorvente WP-PML utilizada foi de 5 unidades de espaço para cada direção. Os incrementos das dimensões foram de aproximadamente $\Delta x = 0,588$ mm, $\Delta y = 0,400$ mm e $\Delta z = 0,265$ mm. O intervalo de simulação foi de 8000 iterações, com um passo de tempo de $\Delta t = 0,441$ ps. A fonte para excitação da antena foi um pulso Gaussiano, conforme a equação (3.13), com $T = 15$ ps e $t_0 = 3T$ para extrair a resposta impulsional, que gerou o parâmetro S_{11} tanto pelo método da expansão de momentos, quanto pela transformada de Fourier. Para gerar os diagramas de irradiação, foi utilizada uma fonte senoidal para excitação da antena, conforme descrito na equação (3.14), com uma frequência (f) de 6 GHz e uma duração de 8000 passos de tempo, ou seja, todo o intervalo de tempo da simulação. As equações que foram utilizadas para excitar a antena foram:

$$E(t) = e^{\left(\frac{t-t_0}{T}\right)^2}, \quad (3.13)$$

$$E(t) = \text{sen}(2\pi ft), \quad (3.14)$$

e a figura que representa a antena de microfita foi:

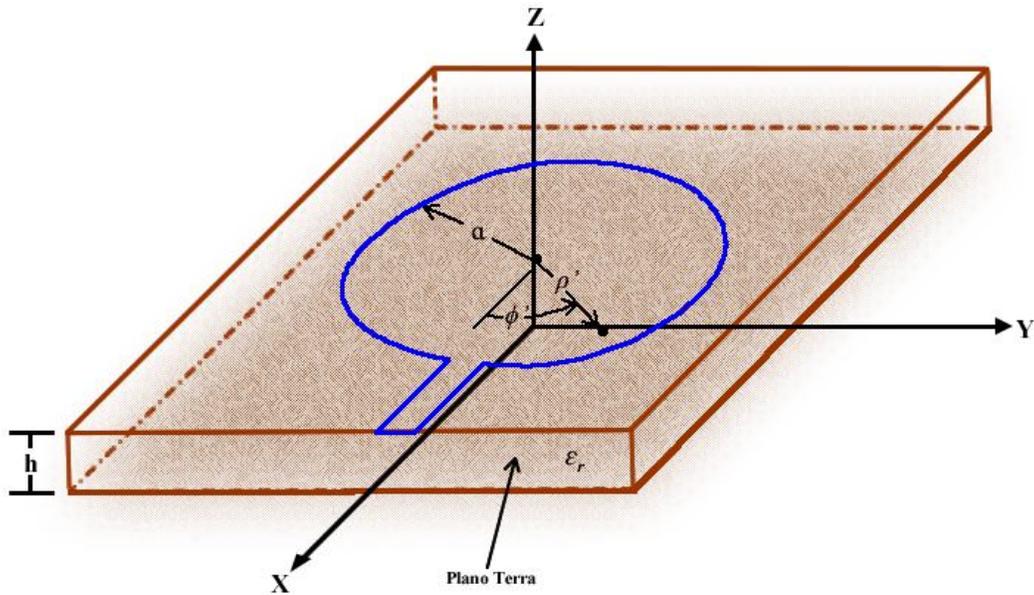


Figura 3.3: Patch Circular.

3.4.1.1. Parâmetro S_{11}

A Figura 3.4 mostra o parâmetro S_{11} calculado de acordo com a metodologia descrita na Seção 2.5.1, que utiliza o método da transformada de Fourier. A faixa de frequência estudada nesse caso foi de 0 a 20 GHz. Observou-se que a perda de retorno nunca foi inferior a 10 dB, sendo que para esse tipo de antena o melhor casamento de impedância obtido foi em torno dos 7, 9, 16 e 19 GHz, conforme os pontos mínimos indicados no gráfico da figura para a transformada de Fourier. Nessa mesma figura, o mesmo parâmetro de espalhamento foi apresentado utilizando o método da expansão de momentos apresentado na Seção 2.5.2. Para esse cálculo, nota-se que tanto a perda de retorno quanto as impedâncias foram similares às obtidas por Fourier, com algumas diferenças, que provavelmente ocorreram por erros de aproximação das fórmulas matemáticas dos algoritmos dos dois métodos. Observa-se que a perda de retorno nesta

antena é muito alta, ou seja, a maior parte da energia que deveria ser irradiada volta para o gerador.

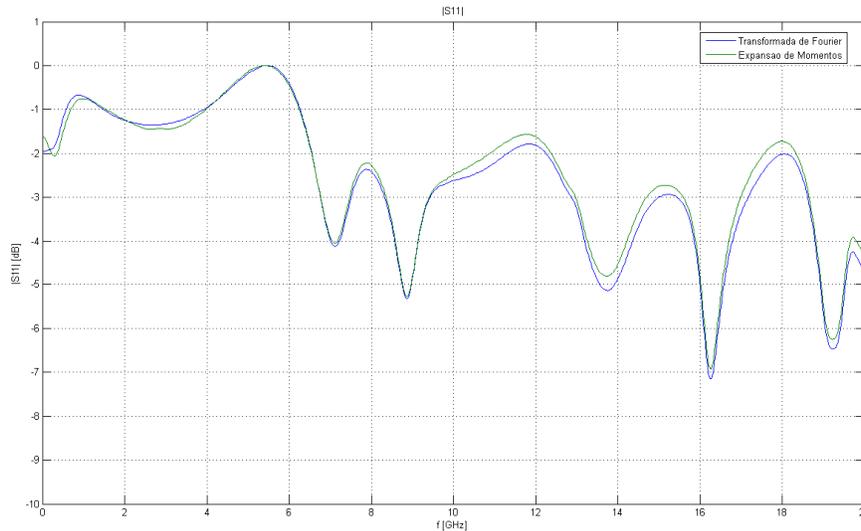


Figura 3.4: Comparação dos parâmetros de espalhamento S_{11}

Com base nessa comparação entre os métodos, pode-se concluir que o método FDTD funcionou bem como a utilização da camada absorvente WP-PML, tanto para a transformada de Fourier quanto para o método da expansão dos momentos.

3.4.1.2. Diagramas de irradiação

A Figura 3.5 apresenta o diagrama de irradiação para o plano $\phi=0^\circ$, na frequência de 6 GHz, para os três métodos: FDTD no domínio da frequência (Capítulo 2), FDTD-MSD no domínio do tempo (Capítulo 3) e o método da cavidade como referência (Apêndice A). No resultado obtido para o método FDTD-MSD, o lóbulo máximo de irradiação ocorreu a 0° e a relação frente/costa da antenna ficou em torno de 8 dB. Pelo seu diagrama, pode-se constatar que essa é uma antenna simétrica e que possui dois pontos de mínimo em 110° e 250° . Em relação ao resultado do método FDTD para o domínio da frequência, o método FDTD-MSD no domínio do tempo apresentou diferença nos valores obtidos principalmente na região posterior da antenna, o que era esperado por causa de erros de precisão numérica gerados com o uso da Transforma de Fourier, assim como pela própria formulação matemática divergente entre os métodos.

Em relação à solução de referência do método da cavidade, o resultado obtido apresentou concordância nos ângulos próximos ao lóbulo principal e diferença nos demais ângulos que pode ser explicada pela aproximação que o método de referência utiliza.

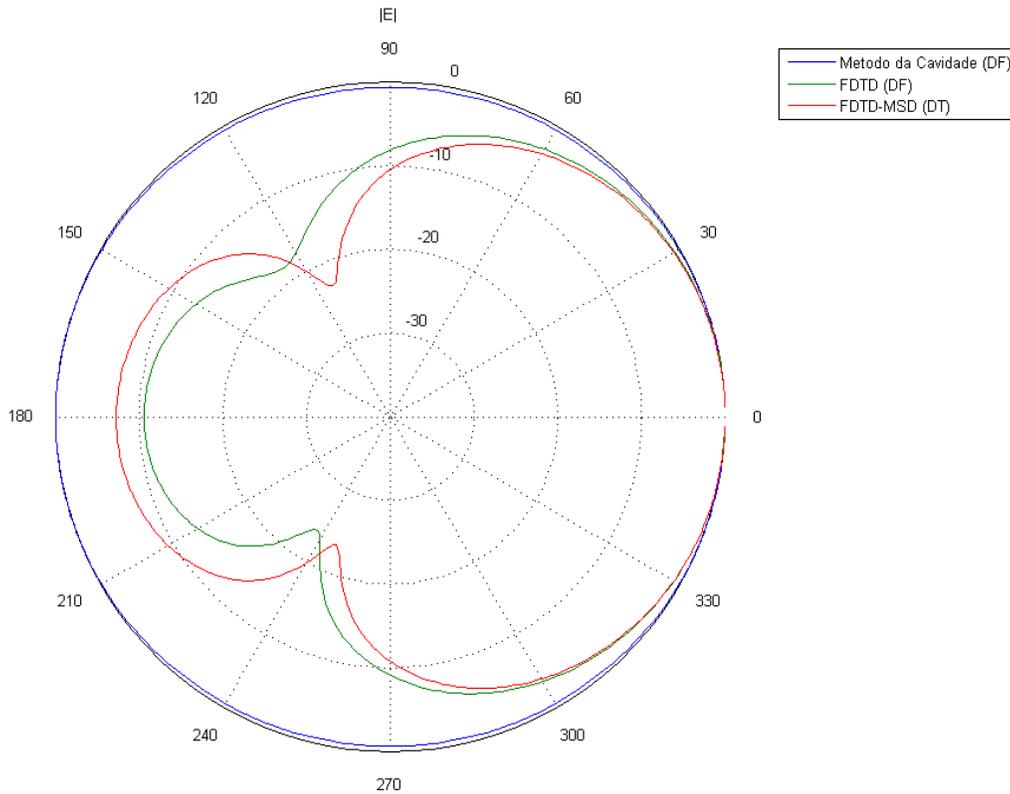


Figura 3.5: Diagrama do campo elétrico para o *patch* circular no plano $\phi = 0^\circ$ comparando o método do FDTD no domínio da frequência, o FDTD-MSD no domínio do tempo e o modelo de referência (método da Cavidade)

A Figura 3.6 apresenta o diagrama de irradiação para o plano $\phi = 90^\circ$ com os resultados dos três métodos, utilizando a mesma frequência do diagrama anterior. No resultado obtido para o método FDTD-MSD, tanto o lóbulo máximo de irradiação quanto a relação frente/costa da antena ficaram em torno dos mesmos valores obtidos anteriormente. Pode-se observar que essa antena também apresenta uma simetria na forma do diagrama, devido à forma física da antena ser simétrica, com o lóbulo mínimo de irradiação ocorrendo a 180° . Para o método da cavidade, ocorre concordância na direção de máxima irradiação, ou seja, a 0° e na medida em que os ângulos se afastam do lóbulo principal de irradiação, os resultados se divergem pela aproximação conceitual utilizada no método da cavidade.

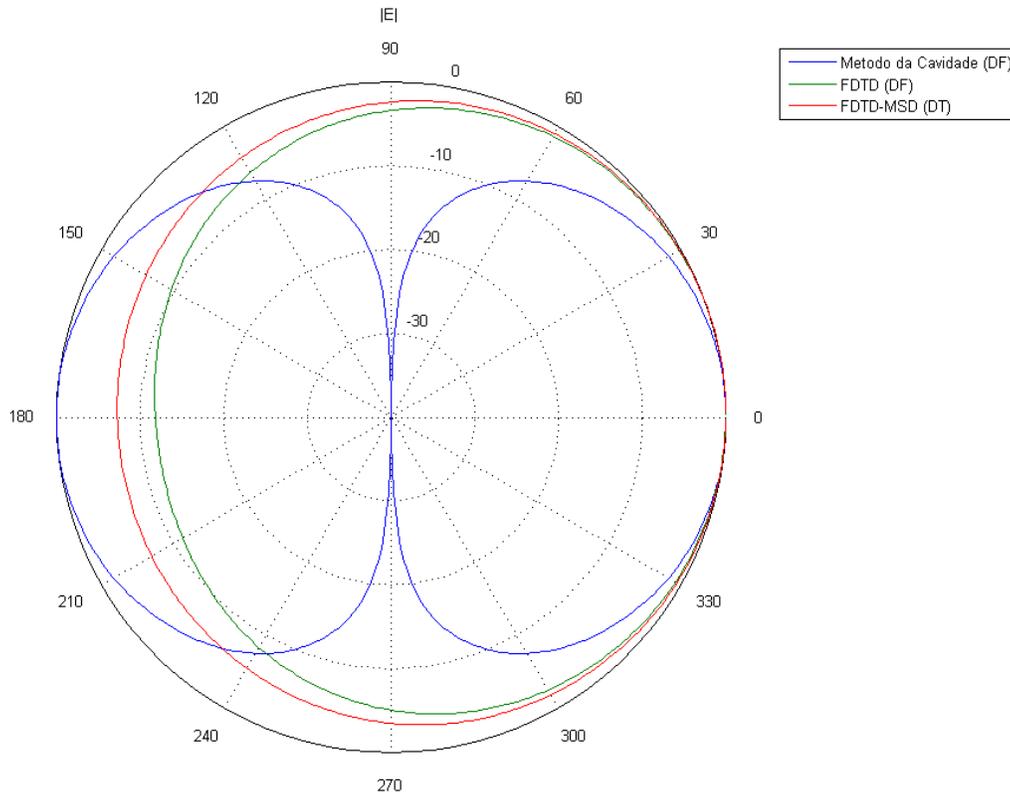


Figura 3.6: Diagrama do campo elétrico para o *patch* circular no plano $\phi = 90^\circ$ comparando o método do FDTD no domínio da frequência, o FDTD-MSD no domínio do tempo e o modelo de referência (método da Cavidade)

Percebe-se que para os planos ϕ de 0° e 90° os lóbulos máximos de irradiação coincidiram, o que já era esperado por se tratar da mesma antena, sendo que os lóbulos mínimos são diferentes, pois são planos distintos. Em relação ao método da cavidade, nota-se concordância para os ângulos próximos ao lóbulo máximo de irradiação e para os demais ângulos, constata-se a não similaridade gerada pelas aproximações do método da cavidade com a delimitação da antena em estudo com paredes magnéticas nas laterais e elétricas superiores e inferiores.

3.4.2. Antena de microfita retangular utilizando o FDTD no domínio do tempo

A Figura 3.7 apresenta a geometria de uma antena de microfita (*patch*) retangular, antena também típica da faixa de frequência de microondas e que é analisada conforme o método FDTD no domínio da frequência apresentado neste capítulo. As dimensões do *patch* retangular são apresentadas na Figura 3.7, sendo que a permissividade dielétrica relativa utilizada foi $\epsilon_r = 2,2$ e a condutividade elétrica foi $\sigma = \infty$. No caso do número de elementos da malha, foi definidos as dimensões 60 x 110 x 25 nas direções X, Y e Z, respectivamente. Para a camada absorvente WP-PML, foram utilizadas 5 unidades de espaço em cada direção. Os incrementos das dimensões foram de $\Delta x = 0,389$ mm, $\Delta y = 0,400$ mm e $\Delta z = 0,265$ mm. O intervalo de simulação e a fonte para excitação da antena foram os mesmos do estudo de caso anterior, 8000 interações, passo de tempo de 0,441 ps e pulso Gaussiano com $T = 15$ ps e $t_0 = 3T$ para extrair a resposta impulsional na geração do parâmetro S_{11} . Os diagramas de irradiação gerados utilizaram uma fonte senoidal para excitação da antena com a mesma frequência e o mesmo intervalo de tempo para a simulação.

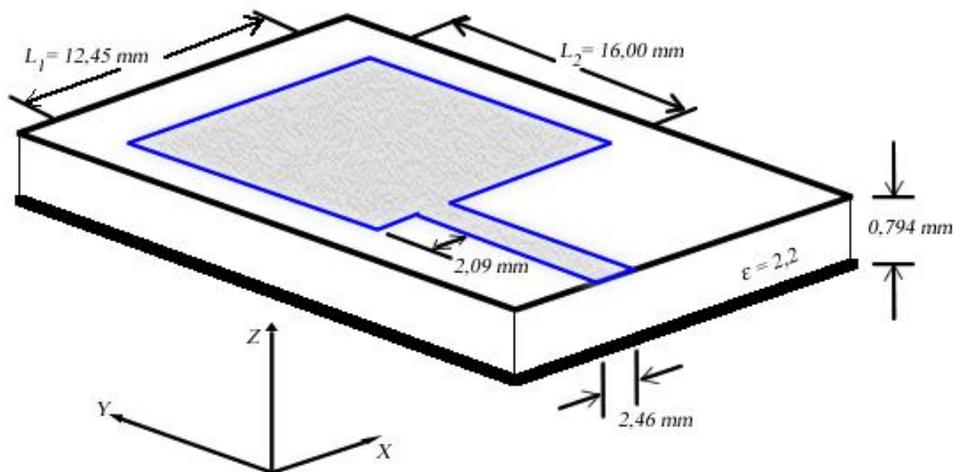


Figura 3.7: Patch retangular.

3.4.2.1. Parâmetro S_{11}

A Figura 3.8 mostra o parâmetro S_{11} calculado de acordo com a metodologia que utiliza a transformada de Fourier descrita na Seção 2.5.1. A faixa de frequência para esse estudo de caso foi de 0 a 20 GHz e observou-se que a perda de retorno nunca foi inferior a 25 dB. Para esse tipo de antena, o melhor casamento de impedância obtido foi constatado em torno dos 7,5 e 18,5 GHz, conforme os pontos mínimos indicados no gráfico da figura. O parâmetro de espalhamento também foi calculado utilizando o método da expansão de momentos apresentado na Seção 2.5.2 e apresentado na mesma figura. A perda de retorno e as impedâncias foram similares com pequenas diferenças, que provavelmente ocorreram por erros de aproximação em relação ao uso das formulações matemáticas distintas entre os algoritmos dos dois métodos aplicados. Percebe-se que o melhor casamento desse tipo de geometria é em torno do 18,5 GHz, pois é onde ocorre a menor perda de retorno.

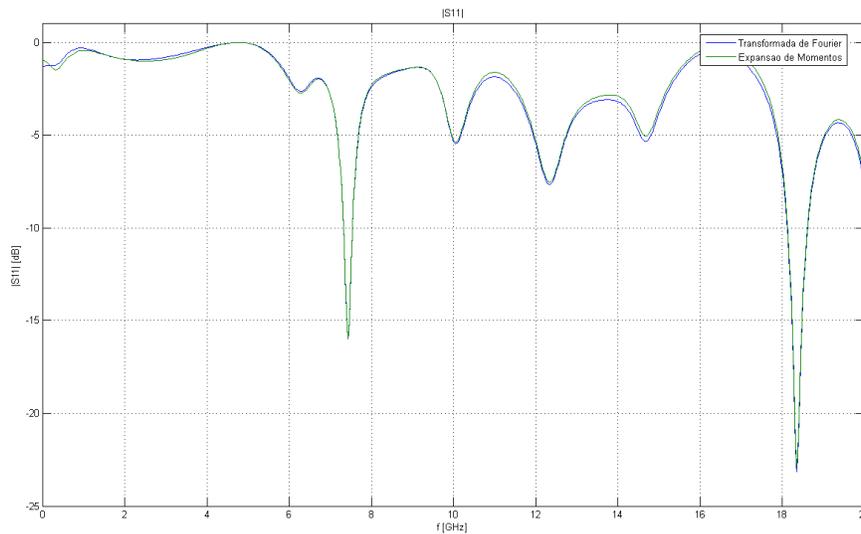


Figura 3.8: Comparação dos parâmetros de espalhamento S_{11} .

Os resultados obtidos pelos dois métodos apresentam valores similares, conforme pode ser observado na Figura 3.8. Por isso, pode-se concluir que para *patches* retangulares o método FDTD pode ser utilizado com a camada absorvente WP-PML tanto para a transformada de Fourier, quanto para o método da expansão dos momentos.

3.4.2.2. Diagramas de irradiação

A Figura 3.9 apresenta o diagrama de irradiação para o plano $\phi=0^\circ$, para a frequência de referência de 6 GHz. Os resultados obtidos pelos três métodos são exibidos, sendo eles o método FDTD no domínio da frequência (Capítulo 2), o método FDTD-MSD no domínio do tempo (Capítulo 3) e o método da cavidade como referência (Apêndice A). Para o resultado obtido para o método desse capítulo, pode-se observar que o lóbulo máximo de irradiação ocorreu a 0° como esperado, que a relação frente/costa da antena ficou em torno de 5 dB e que o diagrama mostra uma antena simétrica. Em relação ao resultado do método FDTD para o domínio da frequência, o método FDTD-MSD no domínio do tempo apresentou concordância em quase toda a região, com diferença de valores pequena em alguns ângulos na parte posterior da antena por erros gerados por diferenças entre a formulação dos métodos e mesmo de arredondamentos numéricos gerados com o uso da Transforma de Fourier. Em relação à solução de referência do método da cavidade, o método FDTD-MSD no domínio do tempo obteve concordância nos ângulos próximos ao lóbulo principal e alguma diferença nos demais ângulos gerada pela aproximação utilizada pelo próprio método da cavidade.

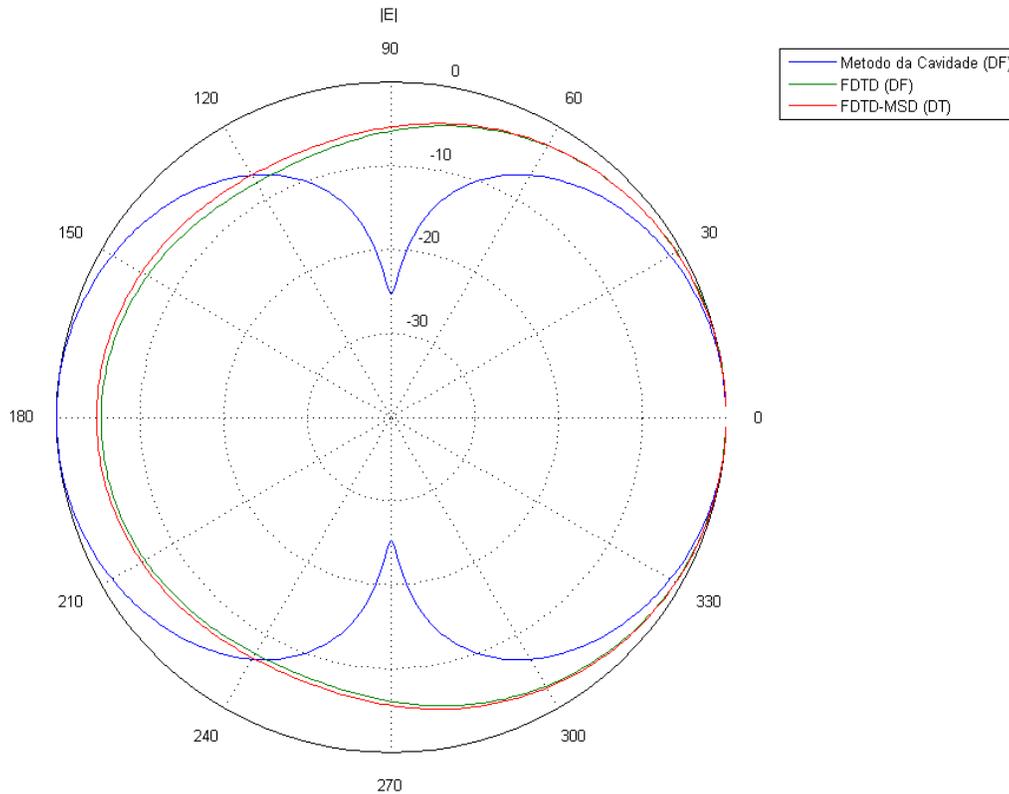


Figura 3.9: Diagrama do campo elétrico para o *patch* retangular no plano $\phi = 0^\circ$ comparando o método do FDTD no domínio da frequência, o FDTD-MSD no domínio do tempo e o modelo de referência (método da Cavidade)

A Figura 3.10 apresenta o diagrama de irradiação para o plano $\phi = 90^\circ$, utilizando a mesma frequência do diagrama anterior do plano $\phi = 0^\circ$ de 6 GHz. Em relação ao plano do diagrama anterior, o lóbulo máximo de irradiação e a relação frente/costa da antena apresentaram aproximadamente os mesmos valores obtidos de 5 dB. O formato do diagrama também é simétrico, apresentando lóbulo mínimo de irradiação em 180° . Em relação ao método de referência, esse método apresentou nesse caso resultados semelhantes para o plano superior da antena e, na medida em que os ângulos se aproximam do plano inferior, os resultados se divergiram da solução de referência pela aproximação conceitual utilizada no método da cavidade.

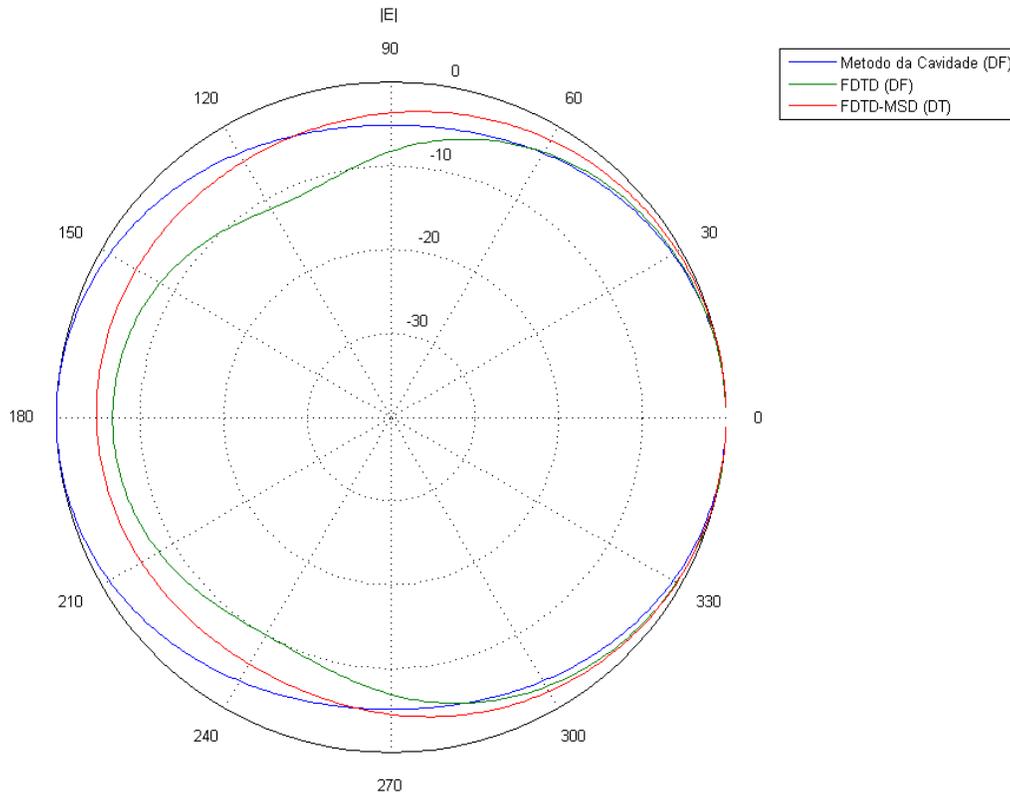


Figura 3.10: Diagrama do campo elétrico para o *patch* retangular no plano $\phi = 90^\circ$ comparando o método do FDTD no domínio da frequência, o FDTD-MSD no domínio do tempo e o modelo de referência (método da Cavidade)

Percebe-se que para os planos ϕ de 0° e 90° nos ângulos próximos ao lóbulo de máxima irradiação houve concordância entre os valores obtidos nos três métodos, sendo que os lóbulos mínimos são diferentes por se tratarem de planos distintos. Em relação ao método da cavidade, nota-se que para os ângulos próximos ao lóbulo máximo de irradiação, houve concordância entre os valores obtidos nos dois planos.

3.4.3. Antena de microfita retangular para UWB utilizando o FDTD no domínio do tempo

A Figura 3.11 apresenta a geometria de uma antena de microfita (*patch*) retangular com plano terra “partido”, antena de banda larga típica da faixa de frequência de microondas [22] e que será analisada conforme o método FDTD no domínio da frequência. As dimensões do *patch* retangular utilizado são [23] $L_{\text{sub}} = 35\text{mm}$, $W_{\text{sub}} = 30\text{mm}$, $L_f = 12,5\text{mm}$, $W_f = 3,2\text{mm}$, $L_p = 14,5\text{mm}$, $W_p = 15\text{mm}$, $W_c = 1\text{mm}$, $L_{\text{st1}} = 1\text{mm}$, $W_{\text{st1}} = 1,5\text{mm}$, $L_{\text{st2}} = 1,5\text{mm}$, $W_{\text{st2}} = 1,5\text{mm}$, $L_{\text{sl1}} = 5\text{mm}$, $L_{\text{sl2}} = 7\text{mm}$ e $W_{\text{sl}} = 0,5\text{mm}$, conforme pode ser observado nas medidas indicadas na Figura 3.11. A permissividade dielétrica simulada no programa foi $\epsilon_r = 4,4$ e a condutividade elétrica foi $\sigma = \infty$. O tamanho da malha proposta foi de $120 \times 140 \times 25$ nas direções X, Y e Z, respectivamente. A camada absorvente WP-PML manteve as 5 unidades de espaço para cada direção. Os incrementos das dimensões foram de aproximadamente 0,25 mm para a direção X e Y e aproximadamente 0,53 mm para a direção Z. Como intervalo de tempo, foram simuladas 8000 interações, com um passo de 0,441 ps os entre cada uma delas. A fonte utilizada para excitação da antena foi o pulso Gaussiano descrito na equação (3.13), com os valores $T = 15 \text{ ps}$ e $t_0 = 3T$ para gerar a resposta impulsional, obtendo o parâmetro S_{11} tanto pelo método da expansão de momentos, quanto pela transformada de Fourier. Para gerar os diagramas de irradiação, foi utilizada a fonte senoidal para excitação da antena descrita na equação (3.14), com frequência (f) de 6 GHz durante todo o intervalo de tempo da simulação.

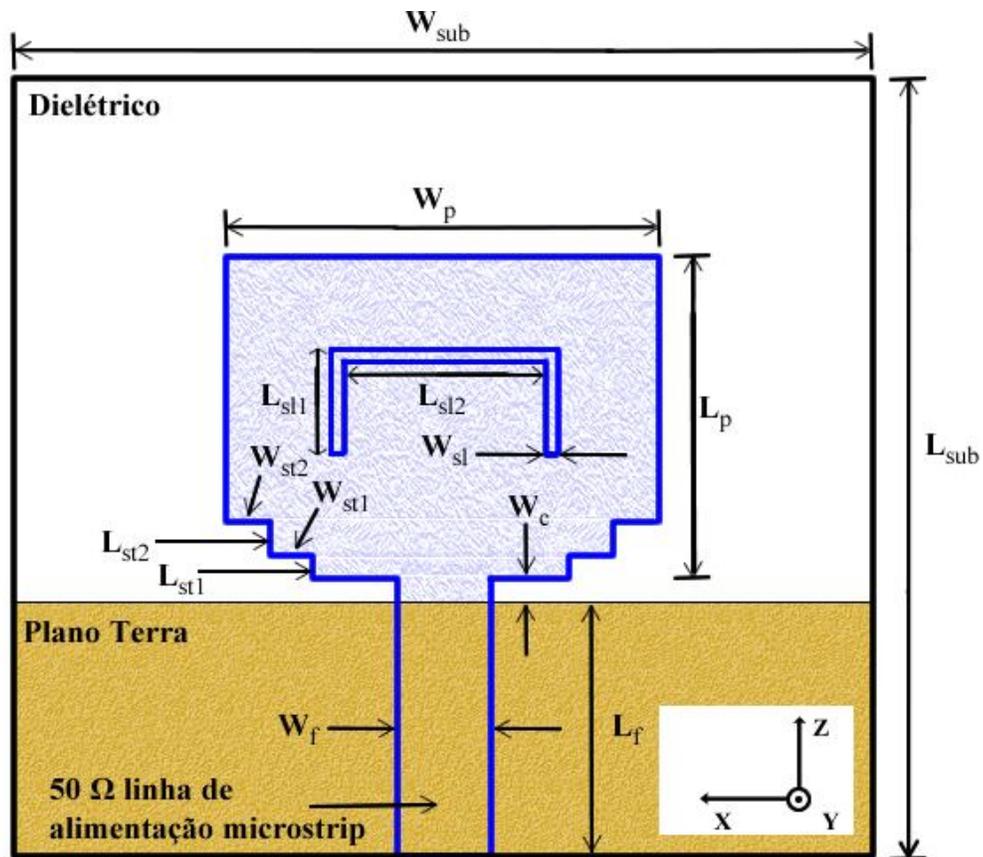


Figura 3.11: Geometria da antena *patch* retangular UWB

Nas próximas seções, serão apresentados os resultados dos métodos utilizados para análise do *patch* retangular UWB, para geração do parâmetro S_{11} e dos diagramas de irradiação para os planos $\phi=0^\circ$ e $\phi=90^\circ$.

3.4.3.1. Parâmetro S_{11}

A Figura 3.12 mostra o parâmetro S_{11} calculado de acordo com a metodologia descrita na Seção 2.5.1, que utiliza o método da transformada de Fourier. A faixa de frequência estudada nesse caso foi de 0 a 20 GHz. Observou-se que a perda de retorno nunca foi inferior a 50 dB, sendo que para esse tipo de antena o melhor casamento de impedância obtido foi em torno dos 5,8 e 7 GHz, conforme os pontos mínimos indicados no gráfico da figura. O mesmo parâmetro de espalhamento é calculado utilizando o método da expansão de momentos apresentado na Seção 2.5.2 e tanto a

perda de retorno quanto as impedâncias foram similares às obtidas, com diferenças apenas no final da faixa de frequência, a partir de 9 GHz, que provavelmente ocorreu por erros devido à largura do pulso de excitação da simulação e a aproximação das fórmulas matemáticas dos algoritmos dos dois métodos. Percebe-se que este tipo de antena está bem casada na frequência em torno dos 7,5GHz.

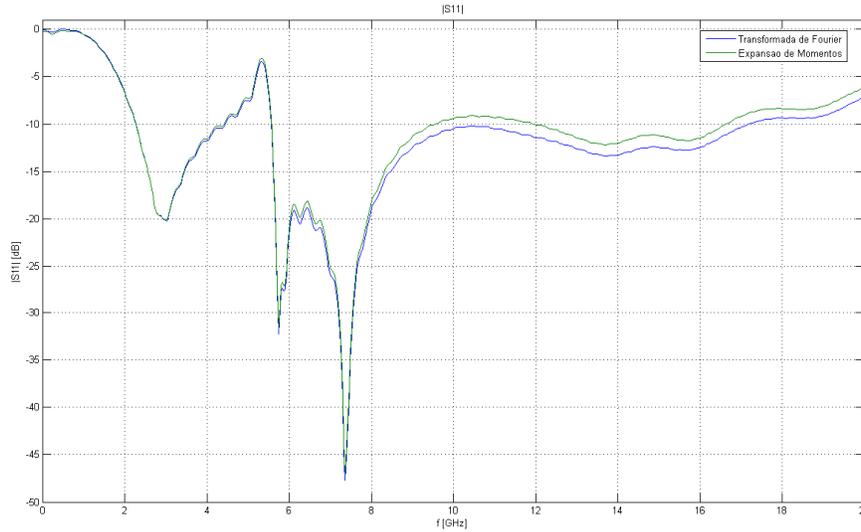


Figura 3.12: Comparação dos parâmetros de espalhamento S_{11}

Pode-se perceber que os resultados obtidos pelos dois métodos apresentam uma certa concordância, conforme pode ser visto na Figura 3.12. Com base nessa comparação entre os métodos, pode-se concluir que o método FDTD funcionou bem com a utilização da camada absorvente WP-PML para o *patch* retangular UWB tanto para a transformada de Fourier, quanto para o método da expansão dos momentos.

3.4.3.2. Diagramas de irradiação

A Figura 3.13 apresenta o diagrama de irradiação para o plano $\phi=0^\circ$, na frequência de 6 GHz. Para o resultado obtido para o método FDTD-MSD no domínio do tempo, o lóbulo máximo de irradiação ocorreu a 180° e a relação frente/costa da antena ficou aproximadamente em 3 dB, sendo que pode ser observado que essa antena é quase omnidirecional pelo diagrama gerado. Em relação ao método FDTD no domínio da frequência, o MSD apresentou alto nível de concordância, sendo apresentadas poucas

diferenças de valores em função de diferenças de precisão numérica vinculadas com as diferenças das formulações matemáticas entre os métodos.

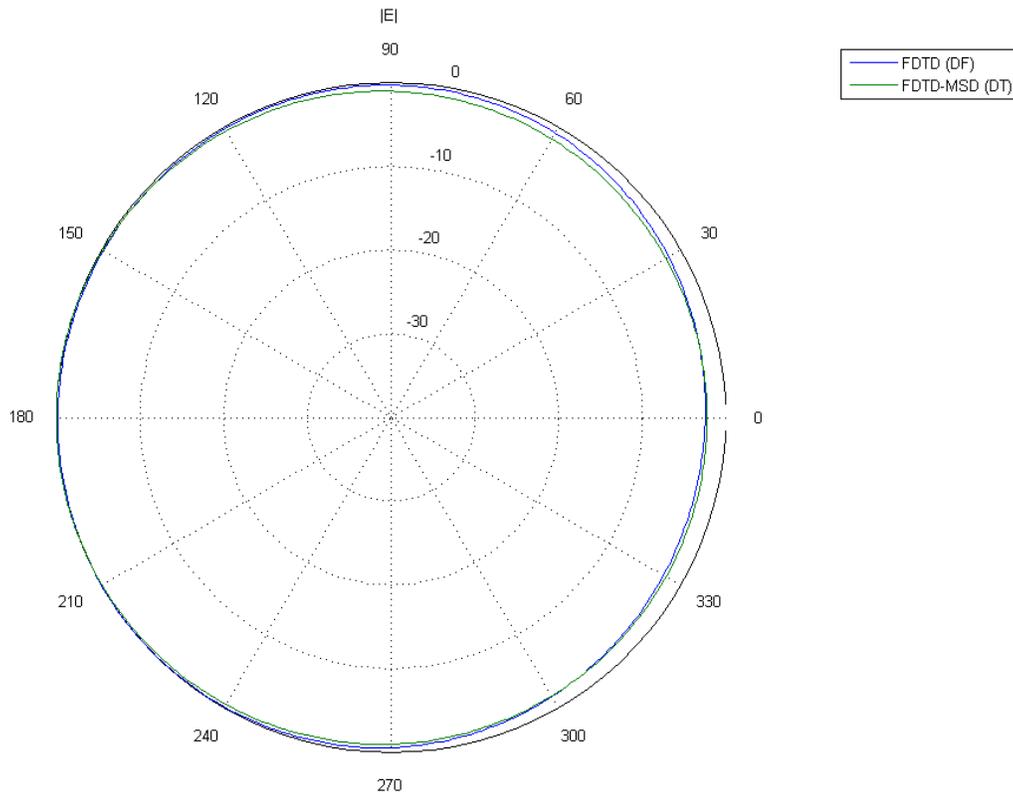


Figura 3.13: Diagrama do campo elétrico para o *patch* retangular UWB no plano $\phi = 0^\circ$ comparando o método do FDTD no domínio da frequência e o FDTD-MSD no domínio do tempo

A Figura 3.14 apresenta o diagrama de irradiação para o plano $\phi = 90^\circ$, utilizando a mesma frequência do plano $\phi = 0^\circ$. Para esse caso, ocorreram similaridades com o plano anterior tanto para o lóbulo máximo de irradiação quanto para a relação frente/costa da antena. E em relação ao formato da antena, pelo diagrama pode ser observado um formato quase omnidirecional.

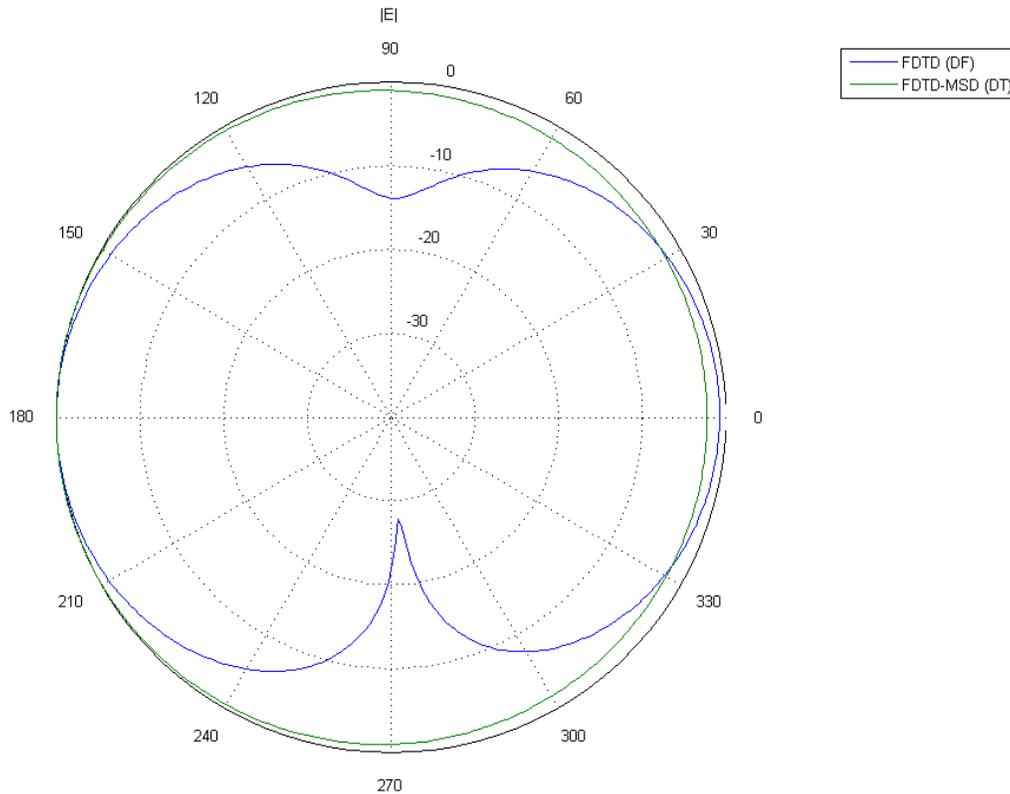


Figura 3.14: Diagrama do campo elétrico para o *patch* retangular UWB no plano $\phi = 90^\circ$ comparando o método do FDTD no domínio da frequência e o FDTD-MSD no domínio do tempo

Para os planos ϕ de 0° e 90° , os lóbulos máximos de irradiação coincidiram por se tratar do mesmo tipo de antena. E, por causa de o método de referência da cavidade necessitar de um plano terra que ocupe toda a região da antena, esta antena com o plano terra “partido” do tipo *patch* retangular UWB não foi analisada de modo a comparar com o modelo do método da cavidade.

3.5. Conclusões parciais

Os diagramas de irradiação apresentaram bons resultados se comparados aos resultados obtidos pelo método FDTD no domínio de frequência, com algumas diferenças oriundas de erros de precisão numérica. E, a modelagem com “janelamentos” de intervalos de tempo baseada no modelo MSD apresentou maior eficiência computacional, como era esperado, por reduzir o número de iterações necessárias para o

cálculo do campo distante para uma determinada banda de frequência a cada intervalo de valores de campos próximos para T_p/T_w vezes ao invés do intervalo total da simulação T_p vezes.

4. CONCLUSÃO

Este trabalho descreve o desenvolvimento e implementação de uma metodologia, baseada no método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo, para analisar o comportamento da antena (microfita) em várias direções, através da transformação do campo próximo para o campo distante. A partir desses resultados, foram gerados os diagramas de irradiação para ambos os domínios (Tempo/Frequência), que serviram como base para a validação do trabalho.

Outro parâmetro importante no estudo da antena é o chamado parâmetro de espalhamento S_{11} , que nos permite encontrar em qual frequência a antena trabalha, em outras palavras, é possível determinar uma frequência que garanta que a antena não terá nenhuma perda de retorno. O cálculo deste parâmetro também foi implementado a partir de um algoritmo que utiliza o método de expansão de momentos de sinais temporais.

As principais conclusões e contribuições deste trabalho de pesquisa são apresentadas nas seções seguintes.

4.1. Conclusões e Contribuições do Trabalho

O ponto de partida foi o algoritmo desenvolvido por Silva 2008 [9], que utiliza o FDTD para obter os parâmetros de circuitos de microfita no domínio do tempo. Ao aplicar a transformada de Fourier, ele consegue obter os resultados no domínio da frequência para poder realizar a análise dos circuitos de microfita.

Para o trabalho proposto nesta dissertação, foi utilizado o Teorema da Superfície Equivalente para obter os campos distantes a partir dos campos próximos. Para isso, modificações foram realizadas nas condições de contorno na parte inferior da malha da solução proposta por [9], de tal forma a obter os campos em cada face do cubo (superfície equivalente utilizada). Assim, os resultados do campo próximo são obtidos.

Ao aplicar a transformada de Fourier e o Teorema da Superfície Equivalente, são gerados os campos distantes e a partir deles, os diagramas de irradiação no domínio da frequência. Outra abordagem utilizada foi o uso do algoritmo MSD para obtenção dos

resultados dos campos distantes a partir dos campos próximos, em relação aos quais foram gerados os diagramas de irradiação no domínio do tempo.

A implementação computacional dos algoritmos foi feita utilizando ambientes de programação em FORTRAN, para o desenvolvimento dos cálculos numéricos com melhor desempenho computacional e, em MATLAB, para visualização gráfica dos diagramas de irradiação e do parâmetro de espalhamento S_{11} .

O custo computacional em relação à análise no domínio do tempo (FDTD) para uma única frequência mostrou-se mais elevado do que a mesma análise no domínio da frequência. O algoritmo implementado nesse trabalho no domínio do tempo gasta em torno de 24 horas para gerar os resultados, e, o algoritmo implementado no domínio da frequência gasta aproximadamente 8 horas. Porém, a utilização do FDTD apresenta uma redução do custo computacional elevada quando a análise é realizada para uma determinada largura de banda, pois nesse caso, o tempo de execução do algoritmo para o domínio da frequência aumenta de modo proporcional ao número de frequências analisadas, tornando-se inviável, o que não ocorre no domínio do tempo onde somente altera-se a fonte de excitação sem gerar alteração no tempo de execução do algoritmo.

Para poder realizar a validação dos resultados numéricos, os diagramas de radiação foram calculados no domínio do tempo e no domínio da frequência (para uma única frequência). Os resultados mostram-se aceitáveis já que possui uma concordância na direção da região de maior ganho da antena em relação aos métodos de referência utilizados, apresentando divergência apenas na região posterior da antena. Essa divergência pode ser explicada pelos efeitos das correntes de borda e pelas aproximações nos métodos utilizados.

No que se refere ao cálculo do parâmetro de espalhamento, os resultados mostram-se satisfatórios ao serem comparados com as duas abordagens implementadas neste trabalho. A primeira abordagem foi implementada a partir do algoritmo desenvolvido por Silva 2008 que utiliza o FDTD e por outra técnica, para calcular o parâmetro de espalhamento. Na segunda abordagem, foi implementado o método de expansão de momentos para obter o parâmetro de espalhamento no domínio do tempo.

4.2. Trabalhos futuros

Com o aumento no interesse sobre melhorias de métodos no domínio do tempo para analisar fenômenos relacionados com ondas eletromagnéticas pelas vantagens que

eles apresentam em relação aos métodos mais convencionais que trabalham no domínio da frequência, os métodos desenvolvidos nesse trabalho podem servir de base para trabalhos futuros envolvendo estudos, aplicações e análises de antenas. Por esse motivo, são sugeridas nesta seção propostas de continuidade do trabalho desenvolvido:

- Melhoria do custo computacional com a utilização de processamento paralelo;
- Melhorar o refinamento na discretização da malha permitirá representar de modo eficiente as descontinuidades;
- O aprimoramento do algoritmo utilizado no processo de análise numérica também implica na possível redução do tempo de processamento;
- Geração de diagramas de irradiação tridimensionais, facilitando a visualização do comportamento da antena;
- Para outros tipos de antenas, o método desenvolvido neste trabalho poderia ser utilizado, de modo a obter melhores resultados no tempo de processamento em relação ao tempo gasto quando utilizado o domínio da frequência;
- Utilização desse método como outros métodos de análise de transformação do campo próximo para o campo distante.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] CRABTREE, G. D. A Numerical Quadrature Technique for Physical Optics Scattering Analysis, IEEE Transactions on Magnetics, vol. 27, no.5, pp.4291– 4294, September 1991.
- [2] TAFLOVE, A. Review of The Formulation and Applications of The Finite-Difference Time-Domain Method for Numerical Modeling of Electromagnetic Wave Interactions with Arbitrary Structures, Wave Motion, vol.10, pp.547--582, 1988.
- [3] YEE, K. S. Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.AP-14, no.3, pp.302--307, May 1966.
- [4] SHEEN, D. M.; ABOUZHRA, M. D.; KONG, J. I. Application of the Three-Dimensional Finite-Difference Time-Domain Method to the Analysis of Planar Microstrip Circuits, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol.38, no.7, pp.849-856, July 1990.
- [5] LUEBBERS, R. J.; KUNZ, K. S.; SCHNEIDER, M.; HUNSBERGER, F. A Finite-Difference Time-Domain Near Zone to Far Zone Transformation, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 39, no.4, pp.429 – 433, April 1991.
- [6] REGO, C. G.; Formulação assintóticas para o espalhamento por superfícies condutoras no domínio do tempo e aplicações à análise de transientes em antenas refletoras, tese de doutorado, Departamento de Engenharia Elétrica da PUC-RJ, 2001.
- [7] BELÉM, A. N.; Caracterização bidimensional de canais de rádio através de diferenças finitas no domínio do tempo, dissertação de mestrado, Departamento de Engenharia da UFMG, 2001.
- [8] PICANÇO, R. P. Desenvolvimento de uma interface integrada para o projeto e análise de antenas utilizando o método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD), Dissertação de Mestrado, Universidade de Brasília, 2006.
- [9] SILVA, J. L. R. Algoritmo FDTD para análise de circuitos passivos em microfitas com dielétricos de pequenas perdas, dissertação de mestrado, Departamento de Engenharia da UFMG, 2008.
- [10] SHLIVINSKI, A.; BOAG, A. Multilevel Surface Decomposition Algorithm for Rapid Evaluation of Transient Near-Field to Far-Field Transforms, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 57, no.1, pp.188 – 195, January 2009.

- [11] **TAFLOVE, A.; HAGNESS, S. C.** Computational Electrodynamics: the Finite-Difference Time-Domain Method, second edition. Artech House, 2000.
- [12] **SILVA, J. L.; REGO, C.G.** Uma metodologia para análise de circuitos de microfitas passivos com substratos de pequenas perdas, p. 985-989, Anais do Momag 2008.
- [13] **BALANIS, C. A.** Advanced Engineering Electromagnetics. John Wiley & Sons, 1989.
- [14] **MARROCO, G.; BARDATI, F.** FDTD computational of a microwave device impulse response, Electronics Letters, vol.35, no.3, pp. 223-224, 4th February 1999.
- [15] **MARROCO, G.; BARDATI, F.** Time-Domain Macromodel of Planar Microwave Devices by FDTD and Moment Expansion, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol.49, no.7, pp.1321-1328, July 2001.
- [16] **BERENGER, J. P.** A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves, Journal of Computational Physics, 114, pp.185 – 200, 2004.
- [17] **CHEW, W. C.; H.WEEDON, W.** A 3d perfectly matched medium from modified Maxwell's Equations with stretched Coordinates. Microwave Opt. Technol. Lett., vol. 7, no. 13, pp. 599- 604, September 1994.
- [18] **FAN, G. X.; LIU, Q. H.** A Strongly Well-Posed PML in Lossy Media, IEEE Antennas and Wireless Propagation, vol.2, pp.97 – 100, January 2003.
- [19] **TAFLOVE, A.; BRODWIN, M. E.** Numerical Solution of Steady-State Electromagnetic Scattering Problems Using the Time-Dependent Maxwell's Equations, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.MMT-23, no.8, pp.623–630, August 1975.
- [20] **COLLIN, R. E.** Engenharia de Microondas, Guanabara, 1979.
- [21] **HAYKIN, S.; VEEN, B. V.** Sinais e Sistemas. Bookman, 2001.
- [22] **DUROC, Y.; VUONG, T.; TEDJINI, S.** A Time/Frequency Model of Ultrawideband Antennas, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 55, no.8, pp.2342–2350, August 2007.
- [23] **VUONG, T.; GHIOTTO, A.; DUROC, Y.; TEDJINI, S.** Design and Characteristics of a Small U-Slotted Planar Antenna for IR-UWB, Microwave and Optical Technology Letters, vol. 49, no. 7, July 2007.
- [24] **WEILAND, T.** A discretization method for the solution of Maxwell's equations for six-component fields, Electron. Commun (AEÜ), vol. 31, pp.116–120, 1977.
- [25] **YEE, K. S.; CHEN, J. S.;** The Finite-Difference Time-Domain (FDTD) and the Finite-Volume Time-Domain (FVTD) Methods in Solving Maxwell's Equations, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 45, no.3, pp.354–363, March 1997.

[26] **SILVER, S.** Microwave Antenna Theory and Design. Mcgraw-Hill Book Company, 1949.

[27] **GARG, R.; BHARTIA, P.; BAHL, I.; ITTIPIBOON, A.** Microstrip Antenna Design Handbook. Artech House, 2001.

[28] **FELLOW, Y. T. LO; SOLOMON, D. ; RICHARDS, W. F.** Theory and Experiment on Microstrip Antennas, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-27, no.2, pp.137– 145, March 1979.

APÊNDICE A - SOLUÇÃO DE REFERÊNCIA: MÉTODO DA CAVIDADE

Neste apêndice, é apresentado um método para análise de antenas de microfita e este método foi usado com uma referência para os métodos apresentados ao longo deste trabalho, de modo que compara-se com cada resultado obtido no método do FDTD.

A.1 Introdução

Antenas de microfita assemelham-se com cavidades preenchidas por algum tipo de dielétrico. Os campos elétricos e magnéticos dentro do substrato podem ser encontrados a partir de sua representação como cavidades circundadas por paredes condutoras elétricas, superiores e inferiores, e por paredes condutoras magnéticas nas laterais. A altura do substrato é significativamente menor do que o comprimento da onda transmitida, fechando assim a cavidade.

A.2 Cálculo dos Campos

Assumi-se que os campos no interior da microfita não podem variar na direção do eixo z , porque tem-se o substrato muito fino em relação ao comprimento de onda, e que o campo elétrico existirá somente nessa direção \hat{z} . O campo magnético possuirá apenas componentes transversais na região limitada pelo condutor da antena microfita e pelo plano terra e a corrente elétrica na antena não possuirá componentes normais às faces metalizadas, implicando que as componentes tangenciais do campo magnético ao longo das bordas serão negligenciadas e as paredes magnéticas podem ser colocadas nas faces laterais. A distribuição dos campos pode ser dividida em duas regiões, uma interna e outra externa, como mostrado na Figura A1.1.

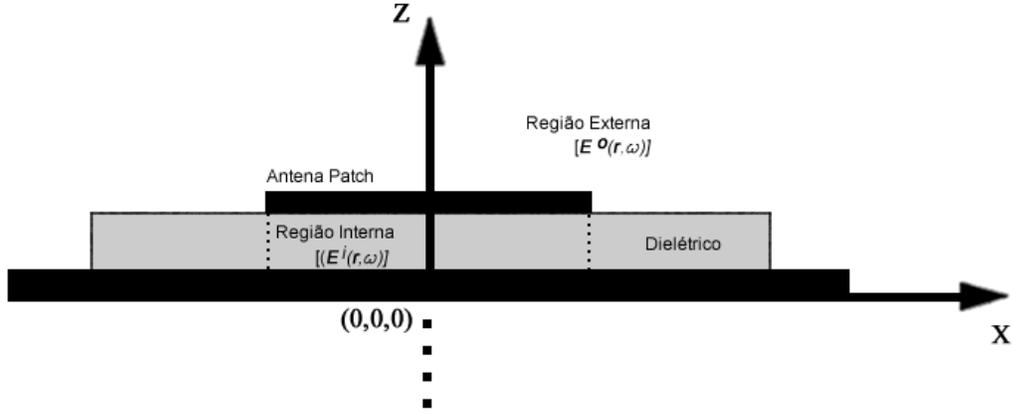


Figura A1.1: Microstrip patch antenna

Ao considerar o interior da cavidade com uma camada fina do dielétrico, a distribuição de campos pode ser descrita pelo modo TM_z com $\partial/\partial z \equiv 0$. Como consequência disso, existirão apenas três componentes de campo, E_z , H_x e H_y . O campo elétrico $E_z = \vec{E}^i(\vec{r}, \omega)$ deve satisfazer a equação da onda não-homogênea a seguir:

$$\nabla^2 E_z + k^2 E_z = j\omega \mu_0 \hat{z} \cdot \vec{J}, \quad (\text{A.1})$$

$$k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r, \quad (\text{A.2})$$

e \vec{J} é a densidade de corrente, \hat{z} o vetor unitário normal ao plano do *patch*, ω a velocidade angular dada por $\omega = 2\pi \cdot \text{frequência}$, μ_0 e ε_0 são respectivamente a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica no vácuo, ε_r a permissividade relativa do substrato. Para satisfazer a equação da onda, equação (A.1), os campos devem satisfazer às condições de contorno no condutor superior e inferior, sendo então:

$$\hat{n} \times \vec{E}^i(\vec{r}, \omega) = 0, \quad (\text{A.3})$$

nas paredes laterais, obtém-se:

$$\hat{n} \times \vec{E}^i(\vec{r}, \omega) = \hat{n} \times \vec{E}^l(\vec{r}, \omega), \quad (\text{A.4})$$

$$\hat{n} \times \vec{H}^i(\vec{r}, \omega) = \hat{n} \times \vec{H}^\ell(\vec{r}, \omega), \quad (\text{A.5})$$

onde \hat{n} é o vetor unitário apontado para fora das paredes, $\vec{E}^\ell(\vec{r}, \omega)$ e $\vec{H}^\ell(\vec{r}, \omega)$ são os campos da região de fora da cavidade. Quando uma antena de microfita é alimentada com uma linha de transmissão, em geral vários modos são excitados. Neste trabalho é utilizada uma representação da expansão dos modos ressonantes, ou seja, a equação de onda para E_z na cavidade com uma corrente de excitação \vec{J} na direção \hat{z} é representada por [27]:

$$(\nabla^2 + k^2)E_z(\vec{r}, \omega) = j\omega\mu\vec{J} \cdot \hat{z}, \quad (\text{A.6})$$

$$E_z(\vec{r}, \omega) = j\omega\mu \sum_m \sum_n \frac{1}{k^2 - k_{mn}^2} \frac{\langle \vec{J} \psi_{mn} \rangle}{\langle \psi_{mn} \psi_{mn} \rangle} \psi_{mn}, \quad (\text{A.7})$$

$$\vec{H}(\vec{r}, \omega) = -\frac{j}{\omega\mu} \hat{z} \times \nabla E_z(\vec{r}, \omega), \quad (\text{A.8})$$

onde:

$$\psi_{mn} = \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{a}y\right), \quad (\text{A.9})$$

$$k_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}, \quad (\text{A.10})$$

$$\langle \vec{J} \psi_{mn} \rangle = \int \vec{J} \psi_{mn} * ds, \quad (\text{A.11})$$

$$\langle \psi_{mn} \psi_{mn} \rangle = \int \psi_{mn} \psi_{mn} * ds, \quad (\text{A.12})$$

A antena utilizada no estudo segue o modelo da Figura A1.2 com uma excitação fornecida por [28]:

$$\vec{J} = \begin{cases} \hat{z}, & c < x < d \text{ e } y = 0 \\ 0, & \text{nos outros lugares} \end{cases}, \quad (\text{A.13})$$

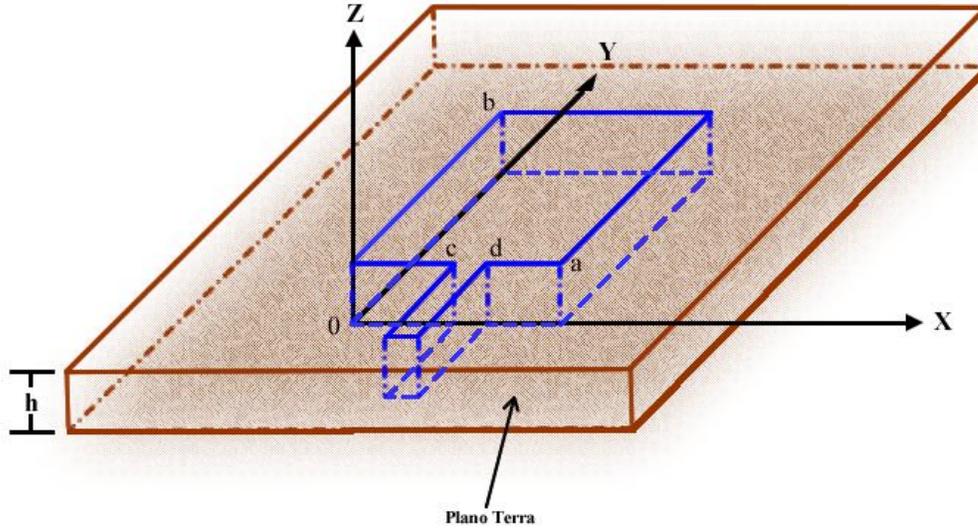


Figura A1.2: Geometria de uma antena microstrip retangular

logo, o campo elétrico é obtido por:

$$E_z(\vec{r}, \omega) = j\omega\mu \left\{ \frac{d-c}{k^2 ab} + \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{2(d-c)}{ab(k^2 - k_{0n}^2)} \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) + \sum_{m=1}^{+\infty} \frac{4R_m}{m\pi b(k^2 - k_{0m}^2)} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) + \sum_{m=1}^{+\infty} \frac{4R_m}{m\pi b(k^2 - k_{0m}^2)} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \right\}, \quad (\text{A.14})$$

onde:

$$R_m = \text{sen}\left(\frac{m\pi}{2a}(d-c)\right) \cos\left(\frac{m\pi}{2a}(d+c)\right), \quad (\text{A.15})$$

$$k_{mn}^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2, \quad (\text{A.16})$$

$$H_x(\vec{r}, \omega) = \begin{cases} -1, & c < x < d \text{ e } y = 0 \\ 0, & x < c \text{ ou } x < d \text{ e } y = 0 \end{cases}. \quad (\text{A.17})$$

Os campos no interior da cavidade para satisfazer as condições de contorno nas paredes em $x = 0$, a e $y = 0$ serão obtidos a partir de [28]:

$$E_z(\vec{r}, \omega) = \sum_{m=0}^{+\infty} A_m \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos[\beta_m(y-b)], \quad (\text{A.18})$$

$$H_x(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{j\omega\mu} \sum_{m=0}^{+\infty} A_m \beta_m \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \text{sen}[\beta_m(y-b)], \quad (\text{A.19})$$

$$H_y(\vec{r}, \omega) = \frac{-1}{j\omega\mu} \sum_{m=0}^{+\infty} A_m \frac{m\pi}{a} \text{sen}\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos[\beta_m(y-b)], \quad (\text{A.20})$$

Sendo:

$$\beta_m = \sqrt{k^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2}, \quad (\text{A.21})$$

$$A_0 = \frac{j(d-c)}{a} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_d}} \frac{1}{\text{sen}(kb)}, \quad (\text{A.23})$$

$$A_m = \frac{j4\omega\mu}{m\pi} \frac{\text{sen}\left[\frac{m\pi}{2a}(d-c)\right] \cos\left[\frac{m\pi}{2a}(d+c)\right]}{\beta_m \text{sen}(\beta_m b)}, m=1, 2, 3, \dots, \quad (\text{A.24})$$

A.3 Potência irradiada

Ao aplicar o princípio de Huygens [13] para a superfície fora da cavidade, desconsiderando a corrente elétrica que flui para fora da superfície da antena de microfita, obtem-se uma parede magnética, que possui uma fonte de corrente magnética:

$$\vec{K}(\vec{r}, \omega) = 2\hat{n} \times \hat{z} E_z(\vec{r}, \omega), \quad (\text{A.25})$$

onde \hat{n} é a normal para fora da parede magnética e o fator 2 é multiplicado, devido à presença do plano terra. O vetor potencial elétrico de \vec{K} é:

$$\vec{F}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_0 \int_C \frac{\vec{K}(\vec{r}', \omega)}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} e^{-jk_0|\vec{r}-\vec{r}'|} dl(\vec{r}'), \quad (\text{A.26})$$

utilizando a aproximação para o campo distante de $|\vec{r}-\vec{r}'|$:

$$|\vec{r}-\vec{r}'| \approx \begin{cases} r, & \text{para a amplitude} \\ r - \vec{r}' \cdot \hat{r}, & \text{para fase} \end{cases}, \quad (\text{A.27})$$

assim obtêm-se:

$$E_\theta(\vec{r}, \omega) = \eta H_\phi = jk_0 F_\phi = jk_0 [-F_x \text{sen}(\phi) + F_y \cos(\phi)], \quad (\text{A.28})$$

$$E_\phi(\vec{r}, \omega) = -\eta H_\theta = -jk_0 F_\theta = -jk_0 [F_x \cos(\theta) \cos(\phi) + F_y \cos(\theta) \text{sen}(\phi)], \quad (\text{A.29})$$