EVANDRO FERNANDES HELENO

**AVALIAÇÃO DE CÂMARAS REVERBERANTES
ATRAVÉS DO MÉTODO NUMÉRICO TLM**

**Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de São Paulo
para obtenção do Título de Mestre em
Engenharia**

SÃO PAULO
2006

EVANDRO FERNANDES HELENO

**AVALIAÇÃO DE CÂMARAS REVERBERANTES
ATRAVÉS DO MÉTODO NUMÉRICO TLM**

**Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de São Paulo
para obtenção do Título de Mestre em
Engenharia**

**Área de concentração:
Sistemas de Potência**

**Orientador:
Prof. Dr. Carlos Antonio França Sartori**

**SÃO PAULO
2006**

FICHA CATALOGRÁFICA

Heleno, Evandro Fernandes

Avaliação de câmaras reverberantes através do método numérico TLM / E.F. Heleno. -- São Paulo, 2006.

133 p.

Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia de Energia e Automação Elétricas.

1.Câmaras reverberantes (Avaliação) 2.Métodos numéricos I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia de Energia e Automação Elétricas II.t.

**Aos meus pais,
Almerindo e Conceição.**

AGRADECIMENTOS

Ao orientador e amigo Prof. Dr. Carlos Antônio França Sartori, pelo companheirismo, pelas diretrizes seguras e constante incentivo;

Ao Prof. Dr. José Perini por ter despertado a motivação para o desenvolvimento deste trabalho;

Aos colegas do Laboratório de Eletromagnetismo Aplicado: LMAG-PEA-USP, pelo coleguismo e apoio;

Ao colega Cícero Jun Massui pela colaboração e incentivo;

A minha esposa, pela compreensão;

A todos que, direta ou indiretamente, colaboraram durante o desenvolvimento deste trabalho.

RESUMO

O presente trabalho tem por objetivo avaliar o comportamento dos campos eletromagnéticos no interior de câmaras reverberantes de modos misturados através do método numérico TLM (Transmission Line Matrix).

Inicialmente, apresenta-se uma descrição dos diversos tipos de câmaras aplicáveis na avaliação de desempenho de compatibilidade eletromagnética de equipamentos e sistemas elétricos, destacando-se suas principais características físicas e geométricas, com ênfase nas câmaras reverberantes.

Os aspectos teóricos relacionados à descrição do método TLM são detalhados e sua aplicação na avaliação do ambiente eletromagnético das câmaras é então abordada.

Diversos resultados são apresentados, considerando-se configurações pré-definidas de câmaras reverberantes, ressaltando-se a definição e cálculo de índices de mérito, bem como os principais aspectos relacionados à representação e definição de critérios adotados nas simulações destas.

ABSTRACT

The aim of this report is the evaluation of the behavior of electromagnetic fields inside reverberation chambers by means of Transmission Line Modeling (TLM).

Initially, it is presented a description of several kinds of chambers applicable for electromagnetic compatibility tests followed by a more detailed description regarding reverberation chambers.

Theoretical aspects of TLM method and its application for electromagnetic fields solution are covered.

Some results are presented, considering pre-defined reverberation chambers configurations, highlighting some merit indicators and the main aspects adopted on its simulation.

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	1
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	4
3. PRINCIPAIS ASPECTOS DAS CÂMARAS APLICÁVEIS A TESTES DE CEM.....	7
3.1. Câmaras Anecóicas	7
3.2. Células TEM.....	10
3.3. Células TEM Gigahertz	12
3.4. Análise Comparativa entre as Câmaras	13
4. CAMARAS REVERBERANTES	16
4.1. Introdução	16
4.2. Características Gerais	17
4.3. Frequência de Operação.....	19
4.4. Índices de Mérito	20
4.4.1. Fator de Qualidade (Q).....	20
4.4.2. Constante de Tempo (τ)	23
4.4.3. Largura de Banda	23
4.4.4. Comportamento Estatístico do Campo	24
4.4.5. Uniformidade do Campo.....	26
4.5. Consideração das Pás na Uniformidade do Campo	27
4.6. Câmaras Reverberantes não Convencionais.....	28
4.6.1. Câmaras Reverberantes de Paredes Flexíveis.....	28
4.6.2. Excitação Eletrônica de Diferentes Modos	29
4.6.3. Câmaras Reverberantes em Baixas Frequências	30
5. ASPECTOS TEÓRICOS DE MODELAGEM TLM	33
5.1. Introdução	33
5.2. Modelo Bidimensional	35
5.2.1. Modelo Paralelo	36
5.2.1.1. Matriz de Espalhamento – Modelo Paralelo	43
5.2.2. Modelo Série	46
5.2.2.1. Matriz de Espalhamento – Modelo Série	50
5.2.3. Representação das Condições de Contorno	54
5.2.4. Dispersão na Malha TLM-2D	57

5.3. Modelo Tridimensional.....	66
5.3.1. Modelo SCN – “Symmetrical Condensed Node”	68
5.3.1.1. Matriz de Espalhamento do Modelo SCN	69
5.3.1.2. Propagação em Malha Composta por Células SCN.....	82
5.3.1.3. Cálculos em uma Malha SCN	87
5.4. Considerações de Perdas e Características Físicas e Geométricas Especiais no Modelo TLM.....	92
5.4.1. Modelagem de Diferentes Materiais e Meios com Perdas.....	92
5.4.1.1. Modelo Série.....	92
5.4.1.2. Modelo Paralelo	93
5.4.1.3. Modelo SCN	95
5.4.2. Malha de Resolução Variável.....	98
6. METODOLOGIA UTILIZADA NOS MODELOS COMPUTACIONAIS.....	100
6.1. Introdução	100
6.2. Modelagem	100
7. APLICAÇÕES.....	102
7.1. Resposta de uma Câmara no domínio da frequência	102
7.2. Perturbação de uma câmara ressonante com uma chapa condutora.....	106
7.3. Comportamento do campo no interior de uma câmara ressonante perturbada por chapa condutora em rotação.....	108
7.4. Excitação de campos eletromagnéticos no interior de uma câmara através de cabos adequadamente distribuídos	115
8. DESEMPENHO DO MÉTODO E COMENTÁRIOS FINAIS	121
LISTA DE REFERÊNCIAS.....	124

LISTA DE FIGURAS

<i>Figura 1 - Esquemático Câmara Anecóica.....</i>	<i>8</i>
<i>Figura 2 – Representação esquemática de uma célula TEM</i>	<i>10</i>
<i>Figura 3 – Representação esquemática da Célula TEM Giga Hertz</i>	<i>12</i>
<i>Figura 4 – Representação esquemática de uma câmara reverberante</i>	<i>18</i>
<i>Figura 5 – Definição da localização dos pontos de prova para definição da uniformidade do campo dentro do volume de trabalho (Fonte: IEC 61000-4-21)....</i>	<i>27</i>
<i>Figura 6 – Câmara reverberante com 2 condutores paralelos na câmara</i>	<i>31</i>
<i>Figura 7 -Câmara excitada por 3 condutores</i>	<i>31</i>
<i>Figura 8 - Malha de linhas de transmissão</i>	<i>34</i>
<i>Figura 9 - Modelo de célula de linha de transmissão</i>	<i>34</i>
<i>Figura 10 - Nó Paralelo equivalente (sem perdas)</i>	<i>37</i>
<i>Figura 11 – Volume representado por uma célula paralelo</i>	<i>39</i>
<i>Figura 12 - Representação gráfica das linhas de campo considerando $H_y=0$; $H_z=0$; $E_y=0$.....</i>	<i>42</i>
<i>Figura 13 - Célula TLM Paralelo.....</i>	<i>44</i>
<i>Figura 14 - Espalhamento de um pulso em uma malha. Gráficos representam valores de tensão na malha nos momentos $k=0$, $k=1$ e $k=2$.....</i>	<i>45</i>
<i>Figura 15 - Modelo Série – aspecto geral</i>	<i>46</i>
<i>Figura 16 – Detalhe da Célula TLM Série</i>	<i>47</i>
<i>Figura 17 – Malha Composta por Células Série</i>	<i>48</i>
<i>Figura 18 - Modelo TLM Série representado por 4 segmentos de linha de transmissão</i>	<i>51</i>
<i>Figura 19 - Equivalente Thevenin de uma célula TLM Série</i>	<i>52</i>
<i>Figura 20 - Posicionamento da Fronteira.....</i>	<i>55</i>
<i>Figura 21 - Definição de plano de simetria com contorno definido por circuito aberto</i>	<i>56</i>
<i>Figura 22 – Incidência de frente de onda em ângulo de zero graus em uma malha de linha de transmissão</i>	<i>58</i>
<i>Figura 23 – Simplificação da Análise de uma frente de onda incidindo em ângulo de zero graus sobre uma malha de linha de transmissão. Representadas linhas de transmissão o nó e o plano de simetria.....</i>	<i>58</i>
<i>Figura 24 - Representação equivalente das linhas de transmissão conectadas a um nó considerando a incidência de uma frente de onda viajando paralela ao eixo x... </i>	<i>59</i>
<i>Figura 25 - Gráfico de dispersão: relacionamento da relação comprimento de linha/ comprimento de onda com a velocidade do modelo/velocidade da luz.....</i>	<i>63</i>
<i>Figura 26 - Propagação a 45 graus em célula 2D.....</i>	<i>64</i>
<i>Figura 27 - Propagação a 45 graus em célula 2D – Evolução da frente de onda....</i>	<i>65</i>
<i>Figura 28 - Modelo de Célula Tridimensional Expandida.....</i>	<i>66</i>
<i>Figura 29 - Modelo de Célula TLM.....</i>	<i>68</i>
<i>Figura 30 - Linhas de transmissão presentes na modelagem SCN</i>	<i>70</i>
<i>Figura 31 - Espalhamento de Tensão Incidente Na Porta 1 em uma Célula SCN....</i>	<i>73</i>
<i>Figura 32 - Definição dos angulos de propagação</i>	<i>86</i>
<i>Figura 33 - Nó em curto-circuito - representação de elemento condutor.....</i>	<i>89</i>
<i>Figura 34 - Estabelecimento das condições de contorno</i>	<i>91</i>
<i>Figura 35 - Nó série com stub</i>	<i>93</i>

<i>Figura 36 - Nó paralelo com stubs</i>	<i>94</i>
<i>Figura 37 - Malha variável - "Graded Mesh"</i>	<i>99</i>
<i>Figura 38 - Multigrid Mesh</i>	<i>99</i>
<i>Figura 39 - Resposta em frequencia de cavidade ressonante 1x1x1 m após 1000 interações</i>	<i>102</i>
<i>Figura 40 - Resposta em frequencia da cavidade ressonante de 1x1x1 m excitada por sinal senoidal a 212MHz após 4000 iterações</i>	<i>103</i>
<i>Figura 41 - Monitoração do valor do campo elétrico no ponto 0,5 x 0,5 x 0,5 m..</i>	<i>104</i>
<i>Figura 42 - Campo no interior de uma camara ressonante excitada por fonte senoidal a 212MHz após 4000 interações</i>	<i>105</i>
<i>Figura 43 - Dimensões da câmara avaliada. Posicionamento e dimensões da chapa condutora e identificação dos pontos de monitoração (Ponto M e Cabo M).....</i>	<i>106</i>
<i>Figura 44 - Resposta em frequência da câmara vazia.....</i>	<i>107</i>
<i>Figura 45 - Resposta em frequência da câmara com a presença da pá.....</i>	<i>107</i>
<i>Figura 46 - Resposta em frequência da câmara com a presença da pá em rotação, com excitação de um sinal senoidal de frequência igual a 322MHz.....</i>	<i>109</i>
<i>Figura 47 - Sinal monitorado no ponto M da câmara. Resposta no domínio do tempo.</i>	<i>109</i>
<i>Figura 48 - Campo Elétrico calculado nas iterações 200 (a), 400 (b), 600 (c), 800 (d), 1000 (e) e 1200 (f), no interior da câmara da Figura 43, com a chapa condutora em movimento.</i>	<i>112</i>
<i>Figura 49 - Valores de campo máximo medidos no plano M.</i>	<i>113</i>
<i>Figura 50 - Definição dos pontos de monitoração para teste de uniformidade de campo do volume de trabalho.....</i>	<i>114</i>
<i>Figura 51 - Disposição dos cabos de excitação no interior da câmara</i>	<i>116</i>
<i>Figura 52 - Resposta da câmara à excitação senoidal por cabos, no domínio do tempo</i>	<i>117</i>
<i>Figura 53 - Resposta da câmara à excitação senoidal por cabos, no domínio da frequência.....</i>	<i>118</i>
<i>Figura 54 - Valores de campo máximo medidos no plano M. Excitação de frequência igual a 10MHz.....</i>	<i>119</i>
<i>Figura 55 - Definição da área de trabalho.....</i>	<i>120</i>

LISTA DE TABELAS

<i>Tabela 1 - Principais características da câmara anecóica</i>	<i>13</i>
<i>Tabela 2 - Principais características da célula TEM</i>	<i>14</i>
<i>Tabela 3 - Principais características da célula GTEM</i>	<i>14</i>
<i>Tabela 4 - Principais características da câmara reverberante</i>	<i>15</i>
<i>Tabela 5 - Erros para algumas direções de propagação na malha SCN.....</i>	<i>86</i>
<i>Tabela 6 - Frequencia de ressonância calculada e obtida através de simulação para cavidade de 1x1x1m após 1000 iterações.....</i>	<i>103</i>

1. INTRODUÇÃO

A crescente demanda pelo desenvolvimento de metodologias científicas de avaliação do comportamento de campos eletromagnéticos, aliado ao estabelecimento de regras, procedimentos, critérios e resoluções com o objetivo de assegurar a operação concomitante de equipamentos elétricos e eletrônicos, requer o atendimento a um rigoroso controle do ambiente eletromagnético e das instalações destinadas a realizações de testes.

É fundamental que tais instalações possibilitem alto grau de exatidão e precisão das medidas efetuadas em um mesmo ambiente. A similaridade de resultados obtidos entre instalações laboratoriais distintas é outro aspecto que deve ser observado.

A câmara reverberante destaca-se entre os dispositivos destinados a testes de imunidade e de radiação emitida. Em princípio, ela pode ser definida como uma cavidade eletricamente grande, fechada, excitada por um número relativamente elevado de modos de propagação e geralmente equipada com pás metálicas que visam “uniformizar” o campo eletromagnético em seu interior [1]. Nota-se que tal uniformidade é observada após uma série de medições efetuadas em diferentes posições de rotação das pás metálicas.

O uso de dispositivos eletrônicos com frequência de operação cada vez mais elevada, como computadores pessoais e telefones celulares em faixas superiores a 1GHz, aliado à presença simultânea de diversas fontes de emissão de energia eletromagnética em ambientes com características reflexivas (como escritórios, automóveis e aviões), leva a escolha das câmaras reverberantes para testes de emissão e imunidade eletromagnética.

Além da recomendação do uso da câmara reverberante para testes na indústria aeronáutica [2] e automobilística [3], ela passou a ser adotada, a partir de 2002, por

normas de escopo mais abrangente [1]. Entre suas diversas aplicações, menciona-se sua utilização em testes de caracterização de antenas para telefones celulares [4-6].

A demanda por utilização de câmaras reverberantes traz consigo a necessidade de se desenvolver metodologias de análise do ambiente eletromagnético em seu interior. Busca-se definir, ainda durante a fase de planejamento de uma câmara, os principais fatores de influência sobre os índices de mérito do aparato para o cumprimento das condições de funcionamento desejadas. Dentro deste contexto se inserem metodologias para avaliação do dimensionamento das pás para promoção de uma distribuição adequada do campo, bem como o estudo de maneiras alternativas de excitação do sistema visando estender sua operação a baixas frequências.

Encontra-se na literatura diferentes metodologias para modelagem do campo no interior das câmaras. Entre os métodos numéricos de modelagem no domínio do tempo, merece destaque o método de Modelagem por Linhas de Transmissão (TLM).

TLM é um método direto, no domínio do tempo, que consiste basicamente em dividir a estrutura em estudo em uma malha de linhas de transmissão, estabelecendo-se uma equivalência entre o valor de tensão e corrente obtida na malha e o correspondente valor de campo elétrico e magnético. Em outras palavras, estabelece-se uma equivalência entre as equações de linhas de transmissão e as equações de Maxwell.

Cita-se, como vantagem do método, a facilidade de implantação, a estabilidade numérica, a possibilidade de aumento de resolução da malha em algumas regiões de maior interesse ou onde são previstas maiores variações de campo, possibilidade e modelagem de materiais não homogêneos e, por fim, a aplicabilidade em sistemas de formas complexas.

No presente trabalho propõe-se estudar, através do método TLM, o comportamento dos campos eletromagnéticos no interior de câmaras reverberantes propostos em [21, 22]. A uniformidade do campo bem como a área útil do sistema

será objeto de análise. Um estudo do efeito da dimensão das pás metálicas em uma câmara reverberante é também apresentado, efetuando-se a análise do campo em uma cavidade tridimensional frente à perturbação de um corpo bidimensional, com a proposta de se complementar o estudo que fora efetuado por Wu e Chang [20] para corpos unidimensionais em cavidades bidimensionais.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Em 1968, Mendes propôs a primeira câmara reverberante [7]. Em seguida, em 1970, testes de imunidade utilizando-se uma câmara excitada por um elevado número de modos de propagação tem seus resultados publicados [8]. Em 1976, Paolo Corona et al. apresenta a câmara reverberante com pás instaladas próximas a duas das paredes do aparato, buscando assim promover uniformidade do módulo do campo em seu interior [9]. Neste mesmo trabalho sugere-se a utilização do sistema para execução de testes de radiação emitida bem como para o estudo do coeficiente de absorção de determinados corpos na presença de campos eletromagnéticos. A avaliação da interação entre seres vivos e sinais de radiofrequência também é mencionada por Corona.

Desde 1976, um significativo volume de publicações sobre câmaras reverberantes foi elaborado pela comunidade científica abordando variados aspectos desta solução. Apresentam-se temas como os diferentes tipos e métodos de modelagem de uma câmara [10-30], a discussão de aplicações e resultados [4-9], as novas alternativas de excitação de campo [21, 22, 31-33], a determinação de índices de mérito [13, 34-36], comparações de resultados experimentais [37-43] e trabalhos com uma abordagem geral contemplando revisões acerca do tema [44-49].

Diferentes tipos de modelagens para caracterização das câmaras reverberantes vêm sendo propostas, tais modelos podem ser divididos nos seguintes grupos principais: Modelo estatístico [10-12]; Modelo de onda plana [13-17]; Modelo termodinâmico [18]; Modelo numérico [19-30].

Um dos inconvenientes da configuração tradicional da câmara reverberante está relacionado à pá metálica. Este dispositivo geralmente ocupa uma porção relevante do volume interno da câmara. A utilização de um aparato mecânico para mistura dos modos implica um tempo maior de medição, visto que a cada passo, é necessário aguardar que as oscilações mecânicas cessem para início das medições.

Wu e Chang [20] apresentam algumas considerações sobre a relação entre o tamanho das pás e o comportamento do campo no interior da câmara.

Visando evitar os problemas com as pás metálicas e estender a operação das câmaras a frequências mais baixas, Perini e Cohen apresentam uma nova maneira para excitação do sistema [21, 22]. Utilizando-se de cabos convenientemente instalados no interior da câmara, cria-se um arranjo de linhas de transmissão capazes de suportar o modo transversal eletromagnético (TEM), o que permite a operação em uma grande faixa de frequências.

Uma outra maneira de evitar o uso de pás metálicas, bem como de permitir a realização de testes em equipamentos que oferecem dificuldades em deslocamento, é apresentada por Leferink [31], com a proposta de uso de câmaras com as paredes vibratórias.

Hill apresenta uma análise do comportamento da câmara excitada por sinais modulados em frequência em substituição às pás metálicas [32]. Esta análise foi posteriormente objeto de estudo de YU [33].

Para efetuar o estudo e avaliação do comportamento dos campos eletromagnéticos no interior de câmaras reverberantes, optou-se pela utilização, neste trabalho, do método numérico TLM.

O método TLM (Transmission Line Modelling) é um processo numérico, direto, no domínio do tempo que propõe a análise de campos eletromagnéticos através do preenchimento adequado do espaço por uma rede de linhas de transmissão.

O TLM foi inicialmente proposto por Peter B. Johns e R. L. Beurle em 1971 para redes em duas dimensões [49]. Em seguida, foi expandido para operação em três dimensões possibilitando a análise do comportamento de campos em cavidades de formas arbitrárias bem como de meios diversos [48]. Em 1987, P. B. Johns desenvolve o nó condensado simétrico (SCN – Symmetric Condensed Node) [50]. O

SCN consiste em um método para solução de campos em três dimensões. Com o uso deste método conseguiu-se eliminar algumas desvantagens típicas das modelagens tridimensionais inicialmente propostas caracterizadas pela assimetria.

Encontra-se na literatura um farto material sobre TLM. Aplicações e detalhes do controle de erros inerentes a este método de modelagem são amplamente abordados [50-71].

3. PRINCIPAIS ASPECTOS DAS CÂMARAS APLICÁVEIS A TESTES DE CEM

A utilização de câmaras é recomendada por normas [1, 2, 3] para a consecução de medições de campos eletromagnéticos irradiados e avaliação de imunidade de equipamentos elétricos e eletrônicos a fim de se obter um elevado grau de repetição e precisão nos testes e ensaios realizados.

Nos parágrafos que seguem, são citadas as principais configurações de testes atualmente utilizadas, excetuando-se as câmaras reverberantes que serão tratadas em capítulo específico. Ao final desta secção apresenta-se uma análise qualitativa, destacando-se as vantagens e desvantagens de cada configuração.

3.1. Câmaras Anecóicas

A câmara anecóica é uma das soluções recomendada para a realização de testes de compatibilidade eletromagnética (EMC) e amplamente utilizada atualmente.

Como uma de suas principais características menciona-se a elevada blindagem a ruídos externos, com coeficiente de blindagem típico da ordem de 100dB. Medidas que requerem alta sensibilidade e relacionadas a baixos níveis de sinal são geralmente efetuados nestas.

Observa-se, no entanto, que o custo de construção e montagem de uma câmara anecóica é bastante elevado e aumenta sensivelmente com suas dimensões.

A Figura 1 apresenta, de uma forma esquemática e simplificada, uma câmara anecóica típica.

Figura 1 - Esquemático Câmara Anecóica

1. Parede Metálica; 2. Absorvedores de microondas (pirâmides de espuma impregnadas de carbono); 3. Mesa com movimento azimutal; 4. Mesa com possibilidade de variação da altura; 5. Antena; 6. Cabo; 7. Painel especial para conexões.

De uma forma geral, menciona-se que para os testes de imunidade o equipamento deve ser girado nos três eixos. Dessa forma, para cada posição promove-se a variação da potência e frequência do sinal emitido pela antena, monitorando-se os parâmetros relacionados ao desempenho do equipamento face aos níveis das grandezas elétricas a que é submetido.

Com relação às possíveis fontes de erro em medições realizadas em câmaras anecóicas, citam-se:

1. Reflexões na câmara: Pela concepção teórica das câmaras anecóicas, é desejável que não ocorram reflexões nestas e que o comportamento do sinal emitido ou recebido seja o mais próximo possível daquele que se propagaria no espaço livre. Como exemplos da avaliação de erros de medição relacionados a este aspecto, citam-se alguns resultados de testes realizados na câmara anecóica do “National Institute of Standards and Technology” em que se obtiveram erros entre $-0,6\text{dB}$ e $0,5\text{dB}$ para frequências abaixo de 229 MHz e da ordem de $0,04\text{dB}$ nas medidas em frequências próximas de 18 GHz [73].
2. Erro na relação entre campo efetivamente transmitido ou recebido pela antena e o valor de tensão resultante indicada pelos equipamentos de medição. Neste caso as principais fontes de erro dessas medidas são:
 - Incerteza da potência transmitida ou recebida;
 - Perdas no cabo (equipamento de transmissão e sistema irradiante);
 - Incerteza do valor de potência irradiada pela antena;
 - Incerteza na definição da distância entre equipamento e antena.

De uma maneira geral, menciona-se que o erro total relativo a um ensaio em câmara anecóica é da ordem de 1 dB. Atribui-se a maior parcela deste índice a incerteza dos valores de potencia recebida ou transmitida, associada ao cálculo do ganho das antenas utilizadas.

3.2. Células TEM

Um esquema típico desse tipo de câmara utilizado para medição de níveis de campo radiado e avaliação de imunidade é apresentado na Figura 2.

Figura 2 – Representação esquemática de uma célula TEM

De uma maneira geral, pode-se entender que a célula TEM funciona como se fosse um grande cabo coaxial, sendo que sua impedância de entrada é geralmente de 50 ohms.

O valor da impedância na cavidade pode ser avaliado por:

$$Z_0 = \frac{\sqrt{m_0 e_0}}{C_0} \quad (1)$$

Onde μ_0 e ε_0 são os valores de permeabilidade magnética e elétrica para o espaço livre e C_0 é a capacitância distribuída na célula.

Com relação ao índice de reflexão máximo, definido como a fração do sinal incidente que é refletida no conector de entrada, admitem-se valores da ordem de 0,1 para toda a faixa de frequência de operação do aparato. A frequência de operação da câmara é diretamente relacionada à suas dimensões e deve se limitar a valores que não permitam o aparecimento de modos de ordem superior em seu interior.

As dimensões da região destinada ao equipamento sob teste são limitadas, visando-se não alterar significativamente as características elétricas da célula.

Dentre as principais fontes de erro relacionado a este tipo de câmara, tem-se [73]:

- Dimensões do equipamento em teste e sua influência sobre a capacitância distribuída da câmara o que resulta a mudança da impedância distribuída desta;
- Existência de modos de ordem superior no interior da câmara, o que deve ser evitado visto que toda a formulação considera a existência de somente uma onda TEM propagando-se na célula;
- Dificuldade na determinação precisa da relação entre o campo efetivamente presente na avaliação de desempenho do equipamento sob teste e a tensão medida nos conectores de entrada.

3.3. Células TEM Gigahertz

A configuração básica desta câmara pode ser entendida como uma solução híbrida, combinando-se a Célula TEM e a Câmara Anecóica. A representação esquemática dessa solução é apresentada na

Figura 3:

Figura 3 – Representação esquemática da Célula TEM Giga Hertz

Esta câmara tem como característica a operação em uma vasta faixa de frequência, desde as muito baixas, da ordem de alguns Hertz, até frequências muito altas, da ordem de alguns Gigahertz.

Este aparato permite a realização de testes com altos valores de campo (da ordem de 100V/m).

3.4. Análise Comparativa entre as Câmaras

Apresenta-se nas tabelas a seguir os principais aspectos favoráveis e as maiores desvantagens relacionadas às câmaras de maior utilização em testes de EMC.

Tabela 1 - Principais características da câmara anecóica

CÂMARA ANECÓICA	
Aspectos Favoráveis	<ul style="list-style-type: none"> - Fator de blindagem maior que 100dB; - Não há perda de informação da polarização do sinal.
Desvantagens	<ul style="list-style-type: none"> - Espaço disponível para equipamento em teste depende do “Quiet Zone”, onde o campo é uniforme; - Tamanho do equipamento sob teste é limitado pelas dimensões da câmara.

Tabela 2 - Principais características da célula TEM

CÉLULA TEM	
Aspectos Favoráveis	<ul style="list-style-type: none"> - Fator de blindagem comparável à câmara anecóica; - Não usa antenas na realização dos testes; - A intensidade do campo pode variar de alguns microvolts por metro a vários Volts por metro.
Desvantagens	<ul style="list-style-type: none"> - Espaço muito limitado; - Pode apresentar ondas estacionárias, o que limita o uso de frequências mais altas.

Tabela 3 - Principais características da célula GTEM

CÉLULA GTEM	
Aspectos Favoráveis	<ul style="list-style-type: none"> - Não apresenta limitações com relação à operação em altas frequências, tal como as células TEM; - Requer menor potência para gerar o mesmo valor de campo, quando comparado à câmara anecóica. - Opera em uma ampla faixa de frequência.
Desvantagens	<ul style="list-style-type: none"> - Elevado valor de aquisição.

Tabela 4 - Principais características da câmara reverberante

CÂMARA REVERBERANTE	
Aspectos Favoráveis	<ul style="list-style-type: none"> - Fator de blindagem satisfatório. - Solução relativamente barata, quando comparada às demais. - Obtenção de campos de elevada intensidade no interior da cavidade para moderadas potências de entrada. - Localização do equipamento em teste não é tão crítica quanto nos ensaios em câmaras anecóicas. - O ambiente eletromagnético resultante é mais próximo da realidade. - O volume útil da câmara é em média 50% do volume total.
Desvantagens	<ul style="list-style-type: none"> - Perda de informação de polarização do sinal. - Para o caso das câmaras reverberantes com pás metálicas, existe a limitação de operação em baixas frequências.

4. CAMARAS REVERBERANTES

4.1. Introdução

Os testes de compatibilidade eletromagnética efetuados em câmaras anecóicas e TEM requerem valores de intensidade de campos radiados e direções bem definidos [72]. Em testes utilizando-se estes dispositivos é necessário rotacionar o equipamento ensaiado de forma tal que o sinal gerado pela antena possa incidir sobre todos os lados do equipamento avaliado. Este procedimento demanda tempo, além de não reproduzir o ambiente eletromagnético real em que o equipamento será de fato instalado.

Alternativamente, testes como estes podem vir a ser realizados em câmaras reverberantes, podendo-se obter ambientes eletromagnéticos mais próximos àqueles em que os dispositivos em teste virão a operar.

Estas câmaras são excitadas por um elevado número de modos de propagação, apresentando um campo eletromagnético estatisticamente uniforme numa ampla região da câmara, excetuando-se a região nas proximidades das paredes destas.

A primeira proposta de utilização de uma câmara reverberante em testes de compatibilidade eletromagnética foi realizada por Mendes, em 1968 [7]. Dois anos depois, Jarva publica o seu trabalho referente a testes de blindagem de cabos, conseguindo um bom nível de repetibilidade em seus ensaios [8]. Todavia, simplesmente sobre-excitando as câmaras não se obtém a uniformidade de campo requerida para realização de testes de radiação e ou imunidade. Assim, em 1976, Corona et al. [9] apresentaram a solução de instalação de pás giratórias no interior da câmara, conseguindo criar um campo estatisticamente uniforme no interior desta [9].

Ao longo destes últimos 35 anos diversos trabalhos e estudos foram efetuados sobre as câmaras reverberantes. Diferentes metodologias de modelagem foram

criadas, diversas aplicações foram estudadas, parâmetros de construção avaliados e configurações alternativas para as inicialmente propostas foram apresentados.

Maiores detalhes sobre as câmaras reverberantes, buscando reunir os principais aspectos teóricos já desenvolvidos para este dispositivo de teste são descritos nos itens seguintes. Observa-se que este é um campo onde um grande volume de pesquisas se encontra em pleno desenvolvimento. Alguns temas relacionados às câmaras reverberantes ainda geram divergências entre os especialistas, conforme Ladbury et al. [46]. Tais divergências abrangem aspectos desde a sua denominação, como a relacionada à adoção do termo em inglês “reverberating” ou “reverberation” até aspectos técnicos relacionados ao seu formato de construção (regular ou irregular), e ao modo como as pás devem ser movimentadas, sendo de modo contínuo ou passo-a-passo, para cada medida.

4.2. Características Gerais

A câmara reverberante pode ser definida como um dispositivo de dimensões eletricamente grande, consistindo em uma cavidade ou câmara fechada por paredes condutoras, utilizadas para realização de medidas de emissão ou imunidade eletromagnética de equipamentos elétricos e eletrônicos [1].

Em linhas gerais, a configuração de teste utilizada em câmaras reverberantes convencionais compõe-se de uma antena transmissora, utilizada para excitar o campo, uma antena receptora usada para calibração do campo e do equipamento sob teste, além de pás metálicas.

Dessa maneira, de forma simplificada um esquemático de uma câmara reverberante tradicional é apresentado na Figura 4:

Figura 4 – Representação esquemática de uma câmara reverberante

1. Atenuador de Precisão; 2. Gerador de sinal calibrado; 3. Receptor; 4. Sensor de Campo; 5. Antena de transmissão; 6. Pá Metálica; 7. Equipamento em Teste (EUT)

Visando a operação adequada das câmaras reverberantes, alguns critérios devem ser observados. Entre estes se destacam:

1. A menor dimensão da câmara reverberante deve ser suficientemente maior que o maior comprimento de onda desejável, para que seja possível a excitação de um elevado número de modos;

2. As pás metálicas devem ser suficientemente grandes a fim de permitir uma conveniente perturbação dos modos existentes, atingindo-se, assim, o comportamento aleatório do campo no interior da cavidade [20].

3. O fator de qualidade “Q” deve ter seu valor controlado. Esta grandeza tem grande influência sobre largura de banda, bem como sobre a constante de tempo da câmara reverberante, conforme demonstrado nos parágrafos seguintes.

4.3. Freqüência de Operação

Nota-se que a câmara reverberante constitui-se essencialmente de uma cavidade retangular, podendo-se, assim, ser entendida como um guia de onda retangular com suas extremidades fechadas. Desta forma, espera-se em seu interior modos de propagação de onda TE_{mnp} ou TM_{mnp} , sendo estas as únicas soluções possíveis para as equações de Maxwell e para satisfazer as condições de contorno de campo elétrico nulo tangente às paredes condutoras. A freqüência de ressonância, em Hz, para cada modo de propagação, é definida por [76]:

$$f_{mnp} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2} \quad (2)$$

Onde a , b e d são as dimensões dos lados da câmara dadas em metros, c é a velocidade de propagação da onda no meio em estudo em metros por segundo. Considerando-se que a câmara estará preenchida com ar, adota-se a aproximação de c para a velocidade da luz no vácuo (3×10^8 m/s). Os índices m , n e p são números inteiros relativos aos modos de propagação.

Em geral, a freqüência mais baixa de operação de uma câmara reverberante, na qual os requisitos operacionais mínimos são atingidos, ocorre em valores levemente superiores a 3 vezes a primeira freqüência de ressonância ou 3 vezes a freqüência do modo dominante [1].

O número (N) de modos encontrados no interior de uma dada câmara em freqüências menores ou iguais a f é dado por [45]:

$$N = \frac{8p}{3} V \left(\frac{f}{c}\right)^3 - (a + b + d) \left(\frac{f}{c}\right) + \frac{1}{2} \quad (3)$$

Sendo,

f a frequência de operação (Hertz);

V o volume (m^3);

c é a velocidade de propagação da onda (3.10^8 m/s para espaço livre);

a , b e d são as dimensões da câmara (m);

A derivada da expressão (3) em f é a densidade de modo de uma dada câmara reverberante:

$$\frac{dN}{df} = \frac{8pV}{c^3} f^2 - \frac{(a+b+d)}{c} \quad (4)$$

Para valores de frequência bem acima da primeira ressonante, (4) tem-se a seguinte expressão simplificada:

$$\frac{dN}{df} = \frac{8pV}{c^3} f^2 \quad (5)$$

4.4. Índices de Mérito

4.4.1. Fator de Qualidade (Q)

O fator de qualidade (Q) é utilizado para descrever a capacidade que uma câmara ou cavidade possui de armazenar energia. Por definição, o fator de qualidade de uma cavidade é dado por (6):

$$Q = 2p \cdot \frac{\text{Total_de_energia_armazenada}}{\text{Decréscimo_de_energia_em_1_ciclo}} \quad (6)$$

As perdas existentes nas paredes da câmara, bem como perdas adicionais atribuídas às pás metálicas, ao equipamento sob ensaio, às antenas e aos suportes

mecânicos instalados em seu interior diminuem a capacidade de armazenamento de energia do sistema, atuando sobre seu valor do fator de qualidade Q .

Encontram-se, na literatura, diversas metodologias para a obtenção do fator Q de câmaras. Apresentam-se, a seguir, alguns destes métodos propostos.

O fator Q pode ser obtido através da avaliação da profundidade de penetração pelicular nas paredes da cavidade. Para este método, consideram-se as perdas da câmara concentradas somente em suas paredes constituídas por materiais de elevada condutividade [18, 35]. Assim, o fator Q é dado por:

$$Q = \frac{3}{2} \cdot \frac{V}{S \cdot d_w} \quad (7)$$

Sendo V o volume da cavidade, S a área definida pela superfície das paredes e d_w é a penetração pelicular definido por:

$$d_w = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu S}} \quad (8)$$

Onde $\omega = 2\pi f$, μ é a permeabilidade magnética e σ é a condutividade das paredes da câmara.

Para uma câmara reverberante, o valor calculado em (7) revela-se sempre superior aos índices medidos em ensaios práticos, como relatado por Corona [35]. A diferença deve-se principalmente ao fato de o fator de qualidade não ser influenciado somente pelo índice de perdas introduzido pelas paredes. Tal índice deve-se também fatores como eventuais imperfeições na superfície das paredes além da presença de equipamentos e misturadores no interior da câmara. A expressão (7) pode ser adotada como um valor de referência máximo esperado para o índice de qualidade do sistema.

Uma outra maneira de definir o fator Q parte da abordagem termodinâmica de modelagem da câmara reverberante [1, 18, 35], que resulta:

$$Q = 16p^2 \frac{V}{I^3} \cdot \frac{P_r}{P_t} \quad (9)$$

A medida da relação entre potencia recebida P_r e potencia emitida P_t pode ser tomada diretamente através da leitura de equipamentos de medição conectados a antena de recepção ou através da abordagem proposta por Corona [35]. Naquele trabalho utiliza-se da função de densidade espectral do sinal obtido na recepção e aplica-se o Teorema de Parseval para definição da energia no interior da câmara, o que define as perdas presentes. Com o método proposto obtém-se valores mais precisos, uma vez que se evita a ocorrência de possíveis erros de leitura dos instrumentos de medição.

Alternativamente, Hill define o fator Q através do método do coeficiente de reflexão das ondas nas paredes da cavidade. Para paredes com índice de condutividade qualquer, Hill apresenta a seguinte expressão para definição do fator de qualidade [34]:

$$Q \approx \frac{3 \cdot |k_w|^2 \cdot V}{4 \cdot S \cdot m_r \cdot \text{Re}(k_w)} \quad (10)$$

$$\text{Sendo, } k_w = w \cdot \sqrt{m_w \cdot (e_w - jS/w)}$$

Cabe destacar que para paredes com elevada condutividade, a expressão (10) reduz-se a expressão (7).

Com a determinação do fator Q, podemos então definir qual é a sensibilidade da câmara e o máximo valor de campo que pode ser obtido para um dado valor de

potência de entrada. Além disso, é possível definir a constante de tempo bem como a banda de operação da câmara.

4.4.2. Constante de Tempo (τ)

Esta é uma importante grandeza a ser determinada, com esta grandeza define-se a menor duração aplicável a sinais que utilizam modulação por pulsos.

A constante de tempo, é definida por (11):

$$t = \frac{Q}{2pf} \quad (11)$$

Observa-se que conforme o tipo de teste a ser utilizado, é necessário que a constante de tempo da câmara seja ajustada para apresentar um valor menor que o comprimento do pulso do sinal modulado.

Tal ajuste é obtido atuando-se sobre o fator Q . A diminuição do valor de Q pode ser conseguida instalando-se absorvedores no interior da câmara.

4.4.3. Largura de Banda

Para uma dada frequência de excitação de uma câmara reverberante, define-se, a partir do fator de qualidade, a largura de banda de excitação por [1]:

$$BW = \frac{f_{mnp}}{Q} \quad (12)$$

A banda (BW) é a faixa de frequência correspondente aos valores definidos pelo valor de amplitude 3dB abaixo da frequência central de operação da câmara.

De posse da banda e da densidade de modos propagantes, pode-se definir o número aproximado de modos simultaneamente excitados em uma câmara para uma frequência f . Associando-se (4) e (12), tem-se:

$$N_s = \frac{8pVf^3}{c^3Q} \quad (13)$$

4.4.4. Comportamento Estatístico do Campo

A constante alteração das condições de contorno no interior da câmara reverberante, como consequência da movimentação das pás metálicas em seu interior, promove uma contínua variação dos modos presentes, com uma distribuição uniformemente estatística dos campos, independente do ponto de monitoração (exceto nas proximidades de paredes, antenas e pás).

Como consequência desta distribuição estatística dos campos, o sinal observado por uma antena de recepção colocada no interior da câmara independe de seu diagrama direcional. A Potência média do sinal recebido não dependerá do ganho, da diretividade e da polarização da antena de recepção, sendo dado por [14, 46]:

$$\langle P_r \rangle = \frac{1}{2} \frac{E_o^2}{h} \frac{I^2}{4p} \quad (14)$$

Sendo η a impedância intrínseca do meio, que no caso do ar vale $376,7 \, \Omega$, e E_o^2 o valor médio quadrado do campo elétrico na câmara.

Esta é uma das mais importantes características da câmara reverberante. Com base neste resultado, considera-se que os testes podem ser efetuados sem a necessidade de modificação no posicionamento dos equipamentos e antenas.

Menciona-se que distâncias mínimas destes elementos às paredes da câmara bem como entre ambos deverão ser observadas.

Testes realizados mostram que a potência recebida por uma antena no interior da câmara segue uma função de probabilidade exponencialmente distribuída, conforme expressão abaixo [9, 10, 46]:

$$f(P) = \frac{1}{2.S^2} e^{-P/2.S^2} \quad (15)$$

Observa-se que o campo elétrico recebido por uma antena em cada um dos eixos (medida por uma antena de polarização linear) segue uma distribuição qui-quadrado, com dois graus de liberdade. Este fato é justificado com base na proporcionalidade da potência recebida pela antena com o quadrado do campo elétrico [10]. Assim, esta distribuição é dada por:

$$f(E) = \frac{E}{S^2} e^{-E^2/2.S^2} \quad (16)$$

Considerando o campo resultante composto pelos três componentes cartesianas (E_x , E_y e E_z) sendo definido pela raiz quadrada da soma do quadrado de cada uma das componentes, assume-se que a distribuição deste campo será descrita por uma distribuição qui-quadrado, com 6 graus de liberdade, ou conforme expressão [10]:

$$f(E) = \frac{E^5}{8.S^6} e^{-E^2/2.S^2} \quad (17)$$

Medições efetuadas por Janson e Bäckström confirmam o comportamento isotrópico do campo [38]. No trabalho de Ladbury e Goldsmith [42], através de medições, menciona-se a distribuição exponencial atribuída ao campo bem como comprova-se que para um elevado número de amostragens (realizada para cada

posição da pá no interior da câmara), as medições tendem ao valor médio esperado (menor é a variação esperada), confirmando o que é apresentado em [1]. Outros trabalhos destacam o comportamento estatístico do campo utilizando-se de diferentes ferramentas de avaliação [11, 12 e 17].

Percebe-se que a análise dos parâmetros e desempenho estatístico das câmaras representa um tema bastante atual, constituindo-se, ainda, em um tema de pesquisa a ser consolidado.

4.4.5. Uniformidade do Campo

Os campos no interior de uma câmara reverberante devem ser uniformes e suas magnitudes obedecer a determinados limites considerando-se a área útil ou área de trabalho da câmara.

Assim, a norma IEC 61000-4-21 estabelece que o desvio padrão da média dos valores máximos de campo, obtidos em cada uma das 8 posições de prova propostas (Figura 5), devam respeitar os seguintes limites [1]:

- Para frequências entre 80MHz e 100MHz, o desvio não deve exceder 4dB;
- Para frequências entre 100MHz e 400MHz, o desvio aceitável é de 4dB para 100MHz, decrescendo linearmente para 3dB para 400MHz;
- Para frequências maiores que 400MHz, o desvio não deve ser maior que 3dB.

Figura 5 – Definição da localização dos pontos de prova para definição da uniformidade do campo dentro do volume de trabalho (Fonte: IEC 61000-4-21)

É recomendável observar uma distância de ao menos 1 metro entre as superfícies do volume de trabalho e as paredes da câmara, elementos misturadores e fontes de campo [1].

Uma definição do volume de trabalho de uma câmara reverberante através de métodos numéricos é apresentada por Williams em [19].

4.5. Consideração das Pás na Uniformidade do Campo

No que se refere à movimentação das pás no interior da câmara, estas podem ocorrer de duas maneiras: movimentação contínua (o que se denomina “mode stirring”) e movimentação discreta, passo a passo (denominada “mode tuning”) [45,46].

A preferência pelo uso de um ou outro método ainda não representa consenso, sendo que cada método possui vantagens e desvantagens [46].

A favor da movimentação contínua das pás, apresenta-se a possibilidade de efetuar testes em um tempo menor, a necessidade de sistemas de controle e medidas mais simples e maior proximidade com o mundo real (como o interior de uma cabine de avião, por exemplo). Entre os pontos negativos tem-se a necessidade de se definir um número de amostragem do campo por revolução da pá, o curto intervalo de tempo relacionado à resposta dos equipamentos, à incidência do campo e a dificuldade de se estabelecer a velocidade adequada da rotação das pás.

Mencionam-se como aspectos positivos relacionados à adoção da movimentação discreta das pás a possibilidade do equipamento em teste de responder adequadamente frente à exposição do campo excitado em cada posição da pá. Como desvantagem, cita-se o tempo necessário para realização dos testes, que passa a ser maior.

A norma IEC 61000-4-21 permite a adoção das duas metodologias de movimentação das pás para consecução de ensaios.

4.6. Câmaras Reverberantes não Convencionais

4.6.1. Câmaras Reverberantes de Paredes Flexíveis

No trabalho de Leferink et al. apresenta-se uma câmara reverberante construída por paredes de material condutor flexível [31].

No modelo proposto, a excitação de diferentes modos de propagação ocorre movimentando-se as paredes do aparato. Segundo os testes apresentados, com tal aparato conseguiu-se promover o deslocamento das frequências de ressonância da cavidade com eficiência maior que a observada em câmaras reverberantes

convencionais. O comportamento estatístico do campo tal como o apresentado no item 4.4.4 também pôde ser observado [31].

A grande vantagem da utilização deste aparato é a possibilidade de se levar a câmara ao equipamento a ser testado, além de não exigir espaço dedicado para montagem de uma câmara reverberante, podendo montá-la no interior de uma câmara anecóica quando necessário.

4.6.2. Excitação Eletrônica de Diferentes Modos

No trabalho apresentado por Wu e Chang, ao analisar os resultados e os efeitos da movimentação de pás metálicas convenientemente dimensionadas para produção de um campo uniforme no interior de uma câmara reverberante concluíram que um efeito semelhante poderia ser obtido ao se excitar o aparato com um sinal modulado em frequência ou amplitude [20].

Hill, considerando uma modelagem bidimensional e a excitação de campos no interior da cavidade por um elemento condutor, concluiu-se que de fato uma boa uniformidade (com desvio inferior a 1dB) pode ser obtida com este tipo de excitação [32]. Acrescentou-se também que quanto maior a frequência de operação da câmara menor é a largura de banda necessária do sinal modulado para obtenção da uniformidade de campo, fato diretamente relacionado com a banda definida pelo fator Q e a densidade de modos propagantes em uma cavidade para altas frequências.

Yu e Bunting revisitaram o tema, estendendo a análise a cavidades tridimensionais [33].

4.6.3. Câmaras Reverberantes em Baixas Frequências

Embora uma câmara reverberante já apresente uma área útil maior que a câmara anecóica em termos relativos, é inegável que o espaço ocupado pelas pás compromete parte significativa do volume total da câmara. De acordo com Wu as pás devem ter pelo menos $2,4\lambda$ para que a câmara possa ter um desempenho satisfatório [20].

Além do fator relacionado ao volume, a utilização de elementos mecânicos e a conseqüente vibração resultante das pás no momento do acionamento de rotação destas, resulta em um tempo maior de medição devido à necessidade de se obter níveis de oscilação mecânica aceitáveis para a realização das medidas.

Considerando o exposto acima e associando a necessidade do elevado número de modos propagantes (logo, elevada frequência de operação), estudos vêm sendo conduzidos visando estender a faixa de operação das câmaras para frequências mais baixas e promover a substituição das pás rotativas por algum outro dispositivo [21,22].

Entre estes se destaca o trabalho em 2000, apresentado por Perini e Cohen [22]. Propõe-se a instalação em uma câmara de condutores paralelos aos eixos da câmara, conforme apresentado na Figura 6. Os condutores e as paredes paralelas a ele formam uma linha de transmissão coaxial onde, em uma das pontas, o cabo é conectado a um gerador e a outra ponta é convenientemente terminada com a impedância característica da linha. Configurações mais complexas estão sendo estudadas pelos autores, atualmente.

Figura 6 – Câmara reverberante com 2 condutores paralelos na câmara

Nessa configuração, como se tem uma linha de transmissão coaxial. Possibilita-se a existência, no interior da câmara, do modo transversal eletromagnético (TEM), que suporta todas as frequências e produz campo em todo o volume da câmara. Quanto ao posicionamento relativo dos dois condutores, propõe-se ter o cuidado de não colocá-los em posições simétricas.

Considerando que o modo de propagação TEM possui somente componentes E e H perpendiculares ao sentido de propagação do sinal, na proposta de montagem presente na Figura 6 não teríamos componentes perpendiculares ao eixo y. Para contornar essa limitação, Perini e Cohen publicaram em 2002 um novo estudo propondo a configuração ilustrada abaixo [22]:

Figura 7 -Câmara excitada por 3 condutores

Uma grande vantagem desse tipo de configuração é a possibilidade de variar o campo elétrico através de circuitos eletrônicos, sendo uma maneira bem mais eficiente, rápida e ágil que a rotação mecânica das pás.

Os estudos continuam nesse tema, contemplando testes de mudança de configuração dos fios na câmara e seus posicionamentos. No presente trabalho, usando o método das linhas de transmissão (Transmission Line Modeling), procura-se realizar alguns estudos referentes a este tipo de solução proposta.

5. ASPECTOS TEÓRICOS DE MODELAGEM TLM

5.1. Introdução

É usual encontramos ou recorrermos a modelagens no estudo de alguns fenômenos. Busca-se, assim, estabelecer um paralelo entre um objeto em estudo e áreas de maior domínio regidas por leis baseadas em equações de mesma natureza.

A grande familiaridade que engenheiros eletricitas possuem com a teoria de circuitos elétricos é fato. A compreensão do significado e ação de cada componente num dado circuito constitui-se em um tema trivial para todos nesta área. Assim, torna-se adequado e produtivo buscar modelar outros fenômenos físicos como térmicos ou mesmo mecânicos tomando como base a teoria de circuitos. Da mesma maneira, uma abordagem mais familiar pode ser realizada no tratamento de soluções e no estudo de campos eletromagnéticos através de modelos baseados em circuitos elétricos e na teoria de linhas de transmissão.

Dentro dessa abordagem encontramos o trabalho de Kron que, em 1944, propôs a utilização de circuitos compostos por elementos discretos para descrição das equações de Maxwell [47]. Aproximadamente 27 anos mais tarde, após a introdução de modernos computadores digitais, a idéia de representação de campos eletromagnéticos por circuitos ressurgiu nas mãos de Johns e Beurle, que em 1971 publicaram o primeiro trabalho descrevendo o método de modelagem por linhas de transmissão (TLM – “Transmission Line Modelling”) [49]. Através de um arranjo adequado dos parâmetros, modelaram-se fenômenos baseados em equações de difusão, como o estudo de transferência de calor e massa, ou associados a equações hiperbólicas, servindo-se como modelo para descrição de fenômenos eletromagnéticos e solução de equações de onda.

O método consiste em dividir a estrutura em estudo em uma malha de linhas de transmissão (Figura 8). Utiliza-se, para cada nó, o elemento equivalente de representação de uma linha de transmissão, em que um dos modelos esquemáticos

possíveis é apresentado na Figura 9. Dessa forma, é possível estabelecer uma equivalência entre os valores de tensão e da corrente obtidos, e os correspondentes valores de campo elétrico e magnético, respectivamente.

Figura 8 - Malha de linhas de transmissão

Figura 9 - Modelo de célula de linha de transmissão

Para excitar a rede, uma fonte de pulso pode ser colocada em qualquer ponto da malha. Esse pulso propaga-se por toda a malha através de um conjunto de iterações (sinais transmitidos e refletidos) que passam a ocorrer na rede. Ao analisar o comportamento de tensão e corrente ao longo de toda a malha, em cada instante de tempo, é possível simular o comportamento de propagação de uma onda plana de forma discreta. Neste caso a “discretização” pode ocorrer em intervalos de Δt que correspondem ao tempo de viagem do sinal entre nós adjacentes.

Os resultados obtidos com a aplicação do método TLM, correspondem a um conjunto de pulsos discretos, representando a resposta do sistema em um dado ponto de observação. Essa resposta corresponde ao comportamento do sistema no domínio do tempo. A resposta em frequência pode ser obtida aplicando a transformada de Fourier para a função de saída.

Além da familiaridade dos engenheiros com a proposta de modelagem do TLM, este apresenta algumas outras vantagens que merecem destaque. Entre estas se menciona a estabilidade numérica, a possibilidade de aumento de resolução da malha em algumas regiões de maior interesse ou onde se prevê maiores variações de campo, a possibilidade e modelagem de materiais não homogêneos e a modelagem que envolva formas complexas [51].

A representação das equações de Maxwell para solução de problemas referentes à propagação de ondas eletromagnéticas através de TLM será o tema abordado nos próximos itens.

Inicialmente será tratada a solução para problemas bidimensionais. Serão traçadas as correspondências entre o modelo e a solução para as equações de Maxwell. Neste tópico tanto o modelo série como o modelo paralelo serão abordados. Em seguida serão tratados os problemas em três dimensões, iniciando-se com uma abordagem geral e mostrando-se, em seguida, sistemas mais eficientes de cálculo com a aplicação do “symmetrical condensed node” (SCN) para TLM.

A análise de dispersão, relacionada à avaliação de erros, será efetuada tanto para soluções em duas como também em três dimensões.

5.2. Modelo Bidimensional

A modelagem em duas dimensões oferece-nos a possibilidade de solução de uma vasta gama dos problemas relacionados à distribuição de campos eletromagnéticos. A solução destes apresentam um custo computacional sensivelmente inferior ao demandado por sistemas de modelagem tridimensionais, o

que justifica sua utilização mesmo em casos em que, em um estágio final de projeto uma simulação tridimensional venha se mostrar necessária [78].

Ao lado de sua aplicabilidade, outro aspecto que motiva o estudo dos modelos bidimensionais é o fato da composição dos modelos Paralelo e Série formarem a base para a constituição de uma célula do modelo tridimensional expandido [78, 75]. Nota-se que este é composto por três nós Série e três nós Paralelo. A evolução destes arranjos na busca de um modelo que proporcionasse maior facilidade e correção na determinação dos componentes de campo e na aplicação das condições de contorno, deu origem à célula tridimensional condensada simétrica (“symmetrical condensed node”) [50].

Efetua-se, a seguir, a análise do modelo Paralelo para, posteriormente, realizar-se a análise dos nós em série.

5.2.1. Modelo Paralelo

Um dos modelos bi-dimensionais utilizados em TLM para estabelecer a solução das equações de Maxwell é ilustrado na figura abaixo, tendo sido apresentado originalmente por Johns e Beurle [49]. O modelo é composto basicamente por duas células “T” pertencentes a dois planos ortogonais, resultando daí uma célula de 4 portas.

A modelagem proposta não leva em consideração a existência de acoplamento magnético entre os indutores, não se considerando, portanto, a existência de indutância mútua entre os trechos de linha que compõem uma célula ou entre trechos de linhas de células adjacentes. Essa metodologia resulta da análise da equação de Helmholtz, que não apresenta um termo, que comparativamente, possa ser equivalente ao componente que representa a mútua entre as linhas.

Figura 10 - Nó Paralelo equivalente (sem perdas)

Aplicando as leis de Kirchhoff para análise do nó O da malha acima, tem-se:

$$I_x - \left(I_x + \left(\frac{\partial I_x}{\partial x} \right) \Delta x \right) + I_z - \left(I_z + \left(\frac{\partial I_z}{\partial z} \right) \Delta z \right) = 2C_y \frac{\partial V_y}{\partial t} \quad (18)$$

Desenvolvendo-se a expressão (18), resulta:

$$-\frac{\partial I_z}{\partial z} \Delta z - \frac{\partial I_x}{\partial x} \Delta x = 2C_y \frac{\partial V_y}{\partial t} \quad (19)$$

Aplicando a lei de Kirchhoff de tensões para o loop formado no plano x-y, temos:

$$V_y - \left(V_y + \left(\frac{\partial V_y}{\partial x} \right) \Delta x \right) - 2L_x \frac{1}{2} \frac{\partial I_x}{\partial t} = 0 \quad (20)$$

Desenvolvendo-se (20), a expressão resulta:

$$\frac{\partial V_y}{\partial x} \Delta x = -L_x \frac{\partial I_x}{\partial t} \quad (21)$$

Utilizando-se do mesmo raciocínio para o plano y-z tem-se:

$$\frac{\partial V_y}{\partial z} \Delta z = -L_z \frac{\partial I_z}{\partial t} \quad (22)$$

As equações (19), (21) e (22) podem ser combinadas para obtenção das equações de onda. Diferenciando (19) em relação ao tempo t , (21) em relação a x e (22) em relação a z , resulta:

$$-\frac{\partial^2 I_z}{\partial z \partial t} \Delta z - \frac{\partial^2 I_x}{\partial x \partial t} \Delta x = 2C_y \frac{\partial^2 V_y}{\partial t^2} \quad (23)$$

$$\frac{\partial^2 V_y}{\partial x^2} \Delta x = -L_x \frac{\partial^2 I_x}{\partial x \partial t} \quad (24)$$

$$\frac{\partial^2 V_y}{\partial z^2} \Delta z = -L_z \frac{\partial^2 I_z}{\partial z \partial t} \quad (25)$$

Substituindo as equações (24) e (25) na equação (23) tem-se:

$$\frac{\partial^2 V_y}{\partial x^2} \frac{(\Delta x)^2}{L_x} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial z^2} \frac{(\Delta z)^2}{L_z} = 2C_y \frac{\partial^2 V_y}{\partial t^2} \quad (26)$$

A célula apresentada na Figura 10 representa um volume ocupado no espaço equivalente a um paralelepípedo de dimensões $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$.

A Figura 11 ilustra o volume representado por uma célula paralelo. A partir dessa ilustração, traça-se a relação dos valores de capacitância e indutância, que compõem o modelo com os valores de permissividade elétrica e permeabilidade magnética, respectivamente.

Figura 11 – Volume representado por uma célula paralelo

O valor de C_y representa a capacitância existente entre as duas faces do prisma paralelas ao plano x-z. A capacitância entre estas duas placas é definida por:

$$C = \frac{Q}{V} \quad (27)$$

$$V = -\int E \cdot dL = -\int_0^{\Delta y} \frac{r_s}{e} dy = \frac{r_s}{e} \cdot \Delta y \quad (28)$$

Sendo,

$$\begin{aligned} Q &= r_s \cdot S \\ S &= \Delta x \cdot \Delta z \end{aligned}$$

Tem-se,

$$C_y = e \frac{\Delta x \cdot \Delta z}{\Delta y} \quad (29)$$

A corrente elétrica que circula pelo braço da célula paralelo ao plano x-y, I_z , gera um campo magnético H_z .

Para a modelagem, diversas células são colocadas lado a lado. Pode-se aproximar o conjunto de células concatenadas a um solenóide para se efetuar o cálculo do campo magnético resultante. Em um solenóide com pequeno espaçamento entre espiras por onde flui uma corrente de valor I , pode-se afirmar que o campo gerado por uma espira no interior do solenóide é dado aproximadamente por:

$$H = \frac{I}{d}$$

Sendo d o comprimento do solenóide.

Considerando-se a corrente I_z , e o comprimento da célula Δz , calcula-se:

$$H_z = \frac{I_z}{\Delta z} \quad (30)$$

O fluxo magnético associado a este campo é dado por

$$\Phi = m H_z (\Delta x \cdot \Delta y) \quad (31)$$

Reescrevendo (31), considerando-se (30),

$$\Phi = m I_z \frac{(\Delta x \cdot \Delta y)}{\Delta z} \quad (32)$$

Da definição de indutância, obtém-se o valor de L_x :

$$L_x = \frac{\Phi}{I_z} = m \frac{(\Delta x \cdot \Delta y)}{\Delta z} \quad (33)$$

Da mesma forma, calcula-se L_z :

$$L_z = m \frac{(\Delta z \cdot \Delta y)}{\Delta x} \quad (34)$$

Pode-se reescrever (26), levando-se em consideração (29), (33) e (34):

$$\frac{\partial^2 \left(\frac{V_y}{\Delta y} \right)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \left(\frac{V_y}{\Delta y} \right)}{\partial z^2} = 2em \frac{\partial^2 \left(\frac{V_y}{\Delta y} \right)}{\partial t^2} \quad (35)$$

A fim de traçar um paralelo entre as equações de Maxwell e a equação obtida acima, parte-se das seguintes expressões de Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -m \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (36)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = e \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (37)$$

Fazendo o tratamento dessas equações em coordenadas retangulares, tem-se:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -m \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (38)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -m \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (39)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -m \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (40)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = e \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (41)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = e \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (42)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = e \frac{\partial E_z}{\partial t} \quad (43)$$

Considerando-se os componentes x e z do campo elétrico e o componente y do campo magnético nulos, tem-se a modelagem para modos de propagação TE para o eixo z e TM para o eixo y . A Figura 12 traz a representação gráfica de campos com esta característica.

Figura 12 - Representação gráfica das linhas de campo considerando $H_y=0$; $H_z=0$; $E_y=0$

As equações (38) a (43) se reduzem a:

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = e \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (44)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -m \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (45)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = m \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (46)$$

Agrupando-se convenientemente e desenvolvendo-se as equações (44) a (46) obtém-se a equação de Helmholtz para duas dimensões:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = m e \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \quad (47)$$

Dessa forma, comparando-se as equações (35) com (47), (21) com (45) e (22) com (46) e considerando-se $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta l$, pode-se traçar as equivalências entre o modelo proposto pelo TLM e as variáveis existentes nas equações de campo:

$$e \cdot \Delta l = 2C_y$$

$$m \cdot \Delta l = L_x = L_z$$

$$H_z = \frac{I_x}{\Delta l}$$

$$H_x = -\frac{I_z}{\Delta l}$$

$$E_y = \frac{V_y}{\Delta l}$$

5.2.1.1. Matriz de Espalhamento – Modelo Paralelo

Considerando-se um meio homogêneo e sem perdas. Sendo ${}_k V_n^i$ e ${}_k V_n^r$ as tensões dos impulsos incidente e refletido no nó “O”, Δl a distância entre os nós e c a velocidade da luz no meio, no instante $t = k \Delta l / c$ é possível estabelecer uma relação entre essas grandezas conforme descrito a seguir.

Figura 13 - Célula TLM Paralelo

Supondo-se que se aplique um impulso com tensão de valor unitário na porta 1 da célula representada na Figura 13. Esse pulso percorre o trecho de linha de transmissão entre o ponto 1 e O. No ponto O conectam-se 4 trechos de linhas de mesma característica. Ao chegar no ponto O, a impedância “vista” pelo pulso incidente será equivalente a associação das 3 linhas de mesma impedância conectadas em paralelo.

Ocorre no ponto O uma situação similar ao que acontece quando um pulso viaja por uma linha de transmissão de impedância característica Z_0 terminada em uma carga de impedância característica $Z_L = Z_0/3$. Pode-se, assim, determinar o coeficiente de reflexão no ponto O através da seguinte expressão:

$$\Gamma = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} = \frac{1/3 - 1}{1/3 + 1} = -\frac{1}{2} \quad (48)$$

As energias dos impulsos no trajeto, cujos índices i, r e t indicam incidente, refletido e transmitido respectivamente, são:

$$S_r = S_i \Gamma^2 = S_i \cdot \frac{1}{4} \quad (49)$$

$$S_t = S_i (1 - \Gamma^2) = S_i \cdot \frac{3}{4} \quad (50)$$

Das expressões anteriores, conclui-se então que para um pulso unitário incidente em V_1 teremos uma tensão refletida no valor de $-1/2$, e, por outro lado, pelas outras três linhas conectadas ao ponto “O” uma tensão impulsiva no valor de:

$$V_t = V_i \left(\frac{3}{4} \cdot \frac{1}{3} \right)^{1/2} = \frac{1}{2} V_i$$

Representando graficamente cada trecho de linha de transmissão como uma única linha, podemos representar o espalhamento em um nó paralelo pela Figura 14:

Figura 14 - Espalhamento de um pulso em uma malha. Gráficos representam valores de tensão na malha nos momentos $k=0$, $k=1$ e $k=2$

Para obtenção de um caso mais geral, considera-se que os pulsos incidentes sejam aplicados nos quatro nós séries da célula. Desta forma, recorrendo-se ao princípio da superposição, obtém-se a seguinte matriz de espalhamento:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix}_{k+1}^r = \frac{1}{2} \cdot \begin{bmatrix} -1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix}_k^i \quad (51)$$

Conseqüentemente, os impulsos refletidos de uma célula elementar, cuja posição é definida pelas coordenadas (z, x) , do nó central, corresponderão aos impulsos incidentes nos nós vizinhos. Desta forma:

$${}_{k+1}V_1^i(z, x + \Delta \mathbf{l}) = {}_{k+1}V_3^r(z, x) \quad (52)$$

$${}_{k+1}V_2^i(z + \Delta \mathbf{l}, x) = {}_{k+1}V_4^r(z, x) \quad (53)$$

$${}_{k+1}V_3^i(z, x - \Delta \mathbf{l}) = {}_{k+1}V_1^r(z, x) \quad (54)$$

$${}_{k+1}V_4^i(z - \Delta \mathbf{l}, x) = {}_{k+1}V_2^r(z, x) \quad (55)$$

Observa-se que, com essas equações, pode-se analisar qualquer nó, a qualquer instante, admitindo-se a não ocorrência de perdas.

5.2.2. Modelo Série

O modelo de célula série é apresentado na figura que segue. O modelo é composto por quatro portas ($V1$, $V2$, $V3$, $V4$), definindo-se, em seu centro três grandezas de campo (E_x , E_y e H_z).

Figura 15 - Modelo Série – aspecto geral

A figura seguinte traz, com mais detalhes os elementos que constituem a célula série. Da mesma maneira que efetuado para as células paralelas, estabelece-se uma análise detalhada do comportamento de tensões e corrente, neste elemento.

Traça-se, em seguida, um paralelo com as equações de Maxwell que descrevem o fenômeno de propagação de ondas em modo TE.

Figura 16 – Detalhe da Célula TLM Série

Para o desenvolvimento da análise do comportamento das tensões e correntes em uma malha composta por células série, a Figura 17 será utilizada como referência.

Aplicando-se a lei de Kirchhoff para tensões na malha onde circula I_A , assumindo que as correntes I_1 , I_2 , I_3 e I_4 sejam iguais a zero, tem-se:

$$-V_1 + V_2 + V_3 - V_4 = 2L \frac{\partial I_A}{\partial t} \quad (56)$$

Figura 17 – Malha Composta por Células Série

Sendo,

$$V_1 = V_x(y)$$

$$V_2 = V_y(x)$$

$$V_3 = V_x(y) + \frac{\partial V_x}{\partial y} \Delta y$$

$$V_4 = V_y(x) + \frac{\partial V_y}{\partial x} \Delta x$$

Reescrevendo-se (56):

$$\frac{\partial V_y}{\partial x} \Delta x - \frac{\partial V_x}{\partial y} \Delta y = 2L \frac{\partial I}{\partial t} \quad (57)$$

Analizando-se a relação tensão/corrente no capacitância C_y na porta 1 da célula, temos:

$$I_A - I_B = C_y \frac{\partial V_x}{\partial t} \quad (58)$$

Como $I_A = I(y)$ e $I_B = I(y) + (dI/dy)\Delta y$, reescreve-se (58) como:

$$\frac{\partial I}{\partial y} \Delta y = -C_y \frac{\partial V_x}{\partial t} \quad (59)$$

Aplicando-se conceito análogo para o capacitância C_x , na porta 4, tem-se:

$$\frac{\partial I}{\partial x} \Delta x = -C_x \frac{\partial V_y}{\partial t} \quad (60)$$

Diferenciando-se (59) por y , (60) por x e (57) por t , associando-se estas três equações, e considerando as equivalências apresentadas em (29), (33) e (34) tem-se:

$$\frac{\partial^2 \left(\frac{I}{\Delta z} \right)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \left(\frac{I}{\Delta z} \right)}{\partial y^2} = 2me \frac{\partial^2 \left(\frac{I}{\Delta z} \right)}{\partial t^2} \quad (61)$$

Considerando-se as equações de Maxwell, em coordenadas cartesianas, para modo de propagação TE, onde os componentes de campo não nulos são E_x , E_y e H_z , e que variações de campo ao longo do eixo z não sejam admissíveis, resulta:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = e \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (62)$$

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} = e \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (63)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -m \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (64)$$

Diferenciando-se a equação (62) por y , a equação (63) por x e combinando-se estas a equação (64) diferenciada por t , obtém-se a expressão de Helmholtz para propagação de onda em duas dimensões:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} = me \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} \quad (65)$$

Comparando-se (61) com (65), (59) com (62) e (60) com (63) e considerando-se $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta l$, estabelece-se as seguintes equivalências entre as grandezas envolvidas:

$$\frac{I}{\Delta l} \leftrightarrow H_z \quad (66)$$

$$\frac{V_y}{\Delta l} \leftrightarrow E_y \quad (67)$$

$$-\frac{V_x}{\Delta l} \leftrightarrow E_x \quad (68)$$

$$2L = m\Delta l \quad (69)$$

$$C = e\Delta l \quad (70)$$

5.2.2.1. Matriz de Espalhamento – Modelo Série

Para obtenção da matriz de espalhamento, é conveniente considerar a representação de um nó série como sendo um elemento composto por quatro segmentos de linha de transmissão, conforme ilustrado abaixo.

Figura 18 - Modelo TLM Série representado por 4 segmentos de linha de transmissão

A partir da Figura 18 identificam-se as tensões ${}_kV_i^j$, como sendo as tensões incidentes em cada uma das portas da célula no instante k . Cada um desses pulsos, ao chegarem no centro da célula, serão espalhados para as outras três linhas e uma parcela será refletida.

Para melhor entendimento do comportamento das tensões incidentes e refletidas na célula série, pode-se representar as 4 linhas de transmissão conectadas ao nó central da célula, pelos respectivos equivalentes de Thevenin.

Figura 19 - Equivalente Thevenin de uma célula TLM Série

Assim, aplicando-se a lei de Kirchhoff das tensões para a malha obtida, resulta:

$$-2_k V_1^i + 2_k V_2^i + 2_k V_3^i - 2_k V_4^i + I_k 4Z_{TL} = 0 \quad (71)$$

Reescrevendo-se (71), tem-se o valor de I_k :

$$I_k = \frac{V_1^i - V_2^i - V_3^i + V_4^i}{2Z_{TL}} \quad (72)$$

A tensão total resultante em cada uma das portas da célula é dada pela soma da tensão incidente com a tensão refletida naquela mesma porta, ou seja:

$${}_kV = {}_kV^i + {}_kV^r \quad (73)$$

Esta expressão é aplicável a cada uma das portas. Reescrevendo-se (73) para a porta 1, temos:

$${}_kV_1^r = {}_kV_1 - {}_kV_1^i \quad (74)$$

Da Figura 19, pode-se também escrever a seguinte expressão referente a tensão V_I :

$${}_kV_1 = 2{}_kV_1^i - IZ_L \quad (75)$$

Substituindo-se (75) em (74) temos:

$${}_kV_1^r = {}_kV_1^i - IZ_L \quad (76)$$

Adotando-se a expressão de corrente obtida em (72) na expressão (76), pode-se reescrever a expressão que define o valor da tensão refletida na porta 1:

$${}_kV_1^r = \frac{1}{2}({}_kV_1^i + {}_kV_2^i + {}_kV_3^i - {}_kV_4^i) \quad (77)$$

Expandindo-se o conceito desenvolvido para as demais portas da célula série, obtém-se a expressão que define a relação entre tensão refletida em cada uma das portas com as tensões incidentes. Define-se, assim, a expressão composta pela matriz de espalhamento para um nó série:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix}_k^r = \frac{1}{2} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & -1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & 1 \\ -1 & 1 & 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix}_k^i \quad (78)$$

Da mesma maneira que realizado para a célula tipo “paralelo”, pode-se obter a relação entre a tensão refletida em uma dada porta, em um instante k , com a tensão incidente no nó adjacente, no instante $k+1$, esta operação é conhecida por conexão. É definida pelas seguintes expressões:

$${}_{k+1}V_1^i(x, y + \Delta l) = {}_kV_3^r(x, y) \quad (79)$$

$${}_{k+1}V_2^i(x + \Delta l, y) = {}_kV_4^r(x, y) \quad (80)$$

$${}_{k+1}V_3^i(x, y - \Delta l) = {}_kV_1^r(x, y) \quad (81)$$

$${}_{k+1}V_4^i(x - \Delta l, y) = {}_kV_2^r(x, y) \quad (82)$$

Com as equações apresentadas anteriormente, é possível desenvolver o algoritmo de cálculo dos componentes dos campos elétrico e magnético, sem perdas, no domínio do tempo. Um capítulo dedicado à modelagem de meios com perdas e não homogêneos será apresentado adiante.

5.2.3. Representação das Condições de Contorno

Nos modelos TLM em duas dimensões, adota-se a fronteira no ponto médio entre dois nós. Assim, mantém-se o sincronismo dos impulsos na malha durante o processo de espalhamento e conexão. A dimensão Δl deve, dessa forma, representar uma fração inteira da estrutura em estudo. A Figura 20 ilustra o posicionamento dos contornos em uma malha de linhas de transmissão (representadas pelas linhas escuras).

Figura 20 - Posicionamento da Fronteira

A fronteira é associada a um coeficiente de reflexão (Γ). Diferentes características elétricas relacionadas a fronteira são obtidas adotando-se diferentes valores de Γ .

O coeficiente de reflexão Γ é definido por:

$$\Gamma = \frac{Z - Z_{TL}}{Z + Z_{TL}} \quad (83)$$

Onde Z é a impedância associada à parede que define a fronteira.

A relação entre ${}_k V^i$ e ${}_{k+1} V^r$ apresentados na Figura 20 é dada por:

$${}_{k+1} V^r = \Gamma {}_k V^i \quad (84)$$

Para uma parede perfeitamente condutora teremos $Z=0$, o que implica $\Gamma = -1$. A relação entre a tensão presente no instante k e a refletida em $k+1$ nos terminais de uma linha conectada a fronteira é:

$${}_{k+1}V^r = - {}_kV^i \quad (85)$$

Em outro extremo, o contorno pode ser representado por um circuito aberto, o que, de acordo com (83) nos dá $\Gamma = 1$. Assim, resulta:

$${}_{k+1}V^r = {}_kV^i \quad (86)$$

O contorno representado por circuito aberto é usado para definir um plano de simetria no sistema em estudo. Da Figura 21, obtém-se que:

$${}_{k+1}V_4^i = {}_kV_4^r = {}_kV_2^r(x+1, y) \quad (87)$$

Figura 21 - Definição de plano de simetria com contorno definido por circuito aberto

Com o uso do plano de simetria, é suficiente a modelagem da rede em apenas um de seus lados, simplificando o problema e diminuindo a demanda por recursos de processamento.

Existem também estudos efetuados para estabelecimento de valores de impedância apropriados de terminação para o caso de incidência oblíqua da onda sobre o plano que define o contorno. Maiores detalhes sobre esta abordagem podem ser encontrados em [69], bem como algumas melhorias na aplicação desta condição em [68].

5.2.4. Dispersão na Malha TLM-2D

A estimativa do intervalo de frequências para o qual a modelagem TLM-2D é aplicável e o comportamento da propagação de frentes de ondas em uma malha composta por células bi-dimensionais é efetuado a seguir.

O fenômeno de dispersão está relacionado à variação da velocidade de propagação de uma dada frente onda em uma malha composta por linhas de transmissão. Tal velocidade pode variar com a frequência do sinal. A dependência de velocidade e frequência depende também da forma como a frente de onda se desloca na malha de linhas de transmissão.

Analisa-se, inicialmente, o comportamento de uma frente de onda incidindo a um ângulo de 0° sobre a malha de transmissão, propagando-se ao longo do eixo x . A Figura 22 representa o fenômeno a ser estudado. Cada segmento de reta representa um trecho de linha de transmissão.

Figura 22 – Incidência de frente de onda em ângulo de zero graus em uma malha de linha de transmissão

Observa-se que quando a frente de onda incide sobre um dado nó, o mesmo acontece para todos os demais nós ao longo do eixo y . Essa constatação permite-nos reduzir nossa análise para o esquema apresentado na Figura 23. Pode-se ainda estabelecer um plano de simetria acima e abaixo do nó apresentado em figura abaixo. O estabelecimento de um plano de simetria pode ser obtido através da definição de uma fronteira com circuito aberto, conforme apresentado anteriormente.

Figura 23 – Simplificação da Análise de uma frente de onda incidindo em ângulo de zero graus sobre uma malha de linha de transmissão (Representadas as linhas de transmissão, o nó, e o plano de simetria)

Os trechos de linha conectados aos planos de simetria terão seus terminais em aberto, conforme mencionado anteriormente. Estes dois trechos com terminais em

aberto podem ser associados em paralelo, sem que isto se traduza em modificação ao comportamento do sistema. Assim o circuito equivalente do sistema apresentado na Figura 23 fica conforme apresentado na Figura 24.

Figura 24 - Representação equivalente das linhas de transmissão conectadas a um nó considerando a incidência de uma frente de onda viajando paralela ao eixo x.

Como as linhas representadas são sem perdas, é possível relacionar as tensões de entrada da associação de linhas (V_1) e de saída (V_2) da seguinte forma:

$$V_1 = V_2 e^{jb\Delta l} \quad (88)$$

$$I_1 = I_2 e^{jb\Delta l} \quad (89)$$

Pode-se ainda escrever essas equações na forma matricial, para uma onda propagando-se em uma estrutura periódica, sem perdas :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{jb\Delta l} & 0 \\ 0 & e^{jb\Delta l} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (90)$$

Ou ainda,

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(b\Delta l) & jZ \sin(b\Delta l) \\ \frac{j \sin(b\Delta l)}{Z} & \cos(b\Delta l) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (91)$$

Onde β é a constante de fase da linha em estudo, e é definida pela expressão:

$$b = \frac{w}{n_{linha}} \quad (92)$$

O trecho ilustrado na Figura 24 pode ser dividida em 3 partes, cada um desses trechos de linha de transmissão podem ser abordados como se fossem 3 quadripolos passivos associados em cascata, onde:

$T1$ – segmento de linha de transmissão de característica Z_{LTX} ;

$T3$ – segmento idêntico a $T1$;

$T2$ – o carregamento periódico representado pela intersecção de dois segmentos de linha de transmissão, ortogonais a direção de propagação. Estes dois segmentos de linhas estão conectados em paralelo, podendo ser substituídos por uma impedância $Z_{TLX}/2$.

Dessa forma define-se a expressão que traduz a característica de transferência do trecho em análise:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = [T1] \cdot [T2] \cdot [T3] \cdot \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (93)$$

Substituindo T1, T2 e T3 por suas respectivas matrizes de transferência, resulta:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(q) & jZ_{LTX} \sin(q) \\ j\left(\frac{\sin(q)}{Z_{LTX}}\right) & \cos(q) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{j \tan(q)}{Z_{TLX}/2} & 0 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos(q) & jZ_{LTX} \sin(q) \\ j\left(\frac{\sin(q)}{Z_{LTX}}\right) & \cos(q) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (94)$$

Desenvolvendo-se (94):

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - 4 \sin^2(q) & jZ_{LTX} \left(\cos(q) \sin(q) - \frac{\sin^2(q)}{\cos(q)} \right) \\ j\left(\frac{4 \cos(q) \sin(q)}{Z_{LTX}} \right) & \cos^3(q) + j3 \sin^2(q) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (95)$$

Onde θ é o comprimento elétrico de cada trecho de linha de transmissão, sendo definido por: $\theta = (\omega \Delta t / 2)$.

Substituindo-se o valor de θ em (95) e comparando-se a expressão (95) com a expressão (91), tem-se a igualdade:

$$\cos(b \Delta l) = 1 - 4 \sin^2 \left(\frac{w \Delta t}{2} \right) \quad (96)$$

Considerando-se que:

$$\cos(x) = 1 - 2 \sin^2 \left(\frac{x}{2} \right) \quad (97)$$

Desenvolvendo-se (96) , tem-se a expressão:

$$\sin\left(\frac{b\Delta l}{2}\right) = \sqrt{2} \sin\left(\frac{w\Delta t}{2}\right) \quad (98)$$

A velocidade de propagação na linha é definida por:

$$c = I_0 f \quad (99)$$

Logo,

$$\frac{w\Delta t}{2} = \frac{w}{2} \frac{\Delta l}{c} = \frac{2pf\Delta l}{2c} = p \frac{c}{I_0} \frac{\Delta l}{c} = p \frac{\Delta l}{I_0} \quad (100)$$

A velocidade de propagação da onda no modelo é dada por:

$$n_{TLM} = \frac{w}{b} = \frac{2pf}{b} = \frac{2p}{b} \frac{c}{I_0} \quad (101)$$

Reescrevendo-se (101), temos:

$$b = \frac{2p}{I_0} \frac{c}{n_{TLM}} \quad (102)$$

Substituindo-se (100) e (102) em (98), resulta:

$$\frac{n_{TLM}}{c} = \frac{p \cdot \left(\frac{\Delta l}{I_0} \right)}{\arcsen \left(\sqrt{2} \cdot \sin \left(p \cdot \left(\frac{\Delta l}{I_0} \right) \right) \right)} \quad (103)$$

Dessa expressão obtém-se o gráfico apresentado na Figura 25:

Figura 25 - Gráfico de dispersão: relacionamento da relação comprimento de linha/comprimento de onda com a velocidade do modelo/velocidade da luz

Verifica-se que quanto maior o valor da frequência do sinal incidente menor será a sua velocidade na malha. Quanto menor a relação $\Delta l/\lambda$, o valor da velocidade na malha tende a 0,707 da velocidade do meio.

A escolha do valor Δl para uma malha deve, portanto, levar em consideração a maior frequência do sinal que se deseja injetar na malha de linhas de transmissão.

Deve-se buscar, na escolha do valor de Δl , um compromisso entre o grau de exatidão esperado pelo modelo e o esforço computacional a ser empregado. A diminuição de Δl implica em sensível aumento da capacidade computacional requerido para realização dos cálculos.

Um valor prático adotado por diversas referências [75, 78, 70] aponta para uma relação entre tamanho da célula por comprimento de onda igual a 0,1. A relação entre a velocidade da onda no modelo e a velocidade da onda em um trecho de linha de transmissão para propagação em direção paralela a um dos eixos é de 0,694, conforme Figura 25.

Constitui um caso particular a incidência de uma frente de onda em um ângulo de 45 graus em relação aos eixos de orientação dos trechos de linha de transmissão.

Para representar uma frente de onda propagando-se a 45 graus em uma malha de linhas de transmissão, pode-se inserir nas portas 1 e 2 das células de transmissão em um instante k um pulso de tensão ${}_kV_1^i = {}_kV_2^i = I$.

Figura 26 - Propagação a 45 graus em célula 2D

Utilizando-se a expressão de espalhamento para célula paralelo apresentado em (78), teremos os seguintes valores de tensão refletidos nas portas das células:

${}_kV'_1 = {}_kV'_2 = 0$ e ${}_kV'_3 = {}_kV'_4 = 1$. Aplicando-se as expressões (79) a (82) e em seguida utilizando novamente (78), percebe-se que a frente de onda evolui pela rede mantendo o ângulo de 45 graus.

Figura 27 - Propagação a 45 graus em célula 2D – Evolução da frente de onda

Não se observa nenhum tipo de distúrbio no sinal incidente. A velocidade de propagação da onda não depende da frequência. Os pulsos que emergem de uma célula encontram sempre uma linha “casada” na iteração $k+1$, ao contrário do que fora observado para frentes de onda propagando-se ao longo do eixo x.

A velocidade de propagação na malha possui um valor menor que aquele observado pela onda para percorrer um trecho de linha de transmissão de mesma característica, sendo definido por:

$$n_{45} = \frac{\text{espaço_percorrido}}{\text{tempo}} = \frac{\sqrt{2}\Delta l}{2\Delta t} = \frac{\Delta l}{\sqrt{2}\Delta t} = \frac{n_{\text{linha}}}{\sqrt{2}} \quad (104)$$

5.3. Modelo Tridimensional

Embora a maior parte dos problemas em eletromagnetismo possa ser resolvida usando-se modelagem bidimensional, para a análise do comportamento do campo em certas condições (como em câmaras reverberantes e câmaras ressonantes, por exemplo) é necessário que seja prevista uma modelagem tridimensional do meio em estudo.

Em [48] é apresentada uma configuração de célula para modelagem tridimensional composta por 3 células 2D-paralelo e 3 células 2D-série. Esta configuração é hoje conhecida como modelo de nó expandido [50, 78].

Com tal configuração, ilustrada na Figura 28, é possível definir os 6 componentes de campo no espaço.

Figura 28 - Modelo de Célula Tridimensional Expandida

A célula tridimensional gerada pela intersecção de 3 nós séries e 3 nós paralelos possui tamanho igual a $\Delta l/2$ (Δl é a dimensão de uma célula série ou

paralelo). Menciona-se que a velocidade de propagação de sinais com frequência que apresente adequada relação $\Delta l/\lambda$ é de $c/2$ [58].

Estabelecem-se, então, as relações [57]:

E_x = tensão comum no nó paralelo E_x

E_y = tensão comum no nó paralelo E_y

E_z = tensão comum no nó paralelo E_z

H_x = corrente comum no nó série H_x

H_y = corrente comum no nó série H_y

H_z = corrente comum no nó série H_z

$\varepsilon_0 = C/\Delta l$

$\mu_0 = L/\Delta l$

As condições de contorno do modelo são introduzidas de maneira similar ao aplicado no modelo bidimensional. Estabelece-se curto-circuito nos nós paralelos (paredes condutoras) ou abrem-se os nós série (paredes magnéticas) [75]. Paredes com perdas também podem ser representadas associando-se a elas coeficientes de reflexão adequados.

Embora venha sendo utilizado por muitos como ferramenta de modelagem para estudo de problemas de campo, alguns pontos negativos podem ser observados na utilização desse tipo de célula [78]. Entre suas desvantagens, cita-se: o cálculo de cada componente de campo de uma célula em diferentes pontos do espaço; dificuldade no estabelecimento das condições de contorno [50].

Tais inconvenientes, no modelo expandido, motivaram o desenvolvimento de modelos de compactação (ou condensados). Em [50], Johns apresenta o desenvolvimento do nó simétrico condensado (*Symmetrical Condensed Node –SCN*). Este modelo apresenta, entre outras vantagens, a facilidade de concentrar toda a operação de espalhamento em um único nó central do modelo e a simetria da

estrutura, ou seja, para qualquer direção de incidência de campo sobre a célula, a característica vista pelo sinal é a mesma.

Um maior detalhamento sobre o modelo SCN, abordando a definição da matriz de espalhamento, das relações entre tensões e do aspecto de propagação na malha será apresentado nos próximos parágrafos.

5.3.1. Modelo SCN – “*Symmetrical Condensed Node*”

A célula que constitui o modelo SCN consiste em um conjunto de linhas de transmissão conectadas a um nó central, representando um cubo de dimensões Δx , Δy , Δz . É composto por 12 portas, visando, assim representar as 2 polarizações em cada eixo de coordenadas. O modelo geral de uma célula TLM é apresentado na Figura 29 com a nomenclatura das portas definidas conforme adotado por Johns [50].

Figura 29 - Modelo de Célula TLM

Ao contrário do que fora apresentado para os modelos 2D série e paralelo, para uma célula SCN não é possível definir circuitos elétricos equivalentes. Assim uma outra abordagem envolvendo princípios de conservação de carga e energia se faz necessária para definição da matriz de espalhamento e análise de dispersão do modelo.

5.3.1.1. Matriz de Espalhamento do Modelo SCN

A divisão da célula SCM em três conjuntos de linhas de transmissão, conforme Figura 30, será realizada para simplificar a determinação de sua matriz de espalhamento.

A Figura 30 representa os conjuntos de linhas de transmissão a dois fios projetados em cada um dos planos. Suas extremidades são associadas a cada uma das portas apresentadas na Figura 29.

A perturbação do nível de tensão em uma das portas do modelo, terá reflexos no comportamento de tensão das demais portas.

A matriz de espalhamento é definida com base nos princípios gerais de conservação de carga e energia, conforme detalhamento descrito em [50].

Assim, partindo-se das equações de Maxwell:

$$\begin{aligned}\nabla \times H &= \frac{\partial D}{\partial t} = e \frac{\partial E}{\partial t} \\ \nabla \times E &= -\frac{\partial B}{\partial t} = -m \frac{\partial H}{\partial t}\end{aligned}$$

Figura 30 - Linhas de transmissão presentes na modelagem SCN

A expansão das expressões acima na forma retangular resulta:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -m \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (105)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -m \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (106)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -m \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (107)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = e \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (108)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = e \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (109)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = e \frac{\partial E_z}{\partial t} \quad (110)$$

Aplicando-se um pulso presente na porta 1, tem-se um valor de tensão orientado em paralelo ao eixo x . A variação dos valores de potencial elétrico no eixo x relacionam-se com os valores presentes de E_x .

Observando-se a Figura 30 percebe-se, também, que esta perturbação na porta 1 terá relação com a corrente I_z . A corrente elétrica que circula pelo modelo no plano x - y relaciona-se à grandeza H_z , assim a variação de I_z provocará uma perturbação no valor de H_z .

Dentre as expressões (105) e (110), as expressões (107) e (108) são aquelas que representam relações entre E_x e H_z .

Da análise de (107) e observação da Figura 30 pode-se concluir que:

- A variação de E_x em y é relacionada aos valores de tensão presentes nas portas 1 e 12 (paralelas ao eixo x);
- E_y pode sofrer influência da variação de E_x e H_z . A variação de E_y em x é relacionada aos valores de tensão nas portas 11 e 3;
- H_z relaciona-se com I_z . A corrente I_z possui influencia sobre os valores de tensão presentes nas portas: 1, 12, 11 e 3.

Da análise de (108) e observação da Figura 30 pode-se concluir que:

- A variação de H_z em y é relacionada aos valores de tensão presentes nas portas 1 e 12;
- H_y pode sofrer influência de E_x e H_z . A variação de H_y em z é relacionada aos valores de tensão nas portas 2 e 9;
- E_x relaciona-se com todas as tensões presentes no eixo x . Observa-se que esta grandeza possui relação com as tensões presentes nas portas 1, 12, 2 e 9.

Assim, frente a uma perturbação no nível de tensão na porta 1 do modelo proposto, as portas 1, 12, 11, 3, 2 e 9 também sofrerão alterações. Define-se, a seguir, qual a magnitude de tais alterações.

Para quantificar a variação presente em cada uma das portas envolvidas, adota-se a metodologia proposta por Johns em [50]: representa-se a tensão presente na porta 1 pelo coeficiente “ a ”. A tensão na porta 12 pelo coeficiente “ c ”, as tensões presentes nas portas 2 e 9 (que devem ser iguais ao se considerar a simetria do modelo) são representadas pelo coeficiente “ b ” e as tensões presentes nas portas 11 e 3 (que também devido à simetria devem ser iguais em módulo) são representadas pelos coeficientes “ $-d$ ” e “ d ”, respectivamente.

Alternativamente, podem-se distribuir os valores dos coeficientes acima de uma maneira bastante intuitiva, conforme proposto por Chritopoulos [78]. Nesta abordagem, considera-se que frente a um pulso incidente na porta 1 da célula, ter-se-á uma tensão refletida (coeficiente “ a ”) na porta 1, um valor de tensão presente às portas 2 e 9, resultante da propagação do sinal incidente na célula, e que devido à simetria recebem valores equivalentes de tensão (coeficiente “ b ”). Uma terceira parcela do sinal incidente passa pelo nó e atinge a porta 12 (coeficiente “ c ”). Finalmente, uma quarta parcela passa às portas 3 e 11, sendo que a tensão apresentada em 11 possui o mesmo módulo que a presente em 3 mas considerando a rotação do vetor campo no nó, conforme apresentado na Figura 31 o sinal negativo é atribuído a tensão presente na porta 11.

Figura 31 - Espalhamento de Tensão Incidente na Porta 1 em uma Célula SCN

Expandindo-se o conceito desenvolvido acima, para um pulso incidente em cada uma das 12 portas, podemos chegar à matriz geral:

$$S = \begin{bmatrix} a & b & d & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & b & 0 & -b & c \\ b & a & 0 & 0 & 0 & d & 0 & 0 & c & -d & 0 & b \\ d & 0 & a & b & 0 & 0 & 0 & b & 0 & 0 & c & -d \\ 0 & 0 & b & a & d & 0 & -d & c & 0 & 0 & b & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d & a & b & c & -d & 0 & b & 0 & 0 \\ 0 & d & 0 & 0 & b & a & b & 0 & -d & c & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -d & c & b & a & d & 0 & b & 0 & 0 \\ 0 & 0 & b & c & -d & 0 & d & a & 0 & 0 & b & 0 \\ b & c & 0 & 0 & 0 & -d & 0 & 0 & a & d & 0 & b \\ 0 & -d & 0 & 0 & b & c & b & 0 & d & a & 0 & 0 \\ -d & 0 & c & b & 0 & 0 & 0 & b & 0 & 0 & a & d \\ c & b & -d & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & b & 0 & d & a \end{bmatrix} \quad (111)$$

Para cálculo dos coeficientes indicados em (111), parte-se do princípio que no ponto de intersecção de todos os trechos de linha (no centro da célula apresentada na Figura 29) não ocorrerá perda de tensão ou corrente. Garante-se, dessa maneira, a conservação de carga e fluxo, como também a conservação de energia [50, 78].

Com base no desenvolvimento as expressões (107) e (108) e considerando-se a mesma abordagem entre parâmetros de circuito e campo já apresentados para modelos de duas dimensões, tem-se:

$$E_x = -\frac{V_x}{\Delta l} \quad (112)$$

$$E_y = -\frac{V_y}{\Delta l} \quad (113)$$

$$E_z = -\frac{V_z}{\Delta l} \quad (114)$$

$$H_x = \frac{I_x}{\Delta x} \quad (115)$$

$$H_y = \frac{I_y}{\Delta y} \quad (116)$$

$$H_z = \frac{I_z}{\Delta z} \quad (117)$$

Através da convenção de sentido de corrente estabelecida na Figura 30, tem-se:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = \frac{H_z(y + \Delta y) - H_z(y)}{\Delta y} = \frac{-I_{12} - I_1}{\Delta y \Delta z} \quad (118)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{H_y(z + \Delta z) - H_y(z)}{\Delta z} = \frac{I_9 - (-I_2)}{\Delta z \Delta y} \quad (119)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{\partial \left(\frac{V_x}{\Delta l} \right)}{\partial t} \quad (120)$$

Adotando-se a equivalência entre C_x e ε , conforme já deduzido para o modelo bidimensional:

$$C_x = e \Delta l \quad (121)$$

Finalmente, pode-se reescrever a equação (108) :

$$\frac{-I_{12} - I_1}{\Delta y \Delta z} - \frac{I_9 - I_2}{\Delta z \Delta y} = -\frac{1}{(\Delta l)^2} C_x \frac{\partial V_x}{\partial t} \quad (122)$$

Considerando $\Delta y = \Delta z = \Delta l$, reescreve-se (122):

$$I_1 + I_{12} + I_9 + I_2 = C_x \frac{\partial V_x}{\partial t} \quad (123)$$

Em (123) fica demonstrado que a variação de corrente, em cada uma das 4 portas estudadas, dá-se somente em função da taxa de variação de tensão sobre a capacitância característica das linhas de transmissão. Não havendo nenhum tipo de perda ou variação de corrente no nó localizado no centro da célula.

Uma vez definido que no ponto central da célula não há perda de corrente ou, em outras palavras, garante-se a conservação de carga no nó [51], pode-se aplicar a matriz de espalhamento para definição dos valores de corrente presentes nas portas da célula para valores de tensão aplicados em qualquer uma das portas. A amplitude adotada para o pulso incidente, para este estudo, será igual a 1V. Escolheu-se a porta 1 como aquela a ser submetida ao nível de tensão indicado acima. . Assim, teremos:

$$V_1^r = a$$

$$V_2^r = b$$

$$V_3^r = d$$

$$V_4^r = 0$$

$$V_5^r = 0$$

$$V_6^r = 0$$

$$V_7^r = 0$$

$$V_8^r = 0$$

$$V_9^r = b$$

$$V_{10}^r = 0$$

$$V_{11}^r = -d$$

$$V_{12}^r = c$$

Procura-se aqui definir a corrente elétrica em cada braço da célula. Considerando-se que, na célula SCN, todas as linhas de transmissão do modelo possuam a mesma impedância característica Z e considerando-se ainda que:

$$I = I^i - I^r = \frac{V^i - V^r}{Z} \quad (124)$$

Tem-se:

$$I_1 = \frac{1-a}{Z} \quad (125)$$

$$I_2 = \frac{0-b}{Z} = \frac{-b}{Z} \quad (126)$$

$$I_9 = \frac{0-b}{Z} = \frac{-b}{Z} \quad (127)$$

$$I_{12} = \frac{0-c}{Z} = \frac{-c}{Z} \quad (128)$$

Assim, a expressão de correntes no nó considerando-se conservação de carga fica :

$$\begin{aligned} I_1 + I_2 + I_9 + I_{12} &= 0 \\ 1 - a - 2b - c &= 0 \\ 1 - a &= 2b + c \end{aligned} \quad (129)$$

Partindo-se para a “discretização” da expressão (107), temos:

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{E_x(y + \Delta y) - E_x(y)}{\Delta y} = \frac{V_{12} - V_1}{\Delta y \Delta l} \quad (130)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = \frac{E_y(x + \Delta x) - E_y(x)}{\Delta x} = \frac{V_{11} - V_3}{\Delta x \Delta l} \quad (131)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial \left(\frac{I_z}{\Delta z} \right)}{\partial t} \quad (132)$$

Da mesma maneira como já discutido para o modelo bidimensional, adota-se a seguinte relação entre L e μ :

$$L_z = m \Delta l \quad (133)$$

Então, reescreve-se (107) como:

$$\frac{V_{11} - V_3}{\Delta x \Delta l} - \frac{V_{12} - V_1}{\Delta y \Delta l} = -L \frac{1}{\Delta l \Delta z} \frac{\partial I_z}{\partial t} \quad (134)$$

Considerando-se $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta l$, reescreve-se (134):

$$-V_{11} + V_3 + V_{12} - V_1 = L_z \frac{\partial I_z}{\partial t} \quad (135)$$

Estabelece-se, em (135), que a variação de tensão sobre as 4 portas em análise ocorre somente devido a taxa de variação de corrente sobre a indutância L ao longo das linhas de transmissão, não se atribuindo ao nó nenhum valor de queda de tensão. Assim, para representação de tensão no nó, resulta:

$$-V_{11} + V_3 + V_{12} - V_1 = 0 \quad (136)$$

Novamente, supondo um pulso de 1V na porta 1 e aplicando-se a matriz de espalhamento, obtém-se os seguintes valores de tensão refletida nas portas em estudo:

$$V_{11}^r = -d$$

$$V_3^r = d$$

$$V_{12}^r = c$$

$$V_1^r = a$$

Lembrando-se que:

$$V = V^r + V^i$$

Reescreve-se (136):

$$-V_{11} + V_3 + V_{12} - V_1 = 0$$

$$-(0 - d) + (0 + d) + (0 + c) - (1 + a) = 0$$

$$1 + a = 2d + c \quad (137)$$

Para se analisar o aspecto de conservação de energia no centro da célula, recorre-se aos conceitos apresentados por [76] onde se afirma que em uma junção sem perdas o total de energia que deixa as N portas do sistema deve ser igual ao total de energia entrante, ou seja:

$$\sum_{n=1}^N |V_n^r|^2 = \sum_{n=1}^N |V_n^i|^2 \quad (138)$$

Onde N é o número total de portas do sistema, para o modelo em estudo, N=12.

Tomando uma abordagem mais abrangente e assumindo a possibilidade de possuímos tensões complexas, pode-se escrever que:

$$|V|^2 = V \cdot V^*$$

Assim, escrevendo-se a fórmula de conservação de energia na forma matricial:

$$[V^r]_r [V^r]^* = [V^i]_i [V^i]^* \quad (139)$$

Mas,

$$[V^r] = [S][V^i]$$

Assim, reescreve-se (139) como:

$$\begin{aligned} ([S][V^i])_r ([S][V^i])^*_r &= [V^i]_i [V^i]^*_i \\ [V^i]_i [S]_i [S]^*_i [V^i]^*_i &= [V^i]_i [V^i]^*_i \\ [V^i]_i [V^i]^*_i - [V^i]_i [S]_i [S]^*_i [V^i]^*_i &= 0 \\ [V^i]_i ([I] - [S]_i [S]^*_i) [V^i]^*_i &= 0 \end{aligned} \quad (140)$$

A expressão (140) pode ser verdadeira somente se:

$$[S]_i [S]^*_i = [I] \quad (141)$$

Assim, com base na expressão (141) as seguintes condições deverão ser respeitadas pela matriz de espalhamento (111):

$$\sum_{n=1}^{12} S_{ni} S_{ni}^* = 1 \quad (142)$$

$$\sum_{n=1}^{12} S_{ni} S_{nj}^* = 0 \quad \text{para } i \neq j \quad (143)$$

Ao se aplicar as expressões (142) e (143) à matriz de espalhamento (111), as seguintes expressões são obtidas:

$$a^2 + 2b^2 + c^2 + 2d^2 = 1 \quad (144)$$

$$2ab + 2bc = 0 \quad (145)$$

$$2ad - 2cd = 0 \quad (146)$$

$$2ac + 2b^2 - 2d^2 = 0 \quad (147)$$

As expressões (144) a (147), associadas às expressões (129) e (137), formam um sistema determinado cuja solução é: $a = 0$; $b = 0,5$; $c = 0$; $d = 0,5$.

Assim reescreve-se a matriz de espalhamento (111) com os coeficientes adequados para o modelo TLM-SCN:

$$S = 0,5 \cdot \begin{bmatrix} 0 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (148)$$

5.3.1.2. Propagação em Malha Composta por Células SCN

O comportamento de uma onda plana viajando por uma malha composta por células SCN é conduzido por Johns para duas situações [50]. Em um primeiro caso, analisa-se o comportamento de uma frente de onda quando a direção de propagação é paralela a um dos eixos que define a direção das linhas de transmissão que compõem o modelo. Em outro caso, estuda-se uma frente de onda cuja direção possua um ângulo de 45 graus com os eixos de referência.

Para o primeiro caso, pode-se utilizar o exemplo de uma onda plana polarizada em y e viajando na direção paralela ao eixo x . Obtém-se uma frente de onda com esta característica excitando-se as portas de número 3 das células, que constituem o modelo SCN apresentado na Figura 29.

No primeiro passo de tempo, aplica-se (148) e obtém-se o valor das tensões refletidas nas portas das células em análise:

$$V^r = S.V^i \quad (149)$$

Obtém-se os seguintes valores de tensão nas portas das células excitadas:

$$V_1^r = V_4^r = V_8^r = \frac{1}{2}$$

$$V_{12}^r = -\frac{1}{2}$$

Para um segundo passo de tempo, efetuando-se a excitação das portas considerando as tensões refletidas pelas portas adjacentes no instante anterior, tem-se:

$$\begin{aligned} (V_1^r)_k &= (V_{12}^i)_{k+1} \\ (V_4^r)_k &= (V_8^i)_{k+1} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}(V_8^r)_k &= (V_4^i)_{k+1} \\ (V_{12}^r)_k &= (V_1^i)_{k+1}\end{aligned}$$

Assim, obtém-se os valores de tensões incidentes nas portas para início da segunda iteração:

$$\begin{aligned}V_{12}^i &= V_4^i = V_8^i = 1/2 \\ V_1^i &= -1/2\end{aligned}$$

Usando-se os valores acima e aplicando-se (149), chega-se aos seguintes resultados:

$$\begin{aligned}V_{11}^r &= 1 \\ V_n^r &= 0 \text{ para } n \neq 11\end{aligned}$$

Após 2 intervalos de tempo, o pulso incidente conclui sua travessia pela célula SCN. Observa-se, que ondas propagando-se em direção paralela aos eixos de referência apresentam uma velocidade de propagação no modelo equivalente à metade que a observada nas linhas de transmissão, individualmente.

Conclui-se também que, para este caso o comportamento do modelo é que independente da frequência de operação, a fonte geradora do sinal sempre “enxerga” uma linha casada.

Para simular a propagação de uma onda a 45 graus, pode-se excitar, simultaneamente, as portas 3 e 4 do modelo. Aplicando-se (149), teremos os seguintes valores de tensão refletida após um passo de tempo.

Para $V_3^i = 1$ e $V_4^i = 1$:

$$V_1^r = V_4^r = V_8^r = V_3^r = V_5^r = V_{11}^r = -V_{12}^r = -V_7^r = 1/2$$

Reagrupando os valores, obtém-se os seguintes conjuntos de expressões:

$$V_1^r = V_3^r = V_{11}^r = -V_{12}^r = 1/2$$

$$V_4^r = V_8^r = V_5^r = -V_7^r = 1/2$$

As expressões acima são idênticas as que representam o espalhamento de células em duas dimensões, conforme Figura 18, cuja matriz de espalhamento é apresentada na expressão (78).

Tem-se assim para a propagação a 45 graus em três dimensões um comportamento semelhante a dois sistemas série localizados em planos distintos.

Da mesma maneira que observado para propagação paralela aos eixos, a propagação de ondas a 45 graus traduz-se em uma velocidade na malha equivalente a 1/2 da velocidade na linha.

Observa-se a presença de sinal refletido nas portas por onde os sinais foram injetados. As fontes geradoras do sinal incidente passam a “enxergar” o sistema como não perfeitamente casado. Alguma relação de dispersão é, então, esperada para este caso.

Com a intenção de se determinar o comportamento da dispersão para frentes de onda propagando-se em qualquer direção no espaço, Trenkic, Christopoulos e Benson [52] apresentam formas de se obter analiticamente as relações de dispersão. A seguinte relação de dispersão é definida para células SCN, sem perdas[52]:

$$4.\cos^2(\mathbf{q}) = 2. \left[(\cos(k_x \Delta x) - 1 + \cos(k_y \Delta y) - 1 + \cos(k_z \Delta z) - 1) \right] + \quad (150)$$

$$(\cos(k_x \Delta x) - 1)(\cos(k_y \Delta y) - 1) + (\cos(k_y \Delta y) - 1)(\cos(k_z \Delta z) - 1) +$$

$$(\cos(k_z \Delta z) - 1)(\cos(k_x \Delta x) - 1) + 4$$

Sendo:

$$q = \frac{k_m \cdot d}{2 \cdot \sqrt{m_r e_r}}$$

$$k = \frac{2p}{l} \quad (\text{constante de propagação})$$

$$\frac{d}{l} \quad (\text{relação de discretização, valor usualmente adotado para a relação é 0,1})$$

Aplicando-se a formulação acima, conseguem-se os desvios relativos que ocorrem com o fator de propagação k . Abaixo são relacionados os erros esperados para tal modelagem para algumas direções de propagação. O cálculo do erro foi realizado seguindo a seguinte formulação:

$$\partial k = \frac{|k| - k_m}{k_m} \quad (151)$$

$$\text{Sendo } |k| = \sqrt{(k_x)^2 + (k_y)^2 + (k_z)^2}.$$

Considerando-se os ângulos φ e ψ apresentados na Figura 32, pode-se construir a Tabela 5, apresentada abaixo.

Figura 32 - Definição dos ângulos de propagação

Tabela 5 - Erros para algumas direções de propagação na malha SCN

Prop. (x)	Prop. (y)	Prop. (z)	φ	ψ	Erro (δk)	$\Delta l/\lambda$
1	0	0	90	0	0	0,1
0	1	0	90	90	0	0,1
0	0	1	0	90	0	0,1
1	0	1	45	0	0,41%	0,1
1	1	0	90	45	0,41%	0,1
0	1	1	45	90	0,41%	0,1
1	1	1	54,7	45	0,57%	0,1

Da Tabela 5 pode-se confirmar os estudos anteriormente apresentados por Johns [50] no que se refere a erros de dispersão em propagação paralela aos eixos de referência.

Maior detalhamento sobre análise de dispersão em células SCN pode ser encontrado nas referências [54], [55] e [56].

5.3.1.3. Cálculos em uma Malha SCN

A abordagem utilizada para estabelecimento de um algoritmo de cálculo para uma malha composta por células SCN é muito similar ao procedimento para implantação em sistemas bidimensionais. Compõe-se principalmente dos seguintes estágios: excitação, espalhamento, conexão, definição das condições de contorno e determinação dos resultados.

Embora alguns dos passos citados acima já tenham sido abordados em algumas partes deste trabalho, será apresentada, neste item, uma breve descrição de cada um deles.

Para excitação de determinados componentes de campo é necessário que tensões sejam injetadas convenientemente em cada porta da célula SCN (Figura 29). Assim, utilizando-se das equações (112), (113) e (114) e, estabelecendo-se relacionamento de componentes de campo com níveis de tensão presentes nas portas do modelo, chega-se às seguintes expressões:

- Para excitação de E_x :

$$V_1^i = V_2^i = V_9^i = V_{12}^i = -\frac{E_0 \Delta l}{2} \quad (152)$$

- Para excitação de E_y :

$$V_3^i = V_4^i = V_8^i = V_{11}^i = -\frac{E_0 \Delta l}{2} \quad (153)$$

- Para excitação de E_z :

$$V_5^i = V_6^i = V_7^i = V_{10}^i = -\frac{E_0 \Delta l}{2} \quad (154)$$

Sendo E_0 o valor desejado do módulo do campo elétrico.

Da mesma maneira, para excitar os componentes que constituem o campo magnético, procede-se da seguinte forma:

- Para excitação de H_x :

$$V_4^i = V_7^i = -V_8^i = -V_5^i = \frac{H_0 Z \Delta l}{2} \quad (155)$$

- Para excitação de H_y :

$$V_6^i = V_9^i = -V_{10}^i = -V_2^i = \frac{H_0 Z \Delta l}{2} \quad (156)$$

- Para excitação de H_z :

$$V_1^i = V_{11}^i = -V_{12}^i = -V_3^i = \frac{H_0 Z \Delta l}{2} \quad (157)$$

Em que H_0 é o módulo desejado do componente H e Z é a impedância característica da linha de transmissão.

Para simulação de corrente elétrica em condutores, recorre-se à lei de Ampère. A corrente elétrica é obtida, atribuindo-se um campo magnético H às células que compõem o contorno c do condutor:

$$I = \int_c H dl \quad (158)$$

O espalhamento é a atividade que demanda o maior esforço computacional do método e trata de relacionar tensões refletidas às incidentes na malha SCN lançando mão da expressão (149).

Um caso particular da matriz de espalhamento e de grande utilidade é a que representa elementos condutores no espaço. A forma usual da representação de tais

nós é considerá-los como um curto circuito, conforme mostrado na Figura 33. Dessa maneira a tensão refletida observada nas portas de uma célula SCN composta por um nó desta natureza será:

$$V^r = -1.I.V^i \quad (159)$$

Sendo V^r e V^i as matrizes representando as tensões refletidas e as incidentes, respectivamente, e I a matriz identidade.

Figura 33 - Nó em curto-circuito - representação de elemento condutor

O passo seguinte refere-se ao relacionamento entre as tensões refletidas pelas portas das células SCN no instante k com as tensões incidentes nas portas das células adjacentes no instante $k+1$, dessa forma as seguintes igualdades devem ser observadas:

$${}_{k+1}V_1^i(x, y, z) = {}_kV_{12}^r(x, y - 1, z) \quad (160)$$

$${}_{k+1}V_2^i(x, y, z) = {}_kV_9^r(x, y, z - 1) \quad (161)$$

$${}_{k+1}V_3^i(x, y, z) = {}_kV_{11}^r(x-1, y, z) \quad (162)$$

$${}_{k+1}V_4^i(x, y, z) = {}_kV_8^r(x, y, z-1) \quad (163)$$

$${}_{k+1}V_5^i(x, y, z) = {}_kV_7^r(x, y-1, z) \quad (164)$$

$${}_{k+1}V_6^i(x, y, z) = {}_kV_{10}^r(x-1, y, z) \quad (165)$$

$${}_{k+1}V_7^i(x, y, z) = {}_kV_5^r(x, y+1, z) \quad (166)$$

$${}_{k+1}V_8^i(x, y, z) = {}_kV_4^r(x, y, z+1) \quad (167)$$

$${}_{k+1}V_9^i(x, y, z) = {}_kV_2^r(x, y, z+1) \quad (168)$$

$${}_{k+1}V_{10}^i(x, y, z) = {}_kV_6^r(x+1, y, z) \quad (169)$$

$${}_{k+1}V_{11}^i(x, y, z) = {}_kV_3^r(x+1, y, z) \quad (170)$$

$${}_{k+1}V_{12}^i(x, y, z) = {}_kV_1^r(x, y+1, z) \quad (171)$$

Condição particular da operação de conexão ocorre nos contornos do ambiente em estudo. Para o caso do contorno ser composto por paredes perfeitamente condutoras, simula-se um curto circuito nas portas das células SCN em contato com tais paredes. Tomando como referencia a Figura 34, podemos escrever que as tensões nas portas 10 e 11 são assim definidas:

$${}_{k+1}V_{10}^i = -{}_kV_{10}^r \quad (172)$$

$${}_{k+1}V_{11}^i = -{}_kV_{11}^r \quad (173)$$

Caso a parede do contorno venha possuir algum índice de perda ou a apresentar alguma impedância característica, as expressões (172) e (173) podem ser reescritas conforme segue, tomando como referencia a Figura 34:

$${}_{k+1}V_{10}^i = \Gamma_k V_{10}^r \quad (174)$$

$${}_{k+1}V_{11}^i = \Gamma_k V_{11}^r \quad (175)$$

Figura 34 - Estabelecimento das condições de contorno

5.4. Considerações de Perdas e Características Físicas e Geométricas Especiais no Modelo TLM.

5.4.1. Modelagem de Diferentes Materiais e Meios com Perdas

Em geral, para representação no modelo TLM de meios com diferentes características elétricas e magnéticas ou para modelagem de meios com perdas, lança-se mão da inserção adequada de “stubs” (derivações compostas por trechos de linhas de transmissão) nos modelos originais, tendo como objetivo a manutenção do sincronismo e a conectividade da malha mesmo com a inserção deste novo elemento. Tal expediente influencia a matriz de espalhamento de cada modelo.

A seguir é apresentada a matriz de espalhamento para os modelos bidimensionais e para o modelo SCN.

5.4.1.1. Modelo Série

Para representação de meios anisotrópicos, lança-se mão do acréscimo de stubs de impedância Z_s , convenientemente dimensionada a fim de traduzir a característica do meio a modelar. A manutenção do sincronismo é feita garantindo-se que o tempo de viagem do pulso no stub seja igual ao tempo de viagem deste nos trechos de linhas de transmissão que constituem o modelo.

A figura abaixo ilustra um nó série com um stub adicional de impedância Z_s , representando um nó com valor de permeabilidade magnética diferente do valor característico do modelo.

A representação de perdas no nó pode ser realizada acrescentando-se uma resistência de valor R_s na composição de Z_s .

Figura 35 - Nó série com stub

Adotando-se abordagem semelhante a realizada em 4.2.2. consegue-se definir a matriz de espalhamento deste modelo, conforme expressão abaixo:

$$S = \frac{1}{Z} \begin{bmatrix} Z-2 & 2 & 2 & -2 & -2 \\ 2 & Z-2 & -2 & 2 & 2 \\ 2 & -2 & Z-2 & 2 & 2 \\ -2 & 2 & 2 & Z-2 & -2 \\ 2\hat{Z}_s & 2\hat{Z}_s & 2\hat{Z}_s & -2\hat{Z}_s & Z-2\hat{Z}_s \end{bmatrix} \quad (176)$$

Sendo,

$$\hat{Z}_s = \frac{Z_s}{Z_{TL}}$$

$$Z = 4 + \hat{Z}_s + \frac{R_s}{Z_{TL}}$$

5.4.1.2. Modelo Paralelo

Da mesma maneira como aplicado para o nó Série, a representação de meios anisotrópicos ou com perdas é efetuada através da inserção de stubs no nó da célula

modificada. No caso do nó paralelo os stubs inseridos são terminados por circuito aberto.

Na figura seguinte tem-se a representação de um nó paralelo acrescido de um stub representando perdas através da condutância G_s e alterações no valor da permissividade através da introdução do stub, com admitância Y_s .

Figura 36 - Nó paralelo com stubs

A matriz de espalhamento é definida como:

$$S = \frac{1}{\hat{Y}} \begin{bmatrix} 2 - \hat{Y} & 2 & 2 & 2 & 2\hat{Y}_s \\ 2 & 2 - \hat{Y} & -2 & 2 & 2\hat{Y}_s \\ 2 & 2 & 2 - \hat{Y} & 2 & 2\hat{Y}_s \\ 2 & 2 & 2 & 2 - \hat{Y} & 2\hat{Y}_s \\ 2 & 2 & 2 & 2 & 2\hat{Y}_s - \hat{Y} \end{bmatrix} \quad (177)$$

Sendo,

$$\hat{Y}_s = \frac{Y_s}{Z_{TL}^{-1}}$$

$$\hat{Y} = 4 + \hat{Y}_s + \frac{G_s}{Z_{TL}^{-1}}$$

5.4.1.3. Modelo SCN

Para o modelo SCN a representação de índices de permissividade e permeabilidade diferentes dos índices globais da malha é definida da mesma forma que para as modelagens bidimensionais, utilizando-se stubs.

Para representação de alterações de valores de ϵ , o valor da admitância normalizada do stub em cada eixo em relação à admitância global (Y_0) é dado por:

$$\hat{Y}_x = 2e \frac{\Delta y \Delta z}{\Delta t \Delta x Y_0} - 4 \quad (178)$$

$$\hat{Y}_y = 2e \frac{\Delta x \Delta z}{\Delta t \Delta y Y_0} - 4 \quad (179)$$

$$\hat{Y}_z = 2e \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta t \Delta z Y_0} - 4 \quad (180)$$

A representação de variações de μ é dada por stubs cujos valores de impedância tomados em relação a impedância global (Z_0) são dados pelas expressões abaixo:

$$\hat{Z}_x = 2m \frac{\Delta y \Delta z}{\Delta t \Delta x Z_0} - 4 \quad (181)$$

$$\hat{Z}_y = 2m \frac{\Delta x \Delta z}{\Delta t \Delta y Z_0} - 4 \quad (182)$$

$$\hat{Z}_z = 2m \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta t \Delta z Z_0} - 4 \quad (183)$$

Perdas podem ser introduzidas ao sistema incorporando stubs com condutâncias para representação de perdas magnéticas (condutâncias representadas pelo valor normalizado $\hat{G}$) ou por stubs com resistências para representação de perdas elétricas (representadas pelo valor normalizado $\hat{R}$).

Dessa maneira, a matriz de espalhamento passa a ter o seguinte formato:

$$S = \begin{bmatrix} a & b & d & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & b & 0 & -d & c & g & 0 & 0 & 0 & 0 & i \\ b & a & 0 & 0 & 0 & d & 0 & 0 & c & -d & 0 & b & g & 0 & 0 & 0 & -i & 0 \\ d & 0 & a & b & 0 & 0 & 0 & b & 0 & 0 & c & -d & 0 & g & 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & b & a & d & 0 & -d & c & 0 & 0 & b & 0 & 0 & g & 0 & i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d & a & b & c & -d & 0 & b & 0 & 0 & 0 & 0 & g & -i & 0 & 0 \\ 0 & d & 0 & 0 & b & a & b & 0 & -d & c & 0 & 0 & 0 & 0 & g & 0 & i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -d & c & b & a & d & 0 & b & 0 & 0 & 0 & 0 & g & i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & b & c & -d & 0 & d & a & 0 & 0 & b & 0 & 0 & g & 0 & -i & 0 & 0 \\ b & c & 0 & 0 & 0 & -d & 0 & 0 & a & d & 0 & b & g & 0 & 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & -d & 0 & 0 & b & c & b & 0 & d & a & 0 & 0 & 0 & 0 & g & 0 & -i & 0 \\ -d & 0 & c & b & 0 & 0 & 0 & 0 & b & 0 & 0 & a & d & 0 & g & 0 & 0 & i \\ c & b & -d & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & b & 0 & d & a & g & 0 & 0 & 0 & 0 & -i \\ e & e & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e & 0 & 0 & e & h & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e & e & 0 & 0 & 0 & e & 0 & 0 & e & 0 & 0 & h & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e & e & e & 0 & 0 & e & 0 & 0 & 0 & 0 & h & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & f & -f & 0 & f & -f & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & j & 0 & 0 \\ 0 & -f & 0 & 0 & 0 & f & 0 & 0 & f & -f & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & j & 0 \\ f & 0 & -f & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & f & -f & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & j \end{bmatrix} \quad (184)$$

Onde os parâmetros são definidos por:

$$a = -\frac{\hat{Y} + \hat{G}}{2(\hat{Y} + \hat{G} + 4)} + \frac{\hat{Z} + \hat{R}}{2(\hat{Z} + \hat{R} + 4)}$$

$$b = \frac{4}{2(\hat{Y} + \hat{G} + 4)}$$

$$c = -\frac{\hat{Y} + \hat{G}}{2\left(\hat{Y} + \hat{G} + 4\right)} - \frac{\hat{Z} + \hat{R}}{2\left(\hat{Z} + \hat{R} + 4\right)}$$

$$d = \frac{4}{2\left(\hat{Z} + \hat{R} + 4\right)}$$

$$e = b$$

$$f = \hat{Z} d$$

$$g = \hat{Y} d$$

$$h = \frac{\hat{Y} - \hat{G} - 4}{\hat{Y} + \hat{G} + 4}$$

$$i = d$$

$$j = \frac{4 - \hat{R} - \hat{Z}}{4 + \hat{R} + \hat{Z}}$$

Os índices de Z , Y , G e R das expressões acima são definidos de acordo com as portas com as quais o parâmetro se relaciona. Por exemplo, o índice “c” presente na linha 9 e coluna 2, relaciona-se com as portas 9 e 2 de uma célula SCN que por sua vez relaciona-se com E_x e H_y . Assim este parâmetro pode ser reescrito como:

$$c_{2,9} = -\frac{\hat{Y}_x + \hat{G}_x}{2\left(\hat{Y}_x + \hat{G}_x + 4\right)} - \frac{\hat{Z}_y + \hat{R}_y}{2\left(\hat{Z}_y + \hat{R}_y + 4\right)}$$

Um maior detalhamento sobre o desenvolvimento destas expressões pode ser encontrado nas referências [50 e 78]. Uma avaliação do impacto do acréscimo dos stubs sobre a dispersão na malha é abordada em [51].

5.4.2. Malha de Resolução Variável

Em casos de modelagem eletromagnética de um meio que apresente pontos localizados de ocorrência de rápida variação de campo ou que tenha uma pequena região do volume de real interesse para análise, pode-se lançar mão de técnicas de resolução variável de malha visando assim atender às necessidades de análise sem demandar excessivos recursos computacionais.

Existem duas técnicas que podem ser aplicadas para estabelecimento de diferentes resoluções de uma malha TLM. A primeira é denominada “Graded Mesh” e a segunda é denominada “Multigrid TLM Mesh”.

A técnica “Graded Mesh” é a tradicionalmente utilizada e o aumento de resolução de um determinado volume é definido pela diminuição do distanciamento entre os nós ao longo de um eixo. A figura abaixo ilustra esta técnica em uma planta bidimensional. O sincronismo da rede é garantido inserindo-se stubs nas células que compõem as malhas de menor resolução.

Figura 37 - Malha variável - "Graded Mesh"

Na técnica “Multigrid Mesh” os princípios de conectividade e sincronismo são violados, e duas malhas de resolução diferente são conectadas, ocorrendo uma abrupta mudança no tamanho das células nas bordas da região de maior resolução. A figura abaixo ilustra um caso de “Multigrid Mesh”, ficando evidente a economia em processamento que se pode ter ao aumentar a resolução do volume central do exemplo quando comparada a solução “Graded Mesh”.

Figura 38 - Multigrid Mesh

Maior detalhamento sobre a implantação desta solução pode ser encontrado em [51].

6. METODOLOGIA UTILIZADA NOS MODELOS COMPUTACIONAIS

6.1. Introdução

Neste item, a avaliação do desempenho de uma câmara reverberante de modos misturados, excitada conforme metodologia proposta por Perini e Cohen [21, 22], é abordada, utilizando-se do método TLM para sua modelagem.

A análise tridimensional do comportamento do campo para diferentes dimensões de pás metálicas para as câmaras tradicionais, também, é conduzida, visando estender a os estudos bidimensionais efetuados por Wu e Chang [20].

Ao final pretende-se definir a região de operação da câmara, bem como, analisar o padrão de comportamento do campo, em uma determinada faixa de frequência. Uma avaliação do desempenho do método de modelagem para este tipo de análise, também, é efetuada.

6.2. Modelagem

Para efetuar o cálculo do campo no interior das câmaras reverberantes o método de modelagem numérica tridimensional TLM-SCN foi adotado.

Para a análise, considerou-se a existência de um meio uniforme no interior da câmara, portanto a matriz de espalhamento conforme expressão (148) foi adotada.

Para modelagem das pás, considerou-se a formação de um plano constituído por nós representando elementos condutores ideais.

Para os elementos condutores a matriz de espalhamento conforme expressão (159).

Considerou-se que as paredes da câmara são constituídas de material perfeitamente condutor. O coeficiente de reflexão igual a -1 foi adotado para as portas em contato com as paredes da câmara.

O comportamento em frequência das câmaras estudadas foi obtido analisando-se sua resposta a um impulso, aplicando-se sobre os resultados obtidos no domínio do tempo a transformada de Fourier discreta (DFT). A técnica denominada “Hanning windowing” foi utilizada visando suavizar as bordas dos valores obtidos nas séries de medições no domínio do tempo. O uso desta técnica limita a truncamento dos resultados, comumente observada, quando se utiliza uma janela de tempo para monitoração de um fenômeno.

7. APLICAÇÕES

7.1. Resposta de uma Câmara no domínio da frequência

Visando avaliar a eficácia da modelagem e do programa proposto foram realizados, inicialmente, simulações considerando-se uma câmara de dimensões 1m x 1m x 1m.

Excitou-se a câmara em um ponto localizado nas coordenadas 0,1m x 0,1m x 0,1m. A monitoração foi efetuada em um ponto localizado em 0,5m x 0,5m x 0,5m. O tamanho das células foi definido como 0,1m. Assim, considera-se que, para uma frequência de até 500MHz, pode-se ter resultados satisfatórios, considerando-se os aspectos das distorções relacionadas à dispersão. Foram adotadas 1000 iterações para esta análise.

Após aplicação da Transformada de Fourier sobre a série obtida, no domínio do tempo, obteve-se o espectro apresentado abaixo.

Figura 39 - Resposta em frequência de cavidade ressonante 1x1x1 m após 1000 iterações

A Tabela 6 apresenta uma comparação entre os valores teóricos das frequências propagantes em uma câmara ressonante desta natureza e os resultantes da simulação:

Tabela 6 - Frequência de ressonância calculada e obtida através de simulação para cavidade de 1x1x1m após 1000 iterações

Modo	F(MHz) Teórico	F(MHz) Simulado
<i>110</i>	<i>212,13</i>	<i>210</i>
<i>210</i>	<i>335,41</i>	<i>336</i>
<i>211</i>	<i>367,42</i>	<i>366</i>
<i>220</i>	<i>424,26</i>	<i>420</i>
<i>221</i>	<i>450,00</i>	<i>450</i>
<i>222</i>	<i>519,61</i>	<i>510</i>

Nota-se que o erro observado entre os valores teóricos e simulados, pode ser considerado como resultante do número de iterações relativamente pequeno adotado.

A mesma câmara foi excitada, em seguida, assumindo-se a frequência de 212MHz (primeira frequência de ressonância). Os pontos de excitação e monitoração foram mantidos os mesmos. Após 4000 iterações observamos o espectro abaixo:

Figura 40 - Resposta em frequência da cavidade ressonante de 1x1x1 m excitada por sinal senoidal a 212MHz, após 4000 iterações

Figura 41 – Monitoração, no domínio do tempo, do valor do campo elétrico, no ponto 0,5 x 0,5 x 0,5 m

A ausência de perdas atribuídas à cavidade justifica o comportamento do campo elétrico crescente, como se observa no gráfico da Figura 41.

O plano $x=0,2\text{m}$, também, foi monitorado, e o valor do campo elétrico neste plano, após 4000 iterações, é apresentado na figura a seguir:.

Figura 42 - Campo no interior de uma câmara ressonante excitada por fonte senoidal, a 212MHz, após 4000 interações

Observa-se que o perfil de campo apresentado, para a frequência fundamental, na cavidade é o esperado. Algumas ondulações são observadas, principalmente na região onde se localiza o ponto excitação (0,1m x 0,1m x 0,1m), sinalizando a presença desta.

7.2. Perturbação de uma câmara ressonante com uma chapa condutora

Nesta aplicação, inicialmente, avalia-se o comportamento da câmara quando vazia. Em seguida, introduz-se uma chapa de material condutor, e simula-se o seu desempenho face a presença desta.

Figura 43 – Representação da câmara avaliada. Posicionamento e dimensões da chapa condutora, e identificação dos pontos de monitoração (Ponto M e Cabo M)

Para uma resolução da malha igual a 0,25m, e excitando-se a câmara vazia com um pulso de sinal de amplitude igual a 1V, no ponto 0,25m x 0,25m x 0,25m, obteve-se a resposta em frequência apresentada a seguir, após 1500 iterações:

Figura 44 – Resposta em frequência da câmara vazia

Inserindo-se a chapa de metal de material perfeitamente condutor no interior da câmara, representada pela Figura 43, tem-se a resposta apresentada nas Figuras 44 e 45. A Figura 45 apresenta os valores comparativos para as duas situações, onde é possível perceber um deslocamento das frequências de ressonância, principalmente para os valores acima da faixa de 250MHz. Este comportamento coincide com as observações realizadas por Wu [20], na qual relaciona-se este fato à dimensão do misturador. Menciona-se que um misturador eficiente deve apresentar um comprimento mínimo igual a $2,4\lambda$.

Figura 45 – Resposta em frequência da câmara sem e com a presença da pá

7.3. Comportamento do campo no interior de uma câmara ressonante perturbada por chapa condutora em rotação

Neste item apresenta-se o comportamento do campo no interior da câmara apresentada na Figura 43, impondo-se a chapa condutora um movimento de rotação. O valor do campo foi monitorado no plano $z=1,0\text{m}$.

A resolução da malha foi mantida em $0,25\text{m}$. A excitação do sistema foi efetuada com sinal senoidal de frequência igual a 322MHz (TE_{055}), com amplitude máxima de 1V , no ponto $0,25\text{m} \times 0,25\text{m} \times 0,25\text{m}$.

Nota-se que, conforme mencionado em [1], para se atingir uma uniformidade de campo desejável no interior da câmara, deve-se injetar um sinal de frequência ao menos 3 vezes maior que a frequência de ressonância fundamental. O valor da frequência do sinal de excitação, para esta aplicação, corresponde a um valor 7,5 vezes superior a fundamental. Busca-se, assim, situar a frequência do sinal de excitação em uma região do espectro de maior densidade de modos de propagação, garantindo-se assim maior uniformidade do campo.

A rotação foi efetuada ao redor do eixo z , considerando-se o eixo da chapa passando pelo ponto médio da placa condutora.. Foram adotadas 4 posições para a placa, sendo 300 iterações efetuadas, para cada uma das posições, totalizando 1200 iterações.

A resposta do sistema, no domínio da frequência, é apresentada na Figura 46. Percebe-se a excitação de um grande número de modos de propagação da câmara.

O espectro resultante sugere que a câmara, com a pá em rotação, possui um comportamento similar a um sistema modulador que promova o espalhamento da energia da portadora, em frequências adjacentes a da excitação.

Figura 46 – Resposta em frequência da câmara, com a presença da pá em rotação, excitada por um sinal senoidal de frequência igual a 322MHz.

A observação do sinal obtido no ponto de monitoração M mostra, o efeito de modulação do sinal de entrada, o mesmo comportamento descrito por Wu em [20].

Figura 47 – Sinal monitorado no ponto M da câmara. Resposta no domínio do tempo.

A Figura 48 apresenta valores instantâneos do campo elétrico, no plano de monitoração, nas iterações 200, 400, 600, 800, 1000 e 1200, respectivamente.

Figura 48 – Campo Elétrico calculado nas iterações 200 (a), 400 (b), 600 (c), 800 (d), 1000 (e) e 1200 (f), no interior da câmara da Figura 43, com a chapa condutora em movimento.

Observa-se, da análise da Figura 48, que não se fazem presentes picos e vales em regiões fixas do plano. Isto é, ressalta-se a distribuição de picos e vales, de maneira aleatória no interior da câmara, que é uma característica desejável nas câmaras reverberantes. Essa característica proporciona um ambiente eletromagnético próximo daquele que o equipamento sob teste encontra em condições de operação. Ressalta-se, também, outra vantagem advinda desta distribuição de campo, referente ao cuidado com o posicionamento do equipamento no interior da câmara, que passa ser menos crítico que aquele exigido, em testes, em câmaras anecóicas..

Os valores máximos de campo elétrico observados após uma revolução completa da pá (1200 iterações) são apresentados na Figura 49.

Figura 49 – Valores de campo máximo resultantes no plano M, após uma revolução completa da pá (1200 iterações).

Menciona-se que a diferença entre os valores máximo e mínimo obtida não ultrapassa 6 dB. Este valor assume particular importância: Conforme Williams em

[19], pode-se considerar como região de trabalho, aquela formada pelo conjunto de células que apresentem valores compreendidos num intervalo de 6 dB, dado pela diferença entre o valor de pico do campo e seu valor mínimo. Neste caso, toda a área, definida pelo plano de monitoração mencionado, constitui-se a região de trabalho da câmara reverberante.

Outro critério para definição da uniformidade do campo elétrico no interior da câmara é o descrito em [1]. Visando avaliar o desempenho da câmara através deste critério, considerou-se 8 pontos de monitoração internos, situados nos vértices de um cubo “imaginário”, cujas faces são distantes um metro das paredes metálicas. A Figura 50 ilustra a configuração considerada..

Figura 50 – Definição dos pontos de monitoração para teste de uniformidade de campo do volume de trabalho.

Por outro lado, efetuando-se o cálculo do desvio padrão dos valores máximos de campo, em cada um destes pontos, obteve-se os seguintes valores para os seus componentes: $\sigma E_x = 2,4\text{dB}$, $\sigma E_y = 1,5\text{dB}$, $\sigma E_z = 2,4\text{dB}$, $\sigma E = 2,0\text{dB}$. Observa-se que, de acordo com os requisitos apresentado sem [1], para esta faixa de frequência, o

valor do desvio padrão esperado, dos valores máximos de campo medidos nos vértices de um volume de trabalho, deve ser inferior a 3dB.

Como avaliação complementar, calculou-se o desvio padrão dos valores máximos dos campos elétricos resultantes no plano de monitoração, obtendo-se um valor igual a 1,4dB.

Ressalta-se, assim, a adoção das pás metálicas como uma solução eficiente para se promover a mistura e uniformização do campo no interior de câmaras ressonantes.

Convém mencionar que a adoção da velocidade de rotação proposta teve por objetivo adequar o tempo de processamento as necessidades deste trabalho. Estima-se, no entanto, que para velocidades menores que a adotada nesta simulação, o comportamento estatístico do campo será similar ao observado, resultando, apenas, em um tempo de observação superior..

7.4. Excitação de campos eletromagnéticos no interior de uma câmara através de cabos adequadamente distribuídos

Para a avaliação da câmara através de excitação via condutores, adotou-se, inicialmente, a configuração apresentada na Figura 51:

Figura 51 – Configuração da câmara com excitação através de condutores

Para avaliação de desempenho da configuração da câmara considerada, definiu-se um plano de monitoração situado em $z=1\text{m}$ e a 1 metro de distância das paredes e dos cabos de excitação.

Como mencionado anteriormente, uma das principais motivações por investigar este tipo de solução de excitação em uma câmara reverberante é a procura por uma solução que permita o seu funcionamento em baixas frequências, mantendo-se níveis de uniformidade de campo adequados.

Neste teste excitou-se os condutores com sinal senoidal, com frequência igual a 10MHz, valor aproximadamente 4,3 vezes menor que a frequência fundamental.

Cada condutor foi submetido a circulação de uma corrente elétrica de valor máximo igual a 375mA. Observa-se que a modelagem do condutores foi efetuada conforme descrito em 5.3.1.3., sendo que a avaliação da corrente em circulação nos cabos foi realizada adotando-se, no contorno do cabo, um campo magnético H .

O valor do campo E monitorado no ponto 2,6m x 2,4m x 1,4m (aproximadamente no ponto central da câmara), é apresentado na Figura 52. Percebe-se que, ao se ligar as fontes do sistema, o valor do campo oscila nas frequências de ressonância do aparato. Com o passar do tempo esse efeito transitório é atenuado observando-se somente a o sinal na frequência de excitação do sistema.

Figura 52 – Resposta da câmara à excitação senoidal por cabos, no domínio do tempo, no ponto P(2,6; 2,4; 1,4)

No domínio da frequência, percebe-se a presença predominante do sinal com valor de frequência igual a 10MHz. Percebe-se a criação de alguns outros modos de propagação, apresentando, no entanto, valores muito modestos.

Figura 53 – Resposta da câmara à excitação senoidal por cabos, no domínio da frequência, no ponto P(2,6; 2,4; 1,4)

Ao final de 1200 iterações, o valor máximo de campo obtido no plano de monitoração apresentado na Figura 51 apresentou o perfil conforme traçado na Figura 54.

Figura 54 – Valores de campo máximo medidos no plano M. Excitação de frequência igual a 10MHz.

Percebe-se, claramente, o aumento expressivo do valor do campo elétrico nas regiões próximas ao condutor.

Baixos valores de campo são observados na região próxima à parede e distante dos cabos de excitação. A diferença maior que 14dB, entre o maior e o menor valor máximo de campo observada na área de monitoração, sugere que parte desse plano não deverá compor a região de trabalho da câmara.

A Figura 55 mostra que somente uma parcela equivalente a 61% do plano de monitoração pode ser considerada como área de trabalho.

Figura 55 – Definição da área de trabalho.

O desvio padrão, calculado a partir dos valores máximos calculados, em cada célula que compõe a região em avaliação, atingiu o valor de 3,7dB. Nota-se, que o valor limite estabelecido pela norma para a frequência em análise é de 4dB. Embora este critério tenha sido atendido, é desejável valores de desvio menores para esta câmara.

Contudo, o comportamento obtido da câmara mostra a conveniência e importância da configuração proposta por Perini e Cohen [21] e a avaliação dos índices de mérito apontam para oportunidades de melhoria e desenvolvimento visando, assim, obter uma melhor distribuição de campo na área de monitoração definida.

Analisando-se os resultados obtidos, pode-se mencionar a necessidade de desenvolvimento de modelos de excitação da câmara por meio de um maior número de condutores, por exemplo através de 6 cabos, convenientemente distribuídos, excitados por sinal modulado em frequência e amplitude, consideradas como propostas de trabalhos a serem desenvolvidos futuramente.

8. DESEMPENHO DO MÉTODO E COMENTÁRIOS FINAIS

O uso do método TLM-SCN para a análise de desempenho de câmaras reverberantes foi avaliado e considerado uma ferramenta adequada para tal aplicação. O levantamento do comportamento do campo no interior de uma câmara reverberante e sua caracterização, através de alguns índices de mérito selecionados, foi, então, abordado.

Com respeito ao método TLM-SCN aplicado, sua simplicidade de implantação merece destaque. Nota-se que a adaptação do código para resolução de diferentes tipos de problemas pode ser efetuada, sem a necessidade de se alterar a sua parte central. Essencialmente, as adaptações necessárias para adequação do programa à solução de um novo tipo de problema residem na correta definição e caracterização das células TLM. Assim, as células que constituem a representação de materiais condutores ou que fazem limite com o contorno do ambiente em estudo são atribuídas características diferenciadas.

Outra grande vantagem do método dá-se ao fato do TLM incorporar, em seu desenvolvimento, a teoria e formulação dos campos eletromagnéticos e sua interação com as condições de contorno e com materiais de diferentes características. Assim sendo, qualquer que seja o tipo de problema de eletromagnetismo a ser resolvido, a mesma estrutura do programa será utilizada, sem necessidade de adaptações.

Sendo TLM um método direto, no domínio do tempo, problemas com solução de múltiplas equações são evitados, inexistindo problemas com convergência ou estabilidade.

Com a aplicação da transformada de Fourier, um grande número de informações pode ser obtido por meio de uma única simulação. É possível definir a resposta do sistema para qualquer tipo de sinal de entrada, estabelecendo-se seu comportamento, tanto no domínio da frequência como no domínio do tempo.

Como sua desvantagem, pode-se mencionar a necessidade do armazenamento de uma grande quantidade de variáveis. Como exemplo, observa-se que para a câmara avaliada nas aplicações 7.2 a 7.4, foram definidas células de 0,2m de comprimento. Isso significa o uso de 8694 células. Cada célula demanda o armazenamento de 12 variáveis, isso resulta a necessidade de se trabalhar com o armazenamento de 104328 variáveis para o sistema.

O volume de processamento também é considerável. Todas as células do sistema são envolvidas nas atividades de espalhamento e conexão a cada passo de tempo.

Adotou-se arquivos tipo texto como forma de armazenamento das variáveis. Assim, para cada célula um arquivo texto é associado. O tempo demandado para a leitura, processamento e escrita destes arquivos em uma simulação revelou-se relativamente alto.

Utilizou-se uma máquina com processador AMD, 1,2GHz, memória RAM de 144MB e espaço livre em disco rígido de 20GB, a aplicação descrita em 7.4 demandou um tempo de execução igual a 43 horas.

No que se refere ao resultado da análise do comportamento do campo no interior das câmaras, a operação de câmaras ressonantes com elementos misturadores convenientemente dimensionados teve sua eficiência comprovada através dos índices de uniformidade de campo avaliados. Observa-se como desvantagem desta configuração, no volume demandado pelo misturador..

No exemplo estudado, a chapa condutora demanda um volume equivalente a aproximadamente 8% do volume total da câmara. A adequada operação do aparato somente para valores elevados de frequência é outro aspecto que merece ser mencionado.

A excitação da câmara utilizando-se cabos, com o objetivo de estender a faixa de operação de uma câmara reverberante a baixas frequências, mostrou-se adequada. A simulação, efetuada em uma frequência bem menor que o valor de corte, mostrou ser possível atingir índices adequados de uniformidade de campo no interior da câmara.

Identifica-se que algumas melhorias nessa configuração ainda podem ser conseguidas, visando melhorar o nível de sinal obtido na região da câmara. A utilização de configurações de 6 cabos de excitação no interior da câmara, poderá, então, representar uma alternativa viável para melhoria dos índices de mérito.

LISTA DE REFERÊNCIAS

- 1 IEC 61000-4-21. Electromagnetic Compatibility (EMC) – Part 4-21: Testing and Measurement Techniques – Reverberation Chambers. Draft, 2002.
- 2 Environmental Conditions and Test Procedures for Airborne Equipment. Norma RTCA/DO-160D, julho 1997.
- 3 Electromagnetic Compatibility Measurements Procedure for Vehicle Components – Part 27: Immunity to Radiated Electromagnetic Fields-Reverberation Method. Norma SAEJ1113/27. fevereiro 1995.
- 4 ROSENGREN, K.; KILDAL, P-S; CARLSSON, C.;CARLSSON, J. Characterization of Antennas for Mobile and Wireless Terminals in Reverberation Chambers: Improved Accuracy by Platform Stirring. Microwave and Optical Technology Letters, 30, 20, p.391-397, 2001
- 5 LUNDMARK, M. ; CALVO, R. S. ; KINDAL, P. S. ; ORLENIUS, C. A Solid Hand Phantom for Mobile Phones and Results of Measurements in Reverberation Chamber. In: 2004 IEEE AP-S International Symposium, p. 719-722, California, julho 2004
- 6 ROSENGREN, K.; KINDAL, P-S. Study of Distributions of Modes and Plane Waves in Reverberation Chambers for Characterization of Antennas in Multipath Environment. Microwave and Optical Technology Letters, 30, 20, p. 386-391, 2001
- 7 MENDES, H.A. “A New Approach to Electromagnetic Field Strength Measurements in Shield Enclosures.”Wescon. Tech. Papers, CA, USA, Agosto 20-23, 1968.

8 JARVA, W. Shielding Tests for Cables and Small Enclosures in the 1- to 10-GHz Range. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. EMC-12,1, p. 12-24, 1970.

9 CORONA, P.; LATMIRAL, G; PAOLINI, E; PICCIOLI, L. Use of a Reverberating Enclosure for Measurements of Radiated Power in the Microwave Range. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. EMC-18, 2, p. 54-59, maio 1976.

10 KOSTAS, J. G.; BOVERIE, B. Statistical Model for a Mode-Stirred Chamber. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 33, 4, p. 366-370, novembro 1991.

11 CORONA, P.; FERRARA, G.; MIGLIACCIO, M. Reverberating Chambers as Sources of Stochastic Electromagnetic Fields. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 38, 3, p. 348-356, agosto 1996.

12 HOLLAND, R.; JOHN, R. H. S. Statistical EM Field Models in an Externally Illuminated, Overmoded Cavity. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 43, 1, p. 56-66, fevereiro 2001.

13 DUNN, J. M. Local, High-Frequency Analysis of the Fields in a Mode-Stirred Chamber. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 32, 1, p. 53-58, fevereiro 1990.

14 HILL, D. Plane Wave Integral Representation for Fields in Reverberation Chambers. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 40, pp. 209-217, agosto 1998.

15 HILL, D. A.; LADBURY, J. M. Spatial-Correlation functions of Fields and Energy Density in a Reverberation Chamber. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 44, 1, p. 95-101, fevereiro 2002.

- 16 HILL, D. Boundary Fields in Reverberation Chambers. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 47, 2, p. 281-290, maio 2005.
- 17 CAPPETTA, L.; FEO, M.; FIUMARA, V.; PIERRO, V.; PINTO, I. M. Electromagnetic Chaos in Mode-Stirred Reverberation Enclosures. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 40, 3, p. 185-192, agosto 1998.
- 18 CORONA, P.; LATMIRAL, G; PAOLINI, E. Performance and Analysis of a Reverberating Enclosure with Variable Geometry. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. EMC-22, 1, p. 2-5, fevereiro 1980.
- 19 WILLIAMS, A. J. M.; DUFFY, A. P.; SCARAMUZZA, R. A. A Modelling Approach to Determining the Effective Working Volume of a Mode-Stirred Chamber. In: 10th INTERNATIONAL CONFERENCE ON ELETROMAGNETIC COMPATIBILITY, 1997. Conference Publication 445, p. 187-192.
- 20 WU, D. I.; CHANG, D. C. The Effect of an Electrically Large Stirrer in a Mode-Stirred Chamber. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 31, 2, p. 164-169, maio 1989.
- 21 PERINI, J.; COHEN, L. S. Extending the Operation of Mode Stirred Chambers to Low Frequencies. IEEE INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY. vol. 2, p. 964-965, 2002.
- 22 PERINI, J.; COHEN, L. S. An Alternative Way to Stir the Fields in a Mode Stirred Chamber. Proceedings of the 2000 IEEE INTERNATIONAL SYMPOSIM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, p. 633-637, 2000.
- 23 BAI, L.; WANG, L.; WANG, B; SONG, J. Reverberation Chamber Modeling Using FDTD. In: IEEE International Symposium on EMC, p. 7-11, Seattle, agosto 1999.

- 24 HÖIJER, M.; ANDERSSON, A.M.; LUNDÉN, O.; BÄCKSTRÖM, M. Numerical Simulations as a Tool for Optimizing the Geometrical Design of Reverberation Chambers. In: PROCEEDINGS OF 2000 IEEE INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, 2000, p. 1-6.
- 25 DUFFY, A. P. A Preliminary Study of Fields in Mode-Stirred Chambers. In: IEE COLLOQUIUM ON SCREENED ROOM TEST FACILITIES, abril 1995.
- 26 BRUNS, C. ; VAHLDIECK, R. A Closer Look at Reverberation Chambers – 3D Simulation and Experimental Verification. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 47, 3, agosto 2005. p. 612-626.
- 27 LEUCHTMANN, P. ; BRUNS, C. ; VAHLDIECK, R. On The Validation of Simulated Fields in a Reverberation Chamber. In: 33rd European Microwave Conference, 2003, p. 1035-1038.
- 28 PETIRSCH, M.; SCHWAB, A. J. Investigation of the Field Uniformity of a Mode-Stirred Chamber Using Diffusors Based on Acoustic Theory. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 41, 4, p. 446-451, novembro 1999.
- 29 BONNET, P. ; VERNET, R. ; GIRARD, S. ; PALADIAN, F. FDTD Modelling of Reverberation Chamber, Electronic Letters, vol. 41, 20, Setembro 2005.
- 30 BUNTING, C. F.; MOELLER, K. J.; REDDY, C. J.; SCEARCE, S. A. A Two-Dimensional Finite-Element Analysis of Reverberation Chambers. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 41, 4, p. 280-289, novembro 1999.
- 31 LEFERINK, F.; BOUNDENOT, J. C.; ETTEN, W. Experimental Results Obtained in the Vibrating Intrinsic Reverberation Chamber. In: PROCEEDINGS OF

2000 IEEE INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY. 2000, p. 639-644.

32 HILL, D. A. Electronic Mode Stirring for Reverberation Chambers. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 36, 4, p. 294-299, novembro 2004.

33 YU, P. Y. ; BUNTING, C. F. Statistical Investigation of Frequency-Stirred Reverberation Chambers. In: IEEE International Symposium on EMC, p. 155-159, Boston , 2003.

34 HILL, D. A.; A Reflection Coefficient Derivation for the Q of a Reverberation Chamber. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 38, 4, p. 591-592, novembro 1996.

35 CORONA, P; FERRARA, G; MIGLIACCIO, M. A Spectral Approach for the Determination of the Reverberating Chamber Quality Factor. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 40, 2, p. 145-153, maio 1980.

36 ARNAULT, L. R. Statistics of the Quality Factor of a Rectangular Reverberation Chamber. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 45, 1, p. 61-76, fevereiro 2003.

37 FREYER, G. J.; BÄCKSTRÖM, M. G. Comparison of Anechoic and Reverberation Chamber Coupling Data as a Function of Directivity Pattern – Part II. In: PROCEEDINGS OF 2001 IEEE INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, 2001, p. 286-291.

38 JANSSON, L.; BÄCKSTRÖM. M. Directivity of Equipment and Its Effect on Testing in Mode-Stirred and Anechoic Chamber. In: PROCEEDINGS OF 1999 IEEE INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, 1999, p. 17-22.

- 39 LADBURY, J. M.; KOEPKE, G. H.; CAMELL, D. G. Improvements in the CW Evaluation of Mode-Stirred Chambers. In: PROCEEDINGS OF THE 1997 IEEE INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, 1997, p. 33-37.
- 40 CORONA, P.; FERRARA, G.; MIGLIACCIO, M. Reverberating Chamber Electromagnetic Field in Presence of an Unstirred Component. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 42, 2, p. 111-115, maio 2000.
- 41 FREYER, G. J.; HATFIELD, M. O.; JOHNSON, D. M.; SLOCUM, M. B. Comparison of Measured and Theoretical Statistical Parameters of Complex Cavities. In: PROCEEDINGS OF 1996 IEEE INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, 1996, p. 250-253.
- 42 LADBURY, J. M.; GOLDSMITH, K. Reverberation Chamber Verification Procedures, or, How to Check if Your Chamber Ain't Broke and Suggestions on How to Fix It if It Is. In: PROCEEDINGS OF THE 2000 IEEE INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY. 2000, p. 17-22.
- 43 MITRA, A. K.; TROST, T. F. Statistical Simulations and Measurements Inside a Microwave Reverberation Chamber. In: PROCEEDINGS OF 1997 IEEE INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, 1997, p. 48-53.
- 44 LADBURY, J. M.; KOEPKE, G. H. Reverberation Chamber Relationships: Corrections and Improvements or Three Wrongs Can (almost) Make a Right. In: PROCEEDINGS OF THE 1999 INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY. 1999, p. 1-6.

- 45 BÄCKSTRÖM, M.; LUNDÉN, O.; KILDAL, P-S. Reverberation Chambers for EMC Susceptibility and Emission Analyses. In: Review of Radio Science 1999-2002. New York: IEEE Press, 2002. p. 429-452.
- 46 CORONA, P.; LADBURY, J.; LATMIRAL, G. Reverberation-Chamber Research- Then and Now: A Review of Early Work and Comparison With Current Understanding. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 44, 1, p. 87-94, fevereiro 2002.
- 47 KRON, G. Equivalent Circuit of the Field Equations of Maxwell. PROCEEDINGS IRE, 32, p. 289-299, 1944.
- 48 JOHNS, P. B.; AKHTARZAD, S. Solution of 6-Component Electromagnetic Fields in Three Space Dimensions and Time by the T.L.M. Method. Electronics Letters, vol. 10, 25/26, p. 535-537, dezembro 1974.
- 49 JOHNS, P. B.; BEURLE, R. L. Numerical Solution of 2-dimensional Scattering Problems Using a Transmission-Line Matrix. PROCEEDINGS IEE, vol. 118, 9, p. 1203-1208, setembro 1971.
- 50 JOHNS, P. B. A Symmetrical Condensed Node for the TLM Method. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-35, 4, p. 370-377, abril 1987.
- 51 HERRING, J. L. Developments in the Transmission-Line Modelling Method for Eletromagnetic Compatibility Studies. 1993. 213p. Tese de Doutorado. Universidade de Nottingham. Nottingham, 1993.
- 52 TRENKIC, V.; CHRISTOPOULOS, C.; BENSON, T. M. Analytical Expansion of the Dispersion Relation for TLM Condensed Nodes. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 44, 12, p.2223-2230, dezembro 1996.

53 NIELSEN, J. S.; HOEFER, J. R. Generalized Dispersion Analysis and Spurious Modes of 2-D and 3-D TLM Formulations. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 11, 8, p. 1375-1379, agosto 1993.

54 KRUMPHOLZ, M.; RUSSER, P. On the Dispersion in TLM and FDTD. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 42, 7, p. 1275-1279, julho 1994.

55 TRENKIC, V.; BENSON, T. M.; CHRISTOPOULOS, C. Dispersion Analysis of a TLM Mesh Using a New Scattering Matrix Formulation. IEEE Microwave and Guided Wave Letters, vol. 5, 3, p. 79-80, março 1995.

56 TRENKIC, V.; CHRISTOPOULOS, C.; BENSON, T. M. Dispersion of TLM Condensed Nodes in Media with Arbitrary Electromagnetic Properties. In: IEEE MTT-S INTERNATIONAL MICROWAVE SYMPOSIUM, 1995, p. 373-376.

57 AKHTARZAD, S; JOHNS, P. B. Three Dimensional Transmission-Line Matrix Computer Analysis of Microstrip Resonators. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-23, 12, p.990-997, dezembro 1975.

58 HOEFER, W. J. R. The Transmission-Line Matrix Method-Theory and Applications. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-33, 10, p. 882-893, outubro 1985.

59 TONG, C.E.; FUJINO, Y. An Efficient Algorithm for Transmission Line Matrix Analysis of Electromagnetic Problems Using the Symmetrical Condensed Node. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 39, 8, p.1420-1424, agosto 1991.

60 ALLEN, R. ; MALLIK, A.; JOHNS, P. Numerical Results for the Symmetrical Condensed TLM Node. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-35, 4, p. 378-382, abril 1987.

- 61 KRUMPHOLZ, M.; RUSSER, P. A Field Theoretical Derivation of TLM. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 42, 9, p. 1660-1668, setembro 1994.
- 62 SADIKU, M. N. O.; PETERSON, A. F. A Comparison of Numerical Methods for Computing Electromagnetic Fields. In: IEEE PROCEEDINGS-1990 SOUTHEASTCON, 1990, p. 42-47
- 63 SADIKU, M. N. O.; OBIOZOR, C. N. A Comparison of Time-Domaint Finite Difference (FDTD) and Transmission-Line Modeling (TLM) Methods. IEEEEXXX, 2000.
- 64 TRENKIC, V.; CHRISTOPOULOS, C.; BENSON, T. M. Efficient Computation Algorithms for TLM. In: First International Workshop on TLM – University of Victoria, 1995, p. 77-80.
- 65 JOHNS, P. B. The Solution of Inhomogeneous Waveguide Problems Using a Transmission-Line Matrix. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-22, 3, p. 209-215, março 1974.
- 66 JOHNS, P. B. On the Relationship Between TLM and Finite-Difference Methods for Maxwell's Equations. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-35, 1, Janeiro 1987.
- 67 SADIKU, M. N. O.; AGBA, L. C. A Simple Introduction to the Transmission-Line Modeling. IEEE Transactions on Circuits and System, vol. 37, 8, p. 991-999, agosto 1990.
- 68 HOEFER, W. J. R. The Discrete Time Domain Green's Function or Johns Matrix – A New Powerful Concept in TLM. International Journal of Numerical Modelling, 2, p. 215-225, 1989.

69 SIMONS, N.R.S.; BRIDGES, E. Method for Modeling Free Space Boundaries in TLM Situations. *Electronic Letters*, vol. 26, 7, p. 453-455, março 1990.

70 FACCIONI FILHO, M. Estudo de Modelagem Eletromagnética com o Método das Linhas de Transmissão (TLM). 2001. 192p. Tese de Doutorado. Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2001.

71 PAUL, JOHN. Modelling of General Electromagnetic Material Properties in TLM. 1998. 172p. Tese de Doutorado. Universidade de Nottingham. Nottingham, 1993.

72 CRAWFORD, M.L. Generation of Standard EM Fields Using TEM Transmission Cells. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-16, p.189-195, 1974.

73 KODALI, V. P. Engineering Electromagnetic Compatibility – Principles, Measurements, and Technologies. IEEE Press, 1996. Cap. 6, p. 105-137: Radiated Interference Measurements.

74 KRAUSS, J. D.; CARVER, K.R. Electromagnetics. McGraw Hill, 1973. Cap. 13, p. 482-600: Transmission Lines, Waveguides and Ressonators.

75 SADIKU, M. O. Numerical Techniques in Electromagnetics. CRC Press, xxx. Cap. 7, p. 501-562: Transmission-line-matrix Method.

76 COLLIN, R. E. Foundations for microwave engineering. McGraw-Hill, 1966. Cap. 4, p. 144-202: Circuit theory for waveguiding systems. Cap.7, p. 313-362: Electromagnetic Ressonators.

77 SADIKU, M. O. Elementos de Eletromagnetismo. Bookman, 2004. Cap. 12, p. 487-525: Guias de Onda. Cap. 14.3, p. 575-580: Interferencia e Compatibilidade Eletromagnética.

78 CHRISTOPOULOS, C. The Transmission Line Modeling Method. New York: IEEE Press, 1995. 220p.