

DJONNY WEINZIERL

**ESTUDO DE CÂMARAS DE TESTE DE
COMPATIBILIDADE ELETROMAGNÉTICA (CEM)
ATRAVÉS DO MÉTODO DE MODELAGEM POR
LINHAS DE TRANSMISSÃO (TLM)**

FLORIANÓPOLIS

2004



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA ELÉTRICA

ESTUDO DE CÂMARAS DE TESTE DE
COMPATIBILIDADE ELETROMAGNÉTICA (CEM)
ATRAVÉS DO MÉTODO DE MODELAGEM POR
LINHAS DE TRANSMISSÃO (TLM)

Tese submetida à Universidade Federal de Santa Catarina
como parte dos requisitos para a obtenção do grau de
Doutor em Engenharia Elétrica.

DJONNY WEINZIERL

Florianópolis, setembro de 2004.

ESTUDO DE CÂMARAS DE TESTE DE COMPATIBILIDADE ELETROMAGNÉTICA (CEM) ATRAVÉS DO MÉTODO DE MODELAGEM POR LINHAS DE TRANSMISSÃO (TLM)

Djonny Weinzierl

Esta **Tese** foi julgada adequada para a obtenção do Título de **Doutor em Engenharia Elétrica**, Área de Concentração em Sistemas de Energia, e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Santa Catarina.

Prof. Adroaldo Raizer, Dr.

Orientador

Prof. Denizar Cruz Martins, Dr.

Coordenador do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

Banca Examinadora:

Prof. Adroaldo Raizer, Dr.

Presidente

Prof. Arnulf Kost, Dr.-Ing.

Prof. Golberi Salvador Ferreira, Dr.

Prof. Hari Bruno Mohr, Dr.

Prof. Rodney Saldanha Rezende, Dr.

Prof. Sérgio Henrique Lopes Cabral, Dr.

Resumo da Tese apresentada à UFSC como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia Elétrica.

ESTUDO DE CÂMARAS DE TESTE DE COMPATIBILIDADE ELETROMAGNÉTICA (CEM) ATRAVÉS DO MÉTODO DE MODELAGEM POR LINHAS DE TRANSMISSÃO (TLM)

Djonny Weinzierl

Setembro/2004

Orientador: Prof. Adroaldo Raizer, Dr.

Área de Concentração: Compatibilidade Eletromagnética

Palavras-chave: Eletromagnetismo, Modelagem Numérica, Compatibilidade Eletromagnética (CEM), Método de Modelagem por Linhas de Transmissão (TLM).

Número de Páginas: 133

RESUMO: O presente trabalho aborda o estudo de câmaras de teste de Compatibilidade Eletromagnética (CEM), através do Método de Modelagem por Linhas de Transmissão (TLM). Modelagens tridimensionais são desenvolvidas para três câmaras comumente empregadas nos testes de susceptibilidade eletromagnética, compreendendo uma câmara Crawford, uma câmara Gigahertz Transversal-Eletromagnética (GTEM) e uma câmara reverberante de modos misturados, excitada por linhas de transmissão. O estudo também considera a modelagem de meios lineares dielétricos dispersivos de primeira ordem, cuja aplicação consiste na análise de absorvedores de energia de radiofrequência (RF) dispostos no interior da câmara GTEM analisada. As modelagens levam em consideração o estudo das frequências de ressonância, bem como a distribuição dos campos propagados no interior das câmaras analisadas. Os resultados das simulações numéricas são validados por meio de experimentações. Para fins de comparação, um modelo de câmara reverberante de modos misturados foi exclusivamente construído, com base na proposta de excitação por linhas de transmissão.

Abstract of Thesis presented to UFSC as a partial fulfilment of the requirements for the degree of Doctor in Electrical Engineering.

**STUDY OF ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY (EMC)
TEST CHAMBERS USING THE TRANSMISSION-LINE
MODELLING METHOD (TLM)**

Djonny Weinzierl

September/2004

Advisor: Prof. Adroaldo Raizer, Dr.

Area of Concentration: Electromagnetic Compatibility

Keywords: Electromagnetics, Numerical Modelling, Electromagnetic Compatibility (EMC), Transmission-Line Modelling Method (TLM)

Number of Pages: 133

ABSTRACT: This work presents the study of Electromagnetic Compatibility (EMC) chambers using the Transmission-Line Modelling Method (TLM). Three-dimensional numerical models are developed for the three chambers most used for electromagnetic susceptibility tests, which are the Crawford cell, the Gigahertz Transversal-Electromagnetic (GTEM) Cell and the Mode Stirred Chamber excited by Wires. The study also considers the modelling of first order dispersive dielectric linear media applied to the analysis of radio-frequency absorbing materials, placed in the analysed GTEM cell. The numerical models took into account the resonance frequencies, as well as the electromagnetic field distribution inside the analysed chambers. The simulated electromagnetic fields are validated by experimental results. A mode stirred chamber was built based on the alternative method in which electromagnetic fields can be excited by wires placed inside the chamber.

DEDICATÓRIA

Como descreveu certa vez o brilhante escritor alemão, Johann Wolfgang von Goethe, a alma do Homem é como a água, vem do céu e sobe para o céu, para depois voltar à Terra, em eterno ir e vir. Aos mistérios que a vida nos reserva, em sua plenitude e a cada retorno, dedico este trabalho.

AGRADECIMENTOS

Algumas meras páginas não seriam suficientes para exprimir todo meu agradecimento às pessoas, que de alguma forma ou outra muito me ajudaram e incentivaram ao longo do percurso até então trilhado. O encerramento desta nova etapa de experiências apenas reforça minha convicção da importância dos verdadeiros valores pelos quais decidi lutar ao longo desta vida, cuja amizade ocupa posição fundamental. A este inestimável valor dedico meu principal agradecimento.

Agradeço, em especial, ao Prof. Adroaldo Raizer, pela valiosa orientação, pelo incentivo e apoio constantes, e, sobretudo, pela oportunidade concedida à realização deste trabalho, sem a qual tal conquista seria sem dúvida impossível.

Meinem deutschen Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. Arnulf Kost, danke ich besonders herzlich für die wertvolle persönliche und fachliche Förderung während meiner Promotionszeit sowohl in Deutschland als auch in Brasilien. Seine stete Gesprächsbereitschaft und die vielfältigen Anregungen haben den Fortgang der Arbeit maßgeblich gefördert.

Aos professores, João Pedro Assumpção Bastos, Nelson Sadowski, Walter Pereira Carpes Junior, Patrick Kuo-Peng, pela predisposição em me ajudar ao longo das diferentes etapas do meu doutoramento, sobretudo no período de disciplinas. Agradeço, particularmente, ao Prof. Walter, pelas inúmeras e indispensáveis sugestões técnicas, que muito contribuíram para a conclusão deste trabalho.

Aos professores, Arnulf Kost, da *Brandenburgische Technische Universität Cottbus*, Golberi Salvador Ferreira, do CEFET/SC, Hari Bruno Mohr, da UFSC, Rodney Saldanha Rezende, da UFMG, Sérgio Henrique Lopes Cabral, da FURB, Walter Carpes Junior, da UFSC, Mauro Faccioni Filho, da UNISUL, Antônio Carlos França Sartori, da USP, pelas importantes e indispensáveis considerações realizadas no exame de qualificação e na defesa de Tese.

Ao Prof. Denizar Cruz Martins, Coordenador em exercício do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da UFSC, pela confiança em mim depositada e pelo irrestrito apoio despendido nos meses que antecederam a defesa deste trabalho. Aos amigos Wilson, Marcelo e Marcos, pela indispensável ajuda com todo o processo burocrático na secretaria do PPGEEL.

A Prof^a. Elisete Ternes Pereira, ao Prof. Sérgio Henrique Lopes Cabral, ao Prof. Thair Ibrahim Abdel Hamid Mustafa, da FURB, pelo valioso incentivo ao meu ingresso no Programa de Pós-Graduação da Universidade Federal de Santa Catarina. Ao meu grande amigo Thair, especialmente, pela sincera amizade que se iniciou em 1997, como meu orientador de iniciação científica, na FURB, e que tem perpetuado ao longo dos anos.

Aos meus grandes amigos, *boinas verdes*, que conquistaram minha sincera amizade durante a estada na UFSC, Milton Bley Junior, Hugo Armando Dominguez Almaguer, Muriel Bittencourt de Liz, Alexandre Dalla Rosa, pelo precioso incentivo ao longo destes vários anos de convívio, os quais permanecerão afetuosamente impressos em minha memória. Ao *Alemão*, em especial, pela incondicional amizade que tem dedicado a mim, desde os tempos de Blumenau, a qual vem sendo constantemente cultivada a cada ano em Florianópolis.

Aos meus colegas que ainda se encontram no GEMCO, Paulo Ricardo Telles Rangel, Vilson Luiz Coelho, Adriano Kieling Ries, George Luiz Aires Bittar, José Felipe von Trompowsky, Matheus Hammes Amaral, Vanessa Steinbach, Fernando Hidalgo Molina, Felipe Cássias Pereira, pelo excelente convívio ao lado de pessoas muito especiais que sois. Ao amigo Rangel, em particular, pela leitura do manuscrito inicial e pelas valiosas sugestões efetivamente apontadas na versão final da Tese.

Aos amigos que comigo compartilharam um determinado período no GEMCO, Luiz Carlos Martinhago Schlichting, Paulo Roberto Wollinger, Jony Laureano Silveira, Fábio Brignol de Moraes, Tiago Giesel, Xisto Lucas Travassos Junior, pelo companheirismo íntegro e precioso. Ao *Bagrinho*, em particular, por cada momento de alegria contagiante que sua presença proporciona.

Aos amigos que ganhei no GRUCAD, Celly Melo, Jean Viane Leite, Maurício Valencia Ferreira da Luz, Ana Margarida de Oliveira, Ricardo Antunes, pelo companheirismo e pelas palavras de incentivo ao longo das disciplinas cursadas no primeiro ano de pós-graduação. Ao amigo Charles Borges de Lima, que se soma a este grupo de pessoas especiais.

A todos os amigos da FURB, dentre os quais, alguns participaram mais intensamente do progresso deste trabalho, especialmente aos meus amigos, Luiz Cândido Tomaselli, Sérgio Vidal Garcia Oliveira, Sérgio Luciano Ávila, Yales Rômulo de Novaes, pela amizade e pelas palavras de estímulo, conferidas a mim desde o momento de escolha pela continuidade de meus estudos.

Weiterhin bedanke ich mich bei Herrn Dr.-Ing. Roland Uhlig, Herrn Dr. Ralf Jacobs, Herrn Dipl.-Ing. Manfred Mewald, Herrn Ing. Rolf Paul, Herrn Dipl.-Ing. Andreas Hahn, Herrn Bernd Kilian, Frau Marion Balzer, für das wunderbare Beisammensein am Lehrstuhl der Allgemeinen Elektrotechnik und Numerische Feldberechnung. Insbesondere bedanke ich mich recht herzlich für die vielen Tagen, an denen wir zusammen Kaffee getrunken und über die vielen interessanten Themen gesprochen haben.

À CAPES, pelo financiamento deste trabalho no Brasil e na Alemanha.

Herzlichen Dank auch an die Deutsche Forschungsgemeinschaft, die ein Teil meines Aufenthaltes in Cottbus durch ein Stipendium gefördert hat.

A todos os meus amigos e familiares, indistintamente, que sempre confiaram em meus propósitos, especialmente aos meus queridos avô e avó maternos, Afonso e Hilda Pauli, aos meus queridos tios e tias, Aramis e Meri Fiates, Ingo e Rosi Pauli, Celso e Ingrid Henings, meus primos, Sandy Henings e Eduardo Pauli, meus amigos Emerson Hinke, Clodoaldo Tschöke, Andrei Gonçalves, ao meu novo irmão, Marcelo Pessin, em especial, todos sempre muito interessados e dispostos a me apoiar no que fosse necessário.

Auch bedanke ich mich ganz lieb bei meiner lieben deutschen Grossmutter, Hildegard Irene Weinzierl, und bei meinem Onkel, Guilherme Wolfgang Weinzierl, für die wertvolle Unterstützung während meiner Erziehung in São Bento do Sul und während des Studiums in Blumenau.

Desweiteren möchte ich mich auch bei meinen lieben Freunden, Carla und Martin Brand, Dominik Niederberger, Irene und Ernst Niederberger, Michael Henschel, Tanja und Jörg Budde und besonders herzlich bei meinen deutschen Eltern Rita und Norbert Brand für die Unterstützung während der Zeit in Europa bedanken.

Finalmente, agradeço aos meus queridos pais, Werner e Edeltraud, pelo amor incondicional e pela educação transferida, baseada em princípios de vida, cujo real papel de Homem dentro do coletivo é a prática do Bem, sem a qual nada seria verdadeiramente digno de mérito. Da mesma forma, agradeço a minha querida irmã, pelo simples fato de se mostrar um exemplo da prática destes princípios.

SUMÁRIO

Lista de Símbolos e Abreviaturas.....	xiv
Capítulo 1 - Introdução e Apresentação	1
Capítulo 2 - Compatibilidade Eletromagnética (CEM).....	5
2.1 Introdução	5
2.2 Introdução à CEM	5
2.3 Considerações Acerca das Normas de CEM.....	7
2.4 Ensaio no Âmbito da CEM.....	9
2.4 Câmaras de Testes de CEM: Uma Revisão de Literatura e Normas.....	12
2.5 Sítios de Testes em Campo Aberto (STCA)	16
2.6 Câmaras Blindadas.....	19
2.7 Câmaras Anecóicas	20
2.7.1 Materiais Absorvedores de Radiação Eletromagnética (MARE)	22
2.8 Câmara Transversal-Eletromagnética (TEM)	24
2.9 Câmara Gigahertz-Transversal-Eletromagnética (GTEM)	26
2.10 Câmara Reverberante de Modos Misturados	28
2.11 Câmara Stripline.....	33
2.12 Tabela de Comparações	34
2.13 – Considerações Acerca do Capítulo.....	36
Capítulo 3 - O Método de Modelagem por Linhas de Transmissão (TLM).....	37
3.1 Introdução	37
3.2 Métodos e Modelagens	37
3.3 Nó Simétrico Condensado (NSC)	41
3.3.1 Nó Paralelo Bidimensional	44
3.3.2 Nó Série Bidimensional	48
3.4 Equacionamento do Nó Simétrico Condensado (NSC)	51
3.4.1 Cálculo dos Campos no NSC	54
3.4.2 Cálculo do Espalhamento da Energia na Malha	54
3.4.3 Processo de Conexão Iterativa no Tempo.....	55
3.5 Condições de Contorno	56
3.6 Excitação do NSC	57
3.7 Modelagem de Materiais Condutores	59

3.8 Conversão dos Resultados ao Domínio da Frequência	60
3.9 Erro de Dispersão Numérica	60
3.10 Considerações Acerca do Capítulo	61
Capítulo 4 - Modelagem de Meios Dielétricos em TLM	62
4.1 Introdução	62
4.2 Equações de Maxwell Aplicadas aos Meios Dielétricos Dispersivos.....	63
4.3 Nó Paralelo aplicado aos Meios Dielétricos Dispersivos.....	65
4.4 Nó Série aplicado aos Meios Dielétricos Dispersivos	71
4.5 NSC Aplicado aos Meios Dielétricos Dispersivos.....	74
4.6 Valiação do Algoritmo TLM 3D.....	76
4.7 Considerações Acerca do Capítulo	79
Capítulo 5 - Aplicações e Resultados Obtidos	80
5.1 Introdução	80
5.2 Câmara TEM Crawford.....	80
5.2.1 Validação Experimental.....	88
5.3 Câmara GTEM	90
5.3.1 Validação Experimental.....	94
5.4 – Câmara Reverberante de Modos Misturados Excitada por LT's	95
5.4.1 – Validação Numérica.....	97
5.4.2 – Validação Experimental.....	102
5.5 – Considerações Acerca do Capítulo	110
Capítulo 6 - Conclusões Gerais	111
6.1 Introdução	111
6.2 Revisão e Contribuições.....	111
6.3 Dificuldades e Novas Proposições	113
Anexo 1 - Equipamentos utilizados nas medições	116
Anexo 2 - Esquema e fotos da câmara construída.....	118
Anexo 3 - Referências bibliográficas pessoais.....	121
Referências Bibliográficas.....	123

LISTA DE SÍMBOLOS E ABREVIATURAS

$\Delta \ell$ – Comprimento discretizado do nó para malha regular [m]

$\Delta \chi_e$ – Contraste da susceptibilidade elétrica para materiais dielétricos de Debye

ω – Frequência angular [rad/s]

s – Operador de Laplace (domínio s) [s^{-1}]

\bar{s} – Operador de Laplace normalizado

∇ – Operador Nabla (vetor)

ε_r'' – Parte imaginária da permissividade elétrica relativa complexa

ε_r' – Parte real da permissividade elétrica relativa complexa (constante dielétrica)

Δt – Passo de tempo discretizado [s]

$\hat{\varepsilon}(\omega)$ – Permissividade elétrica complexa dependente da frequência [F/m]

$V_1^i, V_2^i, \dots, V_{12}^i$ – Tensão incidente nos ramos do nó [V]

$V_1^r, V_2^r, \dots, V_{12}^r$ – Tensão refletida nos ramos do nó [V]

c – Velocidade da luz [m/s]

\vec{D} – Vetor indução elétrica [C/m^2]

\vec{B} – Vetor indução magnética [Wb/m^2]

\vec{E} – Vetor campo elétrico [V/m]

\vec{H} – Vetor campo magnético [A/m]

\vec{J}_c – Vetor densidade superficial de corrente [A/m^2]

Γ – Coeficiente de reflexão

λ – Comprimento de onda [m]

σ – Condutividade elétrica total [S/m]

π – Constante pi

\times – Operação de produto vetorial

μ – Permeabilidade magnética [H/m]

ε – Permissividade elétrica [F/m]

ε_∞ – Constante dielétrica no infinito

μ_0 – Permeabilidade magnética do espaço livre [H/m]

ε_0 – Permissividade elétrica do espaço livre [F/m]

α_e – Coeficiente de ganho para materiais dielétricos de Debye

β_e – Coeficiente da discretização exponencial para materiais dielétricos de Debye

τ_e – Constante de tempo de relaxação dielétrica [s]

χ_e – Susceptibilidade elétrica

$\chi_{e\infty}$ – Susceptibilidade elétrica no infinito

$\chi_{e0}, \chi_{e1}, \bar{\chi}_e$ – Componentes de $\chi_e(z)$ expandida em frações parciais

μ_r – Permeabilidade magnética relativa

ε_r – Permissividade elétrica relativa (constante dielétrica)

σ_s – Condutividade elétrica estática [S/m]

ε_s – Constante dielétrica estática

η_{tx} e η_{rx} – Fatores de efetividade das antenas transmissora e receptora, respectivamente

Δx , Δy , Δz – Comprimento discretizado do nó para cada direção [m]

* – Operação de produto de convolução

[S] – Matriz de espalhamento

2D – Bidimensional

3D – Tridimensional

a, b, c – Dimensões da câmara

AB – Atenuação de Blindagem

ABNT – Associação Brasileira de Normas Técnicas

ANATEL – Agência Nacional de Telecomunicações

ANSI – *American National Standards Institute*

ANVISA – Agência Nacional de Vigilância Sanitária do Ministério da Saúde

C_d – Capacitância por unidade de comprimento [F/m]

CE – Conformidade Européia

CEM – Compatibilidade Eletromagnética

CENELEC – *Comité Européen de Normalisation Electrotechnique*

CISPR – *Comité International Spécial des Perturbations Radioélectriques*

C_T – Capacitância das linhas de transmissão [F]

d – Distância entre a base e o condutor central da câmara [m]

DFT – Transformada Discreta de Fourier

E – Intensidade de campo elétrico [V/m]

E_0 – Amplitude máxima do campo elétrico [V/m]

E_1, E_2 – Campos elétricos sem e com a presença da blindagem, respectivamente [V/m]

EB – Efetividade de blindagem

EET – Equipamento em Teste

EMI – *Electromagnetic Interference*

EMS – *Electromagnetic Susceptibility*

EN – Sigla correspondente à norma europeia

e_{oy} – Valor normalizado da intensidade do campo elétrico associado ao modo TEM em uma câmara GTEM

ETSI – *European Telecommunications Standards Institute*

EUA – Estados Unidos da América do Norte

EUT – *Equipment Under Test*

E_x, E_y, E_z – Componentes do campo elétrico nas direções x, y e z , respectivamente [V/m]

f – Frequência de operação em uma câmara de teste de CEM [Hz]

$F(s)$ – Função no domínio s

$f(t)$ – Função no domínio do tempo

FC – Fator de calibração da câmara

f_c – Frequência de corte [Hz]

FCC – *Federal Communications Commission*

FDTD – *Finite Difference Time Domain Method*

FEM – *Finite Element Method*

f_{mnp} – Frequência do modo ressonante [Hz]

G – Ganho relacionado ao EET em uma GTEM

$G(s)$ – Função no domínio s

$g(t)$ – Função no domínio do tempo

g_e – Condutância normalizada dos tocos dissipativos para as malhas dispersivas

G_e – Condutância dos tocos dissipativos [S]

G_{ed} – Condutância por unidade de comprimento [S/m]

GTEM – Gigahertz Transversal Eletromagnético

H – Intensidade de campo magnético [A/m]

H_1, H_2 – Campos magnéticos observados sem e com a presença da blindagem, respectivamente [A/m]

$H_{máx}, H_{mín}$ – Alturas máxima e mínima de uma antena posicionada em um STCA [m]

H_x, H_y, H_z – Componentes do campo magnético nas direções x, y e z , respectivamente [A/m]

I_1, I_2, \dots, I_{12} – Correntes dos ramos dos nós [A]

IEC – *International Electrotechnical Commission*

IEEE – *IEEE – Institute of Electrical and Electronics Engineers*

IEM – Interferência Eletromagnética

IRF – Interferência de Rádio-Frequência

I_x, I_y, I_z – Componentes da corrente elétrica no nó para cada direção [A]

i_x, i_y, i_z – Componentes normalizadas da corrente elétrica no nó nas direções x, y e z , respectivamente [V]

K – Número da iteração no tempo (prefixo subscrito)

k_e – Coeficiente de ganho

L – A distância entre a antena e o EET em um STCA [m]

L_d – Indutância por unidade de comprimento [H/m]

m, n, p – Números inteiros que definem o modo da frequência de ressonância

MARE – Materiais Absorvedores de Radiação Eletromagnética

MEF – Método de Elementos Finitos

MMo – Método de Momentos

MoM – *Moments Method*

MSC – *Mode Stirred Chamber*

N – Número possível de modos propagados

NBR – Norma brasileira

NSC – Nó Simétrico Condensado

OATS – *Open Area Test Sites*

P – Potência resultante da onda propagada no interior da câmara [W]

P_{EET} e P_R – Potências medidas sobre a face EET e pela antena de referência, respectivamente [W]

P_r e P_i – Valores da densidade de fluxo de potência das ondas refletida e incidente, respectivamente [W/m²]

Q – Fator de qualidade da câmara

R – Coeficiente de Refletividade [dB]

r – Quantidade refletida (sufixo sobrescrito)

RAM – *Radar Absorbing Materials*

RF – Radio-freqüência

RFI – *Radio Frequency Interference*

SCN – *Symmetric Condensed Node*

$S_{edx}, S_{edy}, S_{edz}$ – Funções auxiliares no domínio discreto z [V]

SEM – Susceptibilidade Eletromagnética

S_{ex}, S_{ey}, S_{ez} – Funções no domínio discreto z [V]

$S_{máx}$ – Fator de correlação geométrico da câmara GTEM

STCA – Sítio de Testes em Campo Aberto

T – Tempo [s]

$\tan \delta$ – Tangente de perdas

T_e – Coeficiente de ganho

TEM – Transversal Eletromagnético

TE_{mnp} – Polarização Transversal Elétrica

TLM – Método de Modelagem por Linhas de Transmissão

TM_{mnp} – Polarização Transversal Magnética

V – Volume da câmara [m³]

V_1, V_2, \dots, V_{12} – Tensão total nas portas do nó [V]

V_c – Tensão aplicada ao condutor da câmara [V]

VDE – *Verband Deutscher Elektrotechniker*

v_{LT} – Velocidade de propagação nas linhas de transmissão [m/s]

v_m – Velocidade de propagação da onda em um meio qualquer [m/s]

V_x, V_y, V_z – Componentes de tensão do nó para cada direção [V]

x, y, z – Coordenadas espaciais cartesianas [m]

z – Operador do domínio discreto z

Z_0 – Impedância característica do espaço livre [Ω]

Z_c – Impedância característica da câmara [Ω]

Z_{LT} – Impedâncias das linhas de transmissão [Ω]

Z_t – Impedância de terminação da malha [Ω]

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO E APRESENTAÇÃO

Aguçada pela declarada expansão da economia mundial, a competitividade no mercado torna imprescindível o aprimoramento dos mais variados dispositivos e equipamentos dentre os diversos setores da sociedade contemporânea. Outrossim, a curiosidade pelo desconhecido, bem como a tendência de investigar os fenômenos ainda não desvendados são atrações para o espírito pesquisador, que busca recursos hábeis para o próprio intento.

Apesar da preocupação com os efeitos da interferência eletromagnética já se fazer presente em nossa sociedade desde o início do século passado, o tema veio a ser tratado de forma mais intensa apenas há algumas décadas. Em virtude da intensificação continuada deste fenômeno, surge o tema de estudo conhecido atualmente por **Compatibilidade Eletromagnética (CEM)**.

Ao lado de todo um trabalho científico-tecnológico impulsionado pelos problemas vinculados à CEM, há um sistemático estudo relacionado aos seus níveis restritivos, disseminado industrialmente, cuja grande concentração se encontra nos países mais desenvolvidos. Dentre as várias entidades de normalização encontradas, destacam-se o Comitê Europeu de Normalização Eletrotécnica (*CENELEC – Comité Européen de Normalisation Electrotechnique*), sediado na França; a Associação Alemã de Engenheiros Eletricistas (*VDE – Verband Deutscher Elektrotechniker*); o Instituto Estadunidense de Normas Nacionais (*ANSI – American National Standards Institute*); a Comissão Federal de Comunicações (*FCC – Federal Communications Commission*), com sua sede situada nos EUA, dentre outras.

Compete a estas entidades, enfim, definir os critérios de aceitação dos produtos colocados no mercado local e/ou internacional. De forma geral, se um equipamento comercializado na Alemanha, por exemplo, não se adequar às especificações de interferência irradiada estabelecidas pela IEC, ele não poderá ser comercializado dentro da Comunidade Européia (CE). Percebe-se, a partir deste exemplo, a importância de se levar em consideração os aspectos relacionados à CEM.

Com base no controle das emissões eletromagnéticas de equipamentos e dispositivos eletroeletrônicos em geral, pode-se reduzir os efeitos nocivos de interferências eletromagnéticas intra-sistemas. Outra forma de compatibilizar o funcionamento de vários sistemas se dá a partir de um controle mais restritivo da susceptibilidade destes aos campos presentes no ambiente eletromagnético comum.

Com o propósito de reproduzirem ambientes eletromagnéticos controláveis, desenvolveram-se técnicas específicas e adequadas aos testes de interferência e susceptibilidade eletromagnéticas. Paralelamente às pesquisas relacionadas com tais técnicas, encontram-se os estudos de entidades e organismos normalizadores, que intervêm no sentido de se estabelecerem padrões ao emprego de ambientes de teste.

Muito embora a construção destas instalações de teste seja relativamente simples de ser empreendida, a análise dos fenômenos eletromagnéticos envolvidos exige o emprego de procedimentos específicos. Por sua vez, técnicas numéricas de modelagem vêm sendo aplicadas ao tratamento e à análise destes ambientes, mais amplamente conhecidos como câmaras de teste de CEM.

Apesar de existirem alguns livros dedicados à Compatibilidade Eletromagnética [1-4], a maioria apenas descreve superficialmente as características destas câmaras de teste, com exceção da referência [3], que contempla uma análise mais detalhada do tema. Em um dos seus capítulos, PEREZ [3] apresenta resumidamente algumas técnicas de modelagem numérica, entretanto não contempla o emprego destas às câmaras de teste de CEM. Cabe portanto ressaltar a escassez de informações acessíveis (livros ou teses) publicadas acerca do tema tratado. Em âmbito nacional, esta restrição se apresenta ainda maior, salvo as pesquisas coordenadas pelo Prof. Antônio Carlos França Sartori, da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo (USP), que, no entanto, direciona o tema em questão ao estudo de câmaras reverberantes de modos misturados.

Dentro do contexto apresentado, este trabalho de doutoramento vem agregar valor ao estudo de câmaras de teste de CEM, atendendo à demanda por soluções científico-tecnológicas em âmbito internacional, bem como contribuindo ao amplo e significativo tema de discussões e pesquisas, junto à comunidade científica brasileira. Mais especificamente, a presente tese vem contribuir para a análise de câmaras empregadas nos testes de susceptibilidade eletromagnética, através do Método de Modelagem por Linhas de Transmissão (TLM). Cabe aqui ressaltar que a utilização desta técnica numérica permite um estudo mais detalhado dos campos gerados no interior das câmaras analisadas,

garantindo assim, a viabilidade de construção de novos projetos. Dentre os modelos analisados compreendem uma câmara Crawford, uma câmara GTEM e uma câmara reverberante de modos misturados.

Com base nos fatores acima apenas mencionados, propõe-se, a seguir, um roteiro de leitura e exposição do trabalho. Os diferentes focos de atenção deste trabalho (considerações teóricas, método numérico empregado e resultados obtidos) encontram-se descritos em capítulos, permitindo assim um melhor direcionamento da leitura, bem como, convenientemente, uma análise mais detalhada de cada matéria de interesse.

O capítulo 2 apresenta os aspectos relacionados à CEM, cuja abordagem contempla seu posicionamento na linha do tempo, as exigências atribuídas ao mercado internacional de CEM e os ensaios pertinentes ao tema em questão. O capítulo 2 descreve o estudo de câmaras de teste de CEM, levando em consideração suas principais características e aplicabilidades. Serão tratados, ainda, os ambientes de teste comumente empregados aos testes de CEM, dentre os quais compreendem os sítios de teste em campo aberto (OATS) e as câmaras em geral (blindadas, anecóicas, Crawford, GTEM, Striplines e reverberantes de modos misturados).

O capítulo 3 apresenta uma descrição do TLM, bem como a topologia empregada na modelagem tridimensional de meios homogêneos e sem perda. Esse capítulo desenvolve a análise progressiva dos modelos bidimensionais (nós série e paralelo), que descrevem o equacionamento do nó simétrico condensado (NSC) tridimensional. Finalmente, consideram-se as condições de contorno, as formas de excitação empregadas ao NSC e um breve estudo relacionado aos erros ocasionados pelo fenômeno da dispersão numérica.

A formulação do NSC aplicada ao estudo de meios dielétricos dispersivos é apresentada no capítulo 4, mais especificamente no que tange à modelagem de materiais absorvedores utilizados no âmbito da CEM. Subseqüentemente, de forma a avaliar a topologia estudada, o capítulo apresenta a modelagem de uma câmara blindada, contendo em seu interior um bloco de material absorvedor.

Em seqüência, no capítulo 5, apresentam-se os resultados obtidos através da modelagem tridimensional de três câmaras de teste analisadas. São consideradas uma câmara Crawford, uma câmara GTEM e uma câmara reverberante de modos misturados, excitada por linhas de transmissão. As modelagens analisadas são validadas através de valores obtidos experimentalmente.

Finalmente, são apresentadas as conclusões gerais do trabalho, as expectativas de trabalhos futuros, bem como algumas proposições para a continuidade e o emprego das técnicas apresentadas.

Em apenso encontram-se algumas fotografias obtidas ao longo do trabalho: o anexo 1 apresenta os equipamentos utilizados no processo de medição dos campos dentro das câmaras; e, no anexo 2 encontram-se algumas fotografias da câmara reverberante de modos misturados, construída para os propósitos de medição desta tese.

CAPÍTULO 2

COMPATIBILIDADE ELETROMAGNÉTICA (CEM)

2.1 INTRODUÇÃO

Este capítulo apresenta, inicialmente, uma breve introdução à Compatibilidade Eletromagnética (CEM), bem como alguns conceitos importantes para o desenvolvimento do presente trabalho. Mais adiante, ao longo do capítulo, descrevem-se as exigências internacionais quanto à CEM, levando em consideração as implicações técnicas que estas vêm trazendo à indústria brasileira. Ademais, o capítulo apresenta um estudo detalhado das principais câmaras aplicadas aos testes de CEM, bem como uma contextualização das normas que as relacionam em âmbito global.

2.2 INTRODUÇÃO À CEM

Historicamente, a atenção quanto aos efeitos relacionados à CEM iniciou em 1901, quando o italiano Guglielmo Marconi realiza a primeira transmissão de sinais a longas distâncias, através de ondas eletromagnéticas [1]. Vinte anos mais tarde, entram em operação os primeiros sistemas de radiodifusão comerciais. Ao lado da proliferação destes sistemas surgiram os problemas relacionados às interferências eletromagnéticas, conduzindo a comunidade científica à produção dos primeiros artigos, relacionando os novos fenômenos eletromagnéticos às interferências de RF.

Entre 1939 e 1945, a utilização da comunicação sem fio torna-se ainda mais intensificada, incorporando ao cenário da 2ª Grande Guerra os primeiros problemas de interferências eletromagnéticas em sistemas de navegação por radar. E em virtude do vertiginoso desenvolvimento dos sistemas de transmissão de informação, na forma digital, os problemas de CEM se tornam ainda mais complexos. Os anos subseqüentes definem o processo de análise e controle destes fenômenos, os quais se tornam, mais tarde, objeto e tema de estudo da **Compatibilidade Eletromagnética**.

Compatibilidade Eletromagnética (CEM), mais amplamente conhecida pela abreviatura EMC (*Electromagnetic Compatibility*), é definida pela IEC (*International Electrotechnical Commission*) como *a capacidade de um equipamento funcionar*

satisfatoriamente em seu ambiente eletromagnético, sem introduzir perturbação eletromagnética intolerável nos equipamentos que se encontrem neste ambiente [5].

Levando em consideração uma definição mais detalhada, de acordo com PAUL [1], um sistema é eletromagneticamente compatível quando satisfaz os seguintes critérios:

- a) Não causa interferência eletromagnética em outros sistemas;
- b) Não é eletromagneticamente susceptível às emissões provenientes de outros sistemas; e,
- c) Não causa interferência em si mesmo.

Do ponto de vista eletromagnético, a energia de interferência é transferida de um emissor (fonte), através de um caminho de acoplamento (meio), a um equipamento ou dispositivo qualquer (receptor). O campo eletromagnético experimentado pela fonte, entretanto, pode – ou não – interferir no desempenho do receptor, dependendo da susceptibilidade deste aos níveis de energia associados. Diz-se, portanto, ao equipamento que não tolera a presença de determinados níveis de energia eletromagnética, ser susceptível à interferência de radiofrequência (RF).

Tanto as fontes, quanto os receptores, podem ser classificados como intencionais ou não-intencionais, dependendo de suas características e do caminho de acoplamento entre os dois. A transferência de energia eletromagnética ocorre, freqüentemente, via modos de acoplamento não-intencionais, como por exemplo, o próprio ar.

As interferências não ocorrem somente pela propagação de ondas eletromagnéticas através do ar (interferências irradiadas), mas também pela condução direta em meios condutores (interferências conduzidas). Cabe ressaltar que o caminho condutor é inerentemente mais eficiente do que o caminho de acoplamento pelo ar. Exemplos comuns de fontes de interferência eletromagnéticas são equipamentos eletroeletrônicos, em geral (motores, conversores de frequência, fontes chaveadas, etc.).

Em virtude da popularização da eletrônica, incorporada aos equipamentos eletromecânicos, bem como do crescente uso destes equipamentos e de outros dispositivos afins nos vários setores da sociedade, o tema Compatibilidade Eletromagnética impõe sua presença nas mais diversas áreas da Engenharia Elétrica.

Percebe-se, atualmente, uma grande evolução, no que se refere ao controle da interferência eletromagnética. O resultado conquistado ao longo de décadas de pesquisas vem ao encontro de um conjunto de esforços mutuamente empreendidos por fabricantes, consumidores, organismos de normalização e fiscalização (governamentais ou não) e de

pesquisa (universidades, institutos, laboratórios). Estes, finalmente, conduzem e definem os caminhos a serem delineados em busca do controle dos níveis de radiação eletromagnética intoleráveis aos equipamentos eletroeletrônicos em geral e ao Homem.

2.3 CONSIDERAÇÕES ACERCA DAS NORMAS DE CEM

Desde a obrigatoriedade da Diretiva CEM 89/336/EEC [6], de 3 de maio de 1989, somente adotada pela Comunidade Européia a partir de janeiro de 1996, muito se tem preocupado com as exigências e implicações técnicas que esta norma vem trazendo, inerentemente, às indústrias brasileiras, independentemente de existir ou não o interesse na exportação dos nossos produtos ao Mercado Comum Europeu.

A aplicação desta diretiva, abrangendo grande parte dos produtos eletroeletrônicos fabricados no Brasil, refere-se, basicamente, às interferências causadas por tais equipamentos, bem como à susceptibilidade destes aos campos provenientes de equipamentos próximos ou do ambiente eletromagnético que os cercam.

Esta diretiva tem atribuído ao mercado internacional um aspecto extremamente relevante no que diz respeito à certificação de equipamentos eletroeletrônicos. Para que certo equipamento possa ser comercializado, sem quaisquer restrições, dentro do Mercado Comum Europeu, faz-se necessário que este satisfaça às exigências de desempenho e de segurança estabelecidas pelas diretivas da Comunidade Européia, para as quais a Diretiva CEM 89/336/EEC determina. A conformidade em relação a estas exigências pode ser adquirida através do cumprimento de protocolos específicos, aprovados pelo Comitê Europeu de Normalização Eletrotécnica (*CENELEC – Comité Européen de Normalisation Electrotechnique*), ou pelo Instituto Europeu de Normas de Telecomunicação (*ETSI – European Telecommunications Standards Institute*). De forma a identificar tal observância de conformidade, o produto recebe um selo de certificação representado pela marca de conformidade européia (*CE – Conformité Européenne*).

A obtenção da marca CE veio assim requerer aos fabricantes de equipamentos eletroeletrônicos que não estavam habituados ao cumprimento de tais normas, uma reestruturação significativa dos seus próprios procedimentos internos, além da necessidade de se buscar investimentos em equipamentos e em pessoal para ensaios e projetos de CEM [7].

As recomendações e normas relacionadas à CEM, apesar de muitas vezes não descreverem protocolos similares para um mesmo caso específico, correspondem às atuais

referências para a normalização dos produtos colocados no atual mercado internacional. Por outro lado, percebe-se uma intenção globalmente compartilhada, da necessidade de um processo de uniformização das normas de CEM se sobreponha à burocracia do atual processo organizacional de normalização.

Por sua vez, no Brasil, segundo a Associação Brasileira de Normas Técnicas (ABNT), ao termo normalização compreende *a atividade que estabelece, em relação a problemas existentes ou potenciais, prescrições destinadas à utilização comum e repetitiva com vistas à obtenção do grau ótimo de ordem em um dado contexto* [8].

Ainda segundo à ABNT, os objetivos da normalização são:

- a) Proporcionar a redução da crescente variedade de produtos e procedimentos;
- b) Proporcionar meios mais eficientes na troca de informação entre o fabricante e o cliente, melhorando a confiabilidade das relações comerciais e de serviços;
- c) Proteger a vida humana e a saúde;
- d) Prover a sociedade de meios eficazes para aferir a qualidade dos produtos; e,
- e) Evitar a existência de regulamentos conflitantes sobre produtos e serviços em diferentes países, facilitando assim, o intercâmbio comercial.

Não obstante à atenção que comitês, como a ABNT, têm concedido aos problemas relacionados à CEM, o mercado brasileiro ainda não dispõe de protocolos gerais de normalização apropriados, onde os níveis de emissão e imunidade estejam claramente definidos. Há, entretanto, casos isolados. De acordo com a resolução número 237, publicada em novembro de 2000 pelo conselho diretor da Agência Nacional de Telecomunicações (ANATEL) [9], exige-se de todos os fabricantes de equipamentos de telecomunicações o cumprimento de requisitos específicos no que se refere aos testes de interferência e susceptibilidade eletromagnéticas de equipamentos de telecomunicação.

Um projeto de norma que trata de CEM no Brasil é a NBR 12304 [10] (ainda não regulamentada), que estabelece os limites e métodos de medição de rádio-perturbação em equipamentos de tecnologia da informática. Também estão sendo adotados, no Brasil, alguns requisitos de CEM para equipamentos eletromédicos, de acordo com a resolução número 444 da Agência Nacional de Vigilância Sanitária, do Ministério da Saúde (ANVISA). Estes requisitos estabelecem que os equipamentos eletromédicos, comercializados no país, devem estar de acordo com as exigências da prescrição geral da norma NBR IEC 60601-1 [11], bem como da emenda primeira [12], que especificam os níveis mínimos de campo elétrico que os equipamentos eletromédicos devem suportar, sem

apresentarem alterações de desempenho. A norma colateral brasileira NBR IEC 60601-1-2 [13], que traz prescrições relativas à compatibilidade eletromagnética em equipamentos eletromédicos ainda não é compulsória.

2.4 ENSAIOS NO ÂMBITO DA CEM

Sem dúvida os problemas vinculados à Compatibilidade Eletromagnética englobam vários fenômenos práticos. Têm-se como exemplos os fenômenos que relacionam a energia eletromagnética conduzida, de igual importância e valia para o desenvolvimento de um trabalho científico. No entanto, devido ao escopo da tese, somente serão analisados os fenômenos eletromagnéticos radiados, mais especificamente no que se referem aos ensaios de interferência eletromagnética (IEM, ou *EMI – Electromagnetic Interference*) e susceptibilidade eletromagnética (SEM, ou *EMS – Electromagnetic Susceptibility*).

O teste de interferência eletromagnética tem por objetivo verificar os níveis de campo eletromagnético radiado pelo equipamento em teste (EET, ou *EUT – Equipment Under Test*), bem como compará-los aos limites estabelecidos pelas normas vigentes. O ensaio de susceptibilidade, por sua vez, tem a finalidade de verificar o adequado funcionamento de equipamentos quando expostos aos níveis de campo eletromagnético que encontrarão quando em operação. Ambos os testes devem ser realizados nas condições típicas de configuração e funcionamento do EET.

Convém ressaltar que embora um equipamento esteja em conformidade com as normas relacionadas à CEM, necessariamente deixe de ser um possível causador de interferências. Da mesma forma, os limites de imunidade exigidos do equipamento não garantem que o mesmo seja completamente imune aos campos eletromagnéticos provenientes do meio. A conformidade com as exigências normativas permite apenas controlar a quantidade de ruído eletromagnético emitido pelo equipamento, bem como estabelecer os níveis de interferência eletromagnética que este suportará sem lograr prejuízos em seu desempenho.

As exigências internacionais de CEM estabelecem atualmente uma variada gama de ensaios, encontrando-se voltados tanto para a fase de desenvolvimento do produto quanto para a certificação deste. Suas atribuições já se refletem em âmbito nacional, definindo direta e indiretamente os limites de interferência e imunidade de equipamentos de telecomunicações, de informática, automotivos, eletrodomésticos, militares, etc.

Dentre as normas de interferência eletromagnética radiada destacam-se as exigências estabelecidas pela Comunidade Européia. A norma CISPR 11 [14], por exemplo, que corresponde à norma EN 55011 [15], estabelece os níveis de interferência de equipamentos industriais, científicos e médicos. O espectro de frequência analisado pela CISPR 11 estende-se de 9 kHz a 400 GHz. Os limites entre 30 MHz e 1 GHz dizem respeito à componente de campo elétrico; acima de 1 GHz se referem à potência da energia eletromagnética radiada pelo EET. Já a norma CISPR 22 [16], correspondente à norma harmonizada EN 55022 [17], trata das emissões radiadas de equipamentos de tecnologia de informação. O espectro de frequências analisado estende-se de 30 MHz a 1 GHz e refere-se à componente de campo elétrico da energia eletromagnética radiada pelo EET. Nos EUA e no Canadá, subseqüentemente, as normas FCC, partes 15 [18] e 18 [19], definem os níveis de energia eletromagnética emitidos por equipamentos eletroeletrônicos em geral (dispositivos de computação, telefones sem fio, transmissores de baixa potência, etc.) e equipamentos médicos, industriais e científicos (dispositivos de microondas, reatores eletrônicos para acionamento de lâmpadas, etc.), respectivamente. Os limites de frequência levados em conta estendem-se de 30 MHz a 40 GHz, dependendo da classe do EET.

No que se refere aos testes de susceptibilidade eletromagnética, por sua vez, destaca-se a norma IEC 61.000-4-3 [20], correspondente à norma harmonizada EN 61.000-4-3 [21], que estabelece os limites de imunidade aos campos eletromagnéticos de 80 MHz a 1 GHz para equipamentos eletroeletrônicos. A CISPR 24 [22], subseqüentemente, bem como a norma harmonizada EN 55024 [23], estabelecem os níveis de imunidade radiada para equipamentos de tecnologia de informação, levando em consideração o espectro de frequências entre 80 Hz e 1 GHz. Já as normas FCC parte 15 e FCC parte 18, estabelecem os limites de imunidade para equipamentos digitais e de usos comercial, industrial e médico nos EUA e no Canadá, respectivamente. As normas relacionadas à CEM comumente subdividem os EET's em classes. Por exemplo, para o CISPR e a FCC pertencem às classes A e B os equipamentos de usos industrial e residencial, respectivamente.

A figura 2.1 apresenta o resultado das emissões radiadas de uma fonte chaveada comercial comumente encontrada em computadores. O ensaio foi realizado dentro de uma câmara S-Line fabricada pela empresa alemã Rohde&Schwarz. Os limites estabelecidos para o ensaio encontram-se de acordo com a norma CISPR 22 para equipamentos de classe B.

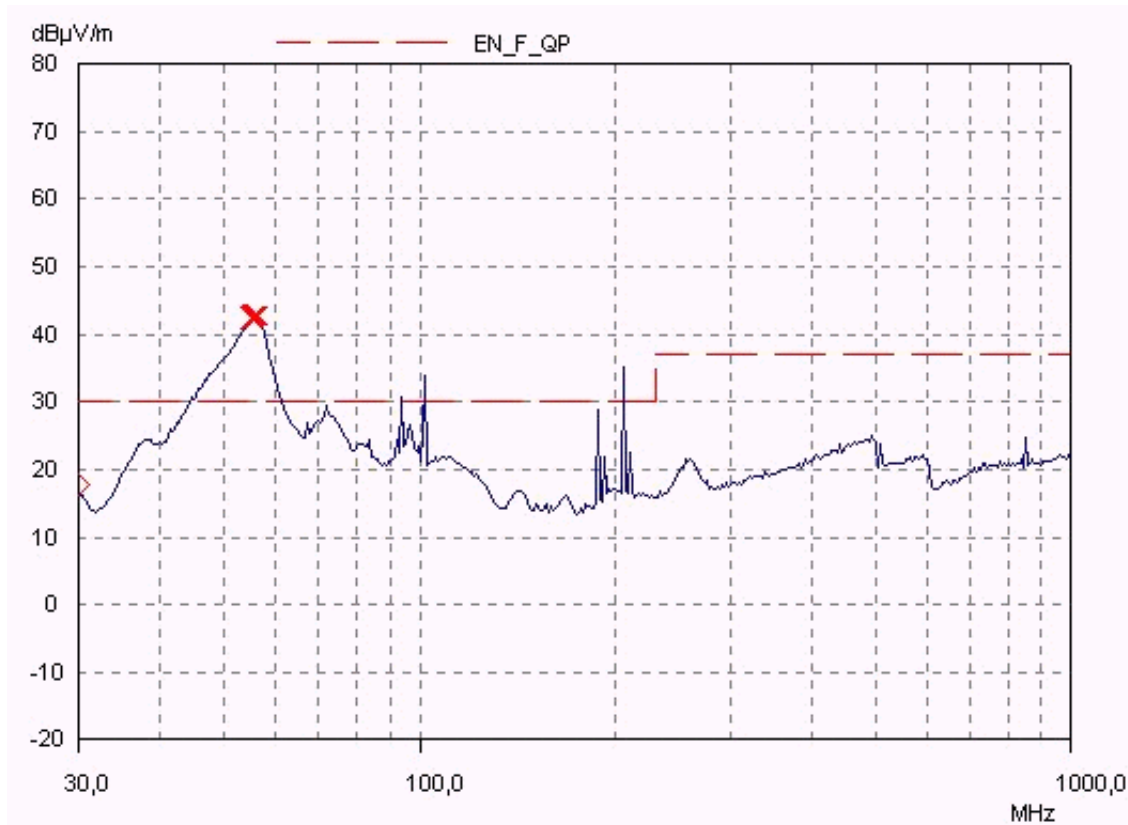


FIGURA 2.1 – Medida das emissões radiadas de uma fonte chaveada comercial.

A curva em azul representa os valores máximos do campo radiado pelo EET, em $\text{dB}\mu\text{V/m}$. A marca em vermelho, destacada sobre a curva em azul, representa o valor de campo obtido por um detector de quase-pico, que avalia os sinais radiados pelo EET de acordo com suas taxas de repetição. Desta forma, avalia-se o fator de perturbação destes campos, eliminando possíveis valores espúrios presentes na medição.

De acordo com as normas que estabelecem os critérios de CEM, os testes de interferência e susceptibilidade radiadas devem ser preferencialmente realizados em um sítio de testes em campo aberto (STCA, ou *OATS – Open Area Test Sites*), cujo local é supostamente isolado de interferências eletromagnéticas de centros urbanos. Convém ressaltar, entretanto, que o procedimento de teste em tais instalações pode apresentar erros atribuídos às possíveis perturbações eletromagnéticas provenientes do meio. Exemplos bastante comuns de possíveis interferências são os campos emitidos por estações de radio base (ERB's), espalhadas de acordo com a necessidade de uso de telefonia móvel pela população. Seguindo o devido raciocínio, percebe-se que em grandes centros urbanos torna-se quase que impraticável encontrar locais (ao ar livre) livres de tais perturbações.

A exposição acima apresentada torna notória a importância de se desenvolverem estudos relacionados aos ensaios em laboratório, i.e., sob condições de testes nas quais o equipamento seja isolado eletromagneticamente do meio exterior. São exemplos destas, as câmaras anecóicas e reverberantes. Através da utilização de câmaras blindadas do ponto de vista eletromagnético, evita-se que possíveis campos provenientes do meio possam interferir nos testes empreendidos. Ademais, tal característica faz com que qualquer laboratório possa realizar os testes de CEM em sua própria sede, não havendo assim a inconveniência de se dirigir a locais afastados do centro urbano em busca de ambientes livres de interferências eletromagnéticas.

2.4 CÂMARAS DE TESTES DE CEM: UMA REVISÃO DE LITERATURA E NORMAS

Devido à constante preocupação em atender as exigências normativas no que se referem aos produtos comercializados em âmbito mundial, novas técnicas de medição e controle relacionadas à CEM são alvos frequentes de atenção do mercado internacional. Por outro lado, o alto custo envolvido no desenvolvimento de tais técnicas pode se apresentar como uma barreira econômica, dificultando a implementação das mesmas. Constantes análises vêm sendo empreendidas no intuito de encontrar alternativas mais simples e menos dispendiosas para realizar os ensaios de CEM. Atualmente, percebe-se uma tendência à utilização de câmaras como alternativa viável aos ensaios realizados em sítios de testes em campo aberto. No que se refere ao contexto até então exposto, a presente tese vem colaborar e agregar valor ao estudo destas câmaras, bem como pretende apresentar à comunidade científico-tecnológica o conhecimento adquirido ao longo do trabalho empreendido.

De forma a situar o tema sobre a linha do tempo, destacam-se, a seguir, os principais fatos históricos que marcaram o desenvolvimento das instalações de testes de CEM. Informações mais detalhadas podem ser obtidas nas referências [1-4], nas quais os autores desenvolvem uma revisão histórica do tema.

No início da década de 30 (séc. XX), com o desenvolvimento das pesquisas relacionadas aos materiais absorvedores de radiação eletromagnética (MARE, ou *RAM – Radar Absorbing Materials*), propõe-se o modelo de câmaras anecóicas como alternativa aos sítios de testes em campo aberto. Estas instalações, tecnicamente mais atraentes, definem a partir de então uma nova era aos ensaios de CEM, cujas décadas subsequentes

marcam a corrida em busca de tecnologias de otimização, bem como de redução dos custos relacionados ao projeto e a sua implementação.

Atualmente, tanto a susceptibilidade de equipamentos eletroeletrônicos, quanto a interferência eletromagnética destes, podem ser verificadas em câmaras anecóicas. É importante ressaltar que ambos os testes requerem métodos eficazes, bem como reproduzíveis e precisos de medição, cujas características são atualmente exigidas pelas especificações normativas e de mercado. Estes parâmetros, entretanto, comumente entram em conflito com os objetivos econômicos, requerendo elevados investimentos em recursos de laboratório e equipamentos de teste.

A norma NBR 12304 [10], por exemplo, recomenda a utilização das câmaras anecóicas aos ensaios de interferência eletromagnética. Tanto o espectro de frequência analisado quanto os limites das emissões radiadas pelo EET seguem os mesmos critérios estabelecidos pela norma européia CISPR 22 [16]. Da mesma forma como a CISPR na Europa, a FCC recomenda as câmaras anecóicas aos ensaios de interferência eletromagnética nos EUA e no Canadá, com exceção de casos específicos nos quais a realização de ensaios *in situ* se torna necessária. Igualmente aos testes de interferência eletromagnética, as câmaras anecóicas são recomendadas em âmbito internacional aos ensaios de imunidade. A IEC 61000-4-3 [20], por exemplo, descreve os procedimentos de teste de imunidade estabelecendo critérios de uniformidade e calibração dos campos em câmaras anecóicas.

Os atuais custos empregados na construção de câmaras anecóicas podem variar de acordo com a complexidade de implementação e equipamentos de medição associados. Ao longo das décadas de 50 e 60 (séc. XX), algumas empresas especializaram-se no projeto de tais instalações de testes, as quais detêm hoje um conhecimento tecnológico extremamente restrito, somente adquirido à custa de volumosas quantias de capital em pesquisa e desenvolvimento.

Em contrapartida, com o decorrer dos anos, muitas pesquisas foram sendo desenvolvidas no sentido de buscar formas alternativas e economicamente viáveis para a realização dos testes de CEM. Em 1974, Myron Crawford propõe o modelo de uma câmara de testes baseando-se no fenômeno de propagação de campos TEM (transversal-eletromagnéticos) em cabos coaxiais [24]. O modelo proposto por Crawford, que atualmente leva o seu nome, estabelece um marco para os ensaios de compatibilidade eletromagnética em câmaras TEM. Mais tarde, em 1987, os alemães Dietrich Königstein e

Diethard Hansen apresentam a proposta de uma câmara GTEM (gigahertz-transversal-eletromagnética) [25], estabelecendo um modelo híbrido das câmaras Crawford e anecóica. Sua principal vantagem em relação ao modelo proposto por Crawford diz respeito à extensão de sua frequência de operação a escalas na ordem de GHz.

Os esforços atribuídos ao desenvolvimento de câmaras TEM desempenharam um importante papel no sentido de atenderem a novas demandas relacionadas à evolução científico-tecnológica da época; outrossim, contribuíram à publicação de vários artigos em congressos e revistas [24-54], nos quais o tema é tratado detalhadamente por diversos pesquisadores. Dentre todos, sem dúvida alguma, destacam-se os trabalhos desenvolvidos por CRAWFORD [24] e KÖNIGSTEIN e HANSEN [25], devido à originalidade de suas proposições. Da mesma forma, convém ressaltar as pesquisas empreendidas por HANSEN et al. [29-30], GÖPEL [33], RISTAU et al. [34], GEROMILLER et al. [35-39], GROH et al. [40,41], HEIDEMANN et al. [42,43], KÄRST et al. [44], AL-HAMID et al. [45], GARBE [46], JINGJUN e JUNMEI [47], NOTHOFFER et al. [48], YUNHUA et al. [49], HARRINGTON [50] e WEINZIERL et al. [51-54], aqui citadas por contribuírem para a elaboração da presente tese.

Juntamente ao grande avanço tecnológico experimentado durante as décadas de 80 e 90 (séc. XX), surgia a preocupação por parte das comissões internacionais quanto aos aspectos normativos relacionados às câmaras de testes de CEM. Em dezembro de 1993, baseando-se nos relatórios emitidos pelo comitê C63 de normalização da ANSI [55,56], a FCC homologa a utilização das câmaras GTEM para ensaios de interferência eletromagnética nos EUA e no Canadá [57]. Os relatórios do comitê C63 descrevem os ensaios de interferência eletromagnética realizados em uma câmara GTEM, estabelecendo parâmetros e comparando-os aos resultados alcançados em sítios de testes em campo aberto. Mais tarde, em julho de 1995, a FCC expande a utilização das câmaras GTEM para os testes de susceptibilidade eletromagnética [58].

Em janeiro de 2003, a IEC publica a primeira norma internacional relacionando as câmaras TEM aos testes de susceptibilidade e interferência eletromagnéticas. A norma IEC 61000-4-20 [59] descreve os procedimentos de ensaio em câmaras TEM, levando em consideração características técnicas como o espectro de operação, as limitações quanto às dimensões do EET, as configurações de teste e seus respectivos métodos de validação.

Sem dúvida alguma, o desenvolvimento de procedimentos e métodos relacionados aos testes de CEM vem contribuindo para o estado atual da arte, embora novas soluções

técnicas encontrem-se em constante discussão. Devido à necessidade de se utilizarem amplificadores de RF cujos investimentos atingem custos bastante elevados, por exemplo, propostas alternativas às câmaras anecóicas e TEM têm sido pesquisadas e discutidas, das quais se destacam as câmaras reverberantes de modos misturados (*MSC - Mode Stirred Chamber*). Desde o primeiro modelo de câmara reverberante, proposto em 1968 por MENDES [60], muitas pesquisas relacionadas ao tema vêm sendo apresentadas em revistas e congressos científico-tecnológicos [60-91]. A principal vantagem dos modelos propostos diz respeito à facilidade com que os campos eletromagnéticos são gerados e amplificados em seu interior, não requerendo investimentos adicionais em potentes amplificadores de campo. Dentre a literatura apresentada, destacam-se os trabalhos empreendidos por CORONA et al. [60-64], CRAWFORD [65], PAGE [69], DUFFY [70], PERINI et al. [85-87] e WEINZIERL et al. [88-91]. Ademais, novas propostas de câmaras reverberantes de modos misturados têm sido sugeridas ao longo dos anos, das quais se sobressaem as contribuições de CORONA et al. [61], HUANG e EDWARDS [67], HUANG [68], GODFREY [79], KOUVELIOTIS e CAPSALIS [83] e PERINI e COHEN [85]. Todas estas contribuições destacam-se por apresentarem configurações alternativas à proposta original de Mendes.

Apesar da vasta pesquisa desenvolvida acerca do tema, somente em novembro de 2000 a comunidade normativa internacional chega a uma decisão consensual no que se refere à utilização de câmaras reverberantes de modos misturados em ensaios de CEM. Um projeto de norma finalmente é aprovado em agosto de 2003 [92], quando passa a servir de recomendação aos procedimentos de testes de CEM em câmaras reverberantes de modos misturados.

Atualmente, a normalização dos produtos comercializados no Brasil é basicamente voluntária, à exceção de algumas categorias de equipamentos que demandam certificação de laboratórios credenciados por organismos governamentais. Convém ressaltar ainda que embora existam pesquisas que relacionem as câmaras de testes de CEM às necessidades científico-tecnológicas nacionais, considera-se que a quantidade de trabalhos publicados ainda se encontra bastante restrita.

De forma a contribuir para o preenchimento desta lacuna, pretende-se desenvolver a seguir um estudo individual das instalações de testes anteriormente mencionadas. Seguindo o desenvolvimento tecnológico apresentado, serão apresentadas as principais

características destas instalações, trazendo ao escopo do trabalho a aplicabilidade de cada uma, ressaltando suas vantagens e desvantagens na aplicação de testes de CEM.

2.5 SÍTIOS DE TESTES EM CAMPO ABERTO (STCA)

Os sítios de testes em campo aberto compreendem superfícies planas, livres de fontes de interferências próximas, como cabos de alimentação suspensos em suas proximidades, conforme fotografia apresentada na figura 2.2.



FIGURA 2.2 – Fotografia de um sítio de testes em campo aberto.

Estas instalações de testes são suficientemente extensas para que se acomodem adequadamente o EET, a antena e os demais equipamentos associados ao teste. Um sítio de testes em campo aberto pode ser implementado em zonas rurais, longe de possíveis interferências eletromagnéticas. Em 1993, a CISPR propõe a utilização destes sítios de testes para a realização de ensaios de interferência eletromagnética [3].

De acordo com PEREZ [3], a base de um sítio de testes em campo aberto é formada de material condutivo. Comumente são utilizados materiais como o aço ou o alumínio, cuja

malha é formada de chapas sólidas galvanizadas. Com o propósito de se evitar a oxidação, revestem-se as chapas com uma tênue camada de zinco.

À exceção de alguns casos, um sítio de testes em campo aberto pode ser utilizado apenas para testes de interferência eletromagnética. O teste de susceptibilidade eletromagnética não se aplica comumente a esta instalação devido à necessidade de submeter o EET a altos níveis de energia, o que inevitavelmente interfere os resultados da própria medição, pois os equipamentos associados ao teste encontram-se no mesmo ambiente eletromagnético que o EET. Casos excepcionais, dentro de uma determinada frequência, são admitidos pelas autoridades competentes [3].

A principal desvantagem de um sítio de testes em campo aberto diz respeito à falta de blindagem eletromagnética. Ao ar livre, a instalação fica exposta às possíveis interferências do meio, o que pode impedir a medição de determinadas frequências. Os problemas relacionados com a falta de blindagem ainda podem ser agravados quando os sinais radiados estão na faixa de frequência da radiodifusão, considerada comumente de maior interesse. Outro inconveniente se dá ao fato desta instalação estar susceptível às condições climáticas, como uma tormenta repentina, por exemplo. Este problema, entretanto, pode ser contornado com a construção de um abrigo, que, no entanto, requer alguns cuidados. Faz-se necessário que a construção seja transparente no que tange a propagação de ondas eletromagnéticas, i.e., não reflita os sinais radiados pelo EET.

A inegável vantagem destes sítios de teste diz respeito à confiabilidade e a reprodutibilidade dos resultados em relação a outras instalações de testes de CEM, como câmaras anecóicas, por exemplo, cujo princípio se dá na simulação do espaço livre absorvendo grande parte da energia eletromagnética radiada pelo equipamento em teste.

Durante o teste realizado em sítio de testes em campo aberto, o EET e a antena são dispostos a uma distância L sobre a superfície condutora. O EET é disposto sobre um suporte giratório, cuja liberdade de rotação se dá para 360 graus em relação ao seu eixo vertical. A antena, por sua vez, é posicionada entre as alturas mínima (H_{min}) e máxima (H_{max}), de modo a medir a intensidade máxima do campo radiado pelo EET. Nas medições são utilizadas antenas específicas para a medição das várias frequências de campo envolvidas, considerando as polarizações horizontal e vertical do campo eletromagnético.

As dimensões anteriormente relacionadas podem ser vistas a seguir, na figura 2.3.

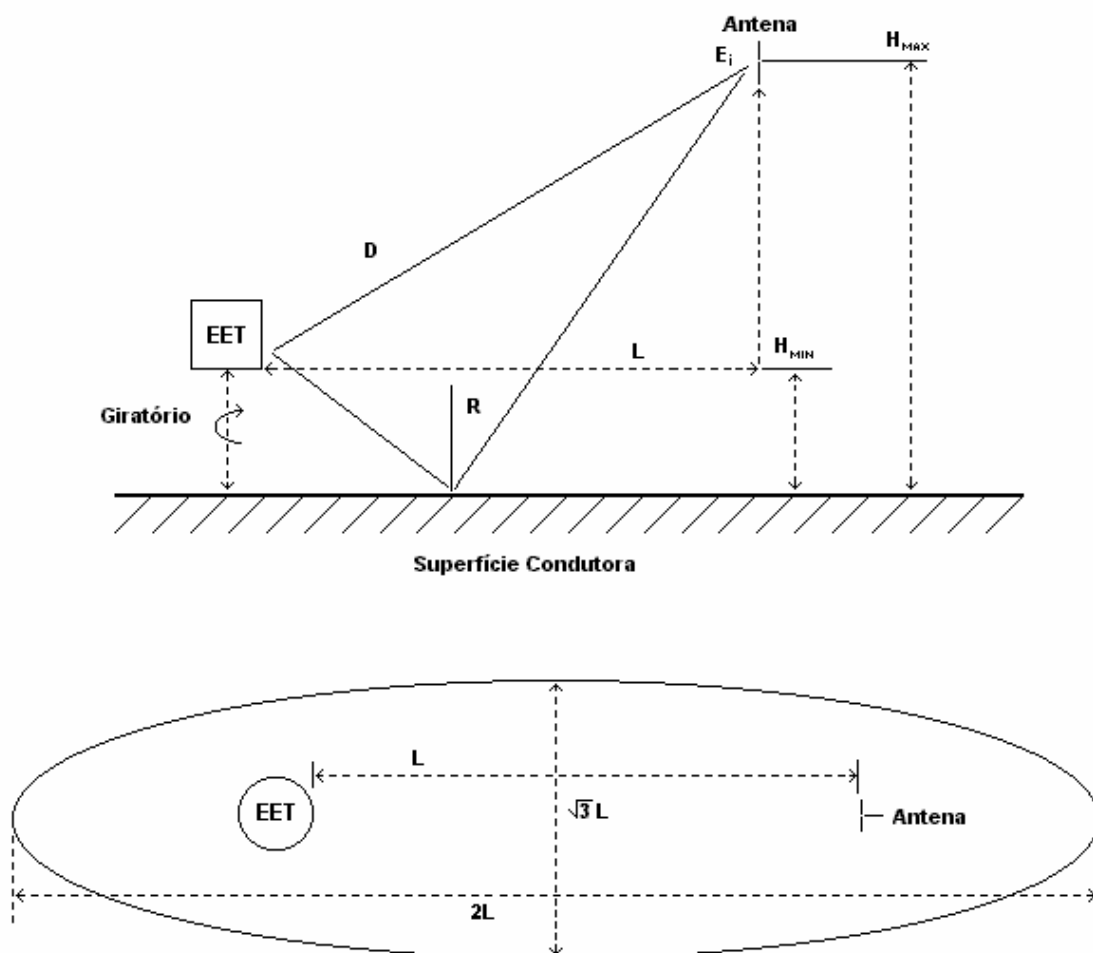


FIGURA 2.3 – Representação esquemática de um sítio de testes em campo aberto.

Como resultado do teste, o campo emitido pelo EET é mapeado sobre a superfície de uma elipse imaginária. Esta apresenta como maior raio a distância entre o EET e a antena (L), e como raio menor a diferença entre as distâncias máxima e mínima da antena e a superfície ($H_{máx} - H_{mín}$). O teste é determinado ao se compararem os valores máximos medidos com os limites estabelecidos pelos organismos de normalização.

As medidas de radiação eletromagnética devem ser realizadas na íntegra com os devidos cabos dos sistemas periféricos do EET conectados de acordo com a sua configuração típica, em um modo dentro o qual as emissões sejam iguais ao caso real, onde o equipamento esteja em pleno e normal funcionamento.

Precauções quanto às reflexões do campo devem ser tomadas, evacuando a área de testes de possíveis obstruções. Para tanto se leva em consideração uma área elíptica cujos eixos maior e menor são dados pelo dobro da distância entre o EET e a antena ($2L$) e $\sqrt{3}L$,

respectivamente. A distância entre o EET e a antena pode ser calculada sob as condições de campo distante de uma antena, sendo que:

$$L \gg \frac{\lambda}{2\pi} \quad (2.1)$$

onde L é a distância entre a antena e o EET, e λ o comprimento da onda eletromagnética radiada pelo EET, ambos em metros. Na prática considera-se para L a distância de 3, 10 ou 30 metros, podendo ser especificada, para alguns casos, distâncias de até 300 metros. Um estudo mais detalhado a respeito da implementação de um sítio de testes em campo aberto pode ser encontrado nas referências [2,3].

2.6 CÂMARAS BLINDADAS

De modo a reproduzir os ensaios realizados em sítios de teste em campo aberto, suprimindo a falta de blindagem eletromagnética deste último, surgiram as câmaras blindadas. O propósito principal de uma câmara blindada é isolar o EET do meio exterior. De acordo com PEREZ [3], pode-se subdividir em três objetivos:

- a) Confinar o campo eletromagnético radiado em seu interior durante os testes de susceptibilidade eletromagnética;
- b) Promover o princípio de espaço livre durante os testes de interferência eletromagnética; para tanto se revestem as paredes e o teto com absorvedores de energia eletromagnética, evitando-se com isto reflexões internas; e,
- c) Confinar o campo eletromagnético radiado pelo EET e protegê-lo de possíveis perturbações provindas do meio exterior.

As paredes, o teto e o piso de uma câmara blindada são comumente formados por materiais mais resistentes à corrosão, como o aço, o cobre ou o alumínio, por exemplo. Pode haver ainda mais de uma camada, não necessariamente de um material somente.

No que concerne ao isolamento eletromagnético, o desempenho de uma câmara blindada é determinado pelo seu projeto, bem como pelas características mecânicas, físicas e elétricas do conjunto, levando em consideração os seguintes fatores:

- a) Espessura das paredes e teto metálicos;
- b) Uniformidade da estrutura metálica (normalmente os acoplamentos mecânicos são devidamente soldados, lacrados ou conectados através de sistemas especiais de junção);

- c) As portas e os caixilhos da câmara devem formar um sistema completamente vedado do ponto de vista eletromagnético;
- d) Guias de onda minuciosamente calculados devem ser usados para a passagem de cabos, ventilação, etc.;
- e) Lâmpadas incandescentes ou fluorescentes livres de interferência devem ser usadas para a iluminação interna; e,
- f) São necessários filtros para os cabos destinados à comunicação e ao suprimento de energia elétrica dos equipamentos envolvidos no teste.

Conforme a norma EN 50147-1 [93], a atenuação de blindagem de uma câmara é definida em termos da razão entre os valores de campo observados sem e com a presença da blindagem, i.e.:

$$AB_E = 20 \cdot \log \frac{E_1}{E_2} \quad (2.2)$$

$$AB_H = 20 \cdot \log \frac{H_1}{H_2} \quad (2.3)$$

onde AB é atenuação da blindagem, em dB; E_1 e E_2 são os campos elétricos, em V/m, e H_1 e H_2 são os campos magnéticos, em A/m, observados sem (índice 1) e com (índice 2) a presença da blindagem, respectivamente. De acordo com PEREZ [6], uma câmara blindada deve produzir atenuações acima de 100 dB para campos elétricos entre 1kHz e 10 GHz. Para campos magnéticos, por sua vez, há um decréscimo de 20 a 120 dB entre 1 e 200 kHz.

2.7 CÂMARAS ANECÓICAS

Câmaras anecóicas são cabinas blindadas, completamente revestidas por absorvedores de RF, construídas com o objetivo de simular as condições do espaço livre, representando assim uma opção alternativa aos ensaios de interferência e susceptibilidade eletromagnéticas realizados em sítios de testes em campo aberto. De acordo com as características anteriormente descritas, estas salas são devidamente blindadas por paredes condutoras aterradas, evitando assim que interferências provindas do meio externo influenciem os resultados da medição.

A atenuação de blindagem de uma câmara anecóica (ou semi-anecóica) pode ser calculada utilizando as equações 2.2 e 2.3, anteriormente apresentadas, podendo variar sua efetividade de blindagem de acordo com o espectro de frequências analisado. Cabe aqui

destacar que câmaras semi-aneecóicas diferem das anecóicas por não apresentarem absorvedores dispostos em sua base. Atenuações na ordem de 100 dB podem ser verificadas entre 30 MHz e 1 GHz, compreendendo o espectro operacional mais usual destas câmaras [4]. A figura 2.4 apresenta a ilustração de uma câmara semi-aneecóica.

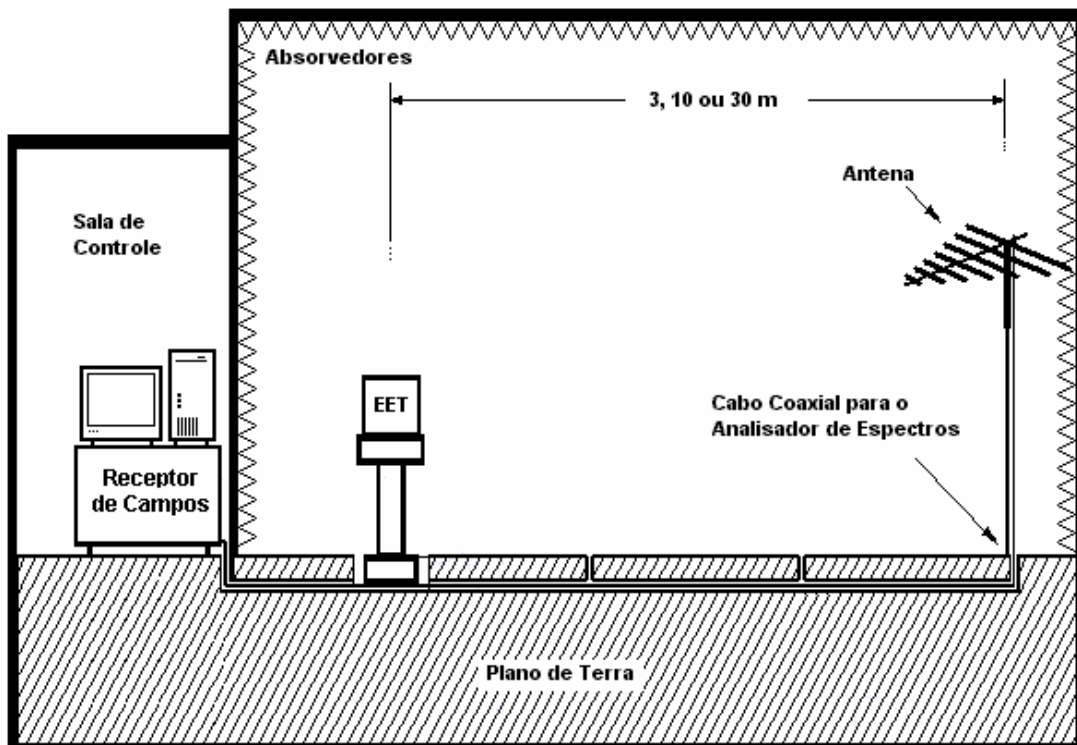


FIGURA 2.4 – Ilustração de uma câmara semi-aneecóica.

Igualmente aos sítios de testes em campo aberto, as medições de interferência eletromagnética em câmaras anecóicas e semi-aneecóicas exigem a utilização de antenas específicas para a detecção das várias frequências de campo envolvidas. Devem-se também levar em consideração algumas distâncias regulamentares, considerando as polarizações vertical e horizontal da antena de forma a se verificar os sinais polarizados nestas direções. Para o cálculo da distância mínima entre o EET e a antena deve-se levar em consideração o comprimento da onda radiada no interior da câmara.

Em 1991, os aspectos relacionados à certificação de equipamentos eletroeletrônicos em câmaras anecóicas começam a ser analisados pelo CENELEC [3]. Atualmente, de forma alternativa aos sítios de testes em campo aberto, os testes de interferência eletromagnética realizados em câmaras anecóicas e semi-aneecóicas são aceitos pelas normas vigentes na Europa e nos EUA. Podem-se destacar as normas CISPR 22 [16], EN 55022 [17] e FCC parte 15 [18], por exemplo. No Brasil, o projeto de norma NBR 12304

[10], baseada na CISPR 22, também recomenda a utilização das câmaras anecóicas e semi-aneecóicas aos ensaios de interferência eletromagnética.

No que diz respeito ao ensaio de susceptibilidade eletromagnética, a uniformidade do campo radiado deve seguir as recomendações normativas impostas pelos organismos de normalização competentes. A norma IEC 61000-4-3, por exemplo, estabelece que a uniformidade do campo elétrico radiado pela antena seja analisada através da medição de 16 pontos dentro de uma área de $1.5\text{ m} \times 1.5\text{ m}$, conforme a figura 2.5.

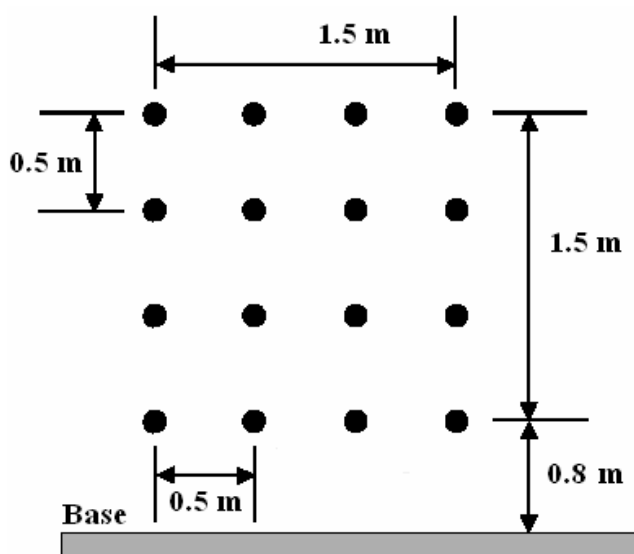


FIGURA 2.5 – Especificações de uniformidade de campo para ensaios de susceptibilidade eletromagnética de acordo com a norma IEC 61000-4-3 [20].

Ajustando a potência da antena, deve-se atribuir a um ponto qualquer (referência) um campo elétrico entre 3 e 10 V/m, registrando o campo nos demais pontos. Dentre as medições, a diferença entre os valores mínimo e máximo não deve exceder a 6 dB para 75% dos pontos, devendo-se levar em consideração as polarizações vertical e horizontal da antena.

2.7.1 MATERIAIS ABSORVEDORES DE RADIAÇÃO ELETROMAGNÉTICA (MARE)

Conforme anteriormente apresentado, as paredes de câmaras anecóicas e semi-aneecóicas são revestidas por materiais absorvedores de modo a promover a dissipação de energia em faixas de frequência específicas, minimizando, conseqüentemente, possíveis reflexões de onda no interior da câmara. Estes absorvedores são comumente constituídos de materiais dielétricos e/ou magnéticos, cujas características físicas definem o

desempenho de absorção da energia eletromagnética. O estudo de materiais absorvedores tem se tornado alvo de crescente interesse dentro da comunidade científica nacional e internacional, tanto no que diz respeito ao seu desenvolvimento tecnológico [94-97] quanto no que tange à modelagem destes através de técnicas numéricas de simulação [98,99].

Os absorvedores dielétricos dissipam a energia eletromagnética através do efeito Joule (perda ôhmica) e podem ser obtidos por meio da adição de cargas em determinadas matrizes de origem orgânica (parafina, poliuretano, entre outras) e inorgânicas (matrizes de silicone). São exemplos destas cargas, as partículas ou fibras de carbono (grafite), polímeros condutores e partículas de metal. Entre as propriedades dielétricas destes materiais, a permissividade elétrica (ϵ) e a tangente de perda ($\tan \delta$) devem ser consideradas [97]. Blocos piramidais de poliuretano impregnados de pó de carbono são exemplos de materiais absorvedores dielétricos. A característica física destes blocos tem o propósito de estabelecer o casamento de impedâncias entre o ar e o material absorvedor, dissipando a energia incidente sobre eles ao longo de sucessivas incidências/reflexões, conforme demonstrado na figura 2.6.

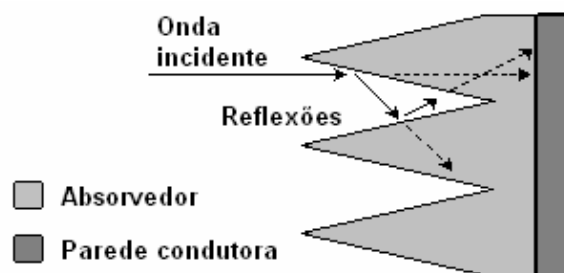


FIGURA 2.6 – Modelo de um bloco de material absorvedor.

No que diz respeito ao desempenho dos absorvedores magnéticos, este depende de características como a permeabilidade magnética (μ) e a histerese do material, as quais são obtidas quando partículas de materiais magnéticos (ferritas de diferentes formulações e granulometrias) são adicionadas às matrizes do material (anteriormente descritas). Estes materiais apresentam-se comumente como mantas, filmes, espumas e corpos híbridos [97].

Dependendo das propriedades do material absorvedor, como a concentração de carbono em sua composição (material dielétrico) ou sua permeabilidade magnética (material magnético), por exemplo, um melhor desempenho para determinadas frequências pode ser alcançado. A falta de desempenho quanto à absorção eletromagnética pode

resultar em medições não confiáveis devido às reflexões provenientes da parede condutora da câmara [3].

O desempenho de absorvedores pode ser avaliado conforme a relação entre as magnitudes das ondas refletida e incidente (normal à parede condutora), cujo valor de refletividade (R) é dado em dB [94]:

$$R = 10 \cdot \log \frac{P_r}{P_i} \quad (2.4)$$

onde P_r e P_i são os valores de potência das ondas refletida e incidente, respectivamente, i.e., quanto menor for o valor de R , melhor será o desempenho do absorvedor.

2.8 CÂMARA TRANSVERSAL-ELETROMAGNÉTICA (TEM)

De forma geral, verifica-se a susceptibilidade eletromagnética de um equipamento qualquer, monitorando seu desempenho quando este é submetido a um campo eletromagnético controlado. Os primeiros procedimentos para a geração de campos eletromagnéticos utilizavam dispositivos de placas paralelas, baseando-se no modelo de um capacitor, que, no entanto, eram limitados a frequências na ordem de poucos MHz [2].

O maior problema associado a estes métodos relacionava-se à propagação dos campos gerados pelo dispositivo ao ambiente externo, devido às próprias características construtivas do dispositivo de testes. Com o intuito de solucionar o problema apresentado, os ensaios passaram a ser realizados dentro de salas blindadas, de forma que o dispositivo fosse isolado do meio externo e os campos gerados por ele não perturbassem os equipamentos de medição associados ao teste. Em contrapartida, as ressonâncias produzidas dentro da câmara blindada passavam a alterar a uniformidade do campo destinado ao teste.

Tal procedimento exigia o emprego de câmaras anecóicas ou semi-anecóicas, que além de isolarem o ambiente de teste, pudessem absorver o campo eletromagnético gerado em seu interior. Muitas vezes, entretanto, os elevados custos envolvidos na construção destas instalações de testes não viabilizavam o projeto. Desta forma, a necessidade de se encontrarem procedimentos alternativos para o problema apresentado conduziu ao estudo das técnicas de testes em câmaras TEM.

Finalmente em 1974, Crawford propõe uma nova técnica desenvolvida no Escritório Nacional de Normas dos EUA (*American National Bureau of Standards*) estabelecendo campos eletromagnéticos uniformes em ambientes blindados [24]. A

proposta descreve detalhadamente a utilização de câmaras transversal-eletromagnéticas (TEM) para ensaios de imunidade eletromagnética. Com base em um modelo de impedância característica de 50Ω , Crawford desenvolveu uma câmara TEM cujos campos gerados para frequências abaixo dos limites de ressonância encontravam-se dentro de notáveis valores de uniformidade. Esta característica tornava o modelo proposto por Crawford extremamente viável à calibração de antenas e sondas de campo; outrossim, inaugurava-se os testes de imunidade eletromagnética em câmaras TEM.

Outra grande vantagem conferida à câmara Crawford está relacionada ao fato de esta ser completamente blindada, confinando o campo eletromagnético em seu interior. Por outro lado, a uniformidade dos campos experimentados em seu interior resume-se a ambientes de testes de pequeno porte, abrangendo um limitado espectro de operação. Conforme a frequência de excitação acresce, as ressonâncias tornam-se mais presentes, interferindo na uniformidade do campo experimentado dentro da câmara. Da mesma forma, com o incremento de suas medidas físicas, a primeira frequência de ressonância desloca-se à esquerda do espectro, o que impossibilita a realização dos testes acima desta frequência. Uma ilustração de uma câmara TEM encontra-se na figura 2.7.

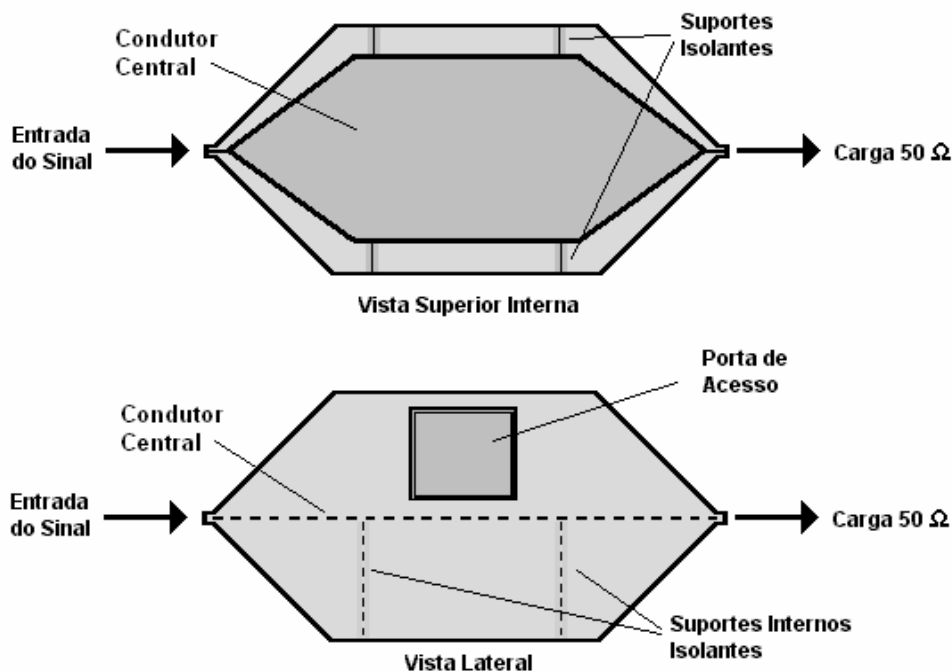


FIGURA 2.7 – Ilustração de uma câmara TEM

No interior da câmara, as componentes dos campos elétrico e magnético encontram-se ortogonais entre si:

$$E \perp H \quad (2.6)$$

e o vetor de Poynting representa a densidade de potência instantânea do vetor associado ao campo eletromagnético:

$$S = E \times H \quad (2.7)$$

O campo elétrico estabelecido no interior de uma câmara TEM, por sua vez, é dado pela seguinte equação:

$$E = \frac{V_c}{d} = \frac{\sqrt{P \times Z_c}}{d} \quad (2.8)$$

onde E é o módulo do campo elétrico, em V/m; V_c é a tensão aplicada ao condutor da câmara, P é a potência resultante da onda propagada no interior da câmara, em W; Z_c é a impedância característica da câmara, em Ohms, e d é a distância entre a base e o condutor central, em metros.

Os métodos de ensaio em câmaras TEM encontram-se descritos na norma IEC 61000-4-20 [59], onde são levadas em consideração as características de operação, bem como os aspectos construtivos das mesmas.

2.9 CÂMARA GIGAHERTZ-TRANSVERSAL-ELETROMAGNÉTICA (GTEM)

A câmara GTEM, idealizada e implementada em 1987 pelos alemães Dietrich Königstein e Diethard Hansen [25], é considerada um modelo híbrido das câmaras TEM e anecóicas. Analogamente à câmara Crawford, seu princípio básico de operação é a sustentação de um campo eletromagnético uniforme, experimentado através da propagação de uma onda TEM em seu interior.

A câmara GTEM tem o formato similar ao de uma pirâmide. Suas paredes são formadas por placas metálicas aterradas, cuja extremidade pontual é conectada a um cabo coaxial de impedância característica de 50Ω . Este último, por sua vez, conduz o sinal de RF para dentro da câmara, distribuindo o campo eletromagnético em todo o seu interior. O condutor central do cabo coaxial é conectado a uma placa condutora, que por sua vez estabelece outra conexão com uma matriz de resistores, disposta no fundo da câmara. Representações de uma câmara GTEM, sob vistas transversal e superior, encontram-se nas figuras 2.8 e 2.9, respectivamente.

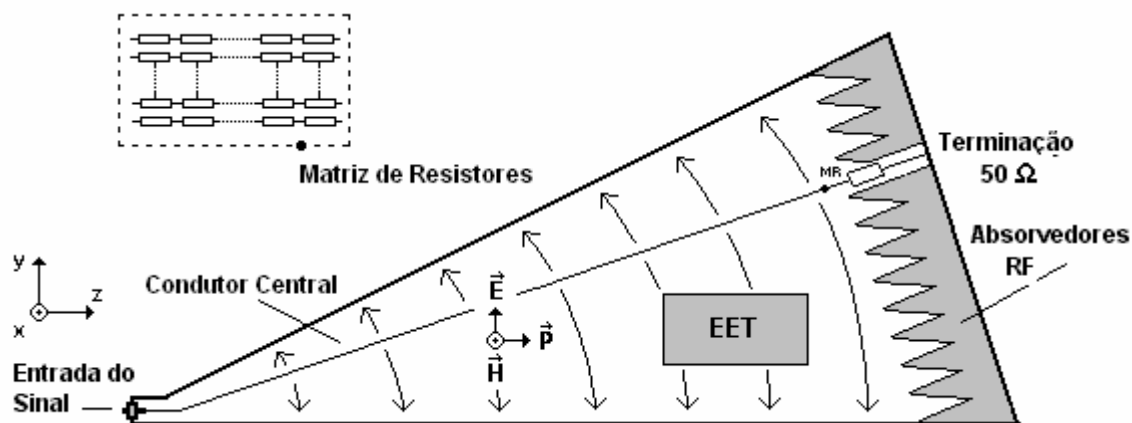


FIGURA 2.8 – Representação de uma câmara GTEM (vista transversal).

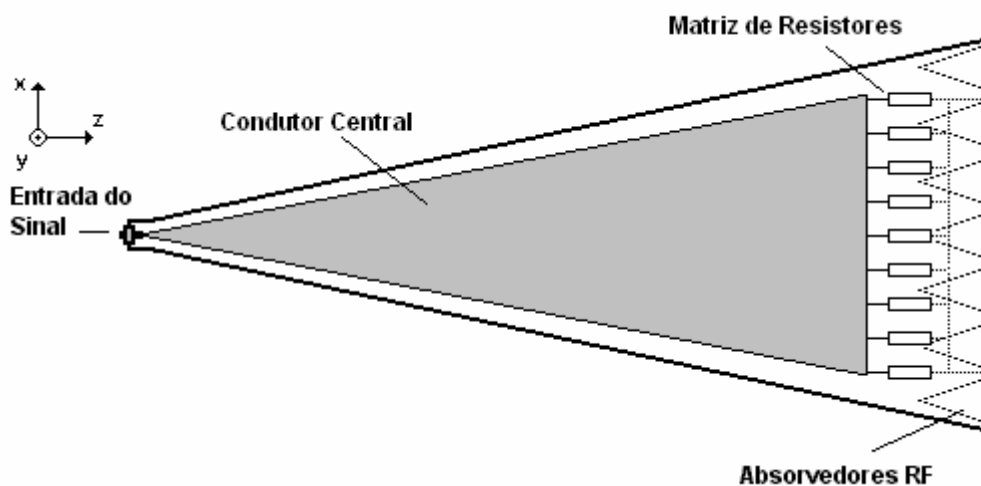


FIGURA 2.9 – Representação de uma câmara GTEM (vista superior).

Diferentemente de uma câmara Crawford, onde a corrente distribuída pela placa condutora converge para um único ponto terminal, a câmara GTEM dispõe de uma combinação de absorvedores e resistores, de modo a constituírem, em seu conjunto, uma terminação de impedância característica de 50 Ω. Portanto, grande parte da energia armazenada no interior da câmara é dissipada, sob forma de calor, na matriz de resistores e nos absorvedores.

Os absorvedores dispostos na parede do fundo da câmara têm o propósito de minimizar as reflexões dos campos no interior da câmara. Comumente utilizam-se blocos de materiais dielétricos de formato piramidal. Entretanto, no intuito de se reduzir o espaço ocupado pelos absorvedores, formas cúbicas vazadas vêm sendo analisadas [2]. A utilização deste tipo de absorvedores tem o objetivo de aumentar o espaço interno útil da

câmara, deixando maior volume para se acomodar o EET.

A câmara GTEM pode ser usada tanto para medidas de interferência quanto para testes de susceptibilidade eletromagnética. A intensidade com que o campo é experimentado no interior da câmara é relacionada com a tensão aplicada à placa condutora, bem como com a distância entre esta e a base da câmara. Os campos produzidos no interior da câmara GTEM são considerados de boa reprodutibilidade e homogeneidades, destacando-se para frequências na ordem de GHz, cuja característica atribui o nome à câmara.

No que diz respeito aos testes de interferência eletromagnética, o princípio de funcionamento se dá através da captação das emissões provenientes do EET via condutor central, que então são convertidas em níveis de campo elétrico através de um fator de correlação. Conforme a norma IEC 61000-4-20 [59], a altura máxima do EET não deve exceder o valor de um terço da distância entre a base da câmara e o condutor central. Ademais, deve-se dispor o EET de forma que este se encontre centralizado, tomando-se como referência o eixo vertical da câmara. No que diz respeito ao procedimento de teste, torna-se necessário considerar as três orientações do EET, girando-o em 90 graus após cada intervalo de medição.

No que concerne aos aspectos normativos, as câmaras GTEM são recomendadas aos ensaios de imunidade de equipamentos de som e televisão (CISPR 20), telefones (EIA/TIA-631), equipamentos automotivos de bordo (CISPR 25, ISO 11.452), bem como aos ensaios de interferência de dispositivos de comunicação móvel (IEC 60489-1+3), equipamentos elétricos de baixa tensão (ANSI C63.4) e à calibração de sensores de campo (IEEE St. 1309) [46]. Os testes realizados em câmaras GTEM são aceitos pelas normas FCC parte 15 e parte 18 e suas especificações de operação encontram-se descritas na norma IEC 61000-4-20 [59].

2.10 CÂMARA REVERBERANTE DE MODOS MISTURADOS

As câmaras reverberantes de modos misturados se destacam por oferecerem uma alternativa economicamente viável aos testes de CEM de equipamentos de médio e grande portes. De forma análoga às câmaras anecóicas, as câmaras reverberantes de modos misturados consistem em ambientes isolados do meio exterior, destacando-se das primeiras por utilizarem o princípio físico das cavidades ressonantes. Tal característica dispensa a utilização de absorvedores de RF, cujos investimentos tornam o projeto mais atraente do

ponto de vista econômico [77,92]. A representação de uma câmara reverberante de modos misturados pode ser encontrada na figura 2.10.

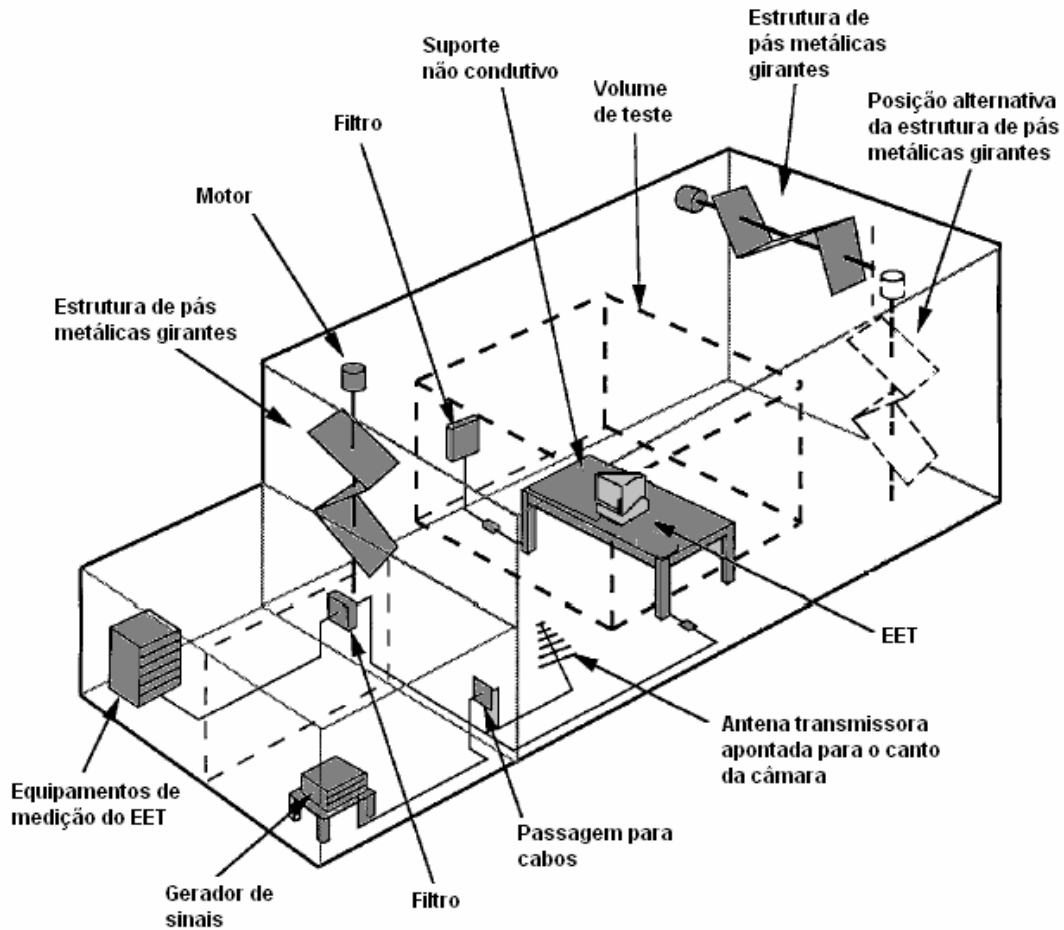


FIGURA 2.10 – Representação de uma câmara reverberante de modos misturados [92].

A caracterização do fenômeno ondulatório no interior destas câmaras se dá através de uma combinação adequada das equações de Maxwell e suas condições de contorno. Para uma câmara retangular de dimensões definidas, os únicos campos que podem ser encontrados dentro desta são os modos TE_{mnp} e TM_{mnp} . Estes estabelecem a única solução às condições de contorno do problema, cujos valores do campo elétrico tangencial nas paredes da câmara são iguais a zero. Diversos modos de propagação podem ser obtidos, compreendendo a cada modo uma frequência de ressonância determinada pelas dimensões físicas da câmara. A menor frequência de ressonância é denominada de fundamental, de maneira que se a frequência de excitação for maior que a frequência fundamental, o modo correspondente será propagado sem atenuação. Caso contrário, a energia se atenuará

exponencialmente com a distância, tendo um valor extremamente baixo a uma distância muito curta; a este caso denomina-se modo evanescente.

A excitação da câmara se dá através de uma antena disposta em seu interior, resultando em um campo variável definido pelas reflexões das paredes da câmara. Desta forma, nos locais onde as reflexões se somam em fase, o campo é máximo; em outros, onde as reflexões encontram-se defasadas, valores mínimos ocorrem. De forma a uniformizar os campos, encontram-se dispostas no teto da câmara estruturas de pás metálicas girantes, que ao mudarem de posição em relação ao seu eixo de rotação, modificam as dimensões da câmara, experimentando campos que ressoam em várias frequências. Esta técnica permite que elevadas intensidades de campo sejam geradas no interior do câmara; fato anteriormente justificado devido ao aumento da amplitude dos campos quando propagados nas frequências de ressonância.

Do ponto de vista teórico, não há um limite máximo para sua frequência de operação, porém a frequência mínima deve ser estabelecida levando em conta algumas considerações de ordem prática, como as dimensões da câmara e um número mínimo de modos ressonantes, por exemplo. A frequência mínima de operação é estabelecida a partir de um valor cujos modos particulares possam se propagar no interior da câmara, sendo estes obtidos através da seguinte expressão:

$$f_{mnp} = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}} \cdot \left[\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2} \right] \quad (2.10)$$

onde f_{mnp} é a frequência para o modo ressonante, em Hz; a , b e c são as dimensões da câmara, em metros, e m , n e p são números inteiros que definem o modo da frequência de ressonância. A menor frequência de ressonância é denominada de *fundamental*. Para $a < b < c$, $m = 0$, $n = 1$ e $p = 1$, por exemplo, o modo TE_{011} corresponde à frequência fundamental. Abaixo desta os modos se tornam evanescentes, limitando a operação da câmara às frequências encontradas acima da frequência fundamental. Pesquisas vêm sendo empreendidas no intuito de se estender a operação das câmaras reverberantes de modos misturados às baixas frequências [73,79,84-91].

Obtém-se um maior número de modos para uma determinada frequência de excitação quando as dimensões das três paredes da câmara são distintas, evitando-se assim que modos degenerativos possam aparecer. De acordo com KODALI [4], uma

aproximação do número possível de modos propagados em uma câmara pode ser obtida a partir da seguinte equação:

$$N = \frac{8\pi}{3} \cdot a \cdot b \cdot c \cdot \frac{f^3}{c^3} - (a + b + c) \cdot \frac{f}{c} + \frac{1}{2} \quad (2.11)$$

onde N é o número possível de modos propagados, a , b e c são as dimensões da câmara, em metros, f é a frequência de operação, em Hz, e c é a velocidade de propagação da onda, em m/s^2 .

Tanto a densidade dos modos propagados quanto à eficiência das pás girantes determinam a menor frequência de operação da câmara, que é definida para as condições em que a câmara esteja em conformidade com as exigências estabelecidas pela norma [92]. Outros fatores que influenciam na adoção da menor frequência de operação da câmara são suas dimensões, bem como seu fator de qualidade. A equação que define o fator de qualidade de uma câmara é dada por:

$$Q = \frac{16\pi^2 V}{\eta_{tx} \eta_{rx} \lambda^3} \times FC \quad (2.12)$$

onde Q é o fator de qualidade da câmara; η_{tx} e η_{rx} são os fatores de efetividade das antenas transmissora e receptora, respectivamente; V é o volume da câmara, em m^3 ; λ é o comprimento da onda para a frequência de excitação, em metros, e FC é o fator de calibração da câmara.

De acordo com a norma IEC 61000-4-21 [92], o fator de qualidade descreve a capacidade de uma câmara em armazenar energia; fator que se relaciona às perdas presentes no ambiente. A condutividade das paredes da câmara torna-se, normalmente, o principal fator atribuído às perdas de energia. Materiais de boa condutividade como o cobre e o alumínio, por exemplo, oferecem uma condição economicamente viável quanto ao aspecto custo *versus* benefício. Outro material comumente utilizado é o aço galvanizado. Perdas adicionais em suportes de antenas e estruturas metálicas também podem influenciar no fator de qualidade de uma câmara.

A uniformidade do campo produzido dentro da câmara está diretamente relacionada ao número de posições assumidas pela estrutura de pás girantes. De acordo com a IEC 61000-4-21 [92], a calibração do campo elétrico se dá através da verificação de oito pontos, distribuídos conforme a figura 2.11.

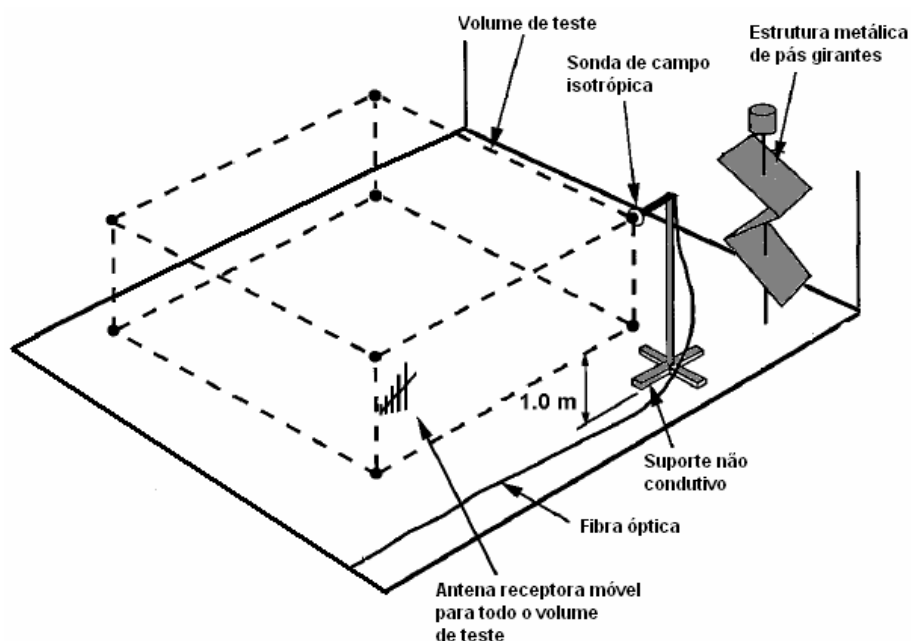


FIGURA 2.11 – Volume estabelecido para a calibração do campo elétrico em uma câmara reverberante de modos misturados [92].

Para condições normais a menor frequência de operação é 80 MHz [92]. São aceitos desvios de 4 dB para um espectro de frequências entre 80 e 100 MHz, decrescendo linearmente a 3 dB até a frequência limite de 400 MHz. Acima de 400 MHz a tolerância é fixa em 3 dB. Durante a calibração, a estrutura de pás girantes deve operar de modo que o sensor de campo, posicionado em cada um dos pontos de medição, possa adquirir um número específico de amostras, compreendendo o valor máximo das componentes do campo elétrico dentro da área de testes especificada. O volume de testes é determinado a partir das dimensões da câmara, devendo-se descartar as proximidades das paredes devido à presença de muitos modos próximos um do outro. O número recomendado de amostras, bem como os limites de frequência estabelecidos podem ser encontrados na tabela 2.2.

TABELA 2.2 – Número de amostras recomendadas para a calibração do campo elétrico em uma câmara reverberante de modos misturados [92].

Frequência [MHz]	Número de amostras
80 – 240	50
240 – 480	18
480 – 800	12
Acima de 800	12

A blindagem da câmara torna-se, ao longo de um projeto, outro fator importante a ser avaliado, devido às várias aberturas necessárias, como portas e passagens para cabos e condutores, por exemplo. A efetividade de blindagem de uma câmara reverberante de modos misturados é definida pela norma IEC 61000-4-21 através da seguinte expressão:

$$EB = -10 \cdot \log\left(\frac{P_{EET}}{P_R}\right) \quad (2.13)$$

onde EB é a efetividade de blindagem da câmara, em dB; P_{EET} e P_R são as potências medidas sobre a face EET e pela antena de referência, respectivamente.

No que diz respeito às dificuldades tecnológicas relacionadas ao projeto de câmaras reverberantes de modos misturados destaca-se a obtenção de uma distribuição de campos uniformes para um amplo espectro de frequências, cuja limitação principal ocorre principalmente para baixas frequências. De acordo com PERINI et al. [85-87], esta restrição pode ser contornada através da substituição das pás metálicas por arranjos de linhas de transmissão. Um estudo mais detalhado acerca desta proposta encontra-se no capítulo 5, compreendendo parte da contribuição da presente tese.

Maiores informações quanto aos aspectos técnicos e construtivos relacionados às câmaras reverberantes de modos misturados podem ser obtidos nas referências apresentadas [2-4,92].

2.11 CÂMARA STRIPLINE

Uma câmara Stripline se constitui de duas placas metálicas paralelas, cujos extremos são destinados à entrada do sinal e ao casamento da impedância característica do sistema.

O princípio de uma câmara Stripline é baseado no modelo de uma linha de transmissão co-planar, experimentando um campo eletromagnético uniforme, onde as componentes de campo elétrico e magnético encontram-se em um plano transversal e mutuamente ortogonais à direção de propagação.

Uma câmara Stripline pode reproduzir campos de intensidades consideráveis, transpondo valores de 10 V/m para determinadas frequências. São recomendadas aos ensaios de susceptibilidade eletromagnética pela norma IEC 61000-4-20 [59]. O modelo de uma câmara Stripline pode ser encontrado na figura 2.12.

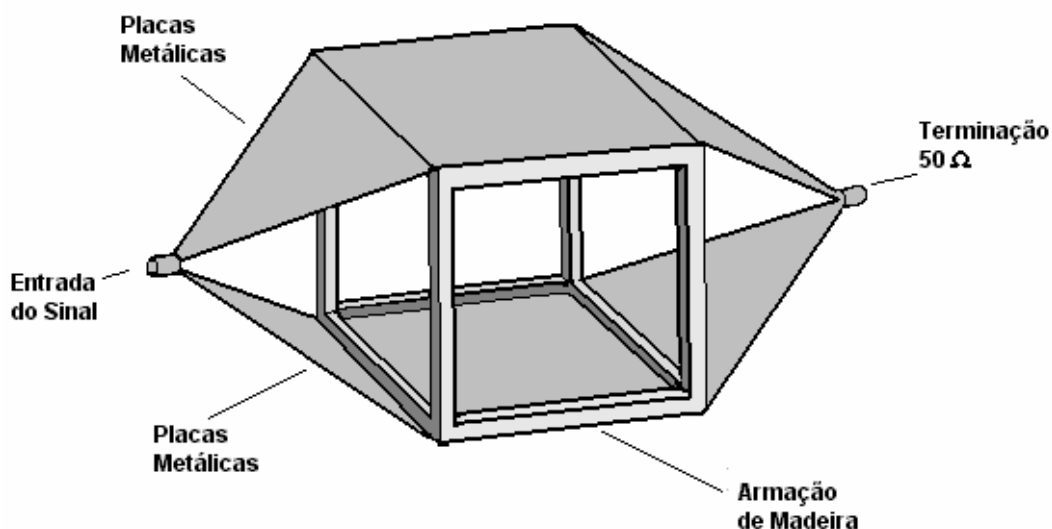


FIGURA 2.12 – Ilustração de uma câmara Stripline.

Estruturas de placas paralelas, como a câmara Stripline, apresentam uma desvantagem devido ao fato do campo produzido não ser totalmente confinado em seu interior. Desta forma as medições de susceptibilidade devem ser realizadas em câmaras blindadas, como câmaras anecóicas, por exemplo. Igualmente às câmaras TEM, há câmaras Stripline que isolam o EET do meio externo, chamadas Whole Striplines, utilizadas tanto para testes de susceptibilidade quanto interferência eletromagnéticas [31-33].

2.12 TABELA DE COMPARAÇÕES

Finalmente, com base no estudo do presente capítulo, será apresentada uma tabela de comparações, destacando-se as vantagens e desvantagens atribuídas às instalações de testes estudadas.

TABELA 2.3 – Vantagens e desvantagens atribuídas às instalações de teste de CEM.

	Vantagens	Desvantagens
STCA	Recomendada aos ensaios de IEM	Falta de blindagem eletromagnética
	Precisão e reprodutibilidade dos testes	Susceptível às mudanças climáticas
	Livre de reflexões (exceto da base)	Não é comumente empregada aos testes de susceptibilidade

Câmara Anecóica	Isola o EET do meio externo	Custo elevado de construção
	Recomendada aos ensaios de IEM e SEM	Precisão e reprodutibilidade degradadas devido às reflexões provenientes da parede da câmara (*)
	Não susceptível ao mau tempo	
Câmara TEM	Isola o EET do meio externo	Limitações quanto ao espectro de frequências
	Recomendada aos ensaios de IEM e SEM	Limitações quanto ao volume do EET (**)
	Baixo custo (**)	Má relação entre as dimensões da câmara e o volume de testes
Câmara GTEM	Isola o EET do meio externo	Alto custo (***)
	Recomendada aos testes de IEM e SEM	
	Boa relação entre dimensões da câmara e volume de testes	
	Adequa-se aos testes de susceptibilidade em altas frequências (***)	
Câmara Stripline Coplanar	Baixo custo (**)	Falta de blindagem eletromagnética
	Recomendada aos testes de SEM	
	Boa relação entre as dimensões da câmara e o volume de testes	

MSC	Isola o EET do meio exterior	Frequência mínima de operação limitada pelas dimensões da câmara
	Recomendada aos testes de IEM e SEM	
	Operação em amplo espectro de frequências	
	Baixo custo **	
* Se comparada ao STCA ** Se comparada à câmara anecóica *** Se comparada à câmara TEM		

2.13 – CONSIDERAÇÕES ACERCA DO CAPÍTULO

O presente capítulo descreveu de forma sucinta a história da compatibilidade eletromagnética, permeando os tópicos que contemplam os propósitos do estudo de câmaras de teste de CEM. Subseqüentemente, apresentou-se uma abordagem individual das principais instalações de teste, trazendo ao contexto os aspectos normativos vinculados ao desenvolvimento científico-tecnológico destas, bem como suas aplicabilidades e particularidades características.

A seguir será apresentado o Método de Modelagem por Linhas de Transmissão (TLM), seus fundamentos básicos, bem como o equacionamento matemático do Nó Simétrico Condensado (NSC). Serão desenvolvidas ainda as expressões relacionadas ao espalhamento da energia na malha, às condições de contorno e formas de excitação do nó. Finalmente, o capítulo trará um breve estudo a respeito dos erros ocasionados pelo fenômeno da dispersão numérica.

CAPÍTULO 3

O MÉTODO DE MODELAGEM POR LINHAS DE TRANSMISSÃO (TLM)

3.1 INTRODUÇÃO

Os problemas relacionados à Engenharia Elétrica, mais especificamente, os que envolvem o tratamento de dispositivos eletromagnéticos, podem apresentar soluções distintas, dependendo do método ou procedimento utilizado. Muito embora os métodos experimentais possibilitem uma análise detalhada do problema, comumente, fazem uso de uma infra-estrutura laboratorial, de grande monta, o que muitas vezes torna este tipo de solução inviável financeiramente. Em contra partida, a solução de problemas por meio de técnicas analíticas muitas vezes restringe-se às geometrias simplificadas, impossibilitando uma análise mais aprofundada do domínio em estudo. Finalmente, as técnicas numéricas de simulação vêm oferecer alternativas qualitativas e quantitativas à solução de problemas relacionados à Engenharia Elétrica.

Dentro do presente contexto, esta tese visa contribuir para o estudo de câmaras de teste de CEM, agregando ao trabalho proposto técnicas de modelagem numérica. Portanto, este capítulo apresenta a formulação do nó simétrico condensado aplicado ao estudo da propagação de ondas em meios homogêneos e sem perda.

3.2 MÉTODOS E MODELAGENS

Os estudos de CEM relacionados aos métodos numéricos surgiram devido à importância de se conhecer a distribuição dos campos elétricos e magnéticos em aplicações de ordem prática, bem como à necessidade de compreensão dos fenômenos eletromagnéticos associados ao tratamento de cada problema. Coaduna com tal afirmação, a complexidade com que as formulações analíticas estabelecem uma solução apropriada aos vários problemas relacionados à Engenharia Elétrica.

Os métodos numéricos utilizados na resolução de problemas em Eletromagnetismo consistem em uma aproximação da solução das equações fundamentais de Maxwell, sob as condições de contorno impostas pelo problema. A diversidade de aplicações que envolvem a área em questão levou ao surgimento de uma vasta gama de técnicas numéricas de

simulação. Fatores como a geometria do domínio em estudo, suas condições de contorno, bem como os resultados pretendidos, via análise, determinam a melhor abordagem e o método a ser utilizado.

Os métodos numéricos vêm evoluindo ao longo do tempo, apresentando-se capazes de modelar estruturas cada vez mais complexas. Na resolução de problemas de propagação de ondas eletromagnéticas destacam-se o Método de Diferenças Finitas (*FDTD – Finite Difference Time Domain*), o Método de Elementos Finitos (MEF, ou *FEM – Finite Element Method*), o Método de Momentos (MMo, ou *MoM – Moments Method*) e, finalmente, a técnica aplicada no presente trabalho, o Método de Modelagem por Linhas de Transmissão (*TLM – Transmission-Line Modelling Method*), dentre outras. As diferenças entre estes métodos consistem, basicamente, na formulação empregada, diferencial ou integral, e no domínio escolhido para o tratamento do problema, temporal ou espectral.

Enquanto que os métodos integrais tratam dos problemas cujas equações que os descrevem encontram-se na forma integral, os métodos diferenciais exploram as equações diferenciais para representar o domínio em estudo. A grande vantagem dos métodos integrais está na sua aplicabilidade em problemas de contornos abertos, não havendo assim a necessidade de se modelar todo um volume analisado. São exemplos destes o MMo e o MEF. Já os métodos diferenciais, ao contrário dos métodos integrais, são caracterizados por possuírem uma formulação mais simples, o que facilita sua implementação em uma rotina computacional. Em contrapartida, torna-se necessário modelar todo o domínio em estudo, conduzindo, muitas vezes, a um aumento inviável do número de elementos de discretização. Destacam-se dentre os métodos diferenciais o FDTD e o TLM.

No que diz respeito ao tratamento do problema, os métodos de análise temporal oferecem resultados para um amplo espectro de frequências, através do cálculo da transformada de Fourier, levando-se em consideração uma simples excitação transiente (e.g. um impulso). Em compensação, os métodos de análise no domínio da frequência obtêm as funções de transferência de um problema específico, para uma determinada frequência, considerando o regime permanente.

Dentre os métodos anteriormente descritos, o TLM sobressai-se pelo seu recente desenvolvimento, apresentando uma notória expansão na última década do século XX. Seu surgimento se deu através de uma proposição em 2D [100], apresentada por Peter Johns, em 1971, que propôs nova topologia bidimensional três anos mais tarde [101]. Algumas proposições de células tridimensionais foram estudadas nos anos que subseguiram o

prelúdio do TLM, culminando com o surgimento de um nó condensado simétrico (NSC, ou *SCN – Symetric Condensed Node*), proposto pelo próprio criador do método, em 1987 [102,103].

Baseados na topologia do NSC, encontram-se os desenvolvimentos posteriores, bem como grande parte dos códigos computacionais atualmente utilizados. Em 1992, NAYLOR e AIT-SADI [104] propõem um algoritmo matematicamente mais elegante ao de Peter Johns, compreendendo uma formulação mais eficiente para a implementação computacional do NSC.

No que diz respeito a sua teoria, o TLM é um método que simula o fenômeno de propagação de ondas eletromagnéticas no domínio do tempo, baseando-se na teoria ondulatória da luz, proposta pelo físico holandês Christiaan Huygens, no final do século XVII [105,106]. O princípio de Huygens descreve o comportamento ondulatório da luz, prevendo a partir de sua posição inicial, o posicionamento da frente de onda em um imediato instante futuro. Segundo HUYGENS [107], *deve-se levar em consideração que cada partícula por meio da qual a onda se propaga, não somente transmite seu movimento à partícula seguinte, ao longo da reta que parte do ponto luminoso, porém também às partículas adjacentes e que se opõem ao movimento*. O resultado é uma onda em torno de cada partícula, conforme demonstra a figura 3.1(a).

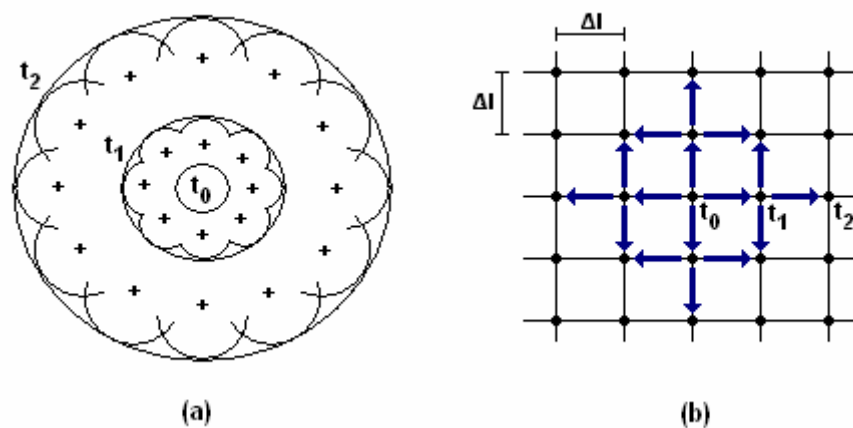


FIGURA 3.1 – Representação bidimensional da propagação da onda: (a) Modelo proposto por Huygens; (b) Analogia às linhas de transmissão proposta por Johns.

De forma a representar o modelo proposto por Huygens, o espaço bidimensional é discretizado mediante linhas de transmissão interconectadas, compreendendo uma malha de nós, distanciados por Δl , conforme apresentado na figura 3.1(b). A energia se propaga

pelas linhas de transmissão através de impulsos, sendo Δt o tempo necessário para uma frente de onda se deslocar entre dois pontos adjacentes.

O cálculo dos campos se dá através das grandezas elétricas (tensões e correntes), a cada passo de tempo e em cada ponto da malha discretizada. A enorme vantagem do TLM é a simplicidade com que suas formulações são concebidas, baseando-se na teoria das linhas de transmissão, tema básico da Engenharia Elétrica.

Formulações do TLM podem ser obtidas para casos 1D, 2D e 3D. E o TLM permite o estudo de domínios bidimensionais através da utilização de duas células básicas, compreendendo os nós série e paralelo. Ambos os casos são aplicáveis a uma classe de problemas distintos, conforme a direção das componentes de campo analisados no plano cartesiano do domínio em estudo. Os nós bidimensionais representam maior importância ao presente trabalho, visto que deles derivam as equações do nó tridimensional condensado simétrico, segundo a proposta de Naylor e Ait-Sadi, cuja topologia será apresentada detalhadamente ao longo do presente capítulo.

Além da vasta quantidade de trabalhos publicados em congressos científicos, há um livro exclusivamente dedicado ao método [108], onde grande parte da teoria é detalhadamente apresentada. Ao lado desta importante obra, há excelentes trabalhos que contribuíram para o desenvolvimento e a confecção da presente tese [109-115]. Em especial ressalta-se a tese de Hugo Dominguez, acerca do estudo de materiais dispersivos e sua aplicação ao Bioeletromagnetismo [109], cuja enorme contribuição norteou o desenvolvimento do presente trabalho ao estudo dos absorvedores de RF.

Muito embora a motivação do presente trabalho tenha surgido junto ao estudo bidimensional de câmaras de teste de CEM, as análises aqui apresentadas se atêm exclusivamente às técnicas tridimensionais de modelagem. Apesar das controvérsias em relação à utilização de técnicas bidimensionais na modelagem destes casos específicos, os resultados obtidos em 2D fizeram-se extremamente importantes no sentido de instigar o interesse na procura de um melhor tratamento dos problemas apresentados. *Suma summarum*, as técnicas bidimensionais podem ser muito bem empregadas e adequadas aos variados casos onde uma ferramenta numérica simples se faz necessária ao estudo qualitativo de fenômenos eletromagnéticos, ou apenas na procura de um modelo para tal.

Compete ao Homem, finalmente, perguntar-se o que são os modelos senão supostas representações da realidade? Segundo FACCIONI F^o [110], *a aceitação da suposição, com base em comparações com respostas previamente aceitas, faz do modelo um fato*

Obtêm-se os coeficientes da matriz apresentada através da resolução de um sistema de equações não lineares de segundo grau, cujo resultado fornece múltiplas soluções. Devido à complexidade de se obter a única solução correta, torna-se necessária a utilização de equações auxiliares, determinadas pelas leis de Kirchhoff [108-112]. A matriz apresentada restringe-se à topologia empregada por Peter Johns, necessitando ser recalculada após qualquer modificação no nó. Em contrapartida, o equacionamento proposto por Naylor e Ait-Sadi não requer a obtenção da matriz de espalhamento para o cálculo das tensões refletidas nos nós, podendo ser utilizado para qualquer algoritmo baseado no NSC.

Dentre as topologias de modelagem tridimensional propostas ao TLM, provavelmente o NSC encerra a maior parte das aplicações até hoje encontradas. O nó delimita um volume hexaédrico representado por seis faces, as quais compreendem as três direções do sistema de coordenadas. Através de suas doze portas, o nó contempla por face duas componentes de tensão e uma componente de corrente, correlacionando-as aos campos elétricos e magnéticos, respectivamente. Uma representação do NSC encontra-se na figura 3.3.

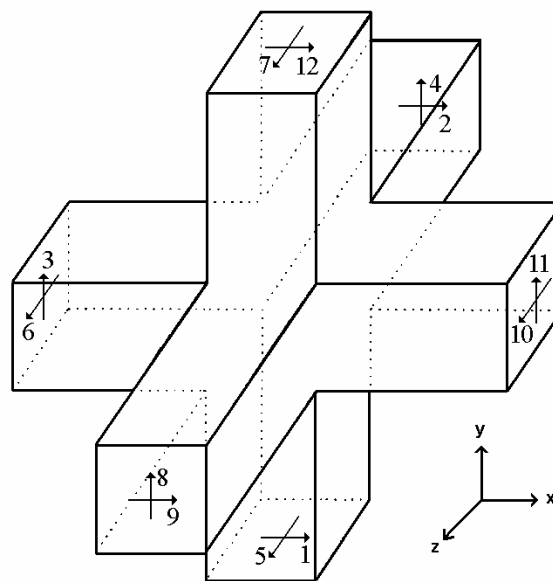


FIGURA 3.3 – Representação do NSC [108].

As portas três e onze, por exemplo, relacionam-se às tensões incidentes e refletidas na direção y , encontrando-se associadas ao cálculo dos campos elétrico e magnético nas direções y e z , respectivamente. Segundo seu modelo original, o NSC é formado por três nós série não interligados. Entretanto, segundo Naylor e Ait-Sadi, o NSC pode ser

representado por um conjunto de três nós série e três nós paralelo, conforme apresentado na figura 3.4 [108,109].

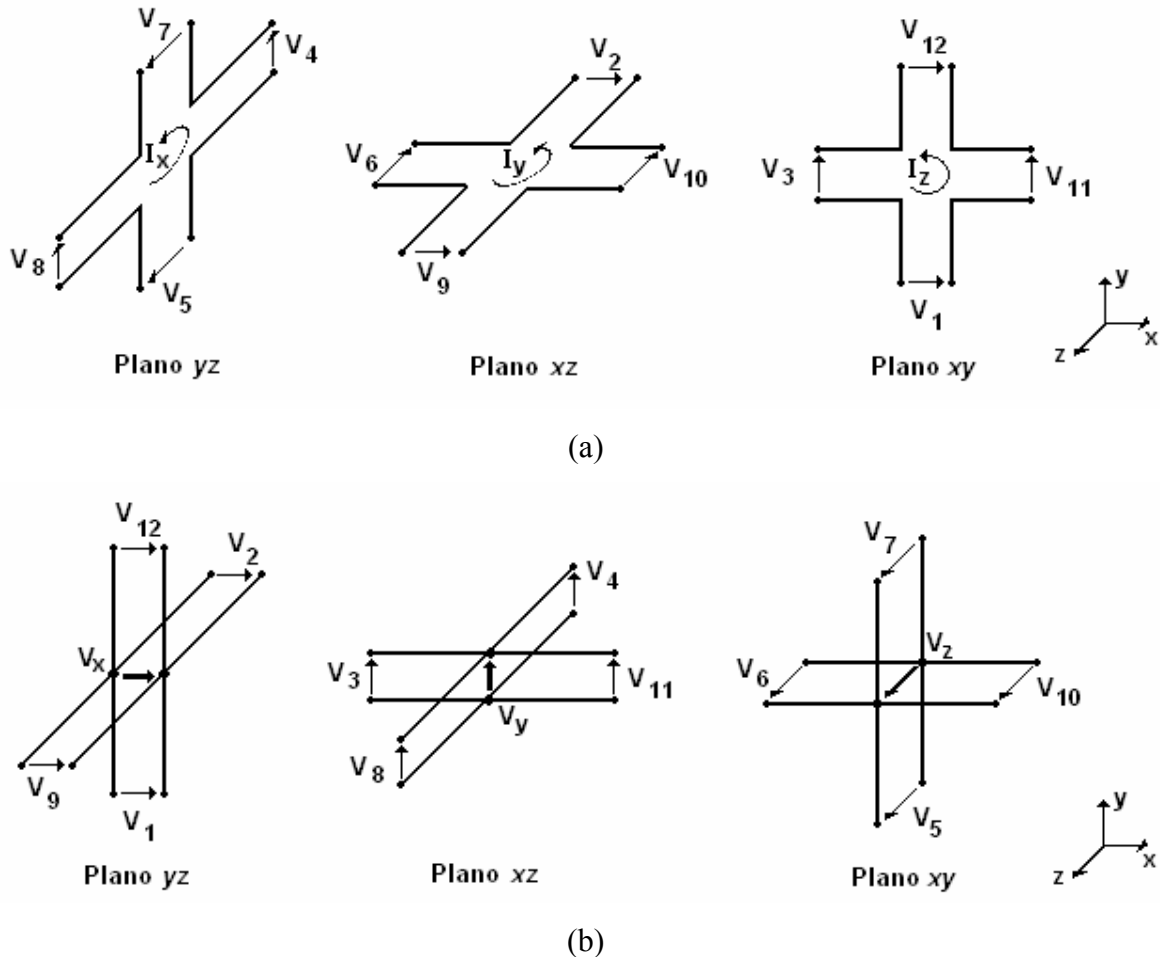


FIGURA 3.4 – Representação do NSC: (a) Segundo a disposição de três nós série; (b) Segundo a disposição de três nós paralelo.

Faz-se importante ressaltar que o modelo imaginário proposto por Naylor e Ait-Sadi encerra apenas uma análise contemplativa, não considerando a interconexão dos seis nós. A associação apresentada atribui a cada um dos seis nós uma componente de campo determinada, conforme segue:

- Nó série no plano yz : componente H_x ;
- Nó série no plano xz : componente H_y ;
- Nó série no plano xy : componente H_z ;
- Nó paralelo no plano yz : componente E_x ;
- Nó paralelo no plano xz : componente E_y ;

- Nó paralelo no plano xy : componente E_z ;

Com o propósito de encadear uma melhor compreensão do NSC, propõe-se, primeiramente, a apresentação das equações dos nós paralelo e série, cujas topologias encontram-se estreitamente ligadas ao desenvolvimento do nó tridimensional.

3.3.1 NÓ PARALELO BIDIMENSIONAL

O nó paralelo compreende a primeira topologia empregada ao TLM [100], cuja aplicação se deu ao cálculo das frequências de corte dos modos TM em guias de onda preenchidos por meios homogêneos e sem perdas. O modelo básico deste nó é formado pela intersecção ortogonal de duas linhas de transmissão, cujo resultado encerra a formação de quatro novas linhas, denominadas ramos, de impedâncias características Z_{LT} . A figura 3.5 apresenta o modelo do nó paralelo para o plano xz (vide figura 3.4), cuja associação se dá para as portas 3, 4, 8 e 11 do nó NSC.

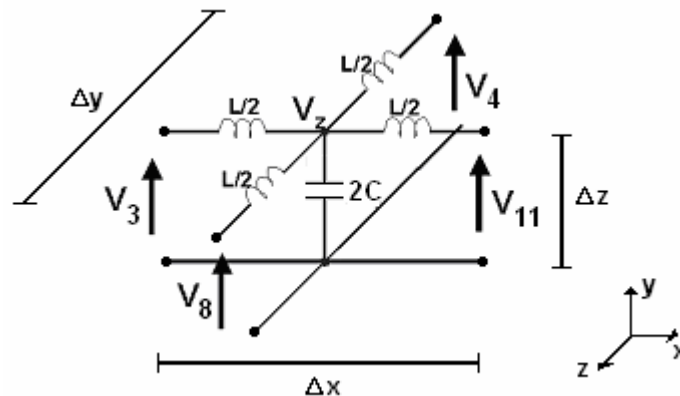


FIGURA 3.5 – Nó paralelo associado às portas 3, 4, 8 e 11 do NSC [109].

O comprimento do nó é definido por $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta \ell$. Os parâmetros relacionados às capacitâncias e indutâncias por unidade de comprimento são representados por C_d e L_d , respectivamente, onde $L = L_d \cdot \Delta \ell$ e $C = C_d \cdot \Delta \ell$. Nota-se que a capacitância total do nó resulta das contribuições dos valores de capacitância dos ramos conectados paralelamente, i.e., $C_T = 2C$.

Admitindo-se que o nó seja um elemento infinitesimal, aplicam-se as leis de Kirchhoff para circuitos elétricos, determinando as equações diferenciais de corrente e tensão para o circuito apresentado na figura 3.5 [108-110], conforme seguem:

$$\frac{\partial\left(\frac{V_z}{\Delta\ell}\right)}{\partial x} = -L_d \frac{\partial\left(\frac{I_x}{\Delta\ell}\right)}{\partial t} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial\left(\frac{V_z}{\Delta\ell}\right)}{\partial y} = -L_d \frac{\partial\left(\frac{I_y}{\Delta\ell}\right)}{\partial t} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial\left(\frac{I_x}{\Delta\ell}\right)}{\partial x} + \frac{\partial\left(\frac{I_y}{\Delta\ell}\right)}{\partial y} = -2C_d \frac{\partial\left(\frac{V_z}{\Delta\ell}\right)}{\partial t} \quad (3.4)$$

onde I_x e I_y representam as correntes relacionadas às direções x e y do plano cartesiano, respectivamente; V_z a tensão obtida no nó; $\Delta\ell$ o comprimento do nó; e, finalmente, C_d e L_d a capacitância e a indutância por unidade de comprimento.

Admitindo a polarização TM em relação ao plano xy ($H_z = 0$) e desconsiderando as componentes de campo na direção de propagação ($\frac{\partial}{\partial z} = 0$), pode-se expandir as equações de Maxwell no sistema cartesiano, conforme segue:

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} + \frac{\partial H_x}{\partial y} = \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} \quad (3.7)$$

Estabelecendo uma comparação entre as equações 3.2, 3.3, 3.4 e 3.5, 3.6 e 3.7, respectivamente, podem-se observar as seguintes equivalências entre as grandezas de campo e da malha:

$$E_z = -\frac{V_z}{\Delta\ell} \quad (3.8)$$

$$H_x = \frac{I_x}{\Delta\ell} \quad (3.9)$$

$$H_y = \frac{I_y}{\Delta\ell} \quad (3.10)$$

onde os parâmetros do meio relacionam-se com as indutâncias e as capacitâncias:

$$\mu = L_d \quad (3.11)$$

$$\varepsilon = 2C_d \tag{3.12}$$

A velocidade de propagação nas linhas de transmissão é determinada segundo os parâmetros do meio, i.e.:

$$V_{LT} = \frac{1}{\sqrt{L_d \cdot C_d}} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\mu_0 \cdot \varepsilon_0}} = \sqrt{2} \cdot c \tag{3.13}$$

onde c representa a velocidade de propagação da luz no espaço livre. A impedância característica das linhas é expressa por:

$$Z_{LT} = \sqrt{\frac{L_d}{C_d}} = \sqrt{2} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \sqrt{2} \cdot Z_0 \tag{3.14}$$

onde Z_0 é a impedância característica do espaço livre.

Segundo a equação 3.13, o passo discretizado de tempo (Δt) é dado por:

$$\Delta t = \frac{\Delta \ell}{\sqrt{2} \cdot c} \tag{3.15}$$

Quanto ao processo de propagação da energia na malha do nó série, cada ramo das linhas de transmissão que forma o nó paralelo pode ser representado através de um circuito equivalente de Thévenin, conforme a figura 3.6.

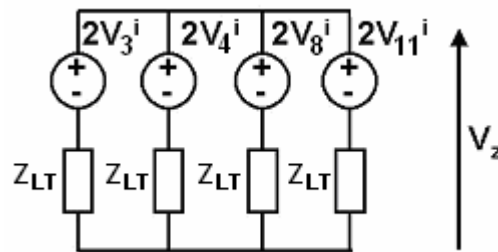


FIGURA 3.6 – Circuito equivalente de Thévenin para o nó paralelo [109].

De acordo com o circuito apresentado, V_3^i , V_4^i , V_8^i e V_{11}^i são as tensões incidentes nos ramos e V_z representa a tensão no ponto central do nó, que é dado por:

$${}_k V_z = \frac{1}{2} \cdot ({}_k V_3^i + {}_k V_4^i + {}_k V_8^i + {}_k V_{11}^i) \tag{3.16}$$

Desta forma, a tensão total para cada porta do nó será:

$${}_k V_p = {}_k V_p^i + {}_k V_p^r \tag{3.17}$$

onde ${}_kV_p^i$ e ${}_kV_p^r$ são as tensões incidentes e refletidas na porta p em um instante de tempo k .

Considerando ${}_kV_p = {}_kV_z$, a tensão refletida para cada ramo do nó pode ser obtida partindo-se da equação 3.17, i.e.:

$${}_kV_p^r = {}_kV_z - {}_kV_p^i \tag{3.18}$$

Finalmente, substituindo a equação 3.16 em 3.18, obtém-se a equação matricial que contém os vetores de tensões incidentes e refletidas no processo de espalhamento, conforme segue:

$$\begin{bmatrix} {}_kV_3^r \\ {}_kV_4^r \\ {}_kV_8^r \\ {}_kV_{11}^r \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \cdot \begin{bmatrix} -1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} {}_kV_3^i \\ {}_kV_4^i \\ {}_kV_8^i \\ {}_kV_{11}^i \end{bmatrix} \tag{3.19}$$

No que diz respeito ao processo iterativo no tempo, o impulso refletido torna-se um impulso incidente no nó adjacente em $k + 1$, conforme figura 3.7.

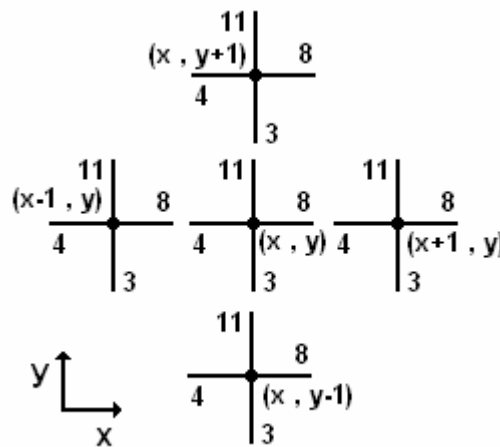


FIGURA 3.7 – Conexão do processo iterativo no tempo.

O processo de conexão é descrito pelas seguintes equações:

$${}_{k+1}V_3^i(x, y+1) = {}_{k+1}V_{11}^r(x, y) \tag{3.20}$$

$${}_{k+1}V_4^i(x+1, y) = {}_{k+1}V_8^r(x, y) \tag{3.21}$$

$${}_{k+1}V_{11}^i(x, y-1) = {}_{k+1}V_3^r(x, y) \tag{3.22}$$

$${}_{k+1}V_8^i(x-1, y) = {}_{k+1}V_4^r(x, y) \tag{3.23}$$

Sendo que as linhas de transmissão possuem as mesmas dimensões e impedâncias características, o tempo despedido por um impulso ao percorrer um ramo em qualquer direção é o mesmo, assegurando o sincronismo dos pulsos da malha [108-112]. De modo que os ramos que compreendem a malha possuem a mesma impedância característica, não há reflexões espúrias no processo de conexão dos pulsos.

Quanto ao cálculo dos campos no nó paralelo, pode-se estabelecer uma equivalência entre as equações obtidas a partir do circuito de Thévenin (vide figura 3.6) e as grandezas de campo descritas nas equações 3.8, 3.9 e 3.10, conforme segue:

$${}_k E_z = \frac{{}_k V_z}{\Delta \ell} = \frac{({}_k V_3^i + {}_k V_4^i + {}_k V_8^i + {}_k V_{12}^i)}{2 \cdot \Delta \ell} \quad (3.24)$$

$${}_k H_x = \frac{{}_k I_y}{\Delta \ell} = \frac{({}_k V_1^i - {}_k V_8^i)}{\Delta \ell} \quad (3.25)$$

$${}_k H_y = \frac{{}_k I_x}{\Delta \ell} = \frac{({}_k V_{12}^i - {}_k V_4^i)}{\Delta \ell} \quad (3.26)$$

3.3.2 NÓ SÉRIE BIDIMENSIONAL

A topologia do nó série foi desenvolvida em 1974, por Peter Johns, com o propósito de se estudar a propagação do modo TE em meios magnéticos [101]. A figura 3.8 apresenta um modelo mais detalhado do nó série, cuja associação se faz às portas 1, 3, 11, e 12 do nó NSC (vide figura 3.3).

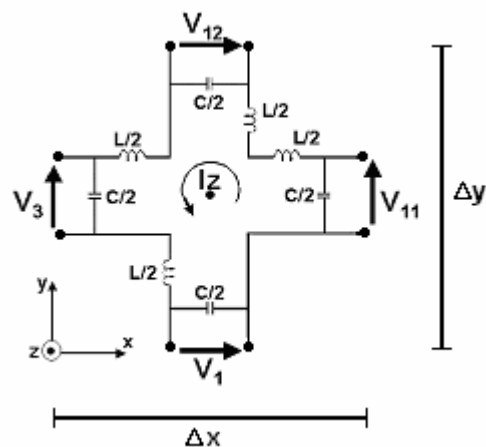


FIGURA 3.8 – Nó série associado às portas 1,3,11 e 12 do NSC [109].

O nó apresentado é formado por duas linhas de transmissão simétricas no plano xy , onde a indutância total do nó resulta das contribuições dos valores de indutância dos ramos

conectados em série, i.e., $L_T = 2L$. Enquanto que o campo elétrico se relaciona com as tensões nas capacitâncias V_1 , V_3 , V_{11} e V_{12} , a corrente I_z que circula pelo circuito em série conduz ao cálculo do campo magnético na direção z . Desta forma definem-se as componentes de campo E_x , E_y e H_z para o plano xy [108-112].

Aplicando-se as leis de Kirchhoff para correntes, determinam-se as equações diferenciais de corrente e tensão do circuito da figura 3.8, obtendo-se:

$$\frac{\partial \left(\frac{I_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial x} = C_d \frac{\partial \left(\frac{V_y}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial \left(\frac{I_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial y} = -C_d \frac{\partial \left(\frac{V_x}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial \left(\frac{V_y}{\Delta \ell} \right)}{\partial x} - \frac{\partial \left(\frac{V_x}{\Delta \ell} \right)}{\partial y} = 2L_d \frac{\partial \left(\frac{I_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (3.29)$$

onde V_x e V_y representam as tensões relacionadas às direções x e y do plano cartesiano; I_z a corrente que circula pelo circuito em série; $\Delta \ell$ o comprimento do nó (para $\Delta \ell = \Delta x = \Delta y$); e, finalmente, C_d e L_d a capacitância e a indutância por unidade de comprimento.

Partindo-se da expansão das equações de Maxwell no sistema cartesiano, pode-se demonstrar a equivalência entre as equações acima descritas e a teoria dos campos eletromagnéticos. Admitindo a polarização TE ($E_z = 0$), obtêm-se:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (3.30)$$

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} = \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (3.32)$$

Comparando as equações 3.27, 3.28, 3.29 e 3.30, 3.31 e 3.32, respectivamente, determinam-se as equivalências entre as grandezas de campo e os parâmetros da malha:

$$H_z = \frac{I_z}{\Delta \ell} \quad (3.33)$$

$$E_x = -\frac{V_x}{\Delta \ell} \quad (3.34)$$

$$E_y = -\frac{V_y}{\Delta\ell} \quad (3.35)$$

onde os parâmetros do meio relacionam-se com as indutâncias e as capacitâncias:

$$\mu = 2L_d \quad (3.36)$$

$$\varepsilon = C_d \quad (3.37)$$

Tanto a velocidade de propagação nas linhas de transmissão quanto sua impedância característica são determinadas segundo os parâmetros do espaço livre, i.e.:

$$V_{LT} = \frac{1}{\sqrt{L_d \cdot C_d}} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\mu_0 \cdot \varepsilon_0}} = \sqrt{2} \cdot c \quad (3.38)$$

$$Z_{LT} = \sqrt{\frac{L_d}{C_d}} = \frac{\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{2\varepsilon_0}} = \frac{Z_0}{\sqrt{2}} \quad (3.39)$$

No que diz respeito ao processo de propagação da energia na malha do nó série, cada segmento das linhas de transmissão que forma o nó série pode ser representado através de um circuito equivalente de Thévenin, conforme a figura 3.9.

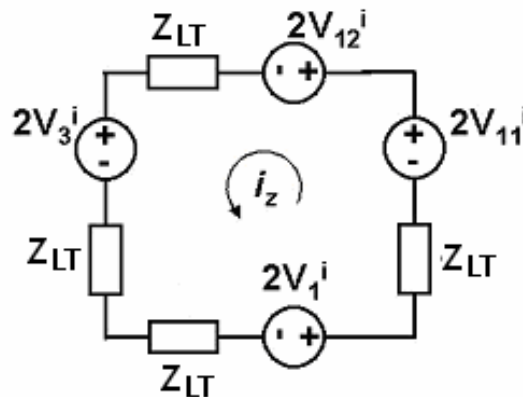


FIGURA 3.9 – Circuito equivalente de Thévenin para o nó série [109].

Através da análise do circuito apresentado, pode-se obter a seguinte expressão para a corrente I_z :

$${}_k I_z = \frac{({}_k V_1^i - {}_k V_3^i - {}_k V_{12}^i + {}_k V_{11}^i)}{2 \cdot Z_{LT}} \quad (3.40)$$

A tensão total para cada porta do nó será:

$${}_k V_p = 2 \cdot {}_k V_p^i \pm {}_k I_z Z_{LT} \quad p = 1, \dots, 4 \quad (3.41)$$

Conforme a teoria das linhas de transmissão, a tensão refletida no ramo pode ser calculada através da seguinte equação:

$${}_k V_p^r = {}_k V_p + {}_k V_p^i \quad (3.42)$$

Substituindo a equação 3.41 em 3.42, recai-se em:

$${}_k V_p^r = {}_k V_p^i + {}_k I_Z Z_{LT} \quad (3.43)$$

Finalmente, substituindo a equação 3.40 em 3.43, obtém-se a equação matricial que contém os vetores de tensões incidentes e refletidas no processo de espalhamento:

$$\begin{bmatrix} {}_k V_1^r \\ {}_k V_3^r \\ {}_k V_{12}^r \\ {}_k V_{11}^r \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & -1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & 1 \\ -1 & 1 & 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} {}_k V_1^i \\ {}_k V_3^i \\ {}_k V_{12}^i \\ {}_k V_{11}^i \end{bmatrix} \quad (3.44)$$

No que diz respeito ao cálculo dos campos, pode-se estabelecer uma correlação entre as equações obtidas através do circuito de Thévenin (vide figura 3.9) e as grandezas de campo descritas nas equações 3.33, 3.34 e 3.35 [108-112]:

$${}_k H_z = \frac{{}_k I_Z}{\Delta \ell} = \frac{({}_k V_1^i - {}_k V_3^i - {}_k V_{12}^i + {}_k V_{11}^i)}{2 \cdot \Delta \ell \cdot Z_{LT}} \quad (3.45)$$

$${}_k E_x = -\frac{{}_k V_x}{\Delta \ell} = -\frac{({}_k V_1^i + {}_k V_{12}^i)}{\Delta \ell} \quad (3.46)$$

$${}_k E_y = -\frac{{}_k V_y}{\Delta \ell} = -\frac{({}_k V_3^i + {}_k V_{11}^i)}{\Delta \ell} \quad (3.47)$$

onde V_x e V_y são os valores de tensão associados aos ramos 1 e 12, para a direção x , e 3 e 11, para a direção y , respectivamente.

3.4 EQUACIONAMENTO DO NÓ SIMÉTRICO CONDENSADO (NSC)

O equacionamento do NSC se dá a partir das equações de Maxwell sob sua forma local, compreendendo meios lineares e isotrópicos sem perdas:

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3.48)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3.49)$$

onde μ e ε representam a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica do meio.

A expansão das equações 3.48 e 3.49 no plano cartesiano definem o comportamento dos campos no NSC, conforme descrito a seguir:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (3.50)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (3.51)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (3.52)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (3.53)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (3.54)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} \quad (3.55)$$

Através das leis de Kirchhoff para tensões e correntes, determinam-se as equações diferenciais dos circuitos apresentados nas figuras 3.3 e 3.4, respectivamente [109-112]. Para os três nós série obtêm-se as seguintes equações para os planos yz , xz e xy , respectivamente:

$$\frac{\partial \left(\frac{V_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial y} - \frac{\partial \left(\frac{V_y}{\Delta \ell} \right)}{\partial z} = 2L_d \cdot \frac{\partial \left(\frac{I_x}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (3.56)$$

$$\frac{\partial \left(\frac{V_x}{\Delta \ell} \right)}{\partial z} - \frac{\partial \left(\frac{V_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial x} = 2L_d \cdot \frac{\partial \left(\frac{I_y}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (3.57)$$

$$\frac{\partial \left(\frac{V_y}{\Delta \ell} \right)}{\partial x} - \frac{\partial \left(\frac{V_x}{\Delta \ell} \right)}{\partial y} = 2L_d \cdot \frac{\partial \left(\frac{I_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (3.58)$$

Da mesma forma, obtêm-se para os três nós paralelo as equações para os planos yz , xz e xy , respectivamente:

$$\frac{\partial \left(\frac{I_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial y} - \frac{\partial \left(\frac{I_y}{\Delta \ell} \right)}{\partial z} = 2C_d \cdot \frac{\partial \left(\frac{V_x}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (3.59)$$

$$\frac{\partial \left(\frac{I_x}{\Delta \ell} \right)}{\partial z} - \frac{\partial \left(\frac{I_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial x} = 2C_d \cdot \frac{\partial \left(\frac{C_y}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (3.60)$$

$$\frac{\partial \left(\frac{I_y}{\Delta \ell} \right)}{\partial x} - \frac{\partial \left(\frac{I_x}{\Delta \ell} \right)}{\partial y} = 2C_d \cdot \frac{\partial \left(\frac{V_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (3.61)$$

Relacionando os dois sistemas de equações obtidos anteriormente, verificam-se as equivalências entre as grandezas de campo e os parâmetros do NSC:

$$H_x = \frac{I_x}{\Delta \ell} \quad (3.62)$$

$$H_y = \frac{I_y}{\Delta \ell} \quad (3.63)$$

$$H_z = \frac{I_z}{\Delta \ell} \quad (3.64)$$

$$E_x = -\frac{V_x}{\Delta \ell} \quad (3.65)$$

$$E_y = -\frac{V_y}{\Delta \ell} \quad (3.66)$$

$$E_z = -\frac{V_z}{\Delta \ell} \quad (3.67)$$

Para os parâmetros do meio modelado obtêm-se:

$$\mu = 2L_d \quad (3.68)$$

$$\varepsilon = 2C_d \quad (3.69)$$

A velocidade de propagação dos impulsos nos ramos do nó e a impedância característica das linhas se relacionam aos parâmetros do meio, conforme apresentadas a seguir, respectivamente:

$$V_{LT} = \frac{\Delta \ell}{\Delta t} = \frac{1}{\sqrt{L_d \cdot C_d}} = \frac{2}{\sqrt{\mu_0 \cdot \varepsilon_0}} = 2 \cdot c \quad (3.70)$$

$$Z_{LT} = \sqrt{\frac{L_d}{C_d}} = \frac{\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\varepsilon_0}} = Z_0 \quad (3.71)$$

O processo iterativo no tempo é calculado a partir da equação 3.70, conforme segue:

$$\Delta t = \frac{\Delta \ell}{2 \cdot c} \quad (3.72)$$

3.4.1 CÁLCULO DOS CAMPOS NO NSC

Os cálculos dos valores de tensão e corrente podem ser obtidos conforme a análise dos circuitos de Thévenin apresentados nas figuras 3.6 e 3.9. As expressões para o cálculo da tensão V_z e da corrente I_z são apresentadas a seguir, respectivamente:

$$V_z = \frac{1}{2} \cdot (V_3^i + V_4^i + V_8^i + V_{11}^i) \quad (3.73)$$

$$I_z = \frac{(V_1^i - V_3^i + V_{11}^i - V_{12}^i)}{2 \cdot Z_{LT}} \quad (3.74)$$

Substituindo as equações 3.62 e 3.65 em 3.73 e 3.74, respectivamente, obtêm-se:

$$E_z = -\frac{(V_5^i + V_6^i + V_7^i + V_{10}^i)}{2\Delta\ell} \quad (3.75)$$

$$H_z = \frac{(V_1^i - V_3^i + V_{11}^i - V_{12}^i)}{2 \cdot \Delta\ell \cdot Z_{LT}} \quad (3.76)$$

O mesmo procedimento pode ser realizado para as outras direções, resultando em:

$$E_x = -\frac{(V_1^i + V_2^i + V_9^i + V_{12}^i)}{2\Delta\ell} \quad (3.77)$$

$$E_y = -\frac{(V_3^i + V_4^i + V_8^i + V_{11}^i)}{2\Delta\ell} \quad (3.78)$$

$$H_x = \frac{(V_4^i - V_5^i + V_7^i - V_8^i)}{2 \cdot \Delta\ell \cdot Z_{LT}} \quad (3.79)$$

$$H_y = \frac{(V_6^i + V_9^i - V_{10}^i - V_2^i)}{2 \cdot \Delta\ell \cdot Z_{LT}} \quad (3.80)$$

3.4.2 CÁLCULO DO ESPALHAMENTO DA ENERGIA NA MALHA

Para o cálculo das tensões refletidas nos ramos do NSC, deve-se levar em consideração o princípio da superposição das linhas comuns às duas topologias bidimensionais [108-112]. Baseando-se nos modelos dos nós paralelo e série apresentados nas figuras 3.5 e 3.8, pode-se determinar as expressões que descrevem o processo de espalhamento para os ramos 3 e 11, a seguir:

$$V_3^r = V_y + I_z \cdot Z_{LT} - V_{11}^i \quad (3.81)$$

$$V_{11}^r = V_y - I_z \cdot Z_{LT} - V_3^i \quad (3.82)$$

As demais equações que determinam o processo de espalhamento do nó podem ser obtidas seguindo o mesmo procedimento anteriormente apresentado:

$$V_1^r = V_x - I_z \cdot Z_{LT} - V_{12}^i \quad (3.83)$$

$$V_{12}^r = V_x + I_z \cdot Z_{LT} - V_1^i \quad (3.84)$$

$$V_2^r = V_x + I_y \cdot Z_{LT} - V_9^i \quad (3.85)$$

$$V_9^r = V_x - I_y \cdot Z_{LT} - V_2^i \quad (3.86)$$

$$V_4^r = V_y - I_x \cdot Z_{LT} - V_8^i \quad (3.87)$$

$$V_8^r = V_y + I_x \cdot Z_{LT} - V_4^i \quad (3.88)$$

$$V_5^r = V_z + I_x \cdot Z_{LT} - V_7^i \quad (3.89)$$

$$V_7^r = V_z - I_x \cdot Z_{LT} - V_5^i \quad (3.90)$$

$$V_6^r = V_z - I_y \cdot Z_{LT} - V_{10}^i \quad (3.91)$$

$$V_{10}^r = V_z + I_y \cdot Z_{LT} - V_6^i \quad (3.92)$$

3.4.3 PROCESSO DE CONEXÃO ITERATIVA NO TEMPO

O processo de conexão iterativa no tempo para o NSC se desenvolve de maneira análoga aos casos bidimensionais, descritos nas subseções 3.3.1 e 3.3.2. A figura 3.10 apresenta o momento de conexão entre as portas 4 e 8 de dois nós adjacentes. No processo iterativo, a tensão refletida pela porta 4 do nó localizado em (x, y, z) , no instante de tempo k , corresponderá à tensão incidente na porta 8 do nó adjacente, em $k + 1$. Do mesmo modo, a tensão refletida pela porta 8 do nó em $(x, y, z-1)$, no instante k , será atribuída à tensão incidente na porta 4, em (x, y, z) e $k+1$. Desta forma obtêm-se:

$${}_{k+1}V_8^i(x, y, z-1) = {}_kV_4^r(x, y, z) \quad (3.93)$$

$${}_{k+1}V_4^i(x, y, z) = {}_kV_8^r(x, y, z-1) \quad (3.94)$$

De forma análoga podem-se estabelecer as expressões para as demais conexões entre as faces dos nós adjacentes. Cabe aqui descrever resumidamente o algoritmo para o cálculo das componentes de campo na malha, compreendendo basicamente três etapas: primeiramente, calculam-se as tensões e as correntes conforme as equações 3.73 e 3.74; em seguida, obtêm-se as tensões refletidas nos ramos do nó através das expressões 3.81 a 3.92;

e, finalmente, baseando-se nas equações 3.93 e 3.94, determinam-se as tensões incidentes nos nós adjacentes para o instante de tempo $k + 1$.

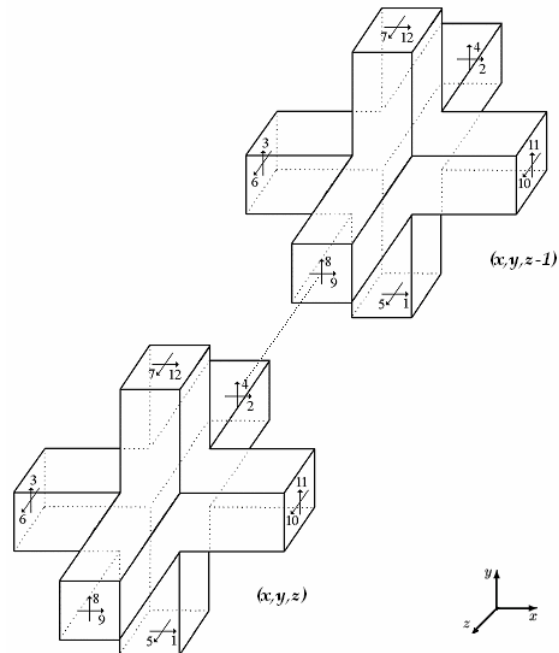


FIGURA 3.10 – Conexão entre dois nós [109].

3.5 CONDIÇÕES DE CONTORNO

Além das equações que estabelecem as relações entre os campos e as tensões nos nós, torna-se necessário discorrer sobre as condições de contorno (fronteiras) que delimitam o domínio em estudo. As fronteiras devem reproduzir aos impulsos propagados na malha as mesmas condições de contorno que o problema físico impõe às ondas eletromagnéticas. O procedimento utilizado para a modelagem de fronteiras é análoga aos casos 2D e tridimensionais [108-112].

Pode-se implementar uma condição de contorno por meio de coeficientes de reflexão, que são atribuídos às portas dos nós dispostos nas fronteiras do domínio em estudo. O coeficiente de reflexão pode ser representado por meio da relação entre as impedâncias de terminação (Z_t) e da linha de transmissão (Z_{LT}), conforme a equação a seguir:

$$\Gamma = \frac{Z_t - Z_{LT}}{Z_t + Z_{LT}} \quad (3.95)$$

Para os ramos dos nós de contorno, o processo de conexão iterativa no tempo será dado por [108,109]:

$${}_{k+1}V_p^i = \Gamma_k V_p^r \quad (3.96)$$

Considerando fronteiras sem perda, para o caso comum de um condutor perfeito, por exemplo, atribuem-se valores de impedância de terminação $Z_t = 0$ (curto-circuito) aos ramos dos nós limítrofes à condição de contorno. O coeficiente de reflexão para o valor de $Z_t = 0$ pode ser obtido através da equação 3.95, resultando em $\Gamma = -1$.

Convém ressaltar, entretanto, que o procedimento apresentado cabe apenas aos casos de incidência normal da onda sobre fronteiras cujo meio não apresente características dispersivas. A modelagem de fronteiras sobre as quais a incidência da onda se dá de forma oblíqua requer maiores esforços matemáticos e computacionais. Um trabalho relacionando tais aplicações pode ser encontrado em [113,114], que descreve a técnica conhecida por PML (*Perfectly Matched Layer*) e sua formulação para o TLM.

3.6 EXCITAÇÃO DO NSC

Embora a implementação de fontes de excitação no TLM seja relativamente simples do ponto de vista prático, as escolhas das características e aplicações requerem comumente certa experiência adquirida quanto ao estudo de propagação de ondas. Em função do problema e do tipo de saída requerida, a excitação deve ser apropriadamente caracterizada de acordo com as condições do problema.

A excitação do NSC consiste na aplicação de impulsos de tensão (ou de correntes) nos ramos de um ou vários nós da malha. A forma com que a excitação se dá varia de acordo com o tipo do problema, fazendo-se necessária a identificação das portas associadas à grandeza desejada. O TLM permite implementar excitações cuja curva (no domínio do tempo) é conhecida, como funções impulsivas, gaussianas, sinusoidais, pulsos de descargas atmosféricas e ondas quadradas, por exemplo [108-112].

As equações que relacionam as grandezas elétricas aos campos elétricos e magnéticos podem ser observadas a seguir:

$$V_1^i = V_2^i = V_9^i = V_{12}^i = -\frac{E_0 \cdot \Delta \ell}{2} \text{ para } E_x \quad (3.97)$$

$$V_3^i = V_4^i = V_8^i = V_{11}^i = -\frac{E_0 \cdot \Delta \ell}{2} \text{ para } E_y \quad (3.98)$$

$$V_5^i = V_6^i = V_7^i = V_{10}^i = -\frac{E_0 \cdot \Delta\ell}{2} \text{ para } E_z \quad (3.99)$$

$$V_4^i = -V_8^i = V_7^i = -V_5^i = -\frac{H_0 \cdot \Delta\ell \cdot Z_0}{2} \text{ para } H_x \quad (3.100)$$

$$V_9^i = -V_2^i = V_6^i = -V_{10}^i = -\frac{H_0 \cdot \Delta\ell \cdot Z_0}{2} \text{ para } H_y \quad (3.101)$$

$$V_{11}^i = -V_3^i = V_1^i = -V_{12}^i = -\frac{H_0 \cdot \Delta\ell \cdot Z_0}{2} \text{ para } H_z \quad (3.102)$$

onde E_x , E_y , E_z e H_x , H_y , H_z são as componentes de campo elétrico e magnético em suas respectivas direções x , y e z , respectivamente; E_0 e H_0 são os valores iniciais de campo elétrico e magnético aplicados aos nós selecionados; V_n^i é a tensão incidente na porta n ; e, finalmente Z_0 representa a impedância característica do meio considerado.

Para o caso de uma excitação senoidal correspondente a $E_y = E_0 \cdot \text{sen}(\omega t)$, por exemplo, a equação 3.98 resulta em:

$$V_3^i = V_4^i = V_8^i = V_{11}^i = -\frac{E_0 \cdot \Delta\ell}{2} \cdot \text{sen}(\omega t) \quad (3.103)$$

onde os impulsos de tensão (V_n^i) são constantemente realimentados às portas ao longo do processo iterativo no tempo; E_0 representa a amplitude máxima do campo, correspondendo a uma velocidade angular $\omega = 2\pi f$, sendo f o valor de frequência do sinal analisado.

Em determinados casos onde são considerados materiais condutores, faz-se necessária a excitação na forma de corrente; para tal basta atribuir tensões aos nós adjacentes, de forma a criar um campo magnético rotacional ao condutor (de acordo com a lei de Ampère), conforme apresentado na figura 3.11 [111,112].

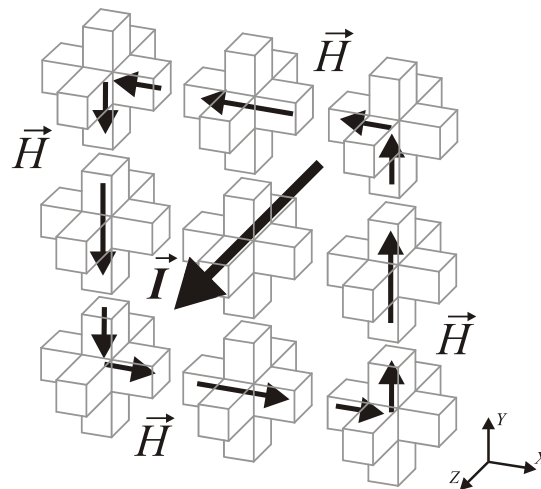


FIGURA 3.11 – Excitação em corrente no NSC [112].

De forma a se calcular a corrente I apresentada na figura acima, pode-se recorrer à equação obtida a partir da Lei de Ampère:

$$I = \oint_L \vec{H} \cdot d\ell \quad (3.104)$$

onde \vec{H} representa o campo magnético rotacional ao nó onde se deseja calcular a corrente, e L é o caminho ao redor do nó considerado.

A partir da figura 3.11, pode-se determinar a corrente que atravessa o nó central disposto na coordenada (x, y, z) , conforme segue:

$$\begin{aligned} I_z = & \frac{\Delta\ell}{2} H_x(x-1, y-1, z) + \Delta\ell H_x(x, y-1, z) + \frac{\Delta\ell}{2} H_x(x+1, y-1, z) \\ & + \frac{\Delta\ell}{2} H_y(x+1, y-1, z) + \Delta\ell H_y(x+1, y, z) + \frac{\Delta\ell}{2} H_y(x+1, y+1, z) \\ & - \frac{\Delta\ell}{2} H_x(x+1, y+1, z) - \Delta\ell H_x(x, y+1, z) - \frac{\Delta\ell}{2} H_x(x-1, y+1, z) \\ & - \frac{\Delta\ell}{2} H_y(x-1, y+1, z) - \Delta\ell H_y(x-1, y, z) - \frac{\Delta\ell}{2} H_y(x-1, y-1, z) \end{aligned} \quad (3.105)$$

3.7 MODELAGEM DE MATERIAIS CONDUTORES

O cálculo de correntes normalmente recai sobre regiões constituídas por materiais condutores, o que faz desta aplicação um fator importante a ser analisado. Os materiais considerados condutores perfeitos têm a característica de refletir todas as tensões incidentes, não apresentando resistência elétrica e, portanto, perdas por efeito Joule [108,111,112].

Uma das formas empregadas na modelagem de tais materiais foi apresentada na seção 3.5 do presente capítulo, cuja técnica utiliza coeficientes de reflexão $\Gamma = -1$. Contudo, há uma forma mais explícita que faz uso de um nó específico, o nó de curto-circuito. A matriz de espalhamento deste nó apresenta modificações em relação àquela apresentada na figura 3.2, cujos elementos da diagonal principal correspondem a valores iguais a -1 .

3.8 CONVERSÃO DOS RESULTADOS AO DOMÍNIO DA FREQUÊNCIA

Convenientemente, muitos dos problemas relacionados aos fenômenos eletromagnéticos necessitam de uma análise no domínio da frequência. Assim, devido aos resultados obtidos através do TLM encontrarem-se no domínio do tempo, faz-se necessário o uso de ferramentas que possam auxiliar nesta tarefa de conversão. Para tal o presente trabalho emprega a transformada de Fourier discreta.

De forma geral, a transformada de Fourier aplica-se às muitas áreas da Engenharia Elétrica, podendo-se exemplificar sua contribuição na análise de sistemas lineares, no processamento de imagens e no estudo de filtros. Especificamente para este trabalho, a transformada de Fourier torna-se essencial na análise das frequências de ressonância obtidas no interior das câmaras modeladas.

De maneira conceitual e desconsiderando sua rigidez matemática, a transformada de Fourier discreta permite analisar qualquer sinal (não periódico) através da somatória de infinitas funções sinusoidais e/ou cossenoidais com diferentes valores de amplitude e de frequência. Entretanto, na utilização de métodos numéricos computacionais, torna-se necessário o seu emprego na forma discreta. Deste modo, a partir de um número finito de amostras do sinal, faz-se possível a determinação do seu espectro de frequências.

Em conjunto com a transformada de Fourier discreta, comumente aplicam-se técnicas de enquadramento espectral (também conhecida por “janelamento”, ou *windowing*). Esta técnica compreende uma função de ponderação utilizada em conjunto com a análise espectral, de modo a reduzir os lóbulos laterais dos picos significantes do espectro de campo elétrico [115]. A função de ponderação utilizada neste trabalho baseia-se na técnica de Hamming, cuja expressão matemática se apresenta da seguinte forma:

$$w(n) = \begin{cases} 0 & n < 0 \\ 0,54 - 0,46 \cdot \cos\left(\frac{2\pi n}{330-1}\right) & 0 \leq n \leq L \\ 0 & n > L \end{cases} \quad (3.106)$$

onde $w(n)$ representa ao enquadramento (janela) discreto de largura L .

3.9 ERRO DE DISPERSÃO NUMÉRICA

Segundo FACCIONI F^o [110], *toda modelagem, devido à distância que esta se encontra da realidade, apresenta um erro intrínseco que deriva desta própria distância.*

Como é impossível afastar a incidência de erros de um modelo, faz-se necessário conhecê-los, ou, ao menos, sua origem. Dentro deste contexto, a análise dos erros vem representando um importante papel quanto à credibilidade dos métodos numéricos.

No que diz respeito ao TLM, o erro de dispersão numérica representa tema de especial interesse [103,105,106,108-112], apresentando-se como resultado da discretização do espaço. Em um meio físico não dispersivo como o ar, por exemplo, as ondas eletromagnéticas se propagam em todas as direções, dentro de todo o espectro, a uma mesma velocidade (c). Entretanto, quando este meio se representa a partir de um modelo numérico, a discretização do espaço provoca uma interdependência da velocidade de propagação da onda na malha e a frequência. Conseqüentemente, a simulação passa a apresentar valores espúrios resultantes da dispersão numérica.

De modo que o problema possa ser contornado, limita-se o valor do passo de discretização espacial ($\Delta\ell$) a um décimo do valor do menor comprimento de onda analisado, de acordo com a seguinte equação:

$$\Delta\ell = \frac{\lambda}{10} \quad (3.107)$$

No que diz respeito ao nó SCN, esta restrição garante erros menores a 1% [108].

3.10 CONSIDERAÇÕES ACERCA DO CAPÍTULO

Este capítulo apresentou a teoria geral do TLM em três dimensões, bem como o equacionamento do nó simétrico condensado (NSC) empregado aos meios homogêneos e sem perdas. Tal topologia, baseada nos modelos dos nós bidimensionais (série e paralelo), constitui uma ferramenta capaz de analisar muitos dos casos práticos relacionados à propagação de ondas eletromagnéticas. Neste trabalho o NSC foi aplicado ao estudo de duas câmaras de teste de CEM, compreendendo uma câmara Crawford e uma câmara reverberante de modos misturados, excitada por linhas de transmissão.

O próximo capítulo descreverá a formulação do NSC aplicada ao estudo de meios dielétricos dispersivos, mais precisamente no que diz respeito à modelagem de materiais absorvedores de energia utilizados no âmbito da CEM. Finalmente, de forma a avaliar a topologia estudada, o capítulo apresenta os resultados da modelagem de uma câmara blindada contendo um bloco de material absorvedor.

CAPÍTULO 4

MODELAGEM DE MEIOS DIELÉTRICOS

4.1 INTRODUÇÃO

O capítulo anterior apresentou o equacionamento do NSC aplicado aos casos de propagação de ondas em meios sem perdas, cujas fronteiras compreendem meios condutores perfeitos. Dentro deste contexto, a técnica apresentada contempla perfeitamente dois dos problemas a serem analisados: a câmara Crawford e câmara reverberante de modos misturados, excitada por linhas de transmissão. Entretanto, no que diz respeito ao tratamento de materiais dispersivos (como é o caso dos absorvedores de RF), torna-se necessário o emprego de uma topologia mais complexa.

Segundo o TLM tradicional, as características reativas e dissipativas dos meios são modeladas mediante a introdução de tocos conectados aos nós [108-112]. Este procedimento torna-se bastante eficaz quando os meios são lineares, isotrópicos e não dispersivos. Embora esta topologia possa ser empregada na análise de materiais dispersivos, não apresenta condições técnicas suficientemente viáveis, sendo necessária a execução da rotina de cálculo para cada valor de frequência do espectro analisado. Tal limitação comprometeria o tempo de processamento, inviabilizando o procedimento de simulação.

De modo a contornar o problema em questão, permitindo uma modelagem geral de materiais não lineares, dependentes da frequência e anisotrópicos, algumas propostas foram apresentadas no final do século passado [113,114,116,117]. De acordo com MENEZES [116,117], a modificação fundamental em relação à formulação original encontra-se no desacoplamento do processo de espalhamento nos nós das equações que descrevem as características constitutivas do meio, tornando a matriz de espalhamento independente dos parâmetros do meio modelado. Para cada passo de tempo do processo iterativo as equações que representam as variações dos parâmetros do meio são solucionadas aplicando-se técnicas de variáveis de estado.

Embora o trabalho anteriormente descrito ofereça resultados consideráveis, a presente tese se atém ao estudo de DOMÍNGUEZ [109]. Baseado nos trabalhos de PAUL

[113,114], Domínguez desenvolveu, em sua tese, um algoritmo para o tratamento de materiais dielétricos dispersivos de primeira ordem, cujo objetivo de aplicação compreende exclusivamente o estudo de meios biológicos. Dentre os resultados apresentados por Paul [113], destaca-se a análise da refletividade de materiais dielétricos, magnéticos e híbridos, entretanto dirigida estritamente ao caso de uma câmara anecóica. Enfim, a metodologia empregada por Dominguez e Paul será aqui adaptada ao tratamento de materiais absorvedores de RF, cuja aplicação contempla o estudo de câmaras GTEM.

4.2 EQUAÇÕES DE MAXWELL APLICADAS AOS MEIOS DIELÉTRICOS DISPERSIVOS

As equações de Maxwell e suas relações constitutivas aplicadas aos materiais dielétricos dispersivos apresentam-se da seguinte maneira [118]:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4.2)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H} \quad (4.3)$$

$$\vec{J}_c = \sigma_s \cdot \vec{E} \quad (4.4)$$

$$\vec{D} = \varepsilon(t) * \vec{E} \quad (4.5)$$

onde \vec{E} e \vec{H} são os campos elétrico e magnético, respectivamente; \vec{D} e \vec{B} os vetores de indução elétrica e indução magnética, nas suas ordens; \vec{J}_c a densidade de corrente; σ_s a condutividade elétrica estática; μ_0 a permeabilidade magnética do espaço livre; e, finalmente, $\varepsilon(t)$ representa a permissividade elétrica do meio dispersivo. A equação 4.5 determina o produto de convolução no domínio do tempo.

De forma que a permissividade dielétrica representa um parâmetro complexo no domínio da frequência, pode ser descrita através de uma função de Debye de primeira ordem:

$$\hat{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau_e} \quad (4.6)$$

onde $\hat{\varepsilon}(\omega)$ representa a permissividade dielétrica complexa e dependente da frequência; ε_s a parte real da permissividade relativa complexa para $f = 0$; ε_∞ a parte real da permissividade relativa complexa para $f = \infty$; e, finalmente, τ_e a constante de tempo de

relaxação elétrica. Para a modelagem de absorvedores de RF pode-se considerar a equação de Debye com um termo de relaxação apenas [113].

As partes real e imaginária da equação de Debye são escritas a seguir, respectivamente:

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + (\omega\tau_e)^2} \quad (4.7)$$

$$\varepsilon_r'' = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \cdot \omega\tau_e}{1 + (\omega\tau_e)^2} \quad (4.8)$$

Os parâmetros ε_s , ε_∞ e τ_e são determinados experimentalmente, para cada tipo de material absorvedor. A base de dados utilizada para a modelagem dos absorvedores de RF encontra-se em [95].

De forma a adequar as equações de Maxwell ao tratamento de materiais absorvedores de RF, substitui-se primeiramente a equação 4.3 em 4.1. Em seguida, substituem-se as equações 4.4 e 4.5 em 4.2, correlacionando a permissividade elétrica em função da susceptibilidade ($\varepsilon_r = 1 + \chi_e$). Finalmente, obtêm-se:

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (4.9)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma_s \cdot \vec{E} + \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_0 \cdot \vec{E} + \varepsilon_0 \cdot \chi_e(t) * \vec{E}) \quad (4.10)$$

É importante ressaltar que a resolução das equações de Maxwell, conforme apresentadas, requer esforços matemáticos de grande monta. Não obstante a elegância com que a Matemática descreve a resolução de equações diferenciais, muitas vezes convém utilizar técnicas de transformação de modo a simplificar a análise de tais sistemas. O estudo de sistemas contínuos e lineares no tempo, por exemplo, torna-se mais simples através da transformada de Laplace. Dentre outras vantagens, esta técnica permite que se possam resolver as equações diferenciais e os produtos de convolução no tempo, utilizando-se de simples manipulações algébricas. No que diz respeito aos sistemas digitais (discretos), a transformada Z encerra o mesmo propósito. De modo que o TLM fornece uma solução discreta (no tempo) das equações de Maxwell, faz-se possível aplicar ao seu algoritmo a técnica de transformada Z de maneira análoga aos sistemas digitais [100,107,108].

De acordo com DOMÍNGUEZ [109], as equações diferenciais dos circuitos elétricos, que descrevem as relações entre correntes e tensões no NSC, serão

primeiramente transformadas ao domínio S . Após manipulações algébricas, o sistema será transformado ao domínio Z , de forma a se desenvolver o processo de espalhamento dos impulsos nas malhas, obtendo-se as expressões para as tensões e correntes totais. As características dispersivas do material serão, finalmente, equacionadas aplicando técnicas da transformada Z .

Primeiramente, serão apresentadas as formulações para os nós paralelo e série, levando em consideração os parâmetros para a modelagem de meios dielétricos dispersivos. Em seguida, com base no equacionamento desenvolvido, será apresentado o algoritmo para o NSC.

4.3 NÓ PARALELO APLICADO AOS MEIOS DIELÉTRICOS DISPERSIVOS

Para a resolução de problemas cujo meio encerra materiais dispersivos, tornam-se necessárias algumas alterações na topologia dos nós bidimensionais que compõem o NSC. A modelagem de meios dispersivos se dá basicamente através de elementos reativos e dissipativos (tocos) introduzidos aos modelos apresentados no capítulo anterior [109,113,114]. O toco reativo (C_T) se relaciona à permissividade elétrica do meio ($\hat{\epsilon}(\omega)$) e o toco dissipativo (G_e), por sua vez, representa as perdas elétricas (σ_s) do modelo.

O equacionamento do nó paralelo aplicado aos meios dielétricos dispersivos encontra-se descrito a seguir. Admitindo a polarização TM_z da onda, as equações 4.9 e 4.10 podem ser reescritas da seguinte forma:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \sigma_s E_z + \epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} + \epsilon_0 \frac{\partial (\chi_e(t) * E_z)}{\partial t} \quad (4.13)$$

Os modelos apresentados na figura 4.1 estabelecem a equivalência entre o nó analisado e a teoria dos campos eletromagnéticos, compreendendo a decomposição em três circuitos independentes.

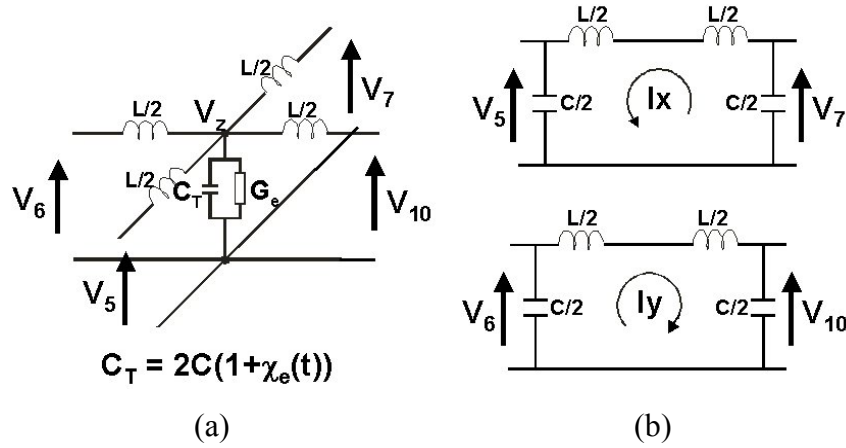


FIGURA 4.1 – Decomposição em três circuitos independentes: (a) com características do nó paralelo e (b) com características de linha de transmissão modelo π para cada direção no plano [109].

O modelo da figura 4.1(a) encontra-se associado à equação 4.13, enquanto que a figura 4.1(b) relaciona-se às equações 4.11 e 4.12. Aplicando as leis de Kirchhoff aos circuitos das figuras 4.1(a) e 4.1(b), obtêm-se:

$$\frac{\partial \left(\frac{V_z}{\Delta l} \right)}{\partial y} = \frac{V_7 - V_5}{\Delta \ell^2} = L_d \frac{\partial \left(\frac{I_x}{\Delta l} \right)}{\partial t} \quad (4.14)$$

$$-\frac{\partial \left(\frac{V_z}{\Delta l} \right)}{\partial x} = \frac{V_6 - V_{10}}{\Delta \ell^2} = L_d \frac{\partial \left(\frac{I_y}{\Delta l} \right)}{\partial t} \quad (4.15)$$

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \left(\frac{I_y}{\Delta l} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left(\frac{I_x}{\Delta l} \right)}{\partial y} &= \frac{I_5 + I_6 + I_7 + I_{10}}{\Delta \ell^2} = \\ &= G_{ed} \left(\frac{V_z}{\Delta \ell} \right) + 2C_d \frac{\partial \left(\frac{V_z}{\Delta l} \right)}{\partial t} + 2C_d \frac{\partial \left(\chi_e(t) * \frac{V_z}{\Delta l} \right)}{\partial t} \end{aligned} \quad (4.16)$$

Através das equações 4.11 a 4.16, podem-se verificar as equivalências entre as grandezas eletromagnéticas e os parâmetros da malha:

$$E_z = -\frac{V_z}{\Delta \ell}; \quad H_x = \frac{I_x}{\Delta \ell}; \quad H_y = \frac{I_y}{\Delta \ell} \quad (4.17)$$

$$\mu_0 = L_d; \quad \varepsilon_0 = 2C_d; \quad \sigma_s = G_{ed} \quad (4.18)$$

$$v_{LT} = \sqrt{2}c; \quad Z_{LT} = \sqrt{2}Z_0 \quad (4.19)$$

A seguir as equações 4.14, 4.15 e 4.16 serão transformadas ao domínio S , conforme segue: $\frac{\partial f(t)}{\partial t} \Rightarrow sF(s)$, $f(t) * g(t) \Rightarrow F(s) \cdot G(s)$ [108,113,114]; entretanto, convém antes realizar algumas modificações de forma a facilitar o seu equacionamento.

Primeiramente, as correntes do nó devem ser normalizadas, conforme segue: $I_x = \frac{i_x}{Z_{LT}}$; em seguida, relacionam-se as correntes dos ramos em função das tensões das portas, de acordo com $I_5 = \frac{V_5}{Z_{LT}}$, por exemplo; e, finalmente, representa-se a condutância de maneira adimensional, i.e.: $G_{ed} = \frac{g_e}{\Delta \ell Z_{LT}}$.

Após as devidas manipulações algébricas, as equações 4.14, 4.15 e 4.16 transformadas ao domínio s se apresentam da seguinte forma:

$$V_7 - V_5 = \bar{s}i_x \tag{4.20}$$

$$V_6 - V_{10} = \bar{s}i_y \tag{4.21}$$

$$V_5 + V_6 + V_7 + V_{10} = g_e V_z + 2\bar{s}V_z + 2\bar{s}\chi_e(s)V_z \tag{4.22}$$

onde \bar{s} representa o operador de Laplace normalizado ($s = \frac{\bar{s}}{\Delta t}$).

De forma a quantificar os valores de tensão (V_z) e correntes normalizadas (i_x e i_y), representa-se o nó através de seus circuitos equivalentes de Thévenin normalizados no domínio s , conforme a figura 4.2.

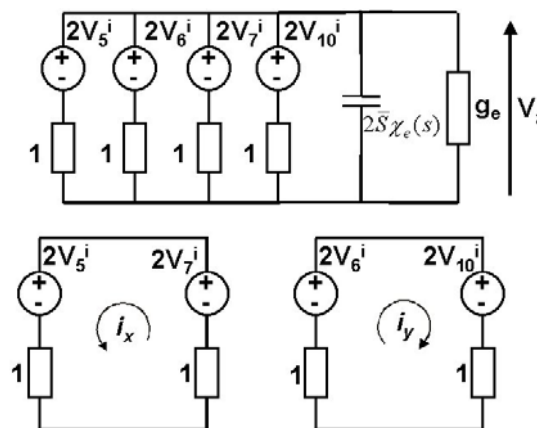


FIGURA 4.2 – Circuitos equivalentes normalizados no domínio s correspondentes ao modelo apresentado na figura 4.1 [109].

Através da análise dos circuitos apresentados na figura 4.2, obtêm-se:

$$i_x = V_7^i - V_5^i \quad (4.23)$$

$$i_y = V_6^i - V_{10}^i \quad (4.24)$$

$$V_z = \frac{2(V_5^i + V_6^i + V_7^i + V_{10}^i)}{(4 + g_e + 2\bar{s}\chi_e(s))} \quad (4.25)$$

Realiza-se a transformação do modelo contínuo ao domínio z através da transformada Z bilinear [109,113,114]:

$$s = \frac{\bar{s}}{\Delta t} \Rightarrow \frac{2}{\Delta t} \left(\frac{1 - z^{-1}}{1 + z^{-1}} \right) \quad (4.26)$$

A substituição da equação 4.26 em 4.25 resulta em:

$$V_z = \frac{2V_z^i}{\left(4 + g_e + 4 \left(\frac{1 - z^{-1}}{1 + z^{-1}} \right) \chi_e(z) \right)} \quad (4.27)$$

onde $V_z^i = (V_5^i + V_6^i + V_7^i + V_{10}^i)$.

Segundo DOMÍNGUEZ [109], a característica dispersiva de materiais cuja representação se dá através de funções causais (como é o caso dos materiais de Debye) pode ser analisada em função do valor da grandeza, sendo esta expandida em frações parciais. Para a susceptibilidade elétrica obtém-se:

$$(1 - z^{-1})\chi_e(z) = \chi_{e0} - z^{-1}(\chi_{e1} + \bar{\chi}_e(z)) \quad (4.28)$$

onde χ_{e0} e χ_{e1} são coeficientes constantes (valores reais) e $\bar{\chi}_e(z)$ a função auxiliar que representa a dependência em frequência de $\chi_e(z)$.

A partir da substituição da equação 4.28 em 4.27, levando-se em consideração um arranjo mais adequado ao tratamento no domínio discreto, obtém-se:

$$V_z = T_e (2V_z^i + z^{-1}S_{ez}) \quad (4.29)$$

sendo:

$$S_{ez} = 2V_z^i + k_e V_z + 4\bar{\chi}_e(z)V_z \quad (4.30)$$

e os coeficientes de ganho T_e e k_e :

$$T_e = (4 + g_e + 4\chi_{e0})^{-1} \quad (4.31)$$

$$k_e = -(4 + g_e - 4\chi_{e1}) \quad (4.32)$$

Levando em consideração a equação 4.6 (Debye), determinam-se os coeficientes χ_{e0} , χ_{e1} , bem como a função dependente da frequência $\bar{\chi}_e(z)$, reescrevendo a

permissividade relativa complexa em função da susceptibilidade elétrica ($\chi_e = \varepsilon_r - 1$) no domínio s ($j\omega \Rightarrow s$), conforme segue:

$$\hat{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau_e} \Rightarrow \chi_e(s) = \chi_{e\infty} + \frac{\Delta\chi_e}{1 + s\tau_e} \quad (4.33)$$

onde $\chi_{e\infty} = (\varepsilon_\infty - 1)$ representa a susceptibilidade elétrica no infinito; $\Delta\chi_e = (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)$ o contraste da susceptibilidade elétrica para o meio dispersivo; e, finalmente, τ_e a constante de tempo de relaxação elétrica.

Transformando a equação 4.33 ao domínio z discreto, levando em consideração o Método de discretização exponencial [109,113,114], obtém-se:

$$\chi_e(z) = \chi_{e\infty} + \frac{\Delta\chi_e(1 - \beta_e)}{1 - z^{-1}\beta_e} \quad (4.34)$$

onde:

$$\beta_e = e^{-\frac{\Delta t}{\tau_e}} \quad (4.35)$$

De acordo com a equação 4.29, obtém-se a expansão em frações parciais da equação 4.34, conforme segue:

$$(1 - z^{-1})\chi_e(z) = \chi_{e0} + \Delta\chi_e(1 - \beta_e) - z^{-1} \left(\chi_{e\infty} + \frac{\Delta\chi_e(1 - \beta_e)^2}{1 - z^{-1}\beta_e} \right) \quad (4.36)$$

onde:

$$\chi_{e0} = \chi_{e\infty} + \Delta\chi_e(1 - \beta_e) \quad (4.37)$$

$$\chi_{e1} = \chi_{e\infty} \quad (4.38)$$

e a função dependente da frequência:

$$\bar{\chi}_e(z) = \frac{\Delta\chi_e(1 - \beta_e)^2}{1 - z^{-1}\beta_e} \quad (4.39)$$

Substituindo χ_{e0} em 4.31, χ_{e1} em 4.32 e $\bar{\chi}_e(z)$ em 4.30, obtém-se, respectivamente:

$$T_e = (4 + g_e + 4\chi_{e\infty} + 4\Delta\chi_e(1 - \beta_e))^{-1} \quad (4.40)$$

$$k_e = -(4 + g_e - 4\chi_{e\infty}) \quad (4.41)$$

$$S_{ez} = 2V_z^i + k_e V_z + 4 \left(\frac{\Delta\chi_e(1 - \beta_e)^2}{1 - z^{-1}\beta_e} \right) V_z \quad (4.42)$$

De modo a deixar o último termo da equação 4.42 em função de z^{-1} , obtém-se:

$$4 \left(\frac{\Delta \chi_e (1 - \beta_e)^2}{1 - z^{-1} \beta_e} \right) V_z = S_{edz} = (\alpha_e V_z + z^{-1} \beta_e S_{edz}) \quad (4.43)$$

onde S_{edz} representa uma função auxiliar e $\alpha_e = 4\Delta \chi_e (1 - \beta_e)^2$ um coeficiente de ganho para o meio dispersivo. Assim, a equação 4.42 pode ser reescrita da seguinte forma:

$$S_{ez} = 2V_z^i + k_e V_z + S_{edz} \quad (4.44)$$

Finalmente, a equação 4.29 pode ser conduzida ao domínio do tempo discreto ($t = k\Delta t$). Para tanto, aplica-se a propriedade de translação temporal da transformada Z (caso do atraso – translação à direita): $f(k-m) \leftrightarrow z^{-m} F(z)$, onde m é um valor inteiro (neste caso $m = 1$) e k o instante de tempo amostrado [109,113,114]. Tal procedimento conduz à seguinte equação:

$${}_k V_z = T_e (2 \cdot {}_k V_z^i + 2 \cdot {}_{(k-1)} V_z^i + k_e \cdot {}_{(k-1)} V_z + {}_{(k-1)} S_{edz}) \quad (4.45)$$

onde:

$${}_{(k-1)} S_{edz} = (\alpha_e \cdot {}_{(k-1)} V_z + \beta_e \cdot {}_{(k-2)} S_{edz}) \quad (4.46)$$

Nota-se, a partir das equações 4.45 e 4.46, que o algoritmo aplicado à modelagem de meios dielétricos dispersivos de primeira ordem exige o armazenamento dos valores de V_z^i no instante de tempo anterior, bem como dos valores de V_z para os dois instantes anteriores, sendo estes utilizados no instante de tempo atual.

O processo de espalhamento da energia na malha segue o mesmo procedimento demonstrado no capítulo anterior (subseção 3.4.2). Através da análise das figuras 4.1 e 4.2, obtêm-se as seguintes equações:

$$V_5^r = V_z + i_x - V_7^i \quad (4.47)$$

$$V_7^r = V_z - i_x - V_5^i \quad (4.48)$$

$$V_6^r = V_z - i_y - V_{10}^i \quad (4.49)$$

$$V_{10}^r = V_z + i_y - V_6^i \quad (4.50)$$

Também a propagação dos impulsos na malha pode ser conduzida de maneira análoga ao capítulo anterior. As equações do processo de conexão encontram-se descritas a seguir:

$${}_{k+1} V_5^i(x, y+1) = {}_k V_7^r(x, y) \quad (4.51)$$

$${}_{k+1} V_6^i(x+1, y) = {}_k V_{10}^r(x, y) \quad (4.46)$$

$${}_{k+1}V_7^i(x, y - 1) = {}_kV_5^r(x, y) \quad (4.46)$$

$${}_{k+1}V_{10}^i(x - 1, y) = {}_kV_6^r(x, y) \quad (4.46)$$

4.4 NÓ SÉRIE APLICADO AOS MEIOS DIELÉTRICOS DISPERSIVOS

O desenvolvimento da formulação do nó série se dá de forma análoga ao caso descrito na seção anterior para o modelo do nó paralelo. Admitindo a polarização TE_z da onda, as equações 4.9 e 4.10 podem ser reescritas da seguinte forma:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = \sigma_s E_x + \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \varepsilon_0 \frac{\partial(\chi_e(t) * E_x)}{\partial t} \quad (4.47)$$

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} = \sigma_s E_y + \varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \varepsilon_0 \frac{\partial(\chi_e(t) * E_y)}{\partial t} \quad (4.48)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (4.49)$$

Os modelos apresentados na figura 4.3 estabelecem a equivalência entre o nó analisado e a teoria dos campos eletromagnéticos, compreendendo a decomposição em três circuitos independentes.

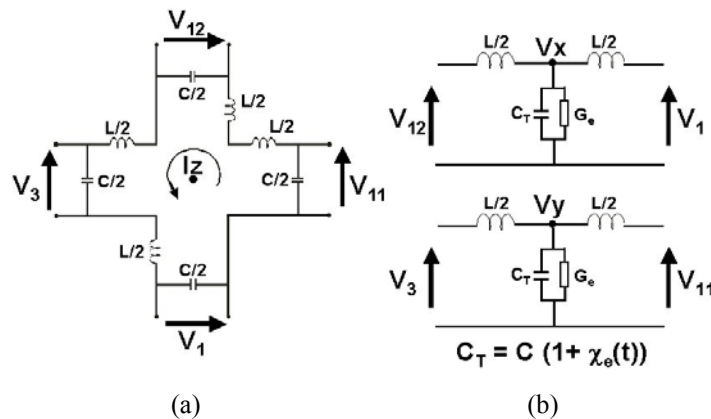


FIGURA 4.3 – Decomposição em três circuitos independentes: (a) com características do nó série e (b) com características de linha de transmissão modelo T [109].

O modelo da figura 4.3(a) encontra-se associado à equação 4.49, enquanto que a figura 4.3(b) relaciona-se às equações 4.47 e 4.48. Aplicando as leis de Kirchhoff aos circuitos das figuras 4.1(a) e 4.1(b), obtêm-se:

$$-\frac{\partial \left(\frac{I_z}{\Delta l} \right)}{\partial y} = \frac{I_1 + I_{12}}{\Delta l^2} = G_{ed} \left(\frac{V_x}{\Delta l} \right) + C_d \frac{\partial \left(\frac{V_x}{\Delta l} \right)}{\partial t} + C_d \frac{\partial \left(\chi_e(t) * \frac{V_x}{\Delta l} \right)}{\partial t} \quad (4.50)$$

$$\frac{\partial \left(\frac{I_z}{\Delta l} \right)}{\partial x} = \frac{I_3 + I_{11}}{\Delta l^2} = G_{ed} \left(\frac{V_y}{\Delta l} \right) + C_d \frac{\partial \left(\frac{V_y}{\Delta l} \right)}{\partial t} + C_d \frac{\partial \left(\chi_e(t) * \frac{V_y}{\Delta l} \right)}{\partial t} \quad (4.51)$$

$$\frac{\partial \left(\frac{V_y}{\Delta l} \right)}{\partial x} - \frac{\partial \left(\frac{V_x}{\Delta l} \right)}{\partial y} = \frac{V_1 - V_3 + V_{11} - V_{12}}{\Delta l^2} = 2L_d \frac{\partial \left(\frac{I_z}{\Delta l} \right)}{\partial t} \quad (4.52)$$

Através das equações 4.47 a 4.52, podem-se verificar as equivalências entre as grandezas eletromagnéticas e os parâmetros da malha:

$$H_z = \frac{I_z}{\Delta l}; E_x = -\frac{V_x}{\Delta l}; E_y = -\frac{V_y}{\Delta l} \quad (4.53)$$

$$\mu_0 = 2L_d; \varepsilon_0 = C_d; \sigma_s = G_{ed} \quad (4.54)$$

$$v_{LT} = \sqrt{2}c; Z_{LT} = \frac{Z_0}{\sqrt{2}} \quad (4.55)$$

Após as devidas manipulações algébricas, as equações 4.50, 4.51 e 4.52 transformadas ao domínio s podem ser reescritas da seguinte forma:

$$V_1 + V_{12} = g_e V_x + \bar{s} V_x + \bar{s} \chi_e(s) V_x \quad (4.56)$$

$$V_3 + V_{11} = g_e V_y + \bar{s} V_y + \bar{s} \chi_e(s) V_y \quad (4.57)$$

$$V_1 - V_3 + V_{11} - V_{12} = 2\bar{s} i_z \quad (4.58)$$

De modo a quantificar o valor da corrente normalizada (I_z) e das tensões (V_x e V_y), representa-se o nó através de seus circuitos equivalentes de Thévenin normalizados no domínio s , conforme a figura 4.4.

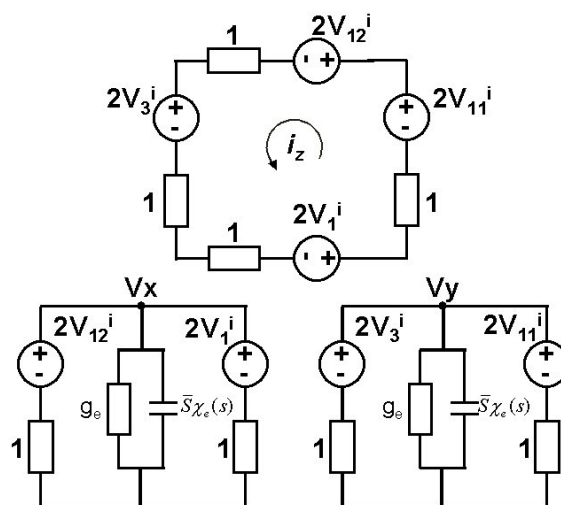


FIGURA 4.4 – Circuitos equivalentes normalizados no domínio s correspondentes ao modelo apresentado na figura 4.3 [109].

A partir da análise dos circuitos apresentados na figura 4.4, obtêm-se:

$$V_x = \frac{2(V_1^i + V_{12}^i)}{(2 + g_e + \bar{s}\chi_e(s))} \quad (4.59)$$

$$V_y = \frac{2(V_3^i + V_{11}^i)}{(2 + g_e + \bar{s}\chi_e(s))} \quad (4.60)$$

$$i_z = \frac{1}{2}(V_1^i - V_3^i + V_{11}^i + V_{12}^i) \quad (4.61)$$

Aplicando a transformada Z bilinear às equações 4.59 e 4.60, obtêm-se:

$$V_x = \frac{2V_x^i}{\left(2 + g_e + 2\left(\frac{1-z^{-1}}{1+z^{-1}}\right)\chi_e(z)\right)} \quad (4.62)$$

$$V_y = \frac{2V_y^i}{\left(2 + g_e + 2\left(\frac{1-z^{-1}}{1+z^{-1}}\right)\chi_e(z)\right)} \quad (4.63)$$

onde $V_x^i = (V_1^i + V_{12}^i)$ e $V_y^i = (V_3^i + V_{11}^i)$ representam as tensões incidentes associadas à determinação de V_x e V_y , respectivamente.

O desenvolvimento da formulação do nó série no domínio z segue de forma análoga ao procedimento empregado para o nó paralelo. De modo a se adequarem as equações 4.62 e 4.63 ao tratamento no domínio discreto, as mesmas se apresentam reescritas da seguinte forma:

$$V_x = T_e(2V_x^i + z^{-1}S_{ex}) \quad (4.64)$$

$$V_y = T_e(2V_y^i + z^{-1}S_{ey}) \quad (4.65)$$

onde:

$$T_e = (2 + g_e + 2\chi_{e\infty} + 2\Delta\chi_e(1 - \beta_e))^{-1} \quad (4.66)$$

$$k_e = -(2 + g_e - 2\chi_{e\infty}) \quad (4.67)$$

$$S_{ex} = 2V_x^i + k_e V_x + S_{edx} \quad (4.68)$$

$$S_{ey} = 2V_y^i + k_e V_y + S_{edy} \quad (4.69)$$

cujas funções auxiliares se apresentam da seguinte forma:

$$S_{edx} = (\alpha_e V_x + z^{-1}\beta_e S_{edx}) \quad (4.70)$$

$$S_{edy} = (\alpha_e V_y + z^{-1}\beta_e S_{edy}) \quad (4.71)$$

sendo o coeficiente de ganho:

$$\alpha_e = 2\Delta\chi_e(1 - \beta_e)^2 \quad (4.72)$$

$$\beta_e = e^{-\frac{\Delta t}{\tau_e}} \quad (4.73)$$

Após a transformação das equações 4.64, 4.65, 4.70 e 4.71 ao domínio do tempo discreto, obtêm-se:

$${}_k V_x = T_e \left(2 \cdot {}_k V_x^i + 2 \cdot {}_{(k-1)} V_x^i + k_e \cdot {}_{(k-1)} V_x + {}_{(k-1)} S_{edx} \right) \quad (4.74)$$

$${}_k V_y = T_e \left(2 \cdot {}_k V_y^i + 2 \cdot {}_{(k-1)} V_y^i + k_e \cdot {}_{(k-1)} V_y + {}_{(k-1)} S_{edy} \right) \quad (4.75)$$

$${}_{(k-1)} S_{edx} = \left(\alpha_e \cdot {}_{(k-1)} V_x + \beta_e \cdot {}_{(k-2)} S_{edx} \right) \quad (4.76)$$

$${}_{(k-1)} S_{edy} = \left(\alpha_e \cdot {}_{(k-1)} V_y + \beta_e \cdot {}_{(k-2)} S_{edy} \right) \quad (4.77)$$

As equações que descrevem o processo de espalhamento da energia na malha são descritas a seguir:

$$V_1^r = V_x - i_z - V_{12}^i \quad (4.78)$$

$$V_{12}^r = V_x + i_z - V_1^i \quad (4.79)$$

$$V_3^r = V_y + i_z - V_{11}^i \quad (4.80)$$

$$V_{11}^r = V_y - i_z - V_3^i \quad (4.81)$$

Finalmente, apresentam-se as equações que determinam o processo de conexão iterativa no tempo:

$${}_{k+1} V_1^i(x, y+1) = {}_k V_{12}^r(x, y) \quad (4.82)$$

$${}_{k+1} V_3^i(x+1, y) = {}_k V_{11}^r(x, y) \quad (4.83)$$

$${}_{k+1} V_{12}^i(x, y-1) = {}_k V_1^r(x, y) \quad (4.84)$$

$${}_{k+1} V_{11}^i(x-1, y) = {}_k V_3^r(x, y) \quad (4.85)$$

4.5 NSC APLICADO AOS MEIOS DIELÉTRICOS DISPERSIVOS

Conforme demonstrado no capítulo anterior, o NSC pode ser representado através de um conjunto de seis nós não interligados, compreendendo três nós série e três nós paralelo. Desta forma, a formulação do NSC aplicado aos meios dielétricos dispersivos será simplesmente uma extensão do algoritmo desenvolvido nas seções anteriores.

A seguir encontram-se as equações no domínio do tempo discreto para as tensões e correntes normalizadas do NSC [109]:

$${}_k V_x = T_e \left(2 \cdot {}_k V_x^i + 2 \cdot {}_{(k-1)} V_x^i + k_e \cdot {}_{(k-1)} V_x + {}_{(k-1)} S_{edx} \right) \quad (4.86)$$

$${}_k V_y = T_e \left(2 \cdot {}_k V_y^i + 2 \cdot {}_{(k-1)} V_y^i + k_e \cdot {}_{(k-1)} V_y + {}_{(k-1)} S_{edy} \right) \quad (4.87)$$

$${}_k V_z = T_e \left(2 \cdot {}_k V_z^i + 2 \cdot {}_{(k-1)} V_z^i + k_e \cdot {}_{(k-1)} V_z + {}_{(k-1)} S_{edz} \right) \quad (4.88)$$

$${}_k i_x = \frac{1}{2} \cdot {}_k i_x^i \quad (4.89)$$

$${}_k i_y = \frac{1}{2} \cdot {}_k i_y^i \quad (4.90)$$

$${}_k i_z = \frac{1}{2} \cdot {}_k i_z^i \quad (4.91)$$

cujos coeficientes de ganho encontram-se descritos a seguir:

$$T_e = (4 + g_e + 4\chi_{e\infty} + 4\Delta\chi_e(1 - \beta_e))^{-1} \quad (4.92)$$

$$k_e = -(4 + g_e - 4\chi_{e\infty}) \quad (4.93)$$

e as funções auxiliares são expressas por:

$${}_{(k-1)} S_{edx} = (\alpha_e \cdot {}_{(k-1)} V_x + \beta_e \cdot {}_{(k-2)} S_{edx}) \quad (4.94)$$

$${}_{(k-1)} S_{edy} = (\alpha_e \cdot {}_{(k-1)} V_y + \beta_e \cdot {}_{(k-2)} S_{edy}) \quad (4.95)$$

$${}_{(k-1)} S_{edz} = (\alpha_e \cdot {}_{(k-1)} V_z + \beta_e \cdot {}_{(k-2)} S_{edz}) \quad (4.96)$$

onde os coeficientes α_e e β_e são:

$$\alpha_e = 4\Delta\chi_e(1 - \beta_e)^2 \quad (4.97)$$

$$\beta_e = e^{-\frac{\Delta t}{\tau_e}} \quad (4.98)$$

Finalmente, as equações que representam as tensões e correntes incidentes para cada componente são descritas a seguir:

$$V_x^i = (V_1^i + V_2^i + V_9^i + V_{12}^i) \quad (4.99)$$

$$V_y^i = (V_3^i + V_4^i + V_8^i + V_{11}^i) \quad (4.100)$$

$$V_z^i = (V_5^i + V_6^i + V_7^i + V_{10}^i) \quad (4.101)$$

$$i_x^i = (V_4^i - V_5^i + V_7^i - V_8^i) \quad (4.102)$$

$$i_y^i = (-V_2^i + V_6^i + V_9^i - V_{10}^i) \quad (4.103)$$

$$i_z^i = (V_1^i - V_3^i + V_{11}^i - V_{12}^i) \quad (4.104)$$

As expressões que descrevem os processos de espalhamento e conexão com o momento seguinte são idênticas às equações apresentadas para o NSC tradicional, nas subseções 1.3.2 e 1.3.3 do capítulo 1, respectivamente.

4.6 VALIAÇÃO DO ALGORITMO TLM 3D

De forma a avaliar o algoritmo apresentado anteriormente, modelou-se uma câmara contendo em seu interior um bloco de material absorvedor de RF, conforme a figura 4.5 [100]. A câmara possui as dimensões: $a = 80 \text{ cm}$, $b = 40 \text{ cm}$ e $c = 1,96 \text{ m}$, nas direções x , y e z , respectivamente. O bloco absorvedor, por sua vez, posiciona-se a um metro do início da câmara, compreendendo 40 cm de largura e 10 cm de altura.

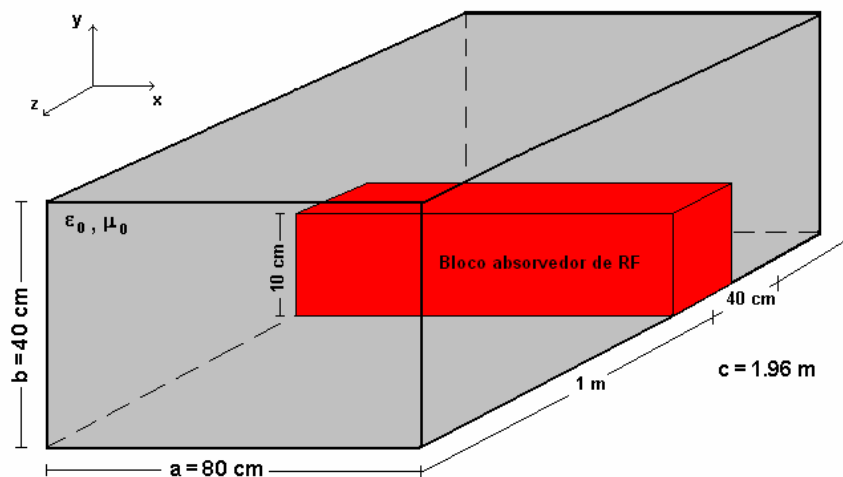


FIGURA 4.5 – Câmara contendo um bloco absorvedor de RF em seu interior.

A organização do banco de dados que representa as características da malha se deu manualmente, compreendendo a inclusão das dimensões do domínio em estudo, de suas devidas condições de contorno e dos parâmetros dispersivos do bloco absorvedor de RF.

O modelo utilizado contém $40 \times 20 \times 98$ nós nas direções x , y e z , respectivamente, compreendendo 78.400 elementos. Atribuiu-se ao comprimento do nó o valor de 2 cm para uma malha regular onde $\Delta \ell = \Delta x = \Delta y = \Delta z$. Considerou-se $\lambda \gg \Delta \ell$ de modo que o modelo não apresente erros de dispersão para uma análise em frequência até $1,5 \text{ GHz}$. Ao bloco de material dielétrico dispersivo foram atribuídos os valores da tabela 4.1; para o restante do volume da cavidade consideram-se os parâmetros do ar ($\epsilon_r = \mu_r = 1$). Foram consideradas 5.000 iterações, de acordo com um passo de tempo $\Delta t = 33,3$ picosegundos. Finalmente, às paredes da cavidade foram atribuídas as condições de reflexão total.

TABELA 4.1 – Parâmetros dispersivos do material absorvedor para 7, 10 e 26 % de concentração de carbono [95].

Concentração de Carbono [%]	ϵ_s	ϵ_∞	f_e [MHz]	σ_e [$\times 10^{-3} \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$]
7	1.95	1.2	75	0.8
10	2.05	1.2	75	1.4
26	18	2	45	15

onde a frequência $f_e = \frac{1}{2\pi\tau_e}$ se relaciona ao coeficiente de relaxação. O material possui condutividade elétrica $\sigma_s = 0,0014 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$ e permissividade elétrica relativa $\epsilon_r = 1,5$.

A cavidade foi excitada através de uma frente de pulsos retangulares de 33,3 picosegundos ($E_y = 1 \text{ V/m}$) aplicados ao plano xy , em $z = 2 \text{ cm}$. A componente vertical do campo elétrico foi obtida no meio da câmara, em $x = 40 \text{ cm}$, $y = 20 \text{ cm}$ e $z = 98 \text{ cm}$. A figura 4.6 apresenta as variações de campo elétrico obtidas no interior da câmara entre 0 e 300 MHz; primeiramente desconsiderando a característica dispersiva do bloco modelado; e, em seguida, considerando um material absorvedor cuja composição apresenta 7 % de concentração de carbono.

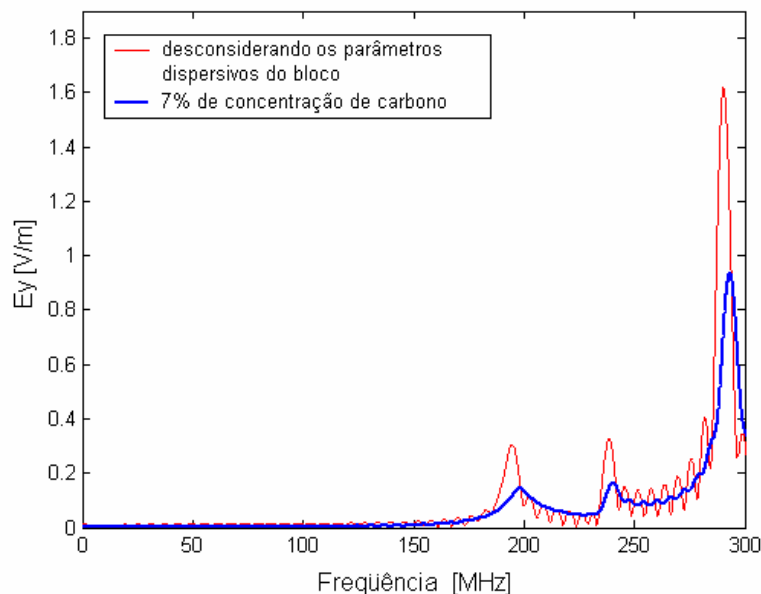


FIGURA 4.6 – Variações de campo elétrico no interior da câmara desconsiderando as características dispersivas do bloco modelado e para um material absorvedor cuja composição apresenta 7 % de concentração de carbono.

De modo a verificar o desempenho do material absorvedor de RF, bem como a atenuação das frequências de ressonância no interior da câmara, empreenderam-se simulações para valores de concentração de carbono maiores. A figura 3.7 apresenta os resultados obtidos para valores de 10 e 26 % de concentração.

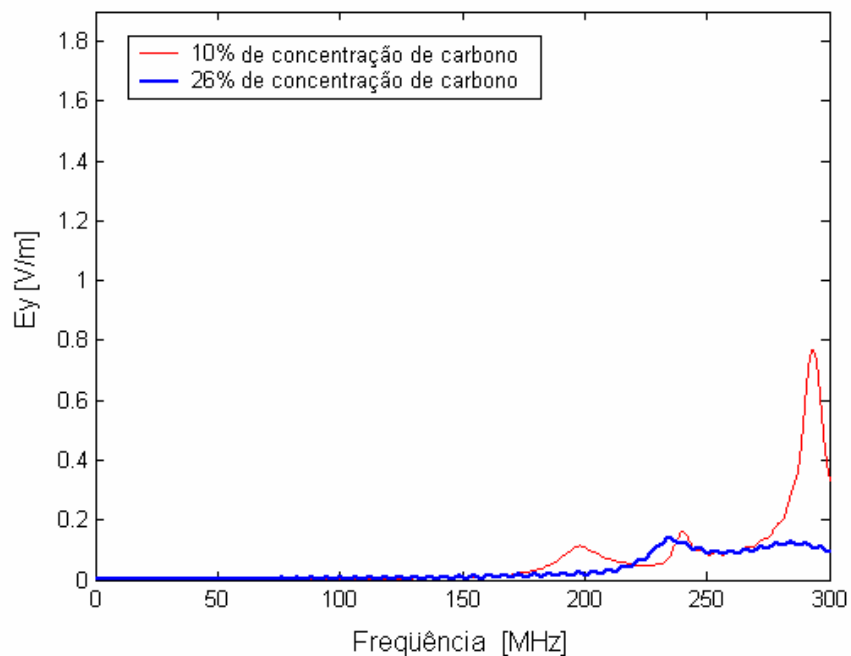


FIGURA 4.6 – Variações de campo elétrico no interior da câmara para composições de 10 e 26 % de concentração de carbono.

Percebe-se através dos resultados apresentados a supressão da primeira frequência de ressonância, bem como atenuações aproximadas de 22 dB e 7 dB para os modos $TE_{1,0,3}$ e $TE_{1,0,2}$, respectivamente. A tabela 4.2 apresenta os valores das frequências de ressonância obtidas através das simulações e analiticamente. O cálculo analítico baseou-se na equação 2.10 apresentada no capítulo 2, desconsiderando, portanto, o bloco absorvedor no interior da câmara.

TABELA 4.2 – Resultados obtidos para a câmara analisada.

Modo	Analítico (MHz)	Não dispersivo (MHz)	7% de carbono (MHz)	10% de carbono (MHz)	26% de carbono (MHz)
$TE_{1,0,1}$	202.5	195	198	198	-
$TE_{1,0,2}$	242	238	240	240	235
$TE_{1,0,3}$	296.4	290	293	293	285

4.7 CONSIDERAÇÕES ACERCA DO CAPÍTULO

O presente capítulo descreveu o equacionamento do NSC aplicado ao tratamento de materiais dielétricos dispersivos, mais especificamente no que diz respeito aos absorvedores de energia de RF. Para a resolução de tais problemas, a formulação apresentada incorpora a equação de Debye de primeira ordem, a partir de um único termo de relaxação. O algoritmo TLM 3D desenvolvido para o NSC se apresentou muito bem ao problema de uma câmara contendo um bloco absorvedor em seu interior, portanto, torna-se cabível aos propósitos de estudo da presente tese.

A seguir serão apresentados os resultados alcançados através da modelagem tridimensional de três câmaras de teste de CEM descritas no capítulo 2. Os modelos estudados compreendem uma câmara Crawford, uma câmara GTEM, bem como uma câmara reverberante de modos misturados, excitada por linhas de transmissão. Os resultados das modelagens analisadas a partir das topologias estudadas anteriormente serão validados através de medidas experimentais.

CAPÍTULO 5

APLICAÇÕES E RESULTADOS OBTIDOS

5.1 INTRODUÇÃO

A seguir apresentam-se os resultados obtidos através do emprego do algoritmo desenvolvido no capítulo anterior, bem como a validação dos problemas apresentados em confronto com valores de campo medidos. Dentre as câmaras de teste de CEM anteriormente apresentadas (capítulo 2), analisaram-se três aplicações, compreendendo as câmaras Crawford e GTEM e um modelo de câmara reverberante de modos misturados, excitada por de linhas de transmissão.

5.2 CÂMARA TEM CRAWFORD

Conforme apresentado no capítulo 2, câmaras Crawford constituem ambientes de teste cujas paredes isolam eletromagneticamente o EET do meio exterior, promovendo em seu interior um campo TEM de considerável uniformidade. Entretanto, devido ao princípio físico de construção, estas câmaras operam como cavidades ressonantes, experimentando bruscas variações de campo causadas pelos modos TE e TM. Diversos trabalhos vêm sendo empreendidos no sentido de se estudarem os efeitos provocados pelas elevadas frequências de ressonância geradas em câmaras TEM [34,35,37,40,45,47,49,51-54], dentre os quais alguns tratam exclusivamente da câmara Crawford. No que diz respeito à modelagem de câmaras TEM através do método TLM, há pouca bibliografia disponível [47,49,51-54]. Alguns trabalhos baseados em modelagens bidimensionais foram propostos por JINGJUN e JUNMEI [47], em 1988, e YUNHUA et al. [49], em 1997, nos quais são estudados os modos TE e TM em uma câmara TEM simétrica. Um modelo tridimensional de uma câmara Crawford é abordado superficialmente por HERRING [115], em 1993, o qual descreve alguns resultados alcançados em seu trabalho de doutoramento. Em 2002 e nos anos subseqüentes, WEINZIERN et al. [51-54] propõem modelagens tridimensionais para câmaras TEM, validando-as através de valores de campo obtidos experimentalmente. Algumas propostas baseadas no Método de Momentos e no Método de Diferenças Finitas também podem ser encontradas na literatura pesquisada [37-39].

A figura 5.1 apresenta uma fotografia da câmara analisada. O projeto e a construção da câmara se desenvolveram na *Brandenburgische Technische Universität Cottbus*, em Cottbus, Alemanha, encontrando-se na literatura apresentada [37,38,39].



FIGURA 5.1 – Câmera Crawford analisada.

De forma a melhor visualizar o domínio em estudo, apresentam-se a seguir um modelo tridimensional, bem como as dimensões da câmara analisada para os planos xy (corte transversal) e yz (corte longitudinal), respectivamente.

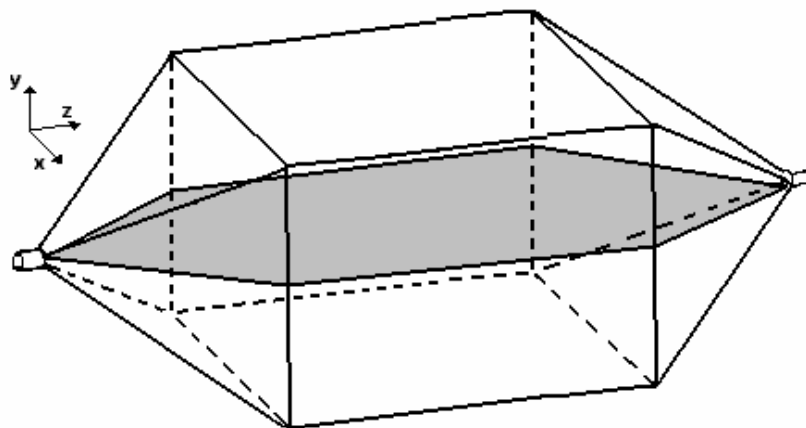


FIGURA 5.2 – Modelo tridimensional da câmara analisada.

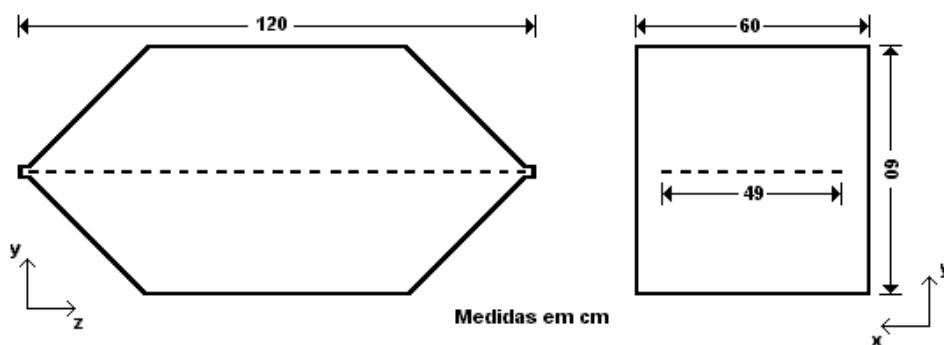


FIGURA 5.3 – Dimensões da câmara analisada para os planos yz e xy.

A distribuição dos campos elétrico e magnético para o modo TEM se apresenta nas figuras 5.4, 5.5 e 5.6, onde \vec{E} e \vec{H} são as componentes dos campos elétrico e magnético e \vec{P} representa o vetor de Poynting.

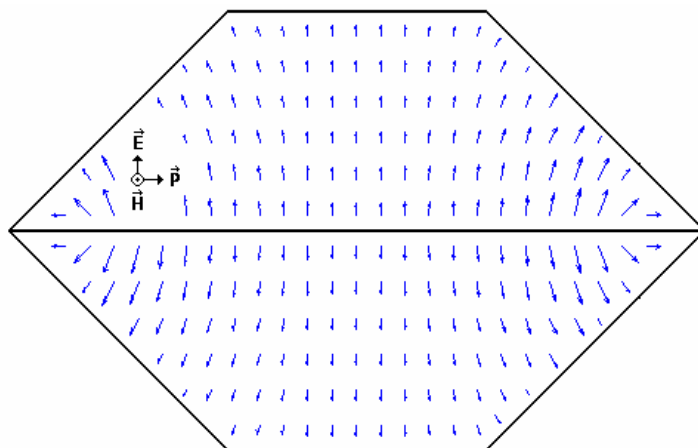


FIGURA 5.4 – Distribuição dos vetores de campo elétrico para o plano yz.

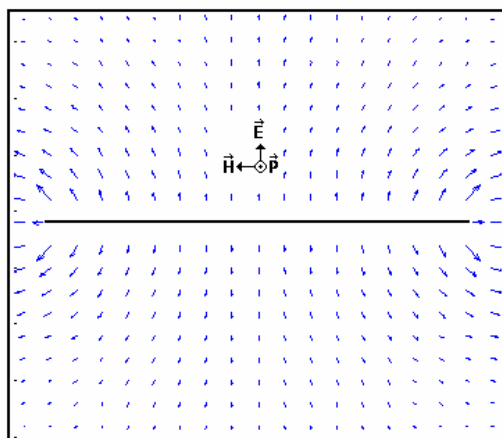
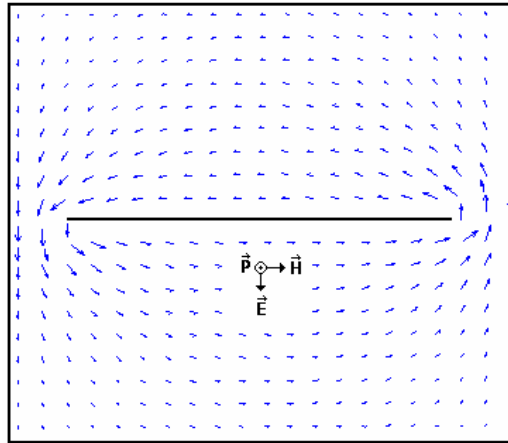
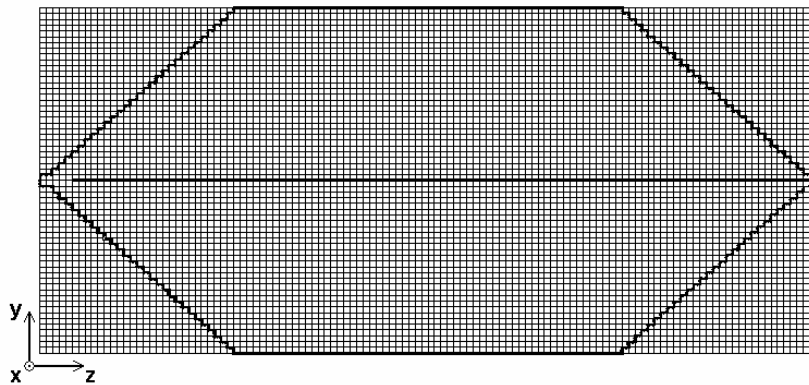
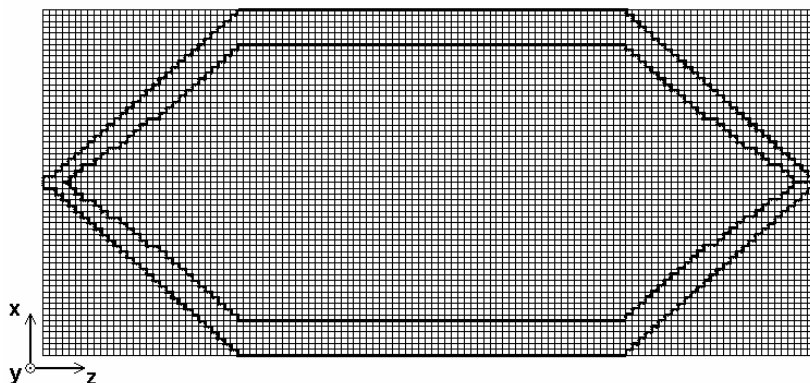


FIGURA 5.5 – Distribuição dos vetores de campo elétrico para o plano xy.

FIGURA 5.6 – Distribuição dos vetores de campo magnético para o plano xy .

A malha do modelo analisado encontra-se nas figuras 5.7 e 5.8, para os planos yz e xz , respectivamente.

FIGURA 5.7 – Representação do modelo confeccionado para o plano yz .FIGURA 5.8 – Representação do modelo confeccionado para o plano xz .

A organização do banco de dados que representa as características da malha se deu manualmente, compreendendo a inclusão das dimensões do domínio em estudo, de suas

devidas condições de contorno e dos parâmetros do meio (ar). O arquivo de entrada consiste basicamente em 265 linhas de comando, definidas para a modelagem das paredes e do condutor central da câmara, resultando em um arquivo de texto de 10 Kbytes. Cada linha de comando corresponde às coordenadas cartesianas, mínimas e máximas, de cada fronteira. As condições de contorno do problema foram estabelecidas de forma a representarem uma aproximação das inclinações das paredes da câmara por meio de pequenas escadas (*staircases*).

O modelo utilizado contém $60 \times 60 \times 120$ nós nas direções x , y e z , respectivamente, o que corresponde a 432.000 elementos. Atribuiu-se ao comprimento do nó o valor de 1 cm para uma malha regular, onde $\Delta\ell = \Delta x = \Delta y = \Delta z$. Considerando $\lambda \gg \Delta\ell$, certifica-se de que o modelo não apresenta erros de dispersão para uma análise em frequência de até 3 GHz. Ao volume interno da câmara foram atribuídos os parâmetros do ar, i.e., $\varepsilon_r = \mu_r = 1$. Foram levadas em consideração 10.000 iterações e um passo de tempo $\Delta t = 16,6$ picosegundos. Finalmente, no que diz respeito às condições de contorno, tanto às paredes da câmara quanto ao seu condutor central atribuíram-se as condições de reflexão total.

A excitação se deu através de uma componente de campo elétrico na direção y , cuja função corresponde a um impulso gaussiano, definido pela seguinte equação [115]:

$$f[n] = e^{-\frac{n^2}{2s^2}} \quad (5.1)$$

onde n é o número de iterações e s é o desvio padrão da função f , considerado para o cálculo igual a 0,06. A excitação foi estabelecida a um nó do condutor central, em $x = 0,30$ m, $y = 0,30$ m e $z = 0,03$ m. Para a coordenada de análise foi estabelecido um ponto da região central da câmara, de forma a representar a disposição do EET em seu interior, em $x = 0,45$ m, $y = 0,35$ m e $z = 0,6$ m. As simulações foram empreendidas utilizando-se de um computador Pentium IV - 1,6 GHz com 512 MBytes de memória RAM. O tempo de processamento foi de 62 minutos, aproximadamente. A rotina computacional empregada para as simulações da câmara Crawford baseia-se no código escrito em Fortran, cedido de forma gentil pelo Prof. Golberi de Salvador Ferreira (CEFET/SC) [111]. Algumas alterações na estrutura do código tiveram de ser conduzidas de modo que o programa se adaptasse aos propósitos de modelagem da câmara Crawford.

Após a simulação, os valores de campo elétrico foram convertidos para o domínio da frequência através da transformada de Fourier. Utilizou-se a função de ponderação de

Hamming, conforme apresentado no capítulo anterior, de modo que os valores de campo compreendidos entre as frequências de ressonância fossem suprimidos. Ambos os procedimentos foram implementados em Matlab, bem como todo o processamento gráfico.

A figura 5.9 apresenta a análise das frequências de ressonância para o ponto de saída determinado, compreendendo os valores da componente de campo elétrico E_y entre 50 e 750 MHz.

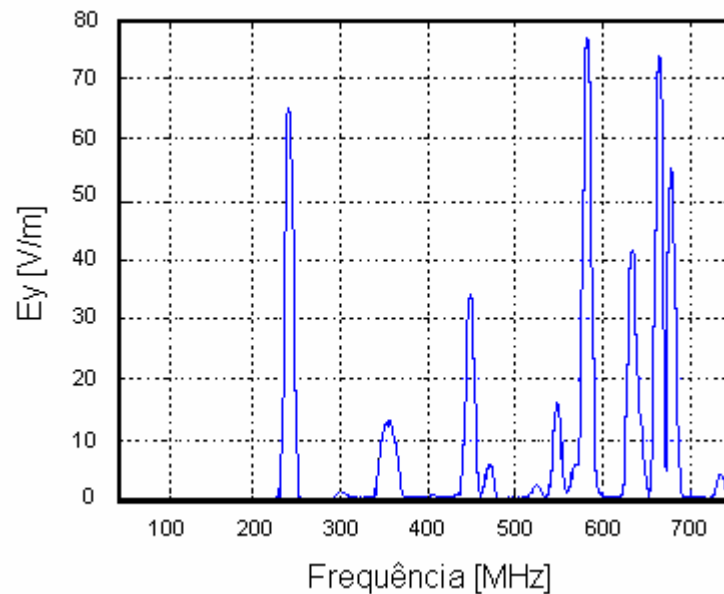


FIGURA 5.9 – Frequências de ressonância obtidas através de simulação.

As frequências de ressonância encontram-se em 243, 364, 450, 551, 585, 636, 665, 680 e 734 MHz. Percebem-se consideráveis variações de campo na ordem de 33 a 77 V/m a partir da primeira frequência de ressonância (243 MHz). De modo a caracterizar o comportamento do campo elétrico no interior da câmara, empreenderam-se quatro simulações considerando algumas frequências de interesse, as quais correspondem a 150, 243, 450 e 734 MHz. O valor de 150 MHz foi determinado por se encontrar entre o início do espectro e a primeira frequência de ressonância obtida, cujo modo TEM se faz presente. As demais frequências escolhidas apresentam interesse específico por se destacarem dentro do espectro analisado, compreendendo a primeira frequência de ressonância, a última, e um valor intercalado entre estas. A excitação se deu através de um sinal senoidal, mantendo-se a coordenada de excitação anteriormente determinada para o impulso gaussiano. As figuras 5.10 a 5.13 correspondem à distribuição do campo elétrico para cada frequência analisada, representando o módulo e a direção das componentes de campo para

o plano yz da câmara em estudo. O corte longitudinal se deu na região central da câmara, mais precisamente em $x = 0,3 \text{ m}$. Foram consideradas 5.000 iterações no tempo, das quais a última definiu os valores das componentes de campo nas direções y e z de 861 pontos avaliados ao longo do plano yz .

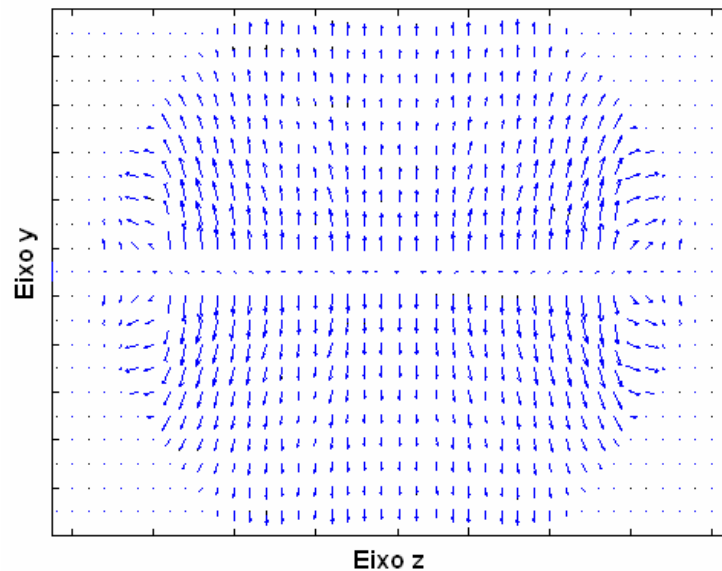


FIGURA 5.10 – Distribuição do campo elétrico para 150 MHz.

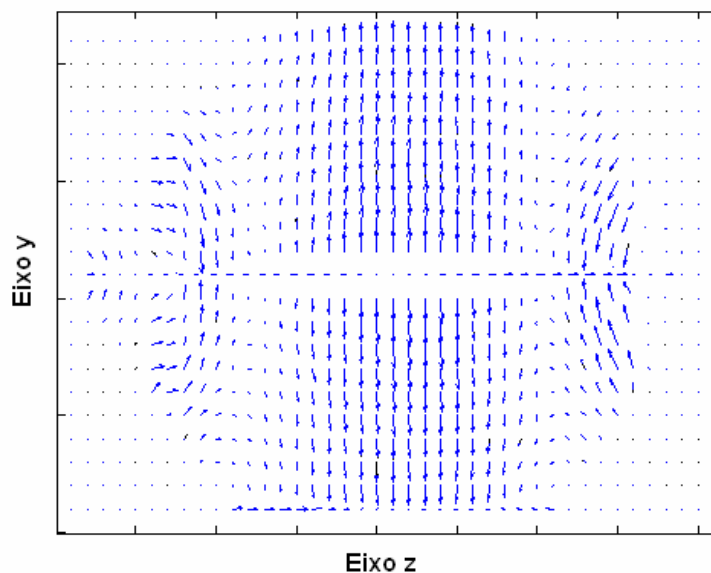


FIGURA 5.11 – Distribuição do campo elétrico para 243 MHz.

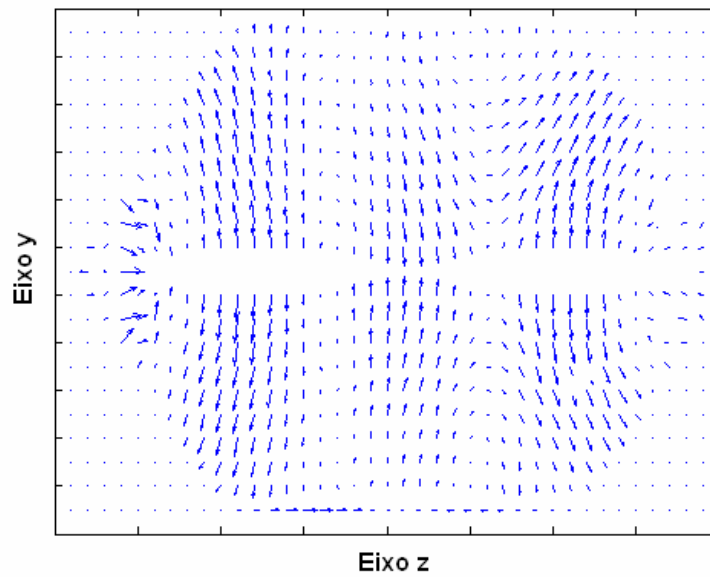


FIGURA 5.12 – Distribuição do campo elétrico para 450 MHz.

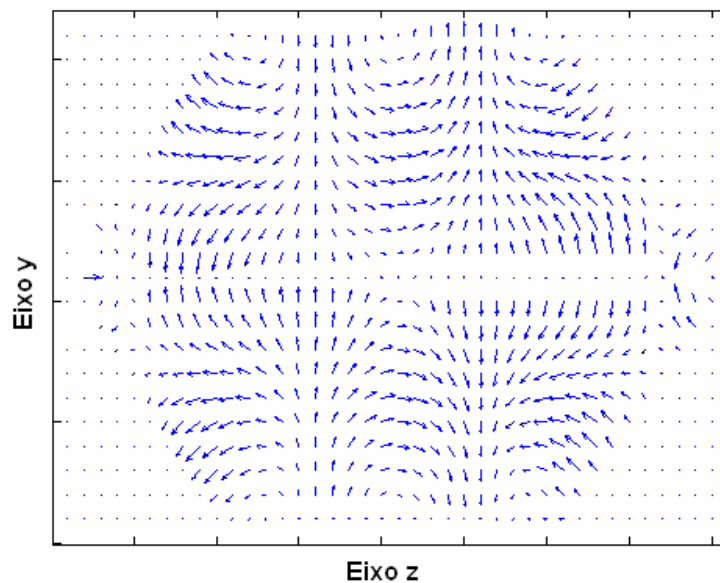


FIGURA 5.13 – Distribuição do campo elétrico para 734 MHz.

Percebe-se através da figura 5.10 que a distribuição do campo elétrico se apresenta consideravelmente uniforme na região central da câmara, confirmando o predomínio do modo TEM para os valores abaixo da primeira frequência de ressonância. Pode-se notar nas demais figuras o aparente predomínio do modo TE, cuja característica se evidencia pela condição de não haver componentes de campo elétrico na direção de propagação da

onda [118]. Atribuem-se, portanto, as bruscas elevações do campo elétrico aos modos TE apresentados nas figuras 5.11, 5.12 e 5.13.

5.2.1 VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL

De forma a validar os resultados simulados através do método TLM, procedeu-se uma verificação experimental dos valores de campo elétrico ao longo da frequência anteriormente analisada. O procedimento de medição ocorreu na *Brandenburgische Technische Universität Cottbus*, em Cottbus, Alemanha, conduzido pelo autor da presente Tese.

O procedimento utilizado faz uso de uma série de equipamentos e dispositivos, os quais se relacionam a seguir: um computador PC, um comando de amplificadores de potência ligados em paralelo (150 W / 10kHz – 100 MHz e 100 W / 80 MHz – 1 GHz – Amplifier Research), um gerador de sinais (SMY01 / 5kHz – 2.2 GHz – Rohde & Schwartz), um medidor de potência (NRVD – Rohde & Schwartz), uma ponteira acopladora com dois canais (NRV Z51 e NRV Z4 – Rohde & Schwartz), um sensor isotrópico de campo elétrico (HI422 / 10 kHz – 1 GHz – Holaday), cuja conexão (RS 232) se dá através de uma fibra óptica (HI4413G – Holaday), cabos coaxiais de 50 Ω para as devidas conexões, e, finalmente, a câmara Crawford em estudo. A montagem encontra-se dentro das especificações da norma ANSI/IEEE-488.1 [119], que estabelece os padrões de interfaces de comunicação entre instrumentos de medição. As fotografias dos equipamentos utilizados nas medições encontram-se em anexo 1).

No que diz respeito aos aspectos operacionais, a informação programada pelo operador é enviada pelo gerador de sinais ao comando de amplificadores, que amplifica o sinal conduzindo-o à câmara. Um sinal de RF de -27 dBm foi utilizado para a excitação da câmara. Estabeleceu-se um passo em frequência $\Delta f = 2$ MHz para o espectro compreendido entre 50 e 750 MHz.

Tanto os sinais provindos do amplificador (potência incidente) quanto os de retorno (potência refletida) são adquiridas pelos canais da ponteira acopladora, que os envia às duas entradas do medidor de potência. Este, por sua vez, transmite as informações ao computador, que arquiva os respectivos valores para o espectro de frequências analisado. As componentes do campo elétrico são adquiridas pelo sensor isotrópico de campo,

transferindo-as à base de dados via fibra óptica. A disposição do sensor foi arranjada de forma a coincidir com as coordenadas do ponto de saída determinadas para a simulação. A figura 5.14 demonstra o procedimento utilizado.

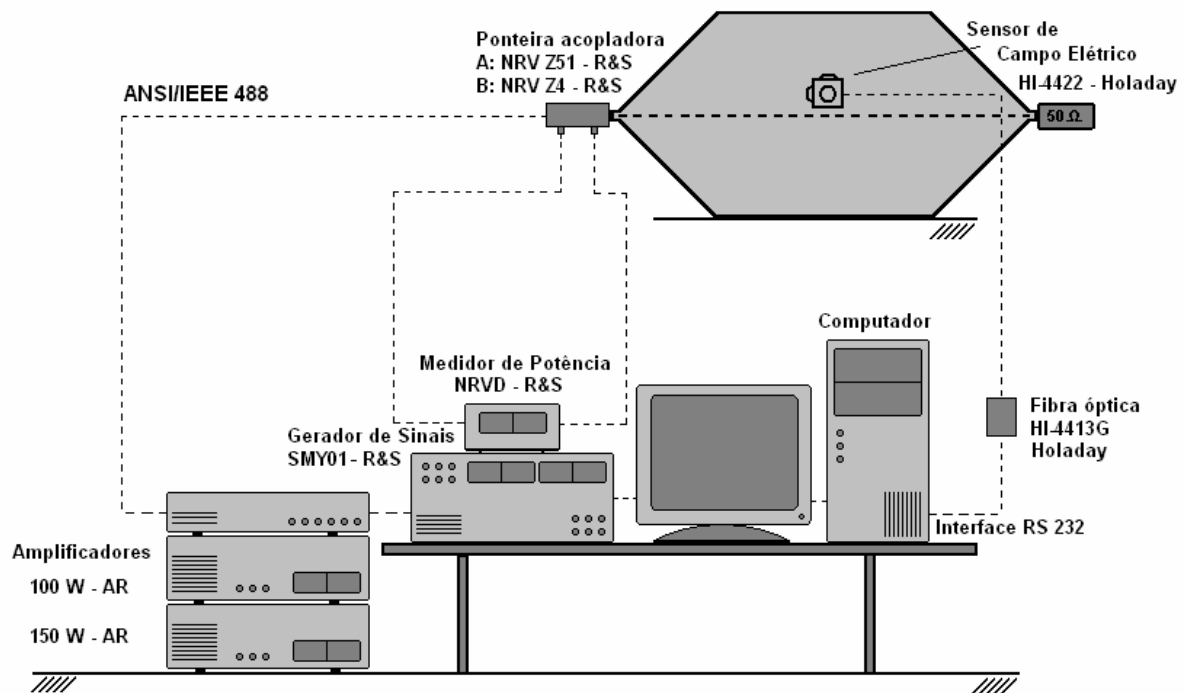


FIGURA 5.14 – Montagem utilizada para a medição do campo elétrico dentro da câmara analisada.

Através do procedimento de medição acima descrito, obtiveram-se as frequências de ressonância para o espectro analisado, conforme demonstrado na figura 5.15.

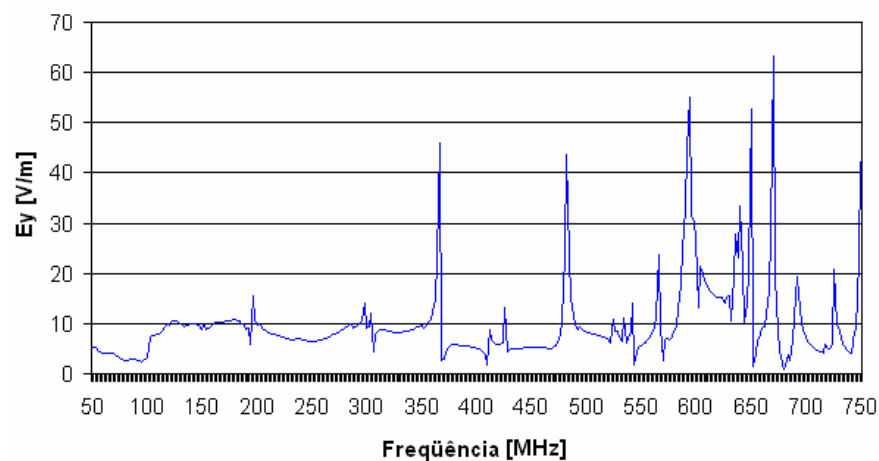


FIGURA 5.15 – Frequências de ressonância obtidas através de medição.

As frequências de ressonância encontram-se em 366, 481, 542, 565, 640, 650, 691 e 727 MHz. Percebem-se variações de até 64 V/m a partir da primeira frequência de ressonância. Entre 100 e 366 MHz verificam-se apenas duas oscilações, cujo valor máximo alcança o valor de 3,5 dB. De modo a melhor visualizar os resultados, apresenta-se na tabela 5.1 uma comparação entre os valores de frequência obtidos através de simulação e os resultados experimentais.

TABELA 5.1 – Comparação entre as frequências de ressonância obtidas através de simulação e resultados experimentais.

Simulação TLM 3D [MHz]	Resultados experimentais [MHz]	 Erro [%]
243	-	-
364	366	0,55
450	481	6,44
551	542	1,66
585	565	3,54
636	640	0,62
665	650	2,26
680	691	1,62
734	727	0,96

A primeira frequência de ressonância obtida por meio de simulação não pode ser constatada entre os resultados experimentais devido à presença da sonda de campo em uma região de valores mínimos do campo elétrico. Os demais valores de frequência simulados apresentam um erro bastante reduzido se comparados aos dados experimentais. O trabalho conduzido no processo de análise e medições pode ser encontrado na literatura apresentada [51,53,54].

5.3 CÂMARA GTEM

Igualmente à câmara Crawford, uma câmara GTEM consiste em um ambiente de teste cuja principal finalidade é promover um campo TEM em seu interior. Não empregados à câmara Crawford, utilizam-se absorvedores de RF de forma a suprimir as

ressonâncias experimentadas dentro da câmara (vide análise apresentada na seção anterior), mantendo assim a uniformidade do campo para um amplo espectro de frequências. Estudos relacionados à uniformidade do campo em câmaras GTEM encontram-se na literatura apresentada [34-39,43,46]. Dentre as referências disponíveis, há um importante trabalho de HEIDEMANN e GARBE [43], os quais descrevem o procedimento de validação de uma câmara GTEM baseando-se na norma IEC 61000-4-20 [59].

Para uma melhor visualização dos absorvedores (blocos em azul) e do condutor central (eletrodo em laranja), a câmara se apresenta sem sua parte superior, conforme a figura 5.16. Maiores detalhes quanto ao projeto e à construção da câmara GTEM analisada encontram-se nas referências apresentadas [35,38,39].

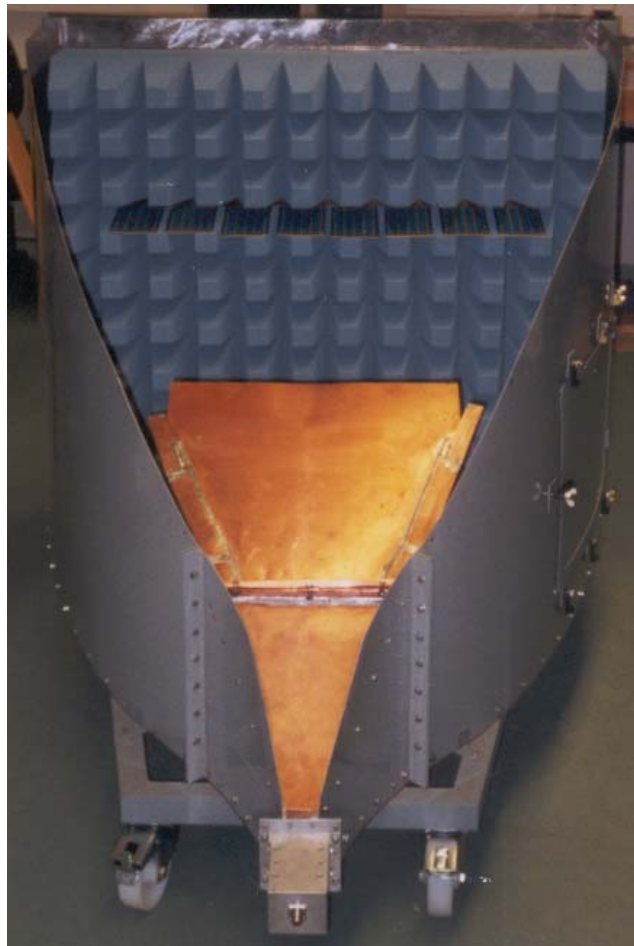


FIGURA 5.16 – Câmara GTEM analisada.

As figuras 5.17 e 5.18 apresentam as dimensões do domínio em estudo para os planos yz (corte longitudinal lateral) e xz (corte longitudinal superior), respectivamente.

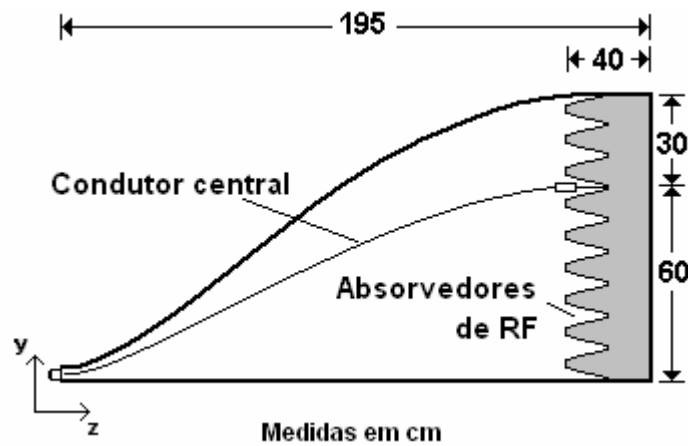


FIGURA 5.17 – Dimensões da câmara analisada para o plano yz .

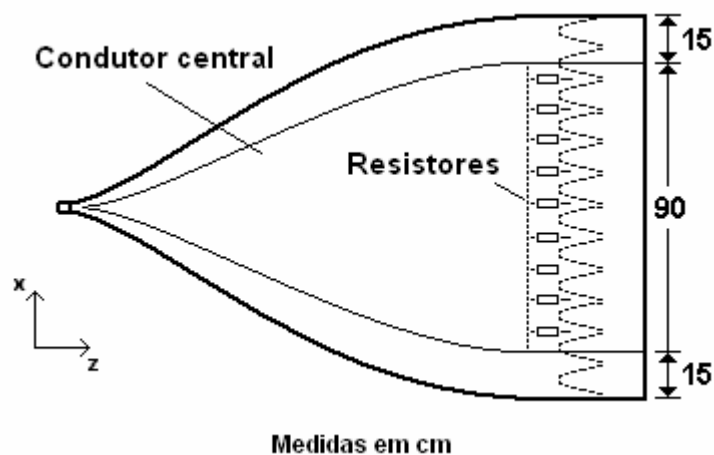


FIGURA 5.18 – Dimensões da câmara analisada para o plano xz .

A metodologia empregada na modelagem da câmara GTEM segue o mesmo procedimento descrito na seção anterior. O banco de dados de entrada consiste basicamente em 218 linhas de comando estipuladas para a modelagem dos absorvedores e 126 linhas de comando para a definição das paredes e do condutor central da câmara, compreendendo em um arquivo de texto de 13 Kb.

O modelo utilizado contém $60 \times 45 \times 98$ nós nas direções x , y e z , respectivamente, o que corresponde a 264.600 elementos. Atribuiu-se ao comprimento do nó o valor de 2 cm para uma malha regular onde $\Delta\ell = \Delta x = \Delta y = \Delta z$. Considerou-se $\lambda \gg \Delta\ell$ para que o modelo não apresente erros de dispersão para uma análise em frequência de até 1,5 GHz.

A tabela 5.2 apresenta os parâmetros dispersivos para os valores de 7 e 26 % de concentração granulométrica de carbono dos blocos absorvedores analisados.

TABELA 5.2 – Parâmetros dispersivos do material absorvedor para 7 e 26 % de concentração de carbono [114].

Carbono [%]	ϵ_s	ϵ_∞	f_e [MHz]	σ_e [$\times 10^{-3} \text{ S.m}^{-1}$]
7	1.95	1.2	75	0.8
26	18	2	45	15

Ao volume não preenchido pelo material absorvedor atribuíram-se os parâmetros do ar ($\epsilon_r = \mu_r = 1$). Foram levadas em consideração 2.000 iterações utilizando um passo de tempo $\Delta t = 33,3$ picosegundos. Tanto às paredes da câmara quanto ao seu condutor central atribuíram-se as condições de reflexão total.

A excitação se deu logo ao primeiro passo de tempo através de um pulso retangular estabelecido pela componente de campo elétrico $E_y = 1 \text{ V/m}$. A largura do pulso equivale a um passo de tempo ($\Delta t = 33,3$ picosegundos) e a coordenada de excitação foi estabelecida a um nó do condutor central, em $x = 0,60 \text{ m}$, $y = 0,05 \text{ m}$ e $z = 0,05 \text{ m}$. De forma a representar a disposição do EET no interior da câmara, escolheu-se um ponto de análise compreendido no volume de teste, em $x = 0,60 \text{ m}$, $y = 1,00 \text{ m}$ e $z = 0,20 \text{ m}$. Utilizou-se para as simulações um computador Pentium IV - 1,6 GHz com 512 MBytes de memória RAM. A rotina computacional utilizada para a modelagem da câmara GTEM baseia-se no código escrito em Fortran, cedido muito gentilmente pelo Prof. Hugo Almaguer Dominguez (Universidade Regional de Blumenau, SC) [109]. Por se aplicar a um caso específico de bioeletromagnetismo, algumas modificações na estrutura do código tiveram de ser empreendidas de modo que o programa se adaptasse aos propósitos desta tese.

Igualmente ao procedimento descrito na seção anterior, utilizaram-se as técnicas de transformada e enquadramento espectral para a análise do problema no domínio da frequência. A figura 5.19 apresenta o espectro obtido para a coordenada de saída determinada, compreendendo os valores da componente de campo elétrico E_y entre 50 e 400 MHz.

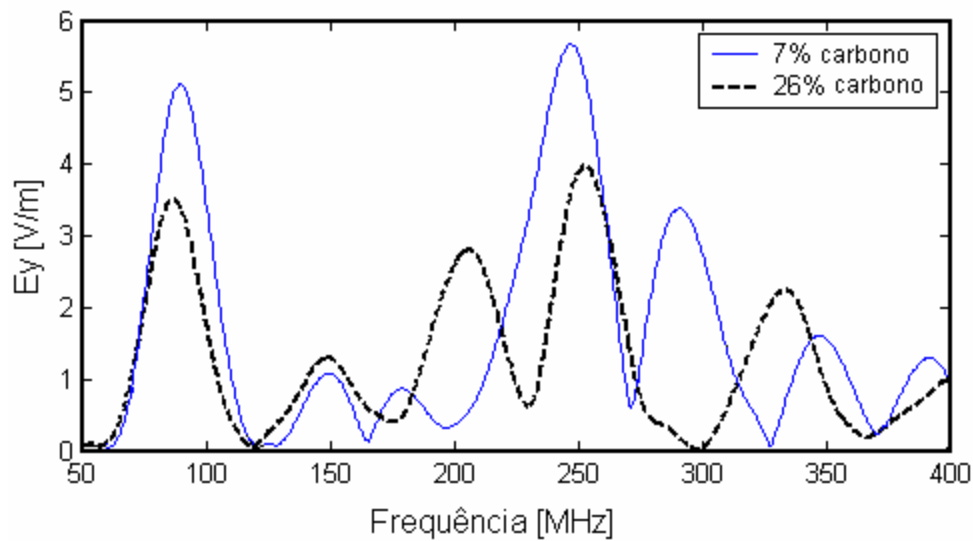


FIGURA 5.19 – Variação da componente de campo elétrico E_y entre 50 e 400 MHz.

Verifica-se que a redução dos valores de ressonância pode ser obtida através da variação da concentração do carbono impregnado nos absorvedores, contribuindo consideravelmente para a uniformidade do campo no interior da câmara. Pode-se perceber através do resultado obtido, decréscimos de até 3,5 dB para um aumento de 19 % da concentração de carbono.

5.3.1 VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL

De modo a validar os resultados simulados através do método TLM, procedeu-se uma verificação dos valores de campo elétrico dentro da câmara GTEM. O procedimento de medição encontra-se descrito na seção anterior, podendo ser visualizado na figura 5.14. Um sinal de RF de -27 dBm foi utilizado para a excitação da câmara. Estabeleceu-se um passo em frequência $\Delta f = 2$ MHz para o espectro compreendido entre 50 e 400 MHz.

Os parâmetros do material absorvedor analisado foram obtidos em [39], os quais se apresentam na tabela 5.3. Uma solicitação dos parâmetros dispersivos do material absorvedor em análise foi enviada à empresa ETS Lindgren (fornecedora do material), que se pronunciou de forma a não os revelar, assegurando serem estes parte de seu segredo industrial. Portanto, adotaram-se os parâmetros para 7% de concentração granulométrica de carbono (vide tabela 5.2), os quais melhor se adequaram aos valores obtidos na

literatura apresentada (tabela 5.3) [39]. O resultado da comparação encontra-se na figura 5.20.

TABELA 5.3 – Parâmetros dos absorvedores dispostos dentro da câmara analisada [39].

Frequência [MHz]	ϵ_r	μ_r	σ_e [$\times 10^{-3} \text{ S.m}^{-1}$]
$80 \leq f \leq 150$	1.3	1	1
$150 \leq f \leq 230$	1.3	1	1
$230 \leq f \leq 300$	1.2	1	2
$300 \leq f \leq 400$	1.2	1	2.5

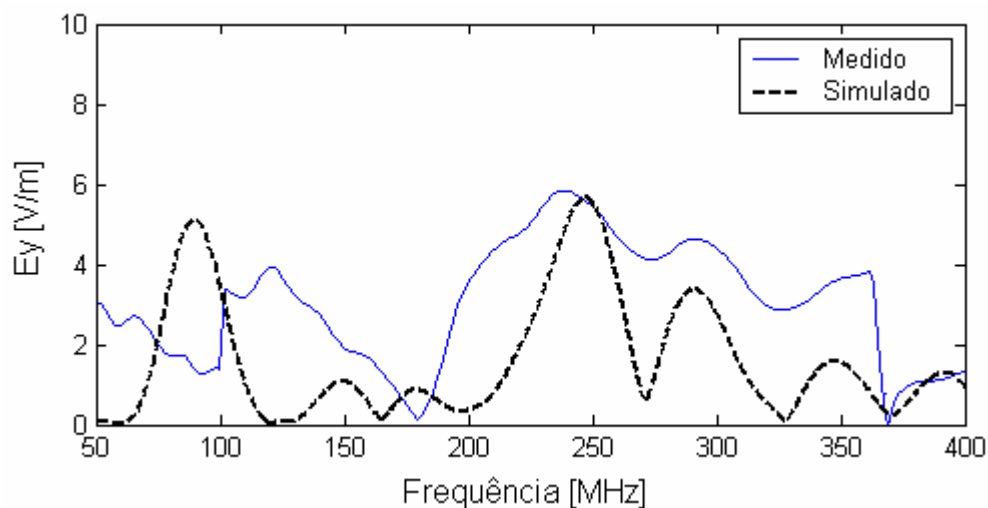


FIGURA 5.20 – Comparação entre as componentes de campo elétrico E_y , obtidas através de simulação e medição.

Pode-se perceber a equivalência entre as frequências de ressonância obtidas através de simulação e medição, mesmo para parâmetros dispersivos adequados ao domínio em estudo. Tanto a modelagem em TLM quanto o processo de análise e medições da câmara GTEM podem ser encontrados nas referências apresentadas [53,54].

5.4 – CÂMARA REVERBERANTE DE MODOS MISTURADOS EXCITADA POR LT'S

Conforme anteriormente apresentado, câmaras reverberantes de modos misturados constituem ambientes blindados, cujos campos em seus interiores são misturados por um ou mais arranjos de pás girantes, de modo a promover um campo eletromagnético

uniforme para ensaios de CEM. A densidade dos modos propagados no interior da câmara, bem como as características de operação da estrutura de pás girantes determinam sua menor frequência de operação [92]. Várias propostas vêm sendo analisadas no intuito de contornarem o problema apresentado, deslocando a mínima frequência de operação destas câmaras a valores abaixo da frequência fundamental [72,73,79,84-91].

De acordo com PERINI et al. [85-87], a restrição quanto ao limite de operação de câmaras reverberantes de modos misturados convencionais pode ser contornada através da substituição das pás mecânicas por arranjos de linhas de transmissão. Esta técnica permite que o modo TEM seja propagado para todas as frequências no interior da câmara, cujo limite de operação se restringe apenas ao espectro do gerador de campos utilizado. A proposta apresentada substitui a função da estrutura de pás metálicas girantes pela imposição de diferenças de fase entre os sinais excitados aos condutores da câmara, misturando o campo em seu interior.

Ainda no que diz respeito ao desenvolvimento destas câmaras, uma proposta apresentada por WILLIAMS et al. [71] investiga os campos em uma câmara reverberante de modos misturados, relacionando diversos volumes de teste para valores abaixo e acima da frequência de operação da câmara. Também HATFIELD et al. [73] contribui para o tema, investigando a uniformidade dos campos para limites abaixo da frequência de operação da câmara analisada.

Novos conceitos e técnicas relacionando as características construtivas e de operação de câmaras reverberantes de modos misturados têm sido alvo frequente de discussões [65-68,74,78,]. No que diz respeito à modelagem numérica destas câmaras, há disponível uma vasta bibliografia, na qual se encontram trabalhos baseados em diversas técnicas de simulação. Dentre estas se destacam o Método de Diferenças Finitas [80,81], Método de Momentos [75], Método de Elementos Finitos [76,89], Método de Monte Carlo [82], e, finalmente, as propostas baseadas no método TLM [70,71,88-91].

A seguir apresentam-se os resultados das duas câmaras estudadas. O primeiro modelo é analisado através do método TLM, cuja validação se dá através de comparações com o MMo e o MEF. Os resultados simulados através do MMo foram obtidos na referência [85], enquanto que a modelagem por meio do MEF se deu em cooperação com pesquisadores da *Brandenburgische Technische Universität Cottbus* [89]. A análise do segundo modelo trata da comparação entre sua modelagem em TLM e os resultados experimentais. Para este fim construiu-se uma câmara reverberante de modos misturados,

excitada por linhas de transmissão. Em apenso encontram-se algumas fotografias obtidas ao longo da construção da câmara reverberante de modos misturados, excitada por linhas de transmissão (anexo 2).

5.4.1 – VALIDAÇÃO NUMÉRICA

A figura 5.21 apresenta o primeiro modelo estudado, cujas dimensões são: $a = 4,6$ m, $b = 2,7$ m e $c = 5,2$ m. Os condutores encontram-se paralelamente ao eixo z , em $x = 0,8$ m, $y = 2,1$ m (condutor 1) e $x = 3,2$ m, $y = 1,8$ m (condutor 2) [85]. A mínima frequência de ressonância obtida no interior da câmara pode se calculada levando em consideração a equação 2.10, descrita no capítulo 2, resultando no valor de 43,5 MHz para o modo TE₁₀₁. Este procedimento despreza os condutores dispostos no interior da câmara, portanto deve ser considerado um resultado aproximado do valor de ordem prática.

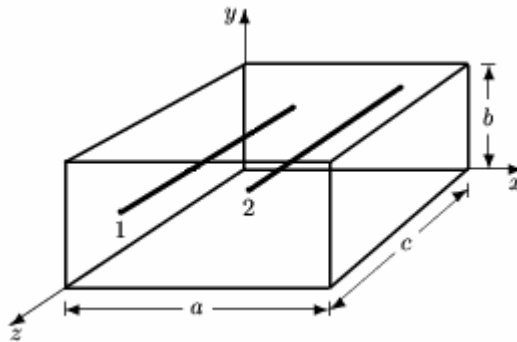


FIGURA 5.21 – Câmara analisada.

O modelo numérico confeccionado contém $92 \times 54 \times 104$ nós nas direções x , y e z , respectivamente, correspondendo a 516.672 elementos. Ao comprimento do nó atribuiu-se o valor de 5 cm considerando uma malha regular de $\Delta\ell = \Delta x = \Delta y = \Delta z$. Ao volume interno da câmara foram atribuídos os parâmetros do ar ($\epsilon_r = \mu_r = 1$). A simulação levou em consideração 10.000 iterações no tempo através de um passo de tempo $\Delta t = 833$ nanosegundos. Tanto às paredes da câmara quanto aos condutores foram atribuídas as condições de reflexão total.

A excitação se deu através de um pulso retangular de um passo de tempo. Utilizou-se a técnica de excitação por corrente apresentada no capítulo 3. A coordenada de excitação foi estabelecida a um nó dos condutores, em $x_1 = 0,8$ m, $y_1 = 1,8$ m e $z_1 = 0,05$ m e $x_2 = 3,2$ m, $y_2 = 2,1$ m e $z_2 = 0,05$ m. O ponto de análise encontra-se no centro da câmara,

em $x = 2,3 \text{ m}$, $y = 1,35 \text{ m}$ e $z = 2,6 \text{ m}$. As simulações foram empreendidas em um computador Pentium IV – 1,6 GHz com 524 MBytes de memória RAM.

Para a análise do problema no domínio da frequência utilizaram-se as técnicas de transformada e enquadramento. A figura 5.22 apresenta a variação da componente de campo elétrico (E_y) obtida na coordenada de saída para uma análise de até 200 MHz.

Partindo-se do fato de que o principal interesse de estudo seja o espectro das frequências de ressonância dentro da câmara, considera-se a normalização dos valores de campo, conforme a seguinte equação:

$$\bar{E}_y = 20 \cdot \log \left(\frac{E_y}{E_{y\text{máx}}} \right) \quad (5.2)$$

onde \bar{E}_y é o valor normalizado da componente de campo elétrico na direção y , em dB, E_y corresponde à componente de campo elétrico na direção y (simulada), em V/m, e $E_{y\text{máx}}$ é o valor máximo da componente de campo elétrico obtido dentro da câmara, em V/m.

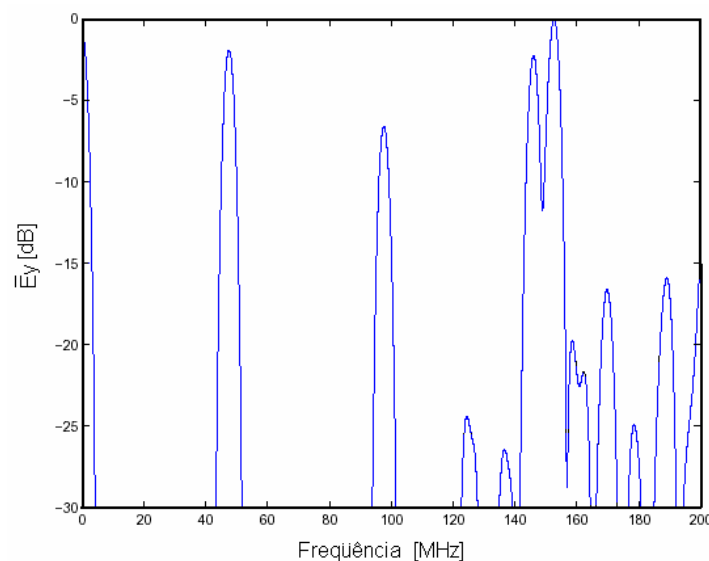


FIGURA 5.22 – Frequências de ressonância obtidas através de simulação.

Percebe-se que a mínima frequência de ressonância encontra-se em 47,5 MHz, coincidindo aproximadamente com o valor anteriormente calculado. Com o propósito de se verificarem as componentes de campo elétrico para um valor bem abaixo da mínima frequência de ressonância da câmara, empreendeu-se nova simulação. Para tanto os dois condutores foram excitados por um sinal senoidal de 2 MHz, conforme o método de excitação descrito no capítulo 3, compreendendo diferenças de fase de 0° e 180° . Os resultados foram validados a partir dos valores simulados através do MMo e do MEF [88].

As figuras 5.23 e 5.24 apresentam os valores das componentes de campo elétrico normalizados para 0° e 180° de defasagem entre as excitações dos condutores, respectivamente. As curvas analisadas compreendem os valores obtidos ao longo do eixo z , em $x = 2,3 \text{ m}$ e $y = 1 \text{ m}$.

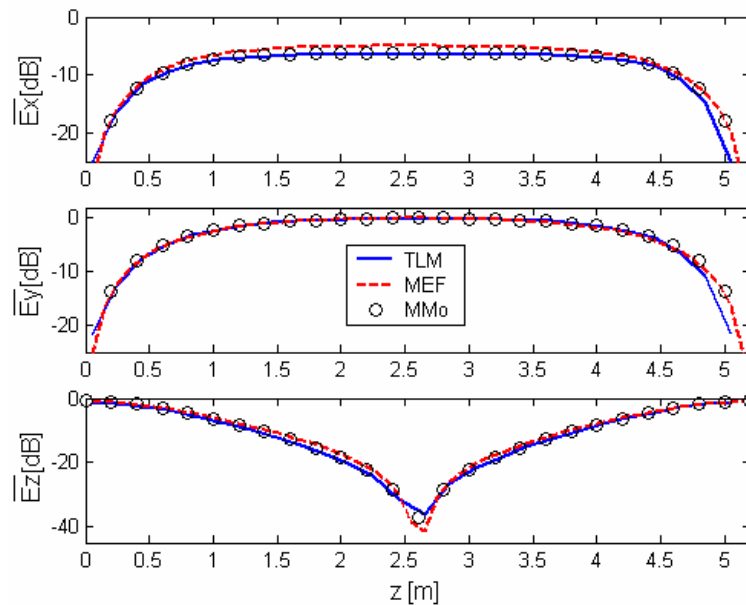


FIGURA 5.23 – Componentes normalizadas de campo elétrico obtidas através do TLM, MEF e MMo para excitações de 2 MHz – sem defasagem.

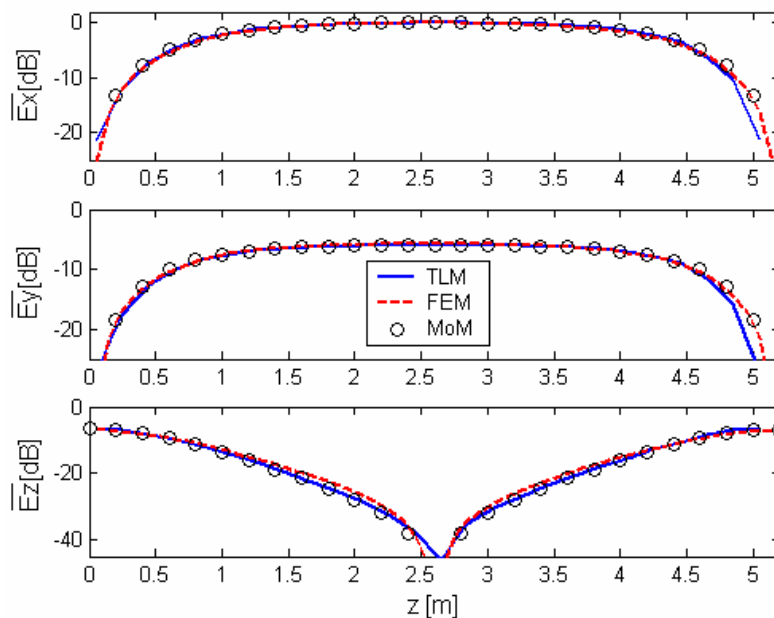


FIGURA 5.24 – Componentes normalizadas de campo elétrico obtidas através do TLM, MEF e MMo para excitações de 2 MHz – 180° de defasagem.

Nota-se através dos resultados obtidos que os valores das componentes de campo elétrico nas direções x e y encontram-se consideravelmente uniformes para a região compreendida entre um e quatro metros ao longo do eixo longitudinal da câmara. Pode-se perceber também que os valores da componente de campo elétrico na direção z apresentam-se cada vez menores em amplitude até atingirem a região central da câmara. Isto se deve às condições de contorno do problema. O campo elétrico se apresenta perpendicular próximo às paredes da câmara, porém se condiciona ao modo TEM longe das fronteiras, onde a componente de campo elétrico na direção de propagação da onda pode ser desconsiderada.

A partir da validação do procedimento de simulação, pôde-se estabelecer o comportamento do campo elétrico para outros valores de frequência. As figuras 5.25, 5.26 e 5.27 apresentam os valores normalizados do campo elétrico total para 30, 50 e 100 MHz, respectivamente. As simulações levaram em consideração defasagens de 0° a 180° entre as excitações dos condutores, correspondendo a incrementos de 45° .

Os valores de campo elétrico foram normalizados conforme a seguinte equação:

$$\bar{E}_{tot} = 20 \cdot \log\left(\frac{E_{tot}}{E_{totm\acute{a}x}}\right) \quad (5.3)$$

onde \bar{E}_{tot} é o valor normalizado do campo elétrico total, em dB, $E_{tot} = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2}$, que corresponde ao campo elétrico total, em V/m, e $E_{totm\acute{a}x}$ é o valor máximo do campo elétrico total obtido dentro da câmara analisada, em V/m.

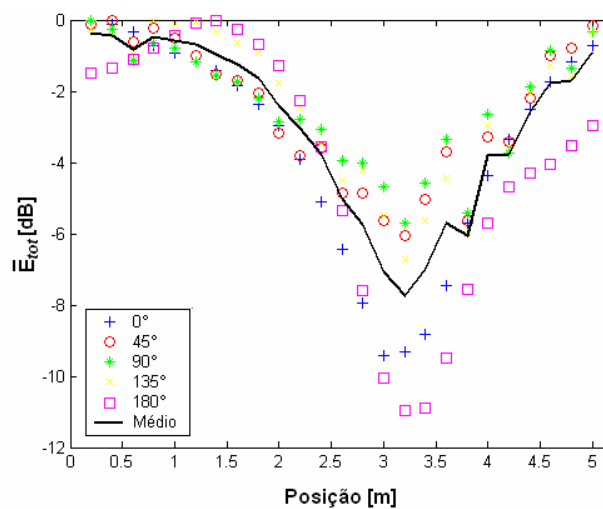


FIGURA 5.25 – Valores normalizados do campo elétrico total considerando defasagens de 0° a 180° com incrementos de 45° para uma frequência de excitação de 30 MHz.

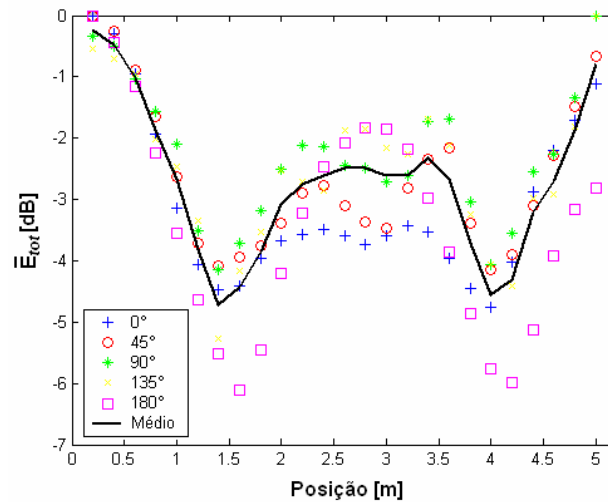


FIGURA 5.26 – Valores normalizados do campo elétrico total considerando defasagens de 0° a 180° com incrementos de 45° para uma frequência de excitação de 50 MHz.

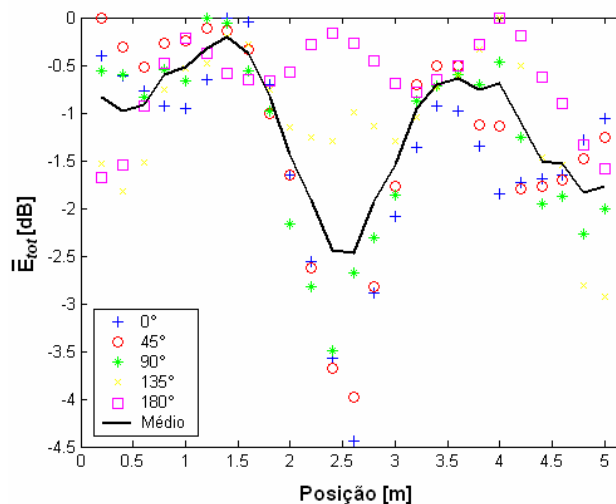


FIGURA 5.27 – Valores normalizados do campo elétrico total considerando defasagens de 0° a 180° com incrementos de 45° para uma frequência de excitação de 100 MHz.

Levando em consideração a região central da câmara (entre 2 e 3,5 metros), pode-se observar que os valores médios do campo elétrico apresentam variações entre 1,5 dB (variação mínima) e 5 dB (variação máxima), encontrando-se dentro de limites aceitáveis de uniformidade de campo estabelecidos pela IEC 61.000-4-3. Ademais, nota-se através dos resultados apresentados que o incremento da defasagem entre os condutores faz com os campos na região de teste da câmara atinjam valores máximos, mesmo sem a

necessidade de se aumentar a magnitude de excitação. Tal característica pode ser proveitosa aos ensaios de susceptibilidade eletromagnética, dentre as quais o EET pode ser sujeito a níveis máximos de campo sem o correspondente aumento da potência de excitação.

5.4.2 – VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL

Com o propósito de validar o procedimento de modelagem descrito na subseção anterior, construiu-se uma câmara em cooperação com a *Brandenburgische Technische Universität Cottbus*. A câmara analisada apresenta as dimensões $a = 0,6\text{ m}$, $b = 0,6\text{ m}$ e $c = 1,2\text{ m}$, conforme a figura 5.28. Dois condutores de $2,5\text{ mm}^2$ e impedâncias $267\text{ }\Omega$ e $269\text{ }\Omega$ foram dispostos paralelamente ao eixo z , em $x = 0,15\text{ m}$, $y = 0,45\text{ m}$ (condutor 1) e $x = 0,45\text{ m}$, $y = 0,30\text{ m}$ (condutor 2), respectivamente. De forma a evitar valores mínimos de campo os condutores foram dispostos de forma assimétrica dentro da câmara. As impedâncias dos condutores foram medidas através do equipamento Tectronic 1502C (DC – 1 kHz).

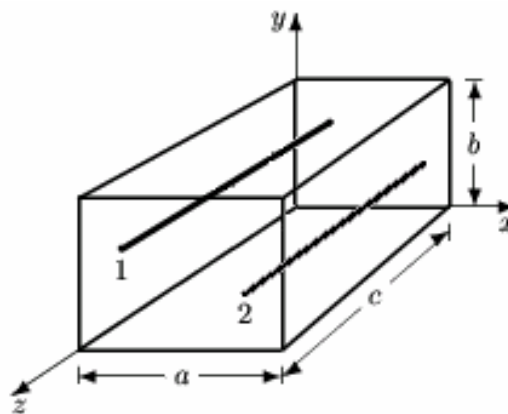


FIGURA 5.28 – Câmara analisada.

A mínima frequência de ressonância obtida no interior da câmara encontra-se em 279 MHz para os modos TE_{101}/TE_{011} . A figura 5.29 apresenta a distribuição do campo elétrico total para 279 MHz. Os resultados foram obtidos através de método analítico, desconsiderando-se para efeito de cálculo os condutores da câmara; porém, percebe-se uma semelhança qualitativa entre a curva apresentada e os resultados das figuras 5.23 e 5.24.

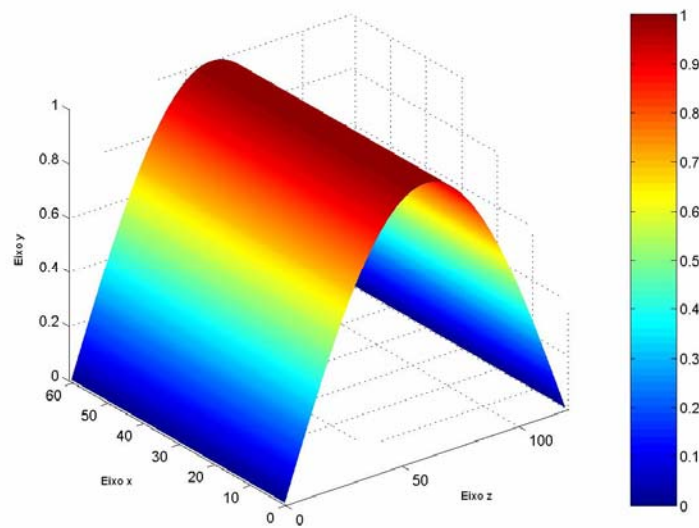


FIGURA 5.29 – Distribuição do campo elétrico total no interior da câmara analisada desconsiderando-se os condutores (método analítico).

Uma fotografia da câmara analisada se apresenta na figura 5.31. A ponteira acopladora foi conectada a um conector *T*, o qual tem a finalidade de redistribuir o sinal de RF aos dois condutores da câmara (vide figura 5.30).



FIGURA 5.30 – Câmara analisada.

Devido à diferença entre as impedâncias dos cabos coaxiais de entrada (50Ω) e os condutores da câmara ($\cong 270 \Omega$), construiu-se um dispositivo de modo a minimizar as reflexões do sinal de entrada. O diagrama de montagem do dispositivo encontra-se na

figura 5.31, onde *a* indica a posição do gerador de sinais, *b* representa a impedância do cabo coaxial, *c* compreende o dispositivo propriamente construído, *d* indica a impedância de cada condutor, e *e* representa o resistor de 270 Ω conectado entre a terminação do condutor e a estrutura da câmara.

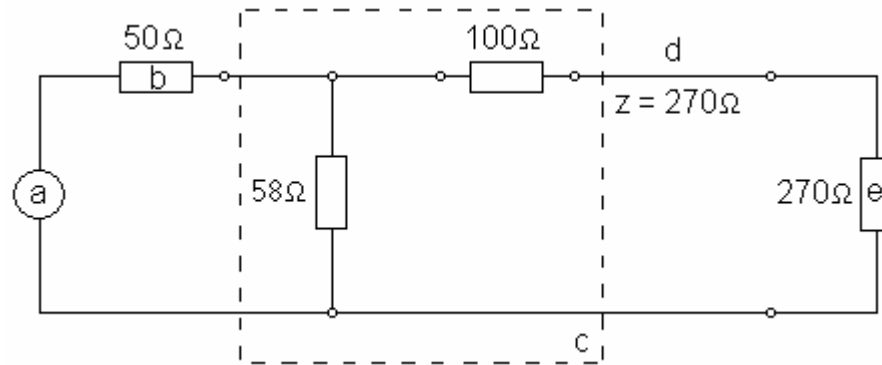


FIGURA 5.31 – Diagrama de montagem do dispositivo utilizado para o casamento de impedâncias.

O casamento de impedâncias é estabelecido a partir do arranjo de resistores conectados em série e em paralelo, conforme equação 5.4.

$$Z_{eq} = (100\Omega + 270\Omega) // 58\Omega \cong 50\Omega \quad (5.4)$$

Com o propósito de verificar a eficiência do dispositivo construído, mediu-se a taxa de onda estacionária do dispositivo conectado à câmara, conforme descrito na equação 5.5.

$$S = \frac{E_{m\acute{a}x}}{E_{m\acute{i}n}} = \frac{E_i + E_r}{E_i - E_r} \quad (5.5)$$

onde *S* representa a taxa de onda estacionária, $E_{m\acute{a}x}$ e $E_{m\acute{i}n}$ são os valores máximos e mínimos do campo elétrico, e os campos incidente e refletido são representados por E_i e E_r , respectivamente [118]. Assim, um valor de *S* igual a 2 indicaria que $1/10$ da potência incidida seria refletida, por exemplo. Percebe-se através desta analogia que quanto maior é a taxa de onda estacionária, menor é a potência transferida à câmara.

A figura 5.32 apresenta a variação da taxa de onda estacionária do dispositivo conectado à câmara entre 10 e 500 MHz. Os condutores foram excitados em fase através de um sinal de RF de -27 dBm. Estabeleceu-se um passo em frequência $\Delta f = 5$ MHz.

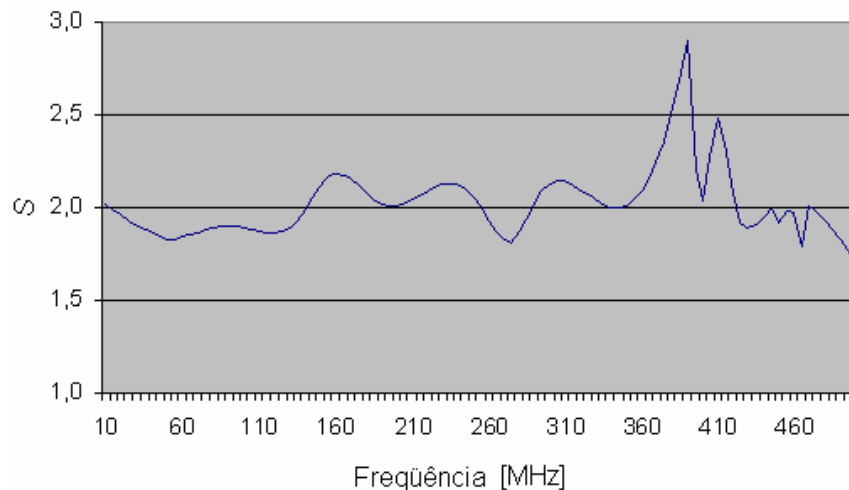


FIGURA 5.32 – Variação da taxa de onda estacionária ao longo da frequência analisada.

Exceto para os valores de 390 e 410 MHz, o dispositivo opera com $1/10$ de perda da potência incidida, em média. A partir da obtenção de valores aceitáveis para a taxa de onda estacionária, partiu-se às medições de campo. A figura 5.33 apresenta a variação das componentes de campo elétrico obtidas no meio da câmara, em $x = 0,3 \text{ m}$, $y = 0,1 \text{ m}$ e $z = 0,6 \text{ m}$. Um sinal de RF de -21 dBm foi aplicado entre 10 e 500 MHz para os condutores excitados em fase.

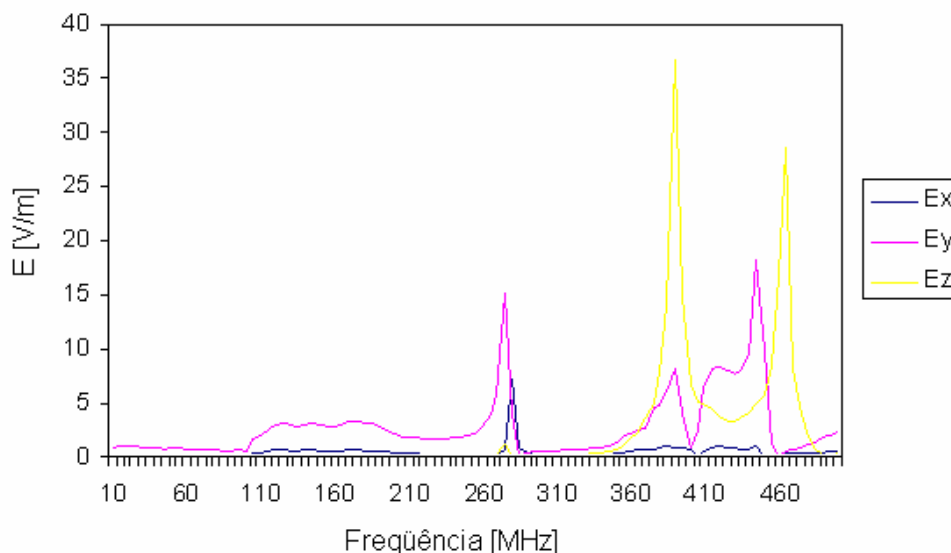


FIGURA 5.33 – Variação das componentes de campo elétrico entre 10 e 500 MHz.

Exceto em 390 e 465 MHz, cujos valores da componente de campo em z se sobressaem, percebe-se a predominância das componentes nas direções x e y . As bruscas variações das componentes de campo devem-se aos modos gerados no interior da câmara.

Os resultados mostram uma considerável variação do campo ao longo da frequência de operação da câmara, mesmo para os valores que se encontram abaixo da frequência fundamental da câmara, em 275 MHz. Percebe-se que a componente de campo elétrico E_y varia entre 1 e 5 V/m, aproximadamente, para valores abaixo da frequência fundamental. Nesta faixa do espectro as condições de contorno do problema são satisfeitas apenas pelo modo TEM. Convém ressaltar que consideráveis valores de campo elétrico são alcançados com pouca potência de excitação. A tabela 5.4 apresenta os valores de potência aplicada à câmara, bem como do campo elétrico total máximo obtido para as frequências determinadas.

TABELA 5.4 – Valores de potência aplicada à câmara, campo elétrico total obtido dentre as frequências analisadas.

Frequência [MHz]	Potência [mW]	E_{tot} [V/m]
10	0,019	0,92
100	0,0094	0,61
150	0,04	3,14
200	0,043	2,19
275	0,046	15,19

Verifica-se a partir da tabela 5.4 que pequenos valores de potência geram significativos níveis de campo dentro da câmara analisada. Destaca-se, portanto, uma das grandes vantagens da proposta estudada, uma vez que amplificadores de potência reduzida podem ser utilizados aos testes de susceptibilidade eletromagnética conduzidos em tais câmaras sem que os níveis de campo sejam prejudicados.

A figura 5.34 apresenta a variação da componente de campo elétrico na direção y para um espectro entre 20 e 80 MHz. A restrição quanto ao espectro analisado diz respeito à limitação da resposta em frequência dos defasadores adquiridos (Tektronic 20-40 MHz e 40-80 MHz). O procedimento de medição levou em consideração as mesmas condições anteriormente apresentadas. Embora a análise se encontre reservada aos poucos valores de frequência apresentados, pode-se verificar que a amplitude do campo gerado dentro da câmara está diretamente relacionada à defasagem entre os condutores.

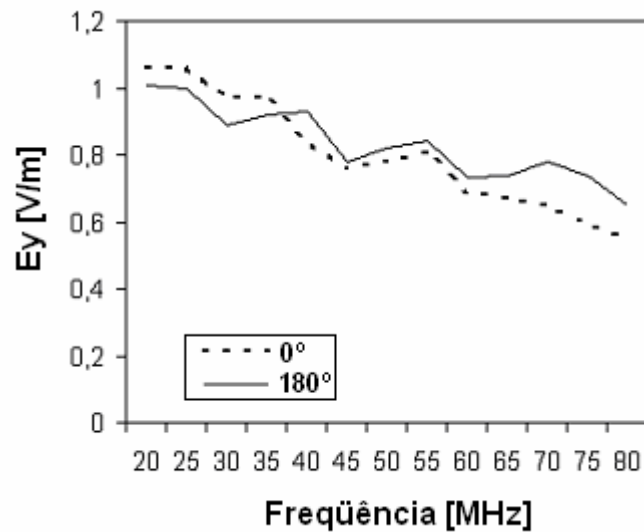


FIGURA 5.34 – Variação da componente de campo elétrico E_y entre 20 e 80 MHz, levando-se em consideração excitações defasadas em 180° e sem defasagem.

Com o intuito de se verificar a aplicabilidade do procedimento de modelagem utilizado na subseção 5.4.1, confeccionou-se um modelo para a câmara analisada. A câmara foi discretizada em $60 \times 60 \times 120$ nós nas direções x , y e z , respectivamente, correspondendo a 432.000 elementos. Atribuíram-se ao comprimento do nó e ao passo de tempo os valores de 1 cm e 16,7 picosegundos, respectivamente. Os demais fatores considerados seguem o mesmo procedimento anteriormente apresentado. A figura 5.35 apresenta o resultado obtido através da simulação numérica.

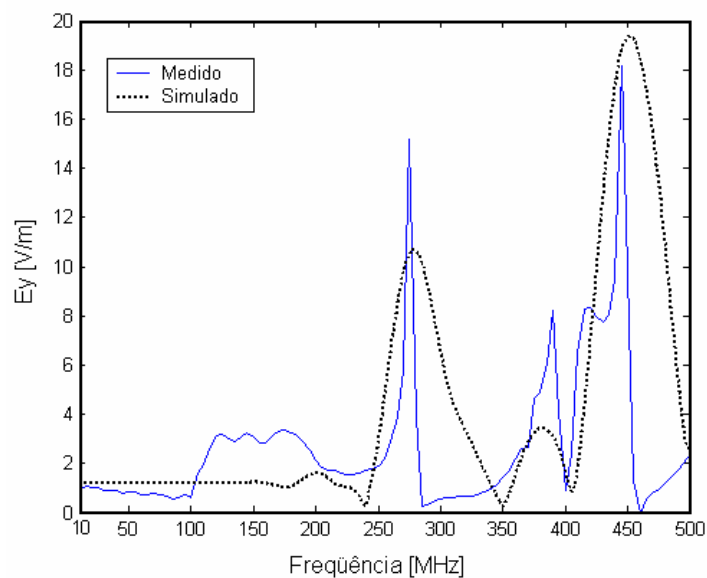


FIGURA 5.35 – Variação das componentes de campo elétrico medido e simulado.

Pode-se perceber através da análise apresentada a coincidência entre os valores das frequências de ressonância medidas e simuladas, destacando-se a eficiência do procedimento desenvolvido. De forma a analisar os campos gerados através do método alternativo de excitação, empreenderam-se novas simulações. As figuras 5.36 a 5.39 apresentam os mapas de orientação dos vetores dos campos elétrico e magnético no plano xy , em $z = 0,60\text{ m}$, considerando uma excitação de 5 MHz. Consideraram-se os condutores excitados por um sinal de corrente sem e com uma defasagem de 180° .

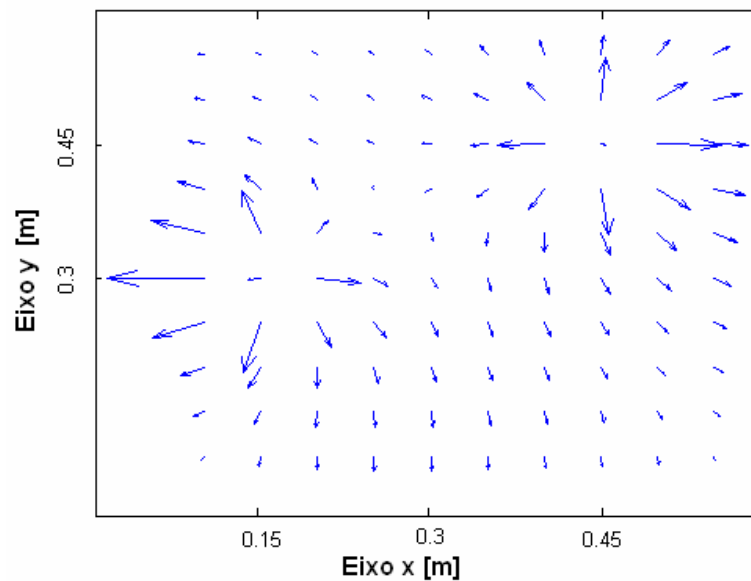


FIGURA 5.36 – Orientação dos vetores de campo elétrico no plano xy , em $z = 0,60\text{ m}$, levando-se em consideração os condutores excitados sem defasagem.

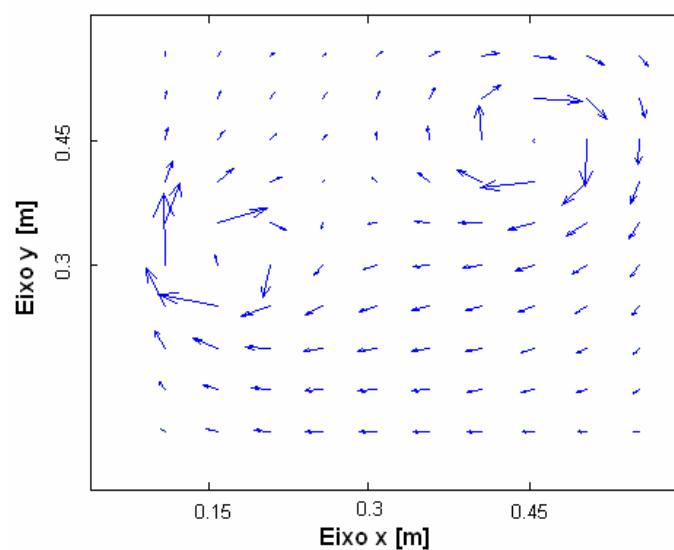


FIGURA 5.37 – Orientação dos vetores de campo magnético no plano xy , em $z = 0,60\text{ m}$, levando-se em consideração os condutores excitados sem defasagem.

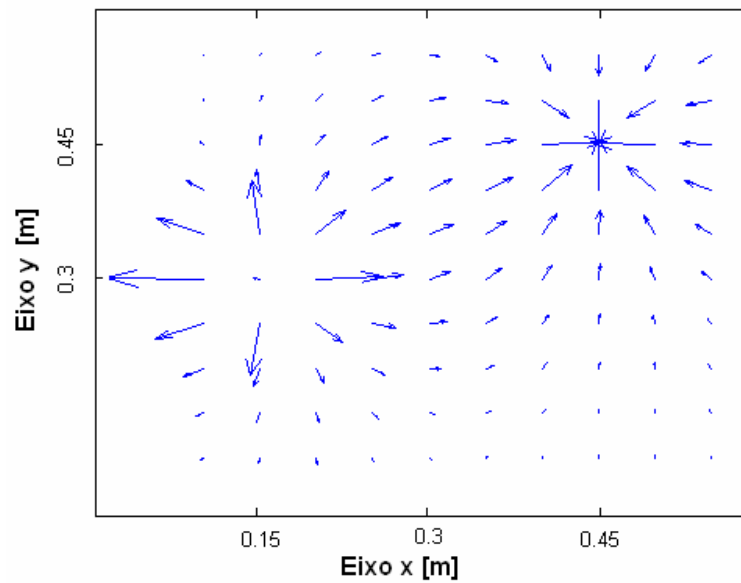


FIGURA 5.38 – Orientação dos vetores de campo elétrico no plano xy , em $z = 0,60$ m, levando-se em consideração os condutores excitados através de uma defasagem de 180° .

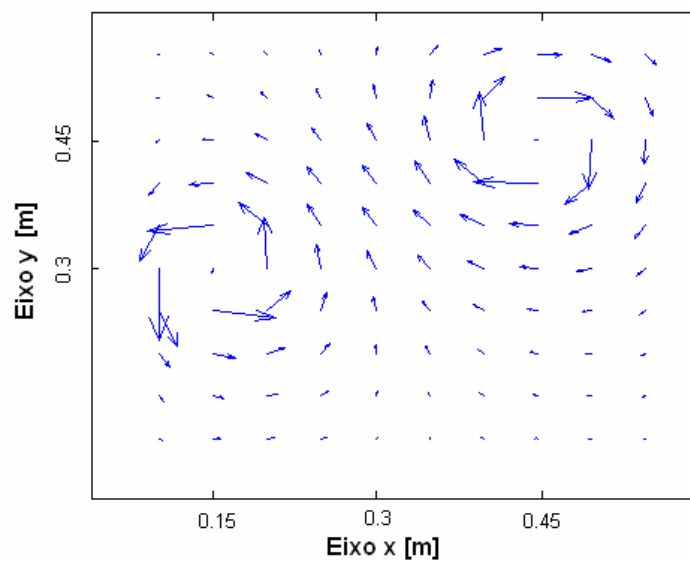


FIGURA 5.39 – Orientação dos vetores de campo magnético no plano xy , em $z = 0,60$ m, levando-se em consideração os condutores excitados através de uma defasagem de 180° .

Comprova-se através dos resultados apresentados a propagação do modo TEM para um determinado valor (5 MHz) abaixo da frequência fundamental da câmara analisada. Percebe-se através das figuras 5.36 e 5.38 que os vetores de campo elétrico descrevem uma

orientação radial nas periferias dos condutores; já os vetores de campo magnético se comportam de acordo com a lei de Ampère, i.e., rotacionais às seções das linhas de transmissão dispostas no interior da câmara (figuras 5.37 e 5.39). O trabalho empreendido no processo de construção e modelagem da câmara proposta encontra-se nas referências disponibilizadas [88-91].

5.5 – CONSIDERAÇÕES ACERCA DO CAPÍTULO

O presente capítulo apresentou os resultados obtidos experimentalmente e através da modelagem numérica, comparando-os junto a três aplicações de câmaras de teste de CEM. Foram abordados os aspectos práticos de construção e experimentação das câmaras analisadas, bem como os procedimentos utilizados para a confecção de modelos numéricos utilizando o método TLM, sua complexidade envolvendo os parâmetros dispersivos e a eficiência no que diz respeito à contribuição no estudo de câmaras reverberantes de modos misturados, excitadas por linhas de transmissão.

No próximo capítulo serão abordadas as conclusões do trabalho, suas contribuições e as perspectivas de trabalhos futuros envolvendo as técnicas apresentadas.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES GERAIS

6.1 INTRODUÇÃO

No decorrer deste trabalho foram apresentadas as atividades de pesquisa relacionadas ao estudo de câmaras de teste de CEM por meio do método TLM. O devido estudo considerou, basicamente, três propostas, dentre as quais se encontram uma câmara Crawford, uma câmara GTEM e uma câmara reverberante de modos misturados, excitada por linhas de transmissão.

O presente capítulo, por sua vez, tem como objetivo descrever as conclusões gerais da presente tese de doutoramento, suas contribuições à comunidade científico-tecnológica, bem como as perspectivas de continuidade e proposições futuras.

6.2 REVISÃO E CONTRIBUIÇÕES

É relevante a importância de estudos relacionados aos testes de CEM. Novas propostas e formas de se analisarem tais instalações já descrevem por si uma evolução científico-tecnológica, sobretudo no que diz respeito às exigências estabelecidas pelo mercado internacional. Convém ressaltar ainda que estas implicações vêm atribuindo ao mercado nacional um fator ainda mais relevante, cuja tendência aponta na adoção das normas internacionais de CEM.

Embora o Brasil ainda se encontre aquém de sua supremacia tecnológica no que diz respeito ao tema apresentado, um estudo que venha a agregar valor à capacitação de seus pesquisadores deve ser meritório de incentivo (ou ao menos de atenção). Coaduna com tal exposição, a necessidade de se obterem os padrões internacionais para que os produtos brasileiros possam ser exportados, bem como os lucros resultantes desta transação mercadológica revertidos ao desenvolvimento de novas tecnologias.

Dentro do contexto apresentado, o trabalho desenvolvido vem contribuir ao estudo de câmaras de teste de CEM. Além da contribuição inerente às informações aqui disponibilizadas, faz-se importante destacar o emprego do TLM ao estudo destas câmaras, mesmo de forma a investigar alguns paradigmas da arte da modelagem. Finalmente, a aplicação tecnológica em confronto com os resultados numéricos vem corroborar a

eficiência do procedimento empregado na análise dos modelos propostos, oferecendo uma ferramenta confiável e viável à análise de câmaras de teste de CEM.

De modo a se obter todo um embasamento prático para o desenvolvimento das proposições deste trabalho, houve o momento da busca por informações relacionadas às normas de CEM, mais especificamente aquelas que correspondem aos procedimentos empregados nas medições de campo. Uma revisão da literatura pesquisada apresenta-se no capítulo 2, bem como os aspectos normativos relacionados às instalações de teste de CEM. Também os conceitos teóricos relacionados às características operacionais destas últimas encontram-se descritos no capítulo 2. A principal contribuição do capítulo diz respeito ao estudo individual de ambientes de teste de CEM, cuja grande maioria da informação disponibilizada na forma de livros e artigos científicos se apresenta na língua inglesa.

O capítulo 3, por sua vez, descreve o equacionamento da topologia empregada ao tratamento de meios homogêneos sem perda. De forma introdutória, o capítulo resume os conceitos básicos relacionados ao TLM, trazendo ao contexto um breve comentário acerca de métodos e modelagens. Mais adiante, apresentam-se os conceitos inerentes à formulação matemática do método, levando em consideração as condições de contorno, as formas de excitação empregadas ao NSC, bem como um breve estudo relacionado aos erros ocasionados pelo fenômeno da dispersão numérica. Este capítulo, entretanto, não consiste em uma contribuição relevante ao tema, representando apenas um compêndio dos excelentes trabalhos de doutoramento desenvolvidos acerca do TLM.

Subseqüentemente, expõe-se o equacionamento do NSC aplicado ao tratamento de materiais dielétricos dispersivos de primeira ordem. O capítulo 4 desenvolve o equacionamento do algoritmo TLM, que modificado a partir de técnicas da transformada Z permite uma manipulação direta (no domínio do tempo) das equações relacionadas aos parâmetros dependentes da frequência. Por fim, o capítulo apresenta a aplicação do algoritmo apresentado ao caso de uma câmara blindada contendo em seu interior um bloco absorvedor de RF. A contribuição deste capítulo consiste basicamente na aplicação da formulação aos materiais absorvedores de RF.

Finalmente, o capítulo 5 apresenta os resultados obtidos através da modelagem de três câmaras empregadas aos testes de susceptibilidade eletromagnética. De forma a testar a potencialidade do algoritmo descrito no capítulo 3, confeccionaram-se modelos tridimensionais para as câmaras Crawford e reverberante de modos misturados, excitada por linhas de transmissão. A validação dos resultados simulados se dá frente à comparação

das frequências de ressonância obtidas através de experimentações. No que diz respeito à distribuição dos campos no interior das duas câmaras, percebe-se através dos mapas de campo apresentados o predomínio do modo TEM para as baixas frequências analisadas. Convém ressaltar que a câmara reverberante de modos misturados, excitada por linhas de transmissão foi completamente projetada e construída para os propósitos de medição deste trabalho.

O capítulo 5 também apresenta uma aplicação da formulação do TLM para meios dielétricos dispersivos de primeira ordem, compreendendo a análise de uma câmara GTEM. Quanto aos absorvedores de RF dispostos no interior da câmara analisada, pode-se observar que sua modelagem estabelece uma coerência considerável aos resultados alcançados através de experimentações. Pode-se concluir a partir da análise do capítulo que o aumento da concentração granulométrica do carbono reduz os picos relacionados às frequências de ressonância apresentados, contribuindo assim para uma melhor uniformidade do campo gerado no interior da câmara analisada.

De modo geral, o capítulo 5 colabora no sentido de oferecer procedimentos de modelagem de câmaras de teste de CEM através do TLM, incentivando o emprego destas técnicas ao projeto e ao desenvolvimento de novas tecnologias. Outrossim, obtém-se deste capítulo uma extensão original da análise do método alternativo empregado à excitação de câmaras reverberantes de modos misturados, demonstrando que níveis significativos de campo podem ser gerados através de reduzidas potências de excitação.

De fato, o TLM se adequou muito bem à modelagem das câmaras propostas, apresentando resultados consideravelmente motivadores à confecção da presente tese. Também as atividades relacionadas aos procedimentos experimentais mostraram-se encorajadoras, agregando ao trabalho os aspectos práticos do tema, somente desvendados no afã cotidiano. Espera-se, enfim, que a leitura do presente trabalho tenha se apresentado com a clareza e a fluência propícias ao bom entendimento de seus objetivos.

A seguir apresentam-se as dificuldades encontradas ao longo do trabalho desenvolvido no Brasil e na Alemanha, bem como algumas proposições aos trabalhos futuros.

6.3 DIFICULDADES E NOVAS PROPOSIÇÕES

Muito embora as modelagens das câmaras Crawford e GTEM tenham apresentado resultados consideráveis, seu trabalho de discretização consiste em tarefa penosa e

repetitiva. Sem o emprego de um malhador automatizado torna-se necessária a discretização do modelo manualmente, cuja descrição das características físicas de cada problema se dá por meio de linhas de comando inseridas em um banco de dados. Outro fator a ser considerado diz respeito à forma geométrica (cúbica) do nó empregado, o qual obriga a representação do modelo em estudo através de um conjunto de pequenas escadas (*staircasing*). Para que o erro inerente a esta representação aproximada seja minimizado, reduz-se o tamanho do nó utilizado (em detrimento do tempo de simulação). Tal problemática se torna ainda mais restritiva quando se faz necessária a modelagem de regiões cujas fronteiras apresentam ângulos agudos em relação ao plano normal. Em particular, pode-se exemplificar a modelagem dos materiais absorvedores dispostos dentro da câmara GTEM.

Outra dificuldade encontrada ao longo do trabalho se relaciona à análise matemática da formulação empregada no tratamento de meios dielétricos dispersivos. Devido às técnicas de transformação, bem como sua adaptação ao algoritmo do TLM, esta tarefa se apresentou particularmente complexa e intrincada.

No que diz respeito às experimentações laboratoriais, além de aliarem espontaneamente os conhecimentos teóricos e práticos, compreenderam fatores de estímulo a cada nova investigação. Algumas dificuldades relacionadas à construção da câmara reverberante de modos misturados surgiram ao longo do trabalho experimental, porém se devem ao processo burocrático alemão (particularmente desconhecido) exigido para a aquisição de materiais, componentes, etc.

Finalmente, cabe aqui descrever um conjunto de novas proposições para a continuidade do trabalho apresentado, conforme seguem:

- Face à problemática apresentada quanto ao processo de discretização dos casos estudados (câmaras Crawford e GTEM), convém a implementação de uma rotina computacional cujas características geométricas da câmara possam ser introduzidas, via usuário, a um pré-processador, resultando em um processo automatizado de confecção do modelo (malhador);
- Devido ao erro inerente ao processo de discretização através de escadas (*staircasing*), uma enorme contribuição para o desenvolvimento de trabalhos futuros se relaciona ao estudo de malhas irregulares;

- Outra aplicação que poderia ser considerada diz respeito aos materiais absorvedores magnéticos (comumente utilizados em câmaras anecóicas), cuja formulação apresentada no capítulo 4 pode ser adequada aos meios magnéticos dispersivos;
- Embora os programas computacionais encontrados no mercado garantam as inúmeras possibilidades de análise gráfica exigidas em estudos complexos de cálculo de campos eletromagnéticos (e.g. o MatLab), cabe a implementação de uma rotina computacional para a análise gráfica (pós-processamento) de casos específicos como câmaras de teste de CEM;
- Devido aos elevados custos relacionados aos programas computacionais destinados à plataforma operacional Windows, poderia se considerar o desenvolvimento das mesmas rotinas em plataforma Linux;
- No que diz respeito às experimentações, convém a aplicação das câmaras analisadas aos testes de interferência eletromagnética, levando-se em consideração uma comparação qualitativa dos resultados simulados e medidos;
- Outra importante contribuição quanto aos aspectos relacionados à câmara reverberante de modos misturados se relaciona ao estudo do comportamento dos campos frente às variações de defasagem entre os condutores excitados, bem como uma análise das ressonâncias contidas em um espectro mais largo de frequências.

ANEXO 1

EQUIPAMENTOS UTILIZADOS NAS MEDIÇÕES

A seguir apresentam-se algumas fotografias dos equipamentos utilizados nas medições de campo elétrico no interior das câmaras.



Foto 1 – Amplificadores de RF Amplifier Research (150 W / 10kHz – 100 MHz e 100 W / 80 MHz – 1 GHz).

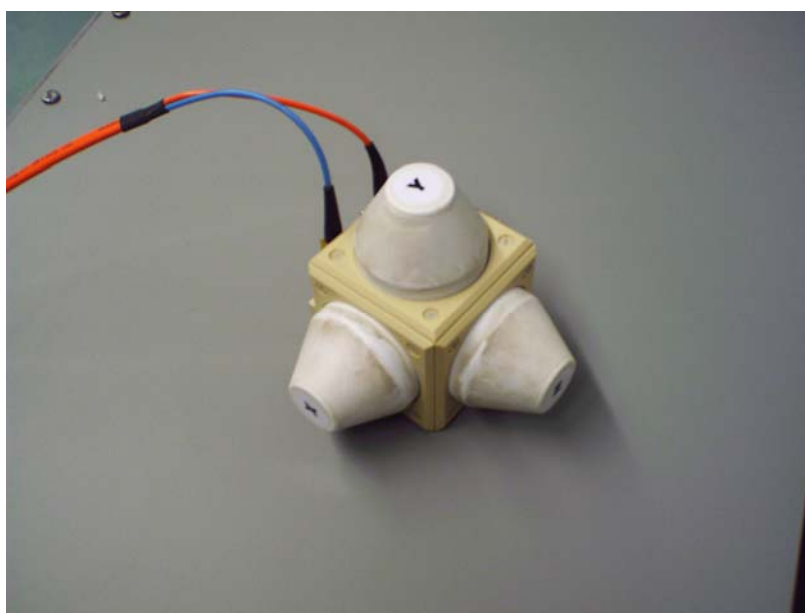


Foto 2 – Sensor isotrópico de campo elétrico Holaday HI422 (10 kHz – 1 GHz).

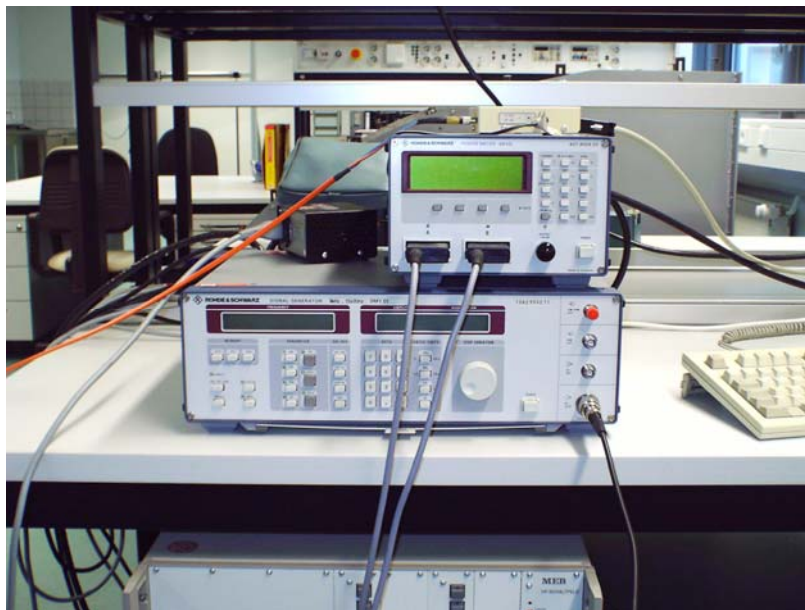


Foto 3 – Gerador de sinais Rohde & Schwartz SMY01 (5kHz – 2.2 GHz –) e medidor de potência Rohde & Schwartz NRVD (sobre o gerador).

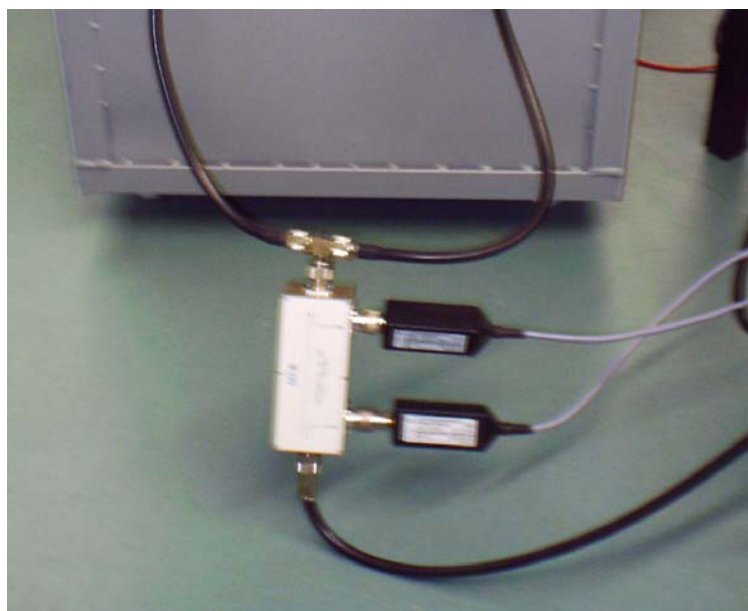


Foto 4 – Ponteira acopladora Rohde & Schwartz NRV (Z51 e Z4).

ANEXO 2

ESQUEMA E FOTOS DA CÂMARA CONSTRUÍDA

A seguir apresentam-se o projeto e algumas fotografias obtidas ao longo do projeto e construção da câmara reverberante de modos misturados, excitada por linhas de transmissão.

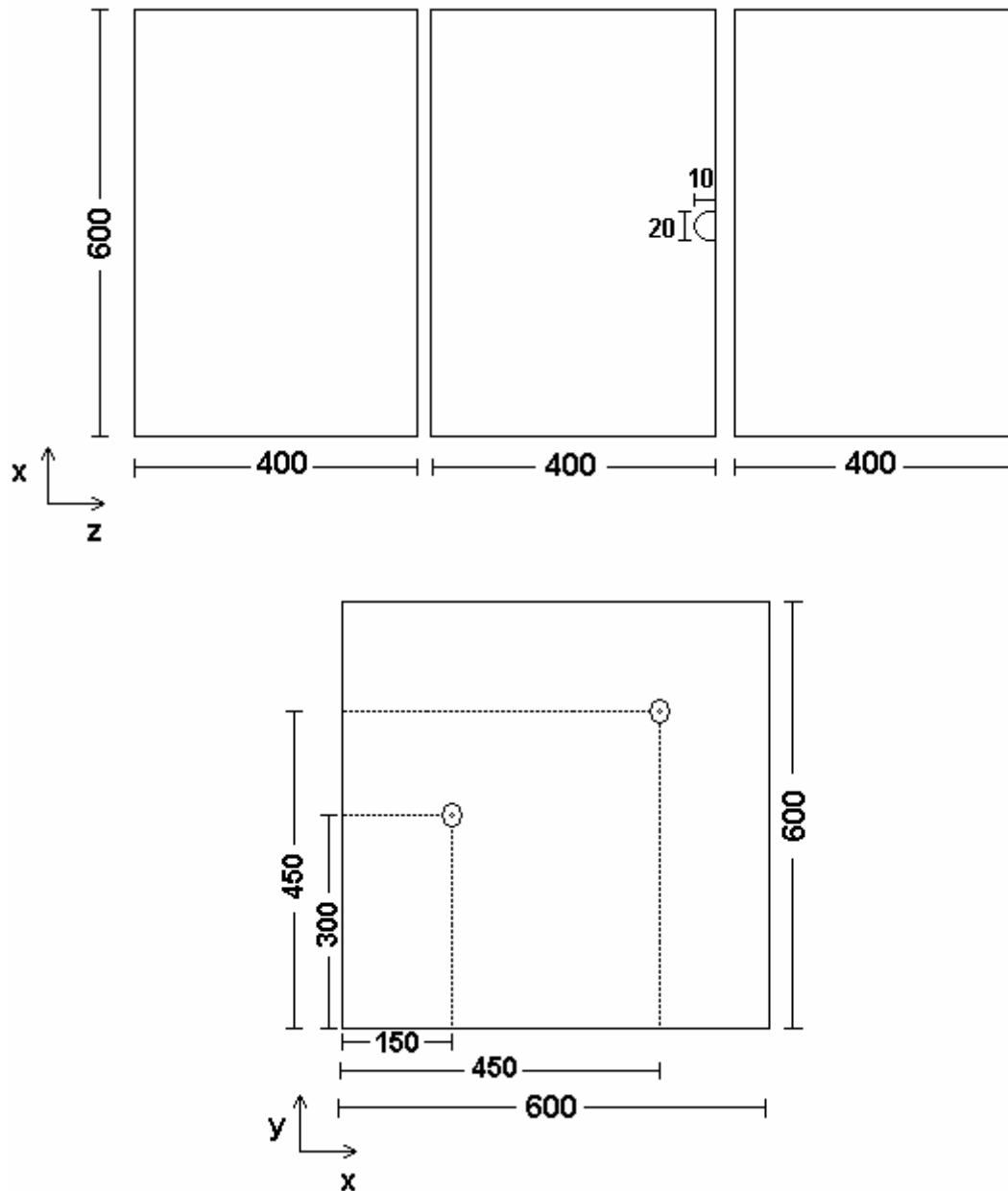


Foto 1 – Dimensões (em centímetros) da câmara construída para os planos xy e xz .



Foto 2 – Interior da câmara analisada: arranjo de linhas de transmissão.

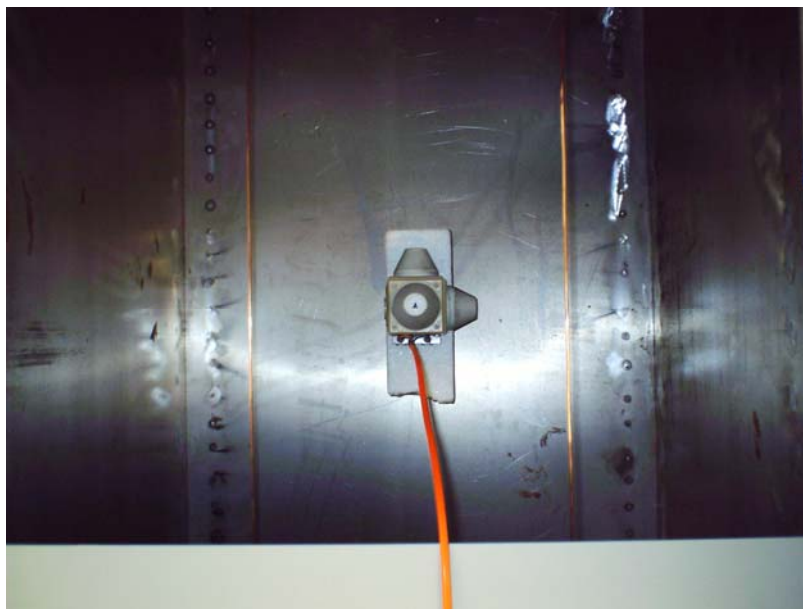


Foto 3 – Interior da câmara: arranjo de linhas de transmissão e sensor de campo.

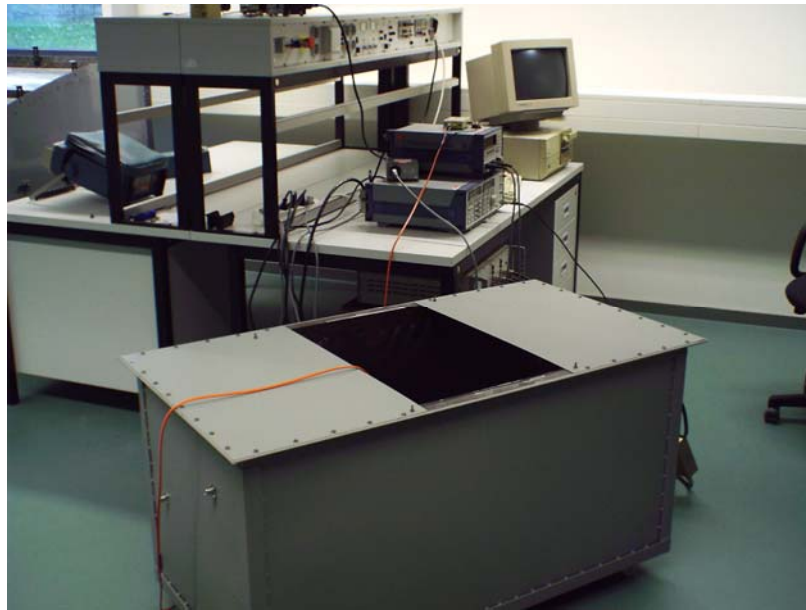


Foto 4 –Câmara alocada no laboratório de medidas.

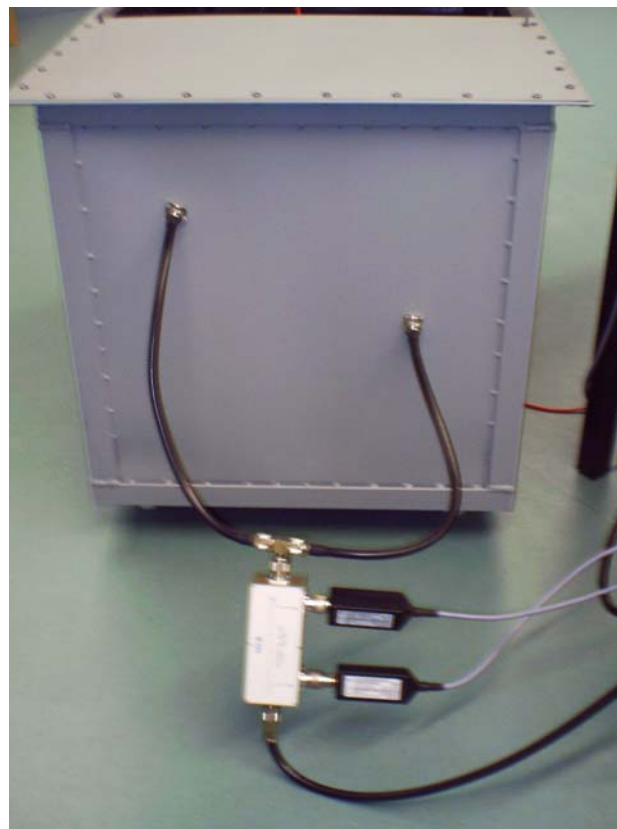


Foto 5 – Excitação das linhas de transmissão.

ANEXO 3

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS PESSOAIS

- WEINZIERL, D. e RAIZER, A. *An analysis of a TEM cell using the TLM (Transmission-Line Modelling Method)*. EMC EUROPE 2002 International Symposium on Electromagnetic Compatibility, p. 649-652, Sorrento, Italy, Sep. 2002.
- WEINZIERL, D., RAIZER, A., KOST, A. e FERREIRA, G. S. *Simulation of a mode stirred chamber excited by wires using the TLM method*. 10th International IGTE Symposium on Numerical Field Calculation in Electrical Engineering, p. 124, Graz, Austria, Sep. 2002.
- WEINZIERL, D., RAIZER, A. e KOST, A. *Investigation of resonance frequencies in a Crawford cell*. CBMAG 2002 – 5^o Congresso Brasileiro em Eletromagnetismo, art. 17, Gramado, Brasil, Nov. 2002.
- WEINZIERL, D., JACOBS, R. KOST, A. e RAIZER, A. *TLM and FEM analysis of a mode stirred chamber excited by wires*. 14th Conference on the Computation of Electromagnetic Fields, p. 166-167, Saratoga, USA, July 2003.
- WEINZIERL, D., DOMINGUEZ, H., KOST, A. e RAIZER, A. *Simulation of a cavity containing dispersive materials using the TLM method*. 8th Portuguese-Spanish Congress on Electrical Engineering, Vol. I, p. 1137-1142, Vilamoura, Portugal, July 2003.
- WEINZIERL, D., DOMINGUEZ, H., KOST, A. e RAIZER, A. *Investigation of the effect of electromagnetic absorbers in a GTEM cell*. NUMELEC'2003 4th European Conference on Numerical Methods in Electromagnetism, v.1, p. 229-230, Toulouse, France, Oct. 2003.

- WEINZIERL, D., DOMINGUEZ, H., KOST, A. e RAIZER, A. *Modelling of TEM cells using the TLM method*. CEM 2004 5th International Conference on Computation in Electromagnetic, Stratford-upon-Avon, UK, Apr. 2004.
- WEINZIERL, D., RAIZER, A., KOST, A. e FERREIRA, G. S. *An analysis of a mode stirred chamber excited by wires using the TLM method*. COMPEL – The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering, v.2, n. 3, p. 770-778, 2003.
- WEINZIERL, D., RAIZER, A. e KOST, A. *Exciting fields in a mode stirred chamber by wires*. EMC EUROPE 2004 International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Eindhoven, Netherlands, Sep. 2004.
- WEINZIERL, D., BLEY JR., M., RAIZER, A., SILVEIRA, J. L. e DOMINGUEZ, H., *The transmission-line modelling (TLM) method applied to the simulation of electromagnetic compatibility problems*. CILAMCE 2004 XXV Iberian Latin American Congress on Computational Methods, Recife, Brasil, Nov. 2004 (a ser publicado).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] PAUL, C. R. *Introduction to electromagnetic compatibility*. New York, USA: John Wiley & Sons, Inc., 1992.
- [2] CHATTERTON, P. A. e HOULDEN, M. A. *EMC: Electromagnetic theory and practical design*. England, UK: John Wiley & Sons, 1992.
- [3] PEREZ, R. *Handbook of electromagnetic compatibility*. San Diego, USA: Academic Press, 1995.
- [4] KODALI, V. P. *Engineering electromagnetic compatibility: principles, measurements, and technologies*. New York, USA: IEEE Press., 1996.
- [5] INTERNATIONAL ELECTROTECHNICAL COMMISSION (IEC). *International Electrotechnical Vocabulary: Electromagnetic Compatibility, IEC 60050-161*, Geneve, 1990.
- [6] COMITÉ EUROPÉEN DE NORMALISATION ELECTROTECHNIQUE (CENELEC). *Compatibilité Electromagnétique (CEM), Directive 89/336/CEE*, Bruxelles, 1989.
- [7] BARRETO, R. M. *Diretiva europeia sobre compatibilidade eletromagnética: O desafio brasileiro*. GROUND'2000, International Conference on Grounding and Earthing, Belo Horizonte, Brasil, Jun. 2000.
- [8] ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS (ABNT). *Normalização*. http://www.abnt.org.br/normal_oque.htm
- [9] AGÊNCIA NACIONAL DE TELECOMUNICAÇÕES (ANATEL). *Regulamento para a certificação de equipamentos de telecomunicações quanto aos aspectos de compatibilidade eletromagnética. Resolução N° 237*. Brasília, 2000.
- [10] ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS (ABNT). *Limites e métodos de medição de rádio-perturbação em equipamentos de tecnologia da informática (ETI), NBR 12304*. Rio de Janeiro, 1992.
- [11] ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS (ABNT). *Equipamento eletromédico: Parte 1 – Prescrições gerais para segurança, NBR IEC 60601-1*. Rio de Janeiro, 1994.

- [12] ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS (ABNT). Requisitos particulares de segurança em equipamento eletromédico. NBR IEC 60601-1 (emenda). Rio de Janeiro, 1994.
- [13] ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS (ABNT). Equipamentos eletromédicos – Norma colateral: Compatibilidade eletromagnética. NBR IEC 60601-1-2, Rio de Janeiro, 1997.
- [14] COMITÉ INTERNATIONAL SPÉCIAL DES PERTURBATIONS RADIOÉLECTRIQUES (CISPR). Appareils industriels, scientifiques et médicaux (ISM) à fréquence radioélectrique – Caractéristiques de perturbations électromagnétiques – Limites et méthodes de mesure, CISPR 11, Genève, 1997.
- [15] COMITÉ EUROPÉEN DE NORMALISATION ELECTROTECHNIQUE (CENELEC). Appareils industriels, scientifiques et médicaux (ISM) à fréquence radioélectrique – Caractéristiques de perturbations électromagnétiques – Limites et méthodes de mesure, EN 55011, Bruxelles, 1998.
- [16] COMITÉ INTERNATIONAL SPÉCIAL DES PERTURBATIONS RADIOÉLECTRIQUES (CISPR). Appareils de traitement de l'information – Caractéristiques de perturbations radioélectriques – Limites et méthodes de mesure, CISPR 22, Genève, 1997.
- [17] COMITÉ EUROPÉEN DE NORMALISATION ELECTROTECHNIQUE (CENELEC). Limites et méthodes de mesure des caractéristiques de perturbations radioélectriques produites par les appareils de traitement de l'information. EN 55022, Bruxelles, 1994.
- [18] FEDERAL COMMUNICATIONS COMISSION (FCC). Radio frequency devices, FCC part 15, Washington, D.C., 2001.
- [19] FEDERAL COMMUNICATIONS COMISSION (FCC). Industrial, scientific and medical equipment, FCC part 18, Washington D.C., 2001.
- [20] INTERNATIONAL ELECTROTECHNICAL COMMISSION (IEC). Electromagnetic Compatibility (EMC) part 4: Testing and measurement techniques. Section 3: Radiated radio-frequency electromagnetic field immunity test, IEC 61.000-4-3, Geneve, 1996.
- [21] COMITÉ EUROPÉEN DE NORMALISATION ELECTROTECHNIQUE (CENELEC). Compatibilité électromagnétique (CEM) – Partie 4-3: Techniques

- d'essai et de mesure – Essai d'immunité aux champs électromagnétiques rayonnés aux fréquences radioélectriques. EN 61.000-4-3, Bruxelles, 1996.
- [22] COMITÉ INTERNATIONAL SPÉCIAL DES PERTURBATIONS RADIOÉLECTRIQUES (CISPR). Appareils de traitement de l'information – Caractéristiques d'immunité – Limites et méthodes de mesure, CISPR 24, Genève, 1997.
- [23] COMITÉ EUROPÉEN DE NORMALISATION ELECTROTECHNIQUE (CENELEC). Appareils de traitement de l'information - Caractéristiques d'immunité - Limites et méthodes de mesure. EN 55024, Bruxelles, 1998.
- [24] CRAWFORD, M. L. *Generation of standard EM fields using TEM transmission cells*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility (EMC), v. 16, p. 189-195, 1974.
- [25] KÖNIGSTEIN, D. e HANSEN, D. *A new family of TEM-cells with enlarged bandwidth and optimized working volume*. Proceedings of the 7th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility Zurich, p. 127-132, Zurich, Switzerland, March 1987.
- [26] CRAWFORD, M. L. e WORKMAN, J. *Predicting free-space radiated emissions from electronic equipment using TEM cell and open-field site measurements*. IEEE 1980 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 80-85, Baltimore, USA, Aug. 1980.
- [27] MA, M. T., LARSEN, E. B. e CRAWFORD, M. L. *Electromagnetic fields with arbitrary wave impedances generated inside a TEM cell*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, v. 33, n. 44, p. 358-362, Nov. 1991.
- [28] WILSON, P., HANSEN, D. e KÖNIGSTEIN, D. *Simulating open area test site emission measurements based on data obtained in a novel broadband TEM cell*. IEEE 1989 National Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 171-177, Denver, USA, May 1989.
- [29] HANSEN, D., RISTAU, D., SPAETH, T. et al. *Expansions on the GTEM field structure problem*. IEEE 1995 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 538-542, Atlanta, USA, Aug. 1995.
- [30] HANSEN, D., RISTAU, D., RADASKY, W.A. et al. *Sources of problems in the GTEM field structure and recommended solutions*. IEEE 1996 International

- Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 48-51, Santa Clara, USA, Aug. 1996.
- [31] HANSEN, D., FUNCK, J., RISTAU, D. et al. *Comparing the field quality of the new EUROTEM to GTEM and fully absorber lined chambers*. IEEE 1998 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 132-136, Denver, USA, Aug. 1998.
- [32] HANSEN, D. e RISTAU, D. *Characteristics of the EUROTEM family*. IEEE 1999 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 86-89, Seattle, USA, Aug. 1999.
- [33] GÖPEL, K. D. *S-Line: A Newly develop TEM waveguide for EMC measurements*. Electromagnetic Compatibility Journal, v. 13, n. 2, p. 11-17, Oct. 2000.
- [34] RISTAU, D., GEROMILLER, H. P., WEISS, S. et al. *Investigation of resonance effects in GTEM-cell 1750*. EMC'96 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 879-883, Roma, Italy, Sept. 1996.
- [35] GEROMILLER, H. P. e KOST, A. *A comparison between calculated and measured electric fields inside a GTEM-cell*. NUMELEC'97 European Conference on Numerical Methods in Electromagnetism, p. 174-175, Lyon, France, Mar. 1997.
- [36] GEROMILLER, H. P., SCHRAPE, J., KOST, A. e SCHWARTZ, P.U. *Measuring defined emissions in GTEM-Cell 1250*. IEEE 1998 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 1110-1113, Denver, USA, Aug. 1998.
- [37] GEROMILLER, H. P. e KOST, A. *Theorie und Praxis – Das Berechnen des elektrischen Feldes in einer TEM-Zelle als Alternative zum Messen*. Elektronik Praxis, n. 21, p. 210-216, Würzburg, Deutschland, Nov. 1998.
- [38] GEROMILLER, H. P. e KOST, A. *Outline of field homogeneity in TEM-cells calculated with the Method of Moments*. ISEF'99 International Symposium on Electromagnetic Fields in Electrical Engineering, p. 61-64, Pavia, Italy, Sept. 1999.
- [39] GEROMILLER, H.-P. *Elektromagnetische Felder in EMV-Versuchsräumen, TEM- und GTEM-Zellen*. Doktorarbeit, Brandenburgische Technische Universität Cottbus, Cottbus, Deutschland, 1999.
- [40] GROH, C., GARBE, H. e KOCK, M. *Higher order mode behaviour in loaded and unloaded TEM cells*. IEEE 1999 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), v. 1, p. 225-230, Seattle, USA, Aug. 1999.

- [41] GROH, C., KÄRST, J. P., KOCH, M. e GARBE, H. *TEM waveguides for EMC measurements*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility (EMC), v. 41, n. 4, p. 440-445, Nov. 1999.
- [42] HEIDEMANN, M. e GARBE, H. *Improvement of GTEM to OATS correlation*. IEEE 2000 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), v. 2, p. 909-914, Washington D.C., USA, Aug. 2000.
- [43] HEIDEMANN, M., GARBE, H., *Using the TEM waveguides according to the new IEC 61000-4-20*. IEEE 2003 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), paper #272, Istanbul, Turkey, May 2003.
- [44] KÄRST, J. P., GROH, C. e GARBE, H. *Calculable field generation using TEM cells applied to the calibration of a novel E-field probe*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility (EMC), v. 44, n. 1, p. 59-71, Feb. 2002.
- [45] AL-HAMID, M., HEIDEMANN, M. e GARBE, H. *A novel approach to identify higher order modes in TEM cells*. IEEE 2003 International Symposium on Electromagnetic Compatibility, paper #624, Istanbul, Turkey, May 2003.
- [46] GARBE, H., *Field homogeneity in different TEM waveguides*. Symposium on Electromagnetic Interaction with Complex Systems and Protection Measures (EMC), Madegburg, Germany, June 1997.
- [47] JINGJUN, Z. e JUNMEI, F. *Higher order mode cut-off frequencies in TEM cells calculated with TLM method*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility (EMC), v. 3, n. 4, p. 563-567, Nov. 1988.
- [48] NOTHOFER, A. e MARWIN, A. C. *Aspects of GTEM to OATS measurements correlation*. 10th International Conference on Electromagnetic Compatibility, p. 170-174, Coventry, UK, Sept. 1997.
- [49] YUNHUA, Z., JINGSHAN, Y e KANGSHENG, C. *Simulation of the field characteristics of TEM cell using the TLM method*. IEEE 1997 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 257-260, Beijing, China, May 1997.
- [50] HARRINGTON, T. E. *Total-radiated-power-based OATS-equivalent emissions testing in reverberation chambers and GTEM cells*. IEEE 2000 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 23-28, Washington D.C, EUA, 2000.

- [51] WEINZIERL, D. e RAIZER, A. *An analysis of a TEM cell using the TLM (Transmission-Line Modelling Method)*. EMC EUROPE 2002 International Symposium on Electromagnetic Compatibility, p. 649-652, Sorrento, Italy, Sep. 2002.
- [52] WEINZIERL, D., RAIZER, A. e KOST, A. *Investigation of resonance frequencies in a Crawford cell*. CBMAG 2002 5º Congresso Brasileiro em Eletromagnetismo, art. 17, Gramado, Brasil, Nov. 2002.
- [53] WEINZIERL, D., DOMINGUEZ, H., KOST, A. e RAIZER, A. *Investigation of the effect of electromagnetic absorbers in a GTEM cell*. NUMELEC'2003 4th European Conference on Numerical Methods in Electromagnetism, v.1, p. 229-230, Toulouse, France, Oct. 2003.
- [54] WEINZIERL, D., DOMINGUEZ, H., KOST, A. e RAIZER, A. *Modelling of TEM cells using the TLM method*. CEM 2004 5th International Conference on Computation in Electromagnetic, Stratford-upon-Avon, UK, Apr. 2004.
- [55] AMERICAN NATIONAL STANDARDS INSTITUTE (ANSI). Round-Robin Test Report – Project 1-15-1: TEM Device Measurements, ANSI ASC C63 SC-1, Aug. 1993.
- [56] AMERICAN NATIONAL STANDARDS INSTITUTE (ANSI). Response to FCC Rulemaking Proposal Regarding Acceptability of GTEM Measurements – Project 1-15.1: TEM Device Measurements, ANSI ASC C63 SC-1, Aug. 1993.
- [57] FEDERAL COMMUNICATIONS COMMISSION (FCC), Public Notice: FCC will accept GTEM measurement data under limited conditions, Federal Register 40830, Washington D.C., Dec. 1993.
- [58] FEDERAL COMMUNICATIONS COMMISSION (FCC), Public Notice: FCC expands use of GTEM cells for equipment authorization measurements, Federal Register 54796, Washington D.C., July 1995.
- [59] INTERNATIONAL ELECTROTECHNICAL COMMISSION (IEC). Electromagnetic compatibility (EMC) – Part 4-20: Testing and measurement techniques – Emission and immunity testing in transverse electromagnetic (TEM) waveguides, IEC 61000-4-20, Geneve, Jan. 2003.
- [60] MENDES, H. A. *A new approach to electromagnetic field-strength measurements in shield enclosures*. Wescon Technical Papers – Western Electronic Show and Convention, Los Angeles, USA, Aug. 1968.

- [61] CORONA, P., LATMIRAL, G., PAOLINI, E et al. *Use of reverberating chamber for measurement of radiated power in the microwave range*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility (EMC), v. 18, n. 2, p. 54-59, May 1976.
- [62] CORONA, P., LATMIRAL, G. e PAOLINI, E. *Performance and analysis of a reverberating enclosure with variable geometry*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility (EMC), v. 22, n. 1, p. 2-5, Feb. 1980.
- [63] CORONA, P., FERRARA, G. e MIGLIACCIO, M. *Reverberating chambers as sources of stochastic electromagnetic fields*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility (EMC), v. 3, n. 3, p. 348-356, Aug. 1996.
- [64] CORONA, P., LADBURY, J. e LATMIRAL, G. *Reverberation-chamber research-then and now: a review of early work and comparison with current understanding*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility (EMC), v. 44, n. 1, p. 87-94, Feb. 2002.
- [65] CRAWFORD, M. L. e LADBURY, J. M. *Mode-stirred chamber for measuring shielding effectiveness of cables and connectors: an assessment of MIL-STD-1344A method 3008*. IEEE 1988 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 30-36, Seattle, USA, Aug. 1988.
- [66] WU, D. I. e CHANG, D. C. *The effect of an electrically large stirrer in a mode-stirred chamber*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility (EMC), v. 31, n. 2, p. 164-169, May 1989.
- [67] HUANG, Y. e EDWARDS, D. J. *A novel reverberating chamber: the source-stirred chamber*. Eighth International Conference on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 120-124, Edinburgh, UK, Sep. 1992.
- [68] HUANG, Y. *Conducting triangular chambers for EMC measurements*, Measurement Science and Technology, v. 10, p. L21-L24, Bristol, UK, 1999.
- [69] PAGE, J. *Stirred mode reverberation chambers for EMC emission measurements and radio type approvals or organised chaos*. Ninth International Conference on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 313-320, London, UK, Sep. 1994.
- [70] DUFFY, A. P. *A preliminary study of fields in mode-stirred chambers*. IEE Colloquium on EMC Tests in Screened Rooms, p. 61/1-6/8, London, UK, Apr. 1995.
- [71] WILLIAMS, A. J. M., DUFFY, A. P. e SCARAMUZZA, R. A. *A modelling approach to determining the effective working volume of a mode-stirred chamber*.

- 10th International Conference on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 187-192, Coventry, UK, Sept. 1997.
- [72] HATFIELD, M. O. e SLOCUM, M. B. *Frequency characterization of reverberation chambers*. IEEE 1996 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 190-193, Santa Clara, USA, Aug. 1996.
- [73] HATFIELD, M. O., SLOCUM, M. B., GODFREY, E. A. et al. *Investigations to extend the lower frequency limit of reverberation chambers*. IEEE 1998 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), v. 1, p. 20-23, Denver, USA, Aug. 1998.
- [74] LEHMAN, T. H. e FREYER, G. J. *Characterization of the maximum test level in a reverberation chamber*. IEEE 1997 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 44-47, Austin, USA, Aug. 1997.
- [75] LEHMAN, T. H., FREYER, G. J., HATFIELD, M.O. et al. *Verification of fields applied to an EUT in a reverberation chamber using numerical modelling*. IEEE 1998 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), v. 1, p. 28-33, Denver, USA, Aug. 1998.
- [76] BUNTING, C. F., MOELLER, K. J., REDDY, C. J. et al. *Finite element analysis of reverberation chambers: a two-dimensional study at cutoff*. IEEE 1998 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), v. 1, p. 208-212, Denver, USA, Aug. 1998.
- [77] DE VRIES-VENTER, L. e BAKER, D. C. *EMC: radiated immunity testing an overview of the reverberation chamber*. COMSIG'98 South African Symposium on Communications and Signal Processing, p. 471-474, Rondebosch, South Africa, Sept. 1998.
- [78] YI, H. *Asymmetric reverberation chambers for EMC measurements*. EMC York 99 International Conference and Exhibition on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 65-69, York, UK, July 1999.
- [79] GODFREY, E. A. *Reverberation chambers at low frequencies*. IEEE 1999 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), v. 1, p. 23-28, Seattle, USA, Aug. 1999.
- [80] LIZHOU B., LIN W., BAIKUAN, W. et al. *Reverberation chamber modelling using FDTD*. IEEE 1999 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), v. 1, p. 7-11, Seattle, USA, Aug. 1999.

- [81] HARIMA, K. e YAMANAKA, Y. *FDTD analysis on the effect of stirrers in a reverberation chamber*. IEEE 1999 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 260-263, Tokyo, Japan, May 1999.
- [82] LADBURY, J. M. *Monte Carlo simulation of reverberation chambers*. 18th Digital Avionics Systems Conference, v. 2, p. 10.C.1-1-10.C.1-8, St. Louis, USA, Oct. 1999.
- [83] KOUVELIOTIS, N. K. e CAPSALIS, C. N. *A new method for developing reverberation chamber conditions*. Second International Symposium of Trans Black Sea Region on Applied Electromagnetism, p.112, Xanthi, Greece, June 2000.
- [84] SURIANO, C. R., THIELE, G. A. e SURIANO, J.R. *Low frequency behaviour of a reverberation chamber with monopole antenna*. IEEE 2000 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 645-650, Washington D.C., USA, Aug. 2000.
- [85] PERINI, J. e COHEN, L. S. *An alternative way to stir the fields in a mode stirred chamber*. IEEE 2000 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 633-637, Washington, D.C., USA, Aug. 2000.
- [86] PERINI, J. e COHEN, L. S. *Extending the operation of mode stirred chambers to low frequencies*. IEEE 2002 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), v. 2, p. 964-965, Minneapolis, USA, Aug. 2002.
- [87] PERINI, J., COHEN, L. S., SARTORI, C. A. F. et al. *Uma solução alternativa para as atuais câmaras reverberantes de modos misturados*. CBMAG 2002 5^o Congresso Brasileiro em Eletromagnetismo, art. #69, Gramado, Brasil, Nov. 2002.
- [88] WEINZIERL, D., RAIZER, A., KOST, A. e FERREIRA, G. S. *Simulation of a mode stirred chamber excited by wires using the TLM method*. 10th International IGTE Symposium on Numerical Field Calculation in Electrical Engineering, p. 124, Graz, Austria, Sep. 2002.
- [89] WEINZIERL, D., JACOBS, R. KOST, A. e RAIZER, A. *TLM and FEM analysis of a mode stirred chamber excited by wires*. 14th Conference on the Computatoin of Electromagnetic Fields, paper #62777, New York, USA, July 2003.
- [90] WEINZIERL, D., RAIZER, A., KOST, A. e FERREIRA, G. S. *An analysis of a mode stirred chamber excited by wires using the TLM method*. COMPEL – The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering, v.2, n. 3, p. 770-778, 2003.

- [91] WEINZIERL, D., RAIZER, A. e KOST, A. *Exciting fields in a mode stirred chamber by wires*. EMC EUROPE 2004 International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Eindhoven, Netherlands, Sep. 2004.
- [92] INTERNATIONAL ELECTROTECHNICAL COMMISSION (IEC). *Electromagnetic compatibility (EMC) – Part 4-21: Testing and measurement techniques - Reverberation chamber test methods*, IEC 61000-4-21, Geneve, Aug. 2003.
- [93] COMITÉ EUROPÉEN DE NORMALISATION ELECTROTECHNIQUE (CENELEC). *Chambres anéchoïques – Partie 1: Mesure d'atténuation de blindage*. EN 50147-1, Bruxelles, 1996.
- [94] INSTITUTE OF ELECTRICAL AND ELECTRONICS ENGINEERS (IEEE). *IEEE recommended practice for radio-frequency (RF) absorber evaluation in the range of 30 MHz to 5 GHz*. IEEE Std. 1128, New York, Apr. 1998.
- [95] HOLLOWAY, L., DELYSER, R. R., GERMAN, R. F. et al. *Comparison of electromagnetic absorber used in anechoic and semi-anechoic chambers for emissions and immunity testing of digital device*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, v. 39, n. 1, p. 33-47, Feb. 1997.
- [96] ENDERS, A. *Real performance of semi-anechoic chambers depending on absorber technology*. IEEE 1996 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC), p. 146-150, Santa Clara, USA, Aug. 1996.
- [97] REZENDE, M. C., NOHARA, E. L., MARTIN, I. L. et al. *Medidas de refletividade de materiais absorvedores de radiação eletromagnética usando as técnicas RCS e NRL*. Revista de Física Aplicada e Instrumentação, p. 30-36, v. 16, n. 1, Março 2003.
- [98] DAWSON, J. F., AHMADI, J. e MARVIN, A. C. *Modelling the damping of screened room resonances by ferrite tiles using frequency dependent boundaries in TLM*. Second International Conference on Computation in Electromagnetics, p. 271-274, Nottingham, UK, Apr 1994.
- [99] WEINZIERL, D., DOMINGUEZ, H., KOST, A. e RAIZER, A. *Simulation of a cavity containing dispersive materials using the TLM method*. 8th Portuguese-Spanish Congress on Electrical Engineering, p. C5.5.1-6, Algarve, Portugal, July 2003.

- [100] JOHNS, P. B. e BEURLE, R. L. *Numerical solution of 2-dimensional scattering problems using a transmission-line matrix*, Proc. IEEE, v. 118, n. 9, p. 1203-1208, Sep. 1971.
- [101] JOHNS, P. B. *The solution of inhomogeneous waveguide problems using a transmission-line matrix*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, v. MIT-22, n. 3, p. 209-215, March 1974.
- [102] JOHNS, P. B. *A symmetrical condensed node for the TLM method*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, v. MTT-35, n. 4, p. 370-377, Apr. 1987.
- [103] ALLEN, R., MALLIK, A. e JOHNS, P. *Numerical results for the symmetrical condensed TLM node*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, p. 378-382, v. 35, n. 4, Apr. 1987.
- [104] NAYLOR, P. and AIT-SAID, R. *Simple method for determining 3D TLM nodal scattering in nonscalar problems*. Electronic Letters, v. 38, n. 25, p. 2353-2354, Dec. 1992.
- [105] HOEFER, W. J. R. *Huygens and the computer – A powerfull alliance in numerical electromagnetics*. Proceedings of the IEEE, New York, v. 79, n. 10, p. 1459-1471, Oct. 1991.
- [106] HOEFER, W. J. R. *The transmission-line matrix method – theory and applications*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, v. MTT-33, n. 10, p. 882-293, Oct. 1985.
- [107] HUYGENS, C. *Traité de la Lumière* (1960). Reprinted in: *Ouvres completes de Christiaan Huygens*. Societé Hollandaise des Sciences, v. 19. Amsterdam, 1967.
- [108] CHRISTOPOULOS, C. *The Transmission-Line Modelling Method TLM*. New York USA: IEEE Press, 1995.
- [109] DOMINGUEZ, H. A. *Contribuição ao método da modelagem por linhas de transmissão e sua aplicação aos estudos em Bioeletromagnetismo*. Tese de doutorado – UFSC, Florianópolis, Brasil, 2003.
- [110] FACCIONI F^o, M. *Estudo da modelagem eletromagnética com o método das linhas de transmissão*. Tese de Doutorado – UFSC, Florianópolis, Brasil, 2001.
- [111] FERREIRA, G. S. *Modelagem numérica de problemas de compatibilidade eletromagnética utilizando TLM (Transmission-Line-Modeling Method)*. Tese de Doutorado – UFSC, Florianópolis, Brasil, 1999.

- [112] SILVEIRA, J. L. *Modelagem numérica 3D de problemas de compatibilidade eletromagnética utilizando o método TLM-TD*. Tese de Doutorado – UFSC, Florianópolis, Brasil, 2002.
- [113] PAUL, J. *Modelling of General Electromagnetic Material Properties in TLM*, Ph.D. Thesis – University of Nottingham, England, UK, 1998.
- [114] PAUL, J., CHRISTOPOULOS, C. and THOMAS, D. W. P. *Generalized material models in TLM – Part I: Materials with frequency-dependent properties*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, p. 1528-1534, v. 47, n. 10, Oct. 1999
- [115] HERRING, J. L. *Developments in the transmission-line modelling method for electromagnetic compatibility studies*. PHD Thesis, University of Nottingham, U.K, May 1993.
- [116] MENEZES, L. R. A. X. *Modelling of general constitutive relationships in the transmission line matrix method (TLM)*. Ph.D. Thesis – University of Victoria, Canada, 1996.
- [117] MENEZES, L. R. A. X and HOEFER, W. J. R. *Modelling of general constitutive relationships in SCN TLM*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, v. 44, n. 6, p. 854-860, June 1996.
- [118] SADIKU, M. N. O. *Elements of electromagnetics*. 3. ed. New York, USA: Oxford University Press, 2001.
- [119] INSTITUTE OF ELECTRICAL AND ELECTRONICS ENGINEERS (IEEE). *Digital interface for programmable instrumentation*. ANSI/IEEE Std 448.1, New York, June 1987.