



Universidade Federal de Pernambuco
Programa de Pós Graduação em Engenharia Elétrica

Dissertação submetida à Universidade Federal de
Pernambuco, Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, para
preenchimento dos requisitos parciais para obtenção do Título
de Mestre em Engenharia Elétrica.

**MODELAGEM DE CONDUTORES FINOS UTILIZANDO O
MÉTODO DE MODELAGEM POR LINHAS DE
TRANSMISSÃO (TLM)**

ALEXANDRE DANTAS FONSECA DOS ANJOS

Recife - Pernambuco

Fevereiro de 2006

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
CENTRO DE TECNOLOGIA E GEOCIÊNCIAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA**

**MODELAGEM DE CONDUTORES FINOS
UTILIZANDO O MÉTODO DE MODELAGEM POR
LINHAS DE TRANSMISSÃO (TLM)**

por

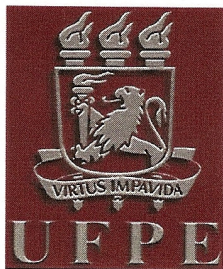
ALEXANDRE DANTAS FONSECA DOS ANJOS

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica.

ORIENTADOR: LUIZ HENRIQUE ALVES DE MEDEIROS, Dr.

Recife, Fevereiro de 2006.

© Alexandre Dantas Fonseca dos Anjos, 2006



Universidade Federal de Pernambuco

Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

PARECER DA COMISSÃO EXAMINADORA DE DEFESA DE
DISSERTAÇÃO DE MESTRADO ACADÊMICO DE

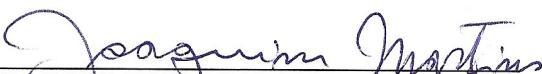
ALEXANDRE DANTAS FONSECA DOS ANJOS

TÍTULO

**“MODELAGEM DE CONDUTORES FINOS UTILIZANDO O
MÉTODO DE MODELAGEM POR LINHAS DE TRANSMISSÃO”**

A comissão examinadora composta pelos professores: LUIZ HENRIQUE ALVES DE MEDEIROS, DEESP/UFPE, MARCOS TAVARES DE MELO, DES/UFPE e JOSÉ MAURÍCIO DE BARROS BEZERRA, DEESP/UFPE, sob a presidência do primeiro, consideram o candidato **ALEXANDRE DANTAS FONSECA DOS ANJOS APROVADO**.

Recife, 24 de fevereiro de 2006.



JOAQUIM FERREIRA MARTINS FILHO
Coordenador do PPGE



**LUIZ HENRIQUE ALVES
DE MEDEIROS**
Orientador e Membro Titular Interno



**JOSÉ MAURÍCIO DE BARROS
BEZERRA**
Membro Titular Externo



MARCOS TAVARES DE MELO
Membro Titular Interno

DEDICATORIA

*Dedico este trabalho aos meus avós,
Albertino e Veriana, pela inspiração que são na minha vida;*

*Aos meus pais **Darti e Paula**, por me mostrarem que a honestidade,
a dedicação e o respeito são virtudes indispensáveis em um ser humano;*

*E a minha esposa **Fabiana**, pela certeza de poder contar com
o seu amor em todos os momentos de minha vida.*

AGRADECIMENTOS

Quando se consegue atingir grandes conquistas, ao final de longas caminhadas, como a elaboração de uma dissertação, o que torna mais gratificante não é o trabalho final concebido, e sim, olhar para trás e compreender que você não estava sozinho, é perceber o apoio, a dedicação e o esforço de tantos para tudo dar certo.

Agradeço,

A Deus, por ter sido meu refúgio, minha fortaleza e minha morada em toda a longa jornada. Em todos os momentos Ele esteve comigo, me levantando nas horas de aflição, alinhando os caminhos sinuosos que se apresentavam e me erguendo na vitória.

Ao meu orientador, professor Luiz Henrique Alves de Medeiros, pelo incentivo e pela confiança em mim depositada, dando-me, através de sua competência, apoio profissional e pessoal.

Aos membros da banca examinadora, professores José Maurício de Barros Bezerra e Marcos Tavares de Melo, pelas importantes discussões e contribuições sempre no sentido do aprimoramento do trabalho.

Especialmente ao meu pai, irmãs e familiares, onde pude contar com seus apoios em todas as horas e que não mediram esforços e incentivos para que este dia chegasse. A minha querida e amada esposa Fabiana com quem aprendo todos os dias, pela dedicação, companheirismo e as noites mal dormidas.

Aos velhos amigos Zeca, André, Otoni, Ricardo, Geane, Camila, Samuel, Heldemarcio, aos novos amigos Tiburcio e Josinaldo e ao primo Carlinhos, com quem pude conviver e compartilhar momentos realmente inesquecíveis.

Aos professores do LDSP, especialmente, Manoel Afonso, Ronaldo Aquino e Pedro Rosas, onde pude contar com suas amizades, apoio e experiências.

Aos professores Adroaldo Raizer e Hugo Domínguez e aos colegas do GEMCO da UFSC, com quem pude desenvolver e agregar conhecimentos fundamentais para este trabalho.

Finalmente, a todos que contribuíram de forma direta ou indireta para o sucesso desta pesquisa.

Resumo de Dissertação apresentada à UFPE como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica.

MODELAGEM DE CONDUTORES FINOS UTILIZANDO O MÉTODO DE MODELAGEM POR LINHAS DE TRANSMISSÃO (TLM)

Alexandre Dantas Fonseca dos Anjos

Fev./2006

Supervisor(s): Luiz Henrique Alves de Medeiros, Dr.

Área de Concentração: Processamento de Energia

Palavras-chave: TLM, Modelagem Numérica de Campos Eletromagnéticos,
Condutor Fino.

Número de páginas: 87

RESUMO: Os métodos numéricos têm sido uma alternativa muito atrativa na análise e solução de problemas de campos eletromagnéticos. Estes são aplicados nos mais variados tipos de problemas, envolvendo geometrias complexas, composição heterogênea de material e diversidades de condições de fronteira. Esta pesquisa destina-se ao estudo da modelagem de condutores finos utilizando o método numérico TLM (*Transmission Line Modeling Method*) para a análise de problemas relacionados à Compatibilidade Eletromagnética. O trabalho é dividido em três etapas. Na primeira delas, é dedicada uma atenção à fundamentação teórica do método TLM, abordando, suas versões uni, bi e tridimensionais. Em uma segunda etapa, são apresentados modelos, encontrados na literatura, que tratam dos nós condutores, os quais possibilitam a modelagem de elementos condutores finos em malhas de grande dimensão. Finalmente, são realizadas análises de casos para validação e verificação das potencialidades do modelo de nó condutor estudado. Os resultados de simulação obtidos são comparados com o modelo do condutor de curto-circuito, amplamente utilizado no método TLM.

Abstract of Dissertation presented to UFPE as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master in Electrical Engineering.

THE THIN WIRES MODELING USING THE TRANSMISSION LINE MODELING METHOD (TLM)

Alexandre Dantas Fonseca dos Anjos

February/2006

Supervisor(s): Luiz Henrique Alves de Medeiros, Dr.

Area of Concentration: Energy Processing.

Keywords: TLM, Numerical Modeling of Electromagnetic Fields, Thin Wires.

Number of Pages: 87.

ABSTRACT: Numeric methods have been a very attractive alternative in the analysis and solution of problems in electromagnetic fields. Those are applicable to a high variety of problems involving complex geometry, heterogenic material composition and boundary condition diversities. This research has the objective of studying the modeling of thin wires using the numeric method TLM (*Transmission Line Modeling Method*) to analyze problems related to Electromagnetic Compatibility. The work is divided in three parts. Firstly, attention is given to the theoretic fundaments of the TLM method, ranging its one; two and three-dimensional versions. On the second part, some models found in literature are presented that deal with the node conductors, which make the modeling elements of thin wires in threads of great dimensions possible. Finally, case analysis for validation and verification for the potential of the node conductor model under study are made. The results of the simulation are compared with the model of the short-circuit conductor, widely used on the TLM method.

SUMÁRIO

FOLHA DE APROVAÇÃO.....	iii
DEDICATÓRIA.....	iv
AGRADECIMENTOS.....	v
RESUMO	vi
ABSTRACT	vii
SUMÁRIO	viii
LISTA DE FIGURAS.....	x
INTRODUÇÃO.....	1
CAPÍTULO 1 - FORMULAÇÃO UNIDIMENSIONAL DO MÉTODO TLM.....	4
1.1 – INTRODUÇÃO	4
1.1.1 – O PRINCÍPIO DE HUYGENS	4
1.2 – FORMULAÇÃO UNIDIMENSIONAL DO MÉTODO TLM.....	6
1.2.1 – MODELAGEM DA LINHA DE TRANSMISSÃO.....	7
1.2.2 – MODELAGEM DE CAPACITÂNCIA NA CARGA	14
CAPÍTULO 2 - A FORMULAÇÃO TRIDIMENSIONAL DO MÉTODO TLM.....	17
2.1 – INTRODUÇÃO	17
2.2 – O NÓ DE 12 PORTAS (NÓ CONDENSADO SIMÉTRICO)	21
2.2.1 – A MATRIZ ESPALHAMENTO DO NÓ SCN.....	23
2.2.2 – OTIMIZAÇÃO DA MATRIZ ESPALHAMENTO DO NÓ SCN	27
2.3 – MODELAGEM DE MATERIAIS NÃO-HOMOGÊNEOS E COM PERDAS	30
2.3.1 – STUBS DE CIRCUITO ABERTO.....	31
2.3.2 – STUBS DE CURTO-CIRCUITO.....	33
2.3.3 – PROPRIEDADES DE ESPALHAMENTO	34
2.4 – MODELAGEM DE MATERIAIS CONDUTORES	40

2.4.1 – O NÓ DE CURTO-CIRCUITO	40
2.5 – PROPRIEDADES DE PROPAGAÇÃO EM UMA MALHA REGULAR	41
2.6 – CONDIÇÕES DE CONTORNO	43
2.7 – SAÍDAS NO TLM	46
2.7.1 – CÁLCULO DE CAMPOS.....	46
2.7.2 – CÁLCULO DE CORRENTES	49
2.8 – EXCITAÇÃO NO TLM	51
CAPÍTULO 3 - MÉTODOS DE MODELAGEM DE CONDUTORES FINOS	53
3.1 – INTRODUÇÃO	53
3.2 – NÓ CONDUTOR PROPOSTO POR P. NAYLOR.....	54
3.3 – NÓ CONDUTOR PROPOSTO POR A. J. WLODARCZYK.....	55
3.4 – NÓ CONDUTOR PROPOSTO POR J. PORTI.....	59
CAPÍTULO 4 - RESULTADOS FINAIS.....	62
4.1 – CORRENTES INDUZIDAS EM FIOS FINOS NO INTERIOR DE GABINETES METÁLICOS	62
4.2 – CORRENTES E TENSÕES INDUZIDAS EM CONDUTORES ADJACENTES	72
4.3 – SISTEMA DE ATERRAMENTO ELÉTRICO	78
CONCLUSÕES GERAIS	83
REFERÊNCIAS BIBLIGRÁFICAS	86

LISTA DE FIGURAS

CAPÍTULO 1

Figura 1.1: Propagação de onda plana e esférica.....	05
Figura 1.2: Frentes de onda de Huygens.....	06
Figura 1.3: Modelo “T” da Linha	06
Figura 1.4: Linha de Transmissão (fonte / linha / carga)	08
Figura 1.5: Linha de Transmissão (tensões incidentes e refletidas)	08
Figura 1.6: Linha de Transmissão – Incidência e Reflexão	09
Figura 1.7: Equivalente de Thevenin	10
Figura 1.8: Equivalente de Thevenin para o nó n.....	11
Figura 1.9: Equivalente de Thevenin para o nó 1.....	12
Figura 1.10: Último nó (resistor em série com o indutor).....	13
Figura 1.11: Último nó (modelo tipo Stub).....	13
Figura 1.12: Equivalente de Thevenin para o nó m.....	13
Figura 1.13: Linha de Transmissão com Filtro	14
Figura 1.14: Último nó (modelo tipo Stub).....	15
Figura 1.15: Equivalente de Thevenin para o último nó.....	15

CAPÍTULO 2

Figura 2.1: O Nó Bidimensional Série.....	17
Figura 2.2.: O Nó Bidimensional Paralelo	18
Figura 2.3.: O Nó Expandido 3D.....	19
Figura 2.4.: O Nó Escalar 3D	20
Figura 2.5.: O Nó Condensado Assimétrico 3D.....	21
Figura 2.6: Representação do Symmetrical Condensed Node (SCN) de 12 portas	22
Figura 2.7: Representação da conexão de nós SCN	23
Figura 2.8: Nó SCN (a) Campo Elétrico (b) Campo Magnético	24
Figura 2.9: Nó não-homogêneo (a) Campo elétrico (b) Campo magnético.....	31
Figura 2.10: Conexão entre portas de nós adjacentes com elemento dissipativo.....	39
Figura 2.11: Nó de Curto-Circuito.....	40
Figura 2.12: Propagação em uma malha TLM tridimensional.....	42

Figura 2.13: Região de fronteira no nó SCN.....	44
Figura 2.14: Circuito Equivalente para cálculo da corrente contribuindo para a componente x do campo magnético.....	47
Figura 2.15: Circuitos Equivalentes de uma placa metálica resistiva.....	49
Figura 2.16: Cálculo da corrente utilizando a Lei de Ampere	50
Figura 2.17: Circuito Equivalente para cálculo da corrente I_z	51
 CAPÍTULO 3	
Figura 3.1: O Nó Condutor	54
Figura 3.2: Fio Fino na interface entre dois nós SCN	56
Figura 3.3: Interface Condutora.....	57
Figura 3.4: Circuito representando a interface condutora.....	57
 CAPÍTULO 4	
Figura 4.1: Caixa Metálica aberta nas faces xz com condutor fino	62
Figura 4.2: Corrente induzida no centro do condutor utilizando nós de curto-circuito.....	64
Figura 4.3: Corrente induzida no centro do condutor utilizando o nó condutor	65
Figura 4.4: FFT da corrente induzida no centro do condutor utilizando o nó de curto-circuito.....	66
Figura 4.5: FFT da corrente induzida no centro do condutor utilizando o nó condutor	66
Figura 4.6: Campo Elétrico E_z no ponto 2 em função do tempo utilizando o nó de curto-circuito.....	67
Figura 4.7: Campo Elétrico E_z no ponto 2 em função do tempo usando o nó condutor	67
Figura 4.8: FFT do campo elétrico E_z no ponto 2 utilizando o nó de curto-circuito	68
Figura 4.9: FFT do campo elétrico E_z no ponto 2 utilizando o nó condutor.....	68
Figura 4.10: Campo Elétrico E_z no ponto 3 em função do tempo utilizando o nó de curto-circuito.....	69
Figura 4.11: Campo Elétrico E_z no ponto 3 em função do tempo usando o nó condutor ...	69
Figura 4.12: FFT do campo elétrico E_z no ponto 3 utilizando o nó de curto-circuito.....	70
Figura 4.13: FFT do campo elétrico E_z no ponto 3 utilizando o nó condutor.....	70
Figura 4.14: Condutores dispostos em paralelo	73
Figura 4.15: Corrente I_z no ponto 1 (caso 2).....	74
Figura 4.16: Corrente I_z no ponto 2 (caso 2).....	74
Figura 4.17: Corrente I_z no ponto 3 (caso 2).....	75
Figura 4.18: Corrente I_z no ponto 4 (caso 2).....	75

Figura 4.19: Tensão V_z no ponto 1 (caso 2).....	76
Figura 4.20: Tensão V_z no ponto 2 (caso 2).....	76
Figura 4.21: Tensão V_z no ponto 3 (caso 2).....	77
Figura 4.22: Tensão V_z no ponto 4 (caso 2).....	77
Figura 4.23: Hastes de aterramento ligadas por cabo condutor	79
Figura 4.24: Potencial elétrico em uma haste utilizando nós de curto-circuito	80
Figura 4.25: Potencial elétrico em três hastes interligadas por um condutor utilizando nós de curto-circuito.....	81
Figura 4.26: Potencial elétrico em uma haste utilizando nós condutores	81
Figura 4.27: Potencial elétrico em três hastes interligadas por um condutor utilizando nós condutores	82

INTRODUÇÃO

A Compatibilidade Eletromagnética - EMC (*Electromagnetic Compatibility*) pode ser definida como a capacidade de um dispositivo ou sistema de funcionar satisfatoriamente no seu ambiente eletromagnético sem introduzir, ele próprio, perturbações eletromagnéticas fora de uma certa tolerância naquele ambiente. Uma vez constatada a degradação no desempenho de um determinado equipamento devido a uma perturbação eletromagnética, fica caracterizada a ação da chamada Interferência Eletromagnética – EMI (*Electromagnetic Interference*).

Todo circuito elétrico e/ou eletroeletrônico produz algum tipo de campo magnético ao seu redor e, assim, se torna uma fonte potencial de EMI. Desta forma, tem-se a transferência de energia eletromagnética entre um equipamento "fonte" e um equipamento "receptor", podendo ocorrer por radiação, condução ou ambos. Em todos os casos temos o envolvimento de uma fonte de energia eletromagnética, um dispositivo que responde a esta energia e um caminho de transmissão que permite a energia fluir da fonte até a vítima [1][2].

Um dispositivo é dito ***compatível eletromagneticamente*** quando ele atende a três requisitos básicos: ele não causa ***interferência eletromagnética*** em outros equipamentos, ele é imune às emissões de outros equipamentos e quando ele não causa ***interferência*** em si próprio.

A obtenção dos valores de campos eletromagnéticos no interior de estruturas, tais como, aeronaves, veículos, equipamentos, gabinetes metálicos, é fundamental em estudos de compatibilidade eletromagnética. Isto possibilita o cálculo de tensões e correntes induzidas em elementos que se encontram no interior dessas estruturas. Entretanto, o tratamento de problemas eletromagnéticos pode ser complexo e de difícil solução, para isso são criados modelos de representação que têm como objetivo facilitar o estudo e análise desses fenômenos. Atualmente, com o progressivo aumento da capacidade de processamento dos computadores, houve um rápido desenvolvimento de métodos numéricos de modelagem. Destacam-se entre os principais métodos numéricos, o Método

dos Elementos Finitos (FEM), o Método dos Momentos (MoM), o método da Diferenças Finitas (FD) e o Método de Modelagem por Linhas de Transmissão (TLM), método este escolhido para ser utilizado nos problemas explorados nesta dissertação devido a vantagens que serão apresentadas posteriormente.

O método TLM é um método de modelagem numérica de discretização no domínio do tempo que se baseia nas equações diferenciais das linhas de transmissão, obtendo tensões e correntes em determinados pontos chamados de nós, propagando-se por uma malha de acordo com o princípio Huygens. Obter tensões e correntes induzidas no interior de algumas estruturas pode ser um procedimento bastante complexo, principalmente quando estes elementos possuem dimensões muito reduzidas, em relação ao espaço total analisado, como o caso de fios finos e antenas. Pode ser particularmente difícil, por exemplo, analisar o efeito de campos eletromagnéticos em condutores no interior de equipamentos, devido à diferença relativa de tamanho entre tais elementos. Além disso, a proximidade das fronteiras metálicas também constitui um elemento complicador.

Com o intuito de evitar esse inconveniente, algumas técnicas têm sido desenvolvidas utilizando o modelo TLM. O presente trabalho tem por objetivo apresentar algumas dessas técnicas e verificar se com elas é possível descrever condutores finos em uma malha grossa de forma eficiente e precisa. .

A pesquisa pode ser dividida em duas etapas. A primeira, consiste na fundamentação teórica que tem por objetivo fazer com que o leitor compreenda os fundamentos e a estrutura do método TLM. A segunda, apresenta uma abordagem sobre condutores finos juntamente com simulações e casos testes para validação do método.

No capítulo 1 será feito um detalhamento teórico sobre o método TLM contemplando sua versão unidimensional, fundamental para o entendimento de alguns conceitos que serão apresentados posteriormente.

O capítulo 2 cita a versão bidimensional do método e apresenta um detalhamento à cerca da versão tridimensional, abordando uma metodologia eficiente e elegante de cálculo que visa à otimização do processo de espalhamento, bem como, aspectos teóricos fundamentais, tais como o nó SCN e o princípio de Huygens. Descrições sobre modelagem de meios não-homogêneos, com perdas e de materiais condutores também serão vistas neste capítulo.

Uma das formas utilizadas para a modelagem de fios condutores é através dos chamados “*Nós Condutores*”. O capítulo 3 trata destes elementos, descrevendo algumas destas formulações.

Resultados de simulação utilizando uma formulação de nó condutor (fio fino) serão mostrados no capítulo 4. Serão calculadas correntes induzidas em condutores finos presentes no interior de estruturas metálicas para análises no domínio do tempo e frequência. Em seguida, será verificada a viabilidade do método na ocorrência de um distúrbio eletromagnético em um condutor, analisando a influência em condutores adjacentes a este. Por último, será modelado um sistema de aterramento bastante comum em construções residenciais, onde os fios finos serão utilizados na modelagem de hastes de aterramento e cabos condutores para análise frente à incidência de um surto atmosférico.

As conclusões à cerca da pesquisa e propostas de trabalhos futuros são apresentadas nas Conclusões Gerais.

É de fundamental importância, para problemas de Compatibilidade Eletromagnética, a utilização de modelos numéricos e ferramentas computacionais que simulem fenômenos eletromagnéticos de forma eficiente. O Método de Modelagem por Linhas de Transmissão – **TLM**, que será apresentado a seguir, se adequa a esses problemas e tem a capacidade de analisar situações complexas, o que na maioria das vezes não é possível de forma analítica.

CAPÍTULO 1

FORMULAÇÃO UNIDIMENSIONAL DO MÉTODO TLM

1.1 – INTRODUÇÃO

O método de Modelagem por Linhas de Transmissão - TLM (Transmission Line Modeling Method) é um método diferencial utilizado para a resolução das equações de Maxwell através do uso, como o próprio nome diz, da teoria de linhas de transmissão. Este método, utiliza redes de circuitos elétricos onde a propagação ocorre de acordo com o Princípio de Huygens.

O método, que surgiu no início dos anos 70 desenvolvido por P. B. Johns [3][4][5], possui como grande vantagem a simplicidade e a facilidade de seus fundamentos. É reconhecido, atualmente, como uma ferramenta eficiente para a análise dos mais diversos problemas relacionados ao eletromagnetismo, possuindo versões em uma, duas e três dimensões.

Antes de serem discutidos os conceitos do método em sua versão tridimensional, a qual será aplicada nos estudos apresentados nesta dissertação, se faz necessária, uma rápida passagem em sua versão unidimensional, fundamental para o entendimento do modelo numérico, bem como, em alguns conceitos da teoria de linhas.

1.1.1 – O PRINCÍPIO DE HUYGENS

Dois modelos distintos foram propostos, no século XVII, para explicar o comportamento da luz. O primeiro, desenvolvido por Isaac Newton, diz respeito ao modelo *corpuscular* da luz. E o segundo, apresentado por Christiaan Huygens, considera o fenômeno da luz como *ondulatório*.

A questão gira em torno de algumas perguntas. Qual dos dois modelos estava correto? Qual a natureza da luz, afinal? Ela possui comportamento de onda ou de matéria?

De acordo com a teoria quântica moderna, as irradiações eletromagnéticas possuem as duas propriedades. Entretanto, dependendo do fenômeno em estudo, um desses aspectos complementares prevalece sobre o outro. Nas frequências de microondas e ondas milimétricas, a natureza corpuscular (fótons) da irradiação eletromagnética não é relevante, enquanto que o aspecto ondulatório predomina em todas as situações que envolvem propagação e espalhamento. Com base nestas informações, leva-se a crer, que o modelo apresentado por Huygens pode ser usado como alicerce para o desenvolvimento de um método numérico de tratamento de problemas de propagação e espalhamento em microondas.

Assim, foi descrito o método TLM no domínio do tempo, uma técnica numérica que se baseia no uso de redes de circuitos elétricos para a solução de problemas de espalhamento segundo o modelo de Huygens [3][4][6].

De acordo com este modelo, cada ponto de uma frente de onda é considerado como a fonte de uma onda esférica secundária. Vários pontos de uma mesma frente de onda irão dar origem a diversas ondas esféricas, que juntas, se combinam para formar uma nova frente de onda. Se a frente da onda inicial for plana, ou seja, formada por um plano infinito, como mostrado na Figura 1.1a, sua propagação deverá continuar sendo plana, enquanto que, se a frente for esférica, conforme a Figura 1.1b, sua propagação seguirá de forma esférica [6]:

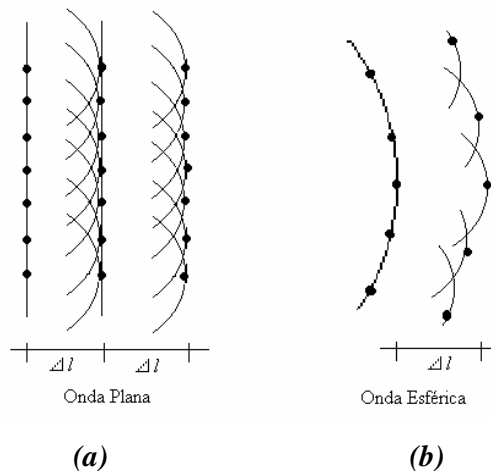


Figura 1.1: Propagação de onda plana e esférica.

Na Figura 1.2, pode ser visualizado como cada frente de onda seria o resultado da superposição de infinitas fontes puntiformes irradiando ondas esféricas [4]. A variável t é o instante de tempo.

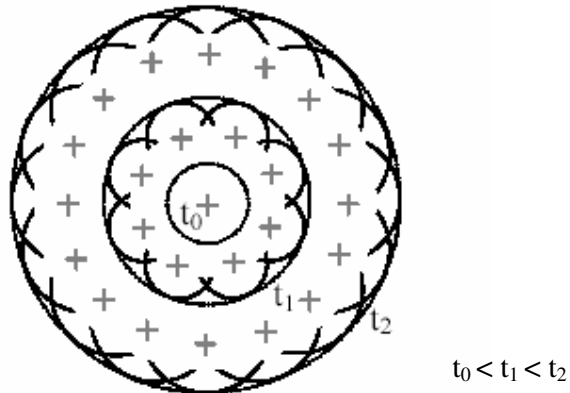


Figura 1.2: Frentes de onda de Huygens.

Para que os campos eletromagnéticos possam ser descritos pelo modelo de Huygens, o processo de espalhamento deve atender algumas regras: é necessário que os campos tangenciais sejam contínuos nos pontos de espalhamento e que a carga elétrica e a energia sejam conservadas no processo de espalhamento.

Observa-se que, no princípio de Huygens, um conjunto de fontes irradiadoras determina outro conjunto de fontes logo adiante, passo a passo.

1.2 – FORMULAÇÃO UNIDIMENSIONAL DO MÉTODO TLM

Para a compreensão do método é necessário o conhecimento da teoria de linhas de transmissão, que diz que a linha é caracterizada por quatro parâmetros distribuídos ao longo dela. São eles: resistência (R), condutância (G), indutância (L) e capacitância (C), arranjados da seguinte forma:

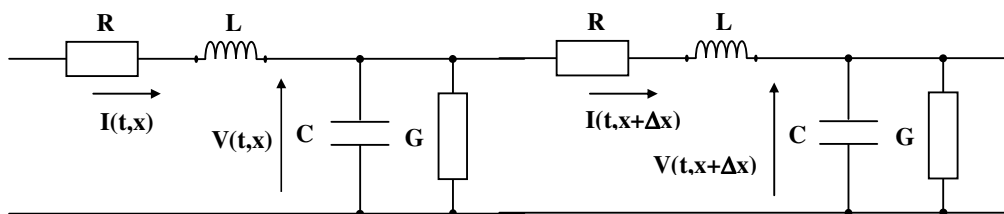


Figura 1.3: Modelo "T" da Linha.

A impedância característica da linha Z_0 é dada por:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L_d}{C_d}} = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (1.1)$$

Onde L_d é a indutância por unidade de comprimento e C_d é a capacitância por unidade de comprimento.

Assim, pode-se substituir a indutância e capacitância, presentes no segmento da linha, pela impedância característica dela.

A velocidade de propagação da onda em cada segmento é dada por:

$$v = \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (1.2)$$

Sabendo que $v = \frac{1}{\sqrt{L_d C_d}}$ e que:

$$L_d = \frac{L}{\Delta x}$$

$$C_d = \frac{C}{\Delta x}$$

Pode-se obter:

$$\Delta t = \sqrt{LC} \quad (1.3)$$

Onde Δt é o tempo de propagação da onda em cada trecho.

1.2.1 – MODELAGEM DA LINHA DE TRANSMISSÃO

Para modelar uma linha de transmissão, é necessário dividir a linha em diversos nós (em m nós) separados de uma mesma distância (Δx), os quais possuem uma resistência, uma condutância, uma capacitância e uma indutância. Além disso, deve-se separar a linha em três partes distintas. A primeira parte é constituída pela fonte e sua resistência interna, ambas presentes no primeiro nó (1). A segunda parte, representa a linha em si e vai do segundo ao penúltimo nó ($2 - n$), e por último, temos a carga, situada no último nó (m). Com base nestas divisões, podem-se encontrar os valores de tensão e corrente em cada nó, ao longo de toda extensão da linha.

Quando a fonte é acionada, a onda por ela gerada se propaga entre um nó e o seguinte com um intervalo de tempo Δt , percorrendo uma distância Δx . Em seguida, a onda é novamente propagada para o nó mais adiante, seguindo o princípio de Huygens.

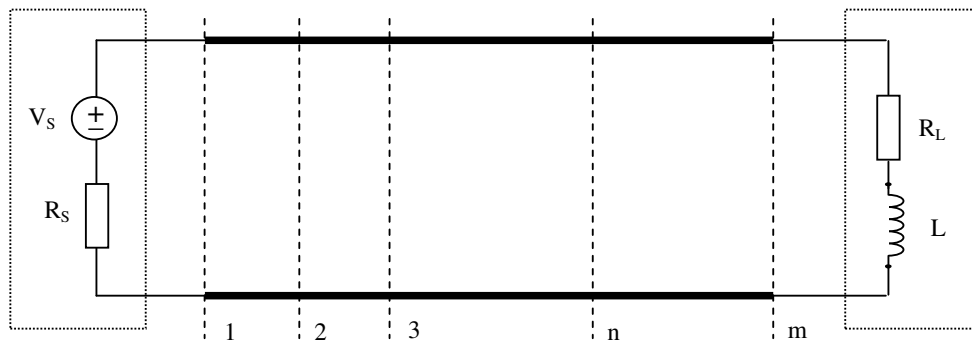


Figura 1.4: Linha de transmissão (fonte / linha / carga).

Observe na figura abaixo o comportamento das tensões incidentes e refletidas em cada nó.

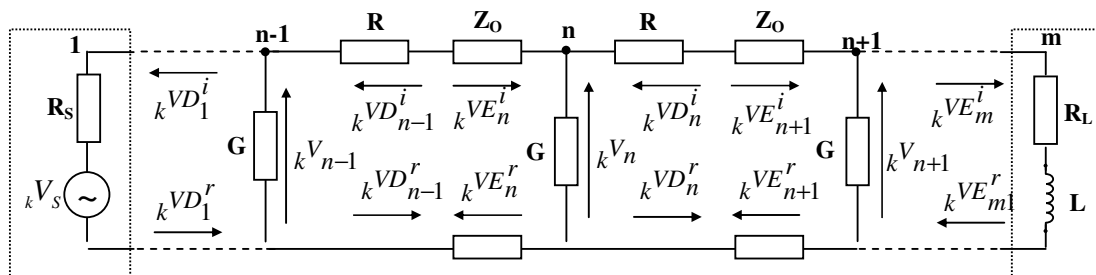


Figura 1.5: Linha de transmissão (tensões incidentes e refletidas).

Note que, em cada nó têm-se tensões incidentes e refletidas à esquerda e à direita do mesmo (VE^i , VE^r , VD^i e VD^r), com exceção do primeiro nó (que somente possui tensão incidente e refletida à direita) e do último (que somente possui tensão incidente e refletida à esquerda). A constante k representa a iteração, associada ao instante de tempo e n é um nó genérico dentro da malha.

Para efetuar-se a análise da linha acima é necessário que cada parte desta seja representada por um circuito elétrico. Para este fim, pode-se aplicar um modelo de representação denominado de circuito equivalente de Thevenin.

Circuito Equivalente de Thevenin

Considere o momento em que os pulsos de tensão e corrente viajam pelo segmento, Δx , de uma linha qualquer e encontram os seus terminais em aberto, ou seja, sem a carga R_L e L mostrada na Figura 1.5. O “coeficiente de reflexão” (Γ) que é dado pela relação

$\Gamma = \frac{Z_b - Z_0}{Z_b + Z_0}$, neste caso é igual a 1, pois, assume-se que a impedância Z_b na extremidade

da linha tende para infinito. Entendendo como coeficiente de reflexão a relação entre a tensão refletida e a incidente, elas terão, portanto, valor e polaridade iguais. Desta forma, quando um pulso de tensão incidente nos terminais de circuito aberto é refletido, haverá uma sobreposição dos pulsos incidentes e refletidos neste ponto, fazendo com que a tensão total na terminação seja igual a duas vezes a tensão associada com o pulso incidente [6].

Desprezando as perdas ($R = G = 0$) e considerando V_s como o valor da fonte de tensão da linha, os pulsos incidentes e refletidos são obtidos:

$$\begin{cases} V^i = V_s \\ I^i = \frac{V_s}{Z_0} \end{cases} \quad (1.4)$$

$$\begin{cases} V^r = V_s \\ I^r = -\frac{V_s}{Z_0} \end{cases} \quad (1.5)$$

Pode-se substituir esta linha em aberto por um circuito equivalente de Thevenin, onde a fonte de tensão do circuito é igual a duas vezes a tensão incidente ($V_t = V_i + V_r$) e a impedância de entrada é igual à impedância característica da linha Z_0 .

O circuito equivalente de Thevenin é válido para um período de tempo limitado (o tempo transitório τ da linha), e precisa ser atualizado a cada novo pulso incidente.

Como exemplo de aplicação do circuito equivalente de Thevenin, pode-se calcular a tensão nos terminais de uma linha com uma resistência R como carga. Assumimos que os pulsos de tensão (V^i) e corrente (V^i/Z_0) estão incidindo na terminação da linha, conforme a Figura 1.6.

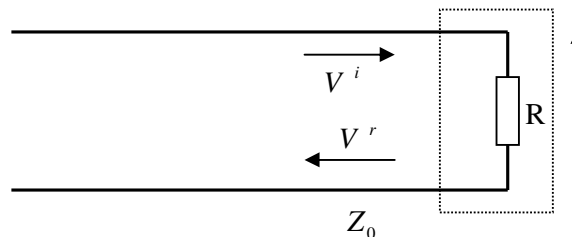


Figura 1.6: Linha de Transmissão – Incidência e Reflexão.

Substituindo a linha pelo circuito equivalente de Thevenin e conectando a carga no mesmo, temos o circuito apresentado na figura abaixo [3]:

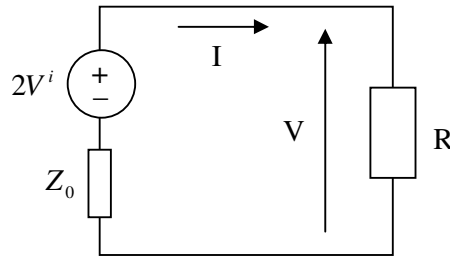


Figura 1.7: Equivalente de Thevenin.

$$V = \frac{R}{R + Z_0} \cdot 2V^i \quad (1.6)$$

Onde:

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

$$V^r = V - V^i = \frac{R}{R + Z_0} \cdot 2V^i - V^i$$

$$V^r = V^i \left(\frac{2R}{R + Z_0} - 1 \right)$$

$$V^r = V^i \left(\frac{2R - R - Z_0}{R + Z_0} \right)$$

$$V^r = V^i \left(\frac{R - Z_0}{R + Z_0} \right) \quad (1.7)$$

O coeficiente de reflexão é dado por:

$$\frac{V^r}{V^i} = \Gamma = \left(\frac{R - Z_0}{R + Z_0} \right) \quad (1.8)$$

- Para terminais de linha com Circuito Aberto:

$$R \rightarrow \infty \therefore \Gamma = 1$$

- Para terminais de linha com Curto Circuito:

$$R \rightarrow 0 \therefore \Gamma = -1$$

Com base no que foi apresentado, continuaremos com a análise da linha mostrada na Figura 1.5, substituindo cada trecho dela (fonte / linha / carga) pelo seu respectivo equivalente de Thevenin (em cada lado dos nós).

A figura abaixo mostra o circuito equivalente de Thevenin para o nó n . Como notação, foi utilizado VE e VD como tensão a esquerda e a direita do nó, respectivamente.

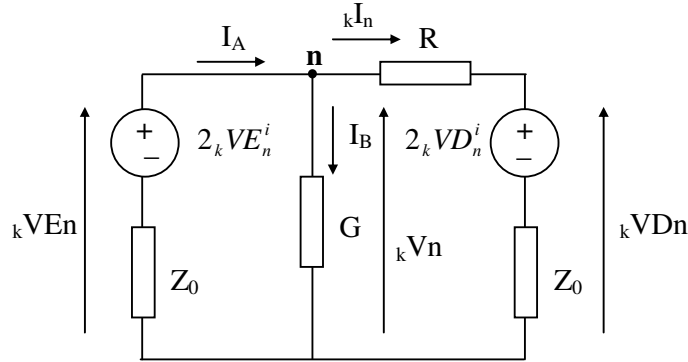


Figura 1.8: Equivalente de Thevenin para o nó n .

Analisando-se este nó, pode-se determinar que:

$${}_kV_n = {}_kVE_n \quad (1.9)$$

$${}_kVD_n = 2{}_kVD_n^i + {}_kI_n Z_0 \quad (1.10)$$

$${}_kI_n = \frac{{}_kV_n - 2{}_kVD_n^i}{(R + Z_0)} \quad (1.11)$$

Considerado que $I_A = I_n + I_B$, pode-se obter:

$$\begin{aligned} \frac{{}_kV_n}{Z_0} + G{}_kV_n + \frac{{}_kV_n}{R + Z_0} &= \frac{2{}_kVE_n^i}{Z_0} + \frac{2{}_kVD_n^i}{R + Z_0} \\ {}_kV_n &= \frac{\frac{2{}_kVE_n^i}{Z_0} + \frac{2{}_kVD_n^i}{R + Z_0}}{\frac{1}{Z_0} + \frac{1}{R + Z_0} + G} \end{aligned} \quad (1.12)$$

A tensão total à esquerda e à direita do nó n pode ser obtida através da soma de suas parcelas incidente e refletidas conforme as relações abaixo:

$${}_kVE_n = {}_kVE_n^i + {}_kVE_n^r \quad (1.13)$$

$${}_kVD_n = {}_kVD_n^i + {}_kVD_n^r \quad (1.14)$$

Isolando-se as tensões refletidas:

$${}_kVE_n^r = {}_kVE_n - {}_kVE_n^i$$

$${}_kVD_n^r = {}_kVD_n - {}_kVD_n^i$$

Outra relação importante é a da conexão com o momento seguinte. Observe que a tensão que reflete para a direita do nó n-1 em um determinado instante de tempo k será a tensão que incide no nó n em um instante posterior.

$${}_{k+1}VE_n^i = {}_kVD_{n-1}^r \quad (1.15)$$

E que a tensão que reflete para a esquerda do nó n+1 em um determinado instante de tempo k será a tensão que incide no nó n em um instante posterior.

$${}_{k+1}VD_n^i = {}_kVE_{n+1}^r \quad (1.16)$$

Raciocínio semelhante pode-se fazer no equacionamento com relação à fonte. A figura abaixo mostra o equivalente de Thevenin para o primeiro nó:

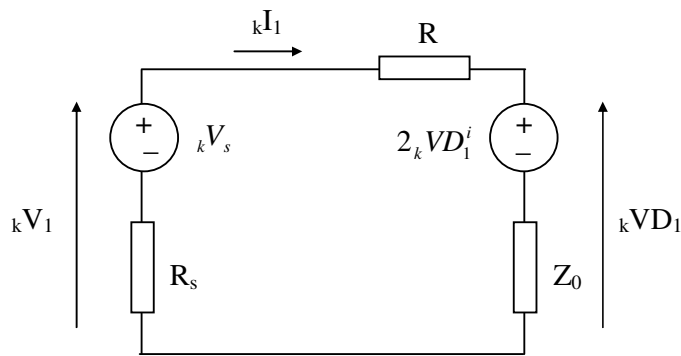


Figura 1.9: Equivalente de Thevenin para o nó 1.

As expressões para tensão e corrente no primeiro nó são:

$${}_kV_1 = \frac{\frac{V_s}{R_s} + \frac{2{}_kVD_1^i}{R + Z_0}}{\frac{1}{R_s} + \frac{1}{R + Z_0}} \quad (1.17)$$

$${}_kI_1 = \frac{{}_kV_1 - 2{}_kVD_1^i}{(R + Z_0)} \quad (1.18)$$

Tensões incidentes e refletidas:

$${}_kVD_1 = 2{}_kVD_1^i + {}_kI_1Z_0 \quad (1.19)$$

$${}_kVD_1^r = {}_kVD_1 - {}_kVD_1^i \quad (1.20)$$

Conexão com o momento seguinte:

$${}_{k+1}VD_1^i = {}_kVE_2^r \quad (1.21)$$

Por último, precisamos obter o equacionamento para o último nó. Entretanto, precisamos primeiramente modelar a indutância presente na carga. Essa modelagem pode ser feita de duas formas: através do modelo STUB ou através do modelo LINK. No nosso caso iremos utilizar a primeira forma, e maiores detalhes sobre a modelagem de elementos como capacitor e indutor podem ser encontrados nas referências [3] e [6].

Na figura abaixo temos o último nó, com a carga composta pelo resistor e pela indutância.

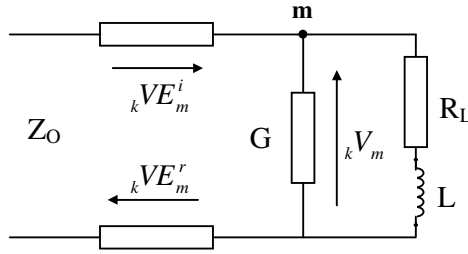


Figura 1.10: Último nó (resistor em série com o indutor).

Usando o modelo Stub, substitui-se a indutância da carga por uma impedância Z_L com os terminais da linha curto-circuitados, conforme a figura abaixo:

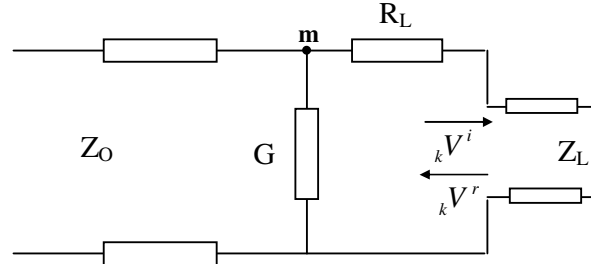


Figura 1.11: Último nó (modelo tipo Stub).

E desta forma, pode-se obter o seguinte equivalente de Thevenin para o último nó:

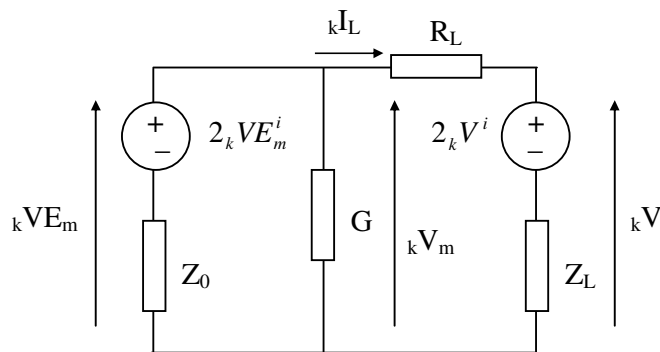


Figura 1.12: Equivalente de Thevenin para o nó m .

Mais uma vez, utilizando raciocínio análogo ao usado para o nó **n**, pode-se obter as seguintes expressões para tensão e corrente no último nó:

$${}^k V_m = \frac{\frac{2_k V E_m^i}{Z_0} + \frac{2_k V^i}{R_L + Z_L}}{\frac{1}{Z_0} + \frac{1}{R_L + Z_L} + G} \quad (1.22)$$

$${}^k I_L = \frac{{}^k V_m - 2_k V^i}{R_L + Z_L} \quad (1.23)$$

Tensões incidentes e refletidas:

$${}^k V E_m^r = {}^k V E_m - {}^k V E_m^i \quad (1.24)$$

Conexão com o momento seguinte:

$${}^{k+1} V E_m^i = {}^k V D_{m-1}^r \quad (1.25)$$

Para a indutância da carga, pode-se obter ainda que:

$${}^k V = 2_k V^i + {}^k I_L Z_L \quad (1.26)$$

$${}^k V^r = {}^k V - {}^k V^i \quad (1.27)$$

$${}^{k+1} V^i = - {}^k V^r \quad (1.28)$$

Da mesma forma como foi feito para a indutância L presente na carga, a modelagem pode ser realizada contemplando capacitâncias, como será visto a seguir.

1.2.2 – MODELAGEM DE CAPACITÂNCIA NA CARGA

Para a modelagem do capacitor em paralelo com a carga (resistor), é necessário fazer algumas modificações com relação à modelagem anterior apresentada, uma vez que o circuito equivalente no trecho final da linha é diferente. Observe o sistema a ser modelado:

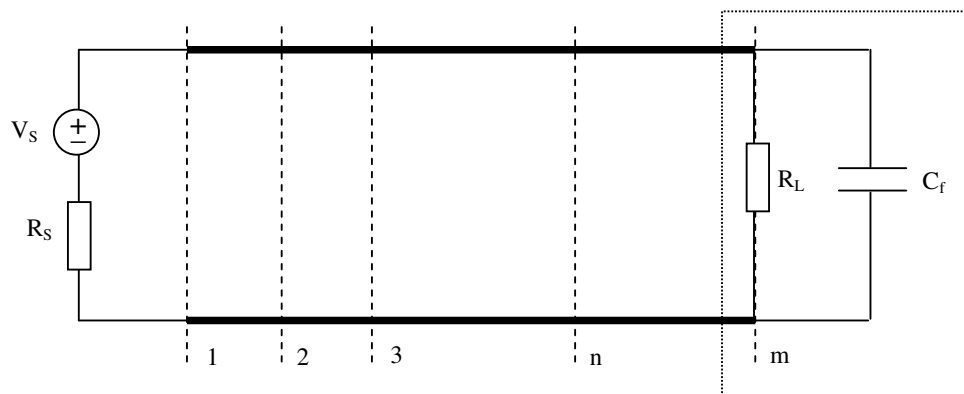


Figura 1.13: Linha de Transmissão com Filtro.

Como na modelagem do indutor, pode-se usar o modelo tipo Stub também para o capacitor. Abaixo tem-se o modelo stub do capacitor presente no último nó, que insere uma impedância Z_C nos terminais da linha colocando-os em aberto. Como já dito, um maior detalhamento sobre modelos stub e link pode ser encontrado nas referências [3] e [6].

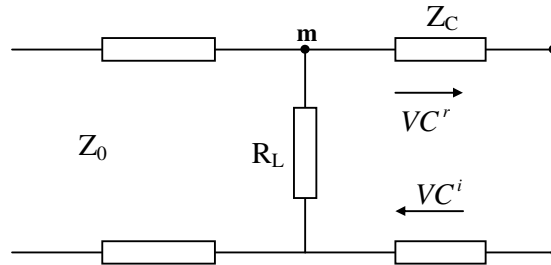


Figura 1.14: Último nó (modelo tipo Stub).

Note que os dois primeiros trechos (o primeiro, constituído da fonte e sua resistência interna e o segundo, do nó um até o nó n) são iguais aos apresentados e modelados para o caso do indutor, valendo as equações já deduzidas. Resta então, representar o último trecho (a carga R_L e o capacitor) por um circuito, utilizando o equivalente de Thevenin. Tem-se, assim:

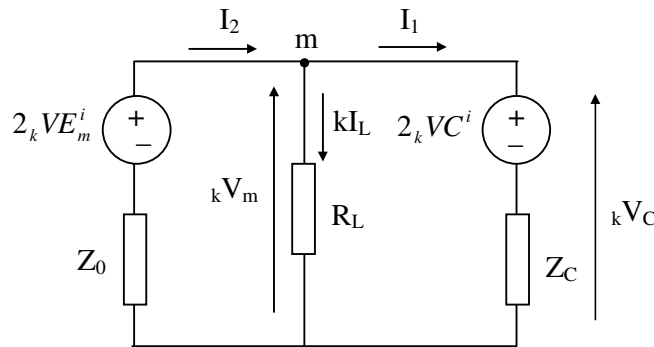


Figura 1.15: Equivalente de Thevenin para o último nó.

A partir deste circuito e utilizando raciocínio semelhante ao apresentado na modelagem anterior (linha com resistor em série com indutor como carga), pode-se encontrar:

$${}^k V_m = \frac{\frac{2 {}^k V E_m^i}{Z_0} + \frac{2 {}^k V C^i}{Z_c}}{\frac{1}{Z_0} + \frac{1}{R_L} + \frac{1}{Z_c}} \quad (1.29)$$

$${}^k I_L = \frac{{}^k V_m}{R_L} \quad (1.30)$$

$${}^k V C = {}^k V_m \quad (1.31)$$

Pode-se deduzir que a impedância Z_c do modelo Stub é dada por:

$$Z_c = \frac{\Delta t}{2C_f} \quad (1.32)$$

As reflexões serão:

$${}^k V E_m^r = {}^k V_m - {}^k V E_m^i \quad (1.33)$$

$${}^k V C^r = {}^k V C - {}^k V C^i \quad (1.34)$$

E finalmente a conexão com o momento anterior será:

$${}^{k+1} V E_m^i = {}^k V D_{m-1}^r \quad (1.35)$$

$${}^{k+1} V C^i = {}^k V C^r \quad (1.36)$$

Estas expressões substituem as equações deduzidas para o último nó no caso da carga com resistor e indutor, apresentadas anteriormente. As equações do primeiro ao penúltimo nó, permanecem as mesmas, já que a modelagem da fonte e da linha em si é idêntica.

A versão TLM 1D é de fundamental importância não só para o entendimento das versões 2D e 3D, mas também por ter aplicações em diversos campos do eletromagnetismo. Entretanto, há situações mais complexas em que se faz necessário o uso de células bidimensionais ou até mesmo tridimensionais, gerando planos ou volumes de simulação. No capítulo seguinte, estas versões serão vistas, detalhando o modelo 3D e apresentando de formas mais sucinta o modelo bidimensional.

CAPÍTULO 2

A FORMULAÇÃO TRIDIMENSIONAL DO MÉTODO TLM

2.1 – INTRODUÇÃO

O surgimento de nós tridimensionais foi essencial para a consolidação do método TLM no estudo de problemas de eletromagnetismo. Vários modelos de nós foram desenvolvidos com progressivas melhorias até o aparecimento da célula SCN (“Symmetrical Condensed Node”) [7], que desde então, é utilizada na maior parte dos estudos realizados com o TLM.

Antes de se tratar a célula tridimensional, se faz necessária uma apresentação rápida do modelo bidimensional. Modelo este que serviu como base e deu origem aos conceitos verificados na versão 3D.

A discretização de espaços bidimensionais no método TLM pode ser realizada por meio de duas topologias de células distintas: o nó série e o nó paralelo, cada um deles aplicáveis a uma determinada classe de problemas.

O nó série possui capacitâncias paralelas e indutâncias série distribuídas igualmente nos ramos do nó como mostra a figura abaixo:

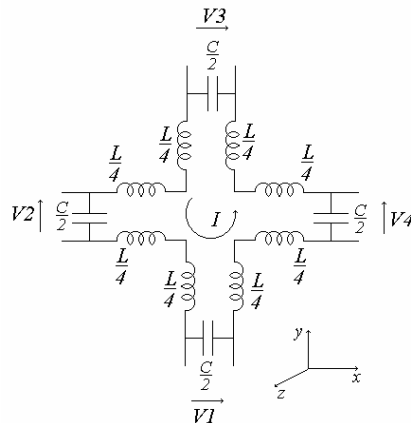


Figura 2.1: O Nó Bidimensional Série.

Observe que as perdas (resistência e condutância) não estão sendo consideradas no modelo e que as características elétricas são simétricas em ambas as direções x e y .

As tensões, ou portas, V_1, V_2, V_3, V_4 e a corrente I que circula no nó determinam duas componentes de campo elétrico e uma de campo magnético. No caso mostrado na figura, com as portas 1 e 3 obtém-se o valor de E_x , as portas 2 e 4 determinam a componente E_y , enquanto que a corrente I define o valor de H_z associado com todas as quatro portas. Conectando-se uma rede de nós série através de suas portas, modela-se, então, um espaço bidimensional.

Como na versão unidimensional, é necessária a obtenção de equações que relacionem as tensões incidentes no nó, que neste caso serão tensões incidentes nas quatro portas do nó, com as tensões refletidas para fora dele em um certo instante de tempo. No modelo 2D estas equações definem uma matriz denominada de matriz espalhamento. Em cada iteração são determinados os valores dos pulsos de tensão incidentes nas portas de um nó. Com a matriz espalhamento, determinam-se os pulsos de tensão refletidos para o nó adjacente. Através do procedimento de conexão, a tensão refletida por uma porta do nó série em um determinado instante de tempo k , será a tensão incidente no nó vizinho na porta correspondente, no instante de tempo seguinte $(k+1)$, como visto no modelo 1D.

Um outro modelo de célula para análises bidimensionais é o nó paralelo que pode ser visto na figura abaixo:

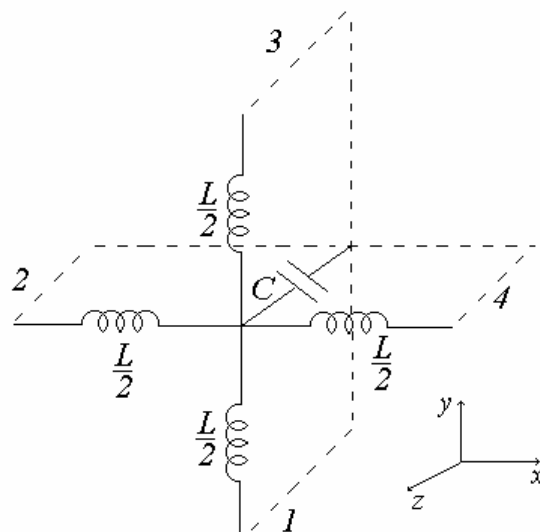


Figura 2.2: O Nó Bidimensional Paralelo.

Nesta topologia, as correntes que circulam em cada porta e a tensão sobre o capacitor, determinam duas componentes de campo magnético e uma de campo elétrico. No caso mostrado na figura, a partir das correntes que circulam nas portas 1 e 3 obtém-se o valor de H_x , as correntes que circulam nas portas 2 e 4 determinam a componente H_z , enquanto que a tensão sobre o capacitor define o valor de E_y . Da mesma forma que para o nó anterior, conectando-se uma rede de nós paralelo através de suas portas, pode-se modelar um espaço bidimensional.

Algumas modificações devem ser feitas nos termos da matriz espalhamento deste nó em relação à do nó série, uma vez que, a topologia do modelo é diferente. O mesmo não pode ser dito do procedimento de conexão, que é idêntico. Detalhamentos maiores à cerca dos modelos bidimensionais de nós série e paralelo, com suas respectivas matrizes espalhamento e rotinas de conexão podem ser encontrados nas referências [3][5].

Um modelo de nó tridimensional deve ser capaz de apresentar em sua formulação as seis componentes de campo E_x , E_y , E_z , H_x , H_y e H_z . Desta forma, Akhtarzade e Johns desenvolveram um modelo baseado na conexão de três nós série e três nós paralelos do TLM bidimensional, chamado de *Nó Expandido* [3][7]. Como o nó paralelo e o nó série podem representar três componentes de campo diferentes e sempre complementares, é razoável se esperar que a interligação destes nós 2D definam um volume descrevendo as seis componentes de campo em todos os três planos. Uma representação do nó expandido tridimensional é apresentada na figura abaixo.

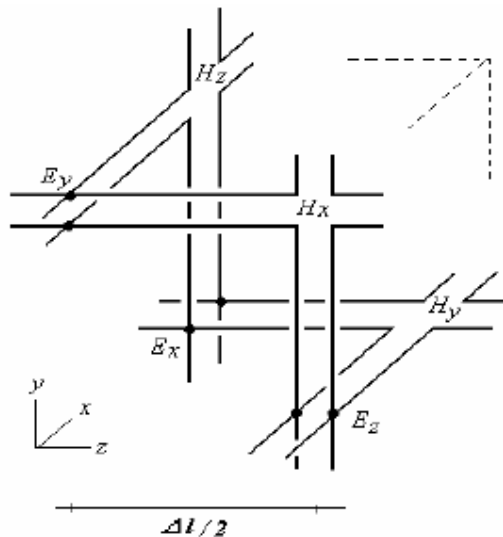


Figura 2.3: O Nó Expandido 3D.

Observe que a estrutura não representa um volume cúbico, mas um cubo com apenas seis vértices, pois, só existem seis componentes de campo.

Uma vez que os campos magnéticos são calculados nos nós série através das correntes que circulam por eles, e que os campos elétricos são obtidos nos nós paralelos devido às tensões resultantes no centro deles, percebe-se que os campos são obtidos nas extremidades, ou seja, nos vértices do nó. Daí a razão para o termo “expandido”, pois as componentes do campo elétrico, bem como, do campo magnético, encontram-se afastadas entre si.

O fato da estrutura modelada não representar exatamente um cubo, torna a geometria bastante complexa, com regiões deficientes no modelo, sendo esta topologia sua principal desvantagem [8]. Contudo, este nó representou um grande avanço para o desenvolvimento do método e o surgimento de outros modelos tridimensionais.

O *Nó Escalar* surgiu, em seguida, proposto por Choi e Hofer em [9]. É representado por um nó paralelo com a adição de mais uma linha ortogonalmente acoplada, conforme a Figura 2.4.

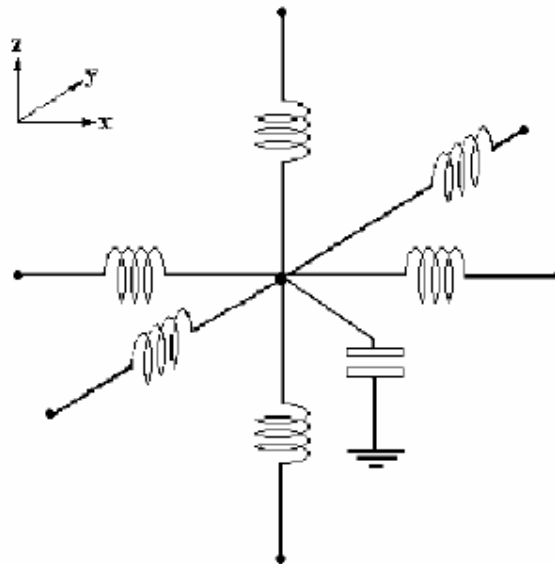


Figura 2.4: O Nó Escalar 3D.

A grande desvantagem desta topologia é o fato de que as capacitâncias que modelam o nó não possuem referência de eixos. Desta forma, não há como obter as direções das tensões, apenas seus valores. Entretanto, fornece resoluções computacionais mais rápidas do que o nó expandido, em se tratando de problemas onde o resultado escalar é suficiente.

Com o intuito de corrigir os problemas de assimetria apresentados pelo nó expandido, foi desenvolvida em célula através da aproximação dos nós série presentes no nó expandido. Assim, aproximando em direção ao centro, as componentes de campo devem também ser levadas para o centro da célula.

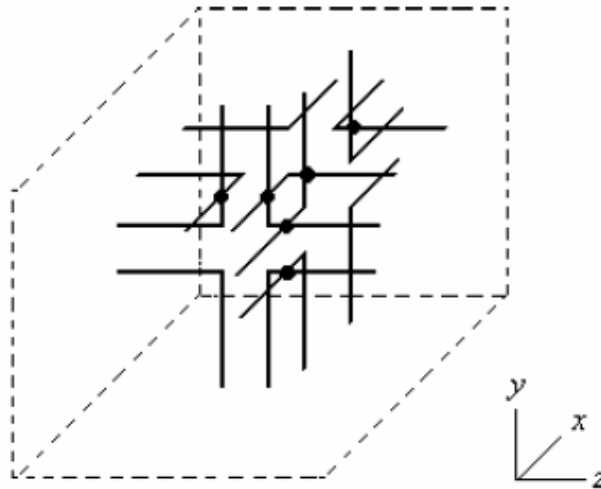


Figura 2.5: O Nó Condensado Assimétrico 3D.

Este nó, ainda com características assimétricas, mas, menores do que o nó expandido, ficou conhecido como *Nó Condensado Assimétrico*. Ganhos computacionais e melhorias nas condições de contorno foram verificados com a utilização deste modelo, no entanto, problemas relacionados à propagação de ondas são observados, pois, cada face tem uma forma diferente.

Um avanço substancial no desenvolvimento de modelos tridimensionais, utilizando o método TLM, foi conseguido justamente pelo criador do método. P. B. Johns propôs o modelo de um nó chamado de *Nó Condensado Simétrico* [3][11][10]. Este nó será objeto de discussão no item seguinte.

2.2 – O NÓ DE 12 PORTAS (NÓ CONDENSADO SIMÉTRICO - SCN)

Como foi visto na seção anterior, diversos nós, com diferentes topologias e configurações estão disponíveis para modelos tridimensionais, entretanto o mais utilizado na atualidade é o *Nó Condensado Simétrico*. É formado pela interseção de 12 linhas de transmissão, ou 12 portas, desacopladas, dispostas nos três eixos de coordenadas x , y e z ,

onde cada uma delas possui um comprimento total Δl e impedância característica Z_0 . Estas doze portas permitem o cálculo dos campos elétrico e magnético em cada parte do espaço. Possui assim, uma estrutura centralizada, sendo a representação das seis componentes de campo no mesmo ponto, no centro do nó. Um conjunto de nós SCN conectados entres si (ver Figura 2.7) modela o volume tridimensional de estudo. A Figura 2.6 abaixo mostra a representação do nó SCN.

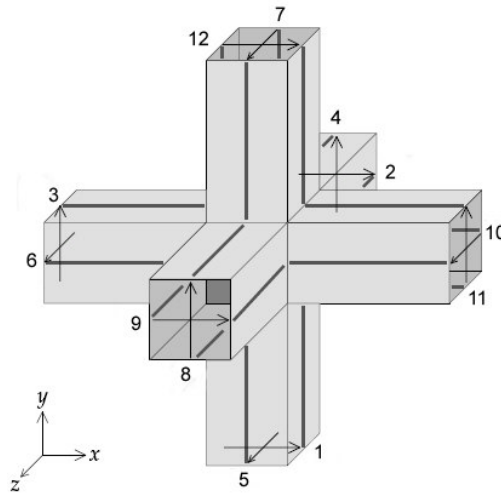


Figura 2.6: Representação do Symmetrical Condensed Node (SCN) de 12 portas.

O procedimento de propagação na malha TLM-3D é descrito por um algoritmo de espalhamento e conexão. Os sinais presentes em cada ramo da linha de transmissão, em um determinado instante de tempo Δt , são espalhados ao longo do nó, sendo transmitidos aos nós adjacentes. Assim, tornam-se sinais de entrada para os nós adjacentes no próximo instante de tempo. Algebricamente, o espalhamento e a conexão podem ser descritos como:

$$\begin{aligned} [{}_k V^r] &= [S] \cdot [{}_k V^i] \\ [{}_{k+1} V^i] &= [C] \cdot [{}_k V^r] \end{aligned} \quad (2.1)$$

Os subscritos “ k ” e “ $k+1$ ” representam o número de passos de tempo. Os sobrescritos “ i ” e “ r ” estão relacionados com os pulsos de tensão incidentes e refletidos (espalhados), respectivamente. $[S]$ é a matriz espalhamento do nó e $[C]$ é a matriz conexão que define os pulsos espalhados dos ramos das linhas de transmissão aos nós adjacentes, ou seja, define os pulsos incidentes na próxima iteração.

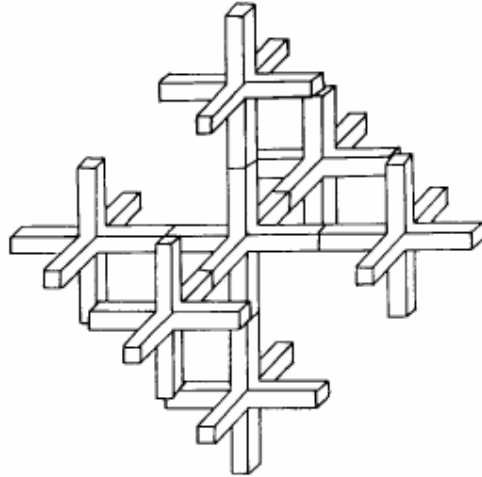


Figura 2.7: Representação da conexão de nós SCN.

O método TLM pode ser considerado um método computacionalmente simples, estável, e de fácil entendimento. O tempo de processamento e armazenamento computacional pode ser minimizado em relação a outros métodos numéricos, uma vez que, no processo espalhamento – conexão não se faz necessária a inversão de matrizes. A matriz espalhamento $[S]$ do nó SCN pode ser obtida de várias maneiras distintas. A seguir, será descrita uma dessas formas.

2.2.1 – A MATRIZ ESPALHAMENTO DO NÓ SCN

Originalmente a matriz espalhamento do nó foi obtida por P. B. Johns através das equações de Maxwell em conjuntos com as leis de conservação da carga e energia [3][4].

Entretanto, este método é de difícil solução e depende da resolução simultâneas de equações não-lineares. J. L. Herring descreve um procedimento para a obtenção das propriedades de espalhamento do nó SCN [12]. Para isso o centro do nó é tratado como uma região indefinida onde os ramos das linhas dos nós adjacentes se encontram. Este procedimento baseia-se na continuidade dos campos elétricos e magnéticos e na conservação da carga e do fluxo magnético.

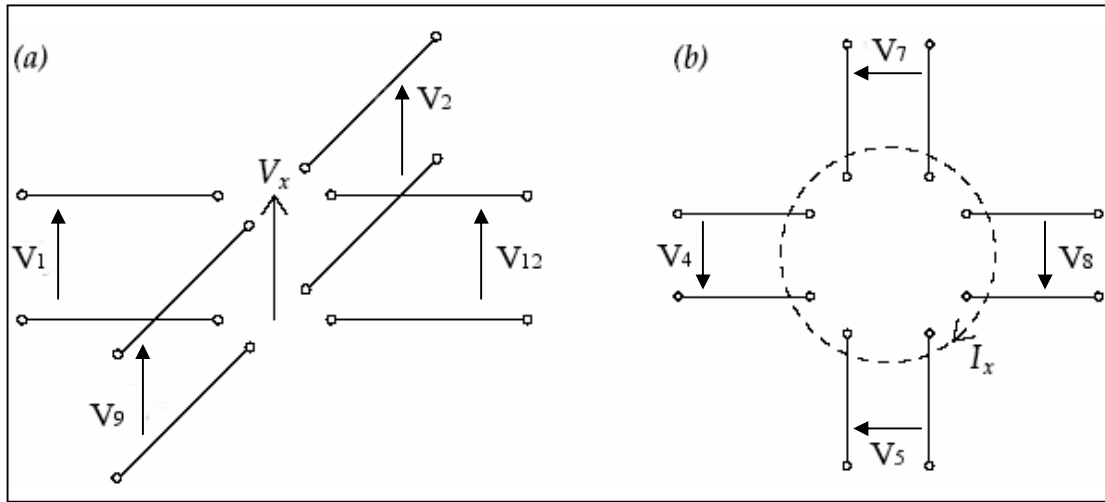


Figura 2.8: Nó SCN (a) Campo Elétrico (b) Campo Magnético.

- Conservação da Carga

Tomando os ramos de linha que contribuem para a direção x do campo elétrico de acordo com a Figura 2.8 (a), tem-se, conforme o princípio de conservação da carga que a carga total incidente é igual a carga total refletida, assim:

$$\Delta t \sum_n (Y_{0n} V_n^i) = \Delta t \sum_n (Y_{0n} V_n^r)$$

Sabendo que $C_n = \frac{\Delta t}{Z_{0n}}$,

$$\sum_n (C_n V_n^i) = \sum_n (C_n V_n^r), \text{ ou}$$

$$\sum_n V_n^i = \sum_n V_n^r$$

Onde: Y_{0n} é a admitância característica do espaço aberto, e C_n é a capacitância associada à linha de transmissão.

Assim:

$$V_1^i + V_{12}^i + V_2^i + V_9^i = V_1^r + V_{12}^r + V_2^r + V_9^r \tag{2.2}$$

Analogamente podem-se obter as seguintes equações para os outros eixos de coordenadas y e z:

$$V_3^i + V_{11}^i + V_4^i + V_8^i = V_3^r + V_{11}^r + V_4^r + V_8^r \tag{2.3}$$

$$V_5^i + V_7^i + V_6^i + V_{10}^i = V_5^r + V_7^r + V_6^r + V_{10}^r \quad (2.4)$$

- Conservação do Fluxo Magnético

Tomando, agora, os ramos de linha que contribuem para a direção x do campo magnético conforme a Figura 2.8 (b), tem-se, conforme o princípio de conservação do fluxo magnético, que o fluxo total relacionado com os pulsos incidentes no nó é igual ao fluxo total relacionado com os pulsos refletidos nele, ou seja:

$$\sum_n (L_n I_n^i) = \sum_n (L_n I_n^r), \text{ ou}$$

$$\sum_n I_n^i = \sum_n I_n^r$$

Onde: L_n é a indutância associada com cada linha de transmissão.

Assim:

$$I_5^i + I_8^i - I_7^i - I_4^i = I_5^r + I_8^r - I_7^r - I_4^r$$

Sabendo que $I^i = Y_0 \cdot V^i$ e que $I^r = -Y_0 \cdot V^r$, onde Y_0 é a admitância do espaço livre, igual ao inverso da impedância característica do espaço livre Z_0 , a equação acima pode ser reescrita como:

$$V_5^i + V_8^i - V_7^i - V_4^i = -(V_5^r + V_8^r - V_7^r - V_4^r) \quad (2.5)$$

O mesmo pode ser feito para as outras direções coordenadas, obtendo:

$$V_2^i + V_{10}^i - V_9^i - V_6^i = -(V_2^r + V_{10}^r - V_9^r - V_6^r) \quad (2.6)$$

$$V_3^i + V_{12}^i - V_{11}^i - V_1^i = -(V_3^r + V_{12}^r - V_{11}^r - V_1^r) \quad (2.7)$$

- Continuidade do Campo Elétrico

Igualando-se o campo elétrico através dos ramos de linha paralelos ao eixo Y com os ramos paralelos ao eixo Z, tem-se:

$$V_1 + V_{12} = V_2 + V_9$$

Como a tensão total em cada porta é dada por $V = V^i + V^r$, tem-se:

$$(V_1^i + V_{12}^i) - (V_2^i + V_9^i) = -(V_1^r + V_{12}^r) + (V_2^r + V_9^r) \quad (2.8)$$

Para as outras direções:

$$(V_4^i + V_8^i) - (V_3^i + V_{11}^i) = -(V_4^r + V_8^r) + (V_3^r + V_{11}^r) \quad (2.9)$$

$$(V_6^i + V_{10}^i) - (V_5^i + V_7^i) = -(V_6^r + V_{10}^r) + (V_5^r + V_7^r) \quad (2.10)$$

- Continuidade do Campo Magnético

Igualando-se o campo magnético sobre os ramos de linha paralelos ao eixo Y com os ramos paralelos ao eixo Z, obtém-se:

$$I_5^i - I_7^i = I_8^i - I_4^i$$

Sabendo que $I = Y_0 \cdot (V^i - V^r)$ é a corrente em cada porta, pode-se obter através da equação acima que:

$$(V_5^i - V_7^i) - (V_8^i - V_4^i) = (V_5^r - V_7^r) - (V_8^r - V_4^r) \quad (2.11)$$

Para as outras componentes, tem-se:

$$(V_2^i - V_9^i) - (V_{10}^i - V_6^i) = (V_2^r - V_9^r) - (V_{10}^r - V_6^r) \quad (2.12)$$

$$(V_3^i - V_{11}^i) - (V_{12}^i - V_1^i) = (V_3^r - V_{11}^r) - (V_{12}^r - V_1^r) \quad (2.13)$$

Estas doze igualdades (2.2) – (2.13), que são linearmente independentes, forma um conjunto de equações que, quando resolvido, fornece a matriz espalhamento do nó SCN. Com alguma manipulação, pode-se obter:

$$V_1^r = \frac{1}{2}(V_2^i + V_9^i + V_3^i - V_{11}^i) \quad (2.14)$$

$$V_2^r = \frac{1}{2}(V_1^i + V_6^i + V_{12}^i - V_{10}^i) \quad (2.15)$$

$$V_3^r = \frac{1}{2}(V_1^i + V_4^i + V_8^i - V_{12}^i) \quad (2.16)$$

$$V_4^r = \frac{1}{2}(V_3^i + V_5^i + V_{11}^i - V_7^i) \quad (2.17)$$

$$V_5^r = \frac{1}{2}(V_4^i + V_6^i + V_{10}^i - V_8^i) \quad (2.18)$$

$$V_6^r = \frac{1}{2}(V_2^i + V_5^i + V_7^i - V_9^i) \quad (2.19)$$

A soma dos pulsos incidentes com a mesma polarização e direção pode ser representada como V_{DP}^{soma} , onde a primeira letra do subscrito (D) indica a direção e a segunda letra (P) indica a polarização da porta. Da mesma forma, pode-se definir V_{DP}^{dif} como a diferença entre os pulsos incidentes com a mesma polarização e direção. Por exemplo, a soma dos pulsos de tensão incidente no nó SCN na direção z e com polarização em x vale:

$$V_{ZX}^{soma} = V_2 + V_9$$

Enquanto, a diferença dos pulsos de tensão incidente no nó SCN na direção x e com polarização em y é dada por:

$$V_{XY}^{dif} = V_3 - V_{11}$$

Assim, a equação 2.14 pode ser reescrita como:

$$V_1^r = \frac{1}{2}(V_{ZX}^{soma} + V_{XY}^{dif}) \quad (2.27)$$

E as demais equações (2.15 – 2.25) como:

$$V_{12}^r = \frac{1}{2}(V_{ZX}^{soma} - V_{XY}^{dif}) \quad (2.28)$$

$$V_2^r = \frac{1}{2}(V_{YX}^{soma} + V_{XZ}^{dif}) \quad (2.29)$$

$$V_9^r = \frac{1}{2}(V_{YX}^{soma} - V_{XZ}^{dif}) \quad (2.30)$$

$$V_4^r = \frac{1}{2}(V_{XY}^{soma} + V_{YZ}^{dif}) \quad (2.31)$$

$$V_8^r = \frac{1}{2}(V_{XY}^{soma} - V_{YZ}^{dif}) \quad (2.32)$$

$$V_3^r = \frac{1}{2}(V_{ZY}^{soma} + V_{YX}^{dif}) \quad (2.33)$$

$$V_{11}^r = \frac{1}{2}(V_{ZY}^{soma} - V_{YX}^{dif}) \quad (2.34)$$

$$V_6^r = \frac{1}{2}(V_{YZ}^{soma} + V_{ZX}^{dif}) \quad (2.35)$$

$$V_{10}^r = \frac{1}{2}(V_{YZ}^{soma} - V_{ZX}^{dif}) \quad (2.36)$$

$$V_5^r = \frac{1}{2}(V_{XZ}^{soma} + V_{ZY}^{dif}) \quad (2.37)$$

$$V_7^r = \frac{1}{2}(V_{XZ}^{soma} - V_{ZY}^{dif}) \quad (2.38)$$

Este procedimento de cálculo do espalhamento requer menos operações do que a forma convencional. São realizadas 24 adições / subtrações e 12 multiplicações. Entretanto, ainda pode-se reduzir o número de operações. Fazendo uso da propriedade $\frac{1}{2}(A - B) = \frac{1}{2}(A + B) - B$ e da equação 2.27, pode-se reescrever a equação 2.28 como:

$$V_{12}^r = \frac{1}{2}(V_{ZX}^{soma} - V_{XY}^{dif}) = \frac{1}{2}(V_{ZX}^{soma} + V_{XY}^{dif}) - V_{XY}^{dif}$$

$$V_{12}^r = V_1^r - V_{XY}^{dif} \quad (2.39)$$

Aplicando o mesmo procedimento nas equações 2.27 – 2.38, o conjunto de equações otimizadas de espalhamento no nó SCN é:

$$V_1^r = \frac{1}{2}(V_{ZX}^{soma} + V_{XY}^{dif}) \quad (2.40)$$

$$V_{12}^r = V_1^r - V_{XY}^{dif} \quad (2.41)$$

$$V_2^r = \frac{1}{2}(V_{YX}^{soma} + V_{XZ}^{dif}) \quad (2.42)$$

$$V_9^r = V_2^r - V_{XZ}^{dif} \quad (2.43)$$

$$V_4^r = \frac{1}{2}(V_{XY}^{soma} + V_{YZ}^{dif}) \quad (2.44)$$

$$V_8^r = V_4^r - V_{YZ}^{dif} \quad (2.45)$$

$$V_3^r = \frac{1}{2}(V_{ZY}^{soma} + V_{YX}^{dif}) \quad (2.46)$$

$$V_{11}^r = V_3^r - V_{YX}^{dif} \quad (2.47)$$

$$V_6^r = \frac{1}{2}(V_{YZ}^{soma} + V_{ZX}^{dif}) \quad (2.48)$$

$$V_{10}^r = V_6^r - V_{ZX}^{dif} \quad (2.49)$$

$$V_5^r = \frac{1}{2}(V_{XZ}^{soma} + V_{ZY}^{dif}) \quad (2.50)$$

$$V_7^r = V_5^r - V_{ZY}^{dif} \quad (2.51)$$

O número de operações para uma iteração na rotina de espalhamento do nó SCN regido pelas equações descritas acima é de 24 adições / subtrações e 6 multiplicações para as 12 portas, conseguindo, assim, melhorias em relação ao desempenho computacional, tanto no que diz respeito à definição do espaço de armazenamento quanto no tempo de processamento.

2.3 – MODELAGEM DE MATERIAIS NÃO-HOMOGÊNEOS E COM PERDAS

Herring também apresenta um método eficiente e elegante deduzido por Naylor para a obtenção das propriedades de espalhamento do nó TLM-3D em meios com diferentes propriedades [12][14]. Isso é possível devido à adição de determinados elementos, denominados “stubs”, ao nó, permitindo a modelagem destes materiais.

De acordo com este método, três stubs de circuito aberto são adicionados para modelar uma variação na permissividade do meio, enquanto que três stubs de curto-circuito modelam uma variação na permeabilidade. Cada stub é adicionado ao nó de forma que ele acopla apenas com uma componente de campo em cada um dos eixos de coordenadas. Stubs de perdas podem ser também adicionados para modelar perdas elétricas e magnéticas.

O processo de espalhamento descrito anteriormente, diz respeito ao comportamento dos pulsos refletidos dentro do nó SCN de 12 portas em meios homogêneos, ou seja, o volume modelado é preenchido por um único tipo de material de impedância característica

Z_0 , que na maioria dos casos representa o ar, onde $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \Omega$. No entanto, em

problemas de compatibilidade eletromagnética é comum a necessidade de se modelar mais de um material com características elétricas e magnéticas diferentes em um mesmo caso. Os stubs inserem uma indutância e capacitância adicionais, modelando assim uma variação na permeabilidade e na permissividade do meio, tornando-o diferente de Z_0 .

2.3.1 – STUBS DE CIRCUITO ABERTO

A Figura 2.9 representa o modelo de nó não homogêneo relacionado com a componente x dos campos elétrico e magnético e mostra a inserção dos stubs no interior do nó. A inserção de um stub capacitivo com a terminação em circuito aberto modela a inserção de uma capacitância adicional, causando uma defasagem na tensão que se propaga neste plano, influenciando, assim, no campo elétrico.

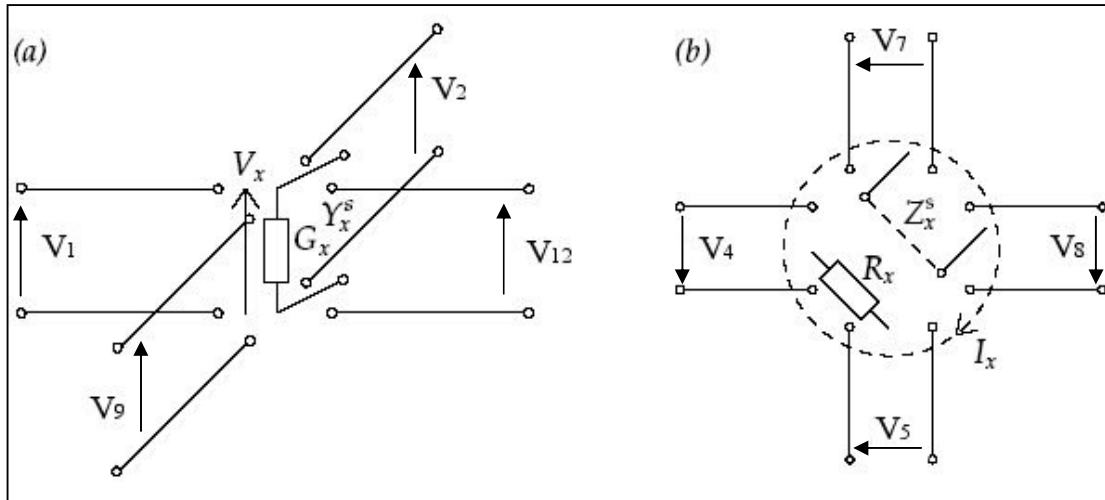


Figura 2.9: Nó não-homogêneo (a) Campo elétrico (b) Campo magnético.

Considerando C_x como a capacitância total do nó na direção x , tem-se:

$$C_x = \epsilon \frac{\Delta y \Delta z}{\Delta x} \quad (2.52)$$

As capacitâncias que contribuem para essa direção são as capacitâncias C' relacionadas com as linhas 1, 2, 9 e 12, juntamente com capacitância C_x^s do stub capacitivo. Assim:

$$C_x = 4C' + C_x^s$$

$$C_x^s = \epsilon \frac{\Delta y \Delta z}{\Delta x} - 4C' \quad (2.53)$$

Adiciona-se, então, esta capacitância ao nó sob a forma de um stub de admitância característica:

$$Y_x^s = \frac{2C_x^s}{\Delta t} = \frac{2\epsilon \Delta y \Delta z}{\Delta t \Delta x} - \frac{8C'}{\Delta t} \quad (2.54)$$

Escolhendo-se Δt como o passo de tempo de cálculo do nó SCN, o tempo de propagação em cada segmento de linha é, então, de $\Delta t / 2$. Como:

$$Z_L = \sqrt{\frac{L_d}{C_d}} = \sqrt{\frac{L}{C}}, \text{ e}$$

$$\Delta t = \frac{\Delta l}{2u} = \sqrt{LC}$$

Onde: Z_L é a impedância da linha

L_d é a indutância distribuída da linha por unidade de comprimento

C_d é a capacitância distribuída da linha por unidade de comprimento

Δl é o espaçamento nodal

L é a indutância da linha

C é a capacitância da linha

u é a velocidade de propagação da onda no meio

c é a velocidade de propagação da luz ($\approx c = 3 \cdot 10^8$)

Tem-se, conseqüentemente:

$$L = Z_L \cdot \Delta t, \text{ e}$$

$$C = \frac{\Delta t}{Z_L}$$

Assim, cada seguimento de linha é representado por uma capacitância C' de valor:

$$C' = \frac{\Delta t}{Z_0} \quad (2.55)$$

Substituindo este valor em (2.54) tem-se:

$$Y_x^s = \frac{2\varepsilon\Delta y\Delta z}{\Delta t\Delta x} - \frac{4}{Z_0} \quad (2.56)$$

Normalizando a admitância do stub em relação a $Y_0 = \frac{1}{Z_0}$ e considerando uma

malha regular uniforme onde $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta l$, tem-se:

$$\hat{Y}_x^s = \frac{2\varepsilon\Delta l}{\Delta t Y_0} - 4 = \frac{2(\varepsilon_r \varepsilon_0) \Delta l}{Y_0 \Delta t} - 4$$

$$\hat{Y}_x^s = \frac{2(\varepsilon_r \varepsilon_0)}{\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}} (2u_0) - 4$$

Sabendo que:

$$u_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}$$

Tem-se:

$$\hat{Y}_x^s = \frac{4 \cdot \varepsilon_r \varepsilon_0}{\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}} \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} - 4 = 4\varepsilon_r - 4$$

$$\hat{Y}_x^s = 4(\varepsilon_r - 1) \quad (2.57)$$

Similarmente, podem-se obter as seguintes expressões para os stubs nas direções Y e Z, respectivamente:

$$\hat{Y}_y^s = 4(\varepsilon_r - 1) \quad (2.58)$$

$$\hat{Y}_z^s = 4(\varepsilon_r - 1) \quad (2.59)$$

2.3.2 – STUBS DE CURTO-CIRCUITO

Analogamente ao procedimento descrito no item anterior, pode-se obter o valor do stub de impedância característica normalizada Z_x . A inclusão deste stub indutivo com a terminação em curto-circuito, modela a inserção de uma indutância adicional, causando uma defasagem na corrente que circula neste plano, influenciando no campo magnético.

Tomando L_x como a indutância total do nó na direção x , tem-se:

$$L_x = \mu \frac{\Delta y \Delta z}{\Delta x} \quad (2.60)$$

As linhas que contribuem para as indutâncias associadas a essa direção são 4, 5, 7 e 8, somadas a indutância do stub indutivo, assim:

$$L_x = 4L' + L_x^s \quad (2.61)$$

Onde: L' é a indutância de cada segmento de linha,

L_x^s é a indutância do stub indutivo

$$L_x^s = \mu \frac{\Delta y \Delta z}{\Delta x} - 4L' \quad (2.62)$$

Adiciona-se esta indutância ao nó sob a forma de um stub de impedância característica:

$$Z_x = \frac{2L_x^s}{\Delta t} = \frac{2\mu\Delta y\Delta z}{\Delta t\Delta x} - \frac{8L'}{\Delta t} \quad (2.63)$$

Da mesma forma, normalizando, agora em relação à Z_0 , e considerando uma malha regular uniforme, tem-se:

$$\hat{Z}_x^s = \frac{2\mu_r}{u_0\Delta t} \Delta l - 4 = 4(\mu_r - 1) \quad (2.64)$$

E para as direções y e z :

$$\hat{Z}_y^s = \frac{2\mu_r}{u_0\Delta t} \Delta l - 4 = 4(\mu_r - 1) \quad (2.65)$$

$$\hat{Z}_z^s = \frac{2\mu_r}{u_0\Delta t} \Delta l - 4 = 4(\mu_r - 1) \quad (2.66)$$

2.3.3 – PROPRIEDADES DE ESPALHAMENTO

Da mesma forma que para o nó de 12 portas, pode-se deduzir uma matriz espalhamento através de quatro princípios: conservação da carga, conservação do fluxo magnético, continuidade do campo elétrico e continuidade do campo magnético.

- Conservação da Carga

Como antes, igualando a carga total incidente à carga total refletida em um nó, e analisando apenas as linhas que contribuem com a componente x do campo elétrico, tem-se:

$$\Delta t \sum_n (Y_{0n} V_n^i) = \Delta t \sum_n (Y_{0n} V_n^r)$$

Sabendo que $C_n = \frac{\Delta t}{Z_{0n}}$,

$$\sum_n (C_n V_n^i) = \sum_n (C_n V_n^r), \text{ ou } \sum_n V_n^i = \sum_n V_n^r$$

Onde: Y_{0n} é a admitância característica do espaço aberto, e C_n é a capacitância associada com a linha de transmissão.

Assim:

$$V_1^i + V_{12}^i + V_2^i + V_9^i + \hat{Y}_X^S \cdot V_{0X}^i = V_1^r + V_{12}^r + V_2^r + V_9^r + \hat{Y}_X^S \cdot V_{0X}^r + \hat{G}_X V_{ex}^r \quad (2.67)$$

Onde: V_{0x} é a tensão no stub de circuito aberto na direção x , V_{ex} é a tensão no stub de perda elétrica na direção x e \hat{G}_x é a condutância normalizada do stub de perda elétrica para a direção x [3][12].

- Conservação do Fluxo Magnético

Através de (2.67), por analogia, é razoável esperar que o fluxo total relacionado com os pulsos incidentes é igual ao fluxo magnético total ligado aos pulsos refletidos em um nó. Assim, utilizando a conservação do fluxo nas linhas que contribuem com a componente x do campo magnético:

$$\sum_n (L_n I_n^i) = \sum_n (L_n I_n^r), \text{ ou}$$

$$\sum_n I_n^i = \sum_n I_n^r$$

Onde: L_n é a indutância associada com cada linha de transmissão.

Assim:

$$I_5^i + I_8^i - I_7^i - I_4^i + \hat{Z}_X^S I_{SX}^i = I_5^r + I_8^r - I_7^r - I_4^r + \hat{Z}_X^S I_{SX}^r + \hat{R}_X I_{mX}^r$$

E, conseqüentemente:

$$V_5^i + V_8^i - V_7^i - V_4^i + V_{SX}^i = -(V_5^r + V_8^r - V_7^r - V_4^r + V_{SX}^r + V_{mX}^r) \quad (2.68)$$

Onde: V_{sx} é a tensão nos stubs de curto-circuito, V_{mx} é a tensão nos stubs de perda magnética e \hat{R}_x é a resistência normalizada do stub de perda magnética para a direção x [3][12].

- Continuidade do Campo

As equações apresentadas através da continuidade dos campos elétrico e magnético apresentadas no item 2.2.1 continuam valendo e não são afetadas com a presença dos stubs.

- Stubs de Campo Elétrico

Os pulsos refletidos nos stubs de circuito aberto e perda elétrica podem ser obtidos como:

$$V_{0x}^r = V_x - V_{0x}^i \quad (2.69)$$

$$V_{ex}^r = V_x$$

Onde: V_x é a tensão sobre a capacitância total do nó na direção x , C_x .

Como a carga em C_x é igual a soma das cargas nas linhas relacionadas com a componente x do campo elétrico, tem-se:

$$V_x = \frac{V_1 + V_{12} + V_2 + V_9 + \hat{Y}_x^s \cdot V_{0x}}{4 + \hat{Y}_x^s} \quad (2.70)$$

Expressando V_x apenas em termos dos pulsos incidentes, sabendo que $V_i = V^i + V^r$, pode-se encontrar:

$$V_x = \frac{(V_1^i + V_1^r) + (V_{12}^i + V_{12}^r) + (V_2^i + V_2^r) + (V_9^i + V_9^r) + \hat{Y}_x^s \cdot (V_{0x}^i + V_{0x}^r)}{4 + \hat{Y}_x^s}$$

$$V_x = \frac{2 \cdot (V_1^i + V_{12}^i + V_2^i + V_9^i + \hat{Y}_x^s \cdot V_{0x}^i) - \hat{G}_x V_x}{4 + \hat{Y}_x^s}$$

$$V_x = \frac{2}{4 + \hat{Y}_x^s + \hat{G}_x} (V_1^i + V_{12}^i + V_2^i + V_9^i + \hat{Y}_x^s \cdot V_{0x}^i) \quad (2.71)$$

Analogamente, tem-se para as outras direções:

$$V_y = \frac{2}{4 + \hat{Y}_y^s + \hat{G}_y} (V_3^i + V_{11}^i + V_4^i + V_8^i + \hat{Y}_y^s \cdot V_{0y}^i)$$

$$V_z = \frac{2}{4 + \hat{Y}_z^s + \hat{G}_z} (V_5^i + V_7^i + V_6^i + V_{10}^i + \hat{Y}_z^s \cdot V_{0z}^i)$$

- Stubs de Campo Magnético

Os pulsos refletidos nos stubs de curto-circuito e perda magnética podem ser obtidos como:

$$V_{sx}^r = Z_0 \hat{Z}_x^s I_x + V_{sx}^i \quad (2.72)$$

$$V_{mx}^r = Z_0 \hat{R}_x I_x$$

Onde: I_x é a corrente total circulando em torno do nó. Como o fluxo total relacionado à indutância L_x é igual à soma dos fluxos nas linhas que contribuem com o campo magnético em x , tem-se:

$$I_x = \frac{I_7 + I_4 - I_5 - I_8 - \hat{Z}_x^s I_{sx}}{4 + \hat{Z}_x^s} \quad (2.73)$$

Analogamente, para as outras direções tem-se:

$$I_y = \frac{I_9 + I_6 - I_{10} - I_2 - \hat{Z}_y^s I_{sy}}{4 + \hat{Z}_y^s}$$

$$I_z = \frac{I_1 + I_{11} - I_3 - I_{12} - \hat{Z}_z^s I_{sz}}{4 + \hat{Z}_z^s}$$

Expressando I_x , I_y e I_z apenas em termos dos pulsos incidentes:

$$I_x = \frac{2}{Z_0 (4 + \hat{Z}_x^s + \hat{R}_x)} (V_7^i + V_4^i - V_5^i - V_8^i - V_{sx}^i) \quad (2.74)$$

$$I_y = \frac{2}{Z_0 (4 + \hat{Z}_y^s + \hat{R}_y)} (V_9^i + V_6^i - V_{10}^i - V_2^i - V_{sy}^i)$$

$$I_z = \frac{2}{Z_0(4 + \hat{Z}_z^s + \hat{R}_z)} (V_1^i + V_{11}^i - V_3^i - V_{12}^i - V_{sz}^i)$$

Utilizando o conjunto de equações deduzidas dos quatro princípios aqui apresentados, (2.67), (2.68), (2.8) e (2.11), encontra-se uma matriz (de dimensão 18×18) que define as propriedades de espalhamento em um nó em uma malha não homogênea, ou seja, com a inserção de três stubs capacitivos e três indutivos [3][4].

Naylor e Ait-Sadi deduziram um conjunto de equações baseadas no cálculo das tensões e correntes que descrevem um procedimento de espalhamento mais eficiente implementado [14] [12]. De acordo com o método, deve-se inicialmente calcular as tensões (V_x, V_y, V_z) e as circulações de corrente (I_x, I_y, I_z) nos nós, através dos pulsos incidentes. Em seguida, obtêm-se os pulsos refletidos nos stubs através das equações 2.69 e 2.72. Os pulsos nas doze portas são dados por:

$$\begin{aligned} V_1^r &= V_x - Z_0 I_z - V_{12}^i \\ V_2^r &= V_x + Z_0 I_y - V_9^i \\ V_3^r &= V_y + Z_0 I_z - V_{11}^i \\ V_4^r &= V_y - Z_0 I_x - V_8^i \\ V_5^r &= V_x + Z_0 I_x - V_7^i \\ V_6^r &= V_z - Z_0 I_y - V_{10}^i \\ V_7^r &= V_x - Z_0 I_x - V_5^i \\ V_8^r &= V_y + Z_0 I_x - V_4^i \\ V_9^r &= V_x - Z_0 I_y - V_2^i \\ V_{10}^r &= V_z + Z_0 I_y - V_6^i \\ V_{11}^r &= V_y - Z_0 I_z - V_3^i \\ V_{12}^r &= V_x + Z_0 I_z - V_1^i \end{aligned} \tag{2.75}$$

Estas equações são válidas também para o nó SCN sem stubs, no entanto, nenhum ganho computacional é verificado, sendo mais interessante a utilização da matriz 2.26 apresentada na seção 2.2.1.

A inserção dos stubs dissipativos mostrados acima, permite a modelagem de meios com perdas, onde nenhuma reflexão é verificada nestes elementos, sendo a energia absorvida [4][15].

No entanto, pode-se introduzir, alternativamente, este elemento dissipativo no processo de conexão [4][16]. Assim, a porta de um determinado nó que receberia toda a energia transmitida de um nó adjacente, só receberá parte desta energia, o restante será escoado para o elemento dissipativo. A parcela que será perdida é proporcional ao valor da resistência R relativa ao meio. Exemplificando, pode-se representar, através da Figura 2.10, a conexão das portas 10 do nó $(x-1, y, z)$ e 6 do nó (x, y, z) .

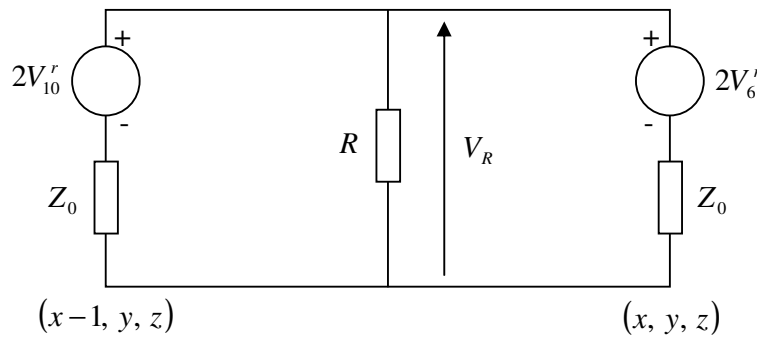


Figura 2.10: Conexão entre as portas 10 e 6 de nós adjacentes com elemento dissipativo.

Do circuito, pode-se obter que a tensão sobre o elemento dissipativo vale:

$$V_R = \frac{\frac{2V_{10}^r}{Z_0} + \frac{2V_6^r}{Z_0}}{\frac{2}{Z_0} + \frac{1}{R}} \quad (2.76)$$

Considerando, então, a dissipação sobre este elemento, a conexão com o momento seguinte, para as portas citadas, em um nó com perdas é dada por [4]:

$${}_{k+1}V_6^i(x, y, z) = V_R - {}_kV_6^r(x, y, z) \quad (2.77)$$

$${}_{k+1}V_{10}^i(x-1, y, z) = V_R - {}_kV_{10}^r(x-1, y, z) \quad (2.78)$$

2.4 – MODELAGEM DE MATERIAIS CONDUTORES

2.4.1 – O NÓ DE CURTO-CIRCUITO

Os elementos condutores perfeitos caracterizam-se por refletir totalmente as tensões que incidem neles. Fundamentado no Nó Concentrado Simétrico, o nó de curto-circuito, se baseia nesse princípio, isto é, a reflexão de todas as tensões incidentes no nó. A figura abaixo mostra o nó de curto-circuito.

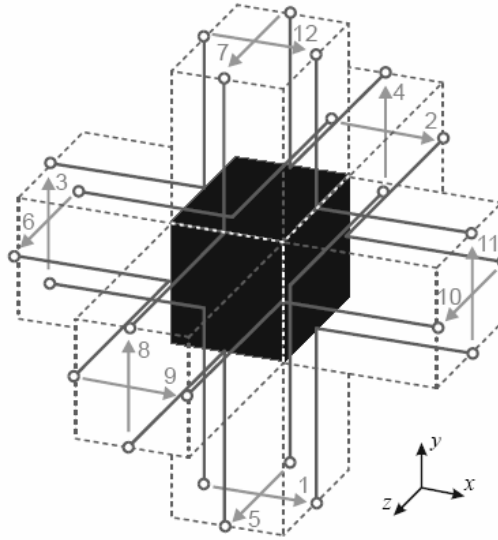


Figura 2.11: *Nó de Curto-Circuito.*

Para que essas reflexões aconteçam, do ponto de vista matemático, é necessário que seja realizada uma modificação na matriz convencional de espalhamento [S], a qual é utilizada para determinar o comportamento das tensões refletidas no interior do nó a partir das tensões incidentes. É necessário que todos os elementos da diagonal principal da matriz [S] sejam iguais a -1, isto garante a reflexão total das tensões incidentes. Assim:

$$S = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.79)$$

Pode-se, desta forma, modelar um condutor curto-circuitando determinados nós localizados em pontos discretos.

Uma desvantagem, porém, é que para a modelagem de fios condutores finos é necessária uma malha fina o que requer grande recurso computacional.

Uma forma de se modelar fios condutores é através dos chamados nós condutores (*wire nodes*) que serão vistos com maiores detalhes no capítulo 3.

2.5 – PROPRIEDADES DE PROPAGAÇÃO EM UMA MALHA REGULAR

Pode-se utilizar o nó SCN de 12 portas para modelar regiões no espaço através de uma malha uniforme, ou regular, sendo assim, todos os nós possuem obrigatoriamente as mesmas dimensões.

Uma vez obtidas as equações de espalhamento, faz-se necessária uma abordagem de como a onda atravessa o nó por inteiro, caracterizando a propagação ao longo de todo o Δl . É de fundamental importância a obtenção de uma relação entre o passo de tempo de cálculo Δt e o Δl , bem como, a conexão entre o instante de tempo seguinte [4]. Considere uma onda plana propagando-se sobre ao eixo z , em sentido contrário a este, (setas de número 1 na Figura 2.12), polarizada na direção y , incidindo no plano xy , conforme a Figura 2.12.

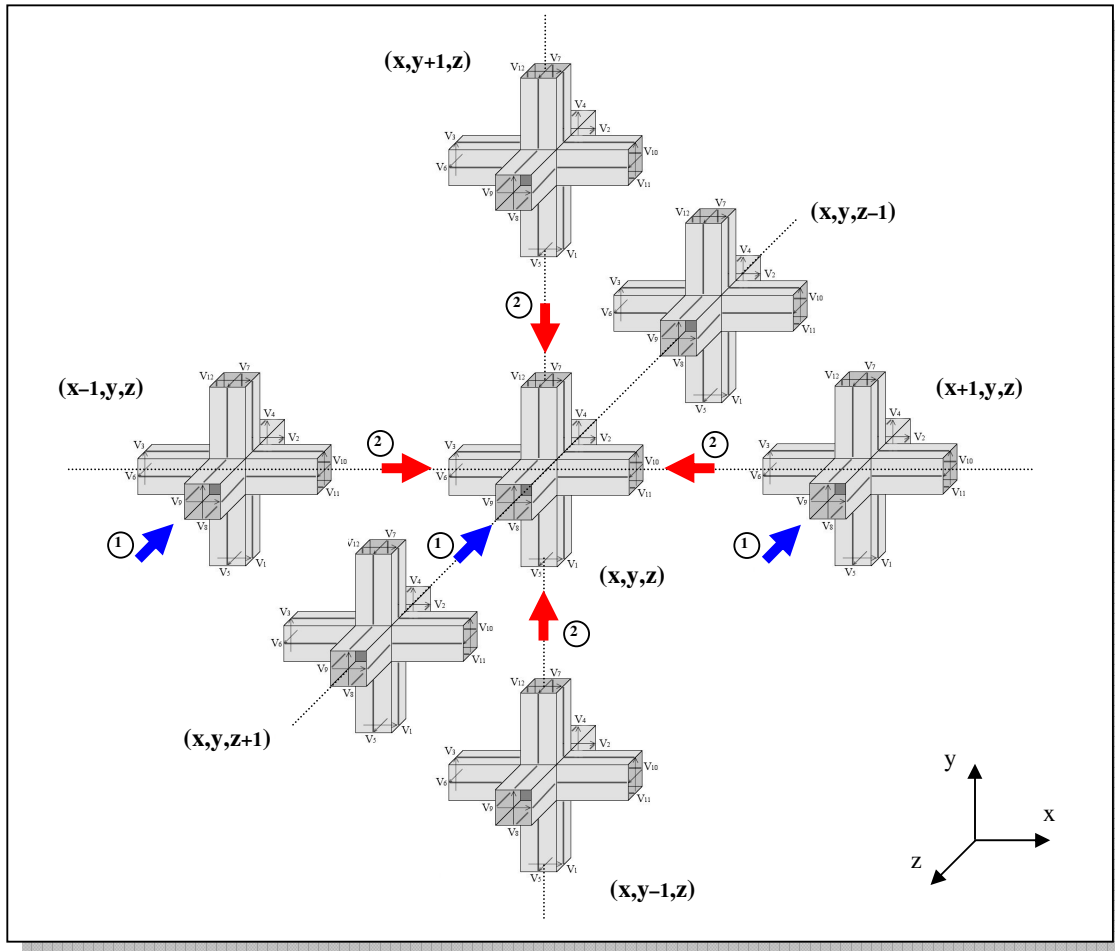


Figura 2.12: Propagação em uma malha TLM tridimensional.

Percebe-se que apenas a porta 8 de todos os nós deste plano é excitada. Assim, de acordo com a matriz espalhamento (Equação 2.26), no instante de tempo k , serão *refletidos* pulsos de tensão apenas nas portas 3, 5, 7 e 11, com valores $V_3^r = 0.5$, $V_7^r = 0.5$, $V_{11}^r = 0.5$ e $V_5^r = -0.5$, sendo zero em todas as outras portas [3]. É importante atentar que, até então, ${}_k V_2^r = {}_k V_4^r = 0$, ou seja, nenhuma energia foi transmitida ainda às portas 2 e 4. Considerando como referência o nó (x,y,z) , no próximo passo de tempo, $k+1$, este receberá pulsos *incidentes* que são *refletidos* dos nós vizinhos. Assim, para exemplificação, a tensão refletida no instante de tempo k pela porta 11 do nó $(x-1,y,z)$ será a tensão incidente na porta 3 do nó (x,y,z) em um instante $k+1$. Da mesma forma que o pulso refletido no instante de tempo k pela porta 7 do nó $(x,y-1,z)$ será a tensão incidente na porta 5 do nó (x,y,z) em um instante $k+1$. Matematicamente:

$${}_{k+1}V_3^i(x, y, z) = {}_kV_{11}^r(x-1, y, z) = 0.5$$

$${}_{k+1}V_5^i(x, y, z) = {}_kV_7^r(x, y-1, z) = 0.5$$

Usando o mesmo raciocínio:

$${}_{k+1}V_7^i(x, y, z) = {}_kV_5^r(x, y+1, z) = -0.5$$

$${}_{k+1}V_{11}^i(x, y, z) = {}_kV_3^r(x+1, y, z) = 0.5$$

Agora, o nó (x, y, z) possui tensões *incidentes* nas portas 3, 5, 7 e 11. Utilizando novamente a equação de espalhamento (Equação 2.26), pode-se observar que no início do passo $k+1$ todas as tensões refletidas no nó (x, y, z) serão iguais a zero, menos o pulso refletido na porta 4 (${}_kV_4^r = 1.0$), finalizando o processo [3]. Desta forma, necessitando de dois passos de tempo, a onda propagou-se ao longo de todo espaço Δl , a uma velocidade de propagação u , dada por:

$$u = \frac{\Delta l}{2\Delta t} \quad (2.80)$$

Para o vácuo: $u_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \cong 2.98 \cdot 10^8 \text{ m/s}$

Portanto, o passo de tempo de cálculo utilizado em uma malha regular deve ser:

$$\Delta t = \frac{\Delta l}{2u} \quad (2.81)$$

É importante salientar que para malhas não uniformes, como por exemplo, as malhas variáveis (*graded mesh*), existirão vários passos de tempo, um para cada região da malha, entretanto, no TLM deve ser escolhido apenas um Δt para toda malha [5].

2.6 – CONDIÇÕES DE CONTORNO

Percebe-se que, em um determinado volume modelado utilizando o método TLM, existem nós específicos que não possuem todas as suas portas ligadas a nós adjacentes, sendo assim, o procedimento de conexão com o instante de tempo seguinte, para essas portas, deve ser feito de forma diferente. Estes nós estão localizados na fronteira do espaço modelado. A Figura 2.13 representa uma região de fronteira no plano y - z . As portas 10 e 11 de todos os nós de fronteira não estão conectadas a nenhuma outra porta adjacente.

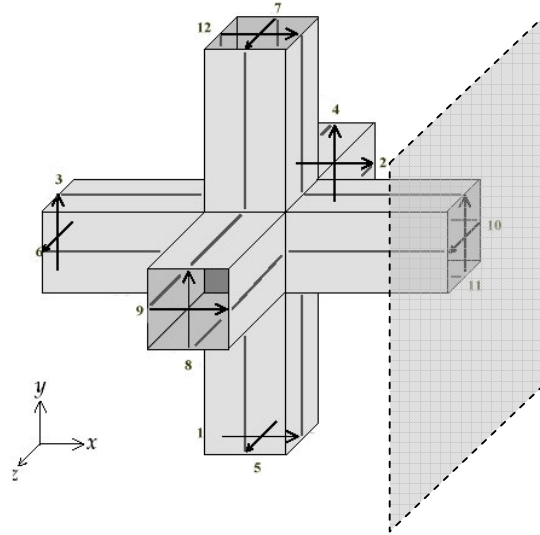


Figura 2.13: Região de fronteira no nó SCN.

Pode-se, então, definir um parâmetro que descreve o processo de reflexão destas portas, chamado de coeficiente de reflexão Γ . Este, depende das características do meio em que a onda se propaga e do meio existente na fronteira, e vale:

$$\Gamma = \frac{Z_b - Z}{Z_b + Z} \quad (2.82)$$

Onde Z_b é a impedância da fronteira e Z é a impedância do volume modelado.

Assim, na fronteira, a incidência e reflexão estão relacionadas da seguinte forma:

$${}_{k+1}V_n^i = \Gamma {}_k V_n^r \quad (2.83)$$

No caso mostrado acima:

$${}_{k+1}V_{10}^i = \Gamma {}_k V_{10}^r$$

$${}_{k+1}V_{11}^i = \Gamma {}_k V_{11}^r$$

Com a junção de diversos nós de fronteira, e escolhendo-se coeficientes de reflexão apropriados, podem-se modelar diversos tipos de materiais localizados na fronteira. Ou seja, para verificar a reflexão de uma onda propagando-se no espaço aberto e incidindo sobre uma chapa metálica condutora, por exemplo, tem-se que, a impedância da chapa Z_b é igual a zero, a impedância do meio é Z_0 , e, conseqüentemente, o coeficiente Γ nesta fronteira deve ser definido como -1, pois:

$$\Gamma = \frac{Z_b - Z}{Z_b + Z} = \frac{-Z_0}{Z_0} = -1$$

E, assim:

$${}_{k+1}V_{10}^i = - {}_kV_{10}^r$$

$${}_{k+1}V_{11}^i = - {}_kV_{11}^r$$

Deste modo, toda a tensão incidente na parede (denominada de parede elétrica) é refletida com sinal contrário para a região modelada [4].

Já para o caso de incidências sobre um material isolante perfeito, onde o valor de Z_b tende para infinito, tem-se que:

$$\Gamma = \frac{Z_b - Z}{Z_b + Z} = \frac{Z_b \rightarrow \infty - Z_0}{Z_b \rightarrow \infty + Z_0} \rightarrow 1$$

E, assim, a tensão incidente, após a reflexão, retorna à região modelada com mesmo sinal. No exemplo citado:

$${}_{k+1}V_{10}^i = {}_kV_{10}^r$$

$${}_{k+1}V_{11}^i = {}_kV_{11}^r$$

Quando a região sob análise tem como fronteiras o espaço aberto, a impedância da fronteira assume o valor da impedância característica Z_0 . Na situação em que a onda se propaga também no espaço aberto, tem-se:

$$\Gamma = \frac{Z_b - Z}{Z_b + Z} = \frac{Z_0 - Z_0}{Z_0 + Z_0} = 0$$

Portanto, pode-se notar que, simplesmente alterando os valores dos coeficientes de reflexão, é possível modificar as propriedades de reflexão da onda na fronteira. Garante-se, também, com a utilização do coeficiente de reflexão Γ , a conexão com o instante de tempo seguinte para essas portas específicas.

Uma colocação importante a se fazer, é o fato de que as fronteiras do problema, obrigatoriamente, estão localizadas a uma distância $\frac{\Delta l}{2}$ do último nó da região modelada, para manter o sincronismo [4], pois é necessário um tempo Δt para a onda refletida na fronteira retornar como onda incidente no último nó.

2.7 – SAÍDAS NO TLM

Uma grande vantagem do método TLM é o fato de se poder determinar o valor das grandezas eletromagnéticas no centro ou na interface de quaisquer nós da malha modelada. Isso pode ser realizado através da obtenção dos pulsos de tensão incidente nos nós sob análise. Para o cálculo das componentes dos campos elétrico e magnético, devem-se obter a tensão total e a circulação de corrente no nó em questão, em cada direção coordenada, respectivamente.

2.7.1 – CÁLCULO DE CAMPOS

A tensão na direção x é dada pela média da tensão total sobre as portas polarizadas na direção x , ou seja [3]:

$$V_x = \frac{1}{4} [(V_1^i + V_1^r) + (V_2^i + V_2^r) + (V_9^i + V_9^r) + (V_{12}^i + V_{12}^r)] \quad (2.84)$$

Para as outras direções, tem-se:

$$V_y = \frac{1}{4} [(V_3^i + V_3^r) + (V_{11}^i + V_{11}^r) + (V_4^i + V_4^r) + (V_8^i + V_8^r)] \quad (2.85)$$

$$V_z = \frac{1}{4} [(V_5^i + V_5^r) + (V_{10}^i + V_{10}^r) + (V_6^i + V_6^r) + (V_7^i + V_7^r)] \quad (2.86)$$

Sabe-se que, de acordo com a Lei da Conservação das Cargas, a soma dos pulsos incidentes é igual à soma dos pulsos refletidos. Assim, em um nó, (2.84), (2.85) e (2.86) podem ser reescritos como:

$$V_x = \frac{1}{2} (V_1^i + V_2^i + V_9^i + V_{12}^i) \quad (2.87)$$

$$V_y = \frac{1}{2} (V_3^i + V_{11}^i + V_4^i + V_8^i) \quad (2.88)$$

$$V_z = \frac{1}{2} (V_5^i + V_6^i + V_7^i + V_{10}^i) \quad (2.89)$$

As componentes dos campos elétrico e magnético se relacionam com os parâmetros de circuito através das seguintes equações:

$$E_x = -\frac{V_x}{\Delta x} \quad H_x = \frac{I_x}{\Delta x}$$

$$E_y = -\frac{V_y}{\Delta y} \qquad H_y = \frac{I_y}{\Delta y}$$

$$E_z = -\frac{V_z}{\Delta z} \qquad H_z = \frac{I_z}{\Delta z}$$

Desta forma, para uma malha uniforme, formada por nós cúbicos SCN de espaçamento Δl , tem-se:

$$E_x = -\frac{(V_1^i + V_2^i + V_9^i + V_{12}^i)}{2\Delta l} \tag{2.90}$$

$$E_y = -\frac{(V_3^i + V_{11}^i + V_4^i + V_8^i)}{2\Delta l} \tag{2.91}$$

$$E_z = -\frac{(V_5^i + V_6^i + V_7^i + V_{10}^i)}{2\Delta l} \tag{2.92}$$

Pode-se determinar os valores das correntes que circulam sobre o nó, I_x , I_y e I_z , através de procedimento similar ao utilizado no modelo unidimensional do TLM, usando o modelo equivalente de Thevenin. Por exemplo, aplicando o equivalente de Thevenin sobre o circuito apresentado na Figura 2.8 b, tem-se:

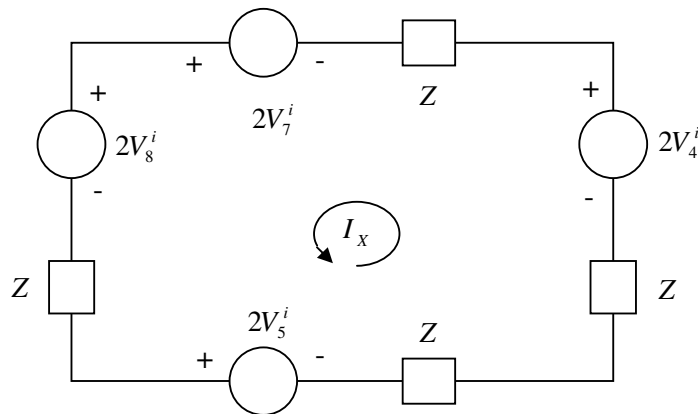


Figura 2.14: Circuito Equivalente para cálculo da corrente contribuindo para a componente x do campo magnético.

Assim, I_x é dado por:

$$I_x = \frac{(V_4^i + V_7^i - V_5^i - V_8^i)}{2Z} \tag{2.93}$$

E, conseqüentemente:

$$H_x = \frac{(V_4^i + V_7^i - V_5^i - V_8^i)}{2Z\Delta l} \quad (2.94)$$

É de fácil verificação que as outras componentes são dadas por:

$$I_y = \frac{(V_6^i + V_9^i - V_2^i - V_{10}^i)}{2Z}, H_y = \frac{(V_6^i + V_9^i - V_2^i - V_{10}^i)}{2Z\Delta l} \quad (2.95)$$

$$I_z = \frac{(V_1^i + V_{11}^i - V_3^i - V_{12}^i)}{2Z}, H_z = \frac{(V_1^i + V_{11}^i - V_3^i - V_{12}^i)}{2Z\Delta l} \quad (2.96)$$

Estes resultados são válidos considerando uma malha SCN sem a adição de stubs. Para uma malha com stubs, devem-se utilizar as mesmas equações mostradas acima, substituindo-se os valores de V_x , V_y , V_z e de I_x , I_y , I_z , por expressões que considerem a presença desses elementos. Assim, para os nós SCN “carregados” com stubs:

$$E_x = -\frac{2}{\Delta l(4 + \hat{Y}_x^s + \hat{G}_x)}(V_1^i + V_{12}^i + V_2^i + V_9^i + \hat{Y}_x^s \cdot V_{0x}^i) \quad (2.97)$$

$$E_y = -\frac{2}{\Delta l(4 + \hat{Y}_y^s + \hat{G}_y)}(V_3^i + V_{11}^i + V_4^i + V_8^i + \hat{Y}_y^s \cdot V_{0y}^i) \quad (2.98)$$

$$E_z = -\frac{2}{\Delta l(4 + \hat{Y}_z^s + \hat{G}_z)}(V_5^i + V_6^i + V_7^i + V_{10}^i + \hat{Y}_z^s \cdot V_{0z}^i) \quad (2.99)$$

$$H_x = \frac{2}{Z_0\Delta l(4 + \hat{Z}_x^s + \hat{R}_x)}(V_7^i + V_4^i - V_5^i - V_8^i - V_{sx}^i) \quad (2.100)$$

$$H_y = \frac{2}{Z_0\Delta l(4 + \hat{Z}_y^s + \hat{R}_y)}(V_6^i + V_9^i - V_2^i - V_{10}^i - V_{sy}^i) \quad (2.101)$$

$$H_z = \frac{2}{Z_0\Delta l(4 + \hat{Z}_z^s + \hat{R}_z)}(V_1^i + V_{11}^i - V_3^i - V_{12}^i - V_{sz}^i) \quad (2.102)$$

Os campos elétricos e magnéticos podem ainda ser encontrados entre dois nós, ou seja, na interface de ligação entre dois nós adjacentes. Para isso, necessita-se apenas de duas portas de tensão incidente polarizadas na direção de análise [12]. Desta forma, para uma malha SCN regular:

$$E_y = -\frac{V_{11}^i(x, y, z) + V_3^i(x+1, y, z)}{\Delta l}$$

$$H_z = \frac{V_3^i(x+1, y, z) - V_{11}^i(x, y, z)}{Z_0 \Delta l}$$

Em problemas de Compatibilidade Eletromagnética é fundamental a obtenção dos valores de corrente que fluem em superfícies e fios condutores.

2.7.2 – CÁLCULO DE CORRENTES

No primeiro caso, o cálculo se dá utilizando a porta de tensão que está polarizada no sentido do fluxo de corrente, assim, para efeito de exemplificação, a corrente que atravessa uma placa metálica, de resistência R , na direção y , localizada na face à direita do nó SCN mostrado na Figura 2.13, é dada por:

$$I_y = -\frac{2V_{11}^i}{R + Z}$$

Já a corrente que flui na direção z dessa mesma placa vale:

$$I_z = -\frac{2V_{10}^i}{R + Z}$$

Abaixo, tem-se o circuito equivalente de Thevenin de cada situação.

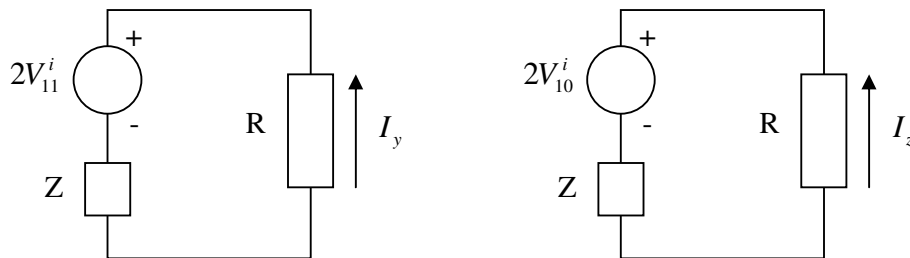


Figura 2.15: Circuitos Equivalentes de uma placa metálica resistiva.

Para a obtenção da corrente elétrica fluindo em um condutor, pode-se utilizar a lei de Ampère sobre o percurso fechado que envolve o fio conforme a Figura 2.16.

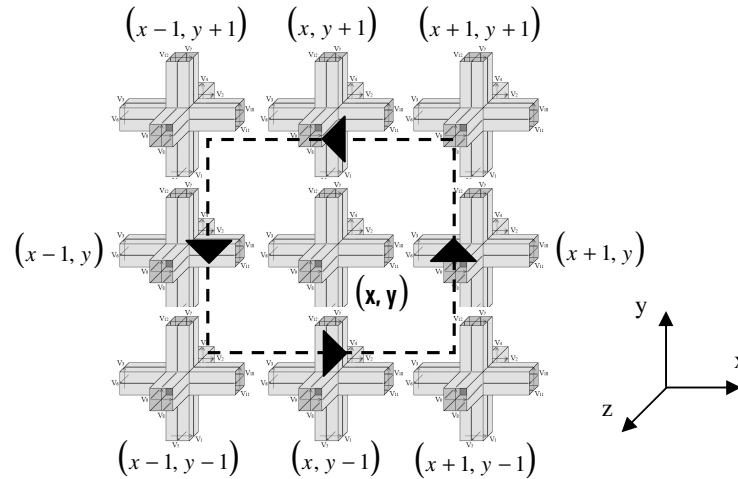


Figura 2.16: Cálculo da corrente utilizando a Lei de Ampere.

De acordo com a lei de Ampere:

$$I = \int_c H dl \tag{2.103}$$

Portanto, calculando as componentes de campo magnético utilizando as expressões adequadas deduzidas no item 2.7.1, e aplicando em (2.103), pode-se obter para a corrente na direção z [4]:

$$\begin{aligned}
 I_z = & \frac{\Delta l}{2} H_x(x-1, y-1, z) + \Delta l H_x(x, y-1, z) + \frac{\Delta l}{2} H_x(x+1, y-1, z) + \\
 & \frac{\Delta l}{2} H_y(x+1, y-1, z) + \Delta l H_y(x+1, y, z) + \frac{\Delta l}{2} H_y(x+1, y+1, z) - \\
 & \frac{\Delta l}{2} H_x(x+1, y+1, z) - \Delta l H_x(x, y+1, z) - \frac{\Delta l}{2} H_x(x-1, y+1, z) - \\
 & \frac{\Delta l}{2} H_y(x-1, y+1, z) - \Delta l H_y(x-1, y, z) - \frac{\Delta l}{2} H_y(x-1, y-1, z)
 \end{aligned} \tag{2.104}$$

Pode-se também representar o problema através de um circuito equivalente (Figura 2.17). Considerando um fio condutor colocado na direção z com resistência R, tem-se:

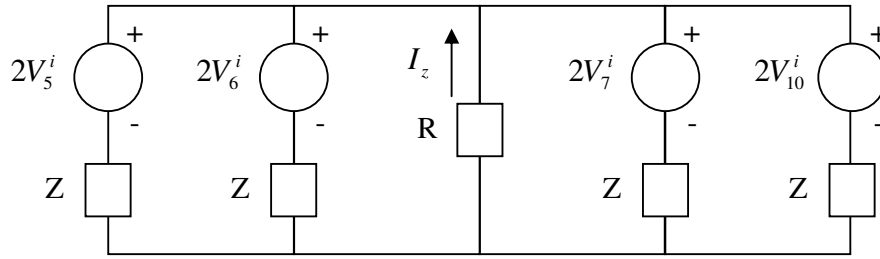


Figura 2.17: Circuito Equivalente para cálculo da corrente I_z .

Assim, a corrente na direção Z pode ser encontrada:

$$I_z = -2 \frac{(V_5^i + V_6^i + V_7^i + V_{10}^i)}{4R + Z} \quad (2.105)$$

Analogamente, para as outras direções:

$$I_x = -2 \frac{(V_1^i + V_{12}^i + V_2^i + V_9^i)}{4R + Z}$$

$$I_y = -2 \frac{(V_3^i + V_{11}^i + V_4^i + V_8^i)}{4R + Z}$$

Tão importante quanto o entendimento do processo de obtenção de grandezas elétricas numa malha TLM tridimensional, é a compreensão de como são inseridas fontes de excitação no sistema. Tal processo será descrito no item a seguir.

2.8 – EXCITAÇÃO NO TLM

A excitação em uma malha SCN ocorre através da injeção de pulsos de tensão em portas específicas. Assim, para excitar uma determinada componente de campo elétrico, por exemplo E_z , com o valor de E_0 , deve-se injetar pulsos nas portas 5, 6, 7 e 10, como pode ser percebido através da equação 2.92. Portanto, as tensões nestas portas devem ser definidas por:

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

Substituindo em 2.92, obtém-se que $E_z = E_0$. Observa-se que com este conjunto de tensões incidentes, nenhuma outra componente de campo elétrico e magnético é excitada. Se, por sua vez, for requerida a componente de campo E_x , devem-se injetar pulsos de mesmo valor, nas portas 1, 2, 9 e 12, enquanto que para a componente E_y , deve-se injetar pulsos nas portas 3, 4, 11 e 8.

Da mesma forma, pode-se excitar uma componente de campo magnético. Assim, se o intuito é produzir a componente de campo magnético H_x , com um determinado valor H_0 , observando a equação 2.94 devem-se injetar pulsos incidentes nas portas 4, 5, 7 e 8, de valor:

$$V_4^i = V_7^i = H_0 Z \frac{\Delta l}{2}$$

$$V_5^i = V_8^i = -H_0 Z \frac{\Delta l}{2}$$

Substituindo estes valores na equação 2.94 encontra-se exatamente $H_x = H_0$. Com apenas este conjunto de portas excitadas, nenhuma outra componente de campo elétrico e magnético é produzida.

Para a excitação por corrente, injetando corrente elétrica em condutores, devem-se excitar as respectivas componentes de campo magnético de forma a produzir um fluxo de corrente na direção desejada, atendendo a lei de Ampère mostrada no item anterior.

No caso de uma malha SCN com stubs, o procedimento é similar, com a diferença de que devem-se injetar pulsos incidentes também nas portas referentes aos stubs. Assim, no caso de produzir a componente E_z , por exemplo, em uma malha não-homogênea, é necessário definir:

$$V_5^i = V_6^i = V_7^i = V_{10}^i = V_{0z}^i = E_0 \frac{\Delta z}{2}$$

Para uma malha regular:

$$V_5^i = V_6^i = V_7^i = V_{10}^i = V_{0z}^i = E_0 \frac{\Delta l}{2}$$

Da mesma forma para as outras componentes E_x e E_y , e para a excitação das componentes de campo magnético H_x , H_y e H_z .

Neste capítulo foi apresentada detalhadamente a versão tridimensional do método TLM. A modelagem de meios não-homogêneos e com perdas, o processo de espalhamento da energia e cálculos de campos foram alguns temas abordados aqui, com o intuito de fornecer uma fundamentação teórica desta versão do método.

A seguir, na segunda etapa do trabalho, será tratado o objeto principal de estudo dessa dissertação, os nós condutores, topologias de nós 3D que possuem elementos condutores em sua geometria. E, em seguida, será realizado o tratamento de casos relativos ao eletromagnetismo utilizando um destes elementos.

CAPÍTULO 3

MÉTODOS DE MODELAGEM DE CONDUTORES FINOS

3.1 – INTRODUÇÃO

A utilização de elementos de dimensões extremamente reduzidas como fios finos, fendas estreitas e filmes finos, entre outros, em problemas de compatibilidade eletromagnética (EMC), sempre apresentaram diversas dificuldades. O uso de métodos diferenciais permite a modelagem desses elementos. Através do TLM, por exemplo, foi visto que a junção de diversos nós de curto-circuito colocados lado a lado, modela um condutor perfeito. Entretanto, se esse condutor tiver uma seção transversal muito menor do que o volume total modelado, um grande esforço computacional será requerido, do ponto de vista de tempo e espaço de armazenamento, muitas vezes, inviabilizando o método em aplicações mais realistas [3][4].

A questão gira em torno do tamanho relativo entre o espaçamento do nó Δl e o raio do fio. É fundamental para a modelagem de fios finos que esta razão seja grande. No caso do nó de curto-circuito, é difícil especificar-se um valor exato para o diâmetro do condutor, contudo, assume-se como tamanho aproximado, o próprio valor do Δl [3]. Pode-se tornar a modelagem mais precisa utilizando-se técnicas que permitam representar um fio fino usando uma malha grossa. Na última década diversas formulações foram desenvolvidas com o intuito de possibilitar, de forma viável e eficiente, a inserção desses elementos em problemas de eletromagnetismo.

A primeira delas, utilizando o método TLM surgiu em 1992, foi desenvolvida por P. Naylor e C. Christopoulos e será descrita a seguir [17].

3.2 – NÓ CONDUTOR PROPOSTO POR P. NAYLOR

Da mesma forma que o nó de curto-circuito, o nó condutor também se baseia no nó concentrado simétrico, entretanto, ele inclui nas propriedades de espalhamento os efeitos de um condutor cilíndrico situado no centro do nó ao longo de um dos eixos do sistema de coordenadas. A Figura 3.1 mostra o nó condutor. Observe que o elemento condutor atravessa todo seu comprimento nodal e que, neste caso, o mesmo encontra-se posicionado no eixo Z.

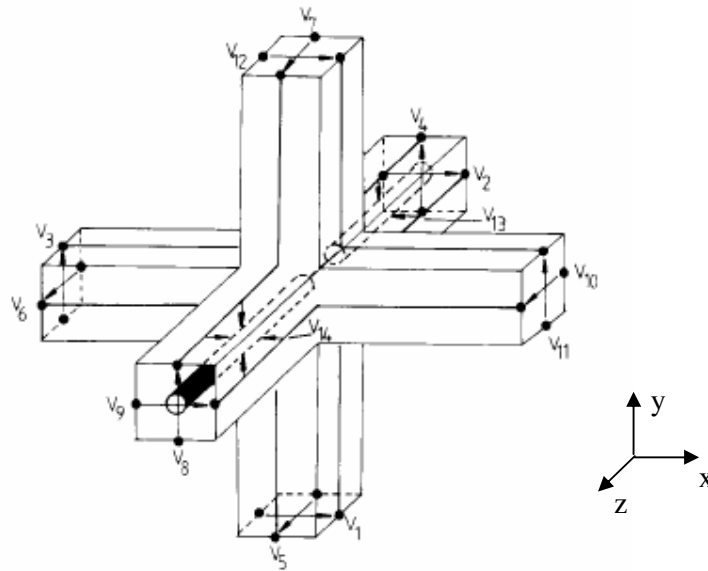


Figura 3.1: O Nó Condutor.

Para caracterizar a presença do condutor no interior do nó são inseridos pseudo-stubs no nó concentrado simétrico. A matriz espalhamento é então modificada adicionando-se as linhas V_{13} e V_{14} . Desta forma, além das 12 portas convencionais do nó SCN, são adicionadas duas portas extras representando as duas terminações do fio. A nova matriz espalhamento $[S']$ é então determinada através das equações de Maxwell e pela conservação da carga e energia [17]. De acordo com essa técnica, duas matrizes espalhamento distintas são utilizadas, uma para a região que não engloba o elemento condutor e a outra para a região onde o condutor está localizado.

A Matriz $[S']$ que está associada a um condutor posicionado no centro do nó na direção Z é mostrada abaixo [17].

$$S' = \begin{bmatrix} 0 & 0.5 & 0.5 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.5 & 0 & -0.5 & 0 & 0 & 0 \\ 0.5 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.5 & 0 & 0 & 0 & -0.5 & 0 & 0.5 & 0 & 0 \\ 0.5 & 0 & 0 & 0.5 & 0 & 0 & 0 & 0.5 & 0 & 0 & 0 & -0.5 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.5 & 0 & 0.5 & 0 & -0.5 & 0 & 0 & 0 & 0.5 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.5 & -a & b & a & 0.5 & 0 & b & 0 & 0 & Yb & Yb \\ 0 & 0.5 & 0 & 0 & b & -a & b & -0.5 & -a & 0 & 0 & 0 & Yb & Yb \\ 0 & 0 & 0 & -0.5 & a & b & -a & 0.5 & 0 & b & 0 & 0 & Yb & Yb \\ 0 & 0 & 0.5 & 0 & -0.5 & 0 & 0.5 & 0 & 0 & 0 & 0.5 & 0 & 0 & 0 \\ 0.5 & 0 & 0 & 0 & 0 & -0.5 & 0 & 0 & 0 & 0.5 & 0 & 0.5 & 0 & 0 \\ 0 & -0.5 & 0 & 0 & b & -a & b & 0 & 0.5 & -a & 0 & 0 & Yb & Yb \\ -0.5 & 0 & 0 & 0.5 & 0 & 0 & 0 & 0.5 & 0 & 0 & 0 & 0.5 & 0 & 0 \\ 0 & 0.5 & -0.5 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.5 & 0 & 0.5 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & b & b & b & 0 & 0 & b & 0 & 0 & Yb & -2b \\ 0 & 0 & 0 & 0 & b & b & b & 0 & 0 & b & 0 & 0 & -2b & Yb \end{bmatrix}$$

Onde:

$$a = \frac{Y}{2(Y+2)}$$

$$b = \frac{1}{Y+2} \quad (3.1)$$

$$Y = 2 \frac{Y_{cm}}{Y_0}$$

A Admitância Y_{cm} representa a admitância das linhas 13 e 14, é deduzida da fórmula básica da admitância de uma linha de transmissão coaxial consistindo de um fio (condutor interno) e um condutor externo de diâmetro Δl e pode ser obtida como:

$$Y_{cm} = \frac{\sqrt{\epsilon_r}}{60 \cdot \ln\left(0.54 \frac{\Delta l}{r}\right)} \quad (3.2)$$

Onde: Δl é o espaçamento nodal e r é o raio do condutor interno.

Este método pode introduzir erros de velocidade, devido à admitância da linha, que em alguns casos tornam-se consideráveis. Algumas melhorias foram realizadas, a partir de então, a primeira delas será vista a seguir.

3.3 – NÓ CONDUTOR PROPOSTO POR A. J. WLODARCZYK

Na formulação anterior observa-se que é necessária a obtenção de uma matriz espalhamento, onde qualquer modificação no nó necessariamente obriga a um novo cálculo dos elementos da matriz. Porém, muitas vezes isto não é um procedimento simples. A. J. Wlodarczyk e D. P. Johns descreveram um modelo que insere um condutor perfeito posicionado na parte central da interface entre duas células TLM [nós(x, y, z)] e

$(x+1, y, z)$], atravessando toda a extensão do nó, ao longo da direção z , como pode ser visto na Figura 3.2 [18].

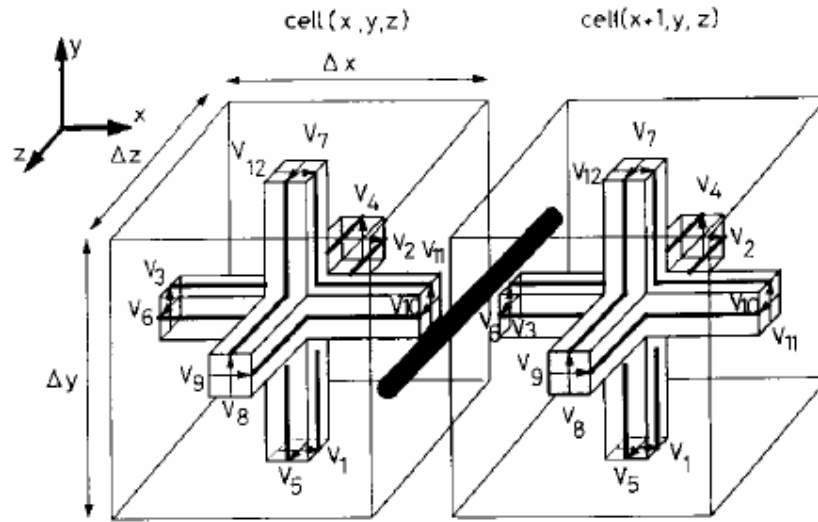


Figura 3.2: Fio Fino na interface entre dois nós SCN.

Na junção dos nós, ou seja, na interface das células, ocorre o encontro entre a linha do condutor e os ramos de ligação dos nós SCN. Assim, é nessa interface onde se dá o acoplamento entre o campo e o fio, definido pelo espalhamento.

De forma similar ao nó condutor proposto por Naylor, o excesso de capacitância e indutância, por unidade de comprimento, devido à inclusão do fio metálico, é dado por:

$$C_d = \frac{2\pi\epsilon}{\ln\left(\frac{\alpha \cdot \Delta y}{r}\right)} \tag{3.3}$$

$$L_d = \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{\beta \cdot \Delta y}{r}\right) \tag{3.4}$$

Onde: r é o raio do condutor e Δy é a largura da célula na direção y . Para uma malha regular $\Delta y = \Delta l$. Os fatores α e β são parâmetros de correção relacionados com o raio equivalente externo. Para malha homogêneas preenchidas pelo ar valem, respectivamente, 0.4 e 0.15 [3][18].

Estas capacitâncias e indutâncias adicionais são inseridas no circuito através de uma linha “link” de impedância característica Z_{LINE} e um “stub” de linha de transmissão indutivo de impedância Z_{STUB} (Figura 3.3), conectados na junção. Mais detalhes sobre modelos link e stub, podem ser vistos nas referências [3][6]. Na Figura 3.2 as portas 3 e 6 do nó $(x+1, y, z)$ e as portas 10 e 11 do nó (x, y, z) estão presentes na interface

condutora, entretanto, apenas a porta 6 do nó $(x+1, y, z)$ e a porta 10 do nó (x, y, z) interagem diretamente com o fio [3][18].

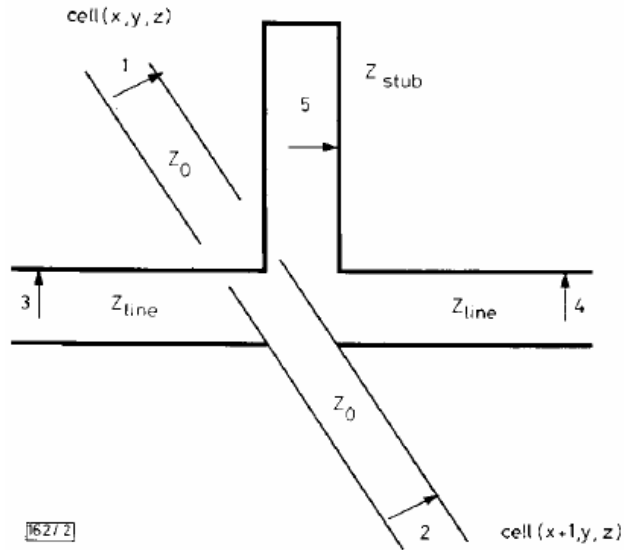


Figura 3.3: Interface Condutora.

Os parâmetros da linha na interface condutora estão relacionados através do seguinte circuito:

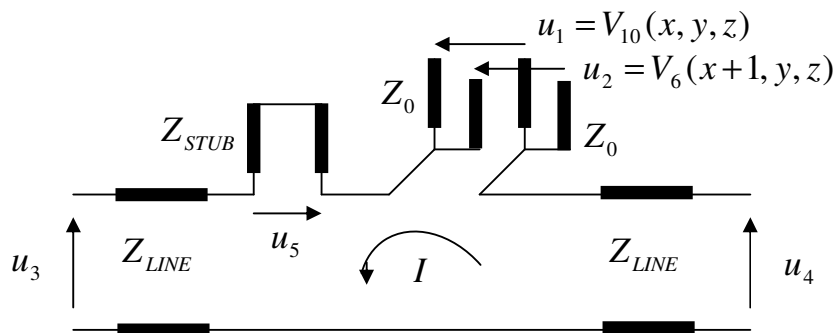


Figura 3.4: Circuito representando a interface condutora.

Através do modelo “link” pode-se modelar as capacitâncias necessárias nas linhas 3 e 4 por:

$$Z_{LINE} = \frac{\Delta t}{C_d \cdot \Delta z} \tag{3.5}$$

Estas linhas também inserem indutâncias, dadas por:

$$L_{LINE} = \frac{(\Delta t)^2}{C_d \Delta z} \quad (3.6)$$

Assim, tem-se que:

$$L_{STUB} = L_{NÓ} - L_{LINE}$$

$$L_{STUB} = L_d \Delta z - \frac{(\Delta t)^2}{C_d \Delta z} \quad (3.7)$$

E, pode-se obter Z_{STUB} :

$$Z_{STUB} = \frac{2L_{STUB}}{\Delta t} = 2 \left(\frac{L_d \Delta z}{\Delta t} - \frac{\Delta t}{C_d \Delta z} \right)$$

No caso de uma malha regular:

$$Z_{LINE} = \frac{\Delta t}{C_d \cdot \Delta l} \quad (3.8)$$

$$Z_{STUB} = 2 \left(\frac{L_d \Delta l}{\Delta t} - \frac{\Delta t}{C_d \Delta l} \right) \quad (3.9)$$

Onde Δt é o passo de tempo da malha TLM.

A impedância Z_{STUB} precisa ser necessariamente positiva para a estabilidade do sistema. Sendo assim, obtém-se como restrição para o valor de r :

$$Z_{STUB} = 2 \left(\frac{L_d \Delta l}{\Delta t} - \frac{\Delta t}{C_d \Delta l} \right) \geq 0 \quad (3.10)$$

$$r \leq 0.108 \cdot \Delta l \quad (3.11)$$

Utilizando o modelo equivalente de Thevenin nas linhas “link” e no “stub” da Figura 3.4, pode-se obter a corrente fluindo no fio na direção z em função das tensões incidentes [18]:

$$I = \frac{(u_1 + u_2) - 2u_3 + 2u_4 - 2u_5}{0.5Z_0 + Z_{STUB} + 2Z_{LINE}} \quad (3.12)$$

De acordo com esta técnica, uma vez calculado o valor de corrente, pode-se então, determinar os pulsos refletidos necessários para realizar o processo de espalhamento.

Assim:

$$u_1^r = -\frac{1}{2} I \cdot Z_0 + u_2^i$$

$$u_2^r = -\frac{1}{2} I \cdot Z_0 + u_1^i$$

$$u_3^r = I \cdot Z_{LINE} + u_3^i \quad (3.13)$$

$$u_4^r = -I \cdot Z_{LINE} + u_4^i$$

$$u_5^r = I \cdot Z_{STUB} + u_5^i$$

Onde: u_1^i e u_2^i são os pulsos incidentes na interface do nó SCN nas linhas com polarização na direção do fio. Para o exemplo mostrado na Figura 3.2, u_1^i é igual a $V_{10}^i(x, y, z)$, enquanto que, u_2^i é igual a $V_6^i(x, y, z)$.

u_3^i e u_4^i são os pulsos incidentes nas linhas do condutor e u_5^i é o pulso incidente no ‘stub’ indutivo.

Percebe-se que esta formulação não utiliza uma matriz espalhamento em seu processo de reflexão, e sim, equações que definem este espalhamento.

É importante lembrar que, para realizar a conexão com o momento seguinte, estes pulsos de tensão refletidos devem se “transformar” em pulsos de tensão incidentes nos nós vizinhos no passo de tempo posterior.

Uma atenção especial deve ser dada aos fatores empíricos presentes nas equações 3.3 e 3.4. Dependendo do caso analisado pode ser necessária a modificação desses parâmetros, como por exemplo, em fios colocados próximos a outros elementos, ou imersos em meios não homogêneos como no caso de aterramento elétrico. Geralmente a definição desses parâmetros se dá por cálculo numérico ou por experimentação computacional [3][18].

A seguir será descrita uma técnica baseada nesta formulação apresentada, entretanto, com o condutor posicionado no centro da célula e não na interface, que será aplicado nos problemas estudados nesta dissertação.

3.4 – NÓ CONDUTOR PROPOSTO POR J. PORTI

J. A. Porti propõe um nó condutor para a modelagem de fios finos muito similar à interface condutora mostrada anteriormente [19]. O modelo também considera um condutor atravessando toda a extensão nodal segundo o eixo z . A capacitância C_d e a indutância L_d , por unidade de comprimento, também são adicionadas ao nó devido à presença do fio. A diferença se dá no fato de que o condutor está posicionado no centro do nó, como na formulação proposta no item 3.2. Portanto, a estrutura mostrada na Figura 3.3 é deslocada e inserida no interior do nó SCN, ao invés de na interface do nó. Além disso, o processo de espalhamento é dado por:

$$[S] \cdot [V^i] = \begin{bmatrix} -a & d & -a & d & -4a & 4a & 4a \\ d & -a & d & -a & -4a & 4a & 4a \\ -a & d & -a & d & -4a & 4a & 4a \\ d & -a & d & -a & -4a & 4a & 4a \\ -b & -b & -b & -b & e & 4b & 4b \\ b & b & b & b & 4b & e & -4b \\ c & c & c & c & 4c & -4c & f \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_5^i \\ V_6^i \\ V_7^i \\ V_{10}^i \\ V_{13}^i \\ V_{14}^i \\ V_{15}^i \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

A partir do produto apresentado acima pode-se deduzir expressões que descrevem o processo de espalhamento considerando um condutor atravessando toda a extensão nodal nos eixos coordenados x e y :

$$[S_{eixo\ x}] \cdot [V^i] = \begin{bmatrix} -a & d & -a & d & -4a & 4a & 4a \\ d & -a & d & -a & -4a & 4a & 4a \\ -a & d & -a & d & -4a & 4a & 4a \\ d & -a & d & -a & -4a & 4a & 4a \\ -b & -b & -b & -b & e & 4b & 4b \\ b & b & b & b & 4b & e & -4b \\ c & c & c & c & 4c & -4c & f \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_1^i \\ V_2^i \\ V_{12}^i \\ V_9^i \\ V_{13}^i \\ V_{14}^i \\ V_{15}^i \end{bmatrix}$$

$$[S_{eixo\ y}] \cdot [V^i] = \begin{bmatrix} -a & d & -a & d & -4a & 4a & 4a \\ d & -a & d & -a & -4a & 4a & 4a \\ -a & d & -a & d & -4a & 4a & 4a \\ d & -a & d & -a & -4a & 4a & 4a \\ -b & -b & -b & -b & e & 4b & 4b \\ b & b & b & b & 4b & e & -4b \\ c & c & c & c & 4c & -4c & f \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_3^i \\ V_4^i \\ V_{11}^i \\ V_8^i \\ V_{13}^i \\ V_{14}^i \\ V_{15}^i \end{bmatrix}$$

E seus termos são deduzidos como:

$$\begin{aligned} a &= \frac{Z_0}{8Z_T} \\ b &= \frac{0.5Z_{LINE}}{Z_T} \\ c &= \frac{0.5Z_{STUB}}{Z_T} \\ d &= 2b + c \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$e = 2c + 2a$$

$$f = 4b - 2c + 2a$$

Onde: Z_{LINE} é a impedância característica da linha “link” (Equação 3.8), Z_{STUB} é a impedância característica do stub indutivo (equação 3.9) e $Z_T = 2Z_{LINE} + Z_{STUB} + 0.5Z_0$.

A rotina de conexão com o momento seguinte se mantém como para o nó SCN convencional.

Através destas modificações, o nó condutor proposto por Porti conduz a melhores resultados numéricos [19]. Desta forma, utilizou-se esta técnica nos problemas analisados nesta dissertação e que serão apresentados no capítulo a seguir.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS FINAIS

4.1 – CORRENTES INDUZIDAS EM FIOS FINOS NO INTERIOR DE GABINETES METÁLICOS

Alguns resultados de simulação serão mostrados com o objetivo de se fazer uma comparação das metodologias, sempre tomando como referência o nó de curto-circuito. No primeiro caso estudado, foi modelada uma caixa metálica de dimensões $0,27m \times 0,15m \times 0,15m$ com suas faces no plano xz abertas, juntamente com um fio fino condutor de comprimento $0,09m$ colocado no interior da caixa. O interior da caixa foi composto por um meio homogêneo sem perdas simulando o espaço aberto. Uma onda plana com excitação senoidal de frequência de 1 GHz e amplitude de 10 V, polarizada em relação ao eixo Z, foi lançada em direção ao condutor, incidindo sobre o mesmo, induzindo uma corrente nele. Esta foi calculada no centro do fio, observando seu comportamento ao longo do tempo, utilizando inicialmente nós de curto-circuito para modelar o condutor, e, posteriormente, modelando através de nós condutores (modelo proposto por J. Porti). Aplicando uma transformada rápida de Fourier (FFT), realizou-se também, uma análise no domínio da frequência. O caso modelado é mostrado na figura abaixo:

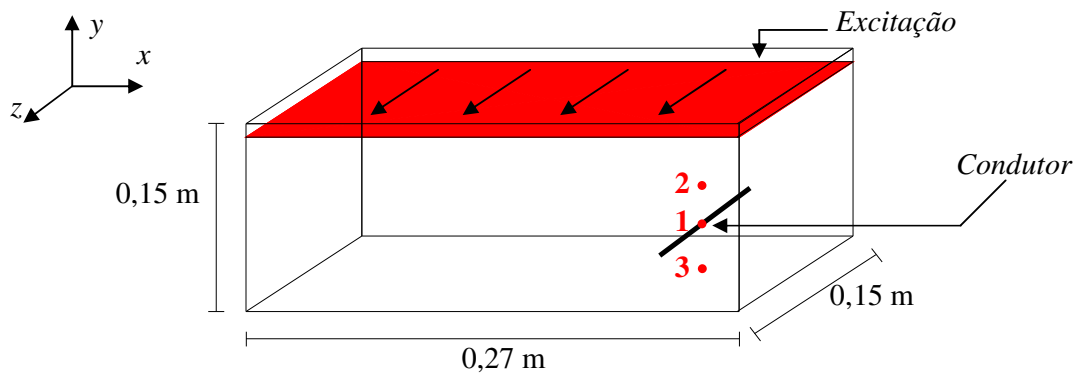


Figura 4.1: Caixa Metálica aberta nas faces xz com condutor fino.

Modelo Utilizando o Nó de Curto-Circuito

Inicialmente, a geometria da Figura 4.1 foi formada utilizando o nó condensado simétrico usual, onde o condutor foi modelado curto-circuitando determinados nós através do uso dos chamados nós de curto-circuito. Para o problema aqui considerado, foi usado um espaçamento nodal Δl de $6mm$. Desta forma, a caixa foi segmentada em uma malha fina de $45 \times 25 \times 25$ nós, enquanto o condutor foi modelado utilizando 15 nós posicionados na região cartesiana $(29, 7, 6 : 20)$.

Modelo Utilizando o Nó Condutor

Em seguida, a mesma geometria foi modelada, entretanto, utilizou-se desta vez, o nó condutor proposto por J. Porti para a modelagem do condutor fino interno a caixa. Todos os nós localizados fora da região que envolve o condutor fino foram modelados utilizando a formulação do nó condensado simétrico usual. Assim, foram utilizados dois processos de espalhamento distintos, um para cada região. Para o problema em questão, foi utilizado um espaçamento nodal 5 vezes maior ($\Delta l = 30mm$) e, conforme a equação 3.11, utilizou-se um raio de $3,24mm$ para o fio. Foi constatado que o valor limite desta desigualdade, ou seja, $r = 0.108 \cdot \Delta l$ leva a resultados mais precisos. Para manter as dimensões adotadas na formulação do problema, a caixa metálica foi segmentada em uma malha grossa de $9 \times 5 \times 5$ nós, e o condutor em 3 nós. Este último foi colocado na posição $(6, 2, 2 : 4)$.

Três pontos foram escolhidos como saídas para observação dos resultados. Primeiro, para análise da corrente elétrica induzida no condutor, foi tomado um ponto no centro do fio. Em seguida, com o intuito de verificar o comportamento e a distorção do campo elétrico dentro da caixa devido à presença do condutor, foram tomados dois pontos, um localizado acima e outro abaixo do fio (de acordo com a Figura 4.1).

A seguir é apresentada a Tabela 4.1 com os dados deste caso estudado, e em seguida, os resultados de simulação englobando o comportamento temporal e espectral das grandezas sob análise.

Tabela 4.1: Dados do Caso estudado 1

	Malha Fina (Condutor CC)	Malha Grossa (Condutor Fino - Porti)
Malha		
Nós	45 x 25 x 25	9 x 5 x 5
Espaçamento Nodal	6 mm	30 mm
Dimensões	0.27 x 0.15x 0.15 m	0.27 x 0.15 x 0.15 m
Tempo		
Nº de Iterações	3000	600
Tempo de CPU	03' 38'' 17	00' 00'' 64
Fio Condutor		
Localização (nós)	(29, 7, 6 - 20)	(6, 2, 2 - 4)
Largura Fio	90 mm	90 mm
Excitação		
Forma de Onda	Plana Senoidal	Plana Senoidal
Localização (nós)	(1 - 45, 25, 1 - 25)	(1 - 9, 5, 1 - 5)
Frequência	1GHz	1GHz
Saídas		
Ponto 1 de Análise (Iz)	Corrente I_z no centro do fio	
Ponto 2 de Análise (Ez)	Campo Elétrico E_z acima do fio	
Ponto 3 de Análise (Ez)	Campo Elétrico E_z abaixo do fio	

A Figura 4.2 mostra o comportamento ao longo do tempo da corrente induzida em um fio fino, formado por nós de curto-circuito, no ponto 1.

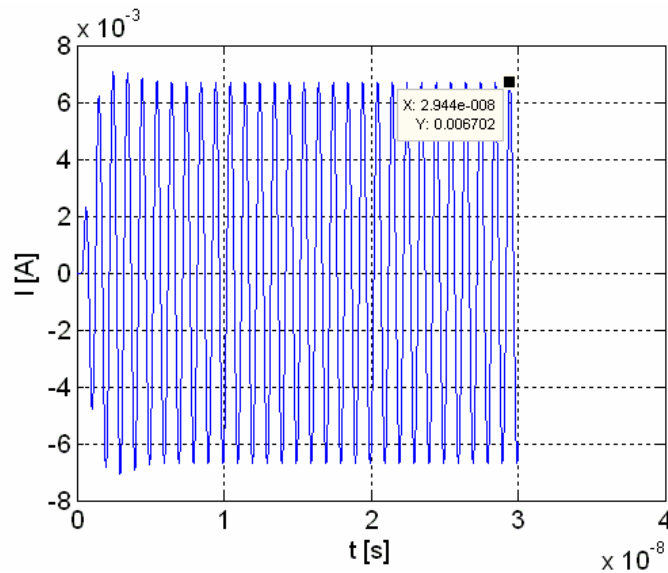


Figura 4.2: Corrente induzida no centro do condutor utilizando nós de curto-circuito.

No mesmo ponto, avaliou-se o comportamento temporal da corrente, mas desta vez modelando o fio fino através de nós condutores, obtendo-se o gráfico da Figura 5.3.

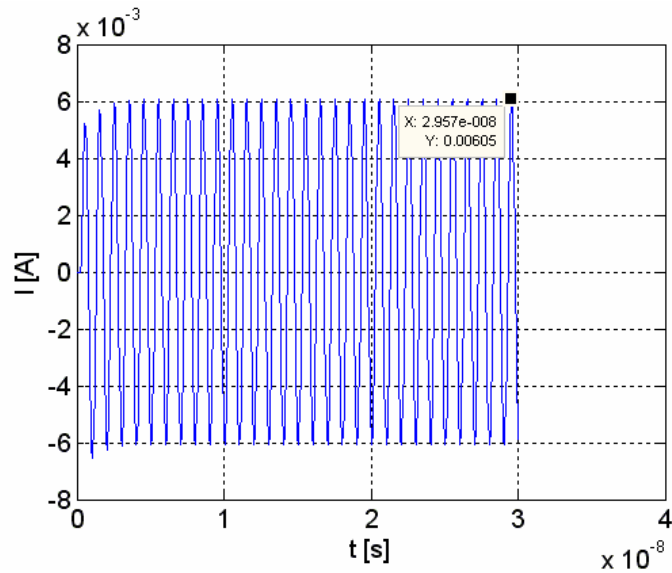


Figura 4.3: Corrente induzida no centro do condutor utilizando o nó condutor.

Observa-se, comparando as metodologias, que apesar do comportamento nos primeiros instantes de simulação ser um pouco diferente, as curvas convergem para valores próximos, dentro de uma margem de erro aceitável. Além disso, o valor de regime permanente é atingido mais rapidamente utilizando o nó condutor do que com o uso do nó de curto-circuito.

Para uma análise no domínio da frequência pode-se utilizar uma FFT (Fast Fourier Transform). Abaixo são mostrados gráficos da FFT aplicada à corrente induzida, através do nó de curto-circuito (Figura 4.4) e do nó condutor (Figura 4.5). O maior pico mostrado está associado à frequência na qual existe maior componente de corrente induzida no fio. Para uma onda plana senoidal de frequência de 1GHz que incide sobre um fio, espera-se que seja induzida uma corrente de mesma frequência.

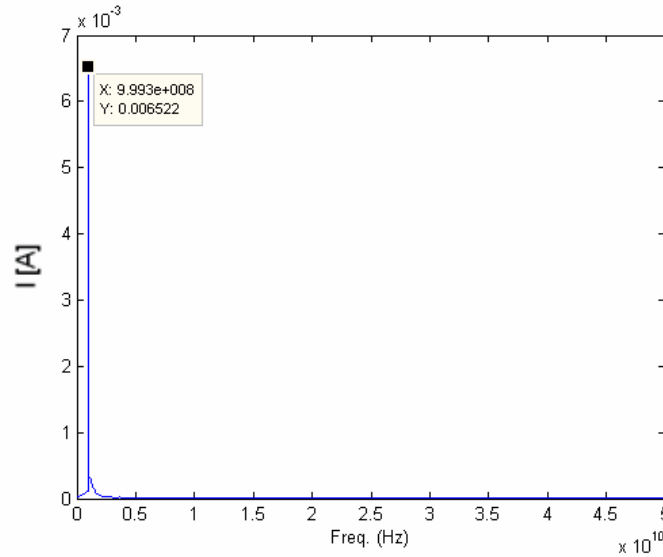


Figura 4.4: FFT da corrente induzida no centro do condutor utilizando o nó de curto-circuito.

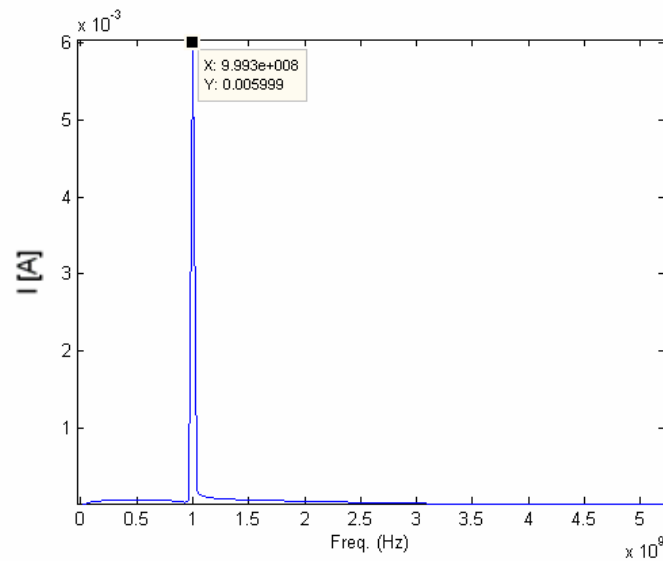


Figura 4.5: FFT da corrente induzida no centro do condutor utilizando o nó condutor.

Observa-se que, em relação à frequência da corrente induzida sobre o fio, os valores são idênticos (0,993 GHz) e se aproximam bastante do valor esperado de 1 GHz. Devido a menor discretização da malha com a utilização do nó condutor não foi possível posicionar o fio exatamente no mesmo ponto, onde este foi colocado, na análise com o condutor de curto-circuito, o que pode justificar os desvios na amplitude.

Análises semelhantes foram feitas para verificação do campo elétrico nos pontos 2 e 3 indicados na Figura.

As Figuras 4.6 e 4.7 mostram o comportamento temporal do campo elétrico no ponto 2 (acima do fio), modelando o condutor através de nós de curto circuito e nós condutores, respectivamente.

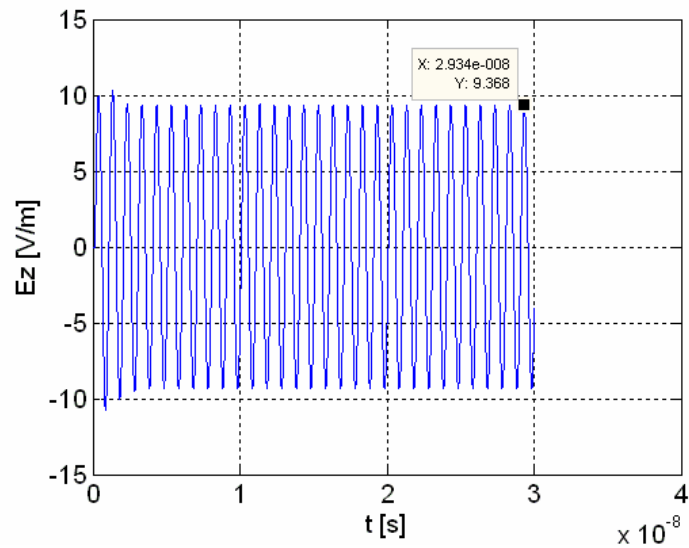


Figura 4.6: Campo Elétrico E_z no ponto 2 em função do tempo utilizando o nó de curto-circuito.

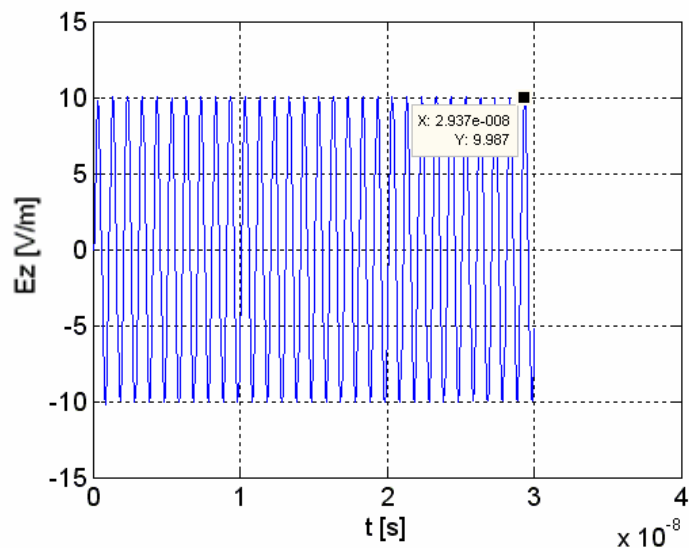


Figura 4.7: Campo Elétrico E_z no ponto 2 em função do tempo utilizando o nó condutor.

Da mesma forma, as Figuras 4.8 e 4.9 mostram o comportamento em relação à frequência para ambas as metodologias.

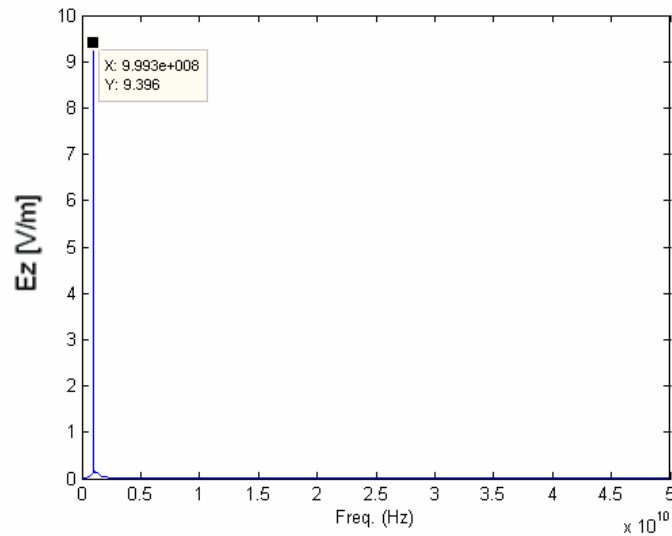


Figura 4.8: FFT do campo elétrico E_z no ponto 2 utilizando o nó de curto-circuito.

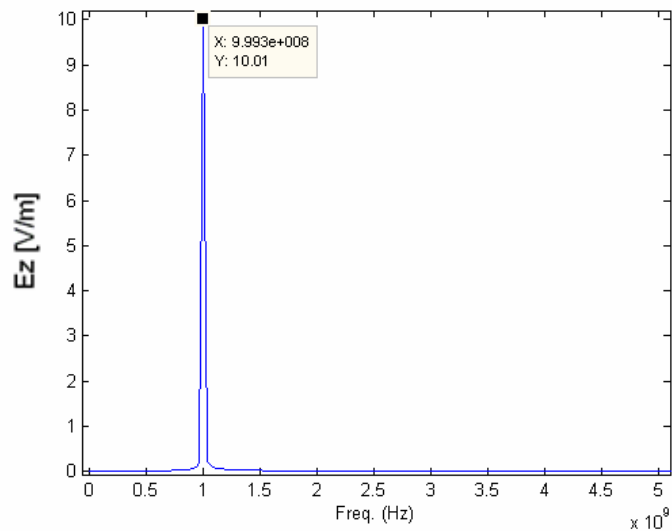


Figura 4.9: FFT do campo elétrico E_z no ponto 2 utilizando o nó condutor.

Foi verificado também o comportamento do campo elétrico na direção z em um ponto abaixo do fio fino em ambas as metodologias. O campo E_z no ponto 3 utilizando-se uma malha fina com o condutor sendo modelado através de nós de curto-circuito ao longo do tempo e da frequência pode ser visto nas Figuras 4.10 e 4.12, respectivamente.

Enquanto que a mesma grandeza fazendo-se uso, porém, de nós condutores é mostrada na Figura 4.11 (comportamento temporal) e Figura 4.13 (comportamento espectral).

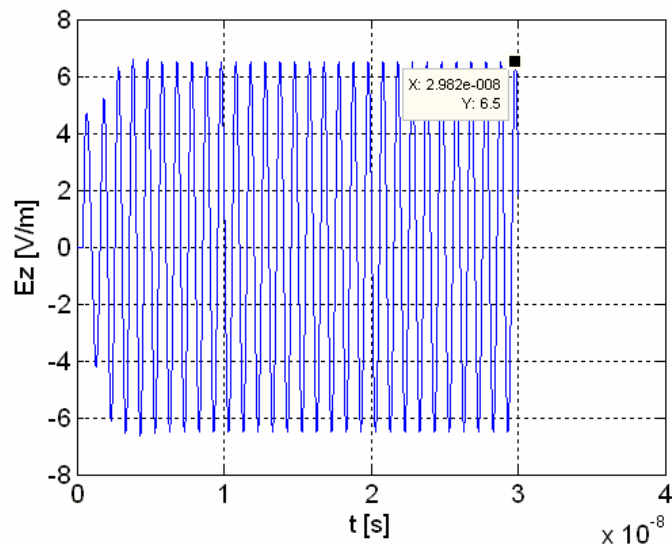


Figura 4.10: Campo Elétrico E_z no ponto 3 em função do tempo utilizando o nó de curto-circuito.

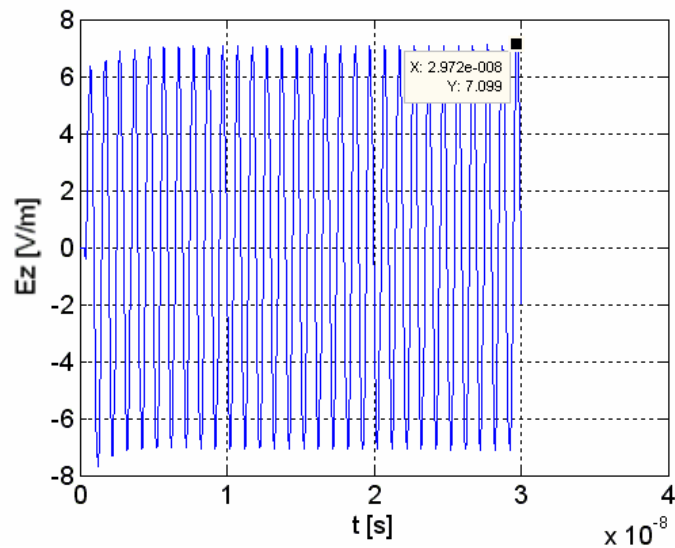


Figura 4.11: Campo Elétrico E_z no ponto 3 em função do tempo utilizando o nó condutor.

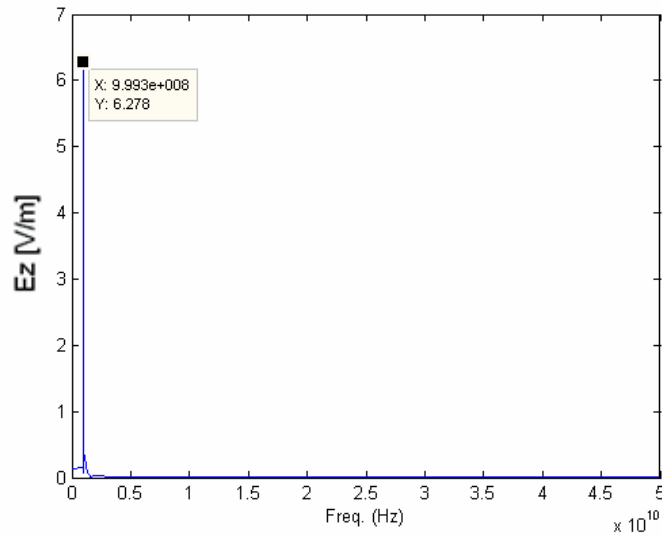


Figura 4.12: FFT do campo elétrico E_z no ponto 3 utilizando o nó de curto-circuito.

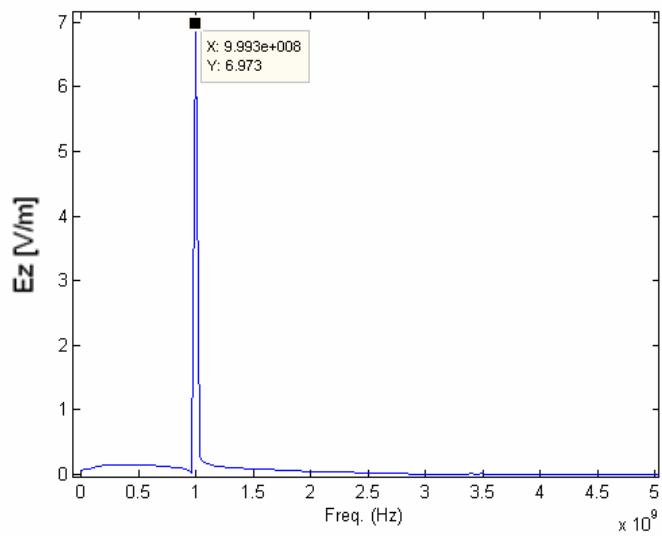


Figura 4.13: FFT do campo elétrico E_z no ponto 3 utilizando o nó condutor.

Pode-se observar que os resultados para o campo elétrico em um ponto acima do fio e em um ponto abaixo do fio, novamente, encontram-se dentro de uma margem de erro aceitável quando as metodologias são comparadas.

Problemas envolvendo condutores dentro de uma caixa blindada, como um gabinete metálico, por exemplo, retratam diferenças grandes na escala dos elementos envolvidos, e são usados com frequência em estudos de compatibilidade eletromagnética. Do ponto de vista de esforço computacional, o nó condutor demonstrou ser uma ferramenta poderosa, já que reduz consideravelmente o tempo de processamento computacional e o número de iterações em relação à modelagem utilizando o nó de curto-circuito. Para o problema apresentado, o tempo de processamento utilizando a nó de curto-circuito foi de aproximadamente 03'38''17 (3 minutos, 38 segundos e 17 centésimos de segundo) utilizando 3000 iterações para simular um tempo de $30 \eta s$, enquanto que, com o nó condutor, para um mesmo tempo de simulação de $30 \eta s$, necessitou-se de cerca de 00'00''64 (64 centésimos de segundo) e 600 iterações. Uma desvantagem do método é que como é utilizada uma malha grossa para a modelagem do problema, a discretização do espaço é bem menor do que para uma malha fina tendo, desta forma, um número menor de pontos de análise.

Verifica-se, desta forma, que com esta formulação é possível utilizar uma malha grossa, isto é, com nós de dimensões grandes em relação ao condutor fino, para a modelagem de problemas de compatibilidade eletromagnética.

4.2 – CORRENTES E TENSÕES INDUZIDAS EM CONDUTORES ADJACENTES

No sistema elétrico ocorrem frequentemente fenômenos eletromagnéticos transitórios que na maioria das vezes surge de forma indesejável e inesperada. São muitas vezes difíceis de detectar devido ao curto tempo de duração. Estes transitórios ocorrem no sistema seja por alterações de carga, por incidência de surtos atmosféricos sobre uma linha de transmissão ou subestação de transformação, ou mesmo quando ocorrer um chaveamento de cargas ou banco de capacitores. Além de se caracterizarem por sua curta duração, possuem rápido crescimento e valores de crista muito elevados.

No caso específico do surto atmosférico, os seus efeitos podem ser ocasionados por impactos diretos ou indiretos. Quando a descarga atinge diretamente as linhas de transmissão de energia ou telefonia, podem gerar *sobretensões viajantes* nas instalações elétricas e surtos de corrente na faixa de kA. No caso de incidências indiretas, ou seja, a descarga não atinge diretamente as linhas de transmissão ou telefonia (podem atingir cabos pára-raios, por exemplo), há a possibilidade de serem geradas *sobretensões induzidas* nas instalações, podendo provocar queima de equipamentos, falha na operação e possíveis danos pessoais. Uma outra possibilidade é a incidência do surto no solo, o que pode ocasionar a elevação do potencial do solo e induzir sobretensões em fios ou cabos enterrados.

Com o intuito de assegurar o escoamento da corrente de descarga atmosférica na terra sem causar sobretensões perigosas, o arranjo e as dimensões do sistema de aterramento são de fundamental importância [20].

A função principal de um aterramento elétrico está sempre associada à proteção, seja de equipamentos ou de pessoas. Nas edificações atuais encontram-se instalações elétricas e eletrônicas que precisam de algum tipo de aterramento, com a finalidade de prover proteção no caso de eventuais falhas de algum sistema, para a dissipação de eletricidade estática ou mesmo contra descargas atmosféricas e surtos de manobra (chaveamentos).

Percebe-se, portanto, a importância de ferramentas computacionais que simulem situações de transitórios eletromagnéticos, desde o ponto de origem da excitação até a dispersão pelo sistema de aterramento, para se ter indicativos das condições do ambiente eletromagnético (compatível ou não, eletromagneticamente falando).

Diante disso, foram elaborados dois casos para simulações computacionais, com o objetivo de avaliar a utilização de fios condutores finos dentro desse cenário. O primeiro

caso, apresenta um modelo de três condutores dispostos em paralelo, onde um impulso de corrente foi injetado em um destes condutores conforme a Figura 4.15. Tensões e correntes induzidas foram avaliadas nos fios adjacentes (pontos 1, 2, 3 e 4).

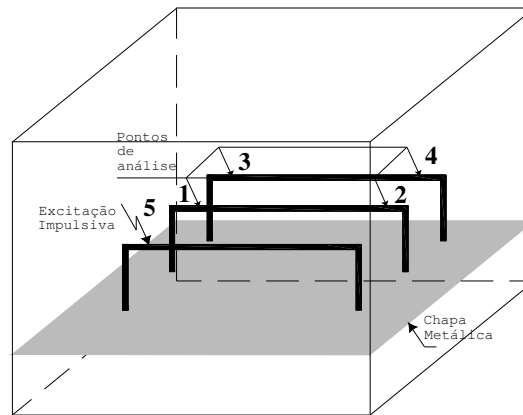


Figura 4.14: *Condutores dispostos em paralelo.*

Os condutores foram modelados utilizando o método do nó condutor proposto por Porti e estavam interligados através de uma chapa metálica modelada por um plano composto por nós de curto-circuito. A região foi composta por $21 \times 10 \times 24$ nós de espaçamento nodal Δl igual a 0.5 cm , perfazendo um volume total modelado de $10.5 \times 5 \times 12 \text{ cm}$. Foi aplicada uma excitação através da injeção de um impulso de corrente de valor $1A$ no ponto 5 mostrado na Figura 4.14, para representar um distúrbio transitório. Foram utilizadas 2400 iterações totalizando um tempo de 0.2 ns de simulação.

Abaixo são apresentados os resultados de simulação para as correntes e tensões induzidas nos pontos de 1 a 4 nos condutores adjacentes ao condutor sob a ação da excitação.

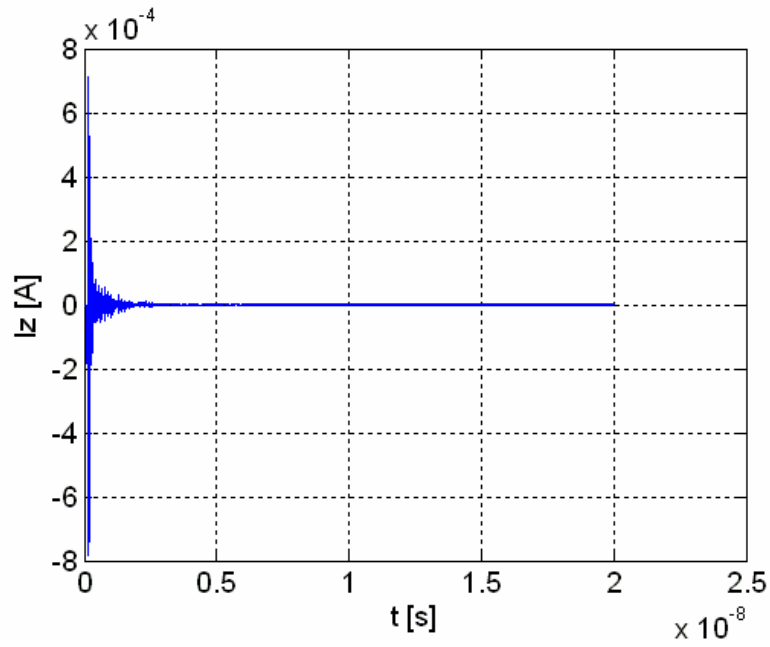


Figura 4.15: Corrente I_z no ponto 1.

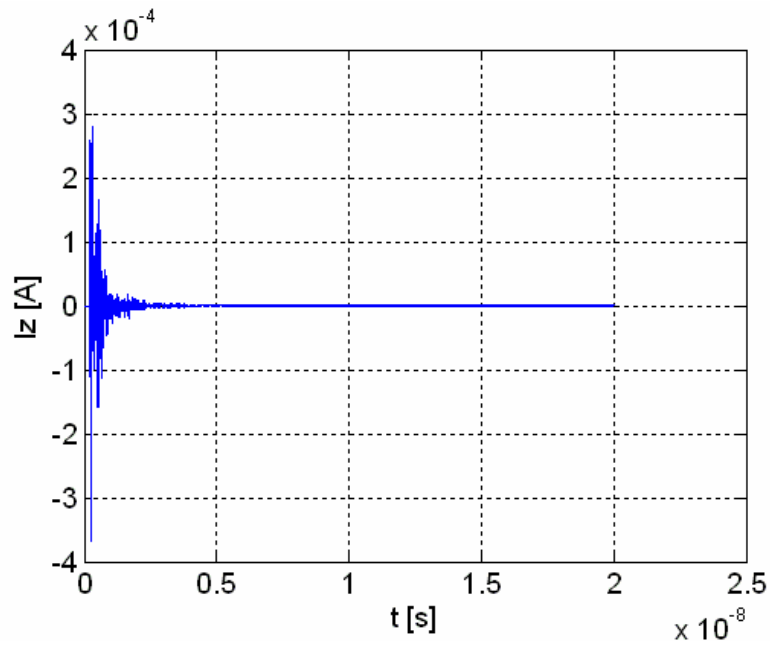


Figura 4.16: Corrente I_z no ponto 2.

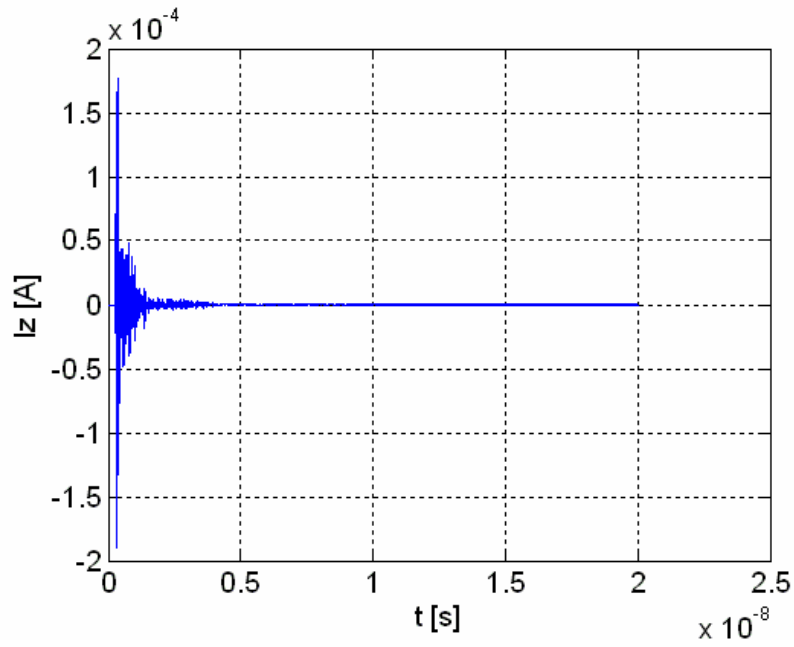


Figura 4.17: Corrente I_z no ponto 3.

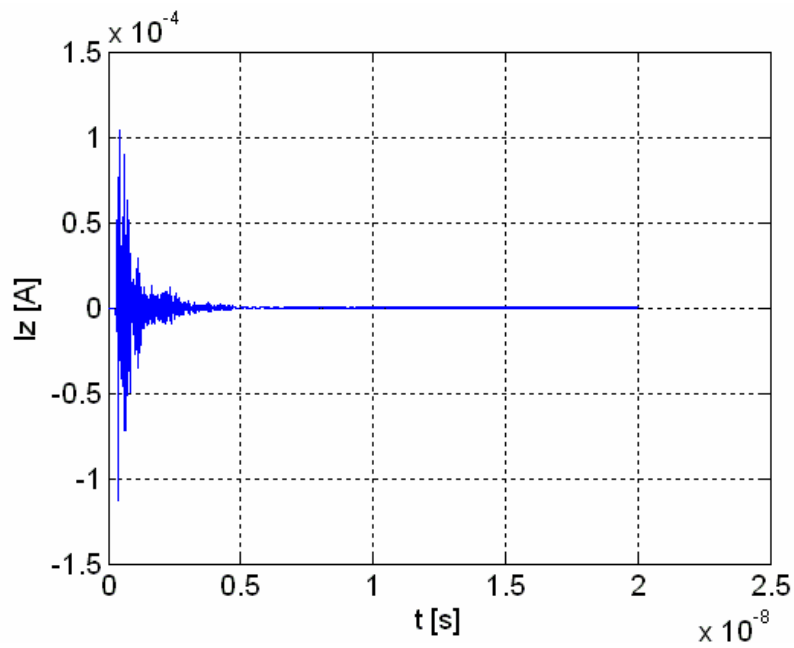


Figura 4.18: Corrente I_z no ponto 4.

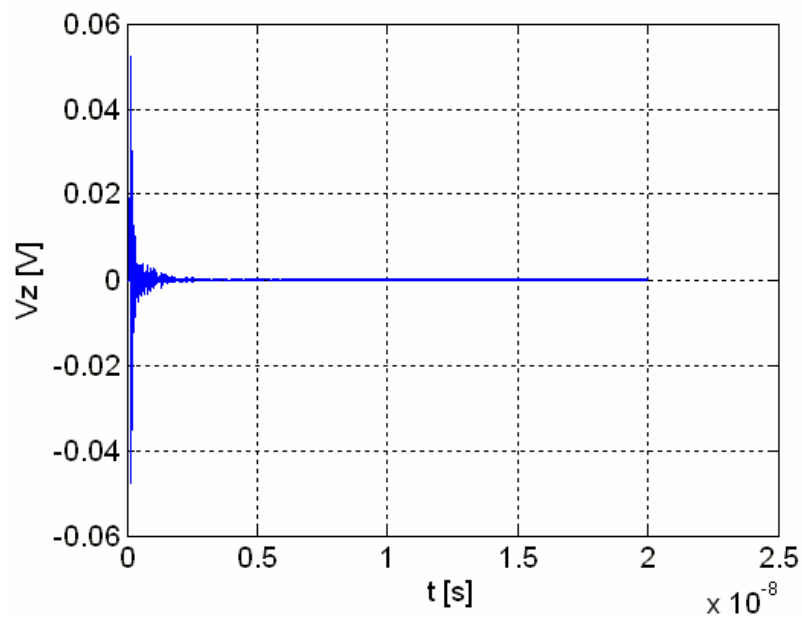


Figura 4.19: Tensão V_z no ponto 1.

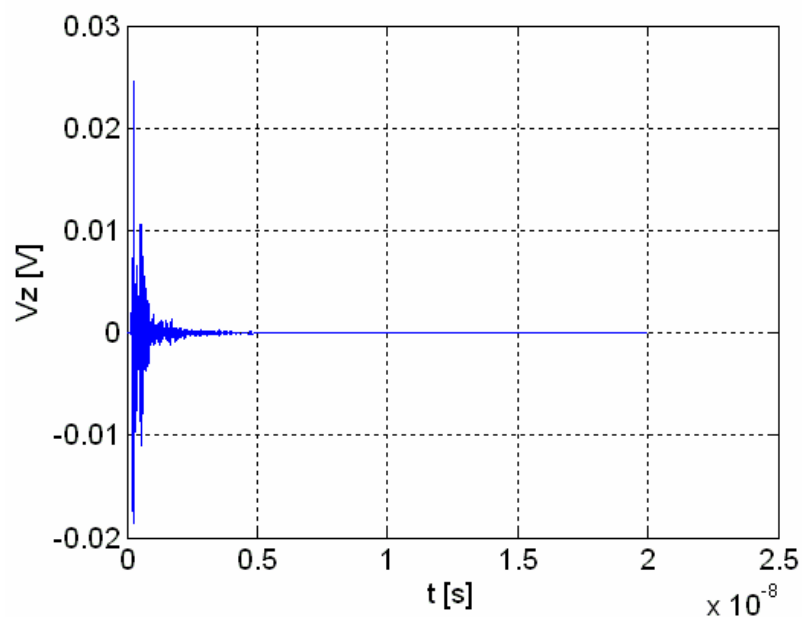


Figura 4.20: Tensão V_z no ponto 2.

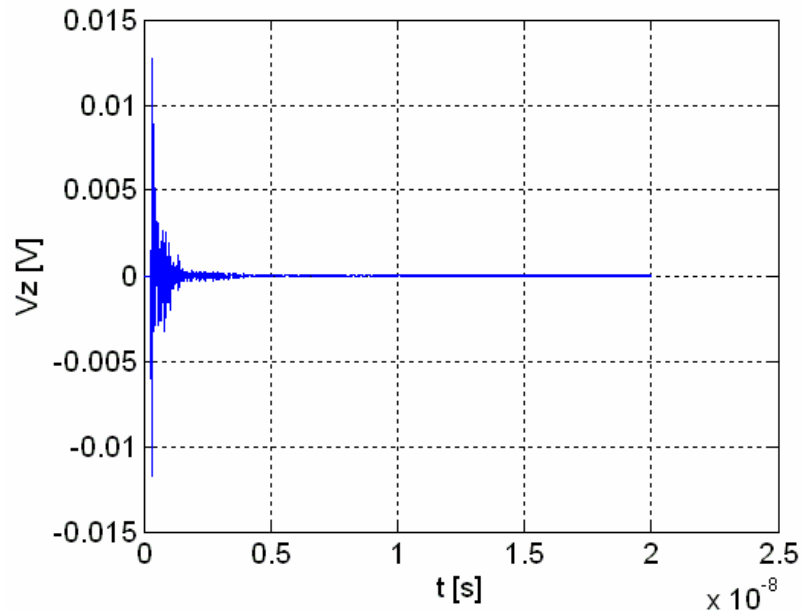


Figura 4.21: Tensão V_z no ponto 3.

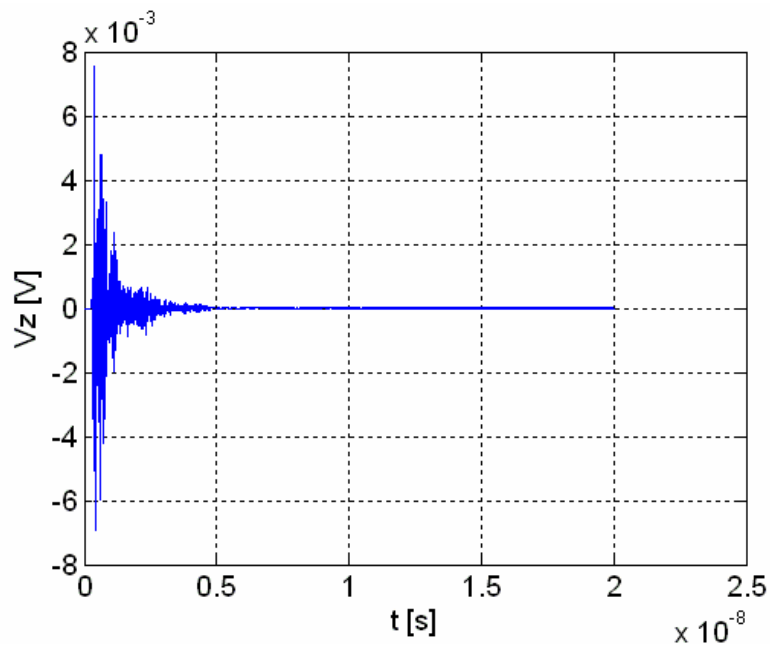


Figura 4.22: Tensão V_z no ponto 4.

Pode-se notar que as grandezas elétricas induzidas em todos os pontos possuem comportamentos similares. Quando um impulso de corrente é injetado no primeiro condutor, se verifica uma sobretensão transitória nas outras linhas. Picos de corrente também são observados e estão associados a estas sobretensões. As amplitudes dessas

grandezas são maiores nos pontos 1 e 2, pois estão bem mais próximos do ponto de origem do distúrbio.

Uma observação importante a se fazer, neste caso estudado, é o fato de que foi preciso modelar fios condutores em duas direções distintas. Na verdade, como mostra a Figura 4.14 foram necessários três fios na direção z e 6 fios na direção y . Entretanto, a matriz apresentada em 3.14 representa o espalhamento em um nó TLM com um fio condutor posicionado apenas na direção z . Assim, uma etapa desta dissertação, consistiu em deduzir matrizes espalhamento para condutores fino colocados nas direções x e y . Uma vez deduzidas estas matrizes, implementou-se computacionalmente o caso em questão. Não foi preciso modificar os fatores empíricos das equações 3.3 e 3.4, pois não houve alteração nas propriedades do meio que ainda trata-se do ar.

O caso relatado acima, apresenta a viabilidade da utilização de condutores finos para a modelagem de sistemas de grande porte, como por exemplo, tensões e correntes induzidas em linhas de transmissão/distribuição e subestações de energia frente a distúrbios elétricos, tais como, surtos atmosféricos ou de manobra como na ocorrência de chaveamentos.

A utilização de fios finos para casos de aterramento elétrico seria de grande importância, pois além de utilizar diversos elementos condutivos (fios e hastes), quase sempre envolve regiões de dimensões muito elevadas, muitas vezes inviabilizando o uso de condutores de curto-circuito.

A seguir será apresentado o terceiro caso estudado que se trata de uma análise de aterramento, e neste caso, há a necessidade de alteração dos parâmetros empíricos já citados.

4.3 – SISTEMA DE ATERRAMENTO ELÉTRICO

A necessidade da utilização de um bom aterramento torna-se ainda mais importante nos dias atuais, uma vez que é cada vez mais presente o uso de equipamentos eletrônicos e mídias sensíveis nas instalações. Um sistema composto por estes tipos de equipamentos estará “totalmente” sujeito à ação de interferências eletromagnéticas provocadas por campos eletromagnéticos. Pode-se minimizar estes efeitos utilizando-se as chamadas blindagens eletromagnéticas, entretanto, sem um bom aterramento não é possível estabelecer um potencial zero na blindagem, ou mesmo, proporcionar um caminho externo para o escoamento das correntes induzidas [20].

A modelagem de casos de aterramento se depara, já no início, com um elemento bastante complexo: a representação do solo. Pois, este possui inconsistências, heterogeneidades e anisotropias, além de variações sazonais de suas propriedades. É necessário utilizar uma representação que consiga se aproximar do equivalente físico.

No solo, ficarão imersos os eletrodos ou as chamadas hastes de aterramento fundamentais para a eficiência do sistema. Uma propriedade essencial para esta modelagem se trata da resistividade do solo, uma vez que o que está em foco é a condução de corrente pelo solo. Na prática, a resistividade representa uma maior ou menor resistência ao fluxo de corrente. Um outro elemento importante é a permissividade elétrica, pois ao contrário da permeabilidade do solo, que pode ser considerada praticamente igual ao do vácuo, o mesmo não se aplica ao seu caso, caracterizando um problema de aterramento como um caso de meios não-homogêneos.

Uma outra observação importante é o fato de que considerar o solo uniforme, ou seja, tratar o solo como possuindo propriedades idênticas em todo volume modelado, raramente se aplica na realidade. Assim, se faz necessária a estratificação da resistividade do solo, representando-o por diversas camadas. Desta forma, cada camada é considerada uniforme e com valores de resistividade distintos.

O problema em questão consistiu de um sistema de aterramento em linha, muito comum em edificações residenciais, composto por três hastes de aterramento e um cabo de ligação. As dimensões do volume modelado foram de $70 \times 40 \times 41$ nós, considerando um espaçamento nodal de 10 cm , totalizando um volume de análise de $7 \times 4 \times 4.1 \text{ m}$. Foram utilizados cinco fios condutores finos dispostos conforme mostra a Figura 4.23.

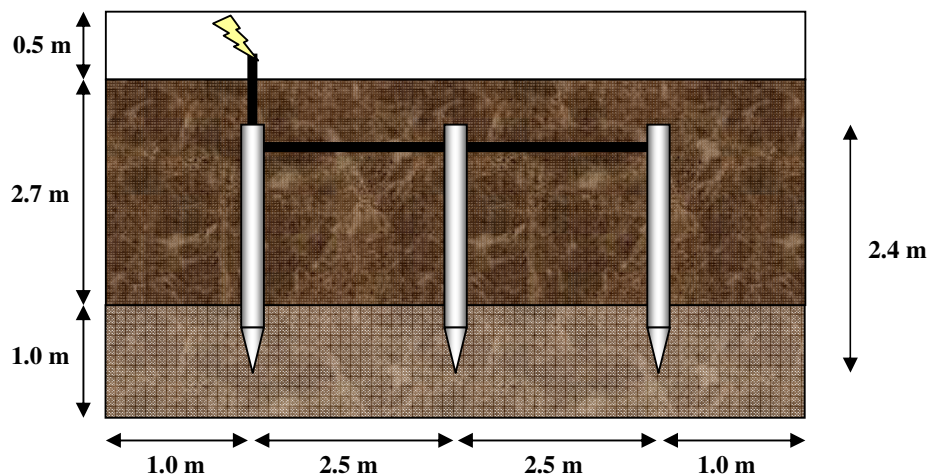


Figura 4.23: Hastes de aterramento ligadas por cabo condutor.

O solo foi estratificado em duas camadas distintas. Na camada inferior foi utilizado um valor de resistividade de $145 \Omega \cdot m$, enquanto que na superior considerou-se um valor de $372 \Omega \cdot m$ de resistividade. Admitiu-se que a variação da permissividade elétrica entre as duas camadas era desprezível e foi considerado um valor de $10\epsilon_0$ para a permissividade de ambas as camadas [4]. Foi considerada como excitação uma aproximação do modelo de dupla exponencial $1.2\mu s / 50\mu s$ de um surto atmosférico aplicado no ponto (13, 38, 21), mostrado da Figura 4.23 [4].

Na simulação foram utilizadas 600 iterações, o que representa um tempo total de $0.1\mu s$. O caso foi modelado de duas formas. A primeira, modelando as hastes e o cabo de ligação através da formulação do nó de curto-circuito. Utilizando a mesma malha, o caso foi repetido, entretanto, usando o fio condutor fino para modelar os elementos condutores.

Para a primeira situação (nós de curto-circuito), devido ao tamanho elevado do volume modelado, é necessário utilizar um espaçamento nodal relativamente grande, pois dimensões reduzidas de Δl em malha de grandes dimensões levam a enormes esforços computacionais do ponto de vista de tempo e memória. No caso em questão foi preciso considerar um espaçamento nodal de 10 cm .

Inicialmente, a simulação foi realizada considerando apenas uma haste de terra, para uma avaliação inicial do caso. A Figura 4.24 apresentada abaixo mostra o comportamento do potencial de tensão em um plano cortando a haste.

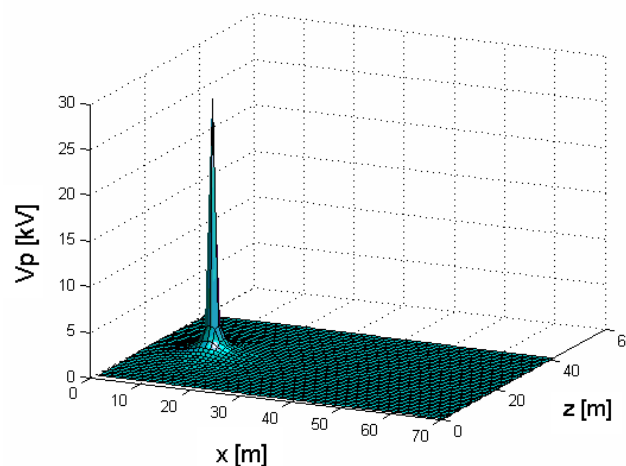


Figura 4.24: *Potencial elétrico em uma haste utilizando nós de curto-circuito.*

Em seguida, considerou-se o sistema completo, ou seja, com três eletrodos de aterramento, o cabo de ligação entre eles e o fio atingido pelo surto. O potencial foi avaliado no plano do cabo de ligação das hastes de aterramento.

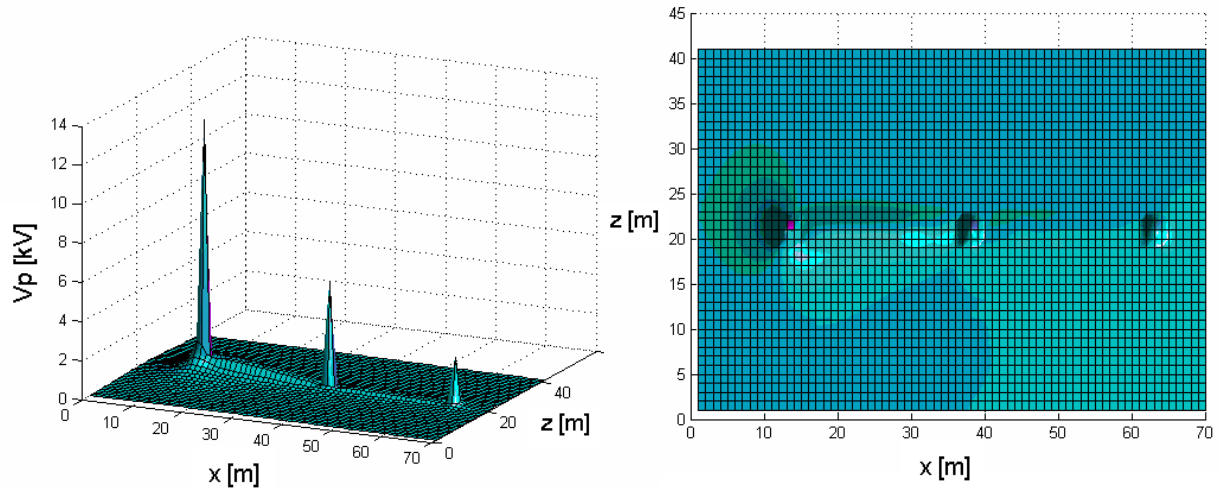


Figura 4.25: *Potencial elétrico em três hastes interligadas por um condutor utilizando nós de curto-circuito.*

No gráfico podem ser observados os picos de tensão exatamente nos pontos onde se encontram as hastes de terra sendo a energia conduzida pelo cabo de ligação.

A mesma simulação foi realizada, desta vez, utilizando fios finos. Novamente foi considerado um espaçamento nodal de 10 cm , entretanto, o raio do fio foi ajustado para $0.1\Delta l$, ou 1 cm , sendo, portanto, de tamanho bem mais real para um eletrodo de aterramento. Os fatores empíricos mostrados nas equações 3.3 e 3.4 tiveram de ser reavaliados, pois, para esse caso, foram feitas modificações nos parâmetros elétricos do meio. Através de experimentação computacional verificou-se que o fator α não necessitou alteração, enquanto o fator β teve de ser modificado de 0.15 para 0.1024 . Os resultados de simulação são apresentados abaixo:

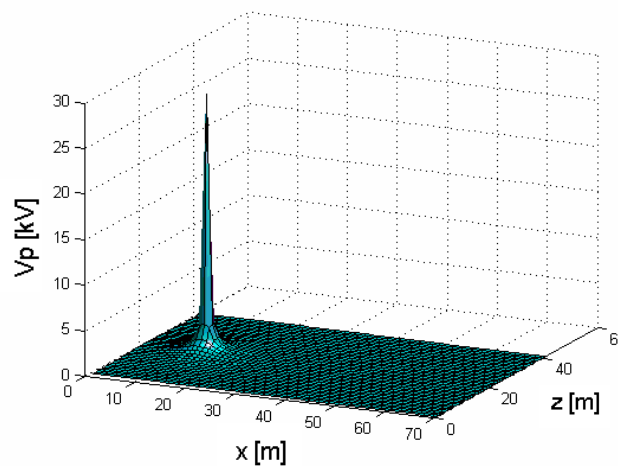


Figura 4.26: *Potencial elétrico em uma haste utilizando nós condutores.*

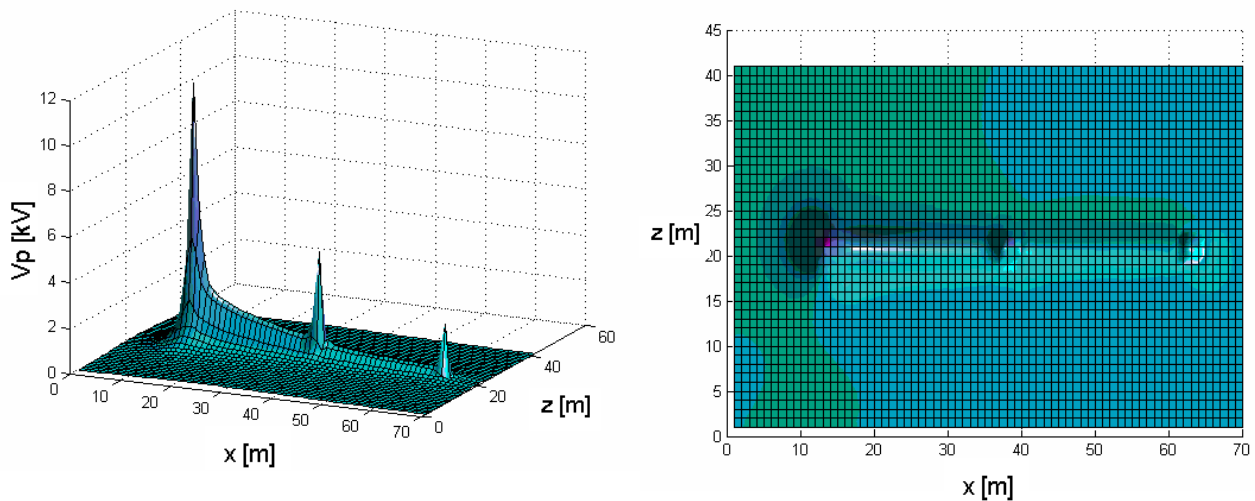


Figura 4.27: *Potencial elétrico em três hastes interligadas por um condutor utilizando nós condutores.*

Percebe-se a semelhança bastante razoável entre os resultados obtidos nas Figuras 4.24 e 4.25 com o condutor de curto-circuito e os apresentados nas Figuras 4.26 e 4.27 usando fios finos, tanto em termos da distribuição do potencial nos condutores, quanto em termos das amplitudes dos potenciais nas hastes. Deve-se levar em consideração, nessas simulações, o fato de que as hastes não possuem dimensões idênticas.

Uma infinidade de problemas e situações relacionadas à Compatibilidade Eletromagnética e Sistemas de Potência envolve a utilização de fios condutores finos. Antenas, sistemas de aterramento residencial, industrial e subestações de energia (malhas de terra), crosstalk, derivações de condutores em equipamentos elétricos, são algumas áreas de aplicação. Os nós condutores finos são ferramentas de extrema importância e, em alguns casos, indispensável, para a viabilidade do estudo desses problemas.

O nó condutor proposto por J.A. Porti mostrou algumas desvantagens como a questão dos fatores empíricos que, dependendo do problema, podem variar de caso a caso. Entretanto, comparando-se com o nó de curto-circuito, o método mostrou que pode ser utilizado de forma satisfatória em problemas de eletromagnetismo. A facilidade do uso de condutores finos nas três direções tornam o método bastante atrativo e versátil. Além disso, verificou-se que em determinadas situações, a formulação apresentou um excelente desempenho no que diz respeito à redução de tempo, espaço e memória computacional.

CONCLUSÕES GERAIS

Esta seção é dedicada a uma abordagem geral sobre a pesquisa realizada contemplando o seu progresso e desenvolvimento, as dificuldades encontradas durante as etapas de estudos, bem como uma avaliação final à cerca dos resultados conseguidos neste trabalho.

Os métodos de modelagem numérica de fenômenos eletromagnéticos são, nos dias atuais, ferramentas essenciais e, em muitos casos, a única forma viável de análise científica, devido aos altos custos de experiências práticas e limitações em estudos analíticos para casos mais complexos.

A escolha do método numérico é fundamental para o sucesso da pesquisa. O método escolhido para o estudo dos casos apresentados nesta dissertação foi o método TLM (*Transmission Line Modeling Method*). Este possui como ponto forte o fato de que o seu modelo baseia-se no uso de circuitos elétricos de linhas de transmissão, assunto este de uso intenso para profissionais da área de Engenharia Elétrica, tornando o seu uso de fácil assimilação [6][7][17]. Outra vantagem é que o método possui uma célula tridimensional, o nó SCN, caracterizada por representar todas as componentes dos campos, elétrico e magnético, em seu centro. Além disso, o método TLM, em pesquisas recentes, vem se apresentando como uma excelente ferramenta para estudos de transitórios elétricos e problemas relacionados às altas frequências. Diversas publicações abordam a utilização do método em problemas relativos ao eletromagnetismo, em especial à Compatibilidade Eletromagnética.

Em uma etapa inicial, foi apresentado um embasamento teórico sobre o método TLM, contemplando as suas versões uni, bi e tridimensional.

Foram abordados assuntos de extrema relevância como o princípio de Huygens, a modelagem de meios não-homogêneos e com perdas, o processo de espalhamento da energia e cálculos de campos.

Em seguida, foi apresentado um capítulo destinado aos chamados nós condutores, mostrando algumas formulações encontradas na literatura que tratam destes elementos.

Os nós condutores são células tridimensionais do TLM que apresentam em sua geometria um fio condutor que atravessa todo o espaçamento nodal. O atrativo destes nós é a possibilidade da modelagem de elementos condutores finos. Tarefa difícil utilizando formulações convencionais quando se trata de grandes domínios de análise. Foram abordados três modelos de nós condutores, onde foram mostradas suas principais características. Das formulações estudadas, verificou-se que o nó condutor proposto por J.A. Porti [19] apresentava melhor desempenho e estabilidade, sendo, então, escolhido para utilização nas simulações propostas.

O primeiro caso estudado teve por objetivo avaliar a influência de campos elétricos em um fio condutor colocado no interior de uma caixa metálica. Foram obtidos resultados satisfatórios para o comportamento e amplitude de algumas grandezas elétricas. O ponto forte do estudo, diz respeito à economia de espaço de armazenamento e a velocidade de simulação, onde o ganho foi considerável.

A segunda análise versou sobre a influência de distúrbios elétricos em condutores. O estudo mostrou um comportamento bastante coerente das tensões e correntes induzidas nas linhas, podendo vislumbrar-se as potencialidades do método em sistemas de grande porte como linhas de transmissão e distribuição de energia.

Este trabalho de dissertação também teve por objetivo avaliar a viabilidade de condutores finos em sistemas de aterramento elétrico, onde foi modelado um sistema muito utilizado em construções residenciais. Os fatores empíricos presentes nas equações (3.3) e (3.4) tiveram de ser alterados, devido à mudança no meio. Foram constatadas similaridades importantes entre as duas formulações comparadas, sendo que, o modelo utilizando o nó condutor, apresentou como vantagem a modelagem da haste de aterramento com dimensões bem mais realísticas do que com a utilização de condutores de curto-circuito.

Um inconveniente do método é a questão dos fatores empíricos. Estes fatores precisam, necessariamente, ser modificados toda vez que forem alteradas as propriedades do meio. Apesar disso, uma vez encontrados os fatores empíricos equivalentes para o caso em questão, a formulação do nó condutor proposta por J.A. Porti mostrou que pode ser utilizada de forma satisfatória e eficiente, com ganhos computacionais altamente significativos, concordando com outros métodos tidos como referenciais.

A pesquisa apresentou contribuições quanto à utilização de fios finos colocados em duas direções distintas. Foram deduzidas expressões para o espalhamento no nó condutor posicionando o fio em qualquer direção (x , y ou z).

Muitos são os campos de estudo que podem e devem ser explorados com o intuito de uma continuidade e aprimoramento da pesquisa. Como sugestões para trabalhos futuros, podem-se citar:

- Aplicação de nós condutores na área de *Antenas*, modelando dipolos finos em espaços abertos de grandes dimensões;
- O uso de nós condutores na modelagem de casos de *Crosstalk* entre trilhas de placas de circuito impresso;
- Avaliação do impacto dos distúrbios eletromagnéticos em Equipamentos Eletrônicos Sensíveis (*EES*) devido a surtos atmosféricos ou de manobra em sistemas de grande porte como linha de transmissão/distribuição ou subestações de energia.
- Modelagem de malhas de aterramento do tipo “grade” em subestações de energia.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] PAUL, C. R. *Introduction to Electromagnetic Compatibility*. New York: John Wiley & Sons, 1992.
- [2] CHRISTOPOULOS, C. *Principles and Techniques of Electromagnetic Compatibility*. Boca Raton: CRC Press, 1995.
- [3] CHRISTOPOULOS, C. *The Transmission-Line Modeling Method - TLM*. New York: IEEE Press and Oxford University Press, 1995.
- [4] SILVEIRA, J. L. *Modelagem Numérica 3D de Problemas de Compatibilidade Eletromagnética utilizando o Método TLM-TD*. Tese de Doutorado – UFSC, Florianópolis, Outubro de 2002.
- [5] DOMINGUEZ, H. A. *Contribuição ao Método da Modelagem por Linhas de Transmissão e sua Aplicação aos Estudos em Bioeletromagnetismo*. Tese de Doutorado UFSC, Florianópolis, Março de 2003.
- [6] FACCIONI F^o, M. *O Método da Modelagem por Linhas de Transmissão (TLM) e Aplicações em Compatibilidade Eletromagnética (EMC)*. Dissertação de Mestrado – UFSC, Florianópolis, Junho de 1997.
- [7] FACCIONI F^o, M. *Estudos de Modelagem Eletromagnética com o método das Linhas de Transmissão (TLM)*. Tese de Doutorado – UFSC, Florianópolis, Março de 2001.
- [8] TRENKIC, V., *The Development and Characterization of Advanced Nodes for the TLM Method*, Ph.D. Thesis, University of Nottingham, England, November 1995.
- [9] HOEFER, W. J. R. *The Transmission-Line Matrix Method - Theory and Applications* *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, New York, v. 33, no. 10, p. 882-893, Oct. 1985.
- [10] JOHNS, P. B. *A Symmetrical Condensed Node for the TLM Method*. *IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques*, New York, v. 35, n. 4, p. 370-377, Apr. 1987.
- [11] JOHNS, P. B. *New Symmetrical Condensed Node for Three-Dimensional Solution of Electromagnetic Wave Problems by TLM*. *Electronics Letters*, London, v. 22, p. 162-164, Jan. 1986.
- [12] HERRING, J. L. *Developments in the Transmission-Line Modeling Method for Electromagnetic Compatibility Studies*, Ph.D. Thesis - University of Nottingham. England, May 1993.

- [13] TREMKIC, V., CHRISTOPOULOS, C., BENSON, T. M. *New Developments in the Numerical Simulation of RF and Microwave Circuits Using the TLM Method*. Series Electronics and Energetics, Vol. 1, 1995, pp. 87-95.
- [14] NAYLOR, P.; AIT – SAID, R. Simple Method for Determining 3 – D TLM Nodal Scattering in Nonscalar Problems, *Electronics Letters*, v. 38, n. 25, p. 2353 – 2354, December 1992.
- [15] JOHNS, P. B; CHRISTOPOULOS, C. Lossy dielectric and thin lossy film models for 3-D steady state TLM. *Electronics Letters*, London, v. 29, n. 4, p. 348-349, Feb. 1993.
- [16] FERREIRA G. S; FACCIONI F, M; RAIZER A. Simulation of Non-Linear Protection Device Using TLM Method. In: *EMC'98 - Roma International Symposium on Electromagnetic Compatibility* (Sept. 1998: Rome, Italy). *Proceedings*. Rome, 1998, p. 403-407.
- [17] NAYLOR, P.; CHRISTOPOULOS, C., *A New Wire Modeling for Thin Wires in Electromagnetic Field Problems Solved by Transmission Line Modeling*, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-38, n.º 3, pp. 328-330, March 1990.
- [18] WLODARCZYK, A. J.; JOHN D. P. New Wire Interface for Graded 3-D TLM *Electronics Letters*, London, v. 28, p. 728-729, Feb. 1992.
- [19] PORTI, J. A., MORENTE, J. A., KHALLADI, M., GALLEGO, A. *Comparison of Thin-Wire Models for TLM Method*. *Electron Lett.*, 1992, 28, (20), pp. 1910-1911.
- [20] *Técnicas de Aterramento Elétrico*. Software TacAT Pro.
- [21] FERREIRA, G. S. *Modelagem Numérica de Problemas de Compatibilidade Eletromagnética Utilizando TLM (Transmission-line Modeling Method)*. Tese de Doutorado – UFSC, Florianópolis, Março de 1999.
- [22] HERRING, J. L; CHRISTOPOULOS, C. Solving Electromagnetic Field Problems Using Multiple Grid Transmission-Line Modeling Method. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, New York, v. 42, n. 12, p. 1654-1658, Dec. 1994.
- [23] TREMKIC, V., CHRISTOPOULOS, C., BENSON, T. M. *Simple and Elegant Formulation of Scattering in TLM Nodes*. *Electronics Letters*, v. 29, no. 18, p. 1651-1652, Set. 1993.
- [24] NAYLOR, P.; CHRISTOPOULOS, C; JOHNS, P. B. *Coupling Between Electromagnetic Field and Wires using Transmission-line Modeling*. IEE Proc. A, 1987, 134, (8), pp.679-686.
- [25] JOHNS, D. P., WLODARCZYK, J., MALLIK, A. *New TLM Models for Thin Structures*. IEEE Proc. Int. Conf. on Computation in Electromagnetics, November, 1991. Int. Conf. Publ. no 350, pp. 335-338.
- [26] GRCEV, L. D. Computer Analysis of Transient Voltages in Large Grounding Systems. *IEEE Transactions on Power Delivery*, New York, v. 11, n. 2, p. 815-823, Apr. 1996.

A599m Anjos, Alexandre Dantas Fonseca dos.

Modelagem de condutores finos utilizando o método de modelagem por linhas de transmissão (TLM) / Alexandre Dantas Fonseca dos Anjos. - Recife: O Autor, 2006.

xii, 87 folhas, il : figs., tabs.

Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CTG. Programa de Pós-Graduação em Geociências, 1997.

Inclui bibliografia.

1. Geociências. 2. Petrologia. 3. Geoquímica. 4. Complexo do Prata – Paraíba. 5. Granitóides. I. Título.

UFPE

621.3

CDD (22. ed.)

BCTG/2008-006