

TESE DE DOUTORADO

**MODELOS PARA DEFINIÇÃO DE ONDAS DE CORRENTE E
TENSÃO REPRESENTATIVAS DAS SOLICITAÇÕES DE SISTEMAS
DE DISTRIBUIÇÃO POR DESCARGAS ATMOSFÉRICAS**

ALBERTO RESENDE DE CONTI

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS - UFMG
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA - PPGEE
CENTRO DE PESQUISAS E DESENVOLVIMENTO EM ENGENHARIA ELÉTRICA - CPDEE

**MODELOS PARA DEFINIÇÃO DE ONDAS DE CORRENTE E
TENSÃO REPRESENTATIVAS DAS SOLICITAÇÕES DE SISTEMAS
DE DISTRIBUIÇÃO POR DESCARGAS ATMOSFÉRICAS**

ALBERTO RESENDE DE CONTI

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Escola de Engenharia da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito parcial para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia Elétrica.

Área de concentração: Sistemas de Potência
Linha de Pesquisa: Sistemas de Energia Elétrica

Orientador: Prof. Silvério Visacro Filho

BELO HORIZONTE

AGOSTO – 2006

AGRADECIMENTOS

Faço um especial agradecimento ao Professor Silvério Visacro Filho, com quem muito aprendi durante os anos de trabalho que culminam com a conclusão desta tese de doutorado. A ele devo préstimos pela confiança depositada e também por abrir novas perspectivas em minha vida profissional. Como principal ensinamento, levo a certeza de que é fundamental saber pensar e tomar decisões por conta própria, características essas que são fundamentais a qualquer pesquisador.

A Fernando Henrique Silveira, companheiro de estudos, artigos, CAM e viagens aos confins do Velho Continente, agradeço pelas profícuas discussões técnicas e futebolísticas que permearam o desenvolvimento de nossas teses de doutorado e pela grande amizade que compartilhamos desde os tempos de graduação. A ele também devo agradecimentos especiais por tolerar minhas idiossincrasias com paciência e elegância.

Aos amigos Amilton Soares Jr. e Marco Aurélio de Oliveira Schroeder, pesquisadores de indiscutível capacidade técnica e de generosidade ímpar, agradeço pela grande contribuição para com meu desenvolvimento científico, seja por meio de discussões informais ou de trabalhos desenvolvidos em parceria. A Rosilene Dias, Cláudia Mesquita, Fuad Almeida e Fabrício Chaves, companheiros de doutorado e de 3º andar, agradeço pelo excelente relacionamento ao longo de todos esses anos. Sempre prestativos, atenciosos e amigos, contribuíram para com a constituição de um ambiente de trabalho harmonioso e cooperativo.

Aproveito também a oportunidade para agradecer a todos do LRC, CPDEE, LEAT e CEMIG, em especial a Cida, Renato Zica, Luiz Mariano Jr., Weverson Rocha, Marcelo Felipe, José Luís, Alisson, Sérgio Edmundo, Antônia Navarro, José Vicente Duarte, Júlio Ventura, Cássia Regina, Daniela Naufel, Eduardo Gonzaga, Adelino, Valmir, Alex, Prof. Maria Helena, Prof. Fernando Moreira, Prof. Júlio de Melo, Prof. Hani Yehia, Prof. Clever Pereira, Cleuton, Ronaldo, Arlete e Anete Vidal, aos grandes amigos com os quais tive a honra de me graduar em 2000 e ao CNPq, pelo apoio financeiro.

Finalmente, agradeço a toda minha família por compreender meu distanciamento durante esse período de grande demanda, em especial à minha mãe, Hathane, que sempre foi uma grande incentivadora e acima de tudo um notável exemplo de força e perseverança para seus filhos, e à minha esposa, Máira, que nunca deixou de me confortar mesmo nos momentos mais difíceis.

Dedico este trabalho a meus pais, Adalberto e
Hathane, a meus avós, José Resende (*in
memorian*) e Rita, e à minha esposa, Máira.

RESUMO

A percepção de que componentes de sistemas elétricos de distribuição podem ser submetidos a formas de onda de tensão e corrente diferentes das recomendadas por normas para a avaliação de seu desempenho em laboratório motivou a realização de estudos computacionais dedicados a investigar os principais mecanismos de interação entre as descargas atmosféricas e as redes de distribuição.

Nesse contexto, foi desenvolvido um novo modelo de corrente de retorno, chamado de DNUTL, que representa o canal de descarga como uma linha de transmissão não uniforme com parâmetros variáveis no tempo. A partir do modelo implementado, foram realizadas análises que buscaram identificar a influência da variação temporal e espacial da resistência e da capacitância do canal na propagação da corrente de retorno, nos campos eletromagnéticos associados e também em tensões induzidas em linhas aéreas. Os resultados obtidos indicam que o modelo DNUTL é capaz de reproduzir todas as características normalmente observadas em campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas. Com a aplicação do modelo proposto, também foi possível confirmar a viabilidade de utilização de modelos de corrente de retorno simplificados em determinados estudos de tensões induzidas por descargas atmosféricas.

Com o objetivo de avaliar redes de distribuição com configurações complexas, incluindo não-linearidades, foi proposta e implementada uma metodologia para o cálculo de tensões induzidas no domínio do tempo empregando a plataforma ATP. Essa metodologia adota o modelo de acoplamento de Taylor/Agrawal e permite a utilização de qualquer modelo de corrente de retorno na predição do campo eletromagnético incidente. Também foram implementados no ATP modelos capazes de representar o desempenho de diversos componentes de redes de distribuição quando submetidos a solicitações com características impulsivas. Alguns deles, como os modelos de transformadores e isoladores, basearam-se em trabalhos já disponíveis na literatura. Outros, como o modelo simplificado de aterramentos e as formas de onda de corrente representativas de primeiras descargas de retorno e de descargas subsequentes medidas na Estação do Morro do Cachimbo, foram originalmente propostos nesta tese.

De posse dos modelos implementados, foram realizados estudos com a finalidade de estimar a influência de diversos parâmetros em tensões e correntes resultantes em um sistema de distribuição típico. Os resultados obtidos, além de ilustrar os efeitos de descargas diretas e indiretas no sistema avaliado, contribuíram para uma caracterização do desempenho de pára-raios de média tensão em termos das correntes e energias associadas. Isso permitiu uma análise preliminar a respeito da representatividade de formas de onda de corrente recomendadas por normas para o ensaio desses dispositivos.

ABSTRACT

The perception that distribution system components could be subjected to voltage and current waveforms not specified by currently adopted standards has motivated studies dedicated to investigate the interaction of lightning with distribution networks.

In this context, a new return-stroke model was developed. This model, called DNUTL model, represents the lightning channel as a non-uniform transmission line with time-varying parameters. Several analyses were performed aiming at identifying the influence of the spatial and temporal variation of both the channel resistance and capacitance on the return-stroke current, on associated electromagnetic fields and on lightning-induced voltages on overhead lines. The obtained results indicate that the DNUTL model is able to reproduce all features typically observed in lightning electromagnetic fields. With the application of the DNUTL model, it was also possible to confirm that, in certain conditions, simplified return-stroke models can be successfully applied in the calculation of lightning-induced voltages.

Aiming at performing evaluations on complex network configurations including the effect of non-linearities, a methodology to calculate lightning-induced voltages in time domain applying the *Alternative Transients Program* (ATP) was proposed and implemented. This methodology adopts the coupling model of Taylor/Agrawal and allows the use of any return-stroke model to predict the incident electromagnetic field. In addition, models able to represent the behavior of system components when subjected to lightning surges were also implemented in the ATP platform. Some of them, like the transformer and insulator models, were found in the literature. Others, such as the simplified grounding model and the current waveforms dedicated to represent typical features of first and subsequent strokes measured at Morro do Cachimbo Station, were originally proposed in this thesis.

With the aid of the implemented models, investigations were carried out in order to provide an estimate of the influence of several parameters on the development of lightning surges in a typical distribution system. The obtained results illustrated the effects of both direct strikes and lightning-induced voltages on the evaluated system, and contributed to characterize the performance of medium voltage surge arresters in terms of associated currents and energies. This allowed a preliminary assessment of the validity of waveforms recommended by currently adopted standards to evaluate the performance of surge protective devices.

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	1
1.1 RELEVÂNCIA E CONTEXTO DA INVESTIGAÇÃO	1
1.2 OBJETIVOS.....	4
1.3 ORGANIZAÇÃO DO TEXTO	5
2. CARACTERIZAÇÃO DE FORMAS DE ONDA DE CORRENTE ASSOCIADAS A DESCARGAS ATMOSFÉRICAS.....	7
2.1 INTRODUÇÃO	7
2.2 PRINCIPAIS PARÂMETROS DE INTERESSE	9
2.3 COMPARAÇÃO ENTRE CARACTERÍSTICAS FUNDAMENTAIS DE CORRENTES DE DESCARGA MEDIDAS NA ESTAÇÃO DO MORRO DO CACHIMBO E NO MONTE SAN SALVATORE	10
2.4 CURVAS MÉDIAS E MEDIANAS UTILIZADAS PARA CARACTERIZAR FORMAS DE ONDA DE CORRENTES ASSOCIADAS A DESCARGAS ATMOSFÉRICAS.....	12
3. ONDAS DE TENSÃO E CORRENTE ASSOCIADAS AOS EFEITOS DE DESCARGAS ATMOSFÉRICAS E SUA REPRESENTAÇÃO EM ENSAIOS... 17	
3.1 COMENTÁRIOS INICIAIS	17
3.2 ONDAS DE TENSÃO E CORRENTE GERADAS POR DESCARGAS ATMOSFÉRICAS EM REDES DISTRIBUIÇÃO	18
3.2.1. <i>Efeitos de Descargas Indiretas em Redes de Distribuição</i>	18
3.2.2. <i>Efeitos de Descargas Diretas em Redes de Distribuição</i>	21
3.3 FORMAS DE ONDA PROPOSTAS POR NORMAS PARA O ENSAIO DE COMPONENTES DE REDES DE DISTRIBUIÇÃO DE MÉDIA TENSÃO	24
3.4 PROCEDIMENTOS RECOMENDADOS POR NORMAS PARA ENSAIO DE PÁRA-RAIOS DE MÉDIA TENSÃO	26
3.4.1. <i>Introdução</i>	26
3.4.2. <i>Ensaio de Tipo</i>	28
3.4.3. <i>Ensaio de Rotina</i>	31
3.4.4. <i>Ensaio de Aceitação</i>	31

3.5	CONSIDERAÇÕES FINAIS	33
4.	DNUTL - UM NOVO MODELO DE CORRENTE DE RETORNO	35
4.1	INTRODUÇÃO	35
4.2	MODELOS DE CORRENTE DE RETORNO POR PARÂMETROS DISTRIBUÍDOS	37
4.3	O MODELO DNUTL	39
4.3.1.	<i>Introdução</i>	39
4.3.2.	<i>Representação de Descargas Subseqüentes no Modelo DNUTL</i>	40
4.3.3.	<i>Modelagem</i>	41
4.3.4.	<i>Método de Solução</i>	44
4.4	SIMULAÇÃO DA PROPAGAÇÃO DA CORRENTE DE RETORNO COM O MODELO DNUTL	46
4.4.1.	<i>Considerações Iniciais</i>	46
4.4.2.	<i>Simulação do Canal de Descarga Com Parâmetros Constantes, Sem Envelope de Corona (Canal Ionizado)</i>	46
4.4.3.	<i>Simulação do Canal de Descarga Com Parâmetros Constantes, Com Envelope de Corona</i>	48
4.4.4.	<i>Simulação do Canal de Descarga com Capacitância Constante e Resistência Variável no Tempo</i>	54
4.4.5.	<i>Simulação do Canal de Descarga com Resistência Constante e Capacitância Variável no Tempo</i>	57
4.4.6.	<i>Simulação do Canal de Descarga com Resistência e Capacitância Variáveis no Tempo</i>	60
4.5	DISCUSSÃO	62
4.5.1.	<i>Considerações Iniciais</i>	62
4.5.2.	<i>Simulação de Condutores Verticais com Raios Não Muito Menores que seu Comprimento</i>	62
4.5.3.	<i>Análise do Efeito da Não Consideração dos Tempos de Propagação nos Resultados Obtidos</i>	64
4.5.4.	<i>Considerações a Respeito da Representação das Perdas no Canal Por Meio de Resistências Artificialmente Distribuídas</i>	66

5. CÁLCULO DE CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS COM O MODELO

DNUTL	71
5.1 INTRODUÇÃO	71
5.2 MEDIÇÃO DE CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS GERADOS POR DESCARGAS ATMOSFÉRICAS – UMA REVISÃO	72
5.3 CÁLCULO DE CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS GERADOS POR DESCARGAS ATMOSFÉRICAS – UMA REVISÃO	74
5.4 CÁLCULO DE CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS GERADOS PELO MODELO DNUTL	79
5.4.1. <i>Introdução</i>	79
5.4.2. <i>Canal de Descarga Com Parâmetros Constantes</i>	80
5.4.3. <i>Canal de Descarga Com Envelope de Corona Constante e Resistência Variável no Tempo</i>	86
5.4.4. <i>Canal de Descarga Com Envelope de Corona Variável e Resistência Constante</i>	88
5.4.5. <i>Canal de Descarga Com Envelope de Corona e Resistência Variáveis</i> ..	90
5.4.6. <i>Comparação dos Campos Gerados pelo Modelo DNUTL com os Padrões Adotados na Literatura</i>	92
5.5 CONSIDERAÇÕES FINAIS	95

6. TENSÕES INDUZIDAS POR DESCARGAS ATMOSFÉRICAS:

ABORDAGEM POR PARÂMETROS DISTRIBUÍDOS	97
6.1 INTRODUÇÃO	97
6.2 O MODELO DE TAYLOR/AGRAWAL	101
6.2.1. <i>Aspectos Gerais</i>	101
6.2.2. <i>Solução Matemática do Modelo de Taylor/Agrawal</i>	105
6.3 IMPLEMENTAÇÃO DO MODELO DE TAYLOR/AGRAWAL NO ATP	108
6.3.1. <i>Considerações Iniciais</i>	108
6.3.2. <i>Metodologia Adotada</i>	109
6.3.3. <i>Exemplos de Aplicação</i>	113
6.4 INFLUÊNCIA DA VARIAÇÃO DINÂMICA DOS PARÂMETROS DO CANAL DE DESCARGA NO CÁLCULO DE TENSÕES INDUZIDAS EM LINHAS AÉREAS	115
6.4.1. <i>Considerações Iniciais</i>	115
6.4.2. <i>Desenvolvimentos</i>	116

6.4.3. Resultados e Análises: Canal de Descarga com Parâmetros Constantes.....	117
6.4.4. Resultados e Análises: Canal de Descarga com Capacitância Constante e Resistência Variável	122
6.4.5. Resultados e Análises: Canal de Descarga com Resistência Constante e Capacitância Variável.....	124
6.4.6. Resultados e Análises: Canal de Descarga com Resistência e Capacitância Variáveis, Comparação com outros Modelos.....	125
7. MODELOS PARA SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DE TRANSITÓRIOS ELETROMAGNÉTICOS EM REDES DE DISTRIBUIÇÃO	129
7.1 INTRODUÇÃO	129
7.2 SISTEMA DE DISTRIBUIÇÃO AVALIADO	130
7.3 MODELOS UTILIZADOS.....	133
7.3.1. Configurações de Rede.....	133
7.3.2. Transformadores.....	133
7.3.3. Aterramentos.....	135
7.3.4. Unidades Consumidoras.....	139
7.3.5. Pára-raios.....	142
7.3.6. Isoladores	143
7.3.7. Formas de Onda de Corrente.....	146
8. AVALIAÇÃO DOS EFEITOS DE DESCARGAS INDIRETAS EM SISTEMAS DE DISTRIBUIÇÃO.....	151
8.1 INTRODUÇÃO	151
8.2 TENSÕES INDUZIDAS NA REDE DE MÉDIA TENSÃO NA AUSÊNCIA DA REDE DE BAIXA TENSÃO	152
8.2.1. Introdução.....	152
8.2.2. Influência de Aterramentos.....	153
8.2.3. Influência de Pára-raios.....	156
8.2.4. Influência da Forma de Onda de Corrente Injetada na Base do Canal	162
8.2.5. Influência de Ramificações.....	163
8.3 TENSÕES INDUZIDAS NA REDE DE BAIXA TENSÃO NA AUSÊNCIA DA REDE DE MÉDIA TENSÃO.....	166

8.3.1. <i>Introdução</i>	166
8.3.2. <i>Influência do Número de Cargas Conectadas</i>	167
8.3.3. <i>Influência do Modelo de Carga</i>	169
8.3.4. <i>Influência de Pára-raios</i>	171
8.4 ANÁLISES CONSIDERANDO A PRESENÇA DE REDES DE MÉDIA E BAIXA TENSÃO	172
8.4.1. <i>Introdução</i>	172
8.4.2. <i>Simulações Considerando a Rede de Média Tensão Completa e a RBT#I</i>	173
8.4.3. <i>Simulações Considerando o Sistema Completo</i>	176
8.5 CONSIDERAÇÕES FINAIS	180
9. AVALIAÇÃO DOS EFEITOS DE DESCARGAS DIRETAS EM SISTEMAS DE DISTRIBUIÇÃO.....	183
9.1 INTRODUÇÃO	183
9.2 TENSÕES E CORRENTES NA REDE DE MÉDIA TENSÃO NA AUSÊNCIA DE REDES DE BAIXA TENSÃO.....	184
9.2.1. <i>Introdução</i>	184
9.2.2. <i>Influência de Rupturas em Isoladores</i>	185
9.2.3. <i>Influência dos Aterramentos</i>	187
9.2.4. <i>Influência de Pára-raios</i>	187
9.3 AVALIAÇÕES NO SISTEMA DE DISTRIBUIÇÃO COMPLETO	197
9.3.1. <i>Introdução</i>	197
9.3.2. <i>Tensões e Correntes Resultantes na Rede de Média Tensão</i>	198
9.3.3. <i>Tensões Resultantes na Rede de Baixa Tensão</i>	208
9.4 CONSIDERAÇÕES FINAIS	210
10. CONCLUSÕES E PROPOSTAS DE CONTINUIDADE.....	213
10.1 CONSIDERAÇÕES INICIAIS.....	213
10.2 CONCLUSÕES	215
10.2.1. <i>Desenvolvimento e Implementação de um Novo Modelo de Corrente de Retorno</i>	215
10.2.2. <i>Implementação de Uma Metodologia Para o Cálculo de Tensões Induzidas na Plataforma ATP</i>	217

10.2.3. Modelos Empregados na Simulação dos Efeitos de Descargas <i>Atmosféricas em Redes de Distribuição</i>	219
10.2.4. Efeitos Causados por Descargas Indiretas em Redes de Distribuição	220
10.2.5. Efeitos Causados por Descargas Diretas em Redes de Distribuição...	222
10.2.6. Análise de Ondas de Corrente Recomendadas por Normas para Avaliar <i>o Desempenho de Pára-raios</i>	223
10.3 PROPOSTAS DE CONTINUIDADE	226
11. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	229
APÊNDICE A - SOLUÇÃO MATEMÁTICA DO MODELO DE TAYLOR/AGRAWAL NO DOMÍNIO DA FREQUÊNCIA	A1
APÊNDICE B - SOLUÇÃO MATEMÁTICA DO MODELO DE TAYLOR/AGRAWAL NO DOMÍNIO DO TEMPO	B1
APÊNDICE C – ENTRADA DE DADOS UTILIZADA NO ATP PARA CALCULAR TENSÕES INDUZIDAS EM UMA LINHA MONOFÁSICA.....	C1
APÊNDICE D – ENTRADA DE DADOS UTILIZADA NO ATP PARA CALCULAR TENSÕES INDUZIDAS EM UMA LINHA TRIFÁSICA	D1

1 Introdução

1.1 Relevância e Contexto da Investigação

As descargas atmosféricas são um fenômeno natural de notável importância para a manutenção do equilíbrio do planeta. Seus efeitos destrutivos, no entanto, são ameaças frequentes ao desempenho de sistemas elétricos bem como à segurança de seres humanos.

Os mecanismos de interação entre as descargas atmosféricas e os sistemas de distribuição de energia elétrica podem ser classificados em dois grupos distintos. Em um deles, tem-se as descargas diretas sobre linhas e instalações consumidoras. Esse tipo de evento, ilustrado nas Figuras 1.1-a, 1.1-b e 1.1-c, é capaz de injetar surtos com elevada energia e provocar danos consideráveis nas estruturas atingidas. O outro grupo corresponde ao fenômeno das descargas indiretas, nome atribuído à incidência de descargas entre nuvem e solo em pontos vizinhos ao sistema elétrico (Figura 1.1-d). Por meio dos campos eletromagnéticos associados, descargas indiretas podem induzir tensões em linhas e também em instalações consumidoras, causando distúrbios com elevada frequência de ocorrência porém menor intensidade que surtos associados a descargas diretas.

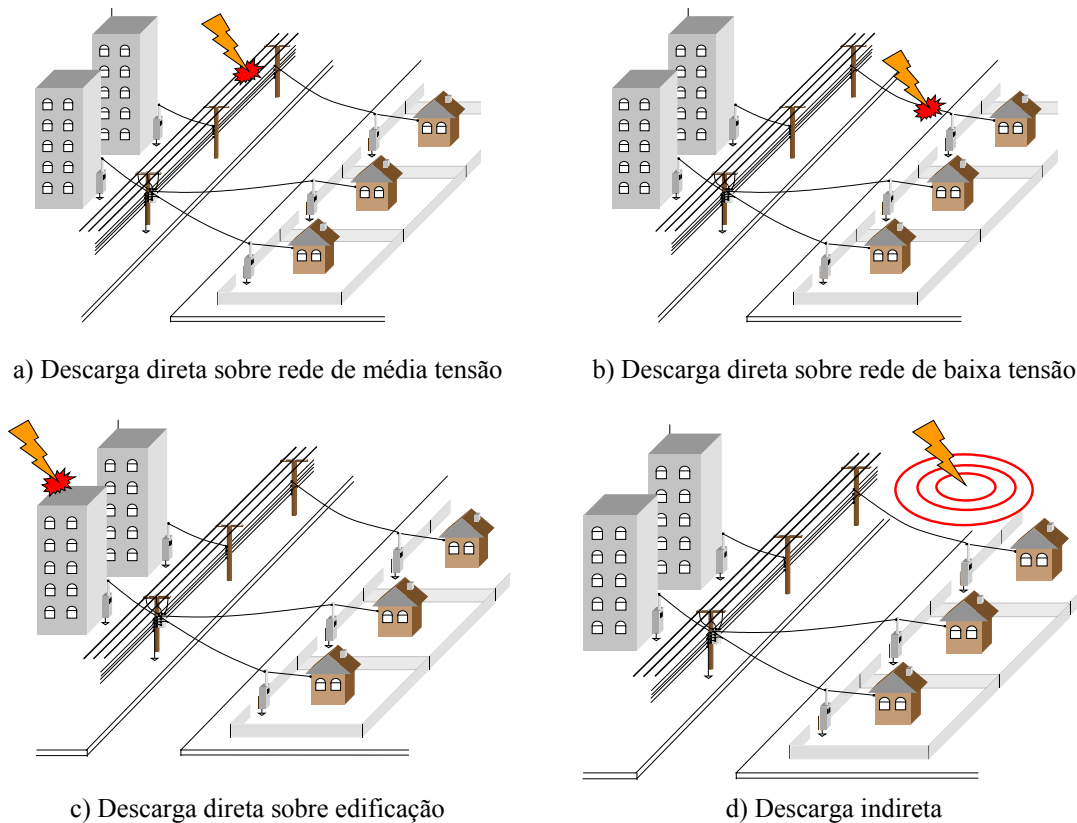


Figura 1.1 – Mecanismos de interação entre descargas atmosféricas e sistemas de distribuição de energia elétrica.

Em redes de distribuição de média e baixa tensão, que possuem níveis de isolamento relativamente baixos, sobretensões geradas por descargas atmosféricas podem ser consideradas um fenômeno especialmente crítico. Rupturas no isolamento destas redes podem ser sustentadas por tensões em frequência industrial, fato que, muitas vezes, é responsável por interrupções no fornecimento de energia. De acordo com a CEMIG, a Companhia Energética de Minas Gerais, nos anos de 1983 a 1992, o número de interrupções diretamente causadas por descargas atmosféricas em redes de distribuição correspondia a aproximadamente 13% do total de interrupções medido (CEMIG, 1993). Na Flórida, o número de interrupções provocadas por descargas atmosféricas em redes de distribuição chega a ser superior a 25% do total, de acordo com dados da Florida Power & Light (MATA, 2000a).

O baixo nível de isolamento das redes de distribuição também faz com que danos parciais ou permanentes em equipamentos e dispositivos conectados sejam freqüentes, sendo os custos associados a sua substituição e/ou manutenção elevados. De acordo com Couto (1995), 47% do total de falhas em transformadores instalados na rede

da CEMIG até o ano de 1995 poderiam ser diretamente atribuídos às descargas atmosféricas. Estatísticas mais recentes indicam a manutenção desse quadro, uma vez que descargas atmosféricas continuam a ser responsáveis por 50% do total das falhas em transformadores instalados em áreas rurais e 25% do total das falhas em transformadores instalados em áreas urbanas (COUTO, 2004).

Para conferir ao sistema elétrico desempenho satisfatório frente a solicitações causadas por descargas atmosféricas, além de se adotar práticas de proteção adequadas, é necessário definir parâmetros como o nível de isolamento de equipamentos e estruturas e a capacidade de dissipação de energia de pára-raios. Para isso, são realizados ensaios normalizados em que os corpos de prova analisados são submetidos a ondas de tensão e corrente consideradas representativas de surtos gerados por descargas atmosféricas. Naturalmente, quanto mais similares a condições reais de solicitação forem as ondas de tensão e corrente e os procedimentos adotados nos ensaios, mais adequada será a avaliação *a priori* de equipamentos e dispositivos utilizados em sistemas de energia elétrica.

Deve-se ressaltar, no entanto, que a definição de ondas de tensão e corrente que possam ser efetivamente assumidas como representativas é uma questão complexa. Nesse aspecto, deve ser considerada a natureza aleatória das descargas atmosféricas e de seus parâmetros, bem como os mecanismos pelos quais ocorre a sua interação com o sistema elétrico. Além disso, inúmeros fatores associados à configuração física do sistema podem influenciar na propagação de surtos gerados por descargas atmosféricas, o que dificulta ainda mais a definição de ondas de tensão e corrente que possam ser utilizadas para avaliar o desempenho de equipamentos e dispositivos em laboratório.

Esta questão também possui importantes contornos em termos estratégicos e econômicos, pois é natural que fabricantes desejem que as formas de onda utilizadas em ensaios sejam aquelas atendidas por seus produtos. Com isso, organismos legais são freqüentemente sujeitos a pressões nem sempre baseadas em critérios puramente técnicos. Assim, a definição de formas de onda de tensão e corrente a serem utilizadas em ensaios numa certa direção pode significar, a curto prazo, a exclusão de fornecedores, o aumento de custos e até a necessidade de importação de componentes. Em médio prazo, tal definição pode permitir o desenvolvimento tecnológico nacional no

setor com o ajuste de componentes e dispositivos de proteção manufaturados no país. Por outro lado, a sociedade que consome a energia é influenciada por esse contexto graças ao impacto que tais definições representam na qualidade e no custo da energia usualmente fornecida por empresas concessionárias. Estas, cientes do quadro descrito, enfrentam uma situação delicada quanto à especificação dos componentes de suas redes, justamente pela falta de referências e indicações consideradas tecnicamente consistentes nesse campo.

É nesse contexto que se inserem os desenvolvimentos apresentados nesta tese, que dá seqüência a uma série de trabalhos realizados dentro de uma linha de pesquisa específica constituída no LRC¹, dedicada à investigação dos efeitos de descargas atmosféricas em sistemas de distribuição e de metodologias adequadas à sua proteção. Particularmente, nesse tópico de interesse, diversos resultados têm sido alcançados no estudo de tensões induzidas em linhas aéreas (SILVEIRA, 2006), na avaliação dos efeitos de descargas diretas em redes de distribuição e também na estimação de sobretensões resultantes em redes de baixa tensão causadas pela transferência de surtos provenientes de redes de média tensão (DE CONTI, 2001, 2005).

1.2 Objetivos

Esta tese de doutorado tem como objetivo a concepção e a implementação de modelos computacionais que possam contribuir para com a definição de formas de onda de tensão e corrente representativas das solicitações de sistemas de distribuição de energia elétrica por descargas atmosféricas. Para que esse objetivo fosse alcançado, avaliou-se como necessário o cumprimento das seguintes metas:

- Desenvolvimento de um modelo de corrente de retorno capaz de levar em consideração aspectos normalmente não contabilizados por modelos disponíveis na literatura, de forma a permitir uma melhor caracterização de efeitos associados a descargas atmosféricas em sistemas elétricos;

¹ LRC (*Lightning Research Center*): núcleo de pesquisa e desenvolvimento em descargas atmosféricas constituído através de um projeto cooperativo entre a CEMIG e a UFMG.

- Implementação de uma metodologia de cálculo de tensões induzidas no domínio do tempo, na plataforma ATP, com a finalidade de viabilizar a análise dos efeitos causados por descargas indiretas em redes de distribuição com configurações relativamente complexas;
- Implementação computacional de modelos de componentes de sistemas de distribuição, como isoladores, aterramentos, cargas consumidoras e pára-raios, além de formas de onda de corrente representativas de primeiras descargas de retorno e de descargas subseqüentes, de forma a viabilizar a avaliação dos efeitos de descargas atmosféricas em redes de distribuição;
- Estudo dos efeitos de descargas diretas e indiretas em redes de distribuição, indicando, por meio de análises de sensibilidade, os efeitos de diversos parâmetros em tensões e correntes resultantes em pontos de interesse, sendo dada especial atenção ao desempenho de pára-raios;

1.3 Organização do Texto

Esta tese de doutorado foi organizada em onze capítulos, incluindo a presente *Introdução*.

No *Capítulo 2*, são apresentadas características fundamentais de ondas de corrente associadas a primeiras descargas de retorno e a descargas subseqüentes medidas na Estação do Morro do Cachimbo e no Monte San Salvatore, sendo discutidas metodologias utilizadas na obtenção de ondas de corrente médias e medianas a partir das bases de dados existentes.

No *Capítulo 3*, são apresentadas formas de onda de tensão e corrente de origem atmosférica medidas em redes de distribuição e também procedimentos recomendados por normas para o ensaio de componentes dessas redes frente a solicitações com características impulsivas.

No *Capítulo 4*, é proposto o modelo de corrente de retorno DNUTL, que considera a variação espacial e temporal dos parâmetros do canal de descarga. São

realizadas análises de sensibilidade indicando a influência da variação dinâmica da resistência e da capacitância do canal no cálculo da corrente de retorno.

No **Capítulo 5**, são calculados campos eletromagnéticos gerados pelo modelo DNUTL. São realizadas análises de sensibilidade que ilustram a influência da variação espacial e temporal dos parâmetros do canal de descarga nos campos calculados em diversas distâncias. Comparações são feitas com modelos de corrente de retorno tradicionalmente empregados na literatura.

No **Capítulo 6**, são apresentadas análises fundamentais a respeito do fenômeno de tensões induzidas por descargas atmosféricas em linhas aéreas, sendo proposta uma metodologia que permite a implementação do modelo de acoplamento de Taylor/Agrawal na plataforma ATP. Em seguida, é avaliada a influência da variação espacial e temporal dos parâmetros do canal de descarga nas tensões induzidas em uma linha monofásica.

O **Capítulo 7** propõe a representação de um sistema de distribuição capaz de satisfazer integralmente aos critérios de projeto adotados pela CEMIG em sua área de concessão. Essa representação foi concebida de forma a permitir a análise dos efeitos de descargas diretas e indiretas em redes de distribuição. Os modelos utilizados para representar os componentes desse sistema são apresentados e discutidos em detalhe.

No **Capítulo 8**, avalia-se o efeito de descargas indiretas no sistema de distribuição proposto no **Capítulo 7**. Em seguida, no **Capítulo 9**, são avaliados os efeitos de descargas diretas nesse mesmo sistema. Em ambos os capítulos, tensões e correntes são calculadas em diversos pontos de interesse, sendo apresentada uma discussão preliminar a respeito da representatividade das formas de onda de corrente empregadas no ensaio de pára-raios de média tensão.

O **Capítulo 10** é dedicado às conclusões e às propostas de continuidade deste trabalho. As referências bibliográficas citadas ao longo do texto podem ser encontradas no **Capítulo 11**.

2 **Caracterização de Formas de Onda de Corrente Associadas a Descargas Atmosféricas**

2.1 Introdução

O conhecimento dos parâmetros característicos de correntes de descargas atmosféricas é um aspecto de grande importância tanto na definição de ensaios laboratoriais que permitam avaliar o desempenho de equipamentos, dispositivos e estruturas frente a solicitações geradas por esse fenômeno quanto na determinação de práticas de proteção adequadas aos sistemas elétricos. A análise de tais parâmetros pode ainda fornecer indicativos para uma melhor interpretação dos processos físicos envolvidos na formação e no estabelecimento das descargas atmosféricas, contribuindo para com o aprimoramento de modelos computacionais dedicados à representação desse fenômeno. A correta caracterização de correntes associadas a primeiras descargas de retorno e a descargas subseqüentes é também determinante para que se possa estimar adequadamente a severidade de fenômenos solicitantes em sistemas de energia elétrica, sejam estes causados por descargas diretas ou indiretas.

Diversos trabalhos foram desenvolvidos tendo como objetivo a medição de correntes associadas a descargas atmosféricas e a avaliação estatística de seus

parâmetros descritivos. A maior parte desses trabalhos fez uso de torres instaladas em locais com alta probabilidade de incidência de descargas, merecendo destaque as medições pioneiras realizadas por Berger no Monte San Salvatore, Suíça (BERGER, 1975), cujos dados foram posteriormente analisados por Anderson et al. (1980). Trabalhos similares também foram desenvolvidos na África do Sul (ERIKSSON, 1979), na Itália (GARBAGNATI, 1982), no Japão (NARITA, 2000) e no Brasil (SCHROEDER, 2001; VISACRO, 2004b, 2005b). Nos últimos anos, a geração artificial de descargas atmosféricas por meio do lançamento de foguetes em direção a nuvens de tempestade tem sido utilizada com essa mesma finalidade, restringindo-se, no entanto, à obtenção de formas de onda com características similares às verificadas em descargas subseqüentes (RAKOV, 2000).

Em aplicações de engenharia, o elemento de maior interesse associado às descargas atmosféricas consiste no fluxo da corrente de retorno ao longo do canal de descarga, denominado *stroke*. Essa corrente apresenta um formato impulsivo, com um rápido crescimento em seus instantes iniciais, seguido de uma redução de perfil mais lento. Em aproximadamente 90% dos casos, tal corrente está vinculada à ocorrência de descargas que promovem a transferência de cargas negativas da base da nuvem para o solo a partir de um processo iniciado na nuvem. Essas descargas, classificadas como descargas negativas descendentes, são compostas por um único *stroke* em aproximadamente 15% dos casos. Nos casos restantes, é verificado um número médio de 3 a 5 *strokes* por descarga (RAKOV, 2001b). Em uma descarga negativa descendente, o primeiro *stroke*, também denominado *primeira descarga de retorno*, apresenta características bastante distintas dos demais, que são referidos como *descargas subseqüentes*. Em geral, primeiras descargas de retorno possuem frente de onda mais lenta e amplitudes 2 a 3 vezes maiores do que as observadas em descargas subseqüentes (RAKOV, 2001b). Além disso, é usual a presença de dois ou mais picos de corrente em primeiras descargas de retorno, fato observado nas medições realizadas no Monte San Salvatore (BERGER, 1975), na África do Sul (ERIKSSON, 1979) e no Brasil (SCHROEDER, 2001; VISACRO, 2004b).

O tratamento estatístico de formas de onda de corrente medidas permite uma melhor definição de características típicas associadas a correntes de descarga, estabelecendo valores e limites que podem ser utilizados como referência para o estudo

do desempenho de sistemas elétricos. O presente capítulo dedica-se a descrever algumas das principais características encontradas em primeiras descargas de retorno e em descargas subseqüentes, tendo como base resultados de medições realizadas no Morro do Cachimbo e no Monte San Salvatore e as análises detalhadas apresentadas em (SCHROEDER, 2001). Uma breve comparação é feita entre ambas as bases de dados, sendo indicada a importância de se conhecer parâmetros locais de descarga para que uma análise mais apropriada de seus efeitos em sistemas elétricos possa ser desenvolvida. Essa comparação é sucedida de uma breve discussão a respeito de diferentes metodologias empregadas na obtenção de formas de onda de corrente representativas de descargas atmosféricas.

2.2 Principais Parâmetros de Interesse

A caracterização de formas de onda de corrente associadas a descargas atmosféricas é tradicionalmente feita com a utilização do conjunto de parâmetros descritos a seguir, que tem como referência a curva estilizada apresentada na Figura 2.1:

- I_{p1} : Valor do primeiro pico da corrente de retorno;
- I_{p2} : Valor máximo da corrente de retorno;
- I_{10} , I_{30} e I_{90} : valores correspondentes, respectivamente, a 10%, 30% e 90% de I_{p1} ;
- T_{10} : tempo para que a onda de corrente atinja I_{90} a partir de I_{10} ;
- T_{30} : tempo para que a onda de corrente atinja I_{90} a partir de I_{30} ;
- T_{50} : intervalo de tempo decorrido entre o instante em que a corrente atinge o valor de 2 kA, na frente da onda, e o ponto na cauda relativo a 50% de I_{p2} (parâmetro não representado na Figura 2.1);
- S_{10} : taxa de crescimento média da corrente entre as amplitudes de 10% e 90% na frente de onda (em relação a I_{p1});
- S_{30} : taxa de crescimento média da corrente entre as amplitudes de 30% e 90% na frente de onda (em relação a I_{p1});
- $TANG (di/dt_{máx})$: inclinação máxima da onda de corrente na frente;
- Carga: integral da onda de corrente no tempo.

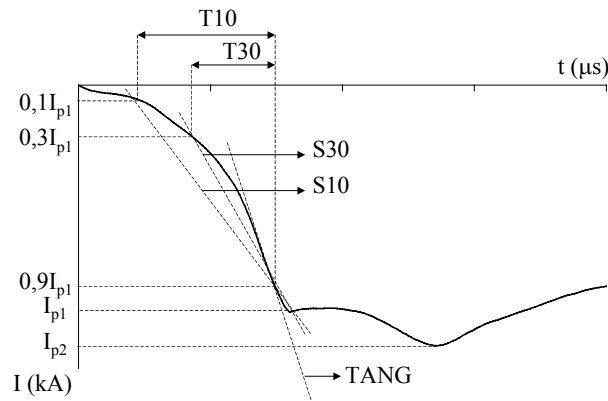


Figura 2.1 – Típica forma de onda de corrente associada a primeiras descargas de retorno negativas descendentes (adaptado de SCHROEDER, 2001).

A partir de T_{10} , pode-se calcular um dos possíveis tempos de frente virtuais da onda de corrente, denominado T_{d10} , fazendo o traçado de uma reta imaginária unindo os valores I_{10} e I_{90} localizados sobre a curva da Figura 2.1. Essa reta é prolongada em ambos os sentidos até que encontre o eixo das abscissas e a reta imaginária que intercepta I_{p1} , paralela ao eixo das abscissas. Seu valor aproximado pode ser obtido com a relação $T_{d10}=T_{10}/0,8$. De forma similar, pode ser obtido o outro tempo de frente virtual, denominado T_{d30} . Para tal, basta considerar o traçado de uma reta imaginária passando pelos valores I_{30} e I_{90} localizados sobre a curva de corrente. O valor de T_{d30} pode ser obtido com a relação $T_{d30}=T_{30}/0,6$.

2.3 Comparação Entre Características Fundamentais de Correntes de Descarga Medidas na Estação do Morro do Cachimbo e no Monte San Salvatore

Para uma correta especificação da proteção de sistemas elétricos contra os efeitos de descargas atmosféricas, entende-se como necessário o conhecimento de parâmetros locais de descarga. Apesar disso, é comum na literatura a adoção indiscriminada dos dados coletados por Berger no Monte San Salvatore como se estes pudessem representar de forma incondicional características particulares de descargas atmosféricas incidindo em todo o mundo. De forma a ilustrar as diferenças existentes entre os dados coletados no Monte San Salvatore (Suíça) e na Estação do Morro do Cachimbo (Brasil), são apresentadas as Tabelas 2.1 e 2.2, que contêm, respectivamente,

dados de primeiras descargas de retorno e de descargas subseqüentes medidas nessas estações (SCHROEDER, 2001). Ambas as tabelas ilustram funções de probabilidade acumulada baseadas em curvas log-normal derivadas dos dados reais das medições.

Tabela 2.1 - Dados de primeiras descargas de retorno medidas no Morro do Cachimbo (SCHROEDER, 2001; VISACRO, 2004b) e no Monte San Salvatore (ANDERSON, 1980).

Probabilidade dos valores indicados serem excedidos	95%		50%		5%	
	Morro do Cachimbo	Monte São Salvatore	Morro do Cachimbo	Monte São Salvatore	Morro do Cachimbo	Monte São Salvatore
I_{p1} (kA)	22,2	12,9	40,4	27,7	73,3	59,5
I_{p2} (kA)	24,0	14,1	45,3	31,1	85,2	68,5
T10 (μ s)	3,1	1,8	5,6	4,5	9,9	11,3
T30 (μ s)	1,4	0,9	2,9	2,3	5,9	5,8
T50 (μ s)	19,7	30	53,5	75,0	145,2	200,0
S10 (kA/ μ s)	3,5	1,7	5,8	5,0	9,6	14,1
S30 (kA/ μ s)	5,1	2,6	8,4	7,2	13,7	20,0
TANG (kA/ μ s)	11,9	9,1	19,4	24,3	31,4	65,0
Carga (C)	2,3	1,1	5,2	4,5	11,6	20,0

Tabela 2.2 - Dados de descargas subseqüentes medidas no Morro do Cachimbo (SCHROEDER, 2001; VISACRO, 2004b) e no Monte San Salvatore (ANDERSON, 1980).

Probabilidade dos valores indicados serem excedidos	95%		50%		5%	
	Morro do Cachimbo	Monte São Salvatore	Morro do Cachimbo	Monte São Salvatore	Morro do Cachimbo	Monte São Salvatore
I_{p1} (kA)	7,0	4,9	16,3	11,8	37,7	28,6
T10 (μ s)	0,2	0,1	0,7	0,6	2,3	2,8
T30 (μ s)	0,12	0,1	0,4	0,4	1,2	1,8
T50 (μ s)	2,2	6,5	16,4	32,0	122,3	140,0
S10 (kA/ μ s)	5,6	3,3	18,7	15,4	62,7	72,0
S30 (kA/ μ s)	8,1	4,1	24,7	20,1	75,0	98,5
TANG (kA/ μ s)	10,1	9,9	29,9	39,9	88,6	161,5
Carga (C)	0,15	0,2	0,99	0,95	6,6	4,0

Ao serem comparados os dados apresentados nas tabelas, pode-se observar as maiores amplitudes das ondas de corrente medidas na Estação do Morro do Cachimbo, tanto para primeiras descargas de retorno quanto para descargas subseqüentes. No caso de primeiras descargas de retorno, as diferenças verificadas chegam a aproximadamente 45% se são considerados os valores medianos de I_{p1} e I_{p2} . Com relação às características

da frente de onda, os dados coletados no Monte San Salvatore indicam tempos de subida mais curtos do que os verificados no Morro do Cachimbo, se valores medianos são considerados (T10 e T30). Analisando-se os parâmetros S10 e S30, no entanto, percebe-se que as taxas de crescimento medianas observadas na Estação do Morro do Cachimbo são 16% maiores do que aquelas associadas às medições realizadas no Monte San Salvatore, no caso de primeiras descargas de retorno. Se descargas subseqüentes são consideradas, a diferença entre os parâmetros S10 e S30 é um pouco maior, da ordem de 21%, se forem comparados os dados de ambas as estações de medição. Deve-se notar, contudo, que os valores medianos das taxas de crescimento máximas (TANG) verificadas no Monte San Salvatore são 25% maiores do que os encontrados na Estação do Morro do Cachimbo no caso de primeiras descargas de retorno. Se descargas subseqüentes são consideradas, uma diferença um pouco maior pode ser notada nesse parâmetro, de aproximadamente 33%. Finalmente, os dados do Morro do Cachimbo indicam correntes com duração menor do que as correntes medidas no Monte San Salvatore, o que pode ser constatado se forem comparados os tempos de meia-onda dados pelo parâmetro T50. Entretanto, deve-se notar que os valores medianos de carga calculados a partir das correntes medidas no Monte San Salvatore são menores em comparação com os registros da Estação do Morro do Cachimbo. Esse fato pode ser atribuído às maiores amplitudes atingidas pelas ondas de corrente coletadas no Morro do Cachimbo.

2.4 Curvas Médias e Medianas Utilizadas para Caracterizar Formas de Onda de Correntes Associadas a Descargas Atmosféricas

Formas de onda de corrente médias e medianas têm sido freqüentemente utilizadas em estudos envolvendo os efeitos de descargas atmosféricas em sistemas elétricos. Na obtenção de curvas desse tipo, realiza-se, tradicionalmente, o alinhamento de registros de corrente disponíveis a partir de medições como aquelas realizadas no Monte San Salvatore, adotando, como referência, os pontos com amplitude igual a 50% (BERGER, 1975) ou a 90% (ANDERSON, 1980) do valor do primeiro pico de corrente. Em seguida, cada registro de corrente é empregado no cálculo de valores médios e/ou

medianos em cada instante de tempo. A Figura 2.2 ilustra formas de onda de corrente medianas obtidas a partir dos dados da Estação do Morro do Cachimbo e do Monte San Salvatore, tendo sido utilizado como referência o critério de alinhamento em 90% do valor do primeiro pico da corrente.

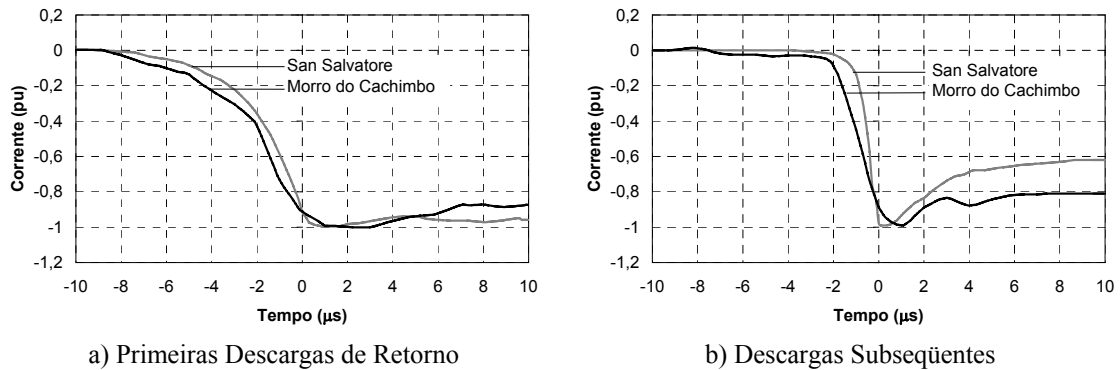


Figura 2.2 – Comparação entre formas de onda de corrente medianas calculadas a partir dos dados coletados no Monte San Salvatore e na Estação do Morro do Cachimbo, sendo adotado o alinhamento em I_{90} . Adaptado de (VISACRO, 2005b).

Note que, a despeito de todas as diferenças discutidas na seção 2.3, formas de onda medianas calculadas a partir das bases de dados provenientes do Monte San Salvatore e do Morro do Cachimbo são bastante similares, conforme indicado na Figura 2.2. As semelhanças observadas podem ser atribuídas principalmente ao fato de os tempos de frente associados às ondas de corrente medidas em ambas as estações estarem situados em uma faixa de valores relativamente próxima. Não podem ser ignoradas, no entanto, as taxas de crescimento nitidamente maiores verificadas na curva mediana de descargas subseqüentes medidas no Monte San Salvatore, tampouco as significativas diferenças existentes entre os valores de pico medianos registrados em ambas as estações, que indicam descargas com maiores amplitudes no Morro do Cachimbo (ver Tabelas 2.1 e 2.2).

Quando as curvas apresentadas na Figura 2.2 são comparadas com registros originais de correntes, alguns aspectos interessantes podem ser observados. No que se refere às descargas subseqüentes, as ondas originais de corrente apresentam características muito próximas às descritas pelas formas de onda medianas (VISACRO, 2004c, 2005b). Isso, no entanto, não ocorre com as primeiras descargas de retorno. Esse fato é ilustrado na Figura 2.3, em que correntes associadas a primeiras descargas de

retorno medidas nas estações instaladas no Monte San Salvatore, no Morro do Cachimbo e na África do Sul são comparadas com a curva mediana obtida a partir dos dados do Monte San Salvatore, referida na figura como *Mediana de Berger*. Note que os registros originais de corrente ilustrados na Figura 2.3 revelam padrões que não são contemplados pela curva mediana de Berger, principalmente no tocante à ocorrência de dois ou mais picos. Isso indica que a metodologia empregada em (BERGER, 1975) e (ANDERSON, 1980) implica a perda de características originais encontradas em primeiras descargas de retorno. Esse fato, além de prejudicar a análise de processos físicos relacionados a esse fenômeno, pode afetar a qualidade de resultados obtidos em simulações computacionais dedicadas a avaliar o impacto de descargas atmosféricas em sistemas elétricos.

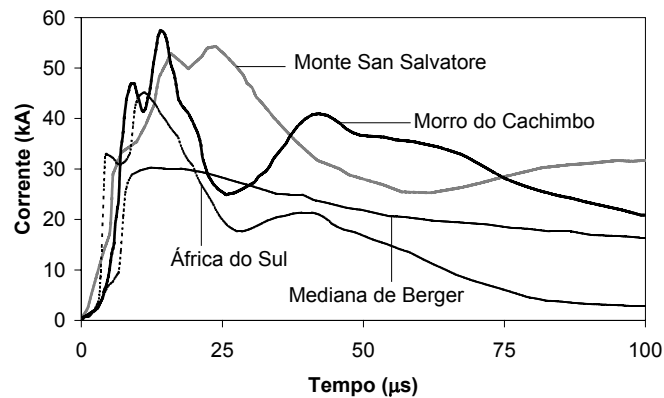


Figura 2.3 – Formas de onda associadas a primeiras descargas de retorno (VISACRO, 2005b).

Tendo em vista as limitações existentes no método tradicionalmente empregado para se obter formas de onda de corrente médias e medianas, uma nova metodologia foi proposta em (VISACRO, 2004c). Essa metodologia foi aplicada à base de dados de correntes de primeiras descargas de retorno negativas descendentes medidas no Morro do Cachimbo, sendo obtida a curva ilustrada na Figura 2.4. Nessa curva, percebe-se claramente a manutenção de características típicas encontradas em registros reais de primeiras descargas de retorno, tais quais o perfil côncavo nos instantes que antecedem o primeiro pico, com a ocorrência da taxa de crescimento máxima em pontos próximos a I_{p1} e, principalmente, a presença de picos sucessivos de corrente. A presença dessas características indica que a metodologia empregada em (VISACRO, 2004c) parece ser mais adequada do que a metodologia utilizada em (BERGER, 1975) e (ANDERSON, 1980) para a definição das curvas médias e medianas de primeiras descargas de retorno.

Com base na freqüente utilização de formas de onda de corrente contendo apenas um pico na análise dos efeitos de primeiras descargas de retorno em sistemas elétricos, a obtenção da forma de onda ilustrada na Figura 2.4 indica um potencial aspecto a ser reavaliado no estudo da interação entre as descargas atmosféricas e as redes de distribuição e também nas formas de onda recomendadas por normas para o ensaio de componentes de sistemas elétricos frente a descargas atmosféricas.

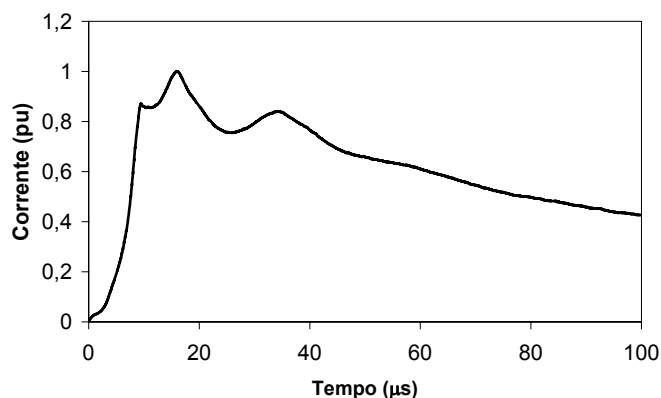


Figura 2.4 – Forma de onda obtida a partir da aplicação da metodologia proposta por Visacro (2004c) na base de dados do Morro do Cachimbo.

3 Ondas de Tensão e Corrente Associadas aos Efeitos de Descargas Atmosféricas e sua Representação em Ensaios

3.1 Comentários Iniciais

Diversas pesquisas têm se dedicado, nas últimas décadas, à medição de tensões e correntes geradas por descargas atmosféricas em redes de distribuição. O presente capítulo dedica-se inicialmente a apresentar uma breve revisão dessas pesquisas, buscando identificar características fundamentais apresentadas pelas formas de onda medidas. Em seguida, são introduzidos aspectos relevantes das principais normas utilizadas no ensaio de componentes de redes de distribuição, sendo apresentadas formas de onda e metodologias recomendadas para o caso particular de pára-raios de média tensão. A representatividade dos procedimentos sugeridos nas normas é discutida de forma preliminar, sendo destacada a importância de se conhecer todos os passos no processo de interação entre as descargas atmosféricas e as redes de distribuição para que sejam definidas, com melhor critério, ondas de corrente e tensão adequadas à realização de ensaios laboratoriais.

3.2 Ondas de Tensão e Corrente Geradas por Descargas Atmosféricas em Redes Distribuição

3.2.1. Efeitos de Descargas Indiretas em Redes de Distribuição

Em (ERIKSSON, 1982), são apresentadas medições de sobretensões induzidas realizadas em uma linha trifásica experimental com 9,9 km de comprimento instalada na África do Sul. A configuração utilizada compreendia três condutores horizontais sustentados por cruzetas e postes de madeira, o que conferia à linha uma suportabilidade ao impulso de 500 kV. Um condutor neutro foi instalado 1 m abaixo das fases. Ao longo de dois anos de medição, 300 sobretensões superiores a 12 kV foram medidas na linha montada, sendo identificadas mais de 20 descargas diretas. De acordo com Eriksson (1982), dentre o conjunto total de sobretensões induzidas na linha, apenas um evento, cujo valor exato não pôde ser precisado graças às limitações existentes nos divisores de tensão utilizados, superou o limiar de 300 kV. Na hipótese de se assumir a generalidade desse resultado, a adoção de níveis de isolamento superiores a 300 kV seria capaz de praticamente anular a ocorrência de disrupções geradas por sobretensões induzidas em redes de distribuição com características similares à avaliada.

Em (YOKOYAMA, 1986), são apresentados resultados de três anos de medição de tensões induzidas em uma linha experimental com 820 m de comprimento, ilustrada na Figura 3.1. A configuração utilizada consistia em 2 condutores fase posicionados em uma altura de 10 m, afastados em 2,4 m e casados em suas extremidades. Um terceiro condutor, utilizado como cabo de blindagem e também casado em suas extremidades, foi posicionado em uma altura de 0,5 m acima de uma das fases, denominada Fase 1. Ao longo do período de testes, foi avaliada a influência de se aterrar o cabo de blindagem nas tensões induzidas nos demais condutores. Vinte e quatro formas de onda de tensão geradas por descargas incidindo em duas torres posicionadas a aproximadamente 200 m da linha foram medidas nos postes 5 e 11, sendo também registradas as correntes nos topos das torres. Alguns dos resultados obtidos encontram-se descritos na Tabela 3.1, indicando que as tensões induzidas nas fases 1 e 2 atingiram amplitudes máximas praticamente idênticas na ausência de aterramentos no cabo de

blindagem, com polaridade sempre inversa à polaridade da corrente de descarga. Na presença de uma conexão para a terra no poste 11, as tensões induzidas na fase mais próxima ao cabo de blindagem atingiram valores mais baixos do que as verificadas na fase mais afastada. As formas de onda de tensão medidas consistiam, na maioria das vezes, em pulsos rápidos com tempos de subida e de decaimento em torno de 1 μ s.

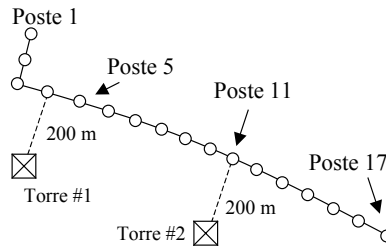


Figura 3.1 – Diagrama esquemático da linha de distribuição analisada em (YOKOYAMA, 1986).

Tabela 3.1 – Resumo dos resultados apresentados em (YOKOYAMA, 1986).

Ponto de Incidência da Descarga	Valor de Pico da Corrente (kA)	Valor de Pico da Tensão Induzida (kV)				Cabo de blindagem aterrado no poste 11?
		Poste 5		Poste 11		
		Fase 1	Fase 2	Fase 1	Fase 2	
Torre #1	11,5	-28,2	-29,3	-15,6	-16,8	Não
Torre #1	-8,8	21,8	22,8	14,6	14,2	Não
Torre #1	-3,8	13,0	13,7	4,7	6,2	Sim
Torre #1	-26,0	26,0	26,0	9,5	12,4	Sim

Em (BARKER, 1993), são apresentados resultados de um estudo que compreendeu a colocação de registradores digitais em pára-raios instalados em redes de distribuição monofásicas, com a finalidade de monitorar tensões e correntes de origem atmosférica desenvolvidas nesses dispositivos. Ao longo do período de estudo, 357 formas de onda de corrente e 952 formas de onda de tensão foram coletadas, perfazendo um total de 1309 medições. A maior amplitude de corrente medida chegou a 28 kA, mas aproximadamente 90% dos eventos coletados apresentaram valores de pico na faixa de 0,3 a 2,6 kA. Foram verificados tempos de frente e meia-onda com valores medianos de 2 μ s e 22 μ s, respectivamente, nas ondas de corrente geradas por primeiras descargas de retorno, e 0,5 μ s e 2,2 μ s, nas ondas de corrente geradas por descargas subseqüentes. Nenhum pára-raios monitorado apresentou falha durante o período de estudos. A energia por eles absorvida foi menor que 1 kJ em 98% dos casos, um valor muito menor do que a capacidade típica atribuída aos dispositivos avaliados, que era de 12,6 kJ.

Em (BARKER, 1996), a técnica de *Rocket-Triggered Lightning* foi aplicada com o intuito de permitir a medição simultânea de correntes de descarga e de tensões induzidas em uma linha experimental com comprimento total de 682 m, ilustrada na Figura 3.2. Resistores não indutivos com valor de 455Ω foram colocados entre fase e neutro nas terminações da linha para minimizar o efeito de reflexões. A estação de lançamento de foguetes foi posicionada em um ponto frontal ao poste P9, em uma distância de 145 m em relação à linha. Ao todo, sessenta e três pares de tensões induzidas e correntes de descarga foram coletados. Os valores de pico das tensões medidas situaram-se na faixa de 8 kV a 100 kV, correspondendo a correntes de descarga com valores máximos compreendidos entre 4 kA e 44 kA. As formas de onda das tensões medidas apresentaram um tempo de subida típico de aproximadamente $1,5 \mu\text{s}$. A Figura 3.3 ilustra uma das correntes de descarga medidas no lançador de foguetes e a correspondente tensão induzida no poste P9 da linha ilustrada na Figura 3.2.

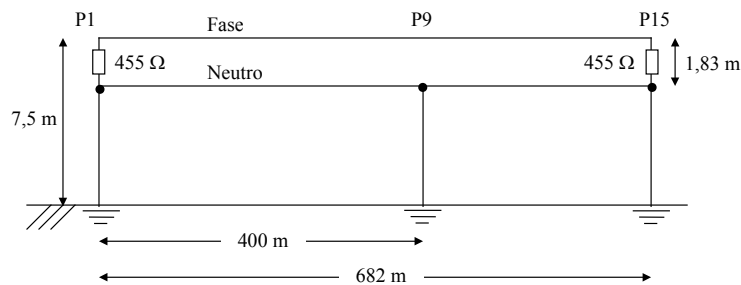


Figura 3.2 – Configuração da linha experimental utilizada em (BARKER, 1996).

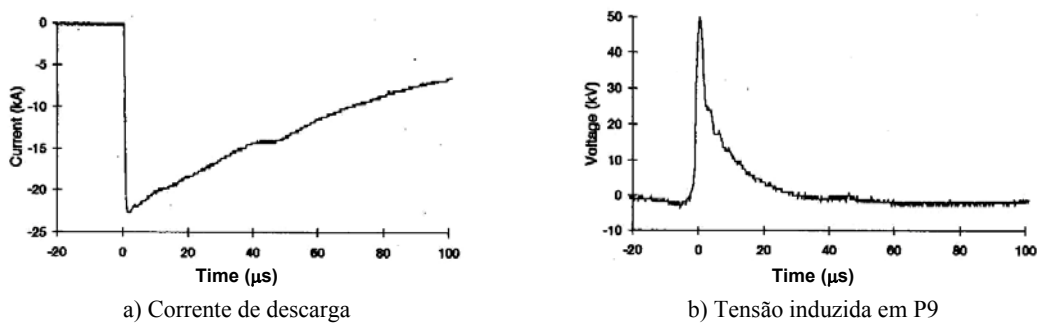


Figura 3.3 – Exemplo de tensões induzidas e correntes de descarga medidas em (BARKER, 1996).

3.2.2. Efeitos de Descargas Diretas em Redes de Distribuição

Em (FERNANDEZ, 1999), avaliou-se o desempenho de pára-raios de óxido de zinco instalados em uma linha experimental montada em Camp Blanding, Flórida, perante os efeitos de descargas diretas. A configuração da rede testada encontra-se ilustrada na Figura 3.4, consistindo em uma linha aérea com 730 m de comprimento, composta por dois condutores verticalmente espaçados em uma distância de 1,8 m e sustentada por 15 postes, e uma linha subterrânea com 735 m de comprimento, derivada a partir do poste 9 da linha aérea. Resistores de 500 Ω foram conectados entre os dois condutores da linha aérea, em suas extremidades, sendo instalados pára-raios de ZnO nos postes 9 e 10. A 85 m do poste 9, na linha subterrânea, foi instalado um transformador monofásico, cujo primário foi protegido por pára-raios de ZnO (estação IS1 na Figura 3.4). A linha aérea foi aterrada em suas extremidades e nos pontos de instalação de pára-raios. A linha subterrânea teve seu neutro aterrado nas estações IS1 e IS4. O condutor fase foi mantido aberto em IS4.

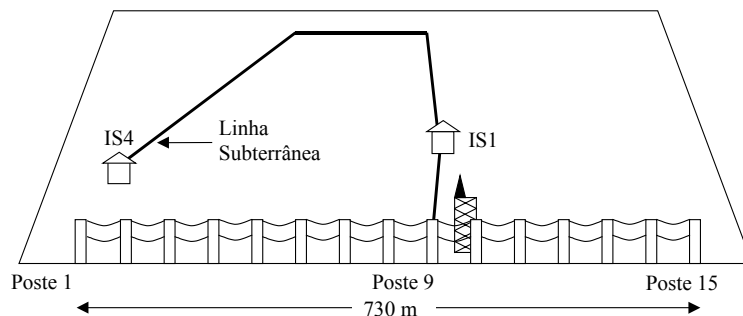


Figura 3.4 – Vista superior do sistema submetido a descargas naturais em (FERNANDEZ, 1999).

Correntes de descarga geradas artificialmente com a técnica de *rocket-triggered lightning* foram injetadas na rede de distribuição aérea entre os postes 9 e 10. Foram apresentados, em (FERNANDEZ, 1999), resultados referentes a um evento cuja corrente de descarga alcançou um valor máximo de 12 kA e tempos de frente e meia-onda de 0,5 μ s e 15 μ s, respectivamente. Esses valores são representativos de *strokes* subsequentes ocorridos em descargas naturais. Observou-se que o pára-raios conectado ao poste 9 absorveu uma corrente com valor máximo de 3,6 kA, com tempos de frente e

meia-onda de 0,4 μs e 60 μs (Figura 3.5-a). A corrente no pára-raios instalado no primário do transformador apresentou forma de onda oscilatória, com vários picos de curta duração superpostos a uma parcela com variação mais lenta. O seu valor máximo atingiu aproximadamente 1,2 kA (Figura 3.5-b). Avaliações indicaram uma absorção total de 25 kJ pelo pára-raios conectado ao poste 9 da linha aérea, ao longo dos 4 ms em que este permaneceu operando. Desse total, apenas 1/3 da energia foi absorvida nos primeiros 200 μs do surto, o que indica a importância das parcelas mais lentas da corrente de descarga no cálculo da suportabilidade de pára-raios. Não foram verificadas falhas em nenhum dos dispositivos submetidos ao evento analisado, tampouco foi mencionada no trabalho a ocorrência de disrupções ao longo do circuito.

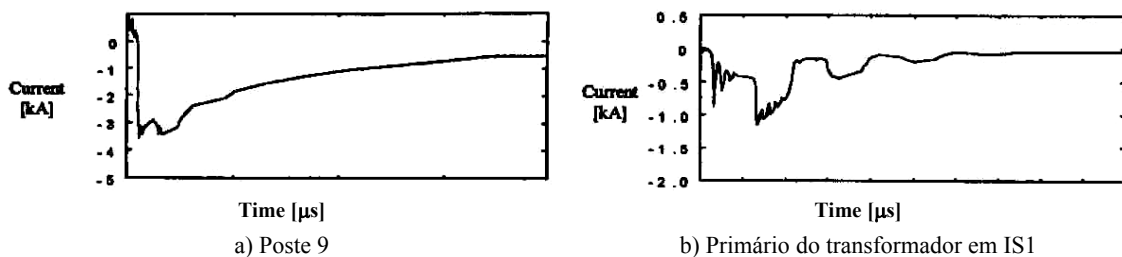


Figura 3.5 – Correntes medidas em pára-raios instalados em diferentes pontos do circuito ilustrado na Figura 3.4, com a configuração descrita em (FERNANDEZ, 1999).

Em (MATA, 2000b), são apresentados resultados obtidos em Camp Blanding, Flórida, para a injeção direta de correntes de descarga na mesma linha experimental avaliada em (FERNANDEZ, 1999), ilustrada na Figura 3.4. Na época dos testes, pára-raios foram instalados nas extremidades da linha (postes 1 e 15) e nos postes 9 e 10. Aterramentos foram realizados nestes mesmos pontos, sendo medidas, na época dos ensaios, resistências de 56, 26, 50 e 41 Ω nos postes 1, 9, 10 e 15, respectivamente. A corrente total de descarga, que foi injetada entre os postes 9 e 10 da linha por meio da técnica de *rocket-triggered lightning*, apresentou tempos de subida e de meia-onda de aproximadamente 1 e 70 μs , respectivamente, alcançando um valor máximo da ordem de 13 kA. Nessa ocasião, foi verificada a falha do pára-raios instalado no poste 10. Gravações em vídeo indicaram que essa falha teria sido provocada pelo fluxo de corrente contínua anterior à primeira descarga de retorno. Observou-se que, de uma forma geral, a corrente injetada se dividiu no circuito de acordo com a relação entre as impedâncias de aterramento. No poste 9, em que foi medida a mais baixa resistência de

aterramento (26Ω), a corrente medida no pára-raios instalado apresentou valor máximo de 6 kA, com tempo de frente de $1 \mu\text{s}$ e tempo de meia-onda da ordem de $20 \mu\text{s}$. Em $40 \mu\text{s}$, a corrente já era praticamente nula no dispositivo. As correntes nos pára-raios instalados nos postes 1 e 15 atingiram valores de pico inferiores a 1,2 kA.

Em (NAKADA, 2003), foram apresentadas tensões e correntes geradas por descargas diretas naturais em uma linha de distribuição experimental montada em Hokuriku, Japão. O campo de teste compreendia redes de média e baixa tensão interligadas, com níveis de isolamento de 120 kV e 50 kV, respectivamente (Figura 3.6). Nos eventos analisados, a corrente de descarga foi captada por uma torre isolada com 59 m de altura, sendo direcionada ao trecho central da linha experimental através de um cabo de conexão aéreo. Foram apresentados resultados referentes a uma descarga positiva com amplitude máxima de 32,6 kA e tempos de frente e meia-onda de $5 \mu\text{s}$ e $250 \mu\text{s}$. As correntes e tensões medidas ao longo do circuito apresentaram formas de onda as mais diversas, conforme ilustrado na Figura 3.7. Por meio de fotografias, percebeu-se a ocorrência de disrupções em duas casas e em pontos diversos da rede. As formas de onda das correntes injetadas nos ramais de ligação que alimentavam as casas A, B e C indicaram amplitudes máximas superiores a 1,5 kA, alcançando um pico em torno de 7 kA (Figuras 3.7-d, 3.7-e e 3.7-f). Foi também observado o fluxo de correntes para terra em postes não aterrados, indicando que postes de concreto podem funcionar como pontos não intencionais de aterramento (Figuras 3.7-b e 3.7-c). A corrente máxima medida em um desses postes alcançou um pico rápido de 1 kA, seguido de uma porção mais lenta durando $250 \mu\text{s}$.

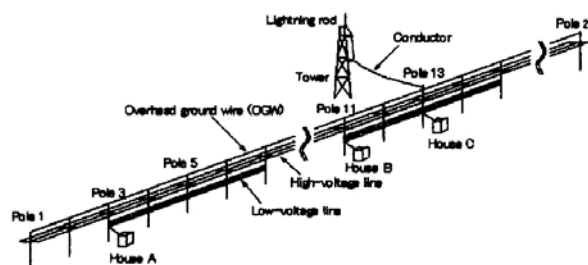


Figura 3.6 – Sistema submetido a descargas diretas em (NAKADA, 2003).

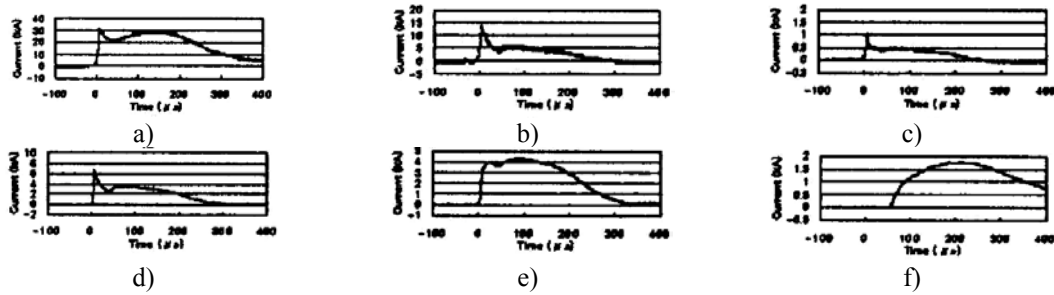


Figura 3.7 – Tensões e correntes medidas no sistema ilustrado na Figura 3.6: a) corrente injetada; b) corrente no poste 13; c) corrente no poste 11; d) corrente fluindo em direção à residência C; e) corrente fluindo em direção à casa B; f) corrente fluindo em direção à casa A (NAKADA, 2003).

3.3 Formas de Onda Propostas por Normas para o Ensaio de Componentes de Redes de Distribuição de Média Tensão

Ensaio de equipamentos, dispositivos e estruturas frente a formas de onda com características impulsivas visam reproduzir, em laboratório, efeitos associados a descargas atmosféricas em sistemas elétricos. Uma onda impulsiva, de acordo com a NBR 6936 (1992), corresponde a uma “*tensão ou corrente transitória aperiódica aplicada intencionalmente que, em geral, cresce rapidamente até o valor de crista e depois decresce mais lentamente até zero*”.

Os ensaios de componentes de redes de distribuição de média tensão frente a solicitações com características impulsivas são fundamentalmente regulamentados, no Brasil, pelas normas NBR 6936 (1992) e NBR 6939 (2000). Essas normas definem, respectivamente, aspectos gerais das técnicas de ensaios elétricos de alta-tensão e dos procedimentos aplicáveis ao estudo da coordenação de isolamento em sistemas elétricos de corrente alternada, trifásicos, nos quais a tensão máxima é superior a 1 kV. Detalhes referentes aos procedimentos de ensaio aplicáveis aos diversos componentes do sistema elétrico são encontrados em normas específicas dedicadas a cada um desses componentes.

Nos ensaios frente a impulsos atmosféricos definidos nas normas brasileiras, são utilizadas formas de onda de tensão do tipo dupla-exponencial, como a ilustrada na

Figura 3.8-a, com tempos de frente e meia-onda de $1,2 \mu\text{s}$ e $50 \mu\text{s}$, respectivamente. O tempo de frente é definido de forma idêntica ao parâmetro T_{d30} apresentado no capítulo anterior, sendo calculado com a relação $T_{30}/0,6$, onde T_{30} corresponde ao intervalo de tempo entre os instantes correspondentes a 30% e a 90% do valor de pico da onda impulsiva. Por sua vez, o tempo de meia-onda é definido como o intervalo de tempo entre a origem virtual e o instante no qual a tensão atinge a metade de seu valor de pico na porção descendente da onda. A origem virtual é demarcada no ponto de interseção entre a reta que cruza os valores correspondentes a 30% e a 90% do valor de pico da onda de tensão e o eixo das abscissas. Em ensaios de equipamentos, também são utilizados impulsos de tensão com cortes abruptos na frente ou na cauda, conforme ilustrado na Figura 3.8-b. Esses cortes, no caso do impulso normalizado, devem estar contidos no intervalo de $2 \mu\text{s}$ a $5 \mu\text{s}$. Outros tempos de corte podem ser especificados, no entanto, dependendo do corpo de prova ensaiado.

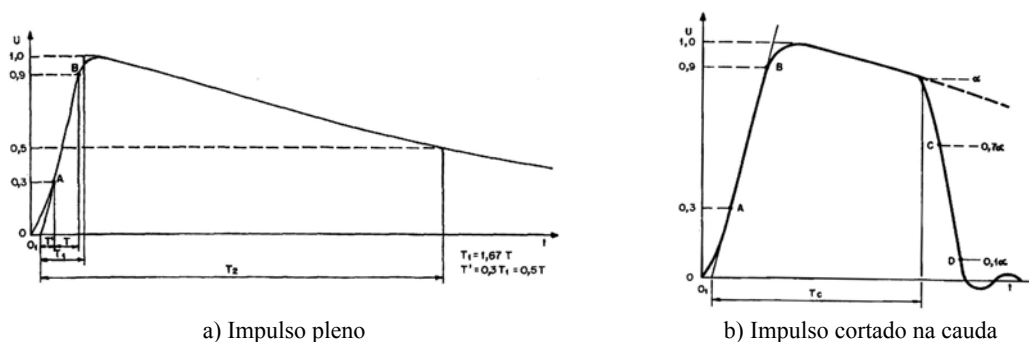


Figura 3.8 – Formas de onda de tensão recomendadas por normas para o ensaio de componentes de sistemas elétricos (NBR 6936, 1992).

Os valores de pico de tensão a serem utilizados nos ensaios frente a impulsos atmosféricos e também os procedimentos adotados nesses ensaios variam com os equipamentos e dispositivos em análise, seguindo suas normas específicas. No caso dos transformadores, ensaios com características impulsivas visam avaliar a suportabilidade de sua isolação para fins de coordenação de isolamento, sendo utilizadas, para tal, formas de onda de tensão similares às ilustradas na Figura 3.8 com amplitudes diversas, dependentes da tensão nominal dos transformadores. No caso de pára-raios, contudo, tais ensaios ganham uma conotação um pouco diferente, já que tal dispositivo é projetado para proteger os demais equipamentos da rede. Assim, ensaios frente a impulsos atmosféricos, quando realizados em pára-raios, visam avaliar não apenas a

suportabilidade desse dispositivo, mas também a sua atuação frente a solicitações impulsivas. Nesses ensaios, são aplicadas formas de onda de corrente que seguem o padrão da curva dupla-exponencial ilustrada na Figura 3.8-a, sendo normalmente adotados os tempos de frente e meia-onda e a classificação descritos a seguir:

- Impulso íngreme: forma de onda 1/20 μ s;
- Impulso de descarga atmosférica: 8/20 μ s;
- Impulso de corrente elevada: 4/10 μ s;

O valor de pico de cada uma dessas formas de onda e o seu critério de utilização são ditados pela especificação dos pára-raios avaliados e pelo tipo de ensaio a ser realizado.

3.4 Procedimentos Recomendados por Normas para Ensaio de Pára-Raios de Média Tensão

3.4.1. Introdução

Um grande interesse é atualmente dedicado à definição de procedimentos de ensaio aplicáveis a pára-raios. Esse interesse é motivado principalmente pela diversidade de situações em que tal dispositivo é empregado, o que dificulta a determinação de formas de onda típicas que podem atingi-lo. Por exemplo, pára-raios instalados em redes de distribuição rurais tendem a ser mais expostos aos efeitos de descargas diretas do que pára-raios instalados em áreas urbanas, que sofrem com maior frequência os efeitos de tensões induzidas. Pára-raios dedicados à proteção de cargas sensíveis, por sua vez, podem ser submetidos a sobretensões com características diversas, que dependem não apenas do fenômeno solicitante mas também das características inerentes à rede na qual estão instalados (DE CONTI, 2001).

Além dos diferentes mecanismos de interação existentes entre as descargas atmosféricas e os sistemas de energia elétrica e das características particulares desses sistemas, importantes lacunas ainda existem com relação à definição da influência de

aspectos como a multiplicidade das descargas de retorno no desempenho de pára-raios, tema discutido em (DARVENIZA, 1993, 1994) e contemplado apenas parcialmente nas normas de ensaio de pára-raios mais referenciadas (IEEE STD C62.11, 1999; IEC 99-4, 1991). Outros aspectos, como o estudo da resposta de pára-raios quando submetidos ao fluxo de correntes contínuas presentes entre descargas de retorno, ainda se encontram em estágio muito elementar (MATA, 2000a).

A todas as dificuldades e incertezas descritas nos parágrafos acima, ainda é necessário somar os interesses de fabricantes e fornecedores, que pressionam os organismos reguladores de forma a garantir que seus dispositivos sejam ensaiados por normas com as características que melhor lhe convenham.

Tendo em vista o exposto, ao longo do presente item é apresentado um resumo dos pontos mais relevantes presentes em normas dedicadas a avaliar o desempenho de pára-raios utilizados em redes de distribuição. Pelo fato de a CEMIG utilizar como referência para suas normas o texto IEC-99-4 (1991), este é abordado com maior frequência no presente tópico. Além disso, destaque é dado aos pára-raios com corrente nominal (I_n) de 10 kA e tensão nominal (U_r) de 12 kV pelo fato desses dispositivos serem atualmente utilizados pela CEMIG em redes de média tensão com tensão nominal de 13,8 kV. Vale frisar que a corrente nominal dos pára-raios representa apenas uma referência padronizada para a classificação do dispositivo e para a realização de ensaios. Assim, espera-se que pára-raios com $I_n=10$ kA operem apropriadamente mesmo quando submetidos a correntes muito maiores, da ordem de 100 kA, por exemplo. A tensão nominal dos pára-raios, por sua vez, é a máxima tensão eficaz de frequência industrial para o qual esses dispositivos são projetados para atuar corretamente sob as condições de sobretensões temporárias estabelecidas nos ensaios de ciclo de operação.

O desempenho de pára-raios frente a solicitações impulsivas é normalmente descrito por curvas $V \times I$, que são obtidas com a aplicação de formas de onda de corrente normalizadas (8/20 μ s) com diversas amplitudes no dispositivo ensaiado. A tensão medida entre os terminais do dispositivo para a aplicação da corrente nominal é chamada de tensão residual (U_{res}). Valores típicos para U_{res} encontram-se entre 29 kV e 43 kV em pára-raios com $U_r=12$ kV. Esses valores estão bem abaixo do nível de

isolamento mínimo de equipamentos instalados em redes de distribuição com tensão nominal de 13,8 kV, que é de 95 kV. A obtenção da curva VxI de pára-raios e a análise de seu comportamento frente a solicitações impulsivas são definidas por ensaios de tipo, aceitação ou rotina, descritos em maior detalhe a seguir (IEC 99-4, 1991).

3.4.2. Ensaios de Tipo

Os ensaios de tipo dedicam-se a verificar características de projeto de pára-raios e a demonstrar a adequação dos dispositivos avaliados às normas vigentes. São normalmente realizados por fabricantes, que apresentam, juntamente com suas propostas de vendas, relatórios homologados por autoridades competentes contendo os resultados obtidos nos ensaios. Eventualmente, ensaios de tipo também podem ser realizados por empresas compradoras, a fim de verificar a autenticidade dos documentos apresentados e/ou a qualidade de um lote específico. Os ensaios de tipo compreendem uma série de dez testes que devem ser aplicados de forma seqüencial, cada qual avaliando uma diferente característica de projeto dos pára-raios ensaiados. Ao longo do presente texto, apenas três desses testes são discutidos em maior detalhe por se referirem de forma mais direta ao comportamento de pára-raios quando submetidos aos efeitos de descargas atmosféricas. São eles os ensaios de tensão residual, de suportabilidade frente a impulsos de corrente de longa duração e de ciclo de operação, descritos a seguir.

No *ensaio de tensão residual*, ilustrado na Figura 3.9, é inicialmente aplicado, em cada uma das amostras analisadas, um impulso de corrente íngreme com valor de pico I_n ($1/20 \mu s$). Em seguida, é levantada a curva VxI dos dispositivos com a aplicação de impulsos de descarga atmosférica com valores de pico correspondentes a $0,5I_n$, I_n e $2I_n$, seguindo a norma IEC 99-4 (1991). Esses mesmos valores são recomendados pela CEMIG, sendo acrescida, no entanto, a abscissa $0,25I_n$ (CEMIG, 1998). Em seguida, é aplicado em cada uma das amostras um impulso de manobra com tempo de frente entre $30 \mu s$ e $100 \mu s$ e tempo de meia-onda maior do que pelo menos duas vezes o valor assumido para o tempo de frente.

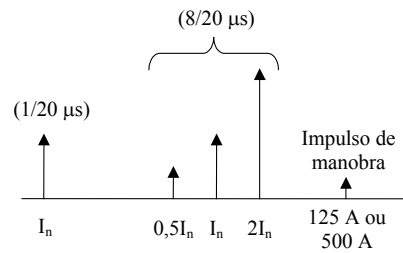


Figura 3.9 – Sequência de impulsos utilizada nos testes de tensão residual contidos nos ensaios de tipo, referentes a pára-raios com corrente nominal de descarga de 10 kA (IEC-99-4, 1991).

No *ensaio de suportabilidade frente a impulsos de corrente de longa duração*, que simula a condição de descarga da linha, define-se a energia que os pára-raios são capazes de dissipar, sendo adotadas classes de 1 a 5 para especificá-los. Na norma IEC 99-4 (1991), são encontradas curvas normalizadas em kJ/kV que descrevem a energia associada a cada uma dessas classes. Nessas curvas, o numerador se refere à energia bruta dissipada pelos pára-raios e o denominador se refere à tensão nominal dos dispositivos. Quanto maior for a classe considerada, maior é a suportabilidade dos pára-raios. Por exemplo, pára-raios Classe 5 são capazes de dissipar até 7 kJ/kV em ensaios frente a impulsos de correntes de longa duração, enquanto pára-raios Classe 2 podem dissipar até 2 kJ/kV, aproximadamente. Em redes de distribuição de média tensão instaladas na área de concessão da CEMIG, são utilizados pára-raios Classe 1 capazes de dissipar em torno de 1 kJ/kV.

As formas de onda utilizadas em ensaios frente a correntes de longa duração apresentam um crescimento rápido, permanecendo em seu valor máximo por até 2400 μ s, no caso de pára-raios com $I_n=10$ kA, e 1000 μ s, no caso de pára-raios com $I_n=5$ kA (IEC-99-4, 1991). É especificada uma seqüência de dezoito operações de descarga, dividida em seis grupos com três operações cada. O intervalo entre duas operações consecutivas deve ser de 50 a 60 s, caso essas operações estejam contidas em um mesmo grupo. O intervalo entre grupos deve ser tal que permita o resfriamento das amostras até a temperatura ambiente (Figura 3.10). Os valores máximos dos impulsos de longa duração aplicados dependem da classe de operação dos pára-raios ensaiados se a corrente nominal dos dispositivos for de 10 kA ou 20 kA, nunca superando algumas centenas de ampères. Os procedimentos recomendados para a obtenção das correntes necessárias aos testes são descritos em detalhe na norma IEC-99-4 (1991). Essa mesma norma define um valor máximo de 75 A para os impulsos de longa duração a serem

aplicados em pára-raios com $I_n=5$ kA. Antes e após a aplicação da seqüência de impulsos de longa duração, mede-se a tensão residual dos pára-raios ensaiados. Os valores medidos não devem diferir em mais que 5%.

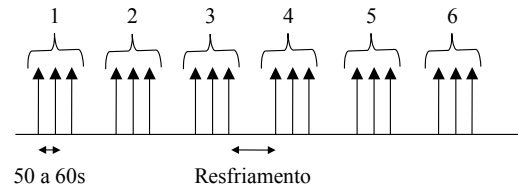


Figura 3.10 – Ensaios de suportabilidade de pára-raios a impulsos de longa duração (IEC 99-4, 1991).

Finalmente, o *ensaio de ciclo de operação* compreende uma seqüência de testes que pretende simular condições de operação reais dos pára-raios. Nesses testes, é aplicado um certo número de impulsos sobre o dispositivo, combinados com sua energização em regime permanente. O ensaio de ciclo de operação é realizado de acordo com a seqüência ilustrada na Figura 3.11 (para detalhes, consultar IEC 99-4, 1991).

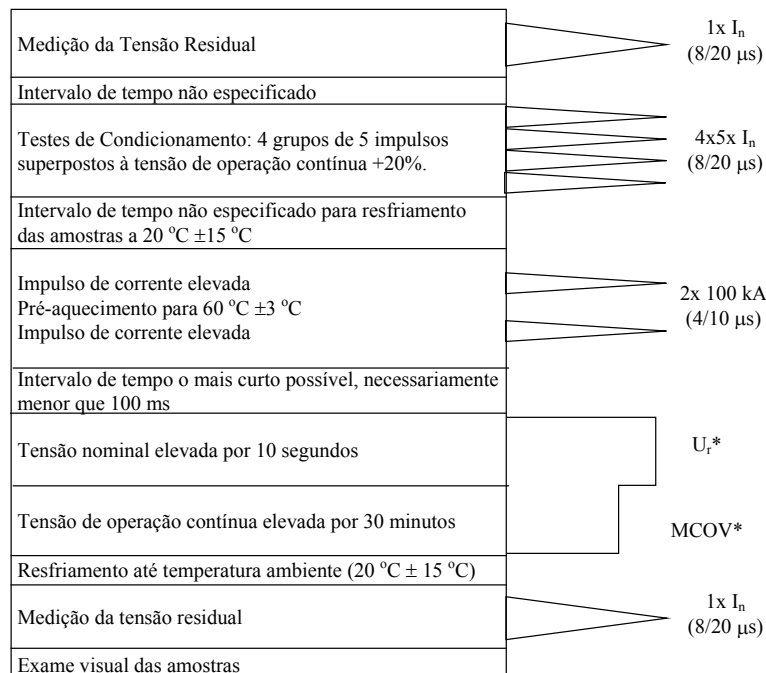


Figura 3.11 – Ensaio de ciclo de operação recomendado em (IEC 99-4, 1991) para o ensaio de pára-raios com $I_n=10$ kA, Classe 1, e pára-raios com $I_n=5$ kA.

3.4.3. Ensaios de Rotina

Os ensaios de rotina visam avaliar as características mais relevantes do desempenho de pára-raios, de forma a assegurar que estes atendam às especificações determinadas pelas normas. Na CEMIG, os ensaios de rotina se resumem (i) à inspeção visual das amostras, (ii) à medição de características elétricas básicas das amostras (tensão de referência, tensão residual para corrente de descarga nominal, etc.) e, finalmente, (iii) à aferição de características mecânicas básicas das amostras (estanqueidade, resistência dos terminais ao torque, qualidade da zincagem, estanhagem, etc.) (CEMIG, 1998).

3.4.4. Ensaios de Aceitação

Ensaio de aceitação são testes feitos em concordância entre comprador e fabricante para verificar se pára-raios atendem às especificações desejadas, podendo inclusive englobar os ensaios de tipo. Nos ensaios de aceitação, dependendo da demanda do comprador, podem ser realizados testes de cunho específico, eventualmente não cobertos pela norma vigente. Esse é o caso dos ensaios especiais solicitados na especificação técnica da CEMIG (1998), que incluem a aplicação de impulsos múltiplos sobre os corpos de prova avaliados. Tais ensaios seguem as argumentações e propostas apresentadas em diversos trabalhos realizados por Darveniza ao longo da última década, que, a despeito de sua plausibilidade, ainda não foram incorporadas às normas IEC e ANSI/IEEE. Nesses trabalhos, parte-se do fato de que mais de dois terços das descargas atmosféricas apresentam múltiplos eventos, sendo que o tempo entre cada um desses eventos é da ordem de dezenas de microsegundos. No caso de pára-raios instalados em redes expostas, em que a probabilidade de ocorrência de descargas diretas é considerável, esse fato poderia ser responsável por falhas não previstas em tais dispositivos, que não suportariam de forma adequada as solicitações impostas.

Ensaio com impulsos múltiplos estão previstos nas normas IEC e ANSI/IEEE, dentro dos ensaios de ciclo de operação. De forma mais específica, a IEC 99-4 (1991) determina a aplicação de quatro grupos contendo cinco impulsos cada, com intervalos

de 25 a 30 minutos entre grupos e de até um minuto entre impulsos (Figura 3.12-a). A IEEE STD C62.11 (1999) determina que um grupo de vinte impulsos seja aplicado de forma consecutiva, sendo que o intervalo entre impulsos deve estar contido nos limites de 50 s e 60 s (Figura 3.12-b). Em ambos os casos, portanto, são permitidos intervalos de até um minuto entre os impulsos de corrente, o que não traduz em laboratório a natureza do fenômeno solicitante de forma apropriada.

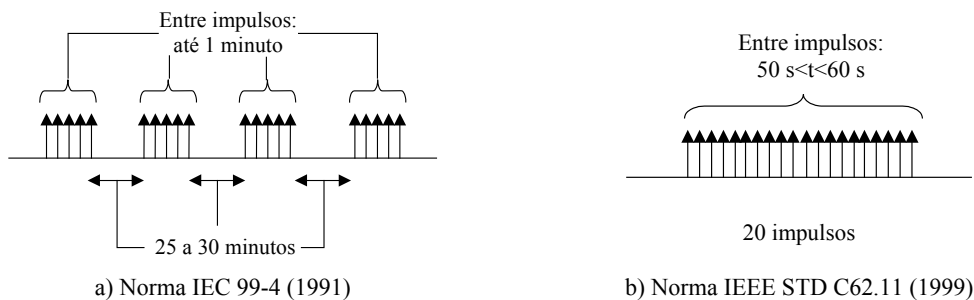


Figura 3.12 – Ensaios de pára-raios frente a impulsos múltiplos de corrente.

A proposta de ensaios com múltiplos impulsos de corrente sugerida por Darveniza (1993, 1994) e incorporada à especificação técnica da CEMIG (1998) determina que pára-raios sejam submetidos a quatro grupos de impulsos de corrente atmosférica quádruplos (8/20 μ s), em combinação com a sua energização em frequência industrial (ver Figura 3.13). O tempo total de cada conjunto contendo cinco impulsos deve estar na faixa de 0,10 s a 0,25 s, com intervalos entre grupos de 25 a 30 minutos. Após o quarto grupo de impulsos, deve ser mantida, durante 30 minutos, uma tensão com valor igual a 1,05 vezes a tensão de operação contínua do dispositivo ensaiado, para a verificação de sua estabilidade térmica. Em (DARVENIZA, 1994), foi verificado que, quando submetidos a ensaios similares a este, pára-raios novos ou retirados de serviço apresentavam falhas principalmente na camada isolante de revestimento dos blocos cerâmicos, e não uma falha típica do bloco. Esta última, se tivesse ocorrido, estaria diretamente associada à energia total envolvida. De acordo com as análises realizadas no trabalho referido, o parâmetro determinante para o desenvolvimento de tais falhas seria o tempo reduzido entre os impulsos.

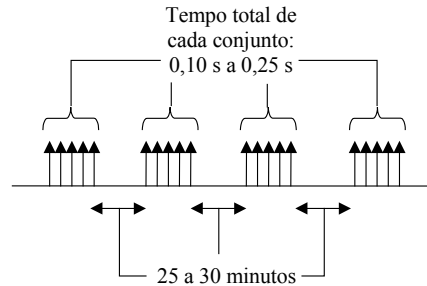


Figura 3.13 – Ensaios de pára-raios frente a impulsos de corrente múltiplos (DARVENIZA, 1994)

3.5 Considerações Finais

Ao longo do presente capítulo, foram apresentados resultados de medições realizadas em linhas de distribuição experimentais, resultantes tanto do efeito de descargas diretas quanto de sobretensões induzidas por descargas indiretas. Em seguida, foram descritas formas de onda recomendadas por normas para o ensaio de componentes de sistemas elétricos frente aos efeitos de descargas atmosféricas e também procedimentos utilizados em ensaios de pára-raios. Uma rápida comparação entre as formas de onda obtidas em medições e aquelas recomendadas por normas indica que a representatividade destas para o ensaio de equipamentos e dispositivos pode ser limitada. Isto porque, em condições práticas, é encontrada uma grande variedade de formas de onda de tensão e corrente incidindo sobre o sistema elétrico. Essa variedade está associada tanto ao comportamento aleatório das descargas atmosféricas quanto à influência dos parâmetros de rede no desenvolvimento das sobretensões geradas por tal fenômeno.

Sabendo-se da impossibilidade existente em se reproduzir em laboratório toda sorte de solicitações encontradas em sistemas de distribuição reais, faz-se premente o desenvolvimento e o emprego de modelos computacionais aptos a representar os diversos componentes presentes nos processos de interação entre as descargas atmosféricas e tais sistemas. Essa tarefa é realizada ao longo dos próximos capítulos com a proposição de um novo modelo de corrente de retorno, com a implementação de uma metodologia para o cálculo de tensões induzidas na plataforma ATP, com a escolha de modelos para representar componentes de redes de distribuição e com a avaliação dos efeitos de descargas diretas e indiretas em uma rede de distribuição típica.

4 DNUTL

Um Novo Modelo de Corrente de Retorno

4.1 Introdução

Modelos de corrente de retorno são ferramentas matemáticas fundamentais para se avaliar a interação entre as descargas atmosféricas e os sistemas elétricos. Em geral, tais modelos são classificados em quatro categorias, sendo chamados de (i) *Modelos Físicos*, (ii) *de Engenharia*, (iii) *Eletromagnéticos* ou (iv) *por Parâmetros Distribuídos* (RAKOV, 2001a). Nos *Modelos Físicos*, o canal de descarga é representado por equações termodinâmicas tendo como parâmetros de entrada e saída, entre outros, pressão, temperatura e resistência do canal. Nos *Modelos de Engenharia*, a forma de onda da corrente de retorno em qualquer altura do canal e em qualquer instante de tempo é diretamente relacionada à corrente injetada na base do canal por meio de equações matemáticas (NUCCI, 1990). Nos *Modelos Eletromagnéticos*, a propagação da corrente de retorno ao longo do canal de descarga é modelada com a solução numérica das equações de Maxwell (BABA, 2001). Finalmente, nos *Modelos por Parâmetros Distribuídos*, assume-se que o canal de descarga possa ser representado como uma linha de transmissão não-uniforme com parâmetros por unidade de comprimento variáveis com a altura.

Uma característica importante a ser representada em um modelo de corrente de retorno consiste na variação temporal dos parâmetros do canal de descarga. Em geral, a indutância do canal é modificada com a variação do raio do núcleo. A capacitância, por outro lado, modifica-se à medida que o envelope de corona que envolve o núcleo do canal vai sendo neutralizado. Finalmente, a resistência do canal se modifica de acordo com a variação na densidade de elétrons no núcleo (RAKOV, 1998). A maneira como esses parâmetros se comportam ao longo do tempo não é totalmente conhecida, embora a descarga possa ser subdividida em etapas com características distintas. Por exemplo, em uma primeira descarga de retorno, no instante em que *upward* e o *downward leader* se encontram, os trechos do canal entre o ponto de conexão e o solo e também entre esse ponto e a nuvem encontram-se envoltos em um envelope de corona, gerado pela alta densidade de cargas acumuladas no canal. A corrente de retorno iniciada neste instante se propaga em dois sentidos, em direção à terra e também em direção à nuvem. Essa corrente se alimenta das cargas depositadas no canal e em seu entorno, promovendo a gradual neutralização do envelope de corona que envolve o núcleo do canal e uma contínua modificação nas características físicas do meio em que se propaga.

Similar fenômeno ocorre no desenvolvimento de descargas de retorno subseqüentes, que são antecedidas pela etapa de *dart-leader*. De acordo com (RAKOV, 1998), à medida que o *dart-leader* se propaga no sentido nuvem-solo, o canal de descarga pode ser dividido em dois diferentes trechos. Em um deles, compreendido entre a frente de onda e o solo, é encontrada uma resistividade elevada, de aproximadamente 18 k Ω /m. No trecho do canal já percorrido pela frente de onda do *dart-leader*, é verificado um valor de resistividade significativamente menor, da ordem de 3,5 Ω /m. Esse mesmo valor é encontrado pela frente de onda da corrente de retorno gerada a partir do encontro do *dart-leader* com o solo. Em seguida, à medida que a corrente de retorno se propaga em direção à nuvem, a resistividade do canal é reduzida em aproximadamente duas ordens de grandeza no trecho compreendido entre a frente de onda e o solo, caindo para algo em torno de 0,035 Ω /m (RAKOV, 1998).

Embora se saiba que os parâmetros do canal de descarga variam com o tempo, esse fato não é levado em conta na maior parte dos modelos de corrente de retorno existentes na literatura (RAKOV, 2001a). No presente capítulo, de forma a preencher

essa lacuna, introduz-se um novo modelo de corrente de retorno baseado na técnica de modelagem por parâmetros distribuídos. Esse modelo, chamado DNUTL (*Dynamic Non-Uniform Transmission Line Model*), assume que os parâmetros do canal de descarga variem com a altura e, adicionalmente, com o tempo. De forma a melhor situar o novo modelo, é apresentada, na seção 4.2, uma sucinta revisão bibliográfica de modelos que fazem uso da técnica de modelagem por parâmetros distribuídos. Na seção 4.3, são descritos os fundamentos matemáticos adotados no modelo DNUTL e também suas principais premissas. Em seguida, na seção 4.4, é ilustrado o seu emprego na simulação de descargas subseqüentes, sendo apresentadas análises de sensibilidade que indicam a influência da variação espacial e temporal dos parâmetros do canal nas formas de onda de corrente resultantes. Finalmente, na seção 4.5, são discutidas em maior detalhe algumas das principais simplificações adotadas no modelo DNUTL.

4.2 Modelos de Corrente de Retorno por Parâmetros Distribuídos

Em modelos de corrente de retorno por parâmetros distribuídos, assume-se que o canal de descarga possa ser representado como uma linha de transmissão não-uniforme. No modelo de Mattos e Christopoulos (1988), por exemplo, o canal foi particionado em múltiplas seções, cada qual correspondendo a uma linha de transmissão uniforme. A cada uma destas seções, foram atribuídos valores de capacitância, indutância e resistência por unidade de comprimento variáveis com a altura. Na síntese de cada seção do canal, a indutância foi modelada como uma linha de transmissão em curto circuito e a capacitância foi tratada como uma linha de transmissão em aberto. De acordo com Rakov (2001a), campos eletromagnéticos preditos pelo modelo de Mattos e Christopoulos (1988) não são consistentes com formas de onda tipicamente associadas a campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas.

Em (AMORUSO, 1993), foi proposta uma representação analítica do canal de descarga. Para isso, assumiu-se o crescimento exponencial da indutância do canal com a altura, acompanhado de um decrescimento exponencial da capacitância. Foram apresentados campos eletromagnéticos calculados em várias distâncias, na presença de

um solo não ideal. Nas análises realizadas, não foram incluídas resistências ou condutâncias distribuídas ao longo do canal.

No modelo VSIM, introduzido por Visacro e Rondón em (RONDÓN, 2002), o canal de descarga foi modelado como uma linha de transmissão não-uniforme particionada em inúmeros segmentos uniformes. A impedância de surto associada a cada um dos segmentos constituintes do canal foi obtida com a aplicação da fórmula desenvolvida por Jordan (1934) para avaliar a resposta de torres de transmissão frente a descargas atmosféricas. Os resultados obtidos foram confrontados com curvas de corrente geradas pelo Modelo Eletromagnético Híbrido (HEM), descrito em (VISACRO, 2004d, 2005a), apresentando boa concordância nas condições avaliadas. Adicionalmente, no modelo VSIM, a dinâmica do canal de descarga foi analisada de forma aproximada, com a utilização do teorema da superposição.

Em (RAKOV, 2001a), são citados, sem maior detalhamento, modelos por parâmetros distribuídos que tentaram realizar a variação temporal dos parâmetros do canal de descarga. Por exemplo, no modelo de Gorin e Markin, cujos resultados foram publicados em 1975 na antiga União Soviética, foi considerada a variação temporal da resistência do canal e seu impacto na corrente de retorno. No trabalho referido, assumiu-se o decaimento contínuo desse parâmetro de $50 \Omega/\text{m}$ para $2 \Omega/\text{m}$ em um tempo não superior a $1 \mu\text{s}$, contado a partir do instante de estabelecimento da corrente. Além disso, assumiu-se que a resistência inicial do canal fosse praticamente nula em pontos próximos ao solo e que crescesse contínua e não-uniformemente com a altura.

Em (THEETHAYI, 2004), foi proposto um modelo de corrente de retorno por parâmetros distribuídos em que foi permitida a variação temporal da resistência R e da condutância G por unidade de comprimento. Nesse modelo, assume-se que a variação temporal de R e G se dê de forma exponencial, por falta de um conhecimento mais detalhado acerca dos processos físicos envolvidos. Na modelagem da propagação da corrente de retorno, foi utilizado o método de diferenças finitas. No cálculo da capacitância e da indutância do canal, empregou-se o método de simulação de cargas.

4.3 O Modelo DNUTL

4.3.1. Introdução

O modelo de corrente de retorno DNUTL (*Dynamic Non-Uniform Transmission Line*) representa o canal de descarga como uma linha de transmissão não uniforme cujos parâmetros indutância e capacitância por unidade de comprimento variam com a altura. Além disso, no modelo DNUTL, permite-se a variação temporal e espacial da resistência por unidade de comprimento do canal e também a variação temporal da capacitância. Por meio dessa representação, o modelo DNUTL permite considerar, ainda que de forma aproximada, a gradual contração do envelope de corona que envolve o núcleo do canal e a redução das perdas no núcleo.

O cálculo da indutância e da capacitância por unidade de comprimento é feita, no modelo DNUTL, com a aplicação da fórmula de Jordan (JORDAN, 1934). A idéia de utilizar a fórmula de Jordan com esse intuito foi inicialmente apresentada em (RONDÓN, 2002), no modelo VSIM. O modelo VSIM, no entanto, emprega a equação originalmente proposta por Jordan, que contém um erro em seu desenvolvimento. No modelo DNUTL aqui proposto, diferentemente do modelo VSIM, emprega-se a fórmula de Jordan corrigida, apresentada em (DE CONTI, 2006a).

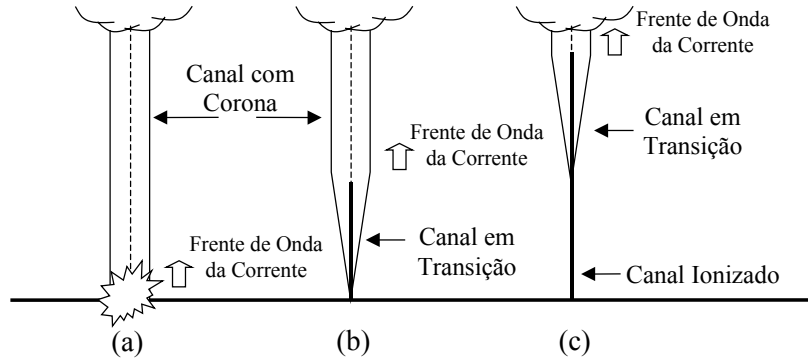
Embora o modelo DNUTL possa ser potencialmente empregado na simulação de primeiras descargas de retorno, optou-se, nesta tese, por restringir sua aplicação à simulação de descargas subseqüentes. Essa escolha fundamentou-se no fato de a geometria do canal ser relativamente mais simples em descargas subseqüentes do que em primeiras descargas de retorno e também na possibilidade de se assumir, nesse caso, a formação da corrente de retorno a partir da base do canal. Essas condições viabilizam o uso direto da formulação apresentada ao longo deste capítulo, simplificando as análises realizadas e permitindo que se adquira uma maior sensibilidade a respeito do efeito dos diferentes parâmetros que constituem o modelo proposto na corrente que se propaga ao longo do canal de descarga simulado.

4.3.2. *Representação de Descargas Subseqüentes no Modelo DNUTL*

Uma típica descarga subseqüente é iniciada quando o *dart-leader* atinge o solo. A conexão elétrica resultante desse evento determina a formação de uma corrente que se propaga em direção à nuvem, descarregando para o solo as cargas negativas depositadas ao longo do caminho percorrido pelo *dart-leader*. Para representar a propagação da corrente de retorno em um meio que modifica continuamente suas características, o modelo DNUTL assume que o canal de descarga possa ser dividido em três diferentes estágios, ou regiões, ilustrados na Figura 4.1 e descritos a seguir:

1. Canal com Corona (ou *Leader Channel*): O canal com corona representa a região ainda não percorrida pela frente de onda da corrente de retorno, formada pelo *dart-leader* quando de sua propagação da nuvem para o solo. O modelo DNUTL representa o canal com corona como um núcleo com perdas elevadas e raio de poucos centímetros, envolto em um envelope de corona com raio de alguns metros. Nessa região, a corrente de retorno se propaga com uma velocidade v usualmente compreendida em uma faixa que varia de um terço a dois terços da velocidade da luz c (Figura 4.1-a);
2. Canal em Transição: Representa a região recém percorrida pela frente de onda da corrente de retorno (Figura 4.1-b). A velocidade de propagação associada ao canal em transição aumenta continuamente em relação à velocidade de propagação da frente de onda, que é ditada pelas características do canal com corona. Isso ocorre graças ao gradual colapso do envelope de corona que envolve o núcleo do canal e à contínua redução das perdas de um valor inicial, dado pela resistência associada ao canal com corona, para um valor final, dado pela resistência associada ao canal ionizado.
3. Canal Ionizado (ou *Return-Stroke Channel*): O canal ionizado corresponde ao estágio final da variação temporal dos parâmetros do canal de descarga, de acordo com a representação adotada no modelo DNUTL. Nesse estágio, o envelope de corona que se assume envolver o núcleo do canal no início do processo já foi praticamente extinto e as perdas associadas ao núcleo do canal

podem ser consideradas desprezíveis (Figura 4.1-c). Além disso, componentes da onda de corrente associadas ao canal ionizado se propagam com a velocidade da luz.



Canal com Corona: envelope de corona, perdas elevadas, $0,33c < v < 0,66c$
Canal em Transição: redução no envelope de corona e nas perdas, aumento em v
Canal Ionizado: envelope de corona já consumido, perdas reduzidas, $v \sim c$

Figura 4.1 – Representação de uma descarga subsequente no modelo DNUTL.

4.3.3. Modelagem

No modelo DNUTL, o canal de descarga é representado como uma linha de transmissão não-uniforme segmentada em n seções uniformes. Cada seção do canal é descrita por uma impedância de surto $Z_k(t)$, por uma velocidade $v_k(t)$ e por uma resistência por unidade de comprimento $R_k(t)$, todos variáveis com a altura e o tempo. Os valores instantâneos de $Z_k(t)$ e $v_k(t)$ são dados por

$$Z_k(t) = \sqrt{\frac{L_k}{C_k(t)}} \quad (4.1)$$

$$v_k(t) = \sqrt{\frac{1}{L_k C_k(t)}} \quad (4.2)$$

onde $C_k(t)$ é capacitância por unidade de comprimento do canal, variável no tempo e no espaço, L_k é a indutância por unidade de comprimento do núcleo do canal, que se assume constante porém variável com a altura, k é um índice variando de 1 a n , representando cada segmento que compõe o canal de descarga, e n é o número total de segmentos utilizados. A indutância L_k é obtida com o emprego da fórmula de Jordan corrigida (DE CONTI, 2006a)

$$L_k = \frac{1}{c} \left(60 \ln \frac{4h_k}{r} - 60 \right) \quad (4.3)$$

onde r representa o raio do núcleo do canal de descarga, h_k representa a altura do segmento k em relação ao nível do solo e c é a velocidade da luz ($c=3 \times 10^8$ m/s). A capacitância $C_k(t)$, em (4.1) e (4.2), é dada por

$$C_k(t) = C_{k,f} + (\xi_k C_{k,f})^{T_c} (C_{k,i} - C_{k,f})^{1-T_c}, \text{ com } T_c = t_k / \Delta t_c \quad (4.4)$$

onde $C_{k,i}$ é o valor inicial de capacitância de cada segmento do canal, associado ao estágio de canal com corona, $C_{k,f}$ é o valor final de capacitância de cada segmento do canal, associado ao estágio de canal ionizado, t_k é um contador de tempo vinculado a cada segmento do canal, Δt_c é o tempo de decaimento escolhido pelo usuário para $C_k(t)$ e ξ_k é uma constante, também escolhida pelo usuário, com $0 < \xi_k < 1$. Vale notar que (4.4) assume que $C_k(t)$ decaia exponencialmente entre os limites $C_{k,i}$ e $C_{k,f}$, podendo ser escrita alternativamente por meio da expressão $C_k(t) = C_{k,f} + [C_{k,i} - C_{k,f}] \cdot \exp(-\beta t_k)$, com $\beta = -(1/\Delta t_c) \ln[(\xi_k C_{k,f}) / (C_{k,i} - C_{k,f})]$, e que a variação de $C_k(t)$ só tenha início com a chegada da frente de onda da corrente de retorno no segmento k . A constante ξ_k permite ao usuário determinar um efeito remanescente de corona no canal em um instante de tempo conhecido. Por exemplo, se $\xi_k=0,1$, $C_k(t)$ atinge um valor 10% superior a $C_{k,f}$ quando $t_k=\Delta t_c$. De qualquer forma, quando $t_k \rightarrow \infty$, $C_k(t)=C_{k,f}$.

O cálculo dos valores inicial e final da capacitância do canal é feito com

$$C_{k,i} = \frac{1}{c^2 L_k}, \text{ com } r=r_{corona} \text{ em (4.3)} \quad (4.5)$$

$$C_{k,f} = \frac{1}{c^2 L_k}, \text{ com } r=r_{núcleo} \text{ em (4.3)} \quad (4.6)$$

onde r_{corona} corresponde ao raio inicial atribuído ao envelope de corona que circunda o núcleo do canal e $r_{núcleo}$ é o raio do núcleo do canal.

Sabendo que L_k em (4.1) e (4.2) corresponde à indutância do núcleo do canal, que se assume constante ao longo do processo e que se calcula fazendo $r=r_{núcleo}$ em

(4.3), percebe-se que, no modelo DNUTL, assim como no modelo VSIM (RONDÓN, 2002), a representação do canal com corona é feita com a utilização de uma linha de transmissão com parâmetros híbridos. Nessa representação, tem-se uma indutância associada a uma linha de transmissão vertical com poucos centímetros de raio e uma capacitância inicial associada a uma linha de transmissão cujo raio é idêntico ao raio desejado para o envelope de corona do canal de descarga, normalmente de alguns metros. Com essa representação simplificada, utilizada com sucesso em (SANTIAGO, 1987; CARNEIRO, 1991) para representar o efeito corona em linhas de transmissão, é possível fazer com que a velocidade associada ao canal com corona seja menor que a velocidade da luz e que a onda de corrente seja distorcida enquanto se propaga no canal. À medida que o valor de $C_k(t)$ é atualizado em (4.4), se aproximando do valor final $C_{k,f}$, a velocidade de propagação dada por (4.2) cresce em cada segmento do canal, se aproximando progressivamente da velocidade da luz. Com isso, consegue-se representar o processo descrito na Figura 4.1, em que o canal de descarga modifica suas características gradualmente, partindo da fase inicial de canal com corona para a fase final de canal ionizado

Da mesma forma que a capacitância, atribue-se a cada segmento do canal uma resistência dinâmica $R_k(t)$, dada por

$$R_k(t) = R_{k,f} + (\gamma_k R_{k,f})^{T_R} (R_{k,i} - R_{k,f})^{1-T_R}, \text{ com } T_R = t_k / \Delta t_R \quad (4.7)$$

onde $R_{k,i}$ corresponde à resistência inicial do canal de descarga, associada ao estágio de canal com corona, $R_{k,f}$ corresponde à resistência final do canal de descarga, associada ao estágio de canal ionizado, t_k é um contador de tempo vinculado a cada segmento do canal, Δt_R é o tempo de decaimento escolhido pelo usuário para $R_k(t)$ e γ_k é uma constante, também escolhida pelo usuário, com $0 < \gamma_k < 1$. Assim como no caso da capacitância, assume-se em (4.7) que $R_k(t)$ decaia exponencialmente entre os limites $R_{k,i}$ e $R_{k,f}$, e que a variação desse parâmetro só tenha início com a chegada da frente de onda da corrente no segmento k . A constante γ_k permite ao usuário determinar um valor de resistência remanescente em um instante de tempo conhecido. Por exemplo, se $\gamma_k=0,1$, $R_k(t)$ atinge um valor 10% superior a $R_{k,f}$ quando $t_k=\Delta t_R$. De qualquer forma, quando $t_k \rightarrow \infty$, $R_k(t)=R_{k,f}$.

É interessante observar que, no modelo DNUTL, pode-se atribuir à resistência do canal valores iniciais dependentes da altura, seja com o emprego de funções analíticas ou ponto a ponto. O mesmo pode ser feito com o raio do envelope de corona. Essa flexibilidade permite, por exemplo, considerar um envelope de corona com raio vinculado à variação na densidade de cargas presentes no *dart-leader* com a altura, ou mesmo associar a formação de correntes de retorno com amplitudes mais intensas à presença de envelopes de corona com maiores raios. Por uma questão de simplicidade, no entanto, as análises realizadas nesta tese restringem-se à consideração de envelopes de corona com raios uniformes, em que a variação da capacitância com a altura esteja exclusivamente associada à variação espacial da indutância do condutor vertical que se assume representar o canal de descarga. Algumas análises são realizadas no Capítulo 5, contudo, considerando a variação da resistência inicial do canal com a altura.

Quanto à variação temporal dos parâmetros do canal, vale dizer que o modelo DNUTL permite realizá-la de forma bastante genérica, desde que essa variação seja suave e contínua. A opção pelo decaimento exponencial de $R_k(t)$ e $C_k(t)$ se deve unicamente à falta de um conhecimento mais detalhado quanto à forma com a qual estes parâmetros variam em uma descarga real.

4.3.4. Método de Solução

Na implementação do modelo DNUTL, foi utilizado um método computacional baseado na solução de linhas de transmissão com perdas empregando o Método das Características (DOMMEL, 1969). As equações desenvolvidas, apresentadas a seguir, foram implementadas na subrotina MODELS, disponível no ATP¹ (1995). Estas equações permitem atribuir, a cada instante de tempo, diferentes valores para a impedância de surto, para a resistência por unidade de comprimento e também para a velocidade de propagação em cada um dos segmentos do canal (o índice k , referente a cada segmento do canal, foi omitido por conveniência).

¹ O ATP (*Alternative Transients Program*) é um programa de cálculo de transitórios no domínio do tempo. Com o emprego da subrotina MODELS, é possível escrever códigos computacionais que interagem com o programa principal em cada passo de tempo.

$$\begin{aligned}
 i_{g,m}(t) &= \frac{1}{Z(t) + \frac{R(t)}{4}} \left\{ u_g(t) + Z(t)I_g[t - \tau(t)] + \frac{R(t)}{4} I_m[t - \tau(t)] \right\} \\
 i_{m,g}(t) &= \frac{1}{Z(t) + \frac{R(t)}{4}} \left\{ u_m(t) + Z(t)I_m[t - \tau(t)] + \frac{R(t)}{4} I_g[t - \tau(t)] \right\}
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

$$\begin{aligned}
 I_g[t - \tau(t)] &= -\frac{1}{Z(t) + \frac{R(t)}{4}} u_m[t - \tau(t)] - \frac{Z(t) - \frac{R(t)}{4}}{Z(t) + \frac{R(t)}{4}} i_{m,g}[t - \tau(t)] \\
 I_m[t - \tau(t)] &= -\frac{1}{Z(t) + \frac{R(t)}{4}} u_g[t - \tau(t)] - \frac{Z(t) - \frac{R(t)}{4}}{Z(t) + \frac{R(t)}{4}} i_{g,m}[t - \tau(t)]
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

$$\tau(t) = \frac{v(t)}{d} \tag{4.10}$$

Nas equações acima, $i_{g,m}(t)$ e $i_{m,g}(t)$ são as correntes instantâneas adentrando nos terminais g e m , respectivamente, $u_g(t)$ e $u_m(t)$ são as tensões instantâneas nos terminais g e m , respectivamente, e $I_g[t - \tau(t)]$ e $I_m[t - \tau(t)]$ são os termos históricos dos terminais m e g , respectivamente. Como $I_g[t - \tau(t)]$ e $I_m[t - \tau(t)]$ dependem de $\tau(t)$, definido como tempo de trânsito dinâmico da linha, é aplicada interpolação linear para sua utilização em (4.9). Além disso, em (4.8) e (4.9), define-se $Z(t)$ como a impedância de surto dinâmica. Esse parâmetro pode ser atualizado em todos os passos de tempo, desde que sua variação seja suave. O mesmo vale para $R(t)$, definida como resistência dinâmica, e $v(t)$, definida como velocidade de propagação dinâmica. O comprimento total do segmento é dado pelo parâmetro d . No modelo DNUTL, os parâmetros $Z(t)$ e $v(t)$ são obtidos com (4.1) e (4.2), respectivamente, omitindo-se o índice k . Por sua vez, o parâmetro $R(t)$ é obtido com a multiplicação de (4.7) por d . Note que se a variação temporal dos parâmetros for omitida, as equações (4.8) e (4.9) se reduzem à equação proposta por Dommel (1969) para representar linhas de transmissão com perdas constantes na frequência, embora no artigo original de Dommel exista um erro nas equações apresentadas.

4.4 Simulação da Propagação da Corrente de Retorno com o Modelo DNUTL

4.4.1. Considerações Iniciais

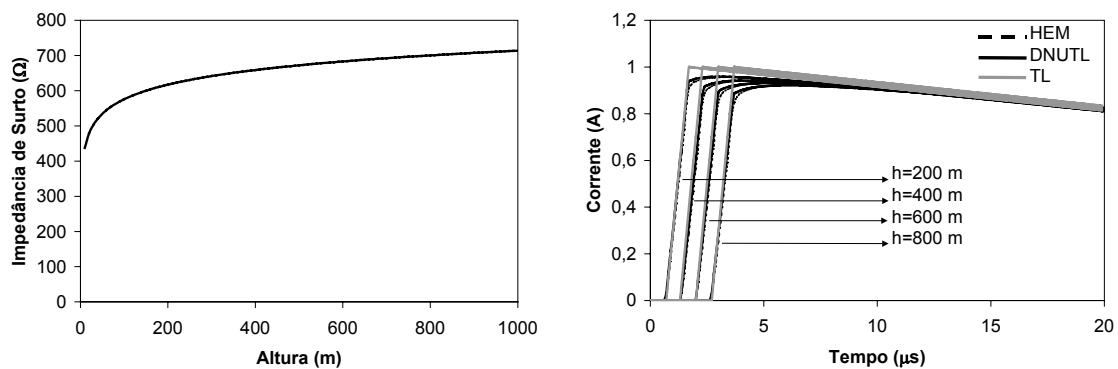
Após sua implementação computacional, o modelo DNUTL foi validado por meio de comparações com o modelo HEM (VISACRO, 2005a), não sendo considerada, inicialmente, a variação temporal dos parâmetros do canal. Em seguida, foi avaliada a influência da variação dinâmica desses parâmetros na distribuição espacial e temporal da corrente de retorno. Em todos os casos simulados, com a finalidade de simplificar a análise dos resultados, assumiu-se a injeção de uma forma de onda de corrente do tipo rampa com valor de pico de 1 A (1/50 μ s) na base do canal, que foi casado em sua extremidade superior em uma altura de 3 km. Nas análises realizadas, a injeção foi feita com uma fonte de corrente ideal. Nos itens a seguir, são apresentados os principais resultados obtidos.

4.4.2. Simulação do Canal de Descarga Com Parâmetros Constantes, Sem Envelope de Corona (Canal Ionizado)

Para ilustrar o uso do modelo DNUTL na simulação do canal de descarga com parâmetros constantes, optou-se inicialmente por fixar um valor nulo de resistência por unidade de comprimento e desprezar o envelope de corona que envolve o núcleo do canal. Essa condição fictícia serve para ilustrar de que forma se dá a propagação da corrente de retorno no canal ionizado, que corresponde ao estágio final ilustrado na Figura 4.1.

A Figura 4.2-a ilustra a variação espacial da impedância de surto obtida com o emprego de (4.1) na condição de canal ionizado. Nas simulações realizadas, foi atribuído um raio de 0,01 m ao núcleo do canal. Por sua vez, a Figura 4.2-b apresenta formas de onda de corrente preditas pelo modelo DNUTL em diferentes alturas ao longo do canal de descarga. São também ilustradas, a título de comparação, curvas geradas pelo HEM (VISACRO, 2005a) na simulação de um condutor vertical com raio de 0,01 m. Esse modelo é aqui utilizado como referência para a validação do modelo

DNUTL por considerar, em sua modelagem, o acoplamento eletromagnético existente entre todos os segmentos que formam o condutor vertical simulado e também por não admitir como hipótese única o modo TEM para descrever a propagação das ondas de corrente. Além, disso, conforme demonstrado em (DE CONTI, 2006a), o HEM apresenta excelente concordância com experimentos que avaliam a resposta de condutores verticais frente a correntes impulsivas. Na Figura 4.2-b, a título de comparação, também foram incluídas correntes calculadas pelo modelo TL, amplamente utilizado na literatura graças à simplicidade de sua formulação (RAKOV, 2003). No modelo TL, o canal de descarga é representado como uma linha de transmissão uniforme e sem perdas, em que a onda de corrente injetada na base se propaga com velocidade especificada pelo usuário. No caso ilustrado na Figura 4.2-b, assumiu-se a velocidade da luz no modelo TL.



a) Variação da impedância de surto do canal de descarga com a altura

b) Comparação entre correntes calculadas com os modelos DNUTL, HEM e TL

Figura 4.2 – Simulação do canal de descarga ionizado no modelo DNUTL, com $r_{núcleo}=0,01$ m e $R_k(t)=0$.

Verifica-se, na Figura 4.2-b, a excelente concordância existente entre as curvas geradas pelos modelos HEM e DNUTL, tanto é que se torna praticamente impossível distinguir uma curva da outra. Além disso, pode-se inferir que a velocidade de propagação da corrente de retorno é virtualmente igual à velocidade da luz em ambos os modelos. Isso ocorre por não haver envelope de corona envolvendo o núcleo do canal, tampouco perdas. É curioso notar que, mesmo com uma resistência nula ao longo do canal, é observado um ligeiro decaimento na amplitude das correntes calculadas à medida que estas se afastam do solo. Esse decaimento está associado à variação espacial da impedância de surto, ilustrada na Figura 4.2-a, que determina a ocorrência de micro reflexões e micro refrações à medida que a onda de corrente se propaga. No modelo TL,

em que o canal é tratado como uma linha de transmissão uniforme, tal fenômeno não é observado. Ainda assim, na situação avaliada, as curvas geradas pelo modelo TL se assemelham razoavelmente às curvas obtidas pelos modelos HEM e DNUTL.

4.4.3. Simulação do Canal de Descarga Com Parâmetros Constantes, Com Envelope de Corona

Sabe-se que a presença de um envelope de corona envolvendo o núcleo do canal de descarga é determinante para a que a propagação da corrente de retorno se dê com uma velocidade menor do que a velocidade da luz (RAKOV, 1998). A inclusão desse efeito nas análises faz-se, portanto, fundamental no intuito de aproximar o modelo de canal de descarga implementado da realidade física do fenômeno. Conforme já discutido ao longo do texto e ilustrado na Figura 4.1, o efeito corona se manifesta de forma mais pronunciada nos instantes iniciais da descarga, sendo gradualmente reduzido em função da formação da corrente de retorno. Na presente seção, assume-se a representação de um envelope de corona constante e uniformemente distribuído ao longo do canal. Com isso, as simulações apresentadas se assemelham ao primeiro estágio ilustrado na Figura 4.1.

Foram utilizadas, na determinação das impedâncias de surto e das velocidades de propagação associadas a cada um dos segmentos que constituem o canal de descarga, as equações (4.1), (4.2), (4.3) e (4.5), com $r_{corona}=2$ m e $r_{núcleo}=0,01$ m. A Figura 4.3 ilustra as simulações realizadas, apresentando correntes calculadas em diversas alturas do canal para $R_k(t)=0,56$ Ω/m e $R_k(t)=1$ Ω/m . Mais uma vez, foram utilizadas como referência para comparação formas de onda de corrente calculadas com o modelo HEM. Analisando a figura apresentada, percebe-se uma boa concordância entre as curvas obtidas com os modelos DNUTL e HEM. Comparando as Figuras 4.3-a e 4.3-b com a Figura 4.2-b, fica clara a influência do envelope de corona e das perdas na forma de onda de corrente resultante ao longo do canal. Na presença de ambos, esta se propaga de forma mais lenta, sofrendo atenuação e distorção mais acentuadas. No caso simulado, que considerou um envelope de corona de 2 m, a velocidade de propagação média da onda de corrente foi reduzida a aproximadamente dois terços da velocidade da luz.

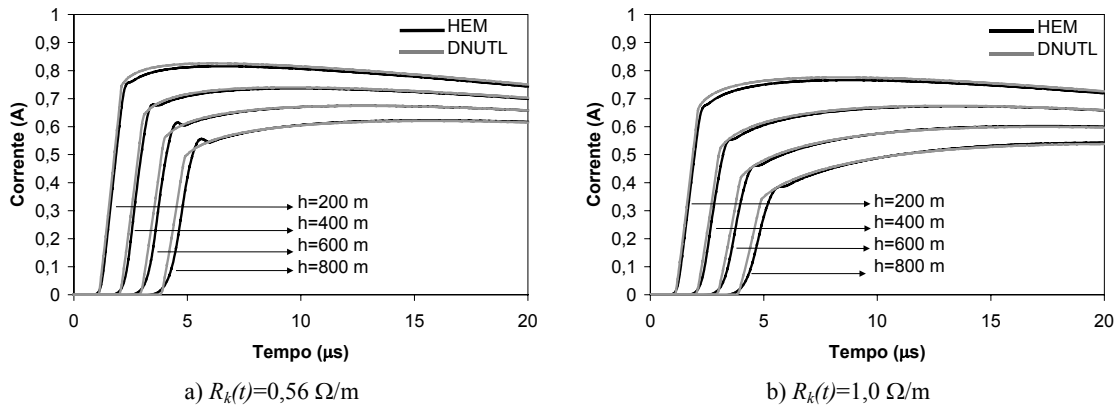


Figura 4.3 - Comparação entre os modelos DNUTL e HEM. Canal de descarga com $r_{corona}=2\text{m}$, $r_{núcleo}=0,01\text{ m}$ e diferentes valores de resistência.

No item 4.4.2, foram realizadas comparações entre formas de onda de corrente previstas pelos modelos TL e DNUTL na condição sem corona e sem perdas. Como na presença de corona e perdas a corrente de retorno prevista pelo modelo DNUTL apresenta atenuação e distorção progressivas à medida que se afasta do solo, optou-se, a título de ilustração, por fazer neste momento uma comparação entre esse modelo com o modelo MTLE, que assume que a corrente de retorno decaia exponencialmente com a altura. Nas comparações realizadas, ilustradas na Figura 4.4, atribuiu-se ao modelo DNUTL os seguintes parâmetros: $r_{núcleo}=0,01\text{ m}$, $r_{corona}=2\text{ m}$ e $R_k(t)=0,56\text{ }\Omega/\text{m}$. No modelo MTLE, foram adotados $v=2\times 10^8\text{ m/s}$ e $\lambda=2000\text{ m}$ (NUCCI, 1990). O valor de v foi escolhido de forma a se aproximar da velocidade de propagação média obtida com um raio equivalente de corona de 2 m no modelo DNUTL, enquanto o valor de λ foi escolhido com base em valores tipicamente adotados na literatura (RAKOV, 2001a).

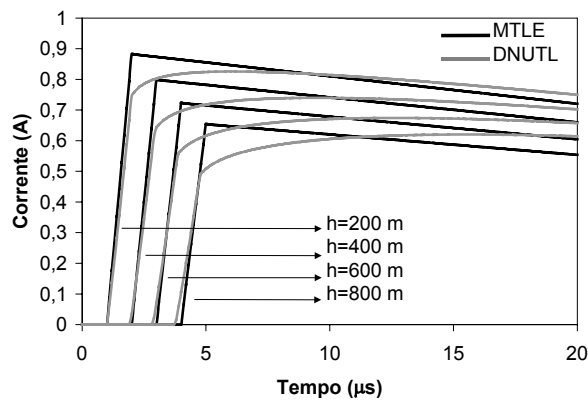


Figura 4.4 - Comparação entre os modelos DNUTL e MTLE. No modelo DNUTL, assume-se $r_{núcleo}=0,01\text{ m}$, $r_{corona}=2\text{ m}$, $R_k(t)=0,56\text{ }\Omega/\text{m}$. No modelo MTLE, $v=2\times 10^8\text{ m/s}$, $\lambda=2000\text{ m}$.

Analisando a Figura 4.4, percebe-se uma razoável diferença entre as formas de onda geradas pelos modelos DNUTL e MTLE, especialmente na transição entre as fases de crescimento e decaimento das curvas apresentadas. No modelo MTLE, essa transição acontece de forma abrupta, pois, embora ocorra uma acentuada atenuação nas ondas de corrente, estas retêm o desenho original da forma de onda injetada na base do canal, sendo mantido um tempo de frente constante de $1 \mu\text{s}$. No modelo DNUTL, a presença do corona e das perdas promove uma suavização nas formas de onda calculadas, fazendo com que o tempo decorrido entre o início da onda e seu valor máximo aumente com a altura.

De forma a ilustrar a variação da impedância de surto do canal com a altura considerando a presença do efeito corona, foram analisados três casos, ilustrados na Figura 4.5. Em dois deles, foram atribuídos raios de 1 m e 2 m para o envelope de corona. No terceiro caso, considerou-se o canal ionizado, isto é, sem corona. Em todas as análises, arbitrou-se um raio de 0,01 m para o núcleo do canal. Percebe-se, na Figura 4.5, um mesmo perfil de crescimento nas três curvas apresentadas, embora as impedâncias de surto associadas ao canal ionizado apresentem valores bem superiores às impedâncias calculadas para o canal com envelopes de corona com 1 m e 2 m de raio. A redução na impedâncias de surto do canal na presença de corona está associada a um aumento em sua capacitância por unidade de comprimento.

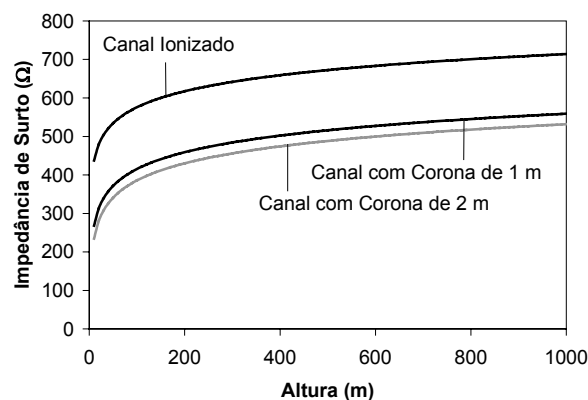


Figura 4.5 - Variação da impedância de surto do canal de descarga com a altura assumindo-se duas diferentes condições: canal ionizado ($r_{nucleo}=0,01$ m) e canal com corona ($r_{corona}=1$ m e 2 m).

A Figura 4.6 apresenta a dependência com a altura da velocidade de propagação atribuída a cada segmento do canal de descarga simulado no modelo DNUTL,

comparando três diferentes condições. No canal ionizado, tem-se a velocidade da luz. No canal com corona, a velocidade varia com a altura e com o valor de raio atribuído ao envelope de corona. Quanto maior for esse valor, maior é a capacitância de cada segmento, o que leva a uma redução na velocidade dada por (4.2). Como a variação da capacitância é maior em pontos mais próximos ao solo, a variação da velocidade também é mais sensível nessa região, o que pode ser observado na Figura 4.6.

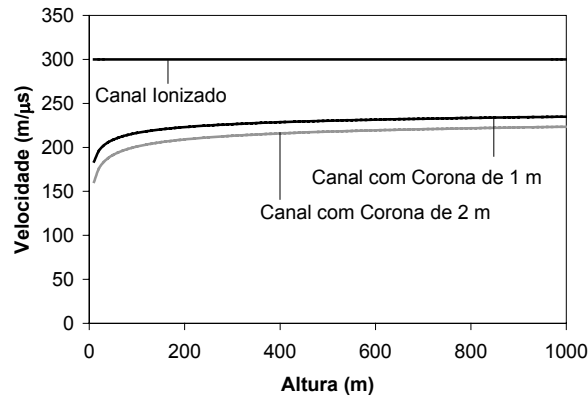


Figura 4.6 – Variação da velocidade de propagação da corrente de retorno com a altura, assumindo-se duas diferentes condições: canal ionizado ($r_{nucleo}=0,01$ m) e canal com corona ($r_{corona}=1$ m e 2 m).

Embora a Figura 4.6 permita inferir um valor de velocidade de propagação aproximado para a onda de corrente que se propaga ao longo do canal, é importante frisar que as curvas ali apresentadas contêm tão somente a velocidade de propagação associada a cada segmento do canal, dada por (4.2). Dessa forma, para se estimar a velocidade média de propagação da corrente de retorno, seria necessário considerar o tempo total gasto pela frente de onda ao percorrer cada um dos segmentos que antecedem o ponto de observação desejado. Pode-se estimar essa velocidade, por exemplo, com o emprego do conceito de velocidade aparente, definido em (THEETHAYI, 2005). A velocidade aparente parte do argumento de que instrumentos óticos utilizados na medição da velocidade de propagação da corrente de retorno só são capazes de identificar ondas de luz com nível acima de um determinado limiar. Como o efeito luminoso da descarga está diretamente associado à amplitude da corrente de retorno, pode-se relacionar o limiar de identificação inerente a tais instrumentos a um nível mínimo de amplitude que deva ser superado pela onda de corrente que se propaga ao longo do canal. Com isso, a velocidade aparente pode ser calculada dividindo-se a distância percorrida pela onda de corrente pelo tempo gasto para que a amplitude dessa

onda atinja o limiar desejado. Em (THEETHAYI, 2005), esse limiar foi definido em uma faixa de valores compreendidas em até 5% do valor de pico da corrente injetada na base do canal.

De forma a ilustrar o emprego do conceito de velocidade aparente na definição da velocidade média da corrente de retorno no modelo DNUTL, um dos casos ilustrados na Figura 4.6, referente à simulação de um envelope de corona com raio de 2 m, foi reavaliado. Nas análises, foram arbitrados dois diferentes valores para a resistência do canal, a saber, $R_k(t)=1 \Omega/m$ e $R_k(t)=5 \Omega/m$, sendo considerados limiares de 0,25%, 1,0%, 2,5% e 5% do valor de pico da corrente injetada na base do canal para o cálculo da velocidade aparente. A Figura 4.7 ilustra as curvas de velocidade calculadas de acordo com esse conceito. Adicionalmente, a título de comparação, foi inserida a curva de velocidades associadas a cada segmento do canal, obtida com (4.2).

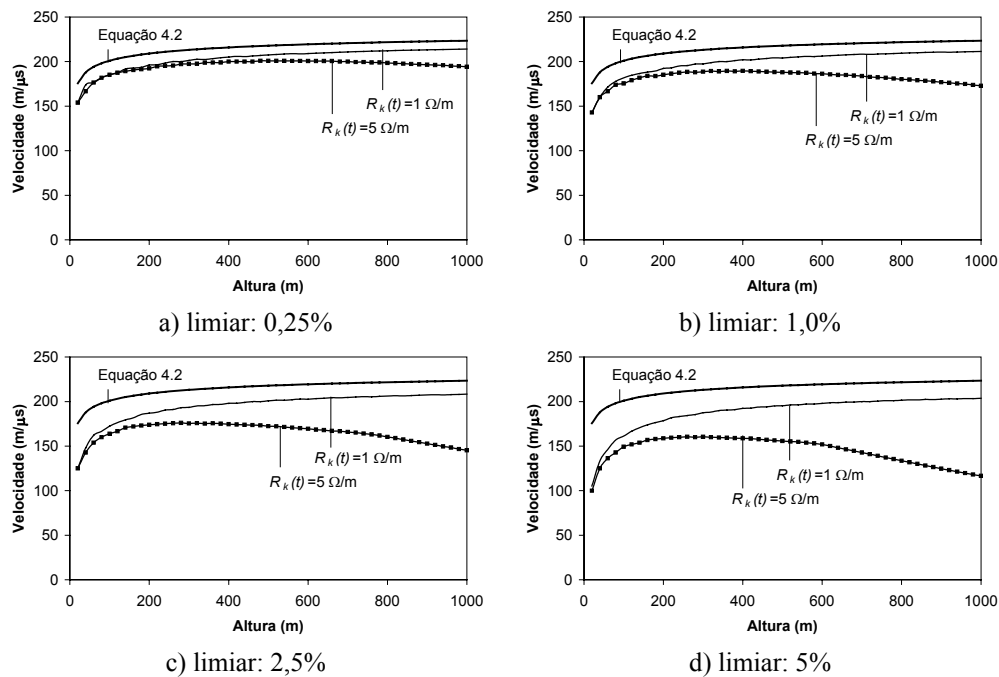


Figura 4.7 – Velocidade aparente calculada para um canal de descarga com $r_{núcleo}=0,01$ m, $r_{corona}=2$ m, diferentes valores de resistência e diferentes valores para o limiar de identificação da corrente.

Analisando a Figura 4.7, percebe-se que, se o canal possui uma resistência por unidade de comprimento com valor não muito elevado ($R_k(t)=1,0 \Omega/m$ no caso avaliado), as curvas de velocidade aparente apresentam perfil crescente, assim como a curva de velocidade calculada com (4.2). Nota-se também que essa tendência independe

do nível de limiar escolhido. Percebe-se, no entanto, que um aumento no nível de limiar faz com que a curva obtida utilizando o conceito de velocidade aparente se afaste daquela obtida com (4.2). Isso ocorre porque, com níveis de limiar elevados, mais tempo é necessário para que a corrente em uma determinada altura seja identificada (ver Figura 4.8). Com isso, a velocidade aparente tende a apresentar menores valores. Curiosamente, se um maior valor de resistência é atribuído ao canal de descarga ($R_k(t)=5,0 \Omega/m$ no caso avaliado), as curvas de velocidade aparente ilustradas na Figura 4.7 passam a apresentar um ligeiro crescimento com a altura em pontos mais próximos do solo, seguido de um decrescimento contínuo à medida que pontos mais altos são atingidos. Esse comportamento ocorre porque, no caso de perdas elevadas no canal, a taxa de crescimento da frente de onda da corrente de retorno sofre uma significativa redução à medida que se afasta do solo. Com isso, em pontos mais altos do canal, a amplitude da corrente tende a demorar um tempo cada vez maior para atingir o limiar especificado, em comparação com o tempo gasto por uma forma de onda de corrente calculada assumindo-se uma menor resistência por unidade de comprimento. Esse fenômeno fica claro se forem comparados Δt_1 e Δt_2 na Figura 4.8. Esse fato faz com que os valores de velocidade aparente calculados no caso de perdas elevadas tendam a decrescer com a altura.

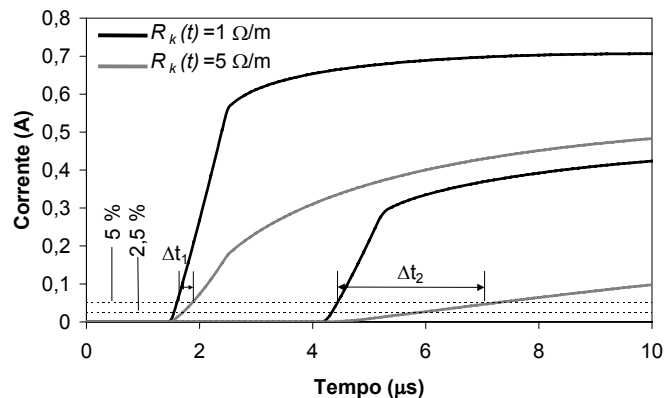


Figura 4.8 – Comparação de formas de onda de corrente calculadas em alturas de 300 m e 600 m do canal para $R_k(t)=1 \Omega/m$ e $R_k(t)=5 \Omega/m$, com $r_{nucleo}=0,01$ m, $r_{corona}=2$ m e diferentes níveis de limiar escolhidos para se determinar a velocidade aparente da corrente de retorno.

Em geral, a maior parte dos trabalhos dedicados à medição da velocidade de propagação da corrente de retorno indica um decrescimento monotônico desse parâmetro com a altura (COORAY, 1998; 2003; RAKOV, 2004). Com isso, poderia se

concluir, em uma rápida análise, que as curvas de velocidade ilustradas na Figura 4.7 não estariam de acordo com o que se observa na realidade física do fenômeno e que, portanto, o modelo DNUTL falharia nesse quesito. No entanto, é importante frisar que o decrescimento da velocidade de propagação observado na maioria dos experimentos pode estar associado a muitos fatores, entre eles o fato de os instrumentos de medição utilizados só serem capazes de identificar um nível de luminosidade acima de um determinado limiar, conceito este usado na definição da velocidade aparente, e também o fato de o canal de descarga possuir uma geometria tridimensional. Além disso, de forma a enfraquecer a idéia de que a velocidade de propagação da corrente de retorno decresça continuamente com a altura, análises mais recentes indicaram um perfil de velocidades similar ao ilustrado na Figura 4.7 nos casos em que $R_k(t)=5 \Omega/m$ (RAKOV, 2004). No trabalho referido, demonstrou-se, para cinco eventos associados a uma descarga iniciada por foguetes na Flórida, que a velocidade de propagação da corrente de retorno aumentava nos primeiros 117 m observados, apresentando um decrescimento logo em seguida. Tendo em vista que são esperados para o estágio de canal com corona ilustrado na Figura 4.1 valores de resistência da mesma ordem de grandeza do valor $R_k(t)=5 \Omega/m$, utilizado nas simulações apresentadas na Figura 4.7, pode se concluir que o modelo DNUTL é capaz de apresentar perfil de velocidades condizente com o observado nos experimentos discutidos em (RAKOV, 2004). Além disso, em todos os casos ilustrados na Figura 4.7, para $R_k(t)=5 \Omega/m$, os valores de velocidade calculados permaneceram em uma faixa normalmente atribuída a velocidades de propagação medidas, entre um terço e dois terços da velocidade da luz (RAKOV, 2004).

4.4.4. Simulação do Canal de Descarga com Capacitância Constante e Resistência Variável no Tempo

De forma a se estimar o efeito da variação temporal dos parâmetros do canal de descarga na evolução da corrente de retorno, optou-se por manter constante, inicialmente, a capacitância, sendo considerada apenas a variação da resistência do canal com o tempo. Como limites dessa variação, foram escolhidos em (4.7) os valores $R_{k,i}=1,0 \Omega/m$ e $R_{k,f}=0,01 \Omega/m$, que representam, respectivamente, resistências por unidade de comprimento associadas ao canal de descarga com corona e ionizado (ver Figura 4.1). Esses valores foram atribuídos uniformemente a todos os segmentos do

canal, o mesmo sendo feito com o tempo de decaimento Δt_R . A associação destes três parâmetros, $R_{k,i}$, $R_{k,f}$ e Δt_R , permite o traçado de curvas como as ilustradas na Figura 4.9, que descrevem a variação temporal da resistência em cada segmento do canal a partir do instante de chegada da corrente de retorno.

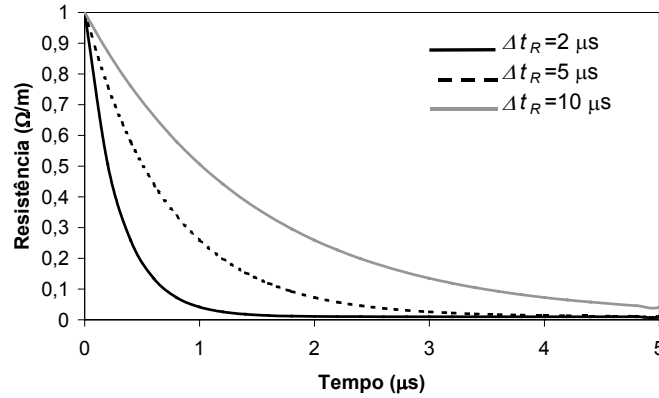


Figura 4.9 – Variação temporal da resistência do canal se $R_{k,i}=1,0 \Omega/m$, $R_{k,f}=0,01 \Omega/m$ e $\gamma_k=0,1$ em (4.7).

O impacto da variação temporal da resistência nas correntes calculadas é ilustrado na Figura 4.10. Nas simulações realizadas, foram considerados os mesmos limites utilizados na Figura 4.9, isto é, $R_{k,i}=1,0 \Omega/m$ e $R_{k,f}=0,01 \Omega/m$, com $r_{núcleo}=0,01 m$ e $r_{corona}=2 m$. Foram observadas correntes em quatro diferentes alturas (200 m, 400 m, 600 m e 800 m), para quatro valores distintos de Δt_R (5 μs , 10 μs , 20 μs e 50 μs). Com finalidade comparativa, foram incluídas na Figura 4.10 curvas referentes à condição de resistência constante, com $R_k(t)=1,0 \Omega/m$ e $R_k(t)=0,01 \Omega/m$.

Analisando-se a Figura 4.10, percebe-se que, em um determinado ponto de observação ao longo do canal, a variação dinâmica da resistência implica um aumento gradual no valor instantâneo das correntes calculadas, se estas são comparadas com as correntes estimadas para o caso de perdas elevadas e constantes ($R_k(t)=1,0 \Omega/m$ na figura). Esse aumento tem como limite superior a curva associada à condição de perdas baixas ($R_k(t)=0,01 \Omega/m$), que se relaciona à etapa de canal ionizado. Quanto menor for o intervalo Δt_R , mais rápida é transição entre os dois limites. Esse fato fica mais claro se forem consideradas as curvas obtidas com $\Delta t_R=5 \mu s$, que se aproximam bastante daquelas geradas assumindo um valor constante de resistência igual a $0,01 \Omega/m$.

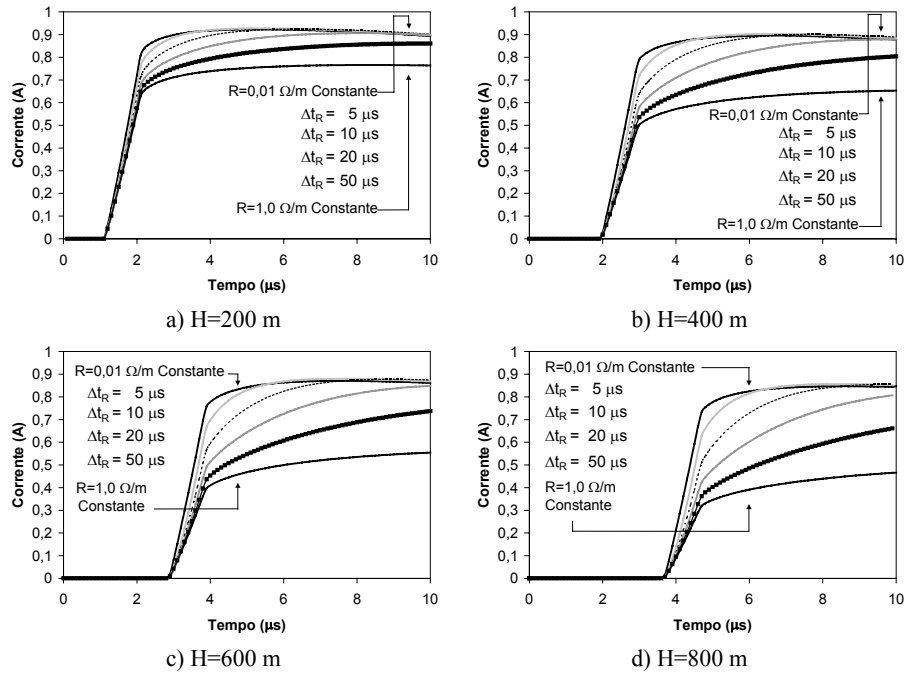


Figura 4.10 – Distribuição espacial e temporal da corrente de retorno considerando a variação dinâmica da resistência, com $R_{k,i}=1,0 \Omega/m$, $R_{k,f}=0,01 \Omega/m$, $\gamma_k=0,1$, $r_{nucleo}=0,01 m$ e $r_{corona}=2 m$.

Com base nos resultados apresentados na Figura 4.10, pode-se dizer que, se fossem considerados tempos de transição menores que $5 \mu s$, as formas de onda de corrente obtidas seriam praticamente equivalentes àquelas obtidas com a simulação do canal com baixo valor de resistência e variação temporal desse parâmetro descartada. Simulações adicionais, realizadas adotando $\Delta t_R=1 \mu s$ e $\Delta t_R=2 \mu s$, embora não apresentadas neste texto, corroboraram essa impressão. Por outro lado, se tempos de transição mais lentos forem considerados, a variação temporal da resistência pode ser de grande importância na estimação da distribuição de correntes ao longo do canal de descarga, mesmo em pontos mais próximos ao solo, onde seu efeito é menos acentuado.

Tendo em vista o exposto, resta a dificuldade em se especificar o que seria um tempo de transição típico a ser considerado em análises envolvendo a variação dinâmica da resistência do canal. Seguindo o raciocínio de Rakov (1998), que afirma que os parâmetros do canal de descarga no trecho ainda não percorrido pela frente de onda são determinantes para a definição da forma de onda de corrente resultante, seria razoável supor que tempos de transição muito rápidos não sejam adequados para descrever o fenômeno em questão, pois, nesse caso, a resistência elevada associada à região do canal com corona exerceria pouca influência no processo. Ainda assim, uma conclusão

mais objetiva a respeito da faixa de valores a ser atribuída ao parâmetro Δt_R necessitaria de avaliações adicionais, pois não há como se medir a forma de onda da corrente em diversas alturas do canal. Em geral, a informação que se tem a respeito dessa corrente é obtida indiretamente, por meio dos campos por ela gerados. No Capítulo 5 desta tese, em que se analisam os campos eletromagnéticos gerados pelo modelo DNUTL, são apresentadas análises que tentam definir com maior propriedade uma faixa adequada de valores para Δt_R .

4.4.5. Simulação do Canal de Descarga com Resistência Constante e Capacitância Variável no Tempo

De forma a se estimar o efeito da variação temporal da capacitância do canal de descarga na evolução da corrente de retorno no modelo DNUTL, considerou-se, nas análises apresentadas neste item, uma resistência do canal constante e uniforme. Nos desenvolvimentos realizados, assumiu-se a contração gradual do envelope de corona do canal de um raio inicial, da ordem de alguns metros, para um raio final, equivalente ao raio do núcleo do canal. Seguindo essa premissa, se forem assumidos, por exemplo, $r_{corona}=2$ m e $r_{nucleo}=0,01$ m nas equações (4.5) e (4.6), tem-se valores inicial e final de capacitância de 11,1 pF/m e 5,4 pF/m, respectivamente, em uma altura de 200 m. Com a variação temporal da capacitância entre esses limites, a velocidade de propagação dada por (4.2) no ponto analisado cresce de aproximadamente $2,1 \times 10^8$ m/s para a velocidade da luz propriamente dita. Naturalmente, essa variação depende do parâmetro Δt_C , especificado em (4.4), que descreve o quão rápido se modificam os parâmetros do canal da etapa em que ele se encontra envolto em corona para a etapa em que ele está fortemente ionizado. Na Figura 4.11, é ilustrada a influência desse parâmetro na variação dinâmica da capacitância, sendo considerados três diferentes tempos de transição: $\Delta t_C=5$ μ s, 10 μ s e 20 μ s. Em seguida, na Figura 4.12, são apresentadas curvas que ilustram a influência de Δt_C na velocidade de propagação dada por (4.2) e na impedância de surto dada por (4.1). Como se pode observar nas Figuras 4.11 e 4.12, menores valores de Δt_C levam a uma variação mais suave dos parâmetros analisados.

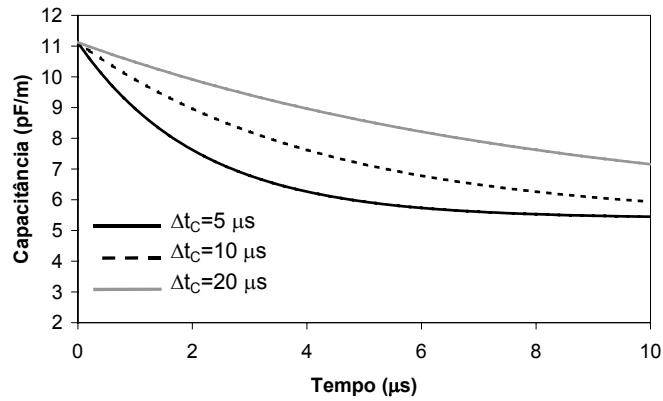


Figura 4.11 - Variação dinâmica da capacitância do canal de descarga em uma altura de 200 m, para um envelope de corona inicial de 2 m, $r_{nucleo}=0,01$ m, Δt_C variável e $\xi_k=0,1$.

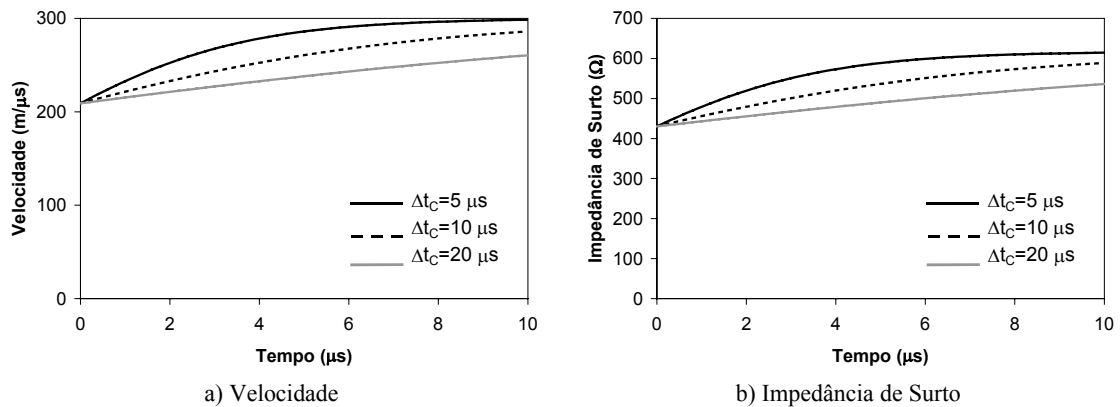


Figura 4.12 - Variação dinâmica da velocidade de propagação da corrente de retorno e da impedância de surto do canal de descarga em uma altura de 200 m, para um envelope de corona inicial de 2 m, $r_{nucleo}=0,01$ m, Δt_C variável, $\xi_k=0,1$.

A influência da variação dinâmica da capacitância do canal na distribuição espacial e temporal da corrente de retorno predita pelo modelo DNUTL é ilustrada na Figura 4.13. Nas simulações, considerou-se $r_{corona}=2$ m, $r_{nucleo}=0,01$ m e $R_k(t)=1$ Ω/m. O parâmetro Δt_C assumiu os mesmos valores indicados na Figura 4.11, tendo sido calculadas correntes em quatro diferentes alturas ($H=200$ m, 400 m, 600 m e 800 m). Também estão incluídas na Figura 4.13, com finalidade ilustrativa, curvas geradas na condição de canal sem variação temporal da capacitância. Assim, em cada um dos gráficos apresentados, tem-se uma curva associada a um envelope de corona constante e igual a 2 m e outra associada à condição de canal ionizado, em que não há envelope de corona.

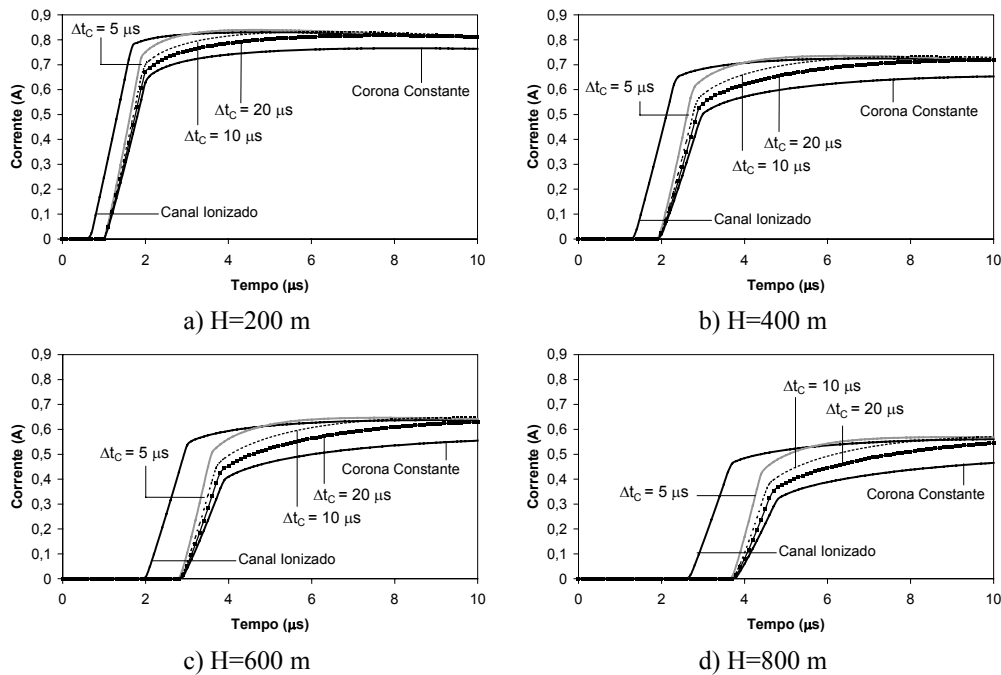


Figura 4.13 – Distribuição espacial e temporal da corrente de retorno considerando a variação dinâmica da capacitância. Canal com corona inicial de 2 m, $r_{nucleo}=0,01$ m e diversos valores de Δt_C . Em todos os casos analisados, $\xi_k=0,1$ e $R_k(t)=1 \Omega/m$.

Analisando a Figura 4.13, verifica-se que a inclusão da variação dinâmica da capacitância do canal determina uma distorção nas formas de onda resultantes, aumentando a taxa de crescimento e os valores máximos obtidos em relação à condição de envelope de corona constante. Essa distorção é tanto maior quanto menor for o valor do parâmetro Δt_C , sendo provocada, na prática, pelo fato de a frente de onda da corrente de retorno se propagar com uma velocidade menor que a cauda. No caso de variação mais rápida, em que $\Delta t_C=5 \mu s$, esse fenômeno chega a fazer com que os valores máximos das formas de onda de corrente calculadas superem ligeiramente aqueles associados às curvas em que o canal se encontra ionizado, sem variação dinâmica de parâmetros. Esse mesmo fato ocorre com $\Delta t_C=10 \mu s$, embora de forma menos intensa, especialmente em alturas superiores a 400 m. Se $\Delta t_C=20 \mu s$, o canal de descarga transita entre as condições com corona e sem corona (ionizado) de forma mais suave.

Analisando as curvas de corrente da Figura 4.13 em uma altura específica, verifica-se que, em nenhum dos casos avaliados, a variação da capacitância do canal modifica de forma significativa o instante de chegada das frentes de onda em relação às curvas com envelope de corona constante. Análises com tempos de decaimento mais rápidos, de $1 \mu s$ e $2 \mu s$, embora não apresentados no texto, indicaram um

comportamento diferente, em que as ondas de corrente calculadas com variação dinâmica da capacitância se propagavam com uma velocidade maior do que a associada àquelas calculadas para um raio de corona constante e igual a 2 m. Comparando as duas condições mencionadas e assumindo que o comportamento da frente de onda deve ser primordialmente ditado pelas características do trecho do canal ainda a ser percorrido pela corrente de retorno (RAKOV, 1998), entende-se que a consideração de tempos de decaimento menores que 5 μ s para a capacitância do canal no modelo DNUTL tende a não representar com adequação o que seria a realidade física do fenômeno, ao menos nas condições aqui avaliadas. Essa conclusão pode ser alterada, por exemplo, se perdas mais significativas forem atribuídas à região do canal com corona. Nesse caso, uma atenuação mais acentuada na frente de onda poderia compensar a aceleração provocada pela rápida contração do envelope de corona.

4.4.6. Simulação do Canal de Descarga com Resistência e Capacitância Variáveis no Tempo

Nos itens 4.4.4 e 4.4.5, a variação temporal dos parâmetros do canal de descarga foi feita de forma independente no modelo DNUTL, sendo modificada, em um primeiro momento, apenas a resistência do canal e, em seguida, apenas sua capacitância. No presente item, são apresentados resultados de simulações que ilustram a variação simultânea da resistência e da capacitância do canal de descarga, sendo feitas comparações com resultados em que tal variação não foi considerada. Nos resultados obtidos, ilustrados na Figura 4.14, considerou-se um canal de descarga com envelope de corona de 2 m e um tempo de transição $\Delta t_C=5 \mu$ s, com $r_{nucleo}=0,01$ m. Limites de 1 Ω /m e 0,01 Ω /m foram atribuídos à resistência do canal, sendo assumidos dois diferentes valores para Δt_R : 10 μ s e 20 μ s. Na Figura 4.14, com finalidade ilustrativa, foram incluídas, adicionalmente, curvas calculadas considerando a variação dinâmica da capacitância e uma resistência do canal constante.

Analisando a Figura 4.14, verifica-se que a inclusão da variação dinâmica da resistência faz com que as curvas de corrente calculadas apresentem valores gradualmente maiores, partindo das curvas relacionadas à condição de resistência elevada e constante (1,0 Ω /m) para aquelas em que a resistência apresenta valor baixo e

constante ($0,01 \Omega/m$). Para os valores de Δt_R simulados, as diferenças encontradas nas curvas que consideram a variação dinâmica da resistência não são muito significativas, exceto em alturas maiores, a partir de 600 m. Valores de Δt_R maiores que os simulados fariam com que a condição de resistência elevada fosse mantida por um tempo mais longo, resultando em valores máximos de corrente menores e taxas de crescimento relativamente mais lentas.

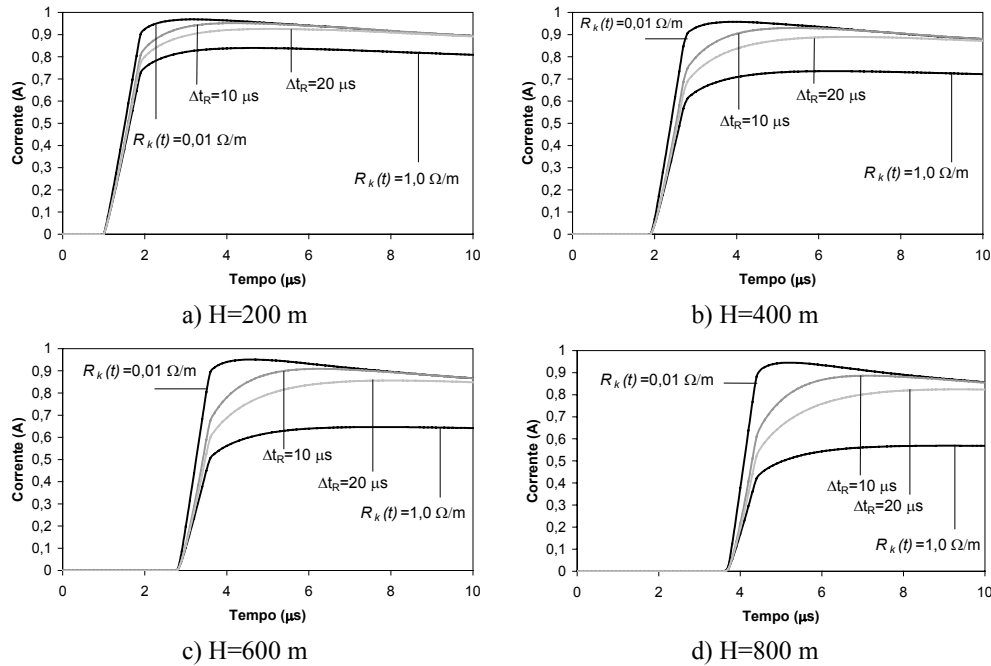


Figura 4.14 – Distribuição espacial e temporal da corrente de retorno considerando a variação dinâmica da capacitância e da resistência, com $r_{corona}=2$ m, $r_{núcleo}=0,01$ m, $\Delta t_C=5$ μ s, $\xi_k=0,1$, $R_{k,i}=1,0$ Ω/m , $R_{k,f}=0,01$ Ω/m , $\gamma_k=0,1$ e dois diferentes valores para Δt_R . Nas curvas assinaladas com $R_k(t)=1,0$ Ω/m e $R_k(t)=0,01$ Ω/m , foi considerada apenas a variação temporal da capacitância do canal.

Pelo fato de a variação temporal da capacitância ter sido incluída nas análises apresentadas na Figura 4.14, o canal de descarga simulado migra gradualmente da condição em que está envolto em um envelope de corona para o estágio em que se encontra ionizado, sendo esse processo acompanhado por uma redução nas perdas. Com isso, tem-se a simulação completa do quadro ilustrado na Figura 4.1, em que a frente de onda da corrente de retorno viaja com uma velocidade inferior a dois terços da velocidade da luz em um meio com perdas elevadas, enquanto sua cauda viaja em um meio com perdas progressivamente reduzidas e com velocidades gradualmente maiores do que a frente. Tendo em vista o fato de essas características serem tipicamente encontradas em descargas subseqüentes reais, fica patente a potencialidade do modelo

DNUTL em representar, ainda que de forma aproximada, importantes processos físicos envolvidos na evolução da corrente de retorno, restando, no entanto, a dificuldade em se definir tempos de transição que possam descrever a variação dinâmica dos parâmetros do canal de forma adequada. Essa tarefa é realizada no capítulo seguinte, que trata do cálculo de campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas.

4.5 Discussão

4.5.1. Considerações Iniciais

Com base nas análises preliminares apresentadas ao longo deste capítulo, pode-se supor que a utilização do modelo DNUTL em estudos compreendendo os diferentes mecanismos de interação entre as descargas atmosféricas e os sistemas de energia elétrica seja capaz de contribuir para com uma representação mais completa dos processos físicos ali envolvidos, levando conseqüentemente a uma melhor definição das solicitações às quais redes de distribuição e seus componentes podem ser submetidos. Entende-se, no entanto, que algumas das simplificações adotadas no modelo DNUTL são merecedoras de uma discussão um pouco mais detalhada, o que é feito de forma objetiva ao longo da presente seção. A fim de permitir uma melhor organização do texto, cada um dos assuntos discutidos foi agrupado em um diferente item.

4.5.2. Simulação de Condutores Verticais com Raios não muito menores que seu Comprimento

No modelo DNUTL, o cálculo dos parâmetros do canal de descarga baseia-se no emprego da fórmula proposta por Jordan para estimar a impedância de surto de condutores verticais (DE CONTI, 2006a). É importante ressaltar, no entanto, que no desenvolvimento dessa fórmula, algumas simplificações foram adotadas. Uma delas refere-se ao fato de (4.3) ser obtida sob a premissa de que o raio do condutor vertical seja muito menor do que seu comprimento longitudinal. No entanto, na simulação do efeito corona no modelo DNUTL, são muitas vezes atribuídos raios da ordem de alguns metros para o condutor vertical, enquanto os segmentos que constituem o canal de descarga podem possuir comprimentos relativamente curtos, de 10 m ou 20 m. Nesses

casos, a premissa de se considerar um raio muito menor do que o comprimento longitudinal do condutor vertical torna-se discutível, bem como a validade de (4.3).

No presente item, para se estimar os possíveis erros cometidos ao se utilizar (4.3) na obtenção dos parâmetros do canal quando o seu raio não é muito menor do que o comprimento longitudinal de cada segmento que o constitui, decidiu-se por estudar o caso particular de um condutor vertical com 20 m de comprimento. Nas análises realizadas, foram atribuídos vários raios a esse condutor, sendo calculada sua indutância por unidade de comprimento por meio de duas diferentes soluções. Em uma delas, empregou-se diretamente a equação (4.3). Na outra solução, calculou-se a indutância com a integração de (4.11), dividindo o resultado por Δy (DE CONTI, 2006a).

$$dL = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\ln \frac{\sqrt{(\Delta y + y_0 - y)^2 + r^2} + (\Delta y + y_0 - y)}{\sqrt{(y_0 - y)^2 + r^2} + (y_0 - y)} + \ln \frac{\sqrt{(\Delta y + y_0 + y)^2 + r^2} + (\Delta y + y_0 + y)}{\sqrt{(y_0 + y)^2 + r^2} + (y_0 + y)} \right] dy \quad (4.11)$$

Na equação (4.11), Δy é o comprimento total do condutor vertical, y_0 é a altura de sua base em relação ao nível do solo, r é o seu raio e y é a variável de integração. O termo à esquerda em (4.11) refere-se à contribuição do segmento real para a indutância e o termo à direita em (4.11) refere-se à contribuição da imagem para a indutância. Vale notar que (4.11) não presume que o raio do condutor seja muito menor que seu comprimento longitudinal. A Tabela 4.1 ilustra os resultados obtidos, que indicam que os erros cometidos ao se utilizar (4.3) são desprezíveis ou toleráveis em todos os casos avaliados. Esse fato dá sustentação ao emprego de (4.3) na simulação aproximada do efeito corona no modelo DNUTL.

Tabela 4.1 – Indutância de um condutor vertical com 20 m de comprimento e diferentes raios, calculada a partir de diferentes formulações.

Método de Solução	Indutância (μH/m)			
	r=0,01 m	r=0,5 m	r=2 m	r=5 m
Numérico (4.11)	1,5975	0,8175	0,5476	0,3687
Análítico (4.3)	1,5975	0,8150	0,5378	0,3545
Erro (%)	0	0,3	1,8	4,0

4.5.3. Análise do Efeito da Não Consideração dos Tempos de Propagação nos Resultados Obtidos

Uma das aproximações adotadas no desenvolvimento da fórmula de Jordan consiste em se desprezar o tempo de propagação no cálculo do potencial vetor magnético associado à corrente que percorre o condutor vertical e sua imagem (DE CONTI, 2006a). Como principal consequência dessa aproximação, o efeito do solo é incorporado de forma instantânea na indutância por unidade de comprimento dada por (4.3), por meio da informação associada à imagem (não confundir com a influência da reflexão no solo). Se o tempo de propagação fosse considerado no desenvolvimento da fórmula de Jordan, a influência da imagem em um condutor vertical relativamente curto, posicionado em uma altura h e percorrido por uma corrente i só seria conhecida após um tempo de propagação $\tau \approx 2h/c$, onde c é a velocidade da luz. Dessa forma, os valores de indutância por unidade de comprimento e de impedância de surto fornecidos pela fórmula de Jordan seriam variáveis no tempo caso esta considerasse a influência do tempo de propagação no cálculo do potencial vetor magnético². Com isso, pode-se concluir que existe um erro quanto à influência do solo no emprego de (4.3), que necessita ser estimado.

De forma a quantificar, ainda que superficialmente, o efeito do solo no valor de impedância de surto dado pela fórmula de Jordan, adotou-se o seguinte procedimento. Primeiramente, calculou-se numericamente a indutância por unidade de comprimento de um condutor vertical com 20 m de comprimento e raio de 0,01 m posicionado em três diversas alturas, considerando apenas a contribuição da corrente real o percorrendo e desprezando a influência da imagem³. Para isso, foi utilizada a equação (4.11). Em seguida, empregando-se a mesma equação, desprezou-se a influência da corrente real e calculou-se a parcela de indutância por unidade de comprimento atribuída

² De fato, condutores verticais apresentam indutância variável no tempo, conforme indicado nas análises teóricas de Wagner e Hileman (1960), que levaram em consideração o tempo de propagação na obtenção da impedância de surto de torres.

³ Note que esta definição viola o conceito estrito de indutância, que presume uma condição de quase estática e, naturalmente, a existência de um condutor de retorno.

exclusivamente à imagem. Os resultados obtidos foram em seguida multiplicados pela velocidade da luz, de forma a fornecerem valores de impedância de surto. A Figura 4.15 ilustra o caso simulado.

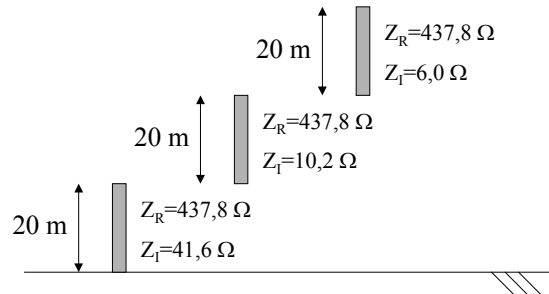


Figura 4.15 – Impedância de surto de segmentos verticais com 20 m de comprimento e raio de 0,01 m. Z_R é a parcela de impedância de surto referente à corrente real. Z_I é a parcela de impedância de surto referente à imagem da corrente.

Analisando a Figura 4.15, percebe-se que a parcela de impedância de surto associada à corrente real independe da altura. Esse resultado era esperado pois, para o cálculo dessa parcela, não há influência do solo. No entanto, nota-se que a contribuição da imagem para o cálculo da impedância de surto dos segmentos verticais cai com a altura de forma expressiva. Assim, para o segmento com base posicionada diretamente sobre o solo, o valor de Z_I corresponde a 9,5% do valor de Z_R . Se esse mesmo segmento for colocado em uma altura de 40 m em relação ao solo, esse percentual cai para 1,4%. Dessa forma, pode-se concluir que o efeito do solo no cálculo da impedância de surto de condutores verticais é significativo apenas se estes estiverem posicionados em pontos relativamente baixos. Com isso, a não consideração dos tempos de propagação no desenvolvimento da fórmula de Jordan tende a ser pouco relevante caso esta seja empregada na modelagem do canal de descarga, assumindo uma abordagem de engenharia. Isso ocorre pois, em segmentos localizados em pontos relativamente altos, onde a consideração do tempo de propagação poderia ser importante, a contribuição da imagem para a impedância de surto é muito pequena. Da mesma forma, em pontos relativamente baixos, onde a contribuição da imagem para o cálculo da impedância de surto do condutor vertical é maior, os tempos de propagação são muito curtos, podendo ser desprezados.

Ainda com base na Figura 4.15, é interessante notar que, se fossem conectados em cascata, os três condutores verticais ilustrados apresentariam valores totais de

impedância de surto decrescentes com a altura. Esse comportamento contrariaria a hipótese adotada no modelo DNUTL, que supõe impedâncias de surto crescentes com a altura (ver Figura 4.2, por exemplo). No entanto, vale frisar que a impedância de surto associada a cada um dos condutores verticais da Figura 4.15 foi calculada na hipótese de inexistência dos demais. Nesse caso, se esses condutores fossem conectados em cascata, o acoplamento eletromagnético existente entre cada um deles não estaria sendo levado em consideração. Uma representação mais realística do sistema ilustrado na Figura 4.15 requereria a consideração desse tipo de acoplamento, o que é feito no modelo DNUTL de forma aproximada com o emprego direto de (4.3), que fornece a indutância por unidade de comprimento de condutores verticais com base posicionada diretamente sobre o solo. Assim, no modelo DNUTL, a impedância de surto do canal de descarga em uma determinada altura incorpora o efeito do campo eletromagnético associado a todo o caminho percorrido pela corrente de retorno desde o solo até essa altura. Com isso, tem-se o crescimento progressivo da impedância de surto do canal, conforme ilustrado na Figura 4.2. Essa abordagem, embora simplificada, mostrou-se satisfatória na simulação da propagação da corrente de retorno ao longo do canal de descarga. Isso pode ser confirmado nos itens 4.4.2 e 4.4.3 nas comparações realizadas com o Modelo Eletromagnético Híbrido, que considera o acoplamento de todas as componentes do sistema simulado.

4.5.4. Considerações a Respeito da Representação das Perdas no Canal Por Meio de Resistências Artificialmente Distribuídas

No modelo DNUTL, assume-se que as perdas ao longo do canal possam ser representadas de forma aproximada com a utilização de resistências artificialmente distribuídas (ver item 4.3.4). Sabe-se, no entanto, que uma representação mais acurada das perdas requereria sua variação contínua com a altura, e não discreta, como se assumiu. Além disso, no modelo DNUTL, a influência da resistência por unidade de comprimento no cálculo da velocidade de propagação da corrente de retorno se dá de forma indireta, já que, nesse cálculo, apenas a indutância e a capacitância do canal são consideradas, conforme indicado na Equação (4.2).

De forma a avaliar quantitativamente a aproximação adotada no modelo DNUTL para representação das perdas, simulou-se um canal de descarga ionizado com raio de 0,01 m, casado em sua extremidade superior e com comprimento total de 1000 m. Foram adotadas, como referência, simulações realizadas no domínio da frequência. Nessas simulações, o canal de descarga foi representado como uma associação em cascata de linhas de transmissão com impedância característica $Z_k(\omega)$ e constante de propagação $\gamma_k(\omega)$, dadas por

$$Z_k(\omega) = \sqrt{\frac{R_k + j\omega L_k}{G_k + j\omega C_k}} \quad (4.12)$$

$$\gamma_k(\omega) = \sqrt{(R_k + j\omega L_k)(G_k + j\omega C_k)} \quad (4.13)$$

onde R_k , L_k , G_k e C_k representam, respectivamente, resistência, indutância, condutância e capacitância por unidade de comprimento associadas a cada segmento k do canal de descarga. Nas simulações realizadas no domínio da frequência, assim como no modelo DNUTL, considerou-se um canal com 1000 m de comprimento, casado em sua extremidade superior, com parâmetros L_k e C_k obtidos com o emprego de (4.3) e (4.6), e $G_k=0$ em (4.12) e (4.13).

Foram injetadas na base do canal de descarga simulado duas diferentes formas de onda. Uma delas consiste em um pulso de corrente com amplitude de 1 A, tempo de frente de 0,5 μ s e duração total de 1,0 μ s (ver Figura 4.16-a). A outra forma de onda, ilustrada na Figura 4.16-b, corresponde a uma rampa com tempos característicos 0,5/20 μ s. Em todos os casos analisados, a injeção foi feita com uma fonte ideal de corrente. Foram atribuídos três diferentes valores à resistência por unidade de comprimento do canal ($R=0 \Omega/m$, $1 \Omega/m$ e $5 \Omega/m$), sendo calculadas correntes em sua base e em uma altura de 1000 m. A Figura 4.17 ilustra os resultados obtidos com ambos os modelos avaliados para a injeção do pulso de corrente. A Figura 4.18, por sua vez, ilustra os resultados obtidos com a injeção da forma de onda do tipo rampa.

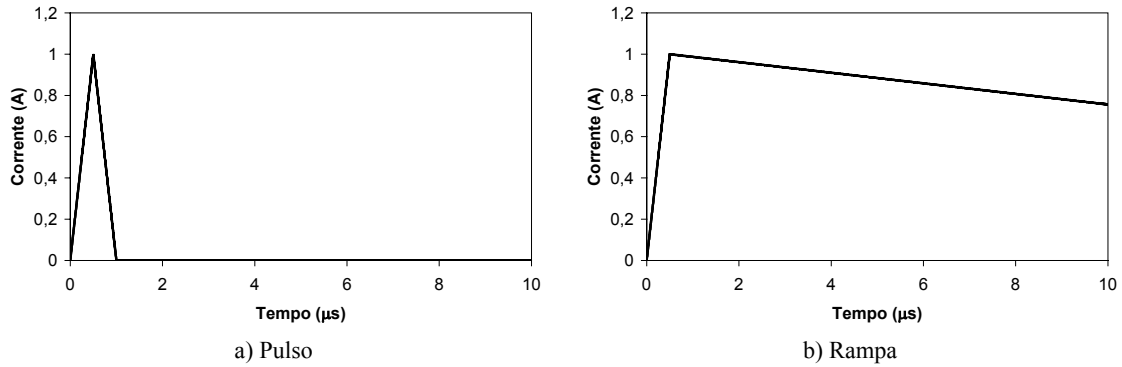


Figura 4.16 – Formas de onda de corrente injetadas na base do canal simulado.

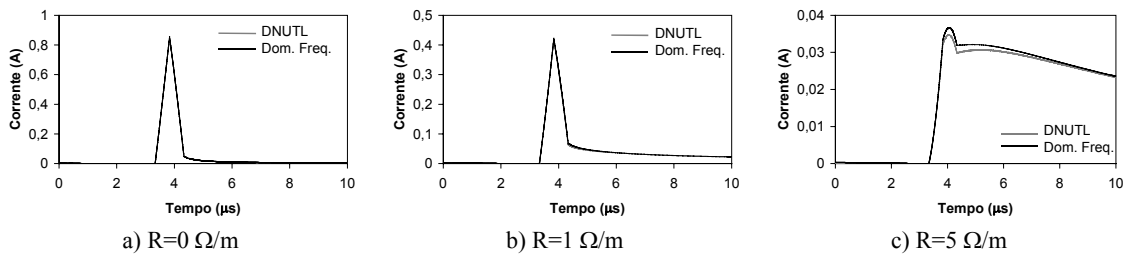


Figura 4.17 – Formas de onda de corrente calculadas em uma altura de 1000 m no canal simulado, para diferentes valores de resistência por unidade de comprimento, dois diferentes métodos de cálculo e injeção de um pulso de corrente na base do canal.

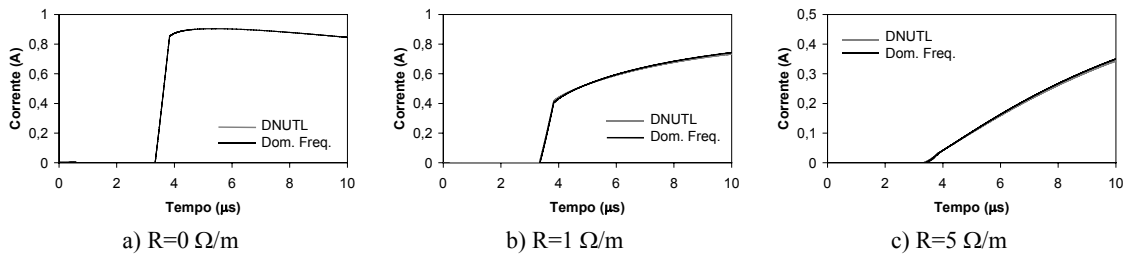


Figura 4.18 – Formas de onda de corrente calculadas em uma altura de 1000 m no canal simulado, para diferentes valores de resistência por unidade de comprimento, dois diferentes métodos de cálculo e injeção de uma rampa na base do canal.

Analisando as figuras 4.17 e 4.18, verifica-se uma boa concordância entre as formas de onda de corrente obtidas com o emprego do modelo DNUTL, que considera a distribuição artificial da resistência ao longo do canal, e as formas de onda obtidas com o modelo no domínio da frequência, que considera a distribuição contínua desse parâmetro. Conforme esperado, no caso em que $R=0 \text{ } \Omega/\text{m}$, as curvas obtidas com ambos os modelos são coincidentes. Uma excelente concordância também é observada se $R=1 \text{ } \Omega/\text{m}$. Se, no entanto, um valor mais elevado de resistência for atribuído ao canal, como no caso $R=5 \text{ } \Omega/\text{m}$, ilustrado na Figura 4.17-c, percebe-se uma pequena discrepância nas formas de onda de corrente apresentadas. Nesse caso específico, a

forma de onda de corrente calculada com o modelo DNUTL apresenta uma atenuação ligeiramente maior do que a forma de onda de corrente calculada com o modelo no domínio da frequência. Ainda assim, a diferença nos valores de pico é de apenas 5%. No caso em que é feita a injeção de uma rampa de corrente e $R=5 \text{ } \Omega/\text{m}$, ilustrado na Figura 4.18-c, a concordância entre as curvas apresentadas é bastante razoável. Esse conjunto de fatores sugere que a aproximação adotada no modelo DNUTL pode ser considerada satisfatória nos casos simulados.

De forma a complementar as comparações realizadas nas figuras 4.17 e 4.18, analisou-se a variação da velocidade de propagação com a frequência em um segmento posicionado em uma altura de 500 m no canal de descarga simulado. A velocidade foi calculada empregando-se a relação ω/β , onde β e ω correspondem, respectivamente, à parte imaginária de (4.13) e à frequência angular utilizada na obtenção de $\gamma_k(\omega)$. Foram considerados, nas análises, diferentes valores de resistência por unidade de comprimento. Os resultados obtidos estão ilustrados na Figura 4.19.

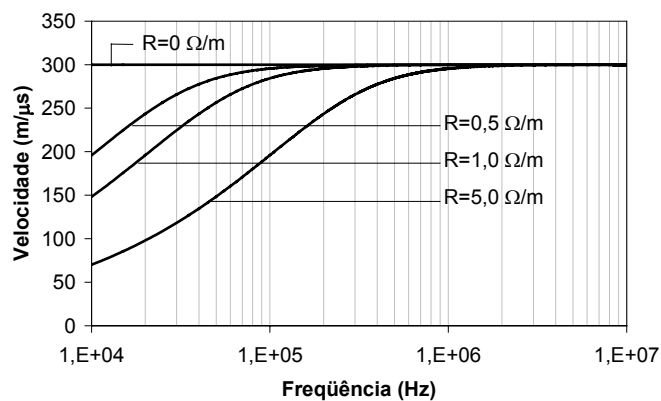


Figura 4.19 – Variação da velocidade de propagação com a frequência em um segmento posicionado a 500 m de altura, considerando valores distintos de resistência por unidade de comprimento.

Analisando a Figura 4.19, verifica-se que a variação da velocidade de propagação com a frequência depende fortemente do valor de resistência por unidade de comprimento escolhido para representar as perdas no canal de descarga. Se o valor desse parâmetro é nulo, a velocidade de propagação é igual à velocidade da luz. Se $R=0,5 \text{ } \Omega/\text{m}$, a velocidade de propagação cresce continuamente desde a região de baixas frequências até aproximadamente 100 kHz. A partir daí, a velocidade apresenta um perfil constante, com valor igual à velocidade da luz. O mesmo ocorre se $R=1,0 \text{ } \Omega/\text{m}$, só

que agora a velocidade da luz só é atingida a partir de 300 kHz. Se um valor relativamente elevado for atribuído à resistência do canal, como, por exemplo, $R=5 \text{ } \Omega/\text{m}$, a velocidade de propagação só se aproxima da velocidade da luz em frequências acima de 1 MHz. Para esse valor de resistência, a velocidade de propagação é de $196 \text{ m}/\mu\text{s}$ em uma frequência de 100 kHz. Sabendo que, no modelo DNUTL, a velocidade de propagação atribuída a cada segmento do canal na condição de canal ionizado é igual à velocidade da luz e independente da frequência, pode-se imaginar, com base na Figura 4.19, que os erros decorrentes dessa simplificação seriam significativos, principalmente na condição de perdas elevadas. No entanto, conforme indicado nas Figuras 4.17 e 4.18 e também nas comparações com o modelo HEM apresentadas nos itens 4.4.2 e 4.4.3, tal aproximação, se considerada uma abordagem de engenharia, parece ser bastante consistente.

A boa concordância entre as predições do modelo DNUTL, que não considera a natureza continuamente distribuída das perdas, e as predições dos modelos utilizados como referência neste capítulo, que consideram a natureza distribuída das perdas (HEM e solução exata no domínio da frequência), pode ser explicada, em parte, pelo fato de os segmentos no modelo DNUTL possuírem extensão relativamente curta. Com isso, embora concentradas, as resistências utilizadas para representar as perdas nesse modelo se aproximam de uma condição continuamente distribuída. Como consequência, as micro reflexões e micro refrações que afetam a onda de corrente enquanto esta se propaga fazem com que as formas de onda calculadas ao longo do canal sejam distorcidas e atenuadas de uma forma tal que o efeito resultante se assemelhe à consideração de velocidades de propagação não constantes com a frequência.

5

Cálculo de Campos Eletromagnéticos com o Modelo DNUTL

5.1 Introdução

O cálculo de campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas constitui um importante aspecto no estudo de tensões induzidas em sistemas de energia elétrica. No presente capítulo, são avaliados campos eletromagnéticos gerados pelo modelo DNUTL, sendo feitas comparações com medições e também com resultados gerados por modelos de corrente de retorno tradicionalmente empregados na literatura. Os resultados obtidos, além de definir com maior clareza limites que possam ser considerados adequados para os parâmetros que compõem o modelo DNUTL, indicam a capacidade desse modelo em reproduzir as principais características presentes em campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas.

5.2 Medição de Campos Eletromagnéticos Gerados por Descargas Atmosféricas – Uma Revisão

Entre as pesquisas dedicadas à medição de campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas, destacam-se o trabalho precursor de Lin et al. (1979), voltado à coleta de dados referentes a descargas naturais, e experimentos utilizando a técnica de *rocket-triggered lightning* (RAKOV, 2000; SCHOENE, 2003). No trabalho de Lin et al. (1979), foram realizadas medições de campos eletromagnéticos associados a descargas atmosféricas naturais incidentes na Flórida entre 1974 e 1976. Foram utilizadas no total três estações de medição, que foram ativadas em períodos alternados, duas por vez. A localização aproximada do ponto de incidência das descargas foi realizada de forma empírica, com a contagem do tempo decorrido entre o efeito luminoso e o efeito sonoro a elas associados. Após a coleta de mais de cem formas de onda de campos eletromagnéticos e a realização de um tratamento estatístico dos dados obtidos, foram traçadas, manualmente, curvas que pudessem representar características tipicamente observadas em tais campos, tanto para primeiras descargas de retorno quanto para descargas de retorno subseqüentes. Tais curvas, que são reproduzidas na Figura 5.1, desde então têm sido sistematicamente utilizadas como referência para comparações e para a calibração de modelos de corrente de retorno desenvolvidos por diferentes autores. Isso ocorre mesmo se tendo em conta as imprecisões inerentes à técnica utilizada na identificação do ponto de ocorrência das descargas no trabalho referido e também o desconhecimento quanto à forma de onda das correntes de retorno a elas associadas.

Em trabalhos mais recentes, a técnica de *rocket-triggered lightning* tem sido utilizada com frequência na medição de campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas (RAKOV, 2000). Como principal vantagem desse tipo de experimento, destaca-se a possibilidade de medição simultânea da forma de onda de corrente na base do canal de descarga e dos campos eletromagnéticos associados. No entanto, com o emprego dessa técnica, são obtidas descargas cujas características se assemelham apenas àquelas observadas em descargas subseqüentes, não sendo possível fazer qualquer tipo de inferência com relação aos campos gerados por primeiras descargas de retorno. Na Figura 5.2, apresentada em (RAKOV, 2001a), são ilustradas formas de onda

típicas de campo elétrico vertical medidas em experimentos conduzidos em Camp Blanding, Flórida. Percebe-se, nas formas de onda apresentadas, um perfil em “V” que retrata claramente duas fases distintas da descarga atmosférica. De início, verifica-se uma incursão relativamente lenta do campo elétrico em direção a um valor de pico negativo. Esse fenômeno está associado ao depósito gradual de cargas negativas no canal de descarga, constituindo a fase de *dart-leader* que antecede a formação da corrente de retorno. Quanto mais próximo do ponto de ocorrência da descarga estiver o ponto de observação do campo elétrico, mais acentuado é o valor de pico negativo verificado, conforme ilustrado na Figura 5.2. A partir do instante de pico, tem início a fase da corrente de retorno, em que as cargas negativas acumuladas ao longo do canal são rapidamente transferidas para a terra. Com isso, a forma de onda do campo elétrico vertical apresenta uma rápida transição em direção ao zero, permanecendo em um platô aproximadamente constante ou com lento crescimento durante dezenas de microsegundos.

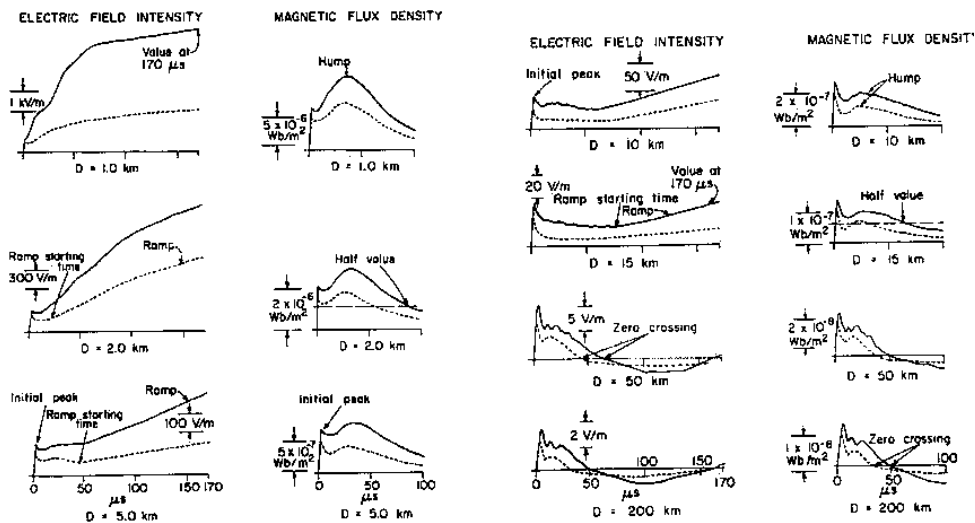


Figura 5.1 – Formas de ondas típicas de primeiras descargas de retorno (linha cheia) e descargas subseqüentes (linha tracejada) em diversas distâncias em relação ao ponto presumido de incidência da descarga (LIN, 1979).

Ao serem analisadas as Figuras 5.1 e 5.2, nota-se que os campos eletromagnéticos ilustrados apresentam características que dependem fortemente de sua distância com relação ao ponto de incidência da descarga. Os principais padrões observados em tais campos podem ser resumidos em cinco itens, que se encontram descritos na Tabela 5.1. As características compreendidas nesses cinco itens têm sido

freqüentemente utilizadas como uma referência para a aferição de diferentes modelos de corrente de retorno, como em (BABA, 2004) e (NUCCI, 1990). Em geral, um modelo de corrente de retorno é considerado satisfatório se conseguir reproduzir o maior número de características dentre as assinaladas na Tabela 5.1.

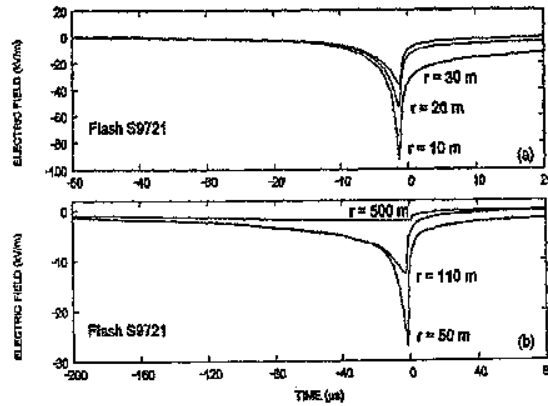


Figura 5.2 – Campos elétricos medidos em diversas distâncias r em relação ao canal de descarga, em experimentos envolvendo descargas atmosféricas iniciadas por foguetes (RAKOV, 2001a).

Tabela 5.1 – Características tipicamente observadas em campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas (BABA, 2004).

Item	Característica
1	Agudo pico inicial nos campos medidos em distâncias maiores que 1 km
2	Lenta rampa sucedendo o pico inicial em campos elétricos medidos em distâncias da ordem de 1 a 20 km
3	Saliência sucedendo o pico inicial em campos magnéticos medidos em distâncias compreendidas em até algumas dezenas de km
4	Cruzamento por zero na cauda dos campos distantes (>50 km)
5	Aplainamento na forma de onda do campo elétrico medido em até algumas centenas de metros do ponto de ocorrência da descarga

5.3 Cálculo de Campos Eletromagnéticos Gerados por Descargas Atmosféricas – Uma Revisão

Diversos modelos de corrente de retorno têm sido desenvolvidos com o objetivo de calcular campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas. Embora em alguns casos modelos por parâmetros distribuídos e modelos eletromagnéticos tenham sido empregados com esse intuito, como em (AMORUSO, 1993), (KORDI, 2003) e (BABA, 2003), um maior número de resultados relacionados a esse tema tem sido obtido com o emprego dos chamados modelos de engenharia (NUCCI, 1990; RAKOV,

2001a). Nos modelos de engenharia, a criteriosa modelagem dos processos físicos associados ao desenvolvimento da descarga atmosférica não é priorizada. O principal objetivo de modelos desse tipo é o cálculo de campos eletromagnéticos que sejam capazes de satisfazer aos padrões tipicamente observados em campos reais. Nesta seção, são descritos alguns dos modelos de engenharia utilizados com maior frequência, juntamente com os campos eletromagnéticos por eles estimados. Em geral, tais modelos dedicam-se a representar características que se assemelham a condições encontradas em descargas subseqüentes, assumindo que o canal não possua tortuosidades ou ramificações e que a formação da corrente de retorno tenha início na base do canal.

Os modelos de engenharia são normalmente classificados como (1) modelos de linhas de transmissão (ou de propagação de corrente) e (2) modelos de fonte de corrente viajante. Nos modelos de linha de transmissão, como os modelos TL e MTLE, brevemente descritos no capítulo anterior, a propagação da corrente de retorno ao longo do canal de descarga é tratada de forma equivalente à propagação de uma onda de corrente em uma linha de transmissão monofásica. Em tais modelos, a excitação do canal é feita com a conexão de uma fonte de corrente ideal à terminação aterrada da linha de transmissão que o representa. Nos modelos de fonte de corrente viajante, como o TCS (*Traveling Current Source*) e o BG (*Bruce-Golde*) (NUCCI, 1990), assume-se que uma fonte de corrente viaje da base do canal para a nuvem com uma velocidade v_f , injetando uma corrente que se propaga em direção ao solo com a velocidade da luz, no caso do modelo TCS, ou com velocidade infinita, no caso do modelo BG. Em tais modelos, a utilização de uma fonte de corrente viajante visa representar a descarga progressiva das cargas depositadas no canal de descarga pelo *dart leader*. Outros modelos que utilizam o conceito de fonte de corrente viajante ou de geração distribuída de corrente no canal de descarga podem ser encontrados, por exemplo, nas referências (COORAY, 2003), (DIENDORFER, 1990) e (NUCCI, 1990). Vale notar que, de acordo com Cooray (2003), modelos de linha de transmissão podem ser representados matematicamente como modelos de fonte de corrente viajante.

De uma forma geral, os modelos TL, MTLE, TCS e BG podem ser descritos por uma única equação, expressa a seguir (BABA, 2004):

$$I(z', t) = u\left(t - \frac{z'}{v_f}\right) P(z', t) I\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) \quad (5.1)$$

Na equação (5.1), $I(z', t)$ é a corrente em uma altura arbitrária z' no canal de descarga em um tempo t , $I(0, t)$ é a corrente injetada na base do canal, $u(t)$ é a função degrau unitário, $P(z', t)$ é um fator de atenuação que depende do tempo e da posição ao longo do canal, v_f é a velocidade de propagação da frente de onda da corrente de retorno e v é a velocidade de propagação da corrente no canal. A Tabela 5.2 ilustra os parâmetros $P(z', t)$ e v para os modelos MTLE, TL, TCS e BG.

Tabela 5.2 – $P(z', t)$ e v para modelos de engenharia. Na tabela, $c=3 \times 10^8$ m/s e λ corresponde à constante de decaimento arbitrada ao modelo MTLE (NUCCI, 1990).

Modelo	$P(z', t)$	v
TL	1	v_f
MTLE	$\exp(-z'/\lambda)$	v_f
TCS	1	$-c$
BG	1	∞

De acordo com (5.1) e com a Tabela 5.2, percebe-se que, conforme já discutido no capítulo anterior, a onda de corrente injetada na base do canal de descarga se propaga sem sofrer qualquer atenuação ou distorção no modelo TL. No modelo MTLE, a onda de corrente se propaga da mesma forma que no modelo TL, no entanto, sofrendo uma atenuação exponencial à medida que atinge pontos mais altos ao longo do canal de descarga. Nos modelos TCS e BG, a análise do mecanismo de propagação é um pouco menos direta, mas a distribuição de correntes com eles obtida indica uma progressiva atenuação da forma de onda injetada na base do canal com a altura. Além disso, é verificada uma descontinuidade na frente de onda da corrente de retorno que, de acordo com Schoene et al. (2003), é responsável pela geração de um pico inicial com amplitude irrealmente intensa nos campos eletromagnéticos preditos pelo modelo TCS. Essa descontinuidade também está presente no modelo BG, sendo os campos eletromagnéticos obtidos com a sua aplicação muito similares àqueles calculados com o modelo TCS, conforme indicado em (NUCCI, 1990). Vale também notar que, no modelo TCS, assume-se que o canal de descarga esteja casado em sua extremidade inferior. Esse fato, de acordo com Schoene et al. (2003), pode ser responsável pelo mal comportamento do modelo TCS no cálculo de campos próximos ao canal de descarga,

já que não ocorre, na base do canal, a reflexão das ondas de corrente injetadas pela fonte viajante.

De posse da distribuição espacial e temporal da corrente de retorno ao longo do canal de descarga, obtida com o emprego de (5.1) no caso de modelos de engenharia, o cálculo dos campos eletromagnéticos gerados é usualmente realizado com a representação do canal como uma antena vertical, dividida em dipolos infinitesimais de corrente e posicionada sobre um plano condutor perfeito. O fato de o canal ser representado como um condutor retilíneo vertical restringe a modelagem utilizada a condições que mais se assemelham às encontradas em descargas subseqüentes, em que a presença de ramificações e tortuosidades é menos freqüente que em primeiras descargas de retorno. O tratamento do solo como um plano condutor perfeito, por sua vez, tende a ser uma boa aproximação apenas no cálculo da componente vertical do campo elétrico e da componente azimutal do campo magnético, nas quais a atenuação e a distorção promovidas pelo efeito de um solo com condutividade finita tendem a ser pouco pronunciadas (RACHIDI, 1996).

Seguindo as premissas acima descritas e tomando-se como referência o sistema de coordenadas da Figura 5.3, a componente vertical do campo elétrico e a componente azimutal da densidade de fluxo magnético podem ser obtidas com (5.2) e (5.3) (UMAN, 1984; RACHIDI, 1996). A título de ilustração, a formulação da componente horizontal do campo elétrico em uma altura z é apresentada em seguida, em (5.4). Nas equações apresentadas, $R = \sqrt{r^2 + (z - z')^2}$, r é a distância entre a base do canal de descarga simulado e o ponto de análise, z é a altura do ponto onde se deseja calcular os campos, $c=3 \times 10^8$ m/s, $\mu_0=4\pi \times 10^{-7}$ H/m e $\epsilon_0=8,85 \times 10^{-12}$ F/m. Nas equações (5.2) e (5.4), que se referem às componentes vertical e horizontal do campo elétrico, os termos que dependem diretamente da integral da corrente, da variação temporal da corrente e da derivada temporal da corrente são chamados, respectivamente, de parcelas eletrostática, de indução e de radiação elétrica. Na equação (5.3), que se refere à densidade de fluxo magnético na direção azimutal, os termos que dependem diretamente da variação temporal da corrente e da derivada da corrente são chamados, respectivamente, de componentes de indução magnética e de radiação magnética.

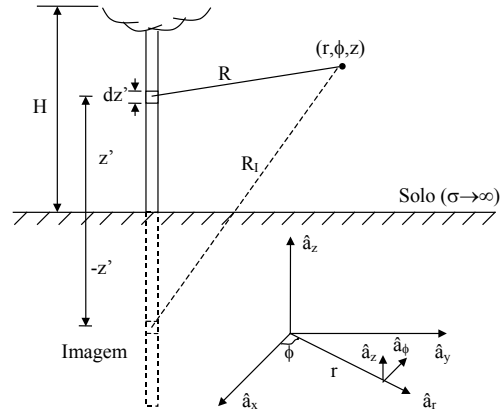


Figura 5.3 – Sistema de coordenadas e notação utilizados no cálculo dos campos eletromagnéticos gerados por uma descarga atmosférica (baseado em NUCCI, 1990).

$$E_z(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t i\left(z', \tau - \frac{R}{c}\right) d\tau dz' + \int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} i\left(z', t - \frac{R}{c}\right) dz' - \int_{-H}^H \frac{r^2}{c^2 R^3} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} dz' \right] \quad (5.2)$$

$$B_\phi(r, 0, t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \left[\int_0^H \frac{r}{R^3} i\left(z', t - \frac{R}{c}\right) dz' + \int_0^H \frac{r}{cR^2} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} dz' \right] \quad (5.3)$$

$$E_r(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{R^5} \int_0^t i\left(z', \tau - \frac{R}{c}\right) d\tau dz' + \int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{cR^4} i\left(z', t - \frac{R}{c}\right) dz' + \int_{-H}^H \frac{r(z-z')}{c^2 R^3} \frac{\partial i\left(z', t - \frac{R}{c}\right)}{\partial t} dz' \right] \quad (5.4)$$

De forma a ilustrar os campos eletromagnéticos calculados com os modelos TL, MTLE e TCS, as equações (5.2) e (5.3) foram empregadas em três diferentes distâncias com relação ao canal de descarga simulado ($r=50$ m, $r=5$ km e $r=100$ km), para $z=0$. Nas simulações, considerou-se $v_f=1,3 \times 10^8$ m/s nos três modelos utilizados e $\lambda=2000$ m no modelo MTLE (ver Tabela 5.2), sendo injetada na base do canal a forma de onda proposta em (NUCCI, 1990). Os resultados obtidos estão ilustrados na Figura 5.4. Note que, se os campos eletromagnéticos calculados com os modelos TL, MTLE e TCS

forem comparados com os cinco padrões descritos na página 74, percebe-se que nenhum desses modelos é capaz de gerar campos que satisfaçam a todos os requisitos ali presentes, conforme discutido em (NUCCI, 1990). Outros modelos não avaliados neste texto, como o de Cooray (2003), e de Baba et al. (2004), são capazes de satisfazer a todos esses padrões, contando, no entanto, com diferentes graus de complexidade.

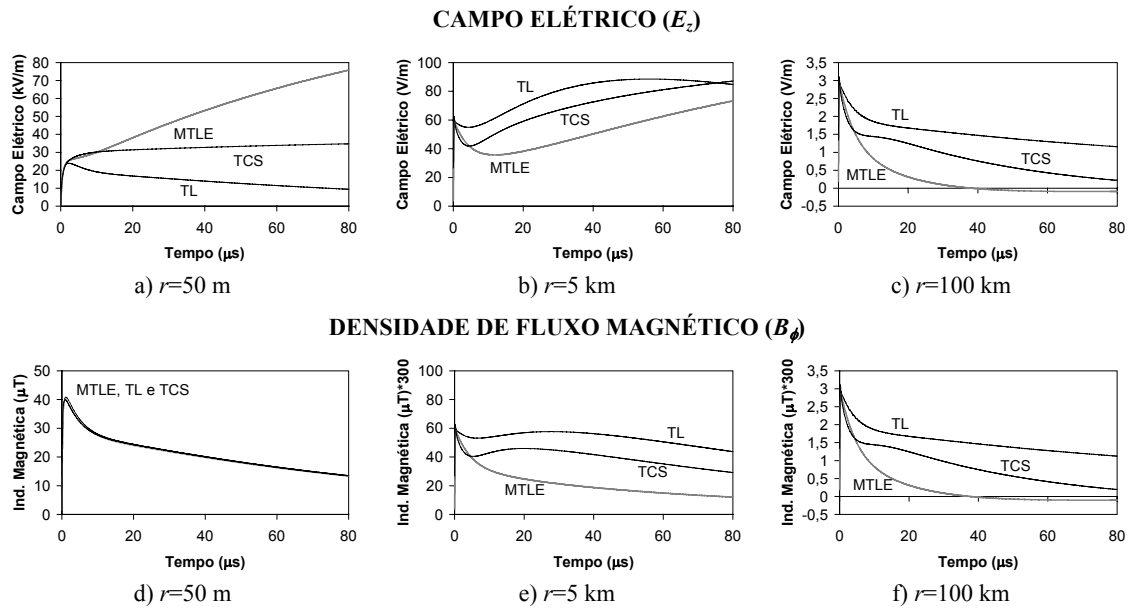


Figura 5.4 – Campos eletromagnéticos preditos pelos modelos TL, MTLE e TCS.

5.4 Cálculo de Campos Eletromagnéticos Gerados Pelo Modelo DNUTL

5.4.1. Introdução

Com a finalidade de avaliar o impacto da variação temporal dos parâmetros do canal no cálculo de campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas, o modelo DNUTL foi empregado em diversas simulações computacionais. O grau de complexidade dessas simulações variou desde o caso mais simples, referente à condição em que se assumiu um canal de descarga com parâmetros constantes, até o caso mais complexo, em que foi permitida a variação temporal dos parâmetros do canal de descarga. Além disso, foi avaliada a influência de se considerar uma distribuição não-uniforme da resistência do canal nos campos eletromagnéticos calculados.

Na metodologia empregada, a distribuição de correntes ao longo do canal de descarga foi obtida com a simulação de um canal com altura máxima de 14 km, sendo assumida a injeção da forma de onda ilustrada na Figura 5.5 em sua base. Essa forma de onda apresenta amplitude, taxa de crescimento e duração tipicamente associadas a descargas subseqüentes medidas no Monte San Salvatore (NUCCI, 1990). Uma vez estimadas as correntes ao longo do canal de descarga com a aplicação do modelo DNUTL, os campos eletromagnéticos associados foram obtidos com o emprego de (5.2) e (5.3). Foram calculados campos em três diferentes distâncias (50 m, 5 km e 100 km) para cada um dos casos avaliados, em um tempo máximo de 80 μs . Os resultados obtidos encontram-se apresentados ao longo dos itens a seguir.

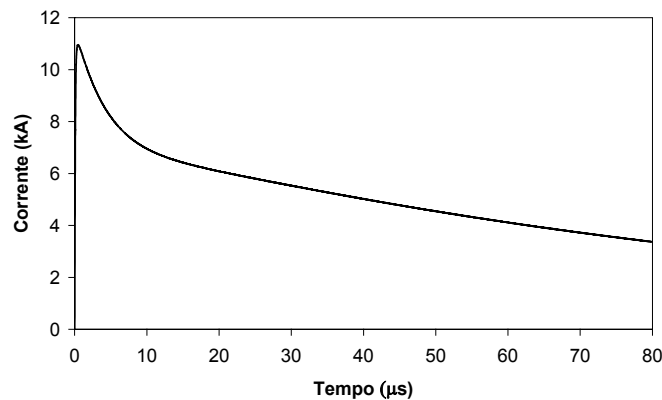


Figura 5.5 – Corrente injetada na base do canal de descarga simulado (NUCCI, 1990).

5.4.2. Canal de Descarga Com Parâmetros Constantes

Nesta seção, são apresentados casos em que não foi permitida a variação temporal da resistência do canal de descarga, tampouco do envelope de corona que o circunda. Nas simulações, raios de 0,01 m e de 2 m foram arbitrados ao núcleo do canal e ao envelope de corona, respectivamente. Inicialmente, foi assumida uma distribuição uniforme da resistência, que foi simulada com três diferentes valores: $R=3,5 \Omega/\text{m}$, $R=0,035 \Omega/\text{m}$ e $R=1,0 \Omega/\text{m}$. O primeiro valor é sugerido em (RAKOV, 1998) como típico para o trecho do canal ainda não percorrido pela corrente de retorno, formado pelo *dart-leader*. O segundo valor de resistência refere-se, de acordo com a mesma referência, ao valor de resistência tipicamente encontrado no trecho do canal já percorrido pela frente de onda da corrente de retorno. O caso $R=1,0 \Omega/\text{m}$ visa

representar um valor médio de resistência contido entre os limites acima sugeridos. A Figura 5.6 ilustra os resultados obtidos com tal representação do canal de descarga.

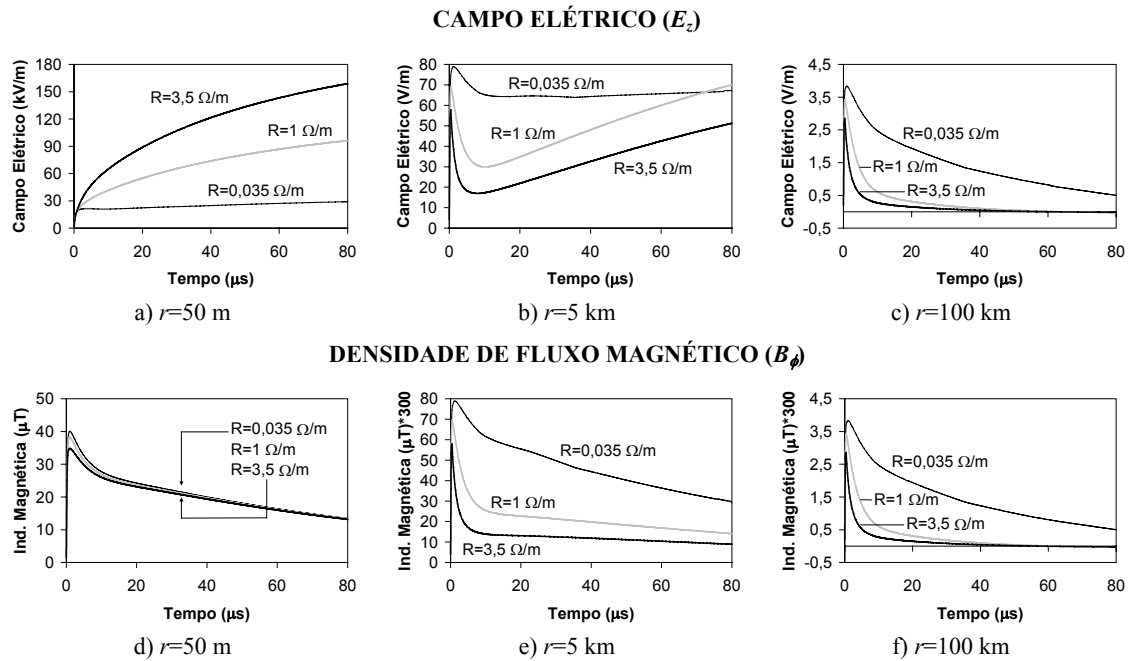


Figura 5.6 – Campos eletromagnéticos calculados com o modelo DNUTL, considerando um canal de descarga com parâmetros constantes, com envelope de corona de 2 m e resistência do canal uniformemente distribuída.

Analisando a Figura 5.6, constata-se uma razoável similaridade entre os campos gerados pelo modelo DNUTL com parâmetros constantes e os campos calculados pelos modelos de engenharia, ilustrados na Figura 5.4, na página 79. Na realidade, se perdas relativamente elevadas são incluídas no modelo DNUTL, como nos casos em que $R=3,5 \Omega/m$ e $R=1 \Omega/m$, um paralelo direto pode ser traçado entre os campos gerados por esse modelo e pelo modelo MTLE, que assume a atenuação da corrente de retorno à medida que esta se propaga ao longo do canal de descarga. Se, por outro lado, um baixo valor de resistência é considerado no modelo DNUTL, verifica-se um comportamento um pouco mais próximo entre os campos gerados por esse modelo e pelo modelo TL, que assume que a corrente de retorno se propague ao longo do canal sem ser atenuada.

Tomando, por exemplo, o campo elétrico calculado em $r=100$ km, ilustrado na Figura 5.6-c, verifica-se, nos casos $R=3,5 \Omega/m$ e $R=1,0 \Omega/m$, um sutil cruzamento por zero em torno de $60 \mu s$. O mesmo fenômeno ocorre no modelo MTLE. Se uma resistência baixa é considerada, tal cruzamento por zero não ocorre, como no modelo

TL. No campo elétrico calculado em $r=5$ km, ilustrado na Figura 5.6-b, é observado um pico sucedido por uma rampa com crescimento praticamente constante nos casos $R=3,5 \Omega/m$ e $R=1,0 \Omega/m$. Esse mesmo comportamento é visto no campo elétrico calculado pelo modelo MTLE, conforme indicado na Figura 5.4. No caso em que $R=0,035 \Omega/m$, não é observado um crescimento no campo elétrico após a ocorrência do pico inicial, sendo mantido um valor praticamente constante, em torno de 65 V/m , durante todo o tempo de observação (ver Figura 5.6-b). Vale notar que, nos campos eletromagnéticos calculados em distâncias de 5 km e 100 km a partir do ponto de incidência da descarga, quanto maior for o valor assumido para a resistência do canal, menor é o valor de pico apresentado. Esse fenômeno está relacionado à redução na amplitude e à maior dispersão observada na corrente de retorno na presença de perdas elevadas no canal, que implicam uma redução nas parcelas de indução e radiada do campo eletromagnético associado. Nos campos elétricos calculados em $r=50$ m (ver Figura 5.6-a), tal fenômeno não ocorre, pois prevalece a parcela eletrostática do campo. Nesse caso, quanto maior for a resistência do canal, maior é a carga transferida para a terra à medida que a corrente de retorno se propaga em direção à nuvem, o que leva a uma amplificação do campo elétrico próximo devido à presença sustentada de cargas na base do canal. Esse fenômeno é idêntico ao observado nos campos gerados pelo modelo MTLE.

Nos campos eletromagnéticos apresentados na Figura 5.6, além de serem considerados valores constantes para a resistência e para o envelope de corona que envolve o núcleo do canal, assumiu-se uma distribuição uniforme para ambos. Sabe-se, no entanto, que a resistência tende a apresentar valores crescentes com a altura, o que se deve, entre outros fatores, ao resfriamento da porção superior do canal durante o processo de formação do *stepped-leader*, no caso de primeiras descargas de retorno, e do *dart-leader*, no caso de descargas subseqüentes (BOROVSKI, 1995). De forma a analisar a condição em que o canal de descarga conta com uma distribuição não-uniforme de parâmetros, fora aquela inerente à variação espacial da indutância e da capacitância por unidade de comprimento, o modelo DNUTL foi empregado no cálculo de campos eletromagnéticos assumindo-se a variação espacial da resistência do canal. Optou-se por desprezar a variação do raio do envelope de corona com a altura com o objetivo simplificar as análises realizadas e também por falta de referências que

pudessem indicar um perfil considerado típico para tal variação. No caso da resistência, embora tampouco se tenha um conhecimento detalhado a respeito de seu comportamento em função da altura, alguns trabalhos ao menos indicam faixas de valores que podem ser considerados representativos (BOROVSKI, 1995; RAKOV, 1998; THEETHAYI, 2005). Dessa forma, sabendo que a resistência do canal de descarga tende a crescer à medida que o observador se afasta do solo e também que seus valores podem atingir até algumas dezenas de Ω/m , conforme indicado em (THEETHAYI, 2005), formulou-se a seguinte expressão para representá-la

$$R_{k,i} = R \cdot \left[1 + p \exp\left(-\frac{2H_{trans}}{H}\right) \right] \quad (5.5)$$

onde $R_{k,i}$ é a resistência por unidade de comprimento em cada segmento k do canal de descarga simulado no modelo DNUTL, R é a resistência assumida na base do canal, p é um fator adimensional, H_{trans} é a altura, em metros, a partir da qual a resistência do canal deixa de crescer com derivada crescente e passa a crescer com derivada decrescente e H é a altura do segmento k em relação ao solo. A Figura 5.7 ilustra o emprego de (5.5), assumindo $H_{trans}=5000$ m, $R=3,5 \Omega/m$ e um canal de descarga com 14 km de altura, sendo variado o valor de p .

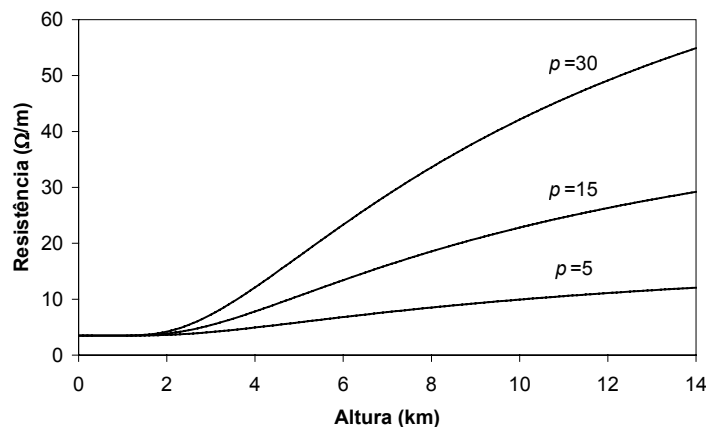


Figura 5.7 – Variação da resistência canal de descarga com a altura de acordo com a equação 5.5, com $R=3,5 \Omega/m$, $H_{trans}=5000$ m e p variável .

Note que a Equação (5.5) foi elaborada empiricamente após análises de sensibilidade que visaram obter curvas de resistência em função da altura com variação suave e com valores contidos dentro de limites considerados razoáveis para tal

parâmetro. É importante frisar, com isso, que todas as análises derivadas de (5.5) trazem consigo o fato de essa formulação ser apenas uma dentre as inúmeras aproximações possíveis para a distribuição não-uniforme da resistência do canal. Em (THEETHAYI, 2004), por exemplo, foi assumida uma variação linear da resistência com a altura. Em (BABA, 2004), foi apresentada uma função de atenuação que sugere um crescimento exponencial da resistência à medida que o observador se afasta do solo.

Na Figura 5.8, estão ilustrados campos eletromagnéticos calculados com o modelo DNUTL em três diferentes distâncias, sendo assumido um envelope de corona constante, com raio de 2 m, e $R=3,5 \Omega/m$ ou $0,035 \Omega/m$ na base do canal. A distribuição espacial da resistência foi obtida com o emprego (5.5), com $H_{trans}=5000$ m e os mesmos valores de p utilizados na obtenção das curvas da Figura 5.7 ($p=0, 5$ e 15). Vale notar que, no caso em que $p=0$, a resistência do canal é uniformemente distribuída, possuindo em qualquer altura valor idêntico ao arbitrado para a sua base. Nesse caso específico, as curvas ilustradas na Figura 5.8 são iguais às aquelas já apresentadas na Figura 5.6, tendo sido incluídas apenas com a finalidade de facilitar comparações com os casos que assumem a simulação do canal de descarga com uma resistência não uniformemente distribuída.

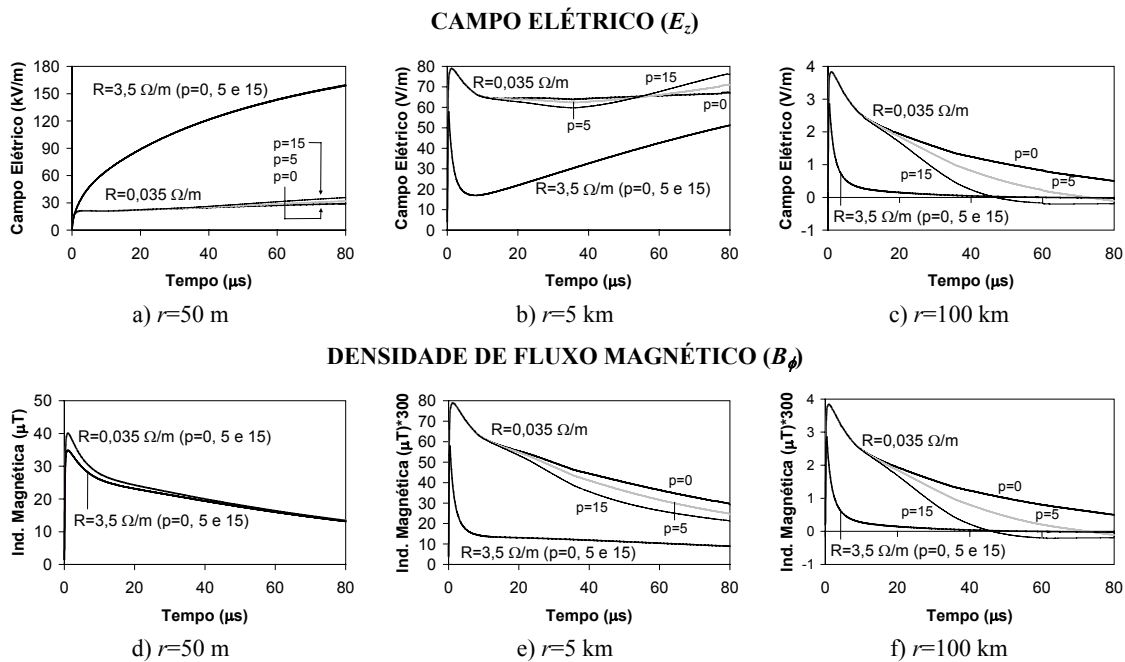


Figura 5.8 – Campos eletromagnéticos calculados com o modelo DNUTL, considerando um canal de descarga com parâmetros constantes, com envelope de corona de 2 m e resistência crescente com a altura.

Analisando as curvas apresentadas na Figura 5.8, percebe-se que, se $R=3,5 \Omega/m$, os campos eletromagnéticos calculados não dependem do valor escolhido para a variável p . Em outras palavras, pode-se dizer que a consideração ou não de uma distribuição não-uniforme da resistência em função da altura não é capaz de alterar os campos eletromagnéticos calculados se a resistência na base do canal possuir valor elevado, ao menos para os valores e condições aqui assumidos. Isso ocorre porque, para um valor elevado de resistência, a corrente de retorno sofre um significativo processo de atenuação e distorção à medida que se propaga ao longo do canal, mesmo com uma distribuição uniforme desse parâmetro. Assim, se uma distribuição não-uniforme é considerada, o crescimento progressivo da resistência com a altura não é capaz de afetar a corrente de forma pronunciada, pois esta de qualquer forma atingiria pontos mais elevados do canal de descarga com amplitude bastante reduzida e forma de onda severamente modificada.

Se, por outro lado, um valor reduzido de resistência for arbitrado à base do canal de descarga, a consideração de uma distribuição não-uniforme desse parâmetro com a altura é capaz de alterar de forma significativa o perfil dos campos eletromagnéticos calculados, conforme ilustrado na Figura 5.8 para $R=0,035 \Omega/m$. Essa alteração ocorre de forma mais pronunciada nos campos calculados em $r=100$ km, que recebem contribuições oriundas de porções mais elevadas do canal de descarga, e de forma menos intensa nos campos calculados em $r=50$ m, que têm como principal fonte a porção inferior do canal. Analisando a Figura 5.8-c, que apresenta campos elétricos calculados em $r=100$ km, percebe-se que o efeito da não-uniformidade da resistência do canal nas curvas obtidas tem início a partir de aproximadamente $10 \mu s$. Se $p=0$, isto é, se a resistência é uniformemente distribuída, o campo elétrico não apresenta cruzamento por zero porque a atenuação no topo do canal não se manifesta de forma suficientemente intensa. Por outro lado, se $p=5$ ou $p=15$, a atenuação adicional que ocorre na porção superior do canal determina o cruzamento por zero nas formas de onda do campo elétrico em $73 \mu s$ e $47 \mu s$, respectivamente. Esse comportamento é muito interessante, pois permite associar o cruzamento por zero presente em campos eletromagnéticos medidos em pontos distantes ao fato de um canal de descarga real apresentar valores de resistência mais elevados em pontos próximos à nuvem.

Nas curvas de densidade de fluxo magnético calculadas em $r=5$ km (Figura 5.8-e), é observada uma gradual redução no valor instantâneo de B_ϕ pouco após a ocorrência do pico inicial. Essa redução é tanto maior quanto maior for o valor de p . No caso dos campos elétricos calculados em $r=5$ km, ilustrados na Figura 5.8-b, a distribuição não uniforme da resistência do canal leva à formação de uma rampa crescente cuja inclinação tende a ser mais acentuada no caso de valores elevados de p . Tendo em vista o fato de que campos elétricos medidos em tal distância tendem a apresentar uma rampa crescente em instantes que sucedem a ocorrência do pico inicial (LIN, 1979), pode-se dizer que a inclusão da variação não-uniforme da resistência do canal com a altura torna os campos calculados mais próximos aos padrões normalmente adotados como referência para sua aferição.

Em pontos mais próximos do canal de descarga, uma influência mais moderada da distribuição não-uniforme da resistência é verificada nos campos eletromagnéticos calculados. Isso fica evidenciado na Figura 5.8-d, em que a densidade de fluxo magnético predita pelo modelo DNUTL mostra-se independente do valor escolhido para p . No caso do campo elétrico, percebe-se um ligeiro e gradual crescimento na porção final das formas de onda apresentadas se maiores valores são arbitrados para p (Figura 5.8-a). Esse crescimento está associado a um aumento na parcela eletrostática dos campos calculados, que pode ser atribuído à maior atenuação que ocorre na porção superior do canal de descarga.

5.4.3. Canal de Descarga Com Envelope de Corona Constante e Resistência Variável no Tempo

No presente item, é avaliada a influência de se considerar a variação temporal da resistência do canal de descarga nos campos eletromagnéticos calculados pelo modelo DNUTL. Para isso, assumiu-se um envelope de corona com raio constante e igual a 2 m e a variação da resistência de um valor inicial $R_{k,i}=3,5 \Omega/\text{m}$, uniformemente distribuído, para um valor final $R_{k,f}=0,035 \Omega/\text{m}$, duas ordens de grandeza menor. Conforme já discutido na seção anterior, os valores escolhidos para $R_{k,i}$ e $R_{k,f}$ representam, respectivamente, valores típicos para a resistência do canal formado pelo *dart-leader* e

para a resistência final do canal na fase de corrente de retorno, segundo Rakov (1998). Três diferentes tempos de decaimento foram considerados, dados por $\Delta t_R=5 \mu s$, $10 \mu s$ e $20 \mu s$. Os campos eletromagnéticos obtidos com a simulação das condições acima descritas encontram-se ilustrados na Figura 5.9. De forma a facilitar comparações e análises, foram incluídos nesta figura campos calculados na condição de resistência do canal constante, com $R=3,5 \Omega/m$ e $R=0,035 \Omega/m$.

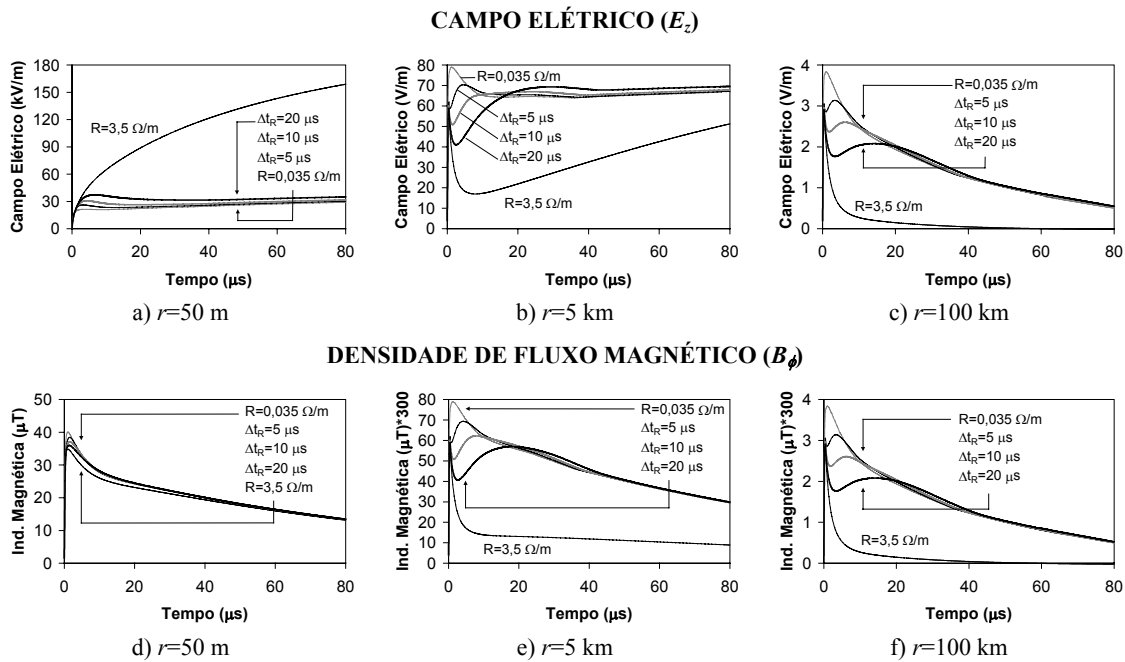


Figura 5.9 – Campos eletromagnéticos calculados com o modelo DNUTL, considerando um envelope de corona constante com raio de 2 m e resistência variável no tempo, com $R_{k,i}=3,5 \Omega/m$ (uniformemente distribuída), $R_{k,f}=0,035 \Omega/m$ e diferentes tempos de decaimento.

Analisando a Figura 5.9, percebe-se que, em quaisquer das distâncias avaliadas, os campos eletromagnéticos calculados apresentam comportamento similar aos campos calculados com resistência constante e elevada ($R=3,5 \Omega/m$) nos primeiros microssegundos, gradualmente tendendo às curvas calculadas com resistência constante e reduzida ($R=0,035 \Omega/m$). Esse comportamento é condizente com as análises de sensibilidade apresentadas no capítulo anterior, em que foi investigada a influência da variação temporal da resistência do canal na distribuição espacial e temporal da corrente de retorno. Se um tempo de transição relativamente curto for escolhido, como $\Delta t_R=5 \mu s$, os campos calculados transitam de forma mais rápida entre os limites dados pelas curvas obtidas com $R=3,5 \Omega/m$ e $R=0,035 \Omega/m$ constantes. Por exemplo, em $r=100 \text{ km}$ (ver Figura 5.9-c), o campo elétrico calculado com $\Delta t_R=5 \mu s$ apresenta perfil muito

similar àquele associado ao campo calculado com $R=0,035 \Omega/m$, possuindo, no entanto, um pico mais lento e com menor amplitude. Se uma variação menos abrupta é assumida, como no caso em que $\Delta t_R=20 \mu s$, o pico inicial apresentado é idêntico àquele observado no caso $R=3,5 \Omega/m$ constante. Nos instantes que sucedem o pico, uma lenta transição ocorre para o limite determinado pela curva calculada com $R=0,035 \Omega/m$ constante.

É interessante notar que, no caso $r=100$ km ilustrado nas Figuras 5.9-c e 5.9-f, os campos eletromagnéticos calculados não apresentam cruzamento por zero, pois a atenuação à qual a corrente de retorno é submetida não é suficientemente intensa. Isso ocorre porque o canal se comporta como um meio com perdas reduzidas durante a maior parte do processo avaliado. Esse fato sugere a necessidade de adoção de uma distribuição não-uniforme da resistência inicial ao longo do canal de descarga, pois, nesse caso, conforme indicado na Figura 5.8, mesmo se um valor de resistência relativamente baixo for assumido na base do canal, o cruzamento por zero nos campos distantes é assegurado.

5.4.4. Canal de Descarga Com Envelope de Corona Variável e Resistência Constante

Nas seções anteriores, o modelo DNUTL foi empregado no cálculo de campos eletromagnéticos considerando diferentes condições para a variação temporal e espacial da resistência do canal de descarga, tendo sido assumido, em todos os casos, um envelope de corona com raio constante. Na presente seção, são apresentadas análises em que o canal descarga possui uma resistência constante e uniformemente distribuída, sendo permitida a variação temporal do envelope de corona que o envolve. Nessas análises, foi considerado um envelope de corona com raios inicial e final de 2 m e 0,01 m, respectivamente. O raio de 0,01 m também foi atribuído ao núcleo do canal. Conforme descrito no capítulo anterior, a contração do envelope de corona que envolve o núcleo do canal simulado é feita, no modelo DNUTL, com o decaimento dos valores de capacitância atribuídos a cada um dos segmentos que o constitui. De forma a verificar o impacto da variação temporal da capacitância do canal nos campos

eletromagnéticos calculados, foram realizadas simulações considerando três diferentes valores para Δt_c (5 μs , 10 μs e 20 μs), sendo assumida uma resistência constante e igual a 3,5 Ω/m . Os resultados obtidos encontram-se ilustrados na Figura 5.10, juntamente com curvas de referência calculadas na condição de um envelope de corona com raio constante e igual a 2 m, com $R=3,5 \Omega/\text{m}$.

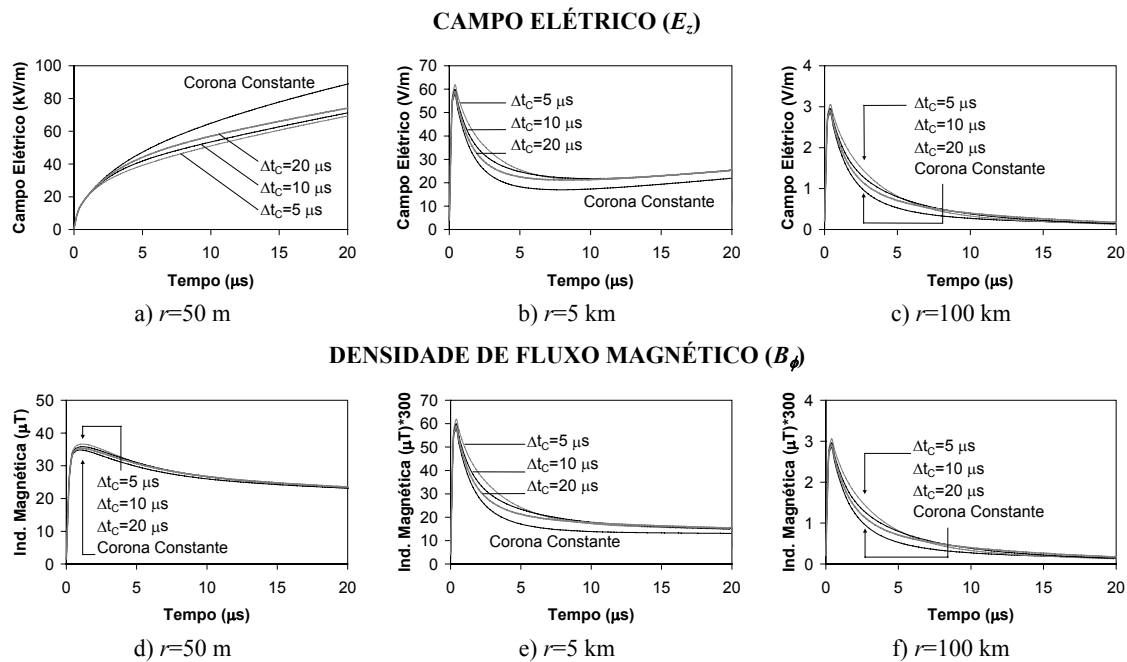


Figura 5.10 – Campos eletromagnéticos calculados com o modelo DNUTL, considerando um canal de descarga com envelope de corona com raio inicial de 2 m e diferentes tempos de decaimento (Δt_c), com resistência do canal constante e uniformemente distribuída (3,5 Ω/m).

Analisando as curvas apresentadas na Figura 5.10, percebe-se que o efeito da variação temporal da capacitância do canal tende a ser mais moderado nos campos eletromagnéticos calculados do que o efeito da variação temporal da resistência, discutido no item anterior. No caso dos campos distantes, calculados em $r=100 \text{ km}$, e dos campos intermediários, calculados em $r=5 \text{ km}$, a adoção de tempos de decaimento mais rápidos leva a campos com maiores valores de pico. Esse fato fica mais claro se forem comparados os campos elétricos ilustrados na Figura 5.10-c para $\Delta t_c=5 \mu\text{s}$ e $\Delta t_c=20 \mu\text{s}$. No primeiro caso, observa-se um valor de pico em torno de 3,05 V/m, enquanto no segundo é verificado um valor igual a 2,90 V/m. Essa diferença pode ser atribuída ao fato de a cauda da corrente de retorno viajar mais rapidamente do que a frente de onda se a variação dinâmica da capacitância do canal é considerada. Como resultado desse fenômeno, é verificada uma distorção nas formas de onda de corrente

calculadas em diversas alturas, que se manifesta na forma de uma amplificação em seus valores de pico e também por meio de um acréscimo em sua taxa de crescimento. Com isso, as parcelas radiada e de indução do campo eletromagnético tendem a ser enfatizadas.

No caso do campo elétrico próximo (ver Figura 5.10-a), um fenômeno distinto pode ser observado. Nesse caso específico, a consideração da variação dinâmica da capacitância do canal leva a valores de campo menores do que os observados se tal variação não é considerada. Além disso, quanto mais rápida for a variação entre os estágios que consideram o canal com e sem envelope de corona, menores são os valores encontrados na cauda das curvas de campo elétrico apresentadas. Esse fenômeno se deve ao fato de a principal contribuição para o campo elétrico próximo vir da parcela eletrostática do campo, que depende da carga depositada no canal. Com uma variação rápida arbitrada à capacitância do canal, como no caso em que $\Delta t_c = 5 \mu s$, dois fenômenos ocorrem. Primeiramente, uma maior parcela da corrente de retorno em diversas alturas passa a viajar com velocidades tendendo à velocidade da luz em tempos mais curtos, o que reduz o tempo de exposição do ponto de observação às cargas contidas no canal e transferidas para a terra. Em segundo lugar, componentes de alta frequência que seriam fortemente atenuadas na presença de um canal com efeito corona tendem a ser menos afetadas ao se propagarem em um canal sem efeito corona. Com isso, havendo uma transição rápida entre os estágios inicial e final do canal de descarga simulado, a atenuação dessas componentes tende a se manifestar de forma menos intensa, levando a uma redução aparente na densidade de cargas removidas do canal para a terra. Como efeito, a componente eletrostática do campo elétrico tende a apresentar valores mais reduzidos, contribuindo para campos elétricos menos intensos na região próxima ao canal de descarga.

5.4.5. Canal de Descarga Com Envelope de Corona e Resistência Variáveis

Em todas as investigações realizadas nos itens anteriores, foi considerada ora a variação temporal da resistência do canal de descarga, ora a variação temporal do raio

do envelope de corona que envolve o núcleo do canal. Na presente seção, são calculados campos eletromagnéticos considerando a variação simultânea de ambos os parâmetros. Para isso, foram realizadas análises envolvendo diversos tempos de decaimento para a resistência do canal e para sua capacitância, sendo assumida uma distribuição uniforme para a resistência inicial do canal. De forma a reduzir o volume de resultados ilustrados e também simplificar a sua análise, decidiu-se por apresentar casos específicos em que foram avaliados tempos de decaimento de 10 μs e 30 μs para resistência do canal, descritos pelo parâmetro Δt_R , e tempos de decaimento de 5 μs e 20 μs para a capacitância do canal, referentes ao parâmetro Δt_C . A Figura 5.11 ilustra os resultados obtidos.

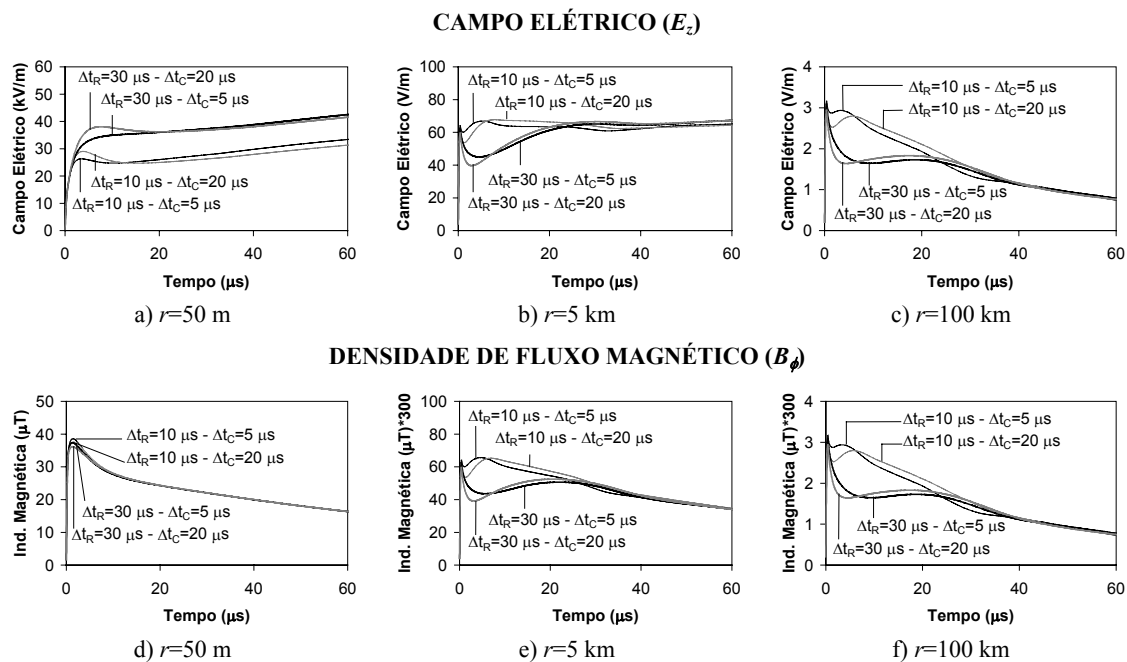


Figura 5.11 – Campos eletromagnéticos calculados com o modelo DNUTL, considerando um canal de descarga com envelope de corona com raio inicial de 2 m e diferentes tempos de decaimento ($\Delta t_C=5$ μs ou 20 μs), e uma resistência do canal variável, com valor inicial uniformemente distribuído ($R_{k,i}=3,5$ Ω/m e $R_{k,f}=0,01R_{k,i}$) e diferentes tempos de decaimento ($\Delta t_R=10$ μs ou 30 μs).

Analisando a Figura 5.11, percebe-se que o perfil das formas de onda apresentadas é muito similar àquele ilustrado na Figura 5.9, que leva em conta apenas a variação temporal da resistência do canal de descarga. Esse fato é muito importante, pois consolida a idéia de a resistência ser um parâmetro predominante na determinação das formas de onda de campo eletromagnético calculadas pelo modelo DNUTL. No entanto, não pode ser desprezada a influência da variação dinâmica da capacitância do

canal nessas formas de onda, pois, conforme ilustrado na Figura 5.11, esse parâmetro tende a adequar as formas de onda calculadas aos padrões tipicamente observados em campos eletromagnéticos gerados por descargas reais. Por exemplo, se uma lenta variação da capacitância for assumida (casos envolvendo $\Delta t_C=20 \mu s$ na Figura 5.11-a) ou mesmo se essa variação não for considerada (ver Figura 5.9-a), os campos elétricos calculados a uma distância de 50 m em relação à base do canal de descarga tendem a apresentar uma ondulação em seus primeiros microsegundos, caracterizando um pico que não é normalmente observado em campos gerados por descargas atmosféricas (RAKOV, 2001a). Se, no entanto, uma variação rápida da capacitância for considerada, esse pico é atenuado, como no caso que considera $\Delta t_R=10 \mu s$ e $\Delta t_C=5 \mu s$ na Figura 5.11-a, ou eliminado, como ilustrado nessa mesma figura nos casos $\Delta t_R=30 \mu s$ e $\Delta t_C=5 \mu s$.

Nos campos calculados nas demais distâncias, a influência da variação temporal da capacitância do canal se manifesta de forma similar à verificada na Figura 5.10, principalmente na amplificação dos picos iniciais observados em $r=5 \text{ km}$ e $r=100 \text{ km}$. Nota-se também que a consideração de uma variação simultânea da capacitância e da resistência do canal não é capaz de provocar um cruzamento por zero na cauda dos campos eletromagnéticos calculados em $r=100 \text{ km}$, ao menos para os parâmetros aqui considerados. Esse cruzamento por zero só seria caracterizado de forma plena se fosse assumida uma distribuição não-uniforme da resistência inicial do canal de descarga, conforme discutido nos itens anteriores e apresentado na Figura 5.8, ou se tempos de decaimento não uniformemente distribuídos fossem atribuídos à resistência do canal.

5.4.6. Comparação dos Campos Gerados pelo Modelo DNUTL com os Padrões Adotados na Literatura

Nas diversas análises realizadas ao longo deste capítulo, identificou-se o impacto da variação temporal dos parâmetros do canal de descarga na forma de onda dos campos eletromagnéticos calculados com o modelo DNUTL. Na presente seção, apresenta-se um caso específico em que os campos preditos por esse modelo reproduzem integralmente as cinco características normalmente observadas em campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas (ver Tabela 5.1). Na simulação

desse caso, cujos resultados se encontram ilustrados na Figura 5.12, foram adotados um envelope de corona inicial com raio de 2 m e raio final de 0,01 m, uma distribuição não-uniforme da resistência inicial do canal, dada por (5.5), com $R=3,5 \Omega/m$, $H_{trans}=5000$ m, $p=15$ e $R_{kf}=0,01R_{ki}$, e tempos de decaimento dados por $\Delta t_C=5 \mu s$ e $\Delta t_R=20 \mu s$ (VISACRO, 2005c). Adicionalmente, com finalidade ilustrativa, foram incluídos na Figura 5.12 campos eletromagnéticos calculados com os modelos TL e MTLE, assumindo $v_f=1,3 \times 10^8$ m/s em ambos e $\lambda=2000$ m no último (ver Tabela 5.2 para detalhes).

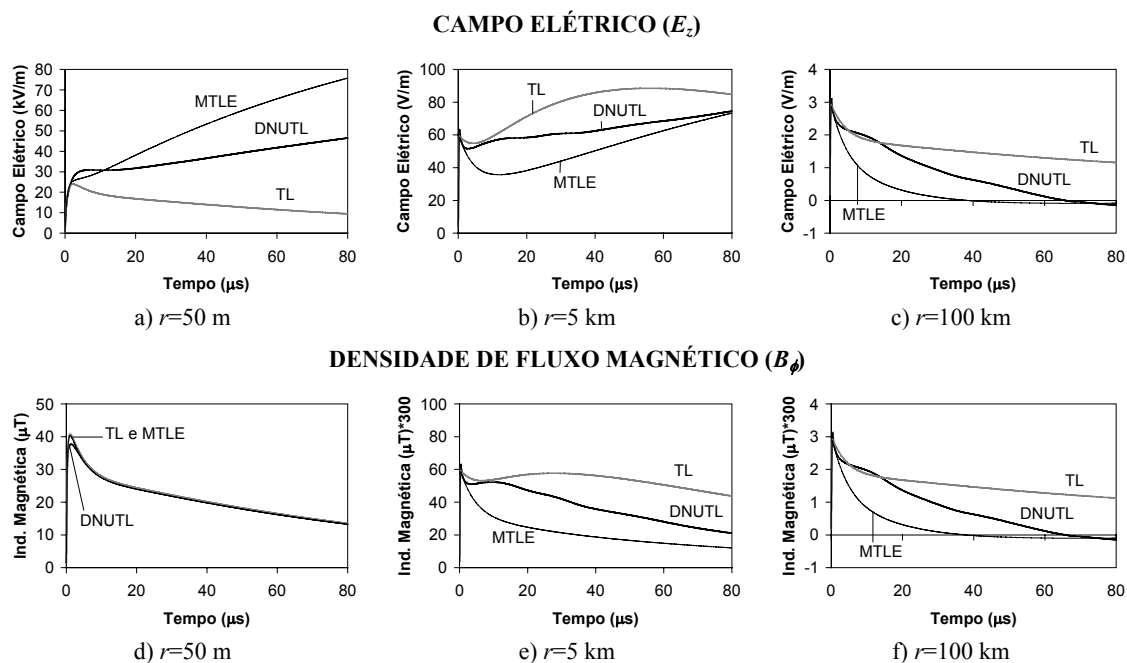


Figura 5.12 - Campos eletromagnéticos calculados com três diferentes modelos: (i) DNUTL, considerando um canal de descarga com envelope de corona com raio inicial de 2 m, $\Delta t_C=5 \mu s$, resistência do canal com valor inicial não-uniformemente distribuído ($R=3,5 \Omega/m$, $H_{trans}=5$ km e $p=15$) e $\Delta t_R=20 \mu s$; (ii) MTLE, com $v_f=1,3 \times 10^8$ m/s e $\lambda=2000$ m; (iii) TL, com $v_f=1,3 \times 10^8$ m/s.

Analisando a Figura 5.12, confirma-se que, para o conjunto de parâmetros adotado, os campos eletromagnéticos calculados com o modelo DNUTL satisfazem a todas as características descritas na Tabela 5.1, se assemelhando razoavelmente às ilustrações apresentadas nas Figuras 5.1 e 5.2. Vale frisar que diferentes combinações de parâmetros também podem levar à reprodução das características descritas na Tabela 5.1, conforme indicado em (DE CONTI, 2006b), desde que sejam adotados tempos de decaimento mais curtos para a capacitância do que para a resistência do canal e também uma distribuição não-uniforme desse último parâmetro com a altura. Note que a

necessidade de se arbitrar um tempo de decaimento mais longo para a resistência do que para a capacitância do canal é condicionada ao emprego dos parâmetros Δt_C e Δt_R , aos quais, no caso dos campos ilustrados na Figura 5.12, foram atribuídos valores de 5 μs e 20 μs , respectivamente. É importante lembrar, no entanto, que a diferença observada nesses valores é aparente. Isso ocorre porque, enquanto a resistência do canal decai duas ordens de grandeza entre seus valores inicial e final, isto é, cem vezes, a capacitância do canal de descarga decai apenas duas vezes, em média. Assim, definindo δ como o tempo necessário para que determinado parâmetro seja reduzido exponencialmente a 37% de seu valor inicial, a consideração de $\Delta t_R=20 \mu\text{s}$ levaria a $\delta_R=2,8 \mu\text{s}$, enquanto $\Delta t_C=5 \mu\text{s}$ levaria a $\delta_C=2,2 \mu\text{s}$. Logo, pode-se considerar que, no caso ilustrado na Figura 5.12, os tempos de decaimento arbitrados à resistência e à capacitância do canal de descarga no modelo DNUTL situam-se em uma mesma ordem de grandeza. Supondo, como Rakov (1998), que uma variação temporal mais intensa da capacitância e da resistência do canal ocorra em tempos que sejam comparáveis ao tempo de frente da corrente de retorno, e sabendo que, nas condições referentes às simulações apresentadas na Figura 5.12, o tempo de frente da corrente que se propaga ao longo do canal varia de 0,6 μs na base a aproximadamente 5 μs em uma altura de 1000 m (DE CONTI, 2006b), pode-se considerar que os valores arbitrados a Δt_C e a Δt_R correspondam aproximadamente à média dos tempos de frente associados à corrente de retorno na porção inferior do canal de descarga. Essa inferência, embora simplificada, dá uma maior sustentação física à escolha dos valores atribuídos a Δt_C e Δt_R nas simulações apresentadas na Figura 5.12, também sugerindo a possibilidade de se considerar tempos de decaimento crescentes com a altura na representação do canal de descarga no modelo DNUTL, hipótese que foi investigada (DE CONTI, 2006b).

Comparando os campos preditos pelos modelos DNUTL, TL e MTLE, apresentados na Figura 5.12, destaca-se o fato de os modelos TL e MTLE não serem capazes de reproduzir todos os padrões normalmente observados em campos gerados por descargas atmosféricas. Por exemplo, quando analisado o campo elétrico próximo, ilustrado na Figura 5.12-a, percebe-se a ausência de um aplainamento nas curvas apresentadas, havendo, no caso do modelo MTLE, um contínuo e acentuado crescimento de E_z até que se atinja aproximadamente 75 kV/m em $t=80 \mu\text{s}$, e, no caso do modelo TL, um contínuo decaimento após a ocorrência de um pico inicial de

aproximadamente 25 kV/m. No modelo DNUTL, ao contrário, percebe-se a ocorrência de um perfil de campo elétrico plano até aproximadamente $t=20 \mu\text{s}$, com valor em torno de 31 kV/m, seguido de um suave crescimento até que se atinja 46 kV/m em $t=80 \mu\text{s}$. A ocorrência desse perfil plano, que reproduz a assinatura de campos elétricos gerados por descargas atmosféricas na região próxima ao ponto de incidência (ver Tabela 5.1), sugere que o modelo DNUTL é capaz de levar a resultados mais consistentes no cálculo de tensões induzidas em linhas aéreas do que os demais modelos avaliados.

Estendendo as comparações aos campos eletromagnéticos calculados em $r=5 \text{ km}$, nota-se a ausência de uma rampa continuamente crescente após a ocorrência do pico inicial no campo elétrico calculado com o modelo TL, característica presente em campos elétricos gerados por descargas atmosféricas e nos campos preditos pelos modelos MTLE e DNUTL (Figura 5.12-b). Por outro lado, o modelo MTLE falha ao não gerar uma saliência após a ocorrência do pico inicial na forma de onda da densidade de fluxo magnético calculada em $r=5 \text{ km}$, característica que é satisfatoriamente reproduzida pelos modelos TL e DNUTL (Figura 5.12-e). Finalmente, ao serem analisados os campos calculados na região distante ($r=100 \text{ km}$), nota-se que apenas os modelos DNUTL e MTLE são capazes de levar à ocorrência de um cruzamento por zero na cauda das curvas apresentadas, característica não observada nos campos preditos pelo modelo TL (Figuras 5.12-c e 5.12-f), porém presente em campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas. Essas comparações consolidam a idéia de que o modelo DNUTL pode ser utilizado satisfatoriamente no cálculo de campos eletromagnéticos em qualquer distância com relação ao ponto de incidência da descarga, o que reforça a relevância desse modelo como ferramenta para o estudo dos efeitos de descargas atmosféricas em sistemas elétricos.

5.5 Considerações Finais

Com base nas análises realizadas ao longo deste capítulo, pode-se resumir a influência da variação temporal e espacial dos parâmetros do canal nos campos eletromagnéticos gerados pelo modelo DNUTL da seguinte forma: (i) Para se obter um cruzamento por zero na cauda dos campos calculados na região distante, é fundamental a consideração de uma distribuição não-uniforme da resistência inicial do canal de

descarga, sendo necessários maiores valores de resistência à medida que se afasta do solo; (ii) A variação temporal da resistência do canal provoca uma saliência logo após o instante de ocorrência do pico inicial dos campos eletromagnéticos calculados nas regiões distante ($r=100$ km) e intermediária ($r=5$ km), caso o tempo de decaimento dado por Δt_R seja relativamente maior do que o tempo de frente da onda de corrente injetada na base do canal. Caso contrário, essa saliência tende a se fundir com o pico inicial dos campos, gerando um pico de longa duração que não condiz com aquele normalmente observado em campos gerados por descargas atmosféricas. No campo elétrico próximo, independentemente do valor arbitrado para Δt_R , a inclusão da variação temporal da resistência do canal gera uma saliência nos instantes iniciais que tampouco pode ser considerada típica de campos gerados por descargas atmosféricas; (iii) A variação temporal da capacitância, se for relativamente mais rápida do que a variação temporal da resistência ($\Delta t_C < \Delta t_R$), tende a corrigir a saliência provocada no campo elétrico próximo pelo efeito da variação temporal da resistência do canal, tornando o seu perfil mais aplainado. Além disso, contribui para com a definição de um pico inicial mais agudo no caso dos campos distantes e intermediários.

Finalmente, pode-se dizer que os resultados apresentados no item 5.4.6 validam o modelo DNUTL e habilitam sua utilização em aplicações que envolvem o cálculo de campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas, em qualquer distância em relação ao canal de descarga e em qualquer tempo de análise. Esse fato coloca o modelo DNUTL em vantagem com relação a outros modelos de corrente de retorno normalmente utilizados na literatura, como o TL e o MTLE, cujos campos eletromagnéticos associados não satisfazem a todos os padrões normalmente observados em campos gerados por descargas atmosféricas. Além disso, ao incluir a variação espacial e temporal dos parâmetros do canal de descarga, o modelo DNUTL incorpora de forma simplificada aspectos que podem ser considerados representativos dos processos físicos inerentes à evolução da corrente de retorno. Esse fato e a reprodução de características normalmente observadas em campos gerados por descargas atmosféricas sugerem que o modelo desenvolvido pode vir a se tornar uma importante ferramenta para o estudo dos mecanismos de interação entre as descargas atmosféricas e os sistemas elétricos.

6 Tensões Induzidas por Descargas Atmosféricas: Abordagem por Parâmetros Distribuídos

6.1 Introdução

Dentre os efeitos gerados por descargas atmosféricas em redes de distribuição de média e baixa tensão, tensões induzidas por descargas indiretas merecem grande destaque graças à sua alta frequência de ocorrência, ainda que sua severidade seja menor do que a associada a descargas diretas.

O cálculo de tensões induzidas é normalmente feito seguindo duas diferentes abordagens. Em uma delas, são utilizados modelos que partem da solução numérica das Equações de Maxwell no domínio da frequência e que permitem a consideração de condutores com orientação espacial arbitrária (POKHAREL, 2003, SILVEIRA, 2006). Em geral, refere-se à tal abordagem como sendo uma abordagem eletromagnética. A segunda abordagem refere-se à utilização de modelos por parâmetros distribuídos, no

domínio do tempo. Nessa abordagem, que é empregada no presente texto, o cálculo das tensões induzidas por descargas atmosféricas compreende (i) a modelagem da propagação da corrente de retorno ao longo do canal de descarga, (ii) o cálculo dos campos eletromagnéticos associados e (iii) a avaliação da interação desses campos com linhas aéreas localizadas no entorno do ponto de incidência da descarga.

A primeira etapa acima refere-se à obtenção da distribuição espacial e temporal da corrente de retorno, podendo ser utilizados, para tal, modelos de engenharia como o TL e o MTLE (NUCCI, 1990), modelos eletromagnéticos como o HEM (VISACRO, 2004a, 2004d) e o NEC-2 (POKHAREL, 2003) e modelos por parâmetros distribuídos como o DNUTL, apresentado no Capítulo 4. Uma vez obtida a distribuição de correntes ao longo do canal de descarga, é possível calcular os campos eletromagnéticos em sua vizinhança seguindo a metodologia descrita no Capítulo 5. Nessa etapa, são relevantes para os cálculos as características elétricas do solo, a orografia da região e a presença de obstáculos. Se o solo for representado como um plano condutor perfeito, a teoria de imagens pode ser diretamente utilizada na obtenção dos campos eletromagnéticos nos pontos de interesse. Se ao solo for atribuída uma resistividade não nula, no entanto, o cálculo dos campos tende a se tornar bem mais complexo (RACHIDI, 1996, 1999; COORAY, 2002, HOIDALEN, 2003).

A influência dos campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas em linhas aéreas pode ser estimada com a utilização de diferentes modelos de acoplamento (RUSCK, 1957; TAYLOR, 1965; CHOWDHURI, 1967; PAUL, 1976; AGRAWAL, 1980). Todos esses modelos assumem o modo de propagação TEM para as ondas de tensão e corrente induzidas na linha, o que restringe sua aplicação ao caso de condutores horizontais e paralelos ao plano do solo. Esse não é o caso dos modelos HEM (VISACRO, 2005a) e NEC-2 (POKHAREL, 2003). Tais modelos, por partirem da solução numérica das Equações de Maxwell, permitem a consideração de condutores com orientação espacial arbitrária no cálculo de tensões induzidas.

Influenciam no cálculo de tensões induzidas, além das características do solo, do relevo e do modelo de corrente de retorno utilizado, a configuração física da linha (altura, número de condutores, proximidade entre condutores, etc.) e a existência de

pontos de descontinuidade (aterramentos, ramificações, pára-raios, etc.). No caso de redes de distribuição, que possuem níveis de isolamento relativamente baixos, a ocorrência de disrupções também pode ser relevante no desenvolvimento de surtos associados a tensões induzidas por descargas atmosféricas. Esse fato, somado à presença disseminada de dispositivos supressores de surto, destaca a importância de serem utilizados métodos que sejam capazes de lidar com fenômenos não lineares na análise do desempenho de redes de distribuição frente a descargas atmosféricas. Embora modelos que utilizem o domínio da frequência sejam capazes de representar não-linearidades com a aplicação de métodos alternativos (SALARI, 2005), em geral prefere-se o uso de modelos baseados no domínio do tempo para realizar tal tarefa. Isto ocorre porque modelos no domínio do tempo permitem um tratamento relativamente simples e computacionalmente eficiente de não-linearidades, o que se torna particularmente conveniente especialmente se for levada em conta a grande complexidade inerente às redes de distribuição, em que a presença disseminada de ramificações, pára-raios, conexões de aterramento, cargas, transformadores e demais dispositivos é notável. No entanto, ao optar-se por modelos no domínio do tempo, uma dificuldade adicional é encontrada na representação de fenômenos físicos que apresentem variação com a frequência, como o comportamento do solo frente a correntes impulsivas (VISACRO, 1998, PORTELA, 2003). Sabendo que aterramentos de redes de distribuição apresentam, em geral, configurações relativamente compactas, efeitos de propagação como aqueles verificados em cabos contrapeso utilizados em aterramentos de linhas de transmissão tendem a ser pouco importantes (VISACRO, 1998). Com isso, torna-se possível a representação aproximada do comportamento do aterramento com a frequência com a associação de elementos capacitivos, indutivos e resistivos, o que pode ser implementado com facilidade em programas computacionais no domínio do tempo desde que se disponha de modelos eletromagnéticos suficientemente exatos para se utilizar como referência. Quanto ao efeito do solo nos campos gerados pela descarga e nas ondas de tensão que se propagam na linha, se adotada uma modelagem no domínio do tempo, é inevitável, no entanto, a presença de integrais de convolução, que são computacionalmente ineficientes. Apesar disso, com os recentes avanços em tecnologia computacional, o tempo de processamento necessário para a solução de tais integrais já pode ser considerado tolerável.

Tendo em vista o exposto, considera-se mais conveniente para os objetivos deste texto o desenvolvimento de modelos no domínio do tempo para o cálculo de tensões induzidas em sistemas de energia elétrica. Além disso, com base nas características tipicamente encontradas em redes de distribuição, é desejável que tais modelos possam ser integrados à plataforma ATP, pois, com isso, a simulação de eventos envolvendo um maior número de componentes pode ser feita com maior flexibilidade.

Nesse contexto, é apresentada na seção 6.2 uma revisão dos modelos de Taylor (1965) e Agrawal (1980), que permitem avaliar, seguindo uma abordagem por parâmetros distribuídos, o acoplamento entre campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas e linhas de transmissão aéreas. Em seguida, na seção 6.3, é apresentada a implementação computacional desses modelos no ATP. Finalmente, na seção 6.4, discute-se o efeito da variação dinâmica dos parâmetros do canal de descarga no cálculo de tensões induzidas, sendo feitas comparações entre resultados obtidos com o modelo DNUTL, apresentado no Capítulo 4, e modelos de corrente de retorno tradicionalmente utilizados na literatura, como o TL e o MTLE.

Embora se conheça a importância do efeito da resistividade do solo no cálculo de tensões induzidas, principalmente em função da influência desse parâmetro nos campos eletromagnéticos incidentes (RACHIDI, 1999), ao longo do presente capítulo são apresentados desenvolvimentos restritos à consideração do solo como um plano condutor perfeito. Em geral, tal aproximação tende a não ser muito problemática no caso de incidência frontal da descarga, especialmente em pontos relativamente próximos à linha, dependendo das características do sistema. No entanto, é importante frisar que tal aproximação deve ser vista com cautela, sendo fortemente recomendável, para uma melhor caracterização dos fenômenos associados às tensões induzidas em redes de distribuição, a futura inclusão do efeito do solo nos modelos aqui apresentados. Como atenuante, vale dizer que tais modelos podem ser adaptados de forma a permitir a inclusão de tal efeito.

6.2 O Modelo de Taylor/Agrawal

6.2.1. Aspectos Gerais

O modelo de Taylor (1965) foi proposto com a finalidade de equacionar a interação entre campos eletromagnéticos incidentes e linhas de transmissão formadas por dois condutores. Nos desenvolvimentos, foi assumido o modo TEM de propagação para as tensões e correntes induzidas na linha, o que pressupõe que os condutores da linha sejam paralelos entre si e que a distância transversal entre eles seja muito menor do que o menor comprimento de onda associado ao campo eletromagnético incidente. O modelo de Taylor é descrito pelas seguintes equações, assumindo uma linha de transmissão orientada segundo a coordenada cartesiana x e um campo eletromagnético incidente dado pelos vetores de campo elétrico $\vec{E}^i(x, y, z)$ e de campo magnético $\vec{H}^i(x, y, z)$:

$$\begin{aligned}\frac{dV(x)}{dx} + ZI(x) &= j\omega \int_0^h B_y^i(x, z) dz \\ \frac{dI(x)}{dx} + YV(x) &= -Y \int_0^h E_z^i(x, z) dz\end{aligned}\tag{6.1}$$

onde $\vec{B}^i(x, y, z) = \mu \vec{H}^i(x, y, z)$, sendo μ a permissividade magnética do meio. Na Equação (6.1), $\vec{B}_y^i(x, z)$ e $\vec{E}_z^i(x, z)$ correspondem, respectivamente, às componentes de $\vec{B}^i(x, y, z)$ e $\vec{E}^i(x, y, z)$ nas direções y e z , $V(x)$ e $I(x)$ são, respectivamente, tensão e corrente na coordenada x da linha, $Z = R + j\omega L$ é a impedância série da linha e $Y = j\omega C$ é sua admitância transversal, ambas calculadas em uma frequência angular ω . Finalmente, R , L e C são, respectivamente, resistência, indutância e capacitância da linha por unidade de comprimento.

No caso de sistemas aéreos de transmissão de energia elétrica, a formulação proposta por Taylor se restringe a linhas monofásicas com retorno pela terra, sendo a terra, neste caso, um dos condutores do sistema. Tendo em vista as particularidades do modelo proposto, as características elétricas do solo podem ser diretamente incluídas

nas análises, mesmo que este seja um meio de resistividade não nula, com parâmetros variáveis na frequência.

Nas equações (6.1), escritas no domínio da frequência, a perturbação gerada pelo campo eletromagnético incidente é incluída na formulação tradicional de linhas de transmissão via dois termos adicionais. Na primeira expressão em (6.1), é incorporado o campo magnético incidente na direção perpendicular ao plano formado pelos dois condutores da linha. Na segunda expressão em (6.1), é incluída uma parcela associada ao campo elétrico vertical incidente, contido no plano formado pelos dois condutores, porém orientado em direção perpendicular a ambos. Nas equações acima, $V(x)$ é a tensão total na linha, dada por:

$$V(x) = V^i(x) + V^s(x) = -\int_0^h E_z^i(x, z) dz + V^s(x) \quad (6.2)$$

onde $V^i(x)$ é a tensão indutora associada ao campo elétrico vertical incidente $E_z^i(x, z)$, calculado na ausência da linha, $V^s(x)$ é a tensão espalhada, ou distribuída (*'scattered'*), que representa a resposta da linha à excitação promovida pelos campos eletromagnéticos incidentes e h é a altura do condutor.

Em (AGRAWAL, 1980), foi proposta uma formulação no domínio do tempo para o cálculo de tensões induzidas em linhas aéreas com múltiplos condutores, solucionada com o emprego da técnica de diferenças finitas:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} [V_k^s(x)] + [R_{kj}] [I(x)] + [L_{kj}] \frac{\partial}{\partial t} [I_k(x)] &= [E_{xk}^i(x, h_k) - E_{x0}^i(x, h_0)] \\ \frac{\partial}{\partial x} [I_k(x)] + [C_{kj}] \frac{\partial}{\partial t} [V_k^s(x)] &= 0 \end{aligned} \quad (6.3)$$

$$V_k(x) = V_k^s(x) + V_k^i(x) = V_k^s(x) - \int_0^{h_k} E_{\xi_k}^i(\xi_k, x) d\xi_k$$

onde a definição das grandezas é similar àquela realizada em (6.1), a menos dos índices k e j , que são utilizados para mapear cada elemento nas matrizes de indutância, capacitância e resistência por unidade de comprimento e também nos vetores de tensão e corrente. Além disso, o índice 0 refere-se ao condutor de retorno.

Em (NUCCI, 1995), mostrou-se que as equações descritas pelo modelo de Agrawal (1980) são idênticas às originalmente propostas por Taylor (1965), diferindo apenas na forma em que os campos indutores são representados nas equações de acoplamento e pela formulação matricial no domínio do tempo. A identidade entre os modelos de Agrawal e de Taylor pode ser facilmente demonstrada, sem perda de generalidade, se forem desprezadas as perdas nos condutores e na terra, atendendo ao caso particular de uma linha monofásica com retorno pelo solo ideal. Seguindo tais premissas, pode-se rescrever as duas primeiras expressões em (6.3), passando-as para o domínio da frequência

$$\begin{aligned}\frac{dV^s(x)}{dx} + j\omega LI(x) &= E_x^i(x, h) \\ \frac{dI(x)}{dx} + j\omega CV^s(x) &= 0\end{aligned}\tag{6.4}$$

As equações acima também podem ser obtidas diretamente a partir do modelo de Taylor, bastando substituir (6.2) em (6.1) e aplicar a lei de Faraday no termo à direita da primeira expressão em (6.1), fazendo $R=0$. Dessa forma, pode-se afirmar que os modelos de Taylor e Agrawal descrevem o acoplamento entre campos eletromagnéticos incidentes e linhas de transmissão aéreas de forma equivalente. Por esse motivo, no presente texto ambos são tratados como o modelo de Taylor/Agrawal.

Nas expressões descritas em (6.4), a influência do campo externo na tensão espalhada é dada exclusivamente pela parcela de campo elétrico horizontal na direção do condutor, calculada na altura h sem que este esteja presente. Uma vez calculada a resposta da linha ao campo incidente, dada pela tensão espalhada, a tensão total pode ser obtida a partir de (6.2). No caso de uma linha com comprimento finito, de acordo com o modelo de Taylor/Agrawal, terminações podem ser incluídas nas análises ao se assumir que a tensão total na terminação seja dada pela corrente naquele ponto multiplicada pela impedância ali conectada. Assim, tomando como referência a linha monofásica ilustrada na Figura 6.1, pode-se escrever:

$$\begin{aligned}V(0) &= -Z_1 I(0) \\ V(d) &= Z_2 I(d)\end{aligned}\tag{6.5}$$

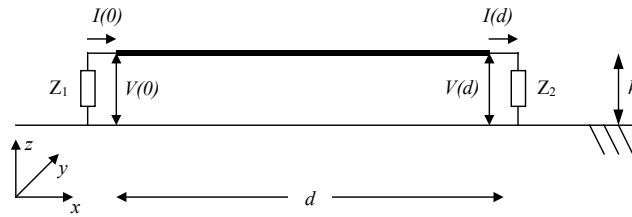


Figura 6.1 – Linha monofásica iluminada por campos eletromagnéticos incidentes.

Substituindo (6.5) em (6.2), pode-se reescrever as equações que satisfazem às terminações da linha em função do campo elétrico incidente:

$$\begin{aligned} V^s(0) &= \int_0^h E_z^i(0, z) dz - Z_1 I(0) \\ V^s(d) &= \int_0^h E_z^i(d, z) dz + Z_2 I(d) \end{aligned} \quad (6.6)$$

A solução das equações diferenciais em (6.1) pode ser obtida com a incorporação das condições terminais descritas em (6.5). A solução de (6.4), por sua vez, faz uso de (6.6), em que a tensão espalhada (“*scattered*”) é colocada de forma explícita. Conforme já discutido, (6.1) e (6.4) levam à mesma solução geral.

A partir de (6.4) e (6.6), tomando como referência a linha ilustrada na Figura 6.1, é possível elaborar um circuito equivalente para o modelo de Taylor/Agrawal. Com base nesse circuito, ilustrado na Figura 6.2, percebe-se que, nesse modelo, a influência do campo elétrico horizontal na indução de tensões na linha é considerada com a inserção de fontes de tensão continuamente distribuídas. O campo elétrico vertical, por outro lado, só é capaz de gerar ondas de tensão e corrente viajantes na linha se houver terminações, representadas na Figura 6.2 pelas impedâncias Z_1 e Z_2 .

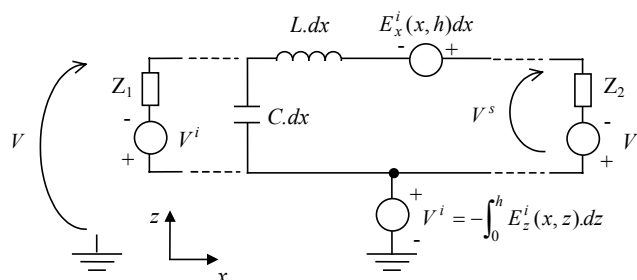


Figura 6.2 – Circuito equivalente do modelo de Taylor/Agrawal.

6.2.2. Solução Matemática do Modelo de Taylor/Agrawal

Diversas técnicas podem ser aplicadas na solução das equações diferenciais descritas pelo modelo de Taylor/Agrawal. Em (NUCCI, 1993), foi utilizada a técnica de FDTD (YEE, 1966), que faz uma discretização temporal e espacial do sistema analisado, partindo diretamente de (6.3). Em (PAUL, 1976), foi utilizado o conceito de variáveis de estado no domínio da frequência, amplamente utilizado na solução de sistemas lineares. Em (SCHLAGENHAUFER, 1990), foi implementada uma versão modificada do método das características.

Uma possível solução para o modelo de Taylor/Agrawal, obtida no domínio da frequência, é dada por (6.7). Na obtenção dessa solução, válida para uma frequência angular ω , assume-se uma linha monofásica sem perdas, com comprimento d , e as condições terminais dadas por (6.5) (ver desenvolvimento no Apêndice A).

$$\begin{bmatrix} \Phi_{21}(d)Z_1 - \Phi_{22}(d) & 1 \\ \Phi_{11}(d)Z_1 - \Phi_{12}(d) & Z_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I(0) \\ I(d) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \int_0^d \Phi_{21}(d-x)E_x^i(x,h)dx + \Phi_{21}(d)\int_0^h E_z^i(0,z)dz \\ \int_0^d \Phi_{11}(d-x)E_x^i(x,h)dx - \int_0^h E_z^i(d,z)dz + \Phi_{11}(d)\int_0^h E_z^i(0,z)dz \end{bmatrix} \quad (6.7)$$

Na Equação (6.7), tem-se:

- $\Phi_{11}(d) = \Phi_{22}(d) = \cos(\beta d)$, $\Phi_{12}(d) = -jZ \text{sen}(\beta d)$ e $\Phi_{21}(d) = -jZ^{-1} \text{sen}(\beta d)$;
- $\beta = \omega\sqrt{LC}$: constante de propagação;
- $Z = \sqrt{L/C}$: impedância de surto da linha;
- Z_1 e Z_2 : cargas conectadas nos terminais emissor e receptor, respectivamente;
- $I(0)$ e $I(d)$: correntes nos terminais emissor e receptor, respectivamente;
- $E_z^i(0,z)$: componente vertical do campo elétrico incidente no terminal emissor da linha, calculada sem que a linha esteja presente;
- $E_z^i(d,z)$: componente vertical do campo elétrico incidente no terminal receptor da linha, calculada sem que a linha esteja presente;
- $E_x^i(x,h)$: componente horizontal do campo elétrico incidente, calculada na altura da linha sem que a linha esteja presente.

A partir do conhecimento das correntes $I(0)$ e $I(d)$, é possível obter as tensões totais nas terminações da linha em cada frequência desejada, simplesmente utilizando as relações dadas em (6.5). Se for de interesse analisar o fenômeno no domínio do tempo, basta calcular a resposta do sistema em um número suficiente de frequências e aplicar a Transformada Inversa de Fourier.

Assumindo as mesmas condições admitidas na obtenção de (6.7), ou seja, desprezando as perdas no sistema e particularizando para o caso de uma linha monofásica com retorno pelo solo com comprimento d , é possível escrever uma solução para o modelo de Taylor/Agrawal diretamente no domínio do tempo. Essa solução é descrita pelo conjunto de equações a seguir (ver desenvolvimento no Apêndice B):

$$\begin{aligned} v_d(t) + Zi_d(t) &= v_0(t - \tau) + Zi_0(t - \tau) + v_{FT}(t) + Zi_{FT}(t) \\ v_0(t) - Zi_0(t) &= v_d(t - \tau) - Zi_d(t - \tau) - v_{FT}(t - \tau) + Zi_{FT}(t - \tau) \end{aligned} \quad (6.8)$$

$$\begin{aligned} v_{FT}(t) + Zi_{FT}(t) &= \int_0^d E_x^i(x, h, t - \tau + \frac{x}{c}) dx - \int_0^h E_z^i(d, z, t) dz + \int_0^h E_z^i(0, z, t - \tau) dz \\ v_{FT}(t) - Zi_{FT}(t) &= \int_0^d E_x^i(x, h, t + \tau - \frac{x}{c}) dx - \int_0^h E_z^i(d, z, t) dz + \int_0^h E_z^i(0, z, t + \tau) dz \end{aligned} \quad (6.9)$$

onde:

- $\tau = d/c$: tempo de trânsito da linha, sendo c a velocidade da luz;
- $Z = \sqrt{L/C}$: impedância de surto da linha;
- $v_0(t)$ e $i_0(t)$: tensão e corrente no terminal emissor da linha, respectivamente;
- $v_d(t)$ e $i_d(t)$: tensão e corrente no terminal receptor da linha, respectivamente;
- $E_z^i(0, z, t)$: componente vertical do campo elétrico incidente no terminal emissor da linha, calculada sem que a linha esteja presente;
- $E_z^i(d, z, t)$: componente vertical do campo elétrico incidente no terminal receptor da linha, calculada sem que a linha esteja presente;
- $E_x^i(x, h, t)$: componente horizontal do campo elétrico incidente, calculada na altura da linha sem que a linha esteja presente.

Substituindo (6.9) em (6.8), tem-se um par de equações que descreve as condições terminais de uma linha monofásica iluminada por campos eletromagnéticos externos, escrito no domínio do tempo. Note que as equações (6.8-a) e (6.8-b) são idênticas às equações implementadas por Dommel no EMTP para descrever transitórios em linhas de transmissão sem perdas, bastando para isso anular os termos $v_{FT}(t)$, $i_{FT}(t)$, $v_{FT}(t-\tau)$ e $i_{FT}(t-\tau)$ (DOMMEL, 1969). Os termos anulados representam a contribuição do campo eletromagnético incidente, que pode ser gerado, por exemplo, por uma descarga atmosférica. Assim, é possível dizer que (6.8) corresponde a uma versão modificada do método das características.

Partindo de (6.8), pode-se sintetizar o circuito equivalente ilustrado na Figura 6.3, chamando $V_d(t-\tau) = v_d(t-\tau) - Zi_d(t-\tau)$, $V_o(t-\tau) = v_o(t-\tau) + Zi_o(t-\tau)$, $V_{IND_d}(t) = v_{FT}(t) + Zi_{FT}(t)$ e $V_{IND_o}(t) = -[v_{FT}(t-\tau) - Zi_{FT}(t-\tau)]$.

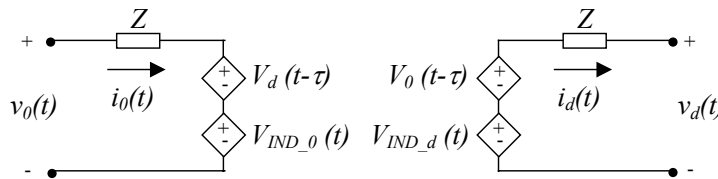


Figura 6.3 – Circuito equivalente utilizado para calcular tensões induzidas no domínio do tempo.

O circuito equivalente da Figura 6.3 só se difere do modelo de linha utilizado no EMTP pela inclusão das fontes controladas $V_{IND_o}(t)$ e $V_{IND_d}(t)$, que são obtidas a partir do cálculo do campo eletromagnético incidente *na ausência da linha*. Portanto, é possível calcular previamente as tensões indutoras $V_{IND_o}(t)$ e $V_{IND_d}(t)$ em todo o tempo de interesse, visto que a linha não exerce qualquer influência sobre estas. Para tal, basta saber as coordenadas segundo as quais a linha está orientada e calcular os campos eletromagnéticos nos pontos de interesse. Essa prerrogativa serve como base para a implementação computacional do modelo de Taylor/Agrawal no ATP, descrita na seção seguinte. Finalmente, é importante frisar que o cálculo de tensões induzidas utilizando o circuito equivalente da Figura 6.3 presume que os terminais emissor e receptor da linha estejam orientados de acordo com o sentido crescente dos eixos cartesianos.

6.3 Implementação do Modelo de Taylor/Agrawal no ATP

6.3.1. Considerações Iniciais

Na presente seção, é apresentada uma metodologia para o cálculo de tensões induzidas na plataforma ATP utilizando o modelo de acoplamento de Taylor/Agrawal. No método utilizado, que emprega a subrotina MODELS, são criados blocos em que o efeito do campo eletromagnético incidente é incorporado aos tradicionais modelos de linhas de transmissão por meio de fontes de tensão adicionais, utilizando-se as equações (6.8) e (6.9) e o circuito equivalente ilustrado na Figura 6.3. Tais blocos podem ser associados de forma genérica, permitindo a análise de sistemas com ramificações e pontos de descontinuidade, como aterramentos e pára-raios. A favor da implementação computacional do modelo de Taylor/Agrawal na plataforma ATP pesa o fato de esta já contar com um eficiente método de solução baseado em equações nodais e também com uma vasta biblioteca de componentes de sistemas elétricos de potência. Além disso, com o emprego da subrotina MODELS, a plataforma ATP permite ao usuário a criação de novos modelos que podem ser facilmente incorporados à biblioteca de componentes já existente.

Vários trabalhos propõem o cálculo de tensões induzidas nas plataformas EMTP e ATP. Um dos trabalhos precursores nessa área é o de Høidalen (1999), que desenvolveu uma formulação analítica para implementação do modelo de Rusck (1957) na subrotina MODELS. O modelo implementado por Høidalen, no entanto, permite exclusivamente a consideração do modelo TL para descrever a propagação da corrente de retorno ao longo do canal de descarga. Além disso, em (HØIDALEN, 1999), o solo foi representado como um plano condutor ideal. O modelo de Høidalen (1999) foi aplicado por Herrera (2002) no cálculo de tensões induzidas em redes de baixa tensão, sendo realizadas, com relativo sucesso, comparações com resultados experimentais obtidos na Colômbia.

O modelo proposto por Høidalen foi posteriormente modificado de forma a levar em conta o efeito do solo, ainda que exclusivamente nos campos eletromagnéticos gerados pela descarga (HØIDALEN, 2003). Nesse novo modelo, Høidalen propôs a implementação, na rotina MODELS, de uma formulação analítica baseada no modelo de acoplamento de Agrawal (1980) e na fórmula de Cooray-Rubinstein (COORAY, 2002) para avaliar o efeito do solo nos campos eletromagnéticos incidentes. Mais uma vez, tal formulação assume o modelo TL para descrever a propagação da corrente de retorno ao longo do canal.

Outros autores propuseram o cálculo de tensões induzidas na plataforma EMTP/ATP com a inserção artificial de fontes de corrente e tensão nos terminais de linhas não iluminadas. Em (SILVA, 2001), por exemplo, foi apresentada a implementação computacional do modelo de Rusck (1957) no EMTP, o que foi feito com a subdivisão da linha estudada em segmentos suficientemente curtos e a consideração do efeito do campo eletromagnético incidente com a inclusão de fontes de corrente artificialmente distribuídas, sendo o solo representado como um plano condutor perfeito. Em (SEKIOKA, 2005), o modelo de Rusck (1957) também foi implementado no EMTP, sendo considerado o modelo TL para descrever a propagação da corrente de retorno ao longo do canal de descarga e assumida a inclusão de fontes de corrente nos terminais de cada trecho de linha a fim de se representar o efeito do campo eletromagnético incidente. No entanto, diferentemente do procedimento apresentado em Silva et al. (2001), na solução proposta por Sekioka (2005) não é necessário dividir um determinado trecho de linha em inúmeros segmentos para que as fontes que representam os efeitos indutores sejam corretamente incorporadas. Um procedimento similar ao de Sekioka (2005) foi utilizado por Montañó (2004) para calcular tensões induzidas em redes de baixa tensão, partindo, no entanto, do modelo de Agrawal para descrever o acoplamento do campo eletromagnético incidente com a linha iluminada.

6.3.2. Metodologia Adotada

Percebe-se, com base na revisão apresentada no item anterior, que diferentes metodologias podem ser adotadas no cálculo de tensões induzidas no ATP, especialmente no que se refere ao cálculo das fontes de tensão e corrente indutoras. De

fato, a utilização de formulações analíticas, como as apresentadas em (HØIDALEN, 1999, 2003) e (SEKIOKA, 2005), parece ser bastante conveniente por possibilitar uma significativa redução no tempo de processamento computacional em comparação com o uso de métodos numéricos para o cálculo dos campos eletromagnéticos incidentes e a inclusão de seu efeito nas linhas iluminadas. No entanto, vale lembrar que, no desenvolvimento de tais formulações analíticas, assume-se o modelo TL para descrever a propagação da corrente de retorno ao longo do canal de descarga. Tendo em vista a necessidade de se avaliar a influência da variação dinâmica dos parâmetros do canal de descarga no cálculo de tensões induzidas, o que pressupõe o uso do modelo de corrente de retorno DNUTL, apresentado no Capítulo 4, torna-se, portanto, impossível o uso das soluções analíticas propostas em (HØIDALEN, 1999, 2003) e (SEKIOKA, 2005) nos desenvolvimentos desta tese.

Dessa forma, na implementação do circuito equivalente ilustrado na Figura 6.3 no ATP, optou-se pelo cálculo externo das tensões indutoras $V_{IND_o}(t)$ e $V_{IND_d}(t)$. Esse cálculo pressupõe o conhecimento do campo elétrico vertical nos terminais emissor e receptor da linha e também do campo elétrico horizontal ao longo da linha, conforme indicado nas equações (6.8) e (6.9). Na metodologia implementada, tais campos são calculados no MATLAB fazendo uso de um procedimento idêntico ao apresentado no Capítulo 5, assumindo que o canal de descarga seja modelado como uma antena vertical posicionada sobre um plano condutor perfeito, e que essa antena seja dividida em dipolos infinitesimais de corrente (NUCCI, 1990). O campo elétrico vertical é então calculado nos pontos de interesse com a Equação (5.2). De forma similar, o campo elétrico horizontal é calculado com o emprego de (5.4).

De posse dos campos eletromagnéticos incidentes, é feito o cálculo das tensões indutoras $V_{IND_o}(t)$ e $V_{IND_d}(t)$ em todo o tempo de simulação desejado. Note que $V_{IND_o}(t)$ e $V_{IND_d}(t)$ são calculados *a priori*, pois não dependem da resposta da linha. Em seguida, $V_{IND_o}(t)$ e $V_{IND_d}(t)$ são gravados em arquivos texto que são posteriormente lidos pelo ATP através da função POINTLIST, disponível na subrotina MODELS (ATP, 1995). A função POINTLIST relaciona duas variáveis quaisquer por meio de uma listagem ponto a ponto. Por exemplo, no caso do modelo de tensão induzida implementado, as tensões indutoras $V_{IND_o}(t)$ e $V_{IND_d}(t)$ são lidas pelo programa

principal em cada passo de tempo e direcionadas para fontes de tensão controladas. A Figura 6.4 contém um fluxograma descrevendo a seqüência de atividades necessárias para o cálculo de tensões induzidas no ATP de acordo com o modelo proposto. A Figura 6.5, por sua vez, ilustra o circuito implementado na interface gráfica ATPDRAW (PRIFLER, 1998) para o cálculo de tensões induzidas em uma linha de transmissão monofásica com apenas uma seção, representando o circuito equivalente da Figura 6.3. A base de dados utilizada pelo ATP para representar esse circuito encontra-se descrita no Apêndice C para um caso genérico.

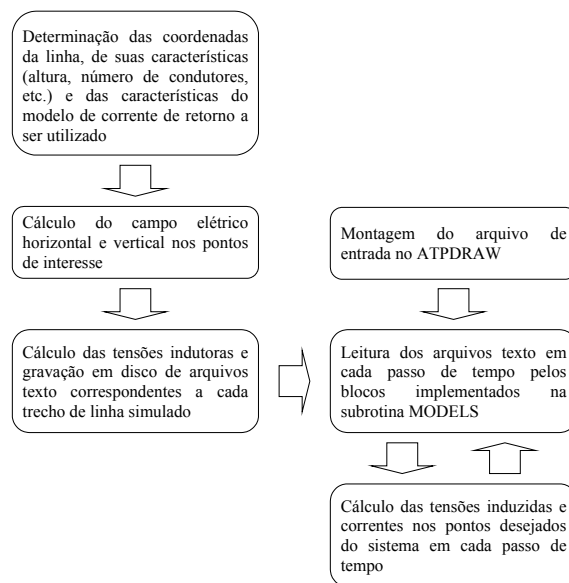


Figura 6.4 – Fluxograma que descreve os passos utilizados na simulação de tensões induzidas no ATP.

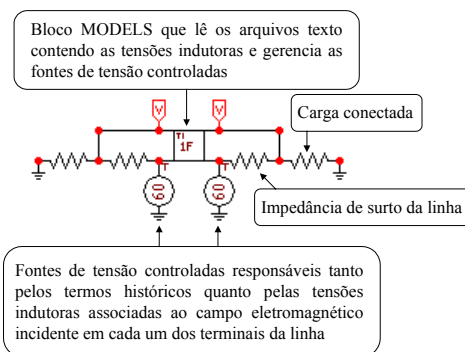


Figura 6.5 – Arquivo de entrada do ATPDRAW, correspondente ao circuito equivalente da Figura 6.3.

Na simulação de linhas polifásicas, embora exista um acoplamento eletromagnético entre os condutores que constituem o sistema analisado, a propagação das ondas de tensão e corrente se dá com a velocidade da luz pois as perdas são

ignoradas no modelo implementado (PAUL, 1994). Dessa forma, para simular no ATP um sistema n -fásico iluminado por campos eletromagnéticos externos, basta considerar $2n$ fontes de tensão controladas, uma para cada terminal da linha, e uma representação matricial das tensões e correntes. Para considerar o acoplamento eletromagnético entre condutores, a cada terminal é conectada uma matriz de impedâncias de surto, representada no ATP por um circuito pi n -fásico. A Figura 6.6 ilustra um bloco utilizado no ATPDRAW para simular uma seção de linha de transmissão trifásica submetida à iluminação de campos eletromagnéticos externos. O Apêndice D apresenta a entrada de dados associada ao circuito da Figura 6.6, criada para um caso genérico.

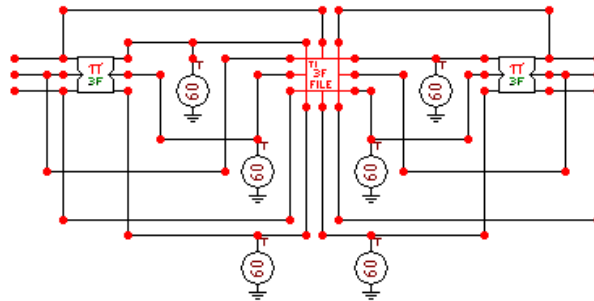


Figura 6.6 - Arquivo de entrada do ATPDRAW, referente à simulação de uma linha de transmissão trifásica iluminada por campos eletromagnéticos externos.

Finalmente, vale notar que o método de cálculo implementado permite não apenas a utilização do modelo DNUTL para se obter a distribuição espacial e temporal da corrente de retorno, mas qualquer outro modelo de corrente de retorno existente. Além disso, como o cálculo dos campos é feito externamente, o efeito da resistividade não nula do solo pode ser incorporado com o emprego de métodos simplificados como o de Cooray-Rubinstein (COORAY, 2002). Embora bem menos importante para as formas de onda de tensão induzida resultantes, o efeito das perdas no solo e nos condutores nas ondas de tensão e corrente que se propagam na linha também poderia ser incorporado no modelo implementado, mas, para isso, seria preciso realizar as mudanças necessárias diretamente no código da subrotina MODELS.

6.3.3. Exemplos de Aplicação

De forma a ilustrar a aplicação do modelo de Taylor/Agrawal implementado no ATP, foram realizadas simulações computacionais analisando, inicialmente, uma linha monofásica com 1 km de comprimento e 10 m de altura, submetida a uma descarga incidindo a 50 m de distância, em posição equidistante às suas extremidades. Considerou-se o modelo MTLE para representar a propagação da corrente de retorno ao longo do canal, com $\lambda=2000$ m e uma velocidade de propagação de $1,3 \times 10^8$ m/s, sendo assumida a injeção da forma de onda de corrente ilustrada na Figura 6.7. Essa forma de onda tem um valor de pico de 12 kA e uma derivada máxima de 40 kA/ μ s, representando, de acordo com Nucci (2000), características tipicamente associadas a descargas subseqüentes medidas no Monte San Salvatore (BERGER, 1975).

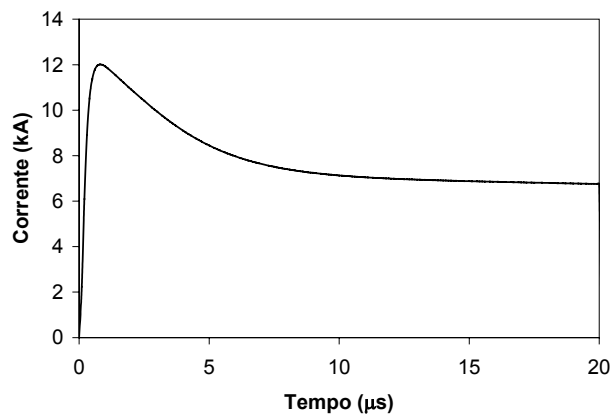


Figura 6.7 – Forma de onda de corrente injetada na base do canal de descarga simulado (NUCCI, 2000).

Tensões induzidas no centro e na extremidade da linha são apresentadas na Figura 6.8, considerando suas terminações conectadas a resistências de 250Ω . Também são incluídas, na Figura 6.8, curvas calculadas com o modelo LIOV (NUCCI, 2000), que emprega a técnica de diferenças finitas para estimar a interação do campo eletromagnético incidente com a linha de transmissão iluminada. Percebe-se, com os resultados obtidos, que o modelo LIOV e o modelo implementado no ATP levam a resultados idênticos, sendo obtidas tensões induzidas com maiores amplitudes no centro da linha. Além disso, a presença de pontos de descontinuidade nas terminações da linha leva à ocorrência de oscilações nas formas de onda de tensão obtidas.

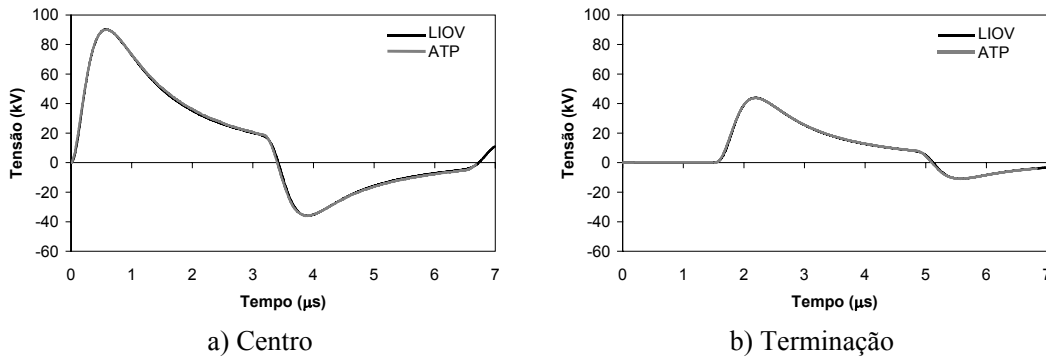


Figura 6.8 – Tensões induzidas em uma linha monofásica com cargas de 250Ω conectadas em suas extremidades.

Um segundo exemplo de aplicação do modelo implementado no ATP para o cálculo de tensões induzidas por descargas atmosféricas é apresentado a seguir, com a reprodução de resultados computacionais obtidos por Yokoyama (1984) utilizando o modelo de acoplamento de Rusck (1957). Nas análises realizadas, foi simulada uma linha de transmissão trifásica acompanhada de um cabo pára-raios, com 2 km de comprimento, casada em suas extremidades, submetida a uma descarga incidindo a 100 m de seu ponto central (ver Figura 6.9-a). Nas simulações, a propagação da corrente de retorno ao longo do canal foi descrita pelo modelo TL, com uma velocidade de $0,3 \times 10^8$ m/s. Assumiu-se a injeção de uma forma de onda do tipo rampa na base do canal de descarga simulado, com amplitude de 100 kA, tempo de frente de 2 μ s e tempo de meia onda de 40 μ s. A Figura 6.9-b ilustra as tensões calculadas no centro da linha, no condutor central, considerando a conexão de uma resistência de aterramento R ao cabo pára-raios. Nota-se, ao se analisar a Figura 6.9-b, que quanto menor for o valor de resistência de aterramento considerado, menor é a tensão induzida no condutor não aterrado em decorrência do efeito de blindagem associado ao cabo pára-raios. Os resultados ilustrados são idênticos aos apresentados por Yokoyama em seu artigo, o que não é surpreendente, pois se mostrou em (COORAY, 1994) que os modelos de acoplamento de Rusck, utilizado por Yokoyama, e de Taylor/Agrawal, implementado no ATP para os desenvolvimentos desta tese, levam a resultados idênticos se for assumido um canal de descarga vertical e se forem desconsideradas as perdas no solo e nos condutores. Vale comentar que, em (YOKOYAMA, 1984), também são apresentados resultados provenientes de medições em sistemas em escala reduzida, que, quando comparados aos resultados obtidos nas simulações computacionais, apresentaram concordância bastante satisfatória.

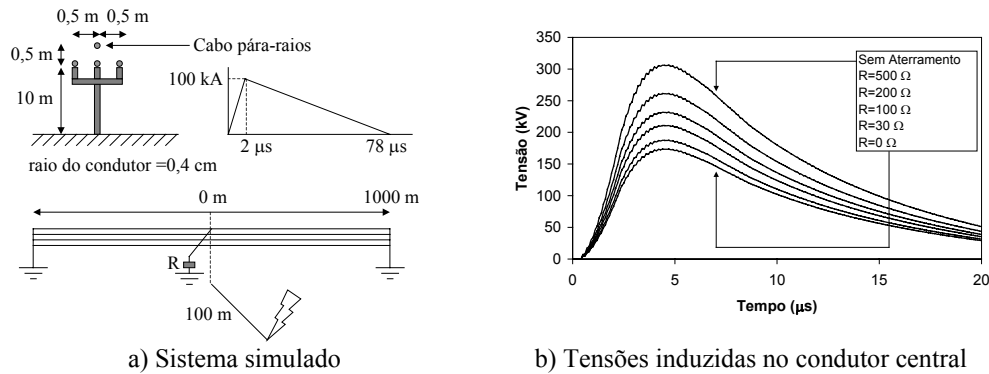


Figura 6.9 – Cálculo de tensões induzidas na configuração proposta por Yokoyama (1984).

6.4 Influência da Variação Dinâmica dos Parâmetros do Canal de Descarga no Cálculo de Tensões Induzidas em Linhas Aéreas

6.4.1. Considerações Iniciais

Tomando como referência os trabalhos existentes na literatura, não se tem notícia de investigações que indiquem a influência da variação dinâmica dos parâmetros do canal em tensões induzidas por descarga atmosféricas. Em (THEETHAYI, 2005), embora sejam apresentados campos eletromagnéticos gerados por um modelo capaz de levar em conta a variação temporal da resistência e da condutância do canal, não foi avaliada a interação dos campos obtidos com linhas de transmissão aéreas. Nos modelos VSIM (RONDÓN, 2002) e HEM (VISACRO, 2004a), embora a variação dinâmica dos parâmetros do canal tenha sido realizada de forma aproximada, com a utilização do teorema da superposição, a estimação do efeito dessa variação no cálculo de tensões induzidas em linhas aéreas não foi realizada. Finalmente, nos trabalhos precursores compilados por Rakov (2001a), a variação dinâmica dos parâmetros do canal de descarga foi analisada com o objetivo maior de discutir e compreender a física do fenômeno e não de estimar efeitos indiretos em sistemas elétricos presentes na vizinhança do canal.

Com base na consistência dos resultados apresentados no Capítulo 5, que ilustram a capacidade do modelo DNUTL em reproduzir características tipicamente observadas em campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas considerando a influência da variação dinâmica dos parâmetros do canal, é natural imaginar que o cálculo de tensões induzidas empregando esse modelo também leve a resultados consistentes. Com isso, além de permitir o estudo da importância da variação dinâmica dos parâmetros do canal para o cálculo de tensões induzidas, o emprego do modelo DNUTL também possibilitaria avaliar em que contexto a aplicação de modelos de corrente de retorno simplificados como o TL e o MTLE seria capaz de levar a resultados satisfatórios. Esse aspecto é muito relevante, tendo em vista o uso disseminado de tais modelos e também a necessidade de um conhecimento mais aprofundado a respeito dos efeitos indiretos das descargas atmosféricas em sistemas elétricos.

Tendo em vista o exposto, diversas análises de sensibilidade são apresentadas ao longo da presente seção. Essas análises visam identificar, com a aplicação do modelo DNUTL, a influência e a relevância da variação dinâmica da resistência e da capacitância do canal em tensões induzidas por descargas atmosféricas, sendo considerada, para tal, uma configuração de linha simplificada. São também apresentadas comparações entre resultados obtidos com os modelos DNUTL, TL e MTLE.

6.4.2. Desenvolvimentos

Nas análises realizadas, foi considerada uma linha monofásica com 600 m de comprimento e 10 m de altura, casada em suas extremidades. Foram assumidos quatro diferentes pontos de incidência, conforme ilustrado na Figura 6.10. Dois deles representam a incidência da descarga em posição frontal em relação ao centro da linha, a 50 m e 300 m do ponto B (F50m e F300m). Os outros dois, denominados L50m e L300m, representam a incidência da descarga em pontos próximos a uma das extremidades da linha. Em todos os casos, foi injetada na base do canal de descarga uma forma de onda de corrente do tipo rampa ($1/20 \mu\text{s}$) com amplitude máxima de 1 kA. Os tempos característicos utilizados na onda de corrente injetada são representativos dos tempos de frente e meia onda medianos associados a descargas subsequentes medidas

na Estação do Morro do Cachimbo (VISACRO, 2004b). A forma de onda do tipo rampa e a amplitude de 1 kA foram adotadas com a finalidade de simplificar as análises realizadas. Tensões induzidas foram calculadas nos pontos A, B e C.

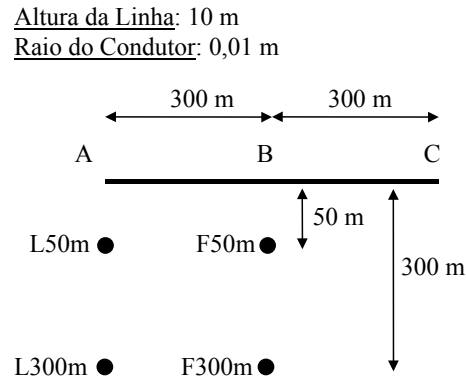


Figura 6.10 – Vista superior do sistema simulado.

6.4.3. Resultados e Análises: Canal de Descarga com Parâmetros Constantes

Inicialmente, avaliou-se com o modelo DNUTL a influência de se considerar ou não a presença de um envelope de corona envolvendo o núcleo do canal nas tensões induzidas na linha estudada¹. Essa avaliação é relevante não apenas pela caracterização do fenômeno em si, mas também para dar subsídios a análises envolvendo situações mais complexas, como, por exemplo, aquelas em que se inclui a variação dinâmica dos parâmetros do canal de descarga nas simulações computacionais. A Figura 6.11 ilustra os resultados obtidos para a condição de incidência frontal da descarga em duas diferentes posições (F50m e F300m), sendo considerado um canal com perdas constantes e iguais a 0,035 Ω/m e assumidas duas diferentes premissas: canal sem corona e canal com raio equivalente de corona de 2 m. Essas mesmas premissas foram adotadas nas avaliações apresentadas na Figura 6.12, que consideram a incidência lateral da descarga nos pontos L50m e L300m.

¹ Uma análise a respeito da influência do envelope de corona no fenômeno de tensões induzidas também pode ser encontrada em (SILVEIRA, 2006), porém utilizando o modelo HEM.

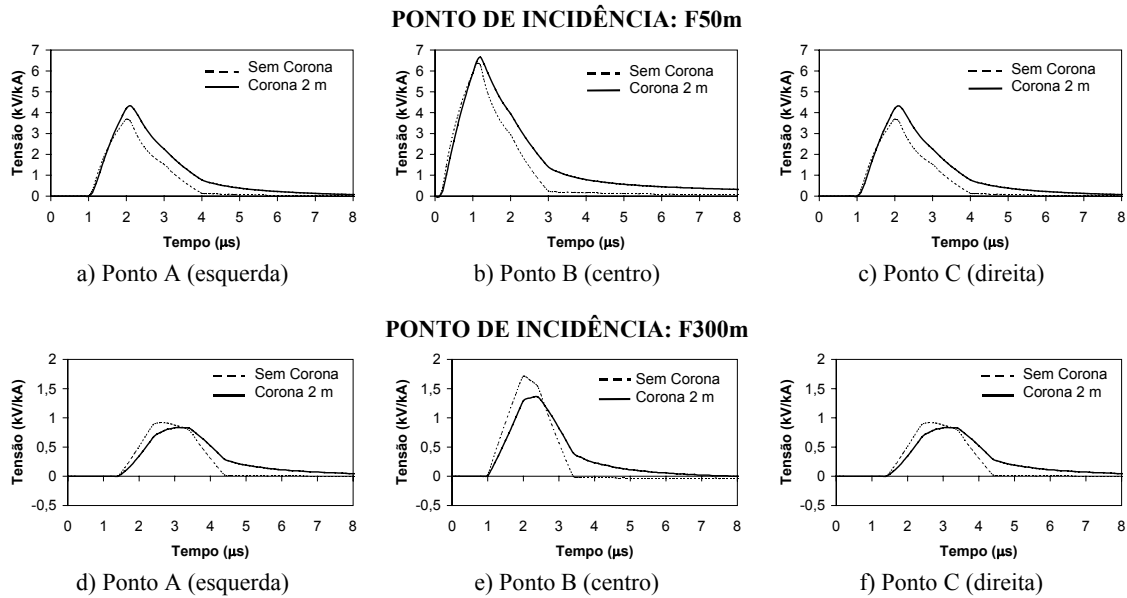


Figura 6.11 – Tensões induzidas em função da presença ou não de envelope de corona no canal, com $R=0,035 \Omega/m$ no modelo DNUTL. Incidência frontal da descarga em dois diferentes pontos.

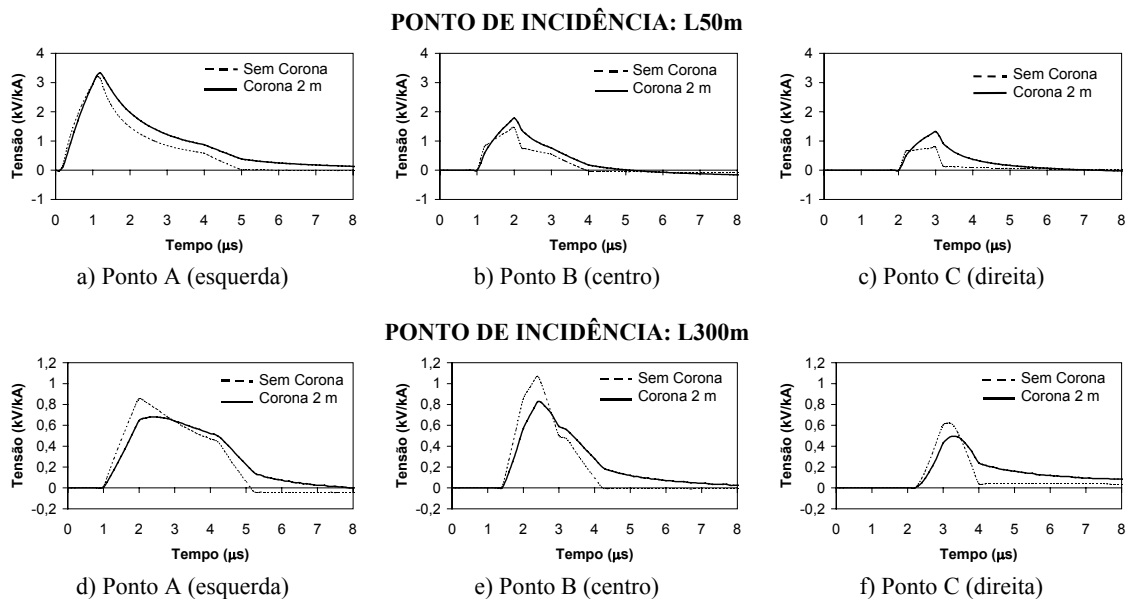


Figura 6.12 - Tensões induzidas em função da presença ou não de envelope de corona no canal, com $R=0,035 \Omega/m$ no modelo DNUTL. Incidência lateral da descarga em dois diferentes pontos.

Analisando inicialmente a Figura 6.11, verifica-se que a incidência da descarga a 50 m do centro da linha leva a tensões significativamente maiores do que aquelas calculadas para um ponto de incidência 300 m afastado. Comparando as condições com e sem corona, percebe-se que, para distâncias menores entre a linha e o ponto de incidência, a tensão máxima calculada considerando o canal com corona é superior àquela calculada para o canal sem corona (ionizado) (caso F50m na Figura 6.11). Esse

quadro se inverte se for analisada a condição de incidência distante da descarga (ver caso F300m na Figura 6.11), sendo verificada uma significativa redução na taxa de crescimento das curvas calculadas na presença do canal com corona em relação às curvas calculadas se assumindo o canal ionizado. Na Figura 6.12, que apresenta resultados referentes à incidência lateral da descarga, o mesmo fenômeno é observado, com a diferença de os maiores níveis de tensão ocorrerem na terminação da linha, no ponto A, quando avaliado o caso de incidência próxima (L50m). Nas demais figuras apresentadas, as tensões máximas sempre ocorrem no centro da linha.

De acordo com as análises realizadas nos Capítulos 4 e 5 do presente texto, sabe-se que a consideração de um envelope de corona com 2 m de raio faz com que a corrente de retorno se propague com uma velocidade média de aproximadamente dois terços da velocidade da luz. Por outro lado, no canal ionizado (sem corona), a corrente se propaga com uma velocidade próxima à velocidade da luz. Assim, os resultados apresentados nas Figuras 6.11 e 6.12 indicam, indiretamente, o impacto que a consideração de diferentes velocidades de propagação pode ter no fenômeno de tensões induzidas. Vale frisar, no entanto, que a inclusão do efeito corona também promove uma distorção na corrente de retorno em comparação com a condição de canal ionizado. Essa distorção leva a uma progressiva redução na taxa de crescimento e na amplitude das ondas de corrente à medida que estas se afastam do ponto de injeção. Assim, embora o fato de a corrente de retorno propagar com diferentes velocidades influencie nas curvas ilustradas nas Figuras 6.11 e 6.12, as diferenças encontradas nessas curvas também devem ser atribuídas à distorção provocada pelo envelope de corona que envolve o núcleo do canal.

De forma a melhor ilustrar essa questão, as formas de onda calculadas na terminação da linha para a condição de incidência frontal da descarga foram dissecadas em suas parcelas constitutivas, cada qual associada a uma das componentes presentes nas Equações (5.2) e (5.4). Essas componentes, conforme discutido no Capítulo 5, são usualmente referidas como *eletrostática*, dependente da integral da corrente, *de indução*, diretamente associada à corrente, e *radiada*, dependente da derivada da corrente. Os resultados obtidos estão ilustrados na Figura 6.13.

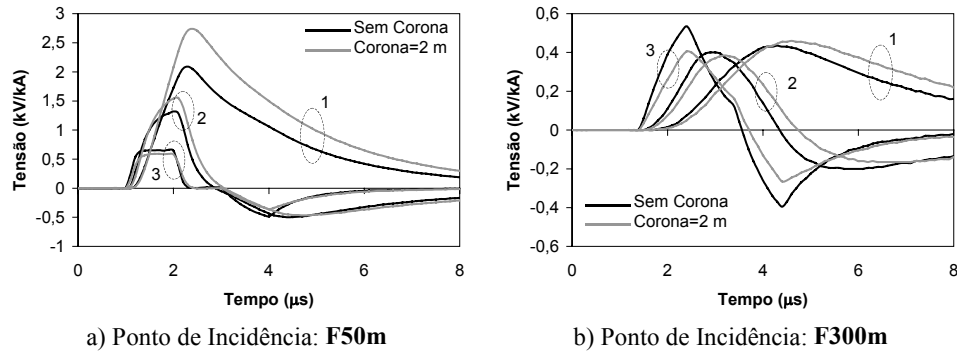


Figura 6.13 – Componentes constitutivas das tensões induzidas nas terminações da linha estudada em função da presença ou não de um envelope de corona no canal simulado, assumindo $R=0,035 \Omega/m$.
(1) Componente Eletrostática; (2) Componente de Indução; (3) Componente Radiada.

Analisando inicialmente a Figura 6.13-a, referente à condição de incidência próxima, percebe-se que a consideração do efeito corona na simulação do canal de descarga faz com que a parcela de tensão induzida associada à componente eletrostática do campo seja significativamente maior do que a mesma parcela calculada para o caso de canal sem corona. Isto se explica pela maior distorção na região próxima à base do canal e também pela menor velocidade de propagação da corrente de retorno na presença do envelope de corona. Levando em conta o fato de as componentes induzidas e radiadas do campo elétrico apresentarem valores relativamente similares nas condições avaliadas na Figura 6.13-a e também considerando o predomínio da componente eletrostática na região próxima ao ponto de incidência da descarga, pode-se dizer que os dois fenômenos citados são determinantes para que a simulação do canal de descarga com efeito corona leve a maiores valores de tensão induzida em comparação com a simulação do canal sem corona nos casos F50m e L50m apresentados nas Figuras 6.11 e 6.12, respectivamente. No caso de uma descarga ocorrendo em pontos mais afastados, analisado na Figura 6.13-b, a influência das componentes eletrostática e de indução na determinação das tensões induzidas tende a depender menos da presença ou da ausência do envelope de corona no canal. Nesse caso, na determinação dos valores de pico das tensões induzidas, passa a prevalecer a componente radiada, que está relacionada à derivada temporal da onda de corrente no canal de descarga. Como na ausência de corona a corrente de retorno tende a apresentar taxas de crescimento e amplitudes maiores do que na presença de corona, é de se esperar que a componente radiada a ela associada também se comporte dessa forma. Esse fato explica os maiores valores de tensão induzida obtidos na ausência de envelope de corona no caso de

descargas em pontos afastados, ilustrados nos casos F300m e L300m presentes nas Figuras 6.11 e 6.12, respectivamente.

Nas análises apresentadas nas Figuras 6.11, 6.12 e 6.13, assumiu-se um valor fixo para a resistência do canal, de $0,035 \Omega/\text{m}$. Esse valor está associado à condição de canal ionizado, que corresponde ao estágio final do processo descrito no Capítulo 4 para ilustrar a variação dinâmica dos parâmetros do canal de descarga. Sabe-se, no entanto, que a resistência do canal apresenta, nos instantes iniciais da descarga, valores em média cem vezes maiores do que aqueles verificados nos instantes finais (RAKOV, 1998). Com isso, torna-se importante, dentro dos desenvolvimentos desta tese, avaliar de que forma a resistência do canal pode influenciar no cálculo de tensões induzidas em linhas aéreas. De forma a realizar essa tarefa, realizou-se a simulação do canal de descarga com um envelope de corona com 2 m de raio e dois diferentes valores para a resistência: $R=0,035 \Omega/\text{m}$ e $R=3,5 \Omega/\text{m}$. Conforme discutido acima e nos capítulos anteriores, tais valores representam, respectivamente, limites inferior e superior da variação da resistência do canal em uma descarga subsequente típica. A Figura 6.14 ilustra tensões induzidas na linha estudada considerando a incidência frontal da descarga nos pontos F50m e F300m. Analisando as curvas apresentadas, percebe-se que, de uma forma geral, maiores perdas no canal de descarga levam a tensões induzidas com menores valores de pico. Esse efeito é mais pronunciado no caso de incidência em pontos distantes (F300m), graças à atenuação das componentes de indução e radiada do campo elétrico. No caso de incidência da descarga em pontos próximos à linha (F50m), a influência da resistência do canal nas tensões induzidas só é sentida de forma significativa em instantes posteriores à ocorrência do pico de tensão. Isto ocorre porque, nos instantes iniciais do fenômeno, as tensões indutoras estão associadas às correntes na porção inferior do canal, uma região em que os efeitos de atenuação e distorção associados às perdas não são muito pronunciados. Com isso, no caso de descargas próximas, os valores máximos de tensão induzida atingidos praticamente independem da resistência atribuída ao canal. Note também que, no caso de perdas elevadas, as tensões induzidas são sustentadas por um tempo maior, o que se deve à influência da parcela de campo eletrostática. Embora não tenham sido ilustradas neste texto, análises realizadas para a condição de incidência lateral da descarga corroboram os resultados ilustrados na Figura 6.14.

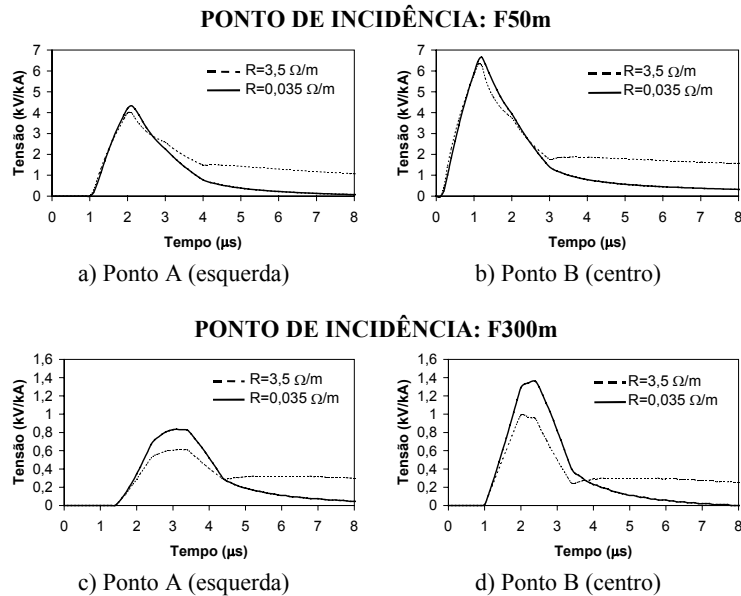


Figura 6.14 – Influência das perdas no canal nas tensões induzidas, considerando a incidência frontal da descarga. Canal com envelope de coroa com 2 m de raio.

6.4.4. Resultados e Análises: Canal de Descarga com Capacitância Constante e Resistência Variável

De forma a avaliar a influência da variação temporal da resistência do canal no fenômeno de tensões induzidas, foram arbitrados, no modelo DNUTL, raios de 0,01 m e 2 m para o núcleo do canal e para o envelope de coroa que o envolve, respectivamente, sendo assumido que a capacitância do canal permanecesse constante ao longo de todo o processo. Considerou-se a queda exponencial da resistência do canal de um valor inicial $R_{k,i}=3,5 \Omega/m$ para um valor final $R_{k,f}=0,035 \Omega/m$ em um tempo dado pela variável Δt_R , de forma idêntica à discutida nos Capítulos 4 e 5. Nos resultados apresentados na Figura 6.15, que ilustra tensões induzidas na linha estudada para a incidência frontal da descarga, foram atribuídos ao parâmetro Δt_R dois diferentes valores: 5 μs e 20 μs . A título de comparação, foram inseridas na Figura 6.15 curvas calculadas para a condição de perdas constantes, com resistências iguais a 3,5 Ω/m e 0,035 Ω/m .

Analisando os resultados obtidos, percebe-se que a inclusão da variação dinâmica da resistência do canal não promove modificações significativas nos valores de pico das curvas apresentadas, se são consideradas descargas em pontos próximos à linha (caso F50m). Pequenas alterações podem ser observadas, no entanto, após a

ocorrência do pico. Por exemplo, no caso de variação mais lenta da resistência ($\Delta t_R=20 \mu s$), as tensões induzidas tendem a ser sustentadas por um tempo maior, como ocorre no caso em que se considera uma resistência constante com valor relativamente elevado ($R=3,5 \Omega/m$). Por outro lado, no caso de variação rápida da resistência ($\Delta t_R=5 \mu s$), as curvas de tensão induzida associadas apresentam comportamento similar ao observado nas curvas calculadas considerando uma resistência do canal constante e com valor relativamente baixo ($R=0,035 \Omega/m$).

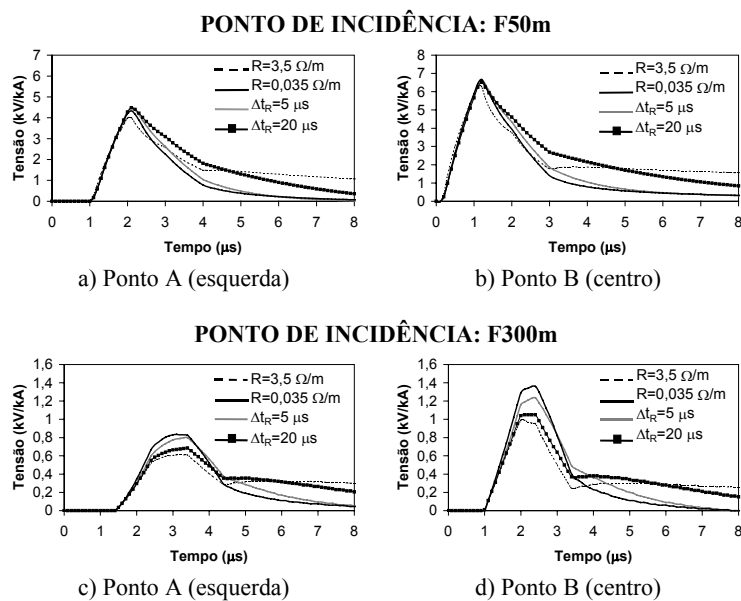


Figura 6.15 - Tensões induzidas na linha estudada em função de Δt_R , com $R_{k,i}=3,5 \Omega/m$, $R_{k,f}=0,035 \Omega/m$ e corona de 2 m, assumindo a incidência frontal da descarga.

Se for avaliada a incidência da descarga em pontos mais afastados da linha, como no caso F300m, ilustrado na Figura 6.15, percebe-se que a variação temporal da resistência do canal pode alterar de forma significativa os valores de pico calculados. Isto ocorre porque, se são considerados pontos de incidência relativamente distantes, boa parte dos campos indutores provêm de porções superiores do canal, em que a corrente de retorno pode apresentar distorção e atenuação mais ou menos acentuadas, dependendo dos parâmetros atribuídos ao canal de descarga.

Uma análise a respeito da importância de se considerar a variação temporal da resistência do canal nos casos apresentados na Figura 6.15 pode ser feita com base no raciocínio de que a incidência de descargas em pontos próximos a linhas aéreas tende a

ser mais crítica em termos dos efeitos causados no sistema. Por exemplo, com a incidência da descarga a 50 m do centro da linha, as tensões máximas observadas na Figura 6.15 atingem aproximadamente 6,5 kV/kA, independentemente das características atribuídas ao canal de descarga. Com a incidência da descarga em um ponto a 300 m do centro da linha, a tensão máxima calculada não supera 1,25 kV/kA, ou seja, um valor 5,2 vezes menor do que o obtido para uma descarga a 50 m da linha. Dessa forma, pode-se supor que, no caso crítico de descargas incidindo em pontos próximos à linha, a consideração ou não da variação temporal da resistência do canal tende a ser pouco importante para a determinação da resposta do sistema aos campos eletromagnéticos incidentes, desde que o parâmetro de interesse seja a tensão máxima no sistema analisado.

6.4.5. Resultados e Análises: Canal de Descarga com Resistência Constante e Capacitância Variável

Dos Capítulos 4 e 5, sabe-se que a variação temporal da capacitância altera continuamente a velocidade de propagação da corrente de retorno graças à redução gradual do envelope de corona que envolve o núcleo do canal. No presente item, avalia-se a influência dessa variação no cálculo de tensões induzidas. Nas simulações realizadas, foi considerado um envelope de corona com raios inicial e final de 2 m e 0,01 m, respectivamente, e um tempo de decaimento dado pelo parâmetro Δt_C . Um raio de 0,01 m foi arbitrado ao núcleo do canal, sendo assumida uma resistência constante e uniformemente distribuída com valor igual a 0,035 Ω/m . Nas simulações realizadas, cujos resultados se encontram ilustrados na Figura 6.16, foram arbitrados à capacitância do canal três diferentes tempos de decaimento ($\Delta t_C=5 \mu s$, 10 μs e 20 μs), sendo considerada apenas a condição de incidência frontal da descarga. Com finalidade ilustrativa, foram incluídas na Figura 6.16 curvas calculadas considerando um canal com parâmetros constantes, assumindo $R=0,035 \Omega/m$ e um envelope de corona com 2 m de raio.

Analisando os resultados obtidos, percebe-se que a variação temporal da capacitância causa um menor impacto no cálculo de tensões induzidas do que a variação temporal da resistência do canal, fenômeno avaliado no item anterior. Com base na

pouca dispersão observada nas curvas ilustradas na Figura 6.16, pode-se concluir que a influência da variação dinâmica da capacitância do canal no fenômeno de tensões induzidas é pequena, ao menos nas condições aqui avaliadas. Esse fato é consoante com os resultados apresentados nos Capítulos 4 e 5, que indicam uma pequena influência da variação desse parâmetro nas formas de onda de corrente calculadas ao longo do canal e nos campos eletromagnéticos associados.

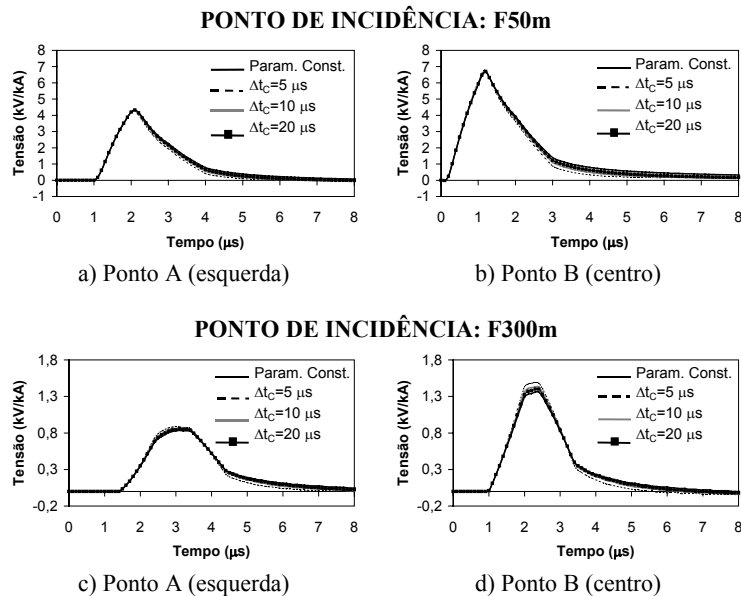


Figura 6.16 - Tensões induzidas em função do tempo de decaimento do envelope de corona no canal de descarga (Δt_c). Envelope de corona inicial de 2 m, raio final de 0,01 m, $R=0,035 \Omega/m$. Incidência frontal. As curvas “Param. Const.” foram calculadas sem se considerar a variação temporal da capacitância e da resistência do canal.

6.4.6. Resultados e Análises: Canal de Descarga com Resistência e Capacitância Variáveis, Comparação com outros Modelos

Nos itens anteriores, o impacto da variação temporal da resistência e da capacitância do canal de descarga nas tensões induzidas foi avaliado de forma independente, ora com a redução do envelope de corona envolvendo o núcleo do canal, ora com a redução das perdas, sendo mantidos constantes os demais parâmetros. No presente item, o efeito da variação temporal da capacitância e da resistência do canal é avaliado de forma simultânea, sendo feitas comparações entre resultados obtidos com o modelo DNUTL e predições dos modelos de corrente de retorno TL e MTLE.

Nas análises realizadas, buscando uma maior representatividade para os resultados, considerou-se no modelo DNUTL o mesmo conjunto de parâmetros utilizados no Capítulo 5 para reproduzir as características tipicamente associadas a campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas. Com isso, foram assumidas resistências inicial e final de $3,5 \Omega/\text{m}$ e $0,035 \Omega/\text{m}$, respectivamente, com $\Delta t_R=20 \mu\text{s}$. Além disso, foi considerado um envelope de corona inicial com 2 m de raio, com $\Delta t_C=5 \mu\text{s}$, sendo arbitrado ao núcleo do canal um raio de 0,01 m. Nas simulações realizadas com o modelo MTLE, a velocidade de propagação da corrente de retorno e sua atenuação foram variadas de forma a se obter tensões induzidas as mais próximas possíveis daquelas obtidas com o modelo DNUTL. O mesmo foi feito com o modelo TL, tendo como parâmetro de entrada, no entanto, apenas a velocidade de propagação da corrente. A partir das análises de sensibilidade realizadas, as velocidades $v=0,6c$ e $v=0,47c$ foram selecionadas para serem aplicadas no modelo MTLE, sendo adotado $\lambda=2000 \text{ m}$. No modelo TL, foi utilizada uma velocidade $v=0,43c$. Os resultados obtidos com a utilização desse conjunto de parâmetros nos modelos TL e MTLE e também com a aplicação do modelo DNUTL se encontram ilustrados nas Figuras 6.17 e 6.18. Essas figuras correspondem, respectivamente, às condições de incidência frontal e lateral da descarga.

Analisando as curvas das Figuras 6.17 e 6.18, percebe-se que todos os modelos avaliados geram resultados similares. De uma forma geral, uma melhor concordância com as formas de onda previstas pelo modelo DNUTL é obtida com a aplicação do modelo MTLE com $v=0,47c$, seguida de forma próxima pelos casos que envolvem a aplicação do modelo TL com $v=0,43c$. Naturalmente, uma concordância total entre curvas de tensão induzida previstas por tais modelos não é possível, pois os parâmetros utilizados para simular o canal de descarga no modelo DNUTL variam com o tempo e com o espaço, enquanto nos modelos TL e MTLE são utilizados parâmetros constantes e uniformes. Mas, ainda assim, dadas todas as simplificações adotadas nos modelos TL e MTLE, pode-se considerar os resultados obtidos por ambos satisfatoriamente similares aos resultados obtidos pelo modelo DNUTL. Isto indica que, dependendo das condições avaliadas, a utilização de tais modelos pode levar a tensões induzidas com características consistentes. Deve ser frisado, no entanto, que, independentemente das condições avaliadas, a generalidade de aplicação do modelo DNUTL é assegurada por

sua capacidade em reproduzir todas as características tipicamente observadas em campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas, o que não ocorre com os modelos TL e MTLE. Isto garante a utilização do modelo DNUTL como uma referência para se aferir resultados obtidos com modelos de corrente de retorno simplificados em casos mais complexos do que os avaliados neste texto.

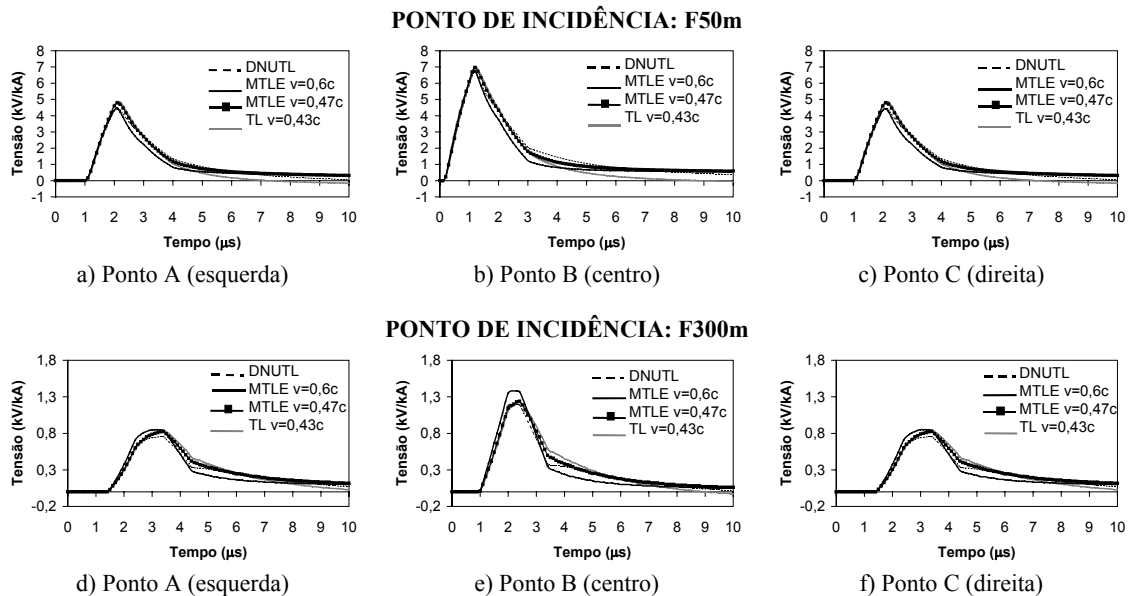


Figura 6.17 – Comparação de tensões induzidas previstas por três diferentes modelos de corrente de retorno. 1) DNUTL com envelope de corona inicial de 2 m, raio final de 0,01 m, $R_{k,i}=3,5 \Omega/m$, $R_{k,f}=0,035 \Omega/m$, $\Delta t_C=5 \mu s$ e $\Delta t_R=20 \mu s$; 2) TL com $v=0,43c$; 3) MTLE com $\lambda=2000$ m, $v=0,47c$ ou $v=0,6c$. Incidência frontal.

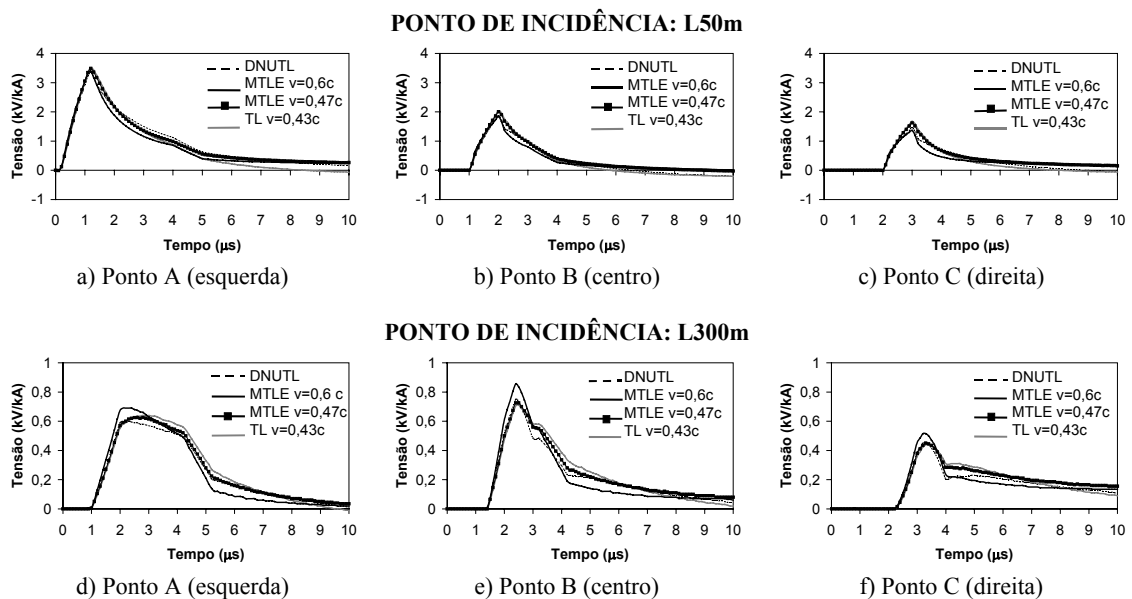


Figura 6.18 – Comparação de tensões induzidas previstas por três diferentes modelos de corrente de retorno. 1) DNUTL com envelope de corona inicial de 2 m, raio final de 0,01 m, $R_{k,i}=3,5 \Omega/m$, $R_{k,f}=0,035 \Omega/m$, $\Delta t_C=5 \mu s$ e $\Delta t_R=20 \mu s$; 2) TL com $v=0,43c$; 3) MTLE com $\lambda=2000$ m, $v=0,47c$ ou $v=0,6c$. Incidência lateral.

7 Modelos para Simulação Computacional de Transitórios Eletromagnéticos em Redes de Distribuição

7.1 Introdução

Nos capítulos anteriores, foram apresentados modelos computacionais dedicados a avaliar os mecanismos de interação entre as descargas atmosféricas e os sistemas de energia elétrica, notavelmente um novo modelo de corrente de retorno e uma metodologia de cálculo de tensões induzidas na plataforma ATP. Nas análises realizadas, foram considerados casos simplificados que visaram principalmente aferir a qualidade dos modelos implementados e compreender a influência de determinados parâmetros nos resultados obtidos. De forma a avaliar o emprego desses modelos em condições mais próximas de situações reais de aplicação, no presente capítulo é proposta a representação de um sistema de distribuição contendo características similares àquelas normalmente encontradas em sistemas de distribuição instalados na área de concessão da CEMIG, sendo definidos modelos adequados para representar seus diversos componentes. Os modelos e a topologia de rede aqui propostos são utilizados como base para estudos realizados nos capítulos seguintes, que se dedicam a investigar os efeitos de descargas diretas e indiretas em sistemas de distribuição.

7.2 Sistema de Distribuição Avaliado

A Figura 7.1 ilustra a topologia de rede aqui proposta para representar, de forma simplificada, um sistema de distribuição com tensão nominal de 13,8 kV / 220-127 V. Esse sistema consiste em duas redes de média tensão trifásicas (RMT) conectadas a cinco redes de baixa tensão (RBT) através de transformadores de distribuição com potência de 30 kVA protegidos por pára-raios em seus terminais de primário e secundário, sendo adotada a filosofia de condutor neutro contínuo e multi-aterrado. A concepção desse sistema baseou-se nas configurações de rede e nas normas adotadas pela CEMIG, partindo da revisão apresentada em (DE CONTI, 2001). O posicionamento de seus componentes segue o sistema de coordenadas apresentado na Figura 7.1, que tem origem definida no ponto de entroncamento entre as RMT's #1 e #2. A Figura 7.2 detalha as redes de baixa tensão presentes no sistema proposto.

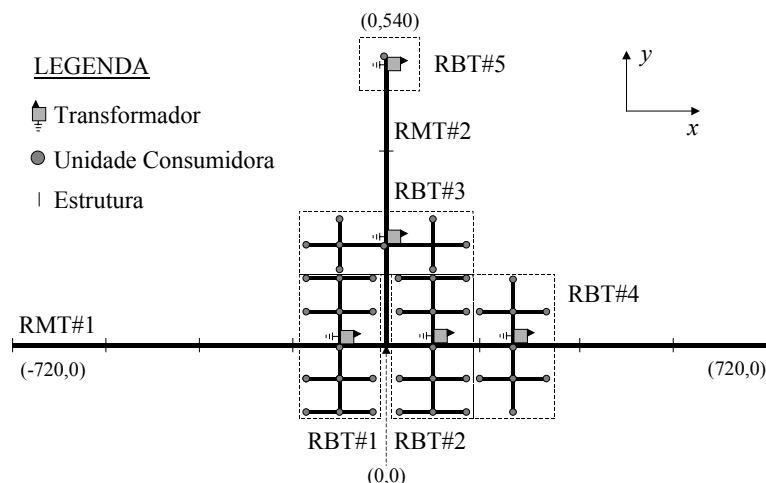


Figura 7.1 – Vista superior do sistema completo simulado. As siglas RMT e RBT referem-se, respectivamente, às redes de média e baixa tensão. A RMT#1 teve suas terminações casadas para minimizar os efeitos de reflexão.

Sabe-se que redes de média tensão instaladas na área de concessão da CEMIG possuem vãos típicos de 125 m a 300 m em regiões rurais, e vãos de aproximadamente 35 m em áreas urbanas, conforme indicado em (DE CONTI, 2001). Como a constituição do sistema ilustrado na Figura 7.1 adotando vãos relativamente curtos requereria um grande número de trechos de linha, o que poderia representar um aumento significativo no tempo de processamento dos casos analisados nos capítulos seguintes, fez-se a opção por utilizar, na representação das redes de média tensão, trechos com 180 m de

comprimento, exceto nas linhas adjacentes aos transformadores que alimentam as RBT's #1 e #2, que possuem comprimento de 90 m, e nas linhas adjacentes ao transformador que alimenta a RBT#4, que possuem comprimento de 60 m e 120 m (ver Figura 7.3). Note que a adoção de vãos com 180 m de comprimento atende perfeitamente às características tipicamente encontradas em redes de distribuição instaladas em regiões rurais, podendo também representar a associação em série de cinco trechos de linha com vãos aproximados de 35 m, desde que se tenha interesse apenas por tensões e correntes desenvolvidas em intervalos de 180 m ao longo da rede. Raciocínio análogo pode ser empregado com relação às redes de média tensão com comprimentos de 60 m e 120 m, que também podem ser vistas como a associação em série de trechos de linha com menores comprimentos, caso necessário. Com isso, entende-se que os vãos utilizados no sistema proposto sejam capazes de representar condições não apenas associadas a redes de média tensão instaladas em áreas rurais, mas também a redes de média tensão instaladas em áreas urbanas. Vale frisar que essa hipótese é especialmente válida no estudo dos efeitos de descargas indiretas em redes de distribuição, realizado no Capítulo 8, em que a ocorrência de rupturas em isoladores é menos provável graças aos baixos níveis de tensão associados. Quando da análise dos efeitos de descargas diretas em redes de distribuição, realizada no Capítulo 9, pode-se supor que tal hipótese seja menos consistente, especialmente em locais próximos ao ponto de incidência da descarga, pois rupturas poderiam ocorrer em estruturas internas aos vãos adotados. Ainda assim, a representação do sistema utilizando vãos relativamente longos embutiria a possibilidade de avaliação de condições críticas em que pára-raios seriam mais exigidos em função da ocorrência menos freqüente de rupturas em isoladores (ver Capítulo 9), ou, na pior das hipóteses, de condições que mais se assemelhem à solicitação de redes de distribuição instaladas em áreas rurais ou periféricas por descargas atmosféricas.

Com relação às redes de baixa tensão, em que foram utilizados vãos com comprimentos de 45 m, 60 m e 90 m (primordialmente 60 m), conforme indicado na Figura 7.2, e que apresentam, na prática, vãos em torno de 35 m, a sua representação por meio de trechos de linha relativamente mais longos é justificada pelo fato de (i) em condições práticas não necessariamente haver derivações para instalações consumidoras a partir de todos os postes, (ii) pela dificuldade em se definir modelos adequados para

representar as cargas consumidoras, fato que reduz a importância relativa dos demais parâmetros envolvidos na modelagem de redes de baixa tensão, entre eles a extensão exata assumida para os vãos e, finalmente, (iii) pelo desejo de se reduzir o tempo de processamento nas simulações realizadas, tal qual no caso das redes de média tensão.

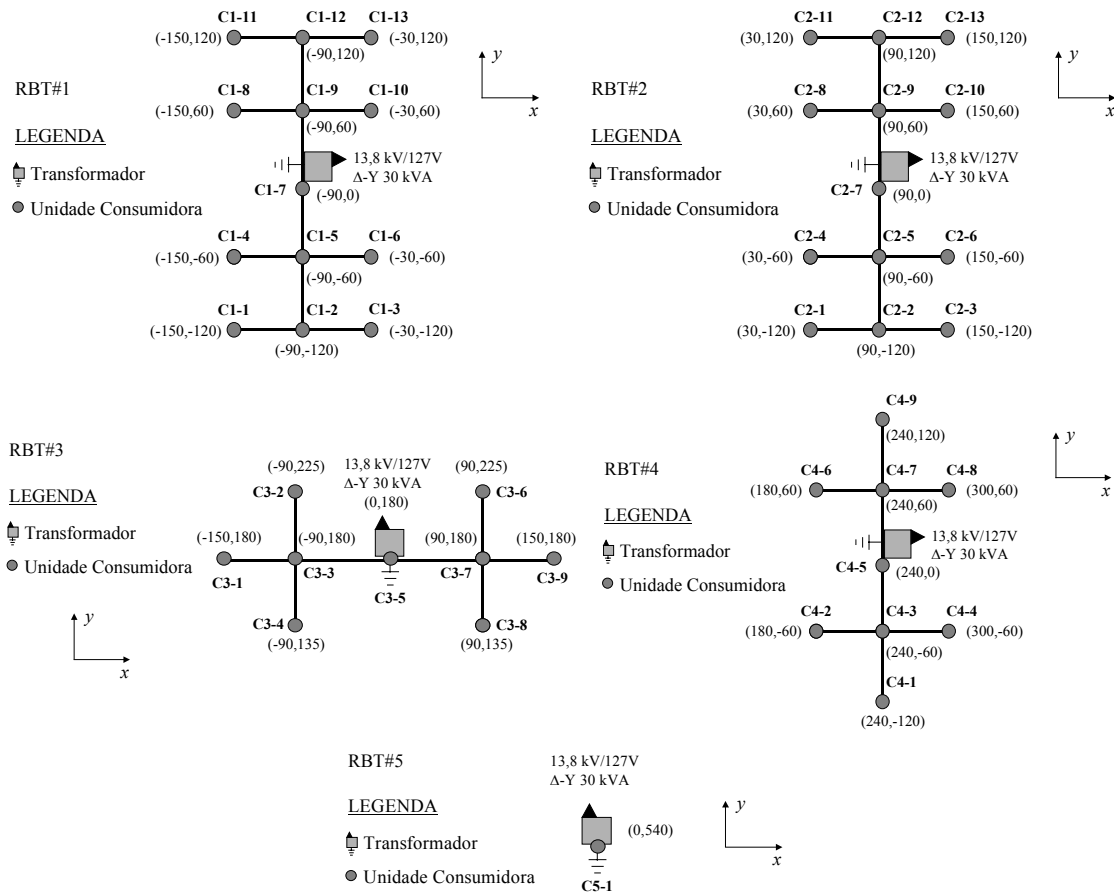


Figura 7.2 – Redes de baixa tensão utilizadas na composição do sistema completo ilustrado na Figura 7.1.

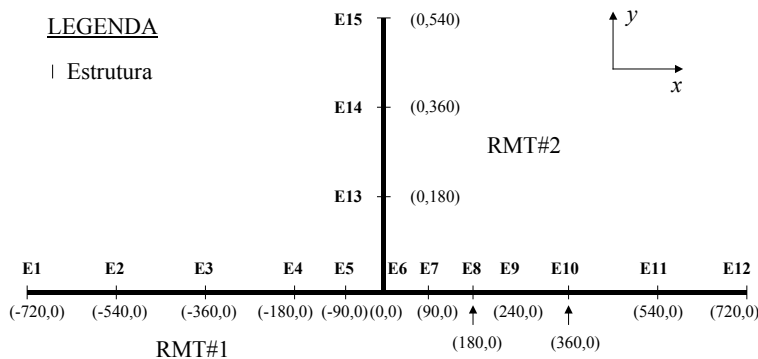


Figura 7.3 – Posicionamento dos vãos e estruturas na rede de média tensão simulada.

7.3 Modelos Utilizados

Nos itens a seguir, é apresentada uma descrição objetiva dos modelos e configurações utilizados na representação do sistema ilustrado na Figura 7.1. Alguns desses modelos foram adotados com base em pesquisas bibliográficas que os indicaram como adequados para as simulações realizadas nos Capítulos 8 e 9. Outros provêm de desenvolvimentos originais desta tese.

7.3.1. Configurações de Rede

As redes de média tensão foram modeladas tendo como referência a estrutura N1 da configuração de rede convencional adotada pela CEMIG, ilustrada na Figura 7.4-a. Foi considerado um raio de 0,85 cm para representar os condutores fase e neutro. A estrutura N1 apresenta nível básico de isolamento (NBI) entre 95 kV e 170 kV (DE CONTI, 2001). Na representação das redes de baixa tensão, foi utilizada a configuração de rede convencional adotada pela CEMIG, que é composta por quatro condutores verticalmente dispostos com espaçamento de 0,2 m entre si (ver Figura 7.4-b). Foi utilizado um raio de 0,47 cm para representar os condutores dessa rede.

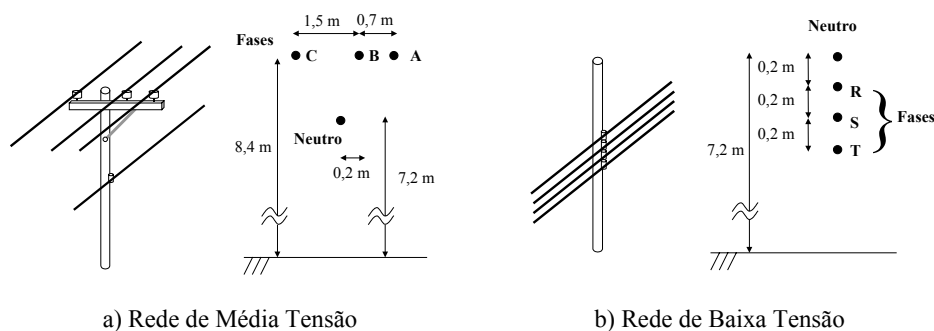


Figura 7.4 – Configurações utilizadas na modelagem das redes de média e baixa tensão simuladas.

7.3.2. Transformadores

Na constituição do sistema ilustrado na Figura 7.1, empregou-se o modelo de transformador de distribuição proposto por Piantini (2003), que representa transformadores trifásicos com conexão Δ -Y aterrada, tensão nominal de

13,8 kV / 220-127 V e potências diversas por meio de um circuito equivalente por fase, ilustrado na Figura 7.5. Conforme indicado em (PIANTINI, 2003), esse modelo é capaz de reproduzir com boa exatidão a resposta em frequência de diversos transformadores de distribuição utilizados no Brasil, tanto para a injeção de surtos nos terminais de alta tensão quanto nos de baixa tensão. Os parâmetros a serem utilizados no modelo ilustrado na Figura 7.5 dependem da potência do transformador. No caso específico de transformadores com potência de 30 kVA, utilizados na simulação do sistema ilustrado na Figura 7.1, devem ser adotados os parâmetros indicados na Figura 7.5.

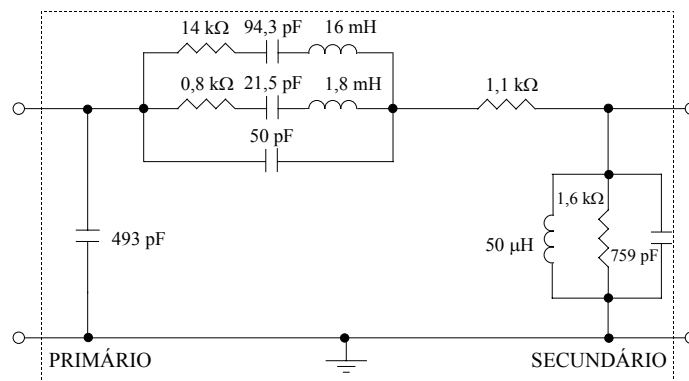


Figura 7.5 – Modelo de transformador de 30 kVA (PIANTINI, 2003).

A conexão do modelo de transformador nos circuitos das Figuras 7.1 e 7.2 segue os padrões recomendados pela CEMIG. Com isso, o neutro da rede de média tensão é conectado ao tanque do transformador, representado pelo terminal aterrado no circuito ilustrado na Figura 7.5. Neste mesmo ponto, também são conectados o neutro da rede de baixa tensão e um condutor de descida através do qual se realiza o aterramento do transformador.

É importante comentar que a adoção de modelos de transformadores com diferentes potências, partindo do circuito equivalente ilustrado na Figura 7.5, foi avaliada em análises preliminares não apresentadas neste texto, ficando indicado que seu impacto nos efeitos causados por descargas diretas e indiretas no sistema estudado seria pequeno com a instalação de pára-raios em seus terminais de primário e secundário, prática atualmente empregada pela CEMIG e reproduzida na constituição do sistema ilustrado na Figura 7.1.

7.3.3. Aterramentos

A CEMIG utiliza a filosofia de aterramento efetivo e contínuo em suas redes de distribuição (CEMIG, 1992, 1994, 1995). Assim, é feita a conexão do neutro à terra desde a subestação até os medidores dos consumidores, sendo adotados critérios específicos a cada caso. Em redes de média tensão rurais, no caso de vãos com comprimento menor que 200 m, o neutro é aterrado estrutura sim e outra não. Em vãos maiores que 200 m, são aterradas todas as estruturas. Em redes de média tensão instaladas em áreas urbanas, o neutro deve ser aterrado em intervalos de aproximadamente 200 m. Em todos os casos citados, o aterramento é feito com o uso de apenas uma haste do tipo cantoneira, com dimensões de 2,4 m x 2,54 cm e espessura de 5 mm, enterrada a uma profundidade mínima de 0,5 m, não sendo especificado um valor máximo permitido para a resistência de aterramento (ver Figura 7.6-a).

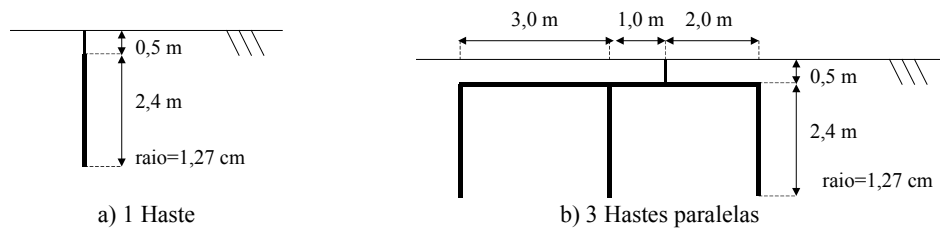


Figura 7.6 – Configurações de aterramento tipicamente empregadas em redes de distribuição instaladas na área de concessão da CEMIG (VISACRO, 1999).

Aterramentos também devem ser realizados em finais de rede e na presença de equipamentos, sendo feita a conexão de suas carcaças ao neutro e deste para a terra. Como na área de concessão da CEMIG equipamentos e finais de rede são sempre protegidos por pára-raios, fica valendo nesses casos o critério que determina uma resistência de aterramento máxima de 80Ω , aplicado quando da utilização de dispositivos de proteção (CEMIG, 1995). Para isso, é normalmente utilizada uma configuração com três hastas paralelas, como aquela ilustrada na Figura 7.6-b, podendo ser variado o ponto de injeção de corrente desde que as hastas verticais mantenham uma distância mínima de 1,0 m em relação ao poste. Caso uma resistência de aterramento máxima de 80Ω não seja obtida com essa configuração, são adicionadas novas hastas seguindo os critérios e as configurações alternativas indicados nas normas (CEMIG, 1992, DE CONTI, 2001).

Em redes de baixa tensão instaladas em áreas urbanas, os medidores de energia presentes na entrada de serviço dos consumidores são aterrados com configurações que variam de uma haste a três hastes paralelas, como aquelas ilustradas na Figura 7.6, não sendo necessário medir o valor de resistência de aterramento obtido. Em áreas rurais, nos casos em que o medidor de energia é instalado no mesmo poste que o transformador de distribuição, o aterramento é único e compartilhado por ambos. A existência de uma conexão à terra adicional junto às cargas é, neste caso específico, de total responsabilidade dos consumidores.

De forma a avaliar o comportamento das configurações de aterramento ilustradas na Figura 7.6 frente a solicitações com características impulsivas, foram realizadas simulações computacionais com o Modelo Eletromagnético Híbrido (HEM). Esse modelo, em sua versão original, foi desenvolvido exatamente com a finalidade de estudar o desempenho de aterramentos elétricos (VISACRO, 1998). Nas simulações realizadas, foi atribuído um raio de 1,27 cm aos eletrodos de aterramento, sendo considerados solos com diferentes resistividades. Não foi considerada a variação dos parâmetros do solo com a frequência. A Figura 7.7 ilustra os resultados obtidos.

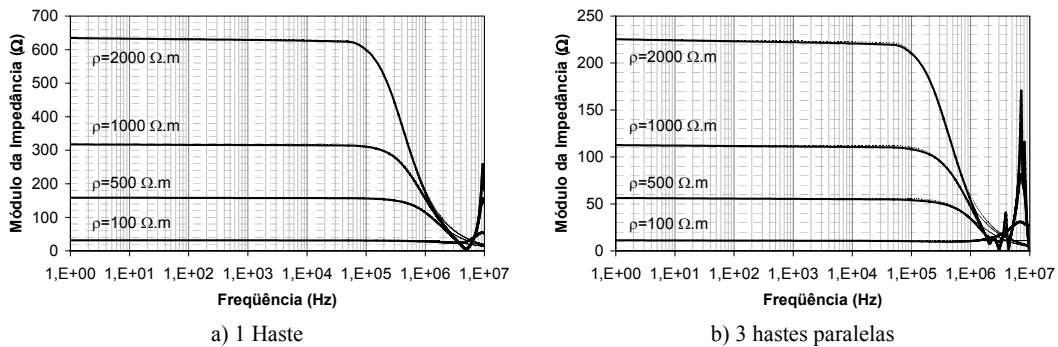


Figura 7.7 – Resposta em frequência das configurações de aterramento ilustradas na Figura 7.6. As linhas cheias correspondem a resultados obtidos com o HEM. As curvas tracejadas indicam resultados obtidos com modelos simplificados consistindo em uma resistência em paralelo com uma capacitância.

Com base nas curvas ilustradas na Figura 7.7, pode-se dizer que o comportamento das configurações de aterramento ilustradas na Figura 7.6 se assemelha sobremaneira à resposta de filtros passa-baixas até frequências de aproximadamente 5 MHz, no caso da configuração contendo uma haste, e 2,5 MHz, no caso da configuração com três hastes paralelas. Sabendo que sobretensões geradas por descargas

atmosféricas apresentam frequências representativas normalmente abaixo desses limites, abre-se portanto um precedente para o desenvolvimento de modelos simplificados que possam ser utilizados na representação do sistema de distribuição da Figura 7.1. Com base nessa constatação, foi sintetizado o circuito equivalente ilustrado na Figura 7.8, contendo um resistor em paralelo com um capacitor. O valor de resistência a ser utilizado nesse modelo corresponde à resistência de aterramento obtida para cada um dos casos analisados na Figura 7.7, definida como o valor da impedância de aterramento calculado em baixas frequências. O valor de capacitância a ser utilizado foi determinado de forma a levar a um decaimento similar ao observado nas curvas da Figura 7.7. A Tabela 7.1 apresenta os valores de resistência e capacitância correspondentes a cada um dos casos avaliados. As curvas de resposta em frequência obtidas com a utilização desses valores encontram-se ilustradas na Figura 7.7, superpostas às curvas originalmente obtidas com o HEM. Percebe-se que a qualidade das aproximações realizadas é bastante razoável, sendo praticamente impossível distinguir uma curva de outra até uma frequência de aproximadamente 2 MHz. Vale frisar que uma síntese correta em toda a faixa do espectro de frequências também seria possível, mas para isso seria necessário utilizar um circuito equivalente mais complexo do que aquele ilustrado na Figura 7.8.

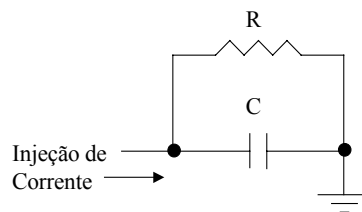


Figura 7.8 – Modelo simplificado proposto para representar aterramentos de redes de distribuição.

Tabela 7.1 – Parâmetros a serem utilizados no circuito da Figura 7.8 a fim de se representar de forma aproximada o comportamento das configurações de aterramento ilustradas na Figura 7.6.

Configuração: 1 Haste				
Parâmetros	$\rho=100 \Omega.m$	$\rho=500 \Omega.m$	$\rho=1000 \Omega.m$	$\rho=2000 \Omega.m$
R (Ω)	31,5	158,4	316,8	634,6
C (nF)	1,11	1,00	0,8373	0,8364
Configuração: 3 Hastes				
Parâmetros	$\rho=100 \Omega.m$	$\rho=500 \Omega.m$	$\rho=1000 \Omega.m$	$\rho=2000 \Omega.m$
R (Ω)	11,3	56,2	112,6	225,3
C (nF)	-	3,50	2,86	2,62

A qualidade das aproximações realizadas no desenvolvimento do modelo da Figura 7.8 se confirma ao serem analisadas as curvas ilustradas na Figura 7.9, que comparam, no domínio do tempo, resultados obtidos com o HEM e com a utilização do modelo simplificado. Nas simulações realizadas, foi considerada a aplicação de formas de onda de corrente do tipo rampa no ponto de injeção de corrente, com tempo de frente de $0,5 \mu\text{s}$ e tempo de meia-onda de $20 \mu\text{s}$. A título de comparação, foi incluída em cada um dos gráficos apresentados uma curva obtida considerando-se a representação do aterramento como apenas uma resistência, sendo assumido $\rho=2000 \Omega\cdot\text{m}$. Percebe-se, neste caso, que a forma de onda de tensão resultante apresenta um perfil significativamente diferente daquele obtido com o HEM e com o modelo proposto, o que indica a incapacidade do modelo com apenas uma resistência de reproduzir o comportamento típico de aterramentos reais de forma adequada, ao menos na maior parte dos casos aqui avaliados. Vale dizer, no entanto, que o efeito capacitivo tende a ser menos importante em solos com menor resistividade, o que pode tornar a representação do aterramento como apenas uma resistência válida em determinadas condições, com aquela ilustrada na Tabela 7.1 para representar a resposta de 3 hastes paralelas em um solo com resistividade de $100 \Omega\cdot\text{m}$.

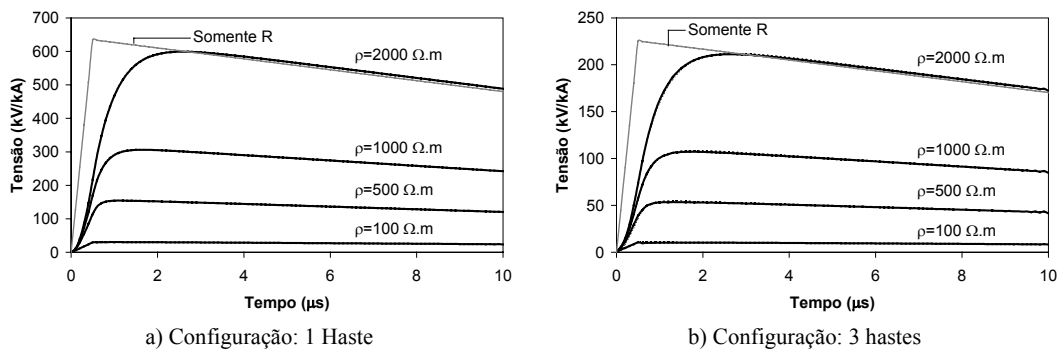


Figura 7.9 – Formas de onda de tensão obtidas com a utilização do HEM e do modelo ilustrado na Figura 7.8 na simulação das configurações ilustradas na Figura 7.6. As curvas obtidas com ambos os modelos são coincidentes. As curvas indicadas com a legenda “Somente R” correspondem à simulação dos aterramentos como apenas uma resistência, sendo considerado um solo com $\rho=2000 \Omega\cdot\text{m}$.

Embora o modelo simplificado apresentado na Figura 7.8 tenha sido validado para ambas as configurações de aterramento ilustradas na Figura 7.6, essa validação foi feita especificamente para resistividades de $100 \Omega\cdot\text{m}$, $500 \Omega\cdot\text{m}$, $1000 \Omega\cdot\text{m}$ e $2000 \Omega\cdot\text{m}$. Muitas vezes, no entanto, pretende-se realizar análises de sensibilidade avaliando

condições distintas daquelas aqui apresentadas, frequentemente partindo de um valor desejado de resistência de aterramento em um determinado ponto do circuito. Por exemplo, na simulação do aterramento de um conjunto de pára-raios, é muitas vezes conveniente assumir uma resistência de aterramento com valor de 80Ω , visto que este é o valor máximo recomendado pela empresa concessionária e conhecido por meio de medições. Naturalmente, poderia ser identificada uma resistividade do solo tal que levasse a esse valor de resistência de aterramento, sendo então desenvolvido um modelo que pudesse representar o comportamento do aterramento nesse caso específico, mas a realização dessa tarefa para cada um dos casos de interesse investigados ao longo deste texto seria inoportuna. Com isso, de forma a flexibilizar ainda mais o modelo de aterramento simplificado ilustrado na Figura 7.8, propõe-se a representação de aterramentos que utilizem a configuração de apenas uma haste com a associação em paralelo de um capacitor com capacitância típica de 1 nF e de um resistor com o valor desejado de resistência de aterramento. Da mesma forma, para representar a configuração de aterramento com três hastes ilustrada na Figura 7.6-b, propõe-se a associação em paralelo de um resistor com o valor desejado de resistência de aterramento e de um capacitor com valor típico de capacitância de 3 nF . Note que os valores de capacitância propostos têm como referência a ordem de grandeza dos parâmetros apresentados na Tabela 7.1.

7.3.4. Unidades Consumidoras

O desenvolvimento de modelos para representar o desempenho de unidades consumidoras frente a fenômenos transitórios é um desafio ainda não totalmente solucionado na literatura. Poucos trabalhos existem nessa área e a maior parte dos modelos disponíveis não é totalmente satisfatória (HØIDALEN, 1998, DE CONTI, 2001, BASSI, 2005). Pode-se atribuir essa dificuldade a vários fatores, que incluem a imensa diversidade encontrada em instalações elétricas existentes, a presença de equipamentos em operação ou não, a existência de pontos com isolamento frágil, a presença de dispositivos protetores e a existência, em pontos diversos, de aterramentos intencionais ou não-intencionais. Tamanha diversidade confirma a idéia de que cada unidade consumidora possui características muito peculiares, o que torna praticamente

impossível a concepção de um modelo que possa representar, de forma global, o desempenho típico de cargas conectadas a redes de baixa tensão.

Em meio a tantas incertezas, optou-se por utilizar o circuito ilustrado na Figura 7.10 para representar cada uma das unidades consumidoras conectadas às redes de baixa tensão simuladas (ver Figura 7.2). Utilizou-se uma representação trifásica, em que cada carga foi conectada entre uma das fases e o condutor neutro. Este, por sua vez, foi aterrado na entrada de serviço do consumidor através de uma resistência R_C em paralelo com uma capacitância de 1,0 nF, ambas conectadas em série com uma indutância de 3,6 μ H, dedicada a representar o condutor de descida que conecta o medidor de tensão ao ponto de aterramento. A fiação interna à residência não foi considerada. Em todas as análises desenvolvidas ao longo dos Capítulos 8 e 9 assumiu-se $R_C=240 \Omega$.

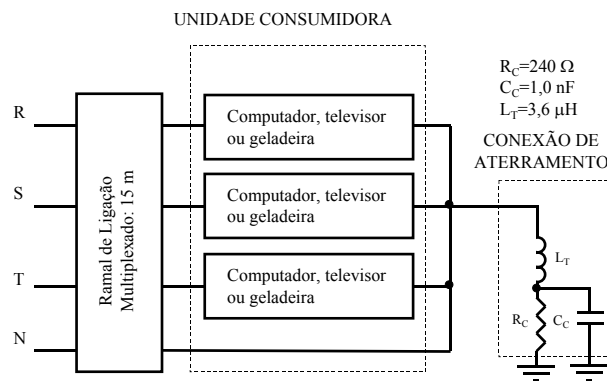


Figura 7.10 – Representação das unidades consumidoras nas simulações realizadas no ATP.

A conexão de cada unidade consumidora com a rede de baixa tensão que a alimenta foi realizada através de um ramal de ligação multiplexado com 15 m de comprimento, de acordo com a ilustração apresentada na Figura 7.11-a. O ramal de ligação foi modelado como um circuito pi equivalente, tendo sido o condutor neutro posicionado a uma altura de 7,2 m. Os condutores fase foram distribuídos de forma simétrica em torno do neutro, respeitando-se um espaçamento de 1,5 cm entre centros, conforme indicado na Figura 7.11-b. Foram utilizados condutores com raio de 0,426 cm e resistência interna de 0,852 Ω /m. Não foi considerada a cobertura isolante envolvendo os condutores fase, tampouco efeitos de proximidade no cálculo dos parâmetros por unidade de comprimento dos condutores.

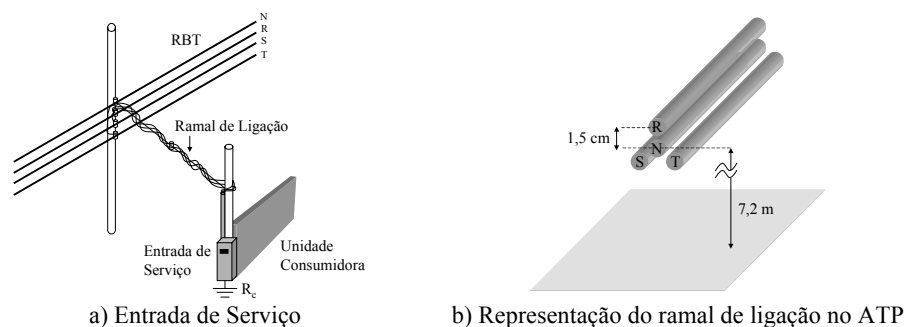


Figura 7.11 – Representação da conexão de uma unidade consumidora à rede de baixa tensão através de um ramal de ligação multiplexado.

Para representar as cargas, foram empregados modelos simplificados consistindo em apenas uma resistência conectada entre cada fase e o neutro ou os modelos desenvolvidos por Bassi (2005), ilustrados na Figura 7.12, que são capazes de reproduzir a resposta em frequência de cargas tipicamente encontradas em redes de baixa tensão, como computadores, monitores de vídeo, televisores e geladeiras. Nos ensaios que levaram à síntese dos circuitos ilustrados na Figura 7.12, os aparelhos avaliados permaneceram energizados. Não foram apresentados resultados que indicassem seu comportamento quando desligados. Nas análises realizadas por Bassi (2005), verificou-se que a suportabilidade de alguns dos aparelhos ensaiados podia ser relativamente baixa. Por exemplo, grande parte dos computadores avaliados apresentaram dano total ou parcial quando submetidos a tensões impulsivas com amplitude máxima de 1 kV, embora a NBR 5410 (1997) especifique uma suportabilidade mínima de 1,5 kV para eletrodomésticos conectados a redes de baixa tensão. Apesar desse fato, a ocorrência de rupturas nas cargas não foi considerada nas simulações apresentadas ao longo dos capítulos seguintes. Essa premissa foi adotada de forma a permitir a identificação das solicitações máximas às quais as cargas estariam submetidas caso não houvesse quaisquer rupturas no circuito avaliado. Além disso, a inclusão de rupturas no circuito da Figura 7.12 teria que ser feita com base em premissas pouco fundamentadas e de generalidade discutível, uma vez que, conforme já comentado, pouco se sabe a respeito do comportamento de instalações e cargas consumidoras frente a solicitações com características impulsivas.

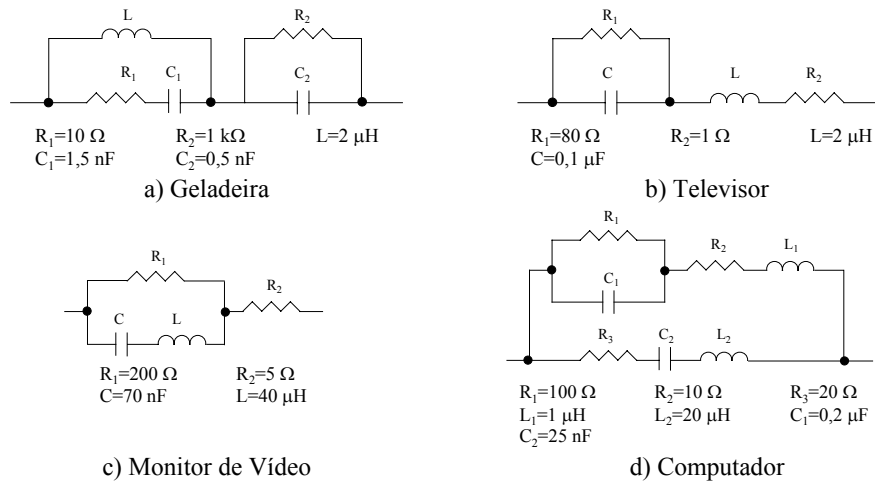


Figura 7.12 - Modelos propostos em (BASSI, 2005) para representar cargas consumidoras.

7.3.5. Pára-raios

Na área de concessão da CEMIG, pára-raios são instalados no primário e no secundário de transformadores de distribuição, junto a equipamentos, em finais de rede, em pontos de transição de rede aérea para rede subterrânea e em pontos de transição entre diferentes configurações de rede. Em todos esses casos, é feita uma conexão para a terra com resistência de aterramento máxima de 80Ω . Em redes de baixa tensão, além do secundário do transformador, pára-raios podem ser instalados entre fase e neutro no poste onde ocorre a derivação para um consumidor reclamante, desde que a reclamação seja considerada procedente, ou seja, que eventuais danos em seus aparelhos sejam comprovadamente decorrentes de problemas oriundos da rede que os alimenta, sejam eles causados ou não por descargas atmosféricas. Não é feito um aterramento dedicado ao conjunto adicional de pára-raios instalado nesse poste.

Ultimamente, a CEMIG tem adotado apenas pára-raios de ZnO com corrente nominal de 10 kA, tensão nominal de 12 kV e Classe 1 de descarga de linha. Os níveis de proteção típicos de dispositivos instalados em redes de média tensão giram na faixa de 30 a 40 kV, que está bem abaixo do NBI dos equipamentos instalados (95 kV). Em redes de baixa tensão, são instalados pára-raios com nível de proteção bem inferior, normalmente abaixo de 1 kV. A Figura 7.13 ilustra curvas V_{xI} típicas de pára-raios de média e baixa tensão instalados pela CEMIG em redes de distribuição. Essas curvas

foram utilizadas na representação de pára-raios conectados ao sistema de distribuição proposto neste capítulo, ilustrado na Figura 7.1.

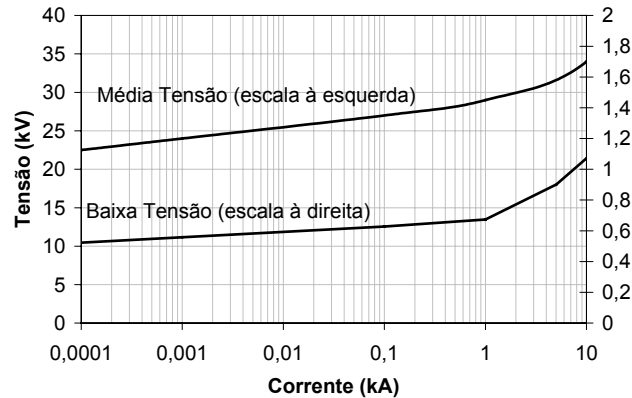


Figura 7.13 – Curvas VxI utilizadas na simulação de pára-raios (DE CONTI, 2005).

7.3.6. Isoladores

A suportabilidade de isoladores utilizados em sistemas de energia elétrica é normalmente avaliada em ensaios laboratoriais que envolvem a aplicação de ondas impulsivas. O principal objetivo desses ensaios é levantar curvas que descrevam a relação entre o valor de pico da onda de tensão aplicada e o tempo decorrido para a ocorrência da ruptura, sendo normalmente utilizadas formas de onda de tensão do tipo dupla-exponencial (1,2/50 μ s). Tais curvas, denominadas curvas $V-T$, são utilizadas em estudos de coordenação de isolamento e em avaliações envolvendo o desempenho de linhas de transmissão e distribuição frente a descargas atmosféricas. Deve-se ressaltar, no entanto, que curvas $V-T$ só descrevem o desempenho de isoladores de forma adequada caso estes sejam submetidos a formas de onda do tipo dupla-exponencial com características idênticas às adotadas nos ensaios. Assim, se é de interesse avaliar a resposta de um isolador quando submetido a ondas de tensão não padronizadas, curvas $V-T$ obtidas em ensaios não podem ser diretamente aplicadas (CALDWELL, 1973).

Tendo em vista a necessidade de se avaliar o desempenho de isoladores frente a solicitações impulsivas com características arbitrárias, diversos métodos analíticos foram desenvolvidos ao longo das últimas décadas. Esses métodos possibilitam a

predição do tempo necessário para que ocorra a ruptura em uma dada configuração de isoladores quando esta for submetida a formas de onda de tensão não-padronizadas, ou seja, que diferem da onda dupla-exponencial 1,2/50 μs utilizada em ensaios. Merecem destaque o Método da Integração (DARVENIZA, 1988) e o Método de Progressão do *Leader* (*Leader Progression Model*) (CIGRÉ, 1991), que foram utilizados com sucesso em análises computacionais envolvendo transitórios em redes de distribuição e linhas de transmissão (ZANETTA, 2001, BASSI, 2000). Nesta tese, optou-se por trabalhar com o Método da Integração em função da maior simplicidade de sua formulação.

O Método da Integração assume que o desempenho de um isolador possa ser descrito por

$$DE = \int_{t_0}^t [U(t) - U_0]^k dt \quad (7.1)$$

onde $U(t)$ corresponde à onda de tensão aplicada sobre o isolador, U_0 refere-se ao limiar de tensão a partir do qual tem início o processo de ruptura no isolador, t_0 é o instante de tempo em que o valor instantâneo de $U(t)$ ultrapassa U_0 , k é um fator adimensional, dependente do valor assumido para U_0 , determinando o quão rápido se dá o processo de ionização a partir do momento que o limiar U_0 é ultrapassado, e DE é a variável denominada “efeito disruptivo” (DARVENIZA, 1988).

De acordo com o Método da Integração, a ruptura ocorre no instante em que DE supera o valor crítico DE^* , que é assumido como uma característica inerente à configuração ensaiada, independente da forma de onda de tensão aplicada. A obtenção das constantes DE^* , k e U_0 pode ser feita a partir de curvas $V-T$ típicas de isoladores, sendo escolhido o conjunto de parâmetros que fornecer o melhor ajuste com os resultados experimentais. Se $k=1$, DE corresponde à área delimitada pelas curvas $U(t)$ e U_0 , com $U_0 \approx 0,9.U_{50\%}$ (DARVENIZA, 1988). Nesse caso particular, o Método da Integração é também chamado de *Método das Áreas Iguais* e tende a levar a uma melhor concordância com curvas experimentais (CALDWELL, 1973).

Em geral, o Método da Integração só apresenta bons resultados se são aplicadas no conjunto de isoladores avaliadas ondas de tensão impulsivas com polaridade única

e/ou com oscilações acima de U_0 . Além disso, é necessário que a ruptura se dê em até 50 μ s, instante a partir do qual o ajuste entre curvas $V-T$ geradas em laboratório e preditas computacionalmente se mostra insatisfatório (CALDWELL, 1973). A maior limitação do Método da Integração refere-se à consideração, como fenômeno solicitante, de formas de onda oscilatórias com valores instantâneos transitando em torno da tensão de limiar U_0 . Em (SAVADAMUTHU, 2002), uma versão modificada do Método da Integração foi apresentada objetivando torná-lo apto a representar o desempenho de isoladores frente a formas de onda com essas características, mas a seleção dos parâmetros a serem utilizados no método modificado tem a desvantagem de ser menos direta do que a seleção dos parâmetros no método tradicional, além de seu emprego ainda não estar totalmente consolidado. Com isso, na modelagem dos isoladores presentes no sistema ilustrado na Figura 7.1, optou-se por utilizar o Método da Integração tradicional e o conjunto de parâmetros apresentados na Tabela 7.2, que foi proposto por Bassi (1999) após a realização de ensaios laboratoriais em estruturas similares àquelas ilustradas na Figura 7.4.

Tabela 7.2 – Constantes utilizadas para caracterizar isoladores de redes de distribuição (BASSI, 1999).

Isolador	$U_{50\%}$ (kV)	U_0 (kV)	K	DE* (kV. μ s)
Média Tensão Fases Externas	210	176	1	97,9
Média Tensão Fase Interna	165	138	1	77,9
Neutro (Isolador roldana)	35	32,5	1	9,3

Modelos de isoladores foram colocados em todas as estruturas presentes nas redes de média tensão ilustradas na Figura 7.1, sendo representados como chaves ideais controladas pelo Método da Integração (não foi considerada a queda de tensão associada ao arco elétrico). Em redes de baixa tensão, optou-se por não se considerar a ocorrência de rupturas em isoladores. Essa escolha teve como base as incertezas inerentes à modelagem das cargas consumidoras, que normalmente apresentam suportabilidade bem menor do que as estruturas da rede. Embora não realística, a não consideração de rupturas em redes de baixa tensão possibilita uma estimativa de valores máximos de tensão que podem afetar as cargas conectadas. Além disso, como o principal foco das análises realizadas nos capítulos seguintes se concentra nos efeitos de descargas

atmosféricas em redes de média tensão, acredita-se que uma representação um pouco mais simplificada das redes de baixa tensão presentes no sistema da Figura 7.1 não seja capaz de afetar significativamente a qualidade dos resultados obtidos.

Nas estruturas contendo aterramentos intencionais, onde o neutro é conectado à terra através de um condutor de descida, as chaves que representam os isoladores foram utilizadas apenas para descrever a ruptura nos condutores fase, conforme ilustrado na Figura 7.14-a. Nas estruturas onde não há aterramentos intencionais, tanto fase quanto neutro permaneceram isolados do poste (Figura 7.14-b). Nesse caso, o poste e seu aterramento não intencional foram representados de forma simplificada como uma resistência $R_p=350 \Omega$. Esse valor foi escolhido com base nos valores de impedância de surto e de aterramento não intencional associados a postes de concreto obtidos por Sekioka (1995) em seu trabalho experimental.

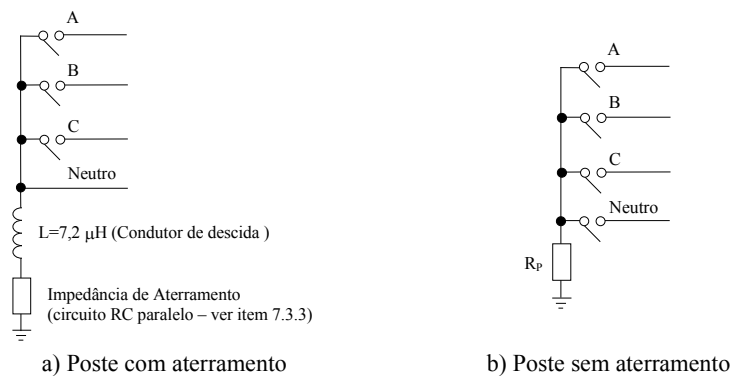


Figura 7.14 – Detalhe da conexão dos isoladores nas simulações realizadas.

7.3.7. Formas de Onda de Corrente

No estudo de sobretensões geradas por descargas atmosféricas, é fundamental o emprego de formas de onda de corrente representativas. Em geral, encontram-se disponíveis na literatura expressões analíticas capazes de representar características tipicamente verificadas em ondas de corrente medidas no Monte San Salvatore (NUCCI, 1993, CIGRÉ, 1991). No entanto, não são encontradas formulações dedicadas à representação das principais características encontradas em ondas de corrente medidas na Estação do Morro do Cachimbo. Sabe-se, do Capítulo 2, que as bases de dados

referentes ao Morro do Cachimbo e ao Monte San Salvatore apresentam diferenças fundamentais principalmente quanto às amplitudes das correntes medidas, sendo estas mais intensas no Morro do Cachimbo. Além disso, diferenças significativas são também observadas em parâmetros como o tempo de frente, a taxa de crescimento e a duração das ondas de corrente. Embora não seja possível assegurar, com o conhecimento que se tem hoje, que as formas de onda de corrente medidas no Morro do Cachimbo sejam de fato representativas de descargas atmosféricas incidindo em todo o estado de Minas Gerais, parece mais razoável, ainda assim, que elas sejam utilizadas no estudo do desempenho do sistema de distribuição proposto neste capítulo ao invés de ondas de corrente medidas na Suíça, no Monte San Salvatore. Nesse contexto, foi desenvolvido um estudo visando a representação analítica de formas de onda de corrente capazes de reproduzir características medianas de primeiras descargas de retorno e de descargas subseqüentes medidas no Morro do Cachimbo. Para isso, foram utilizadas funções de Heidler, descritas pelas expressões a seguir (NUCCI, 1993):

$$i(t) = \frac{I_0}{\eta} \frac{(t/\tau_1)^n}{1 + (t/\tau_1)^n} \exp(-t/\tau_2) \quad (7.2)$$

$$\eta = \exp[-(\tau_1 / \tau_2)(n t_2 / \tau_1)^{1/n}] \quad (7.3)$$

onde I_0 corresponde à amplitude da forma de onda gerada (sem correção), η corresponde a um fator empregado para corrigir a amplitude da corrente, τ_1 e τ_2 controlam os tempos de subida e descida da onda de corrente, respectivamente, e n é um fator adimensional que controla a taxa de crescimento da curva sintetizada.

De posse de (7.2) e (7.3), foram geradas duas ondas de corrente distintas, uma referente a dados medianos de descargas subseqüentes medidas na Estação do Morro do Cachimbo e a outra referente a descargas subseqüentes com amplitudes elevadas medidas nessa mesma estação. Essas formas de onda estão ilustradas na Figura 7.15 juntamente com suas derivadas temporais. Note que a Figura 7.15 também ilustra a forma de onda proposta por Nucci (1993) para representar descargas subseqüentes medianas medidas no Monte San Salvatore. Duas funções de Heidler foram necessárias para sintetizar as formas de onda propostas, sendo utilizados os parâmetros apresentados na Tabela 7.3. O critério utilizado para selecionar os parâmetros da onda de corrente

com amplitude elevada baseou-se somente no desejo de se contar com uma forma de onda que levasse a um valor de pico duas vezes maior do que o valor de pico atribuído à onda de corrente mediana. A qualidade das curvas ilustradas na Figura 7.15 pode ser aferida na Tabela 7.4, que compara parâmetros extraídos das formas de onda sintetizadas com parâmetros medianos referentes à base de dados do Morro do Cachimbo.

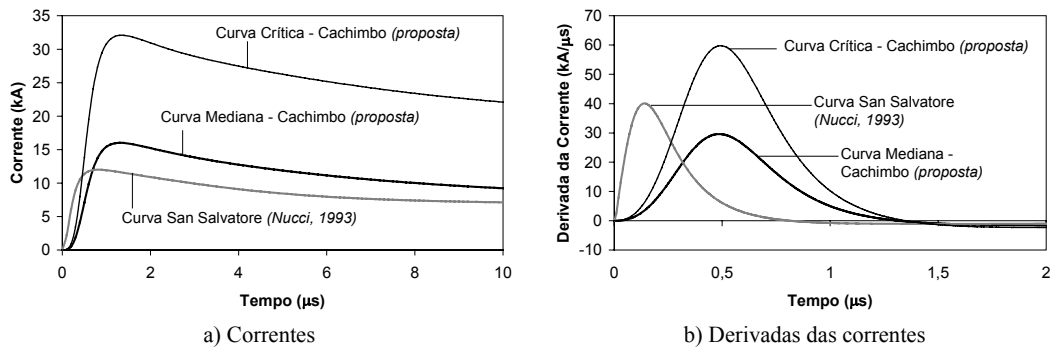


Figura 7.15 – Formas de onda de corrente utilizadas para representar descargas subsequentes medianas medidas no Morro do Cachimbo e no Monte San Salvatore.

Tabela 7.3 – Parâmetros referentes às formas de onda de corrente ilustradas na Figura 7.15.

Forma de Onda	Curva Mediana San Salvatore (Nucci, 1993)				Curva Mediana Cachimbo (proposta)				Curva Crítica Cachimbo (proposta)			
	I_0 (kA)	n	τ_1 (μs)	τ_2 (μs)	I_0 (kA)	n	τ_1 (μs)	τ_2 (μs)	I_0 (kA)	n	τ_1 (μs)	τ_2 (μs)
1	10,7	2	0,25	2,5	15,4	3,4	0,6	4,0	30,5	3,5	0,6	4,0
2	6,5	2	2,1	230	7,2	2	4,0	120	18,0	2	4,0	120

Tabela 7.4 – Principais parâmetros associados às formas de onda propostas para representar descargas subsequentes típicas medidas na Estação do Morro do Cachimbo (ver Figura 7.15; para definição dos parâmetros, ver Capítulo 2).

Formas de Onda	I_{p1} (kA)	T10 (μs)	T30 (μs)	T50 (μs)	S10 (kA/μs)	S30 (kA/μs)	TAN-G (kA/μs)	Carga (C)
Dados Medianos Cachimbo (Visacro, 2004b)	16,3	0,7	0,4	16,4	18,7	24,7	29,9	0,99
Curva Mediana Cachimbo (proposta)	16,0	0,6	0,4	16,6	22,3	21,9	29,6	1,05
Curva Crítica Cachimbo (proposta)	32,1	0,6	0,4	43,5	44,7	43,9	60,0	2,6

Para representar ondas de corrente medianas associadas a primeiras descargas de retorno medidas no Morro do Cachimbo, foi necessário empregar seis ou sete funções de Heidler como as descritas nas equações (7.2) e (7.3). Três formas de onda foram sintetizadas. Em duas delas, foi considerada a presença de apenas um pico, sendo feita uma normalização adotando como referência os valores medianos associados a cada um dos dois picos tipicamente observados em primeiras descargas de retorno medidas no Morro do Cachimbo (ver Capítulo 2). A terceira das formas de onda sintetizadas apresenta dois picos de corrente com valores correspondentes aos valores medianos referentes à base de dados do Morro do Cachimbo. As formas de onda obtidas encontram-se ilustradas na Figura 7.16 juntamente com suas derivadas temporais. A título de ilustração, a curva representativa proposta por Visacro (2004c) também foi incluída na Figura 7.16, embora com uma pequena compressão em sua escala de tempo para permitir uma melhor visualização. Os parâmetros empregados em (7.2) e (7.3) para gerar as curvas ilustradas na Figura 7.16 podem ser encontrados na Tabela 7.5.

Analisando a Figura 7.16-a, percebe-se uma grande semelhança entre a forma de onda sintetizada contendo dois picos e a forma de onda proposta por Visacro (2004c), principalmente em sua fase inicial, que é a mais importante para a caracterização de sobretensões em sistemas de energia elétrica. Também seria possível representar, utilizando funções de Heidler, os demais picos presentes na curva proposta por Visacro (2004c), mas esses picos não possuem uma caracterização estatística apropriada. É oportuno lembrar que também não há parâmetro estatístico que especifique o instante de ocorrência do segundo pico de corrente. Sabe-se, no entanto, que ele ocorre tipicamente em um intervalo de 5 a 10 μ s após o primeiro pico, característica que é respeitada nas curvas da Figura 7.16-a. As derivadas temporais ilustradas na Figura 7.16-b indicam um perfil de crescimento aproximadamente côncavo para as ondas de corrente sintetizadas, com derivada máxima ocorrendo em um instante de tempo próximo ao primeiro pico de corrente. Esta característica é normalmente verificada em primeiras descargas de retorno, indicando que as formas de onda de corrente propostas reproduzem satisfatoriamente as principais características associadas a esse tipo de evento. Esta impressão é confirmada ao se analisar a Tabela 7.6, em que são comparados parâmetros extraídos das ondas de corrente sintetizadas com parâmetros medianos referentes a primeiras descargas de retorno medidas na Estação do Morro do Cachimbo.

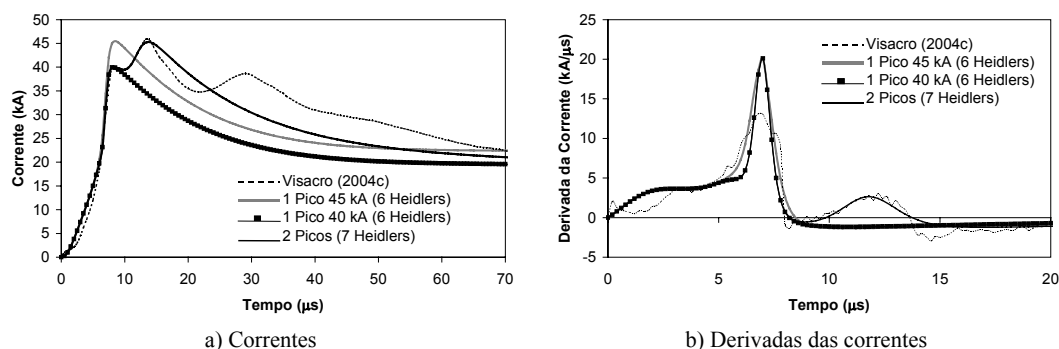


Figura 7.16 – Formas de onda utilizadas para representar correntes de primeiras descargas de retorno medianas medidas no Morro do Cachimbo.

Tabela 7.5 – Parâmetros referentes às formas de onda de corrente ilustradas na Figura 7.16.

Forma de Onda	Curva com 1 pico de 40 kA				Curva com 1 pico de 45 kA				Curva com 2 picos			
	I_0 (kA)	n	τ_1 (μs)	τ_2 (μs)	I_0 (kA)	n	τ_1 (μs)	τ_2 (μs)	I_0 (kA)	n	τ_1 (μs)	τ_2 (μs)
1	6	2	3	76	6	2	3	76	6	2	3	76
2	5	3	3,5	10	5	3	3,5	10	5	3	3,5	10
3	5	5	4,8	30	5	5	4,8	30	5	5	4,8	30
4	8	9	6	26	8	9	6	26	8	9	6	26
5	16,5	30	7	23,2	22	21	7	23,2	16,5	30	7	23,2
6	17	2	70	200	20	2	70	200	17	2	70	200
7	-	-	-	-	-	-	-	-	12	14	12	26

Tabela 7.6 – Principais parâmetros associados às formas de onda propostas para representar primeiras descargas típicas medidas na Estação do Morro do Cachimbo (ver Figura 7.16; para definição dos parâmetros, ver Capítulo 2).

Formas de Onda	I_{p1} (kA)	I_{p2} (kA)	T10 (μs)	T30 (μs)	T50 (μs)	S10 (kA/μs)	S30 (kA/μs)	TAN-G (kA/μs)	Carga (C)
Dados Medianos Cachimbo (Visacro, 2004b)	40,4	45,3	5,6	2,9	53,5	5,8	8,4	19,4	5,2
Curva com 1 pico de 40 kA (proposta)	40,0	-	5,2	3,0	52,3	6,1	8,0	20,2	4,9
Curva com 1 pico de 45 kA (proposta)	45,5	-	5,2	2,7	53,3	7,0	10,0	19,3	5,6
Curva com 2 picos (proposta)	40,1	45,3	5,2	3,0	53,8	6,2	8,0	20,2	5,3

8 Avaliação dos Efeitos de Descargas Indiretas em Sistemas de Distribuição

8.1 Introdução

Com a concepção de um sistema de distribuição contendo características similares às aquelas encontradas em sistemas de distribuição reais e com a definição de modelos capazes de representar o desempenho de componentes desses sistemas frente a solicitações com características impulsivas, tarefas realizadas no Capítulo 7, resta ainda estimar o impacto que as descargas atmosféricas podem ter no sistema proposto, tanto em termos da amplitude das solicitações geradas quanto de sua forma de onda. O presente capítulo dedica-se a avaliar o efeito de descargas indiretas nesse sistema, sendo calculadas tensões e correntes em diversos pontos de interesse. Nas análises realizadas, não foi considerada a ocorrência de rupturas nos isoladores. Essa opção foi adotada por uma questão de simplicidade e também porque, ao menos nos casos avaliados, os níveis de tensão gerados pelos campos eletromagnéticos incidentes se mantiveram abaixo ou na mesma ordem de grandeza da suportabilidade do sistema estudado.

De forma a permitir o conhecimento da influência de determinados parâmetros nas sobretensões resultantes no sistema e com isso fundamentar as análises realizadas neste capítulo quando da simulação de casos mais complexos, optou-se inicialmente por calcular tensões induzidas apenas na rede de média tensão, sem a presença da rede de baixa tensão, o que é feito na seção 8.2. De forma similar, na seção 8.3, são analisadas tensões induzidas em redes de baixa tensão sem a presença da rede de média tensão. Na seção 8.4, são realizadas análises considerando a presença simultânea de redes de média e baixa tensão, tendo como referência o sistema completo apresentado no Capítulo 7. Finalmente, na seção 8.5 é apresentada uma breve discussão a respeito das análises realizadas ao longo deste capítulo.

8.2 Tensões Induzidas na Rede de Média Tensão na Ausência da Rede de Baixa Tensão

8.2.1. Introdução

Nas análises realizadas nesta seção, foi inicialmente considerado apenas o trecho de rede de média tensão ilustrado na Figura 8.1, correspondente à RMT#1 que compõe o sistema completo proposto no capítulo anterior. Dois pontos de incidência foram considerados, conforme indicado na Figura 8.1, sendo assumida a injeção de três diferentes ondas de corrente na base do canal, que se encontram descritas na Tabela 8.1. Estas correspondem às formas de onda propostas no capítulo anterior para representar descargas subsequentes medidas no Morro do Cachimbo e também à forma de onda mediana proposta por Nucci (1993) para representar descargas subsequentes medidas no Monte San Salvatore. Note que a utilização dessas formas de onda não implica a avaliação dos casos mais críticos de solicitações de sistemas de distribuição por descargas indiretas, mas sim de casos considerados representativos de condições medianas, ou, quando da utilização da onda de corrente IS2 apresentada na Tabela 8.1, de solicitações que envolvam um nível de severidade ao menos duas vezes maior do que aquele associado a condições medianas. O canal de descarga foi representado com o emprego do modelo DNUTL, assumindo-se um envelope de corona inicial com raio de 2 m e raio final de 0,01 m, uma distribuição não-uniforme da resistência inicial do

canal, dada pela Equação (5.5), com $R=3,5 \Omega/m$, $H_{trans}=5000 \text{ m}$, $p=15$, $R_{k,j}=0,01R_{k,i}$, e tempos de decaimento dados por $\Delta t_C=5 \mu\text{s}$ e $\Delta t_R=20 \mu\text{s}$. Nos itens a seguir, discute-se a influência de diversos parâmetros nas sobretensões geradas na rede de média tensão ilustrada na Figura 8.1.

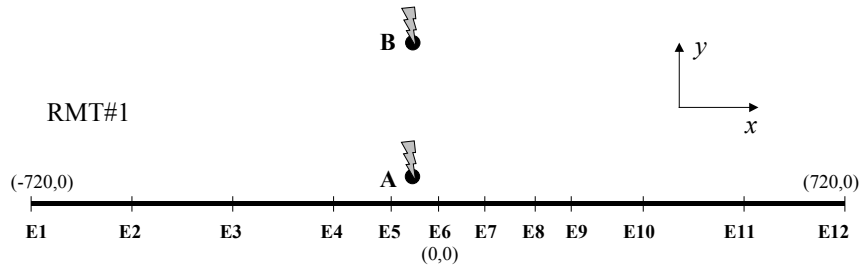


Figura 8.1 – Sistema simplificado contendo apenas a RMT#1. As terminações da linha foram casadas para evitar a ocorrência de reflexões. Pontos de incidência da descarga: A (-50, 50) e B (-50, 270).

Tabela 8.1 – Nomenclatura adotada para representar as formas de onda de corrente injetadas na base do canal de descarga simulado, propostas no item 7.3.7 do capítulo anterior.

Notação	Forma de Onda
IS1	Morro do Cachimbo (mediana) ($I_p=16 \text{ kA}$, $di/dt_{\text{máx}}=29,6 \text{ kA}/\mu\text{s}$)
IS2	Morro do Cachimbo (crítica) ($I_p=32 \text{ kA}$, $di/dt_{\text{máx}}=60,0 \text{ kA}/\mu\text{s}$)
IS3	Monte San Salvatore (mediana) ($I_p=12 \text{ kA}$, $di/dt_{\text{máx}}=40,1 \text{ kA}/\mu\text{s}$)

8.2.2. Influência de Aterramentos

De forma a avaliar o impacto de conexões para a terra nas tensões induzidas na rede de média tensão ilustrada na Figura 8.1, foram realizadas simulações computacionais considerando a presença de aterramentos espaçados em intervalos de 360 m ou 180 m, feitos com apenas uma haste vertical com resistência de aterramento R igual a 240Ω . Note que o caso considerando aterramentos realizados em intervalos de 180 m satisfaz aos critérios adotados pela CEMIG em sua área de concessão. Com isso, pode-se considerar que os resultados obtidos para esse caso particular sejam de certa forma representativos de sistemas de distribuição reais, desde que não existam na extensão de rede analisada equipamentos, derivações, redes de baixa tensão e dispositivos de proteção.

Nas simulações realizadas, assumiu-se a incidência da descarga no ponto A, sendo considerada a injeção da corrente IS1 na base do canal e o cálculo de tensões induzidas na fase A da RMT#1. Os resultados obtidos encontram-se ilustrados na Figura 8.2 e indicam que a presença de aterramentos em menores intervalos leva a uma maior redução nas tensões induzidas no sistema. Se comparadas com a condição em que não há aterramentos na RMT#1, também ilustrada na Figura 8.2, as tensões obtidas com a consideração de vãos entre aterramentos de 360 m e 180 m apresentam valores de pico 12% e 19% menores, respectivamente, no ponto E4. Na estrutura E12, uma maior redução é observada, em torno de 25%, mas essa redução independe do intervalo entre pontos de aterramento. Isso ocorre porque essa estrutura está aterrada em todos os casos avaliados ($d=180$ m e $d=360$ m).

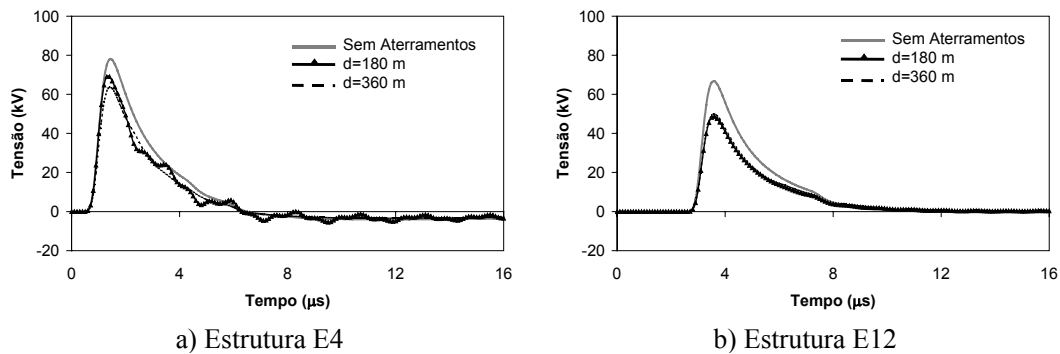


Figura 8.2 – Influência da distância entre pontos de aterramento nas tensões induzidas nas estruturas E4 e E12. No caso $d=360$ m, foram realizados aterramentos nas estruturas E1, E3, E6, E10 e E12. No caso $d=180$ m, além das estruturas já citadas, foram aterradas as estruturas E2, E4, E8 e E11. Foi considerada a incidência da descarga no ponto A (ver Figura 8.1) e a injeção da corrente IS1 na base do canal.

Considerando agora somente a condição em que aterramentos estão presentes em intervalos de 180 m, conectados ao neutro nas estruturas E1, E2, E3, E4, E6, E8, E10, E11 e E12 da rede de média tensão avaliada, a Figura 8.3 ilustra o impacto que diferentes valores de resistência de aterramento podem ter nas tensões induzidas calculadas nos pontos E4 e E12. Percebe-se, nas curvas ilustradas, que a consideração de baixos valores de resistência de aterramento leva a reduções muito discretas nos valores de pico das ondas de tensão calculadas na estrutura E4. Por sua vez, na estrutura E12, as tensões são insensíveis ao valor arbitrado para a resistência de aterramento. Esse fato, somado às observações realizadas na Figura 8.2, sugere que a presença sistemática de conexões de aterramento ao longo do sistema tende a ser mais benéfica na redução de tensões induzidas do que a obtenção de menores valores de resistência de

aterramento, embora a conjunção de ambos os fatores leve a uma maior redução global. Conclusões semelhantes foram obtidas em (SILVEIRA, 2006), utilizando o HEM.

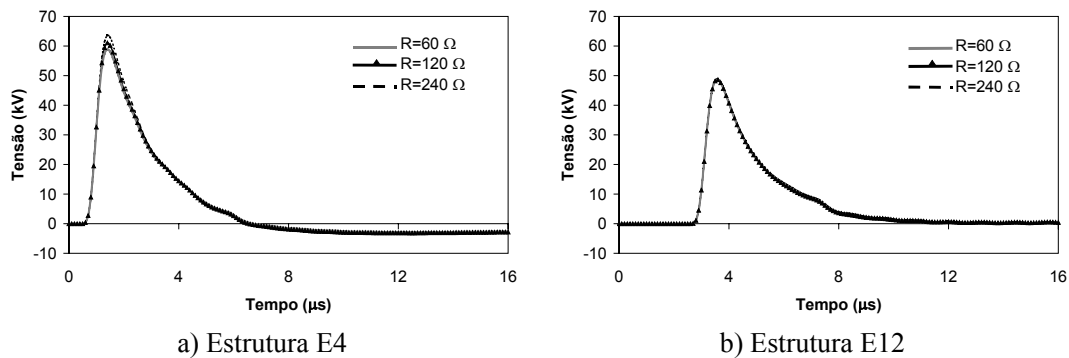


Figura 8.3 - Influência do valor de resistência de aterramento nas tensões induzidas nas estruturas E4 e E12, para vãos entre aterramentos de 180 m, incidência da descarga no ponto A (ver Figura 8.1) e injeção da corrente IS1 na base do canal.

Paradoxalmente, na presença de valores mais baixos de resistência de aterramento e também com sua presença mais freqüente, tensões induzidas entre qualquer uma das fases e o condutor neutro tendem a aumentar, conforme indicado na Figura 8.4. Isso ocorre porque aterramentos causam uma redução mais significativa nas tensões induzidas no neutro, pelo fato de haver uma conexão franca entre esse condutor e a terra, do que nas tensões induzidas nas fases, que sofrem a influência do aterramento de forma indireta por meio do acoplamento eletromagnético entre condutores. O aumento nos valores de tensão entre fase e neutro traz consigo implicações importantes, pois transformadores e demais equipamentos possuem terminais conectados entre esses condutores.

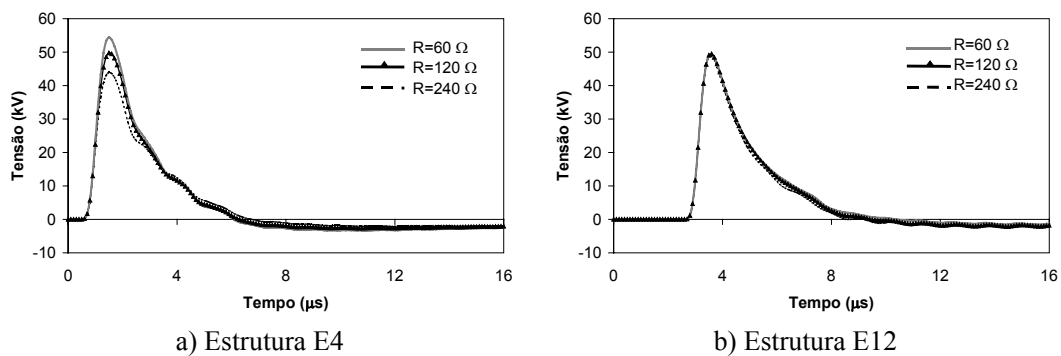


Figura 8.4 - Influência do valor de resistência de aterramento nas tensões induzidas entre fase e neutro nas estruturas E4 e E12, para vãos entre aterramentos de 180 m, incidência da descarga no Ponto A (ver Figura 8.1) e injeção da corrente IS1 na base do canal.

8.2.3. Influência de Pára-raios

Para avaliar o efeito de pára-raios nas tensões induzidas no sistema ilustrado na Figura 8.1, assumiu-se a presença de aterramentos distribuídos em intervalos de 180 m, posicionados nas estruturas E1, E2, E3, E4, E6, E8, E10, E11 e E12, e a instalação de pára-raios de média tensão (PRMT's) nas estruturas E4, E6 e E12, de forma alternada. Visando a uma melhor comparação entre as situações considerando a presença ou a ausência de pára-raios, arbitrou-se a todas as conexões para a terra uma mesma resistência de aterramento, com valor de 240 Ω . Nas simulações realizadas, foi considerada a incidência da descarga nos pontos A e B e a injeção da forma de onda de corrente IS1 na base do canal. A Figura 8.5 ilustra as tensões resultantes nas estruturas E4 e E12 considerando a incidência da descarga no ponto A ilustrado na Figura 8.1, localizado a 50 m da RMT#1. A Figura 8.6, por sua vez, apresenta os resultados obtidos considerando a incidência da descarga no ponto B, localizado a 270 m da RMT#1.

Analisando a Figura 8.5, percebe-se que o efeito dos pára-raios nas tensões resultantes depende de sua distância em relação ao ponto de observação e também em relação ao ponto de incidência da descarga. Se o conjunto de pára-raios estiver instalado entre o ponto de incidência da descarga e o ponto de observação, a tensão no ponto de observação sofrerá reduções mais significativas quanto menor for sua distância em relação aos dispositivos de proteção. Isso ocorre porque o campo eletromagnético incidente ilumina o ponto de instalação dos pára-raios antes de iluminar o ponto de observação. Com isso, tensões e correntes já modificadas pela presença dos pára-raios atingem o ponto de observação em um intervalo de tempo relativamente curto, interrompendo o processo de crescimento causado pelo campo eletromagnético incidente nesse ponto em instantes que normalmente antecedem a ocorrência do valor de pico. No caso extremo em que pára-raios estão instalados na mesma estrutura em que são observadas as tensões resultantes, tem-se a maior redução possível. O fenômeno discutido pode ser observado na Figura 8.5-b se forem comparadas as curvas referentes à instalação de pára-raios nas estruturas E6 e E12, ficando patente que nesse último caso são atingidos os menores níveis de tensão, embora a instalação de pára-raios na estrutura E6 também seja capaz de reduzir as tensões em E12 de forma significativa.

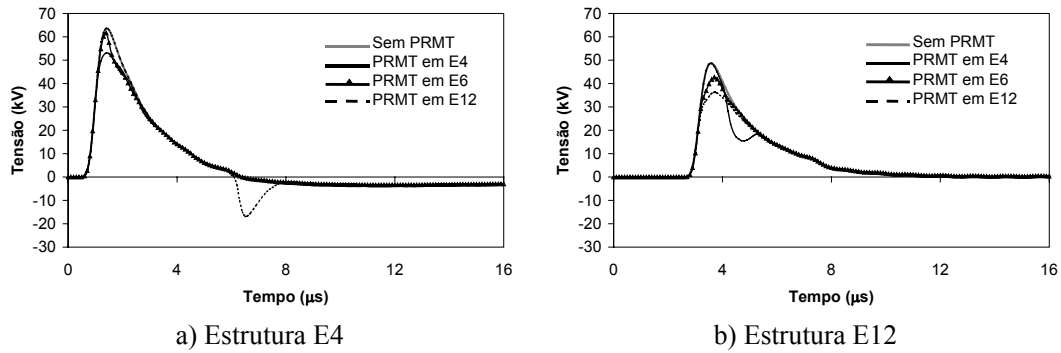


Figura 8.5 - Influência do ponto de instalação do conjunto de pára-raios nas tensões induzidas nas estruturas E4 e E12, para vãos entre aterramentos de 180 m, incidência da descarga no ponto A (ver Figura 8.1) e injeção da corrente IS1 na base do canal.

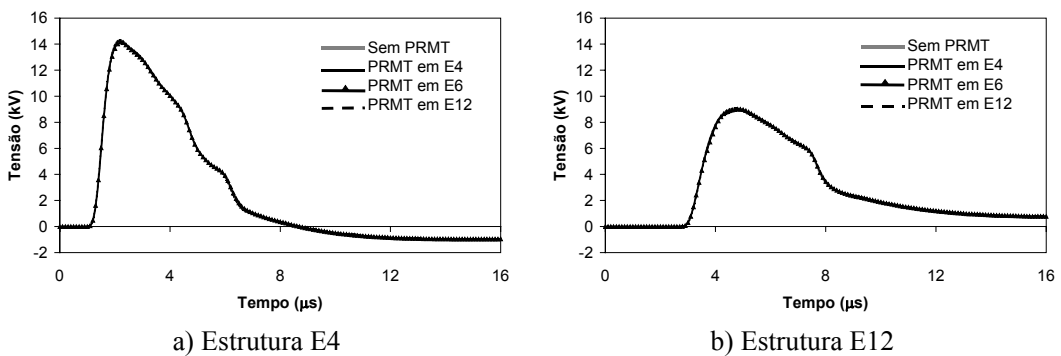


Figura 8.6 - Influência do ponto de instalação do conjunto de pára-raios nas tensões induzidas nas estruturas E4 e E12, para vãos entre aterramentos de 180 m, incidência da descarga no ponto B (ver Figura 8.1) e injeção da corrente IS1 na base do canal.

Por sua vez, se o ponto de incidência da descarga estiver entre o ponto de observação e a estrutura em que os pára-raios estão instalados, valem as mesmas conclusões acima, mas nesse caso a efetividade dos dispositivos protetores é menor. Isso ocorre porque, nesse caso, um maior tempo é decorrido até que ondas de tensão e corrente já modificadas pelos pára-raios atinjam o ponto de observação. Por exemplo, na condição em que pára-raios estão instalados apenas na estrutura E12, percebe-se que a tensão resultante na estrutura E4 só é afetada pela presença desses dispositivos em $t=6 \mu\text{s}$, com a chegada de um pico de tensão negativo associado à sua operação (Figura 8.5-a). Por sua vez, no caso em que pára-raios estão instalados no centro da linha, no ponto E6, a tensão na estrutura E4 sofre uma ligeira redução em seu valor de pico, mas sua forma de onda permanece semelhante à forma de onda que ali ocorreria caso não houvesse pára-raios instalados.

Analisando Figura 8.6, que contém resultados referentes à incidência da descarga em um ponto 270 m afastado em relação ao centro da linha, percebe-se que a presença de pára-raios não altera as formas de onda de tensão obtidas em nenhum dos casos avaliados. Isso ocorre porque os níveis de tensão atingidos não são suficientemente elevados para provocar a atuação dos dispositivos de proteção, levando apenas à circulação de correntes de fuga desprezíveis. Este é um resultado muito interessante, em especial se for lembrado que a forma de onda de corrente injetada na base do canal de descarga simulado reproduz os parâmetros medianos associados a descargas subsequentes medidas na Estação do Morro do Cachimbo. Esse mesmo fenômeno ocorreria se fosse considerada a injeção da corrente crítica IS2, descrita na Tabela 8.1, ao invés da corrente IS1, o que foi avaliado em simulações computacionais cujos resultados não se encontram apresentados neste texto.

Nas Figuras 8.5 e 8.6, foram apresentadas tensões totais calculadas nos pontos E4 e E12 na presença de pára-raios (essas tensões tem como referência o potencial nulo no infinito). Sabe-se, no entanto, que pára-raios atuam diretamente nas tensões entre os condutores fase e neutro. De forma a ilustrar esse fato para o caso referente à Figura 8.5, que considera a descarga simulada incidindo no ponto A e a injeção da corrente IS1, foram calculadas tensões induzidas entre fase e neutro na estrutura E4 considerando a presença de pára-raios em diversos pontos da rede de média tensão. Os resultados obtidos encontram-se ilustrados na Figura 8.7 e confirmam as conclusões referentes à Figura 8.5. Deve ser notado, no entanto, que os pára-raios instalados na estrutura E4 limitam de forma efetiva as tensões induzidas entre fase e neutro nesse ponto, o que não ocorre no caso das tensões totais apresentadas na Figura 8.5 pelo fato de estas incorporarem à tensão residual dos pára-raios a queda de tensão no condutor de descida e a elevação de potencial do aterramento com relação ao referencial no infinito.

Uma estimativa das correntes absorvidas por pára-raios instalados ao longo da RMT#1 pode ser encontrada na Figura 8.8. Nas análises realizadas, foi considerada a presença de aterramentos em intervalos de 180 m, com $R=240 \Omega$. Pára-raios foram instalados na estrutura E4, sendo variada a resistência de aterramento local. Foi considerada a incidência da descarga no ponto A e a injeção da corrente IS1 na base do canal. Analisando os resultados obtidos, percebe-se que menores valores de resistência

no aterramento dos pára-raios levam a um aumento nos valores de pico e a um alargamento nas formas de onda de corrente calculadas. No entanto, mesmo no caso mais crítico, referente à consideração de uma resistência de 20Ω na estrutura E4, o valor de pico da corrente calculada atinge apenas 90 A , sendo observado um pulso com duração de aproximadamente $3,5 \mu\text{s}$. Embora a rede de média tensão avaliada até o momento seja muito simplificada, percebe-se que as formas de onda obtidas são bem menos severas do que as ondas de corrente utilizadas em ensaios dedicados a avaliar o desempenho de pára-raios em laboratório, que possuem amplitudes da ordem de alguns kA e formas de onda com tempo de meia-onda nunca inferior a $10 \mu\text{s}$ (ver Capítulo 3).

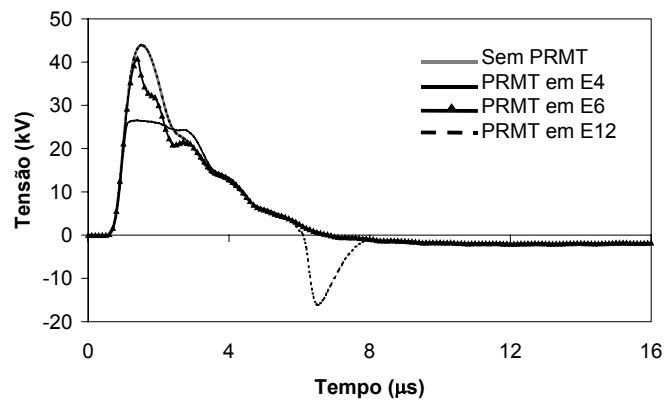


Figura 8.7 - Influência do ponto de instalação do conjunto de pára-raios nas tensões induzidas entre fase e neutro na estrutura E4, para vãos entre aterramentos de 180 m , incidência da descarga no ponto A (ver Figura 8.1) e injeção da corrente IS1 na base do canal de descarga.

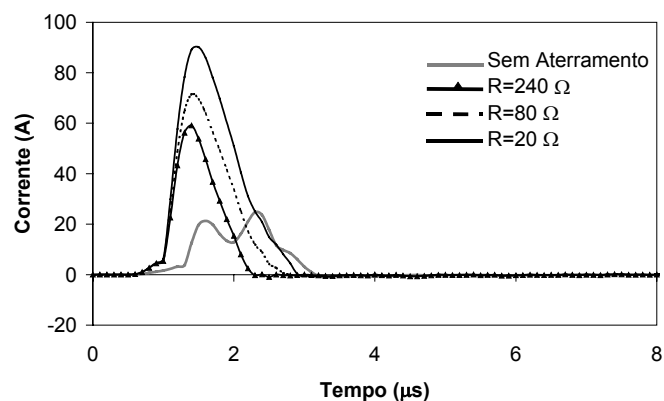


Figura 8.8 – Correntes em um dos pára-raios instalados na estrutura E4 em função da resistência de aterramento nessa mesma estrutura (3 hastes). Foram considerados vãos de 180 m entre aterramentos, realizados com apenas uma haste e $R=240 \Omega$, incidência da descarga no ponto A (ver Figura 8.1) e injeção da corrente IS1 na base do canal.

A influência do valor da resistência de aterramento associada ao conjunto de pára-raios instalado na estrutura E4 nas tensões induzidas nos demais pontos do sistema pode ser verificada na Figura 8.9, que apresenta o perfil de sobretensões máximas calculadas ao longo da rede de média tensão considerando a incidência da descarga no ponto A e a presença de aterramentos em vãos de 180 m, com $R=240 \Omega$. Podem ser notados, na Figura 8.9, dois aspectos interessantes. Um deles se refere à ação local dos pára-raios instalados em E4, que, no caso avaliado, só são capazes de reduzir os valores de pico de tensões calculadas em pontos localizados à sua esquerda. Essa condição é idêntica àquela discutida na análise da Figura 8.5, no caso em que os dispositivos de proteção se encontram instalados entre o ponto de incidência da descarga e o ponto de observação. Naturalmente, as formas de onda de tensão calculadas à direita dos pára-raios também são influenciadas pela ação desses dispositivos, mas essa influência só se manifesta em instantes posteriores à ocorrência dos valores máximos nestes pontos. O segundo aspecto de interesse refere-se ao efeito que o aterramento dedicado aos pára-raios tem na redução das sobretensões máximas calculadas ao longo do sistema. De acordo com a Figura 8.9, quanto menor for o valor de resistência atribuído ao aterramento do conjunto de pára-raios, menores são as sobretensões calculadas, embora possa ser observado que, no caso avaliado, uma redução na resistência de aterramento local de 80Ω para 20Ω não é capaz de promover reduções substanciais nas sobretensões calculadas.

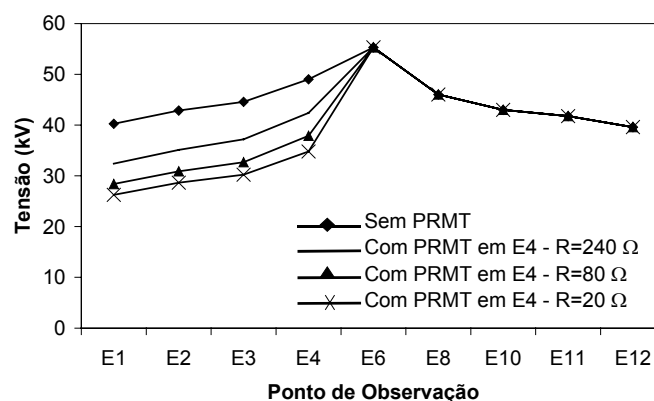


Figura 8.9 – Perfil de sobretensões máximas na RMT#1 em função da resistência de aterramento dos pára-raios instalados na estrutura E4. Foram considerados vãos de 180 m entre aterramentos, com $R=240 \Omega$, incidência da descarga no ponto A (ver Figura 8.1) e injeção da corrente IS1 na base do canal.

A instalação periódica de pára-raios é capaz de reduzir tensões em todos os pontos no sistema, mas essa redução depende fortemente da distância entre os pára-raios instalados e também dos valores de resistência atribuídos às conexões de aterramento dedicadas a esses dispositivos. Esse fato é comprovado se forem analisadas as curvas apresentadas na Figura 8.10, que contemplam a instalação de pára-raios em intervalos de 720 m (estruturas E1, E6 e E12), 360 m (estruturas E1, E3, E6, E10 e E12) ou 180 m (estruturas E1, E2, E3, E4, E6, E8, E10, E11 e E12). A Figura 8.10-a apresenta casos em que todos os aterramentos do circuito, inclusive dos pára-raios, foram realizados com apenas uma haste, sendo assumida uma resistência de 240 Ω. Na Figura 8.10-b, os pára-raios foram aterrados com três hastes paralelas e com uma resistência de aterramento de 80 Ω, enquanto aos demais aterramentos da rede de média tensão foi atribuída uma resistência de 240 Ω, realizada com apenas uma haste. Nos resultados apresentados na Figura 8.10, foi considerada a incidência da descarga no ponto A e a injeção da corrente IS1.

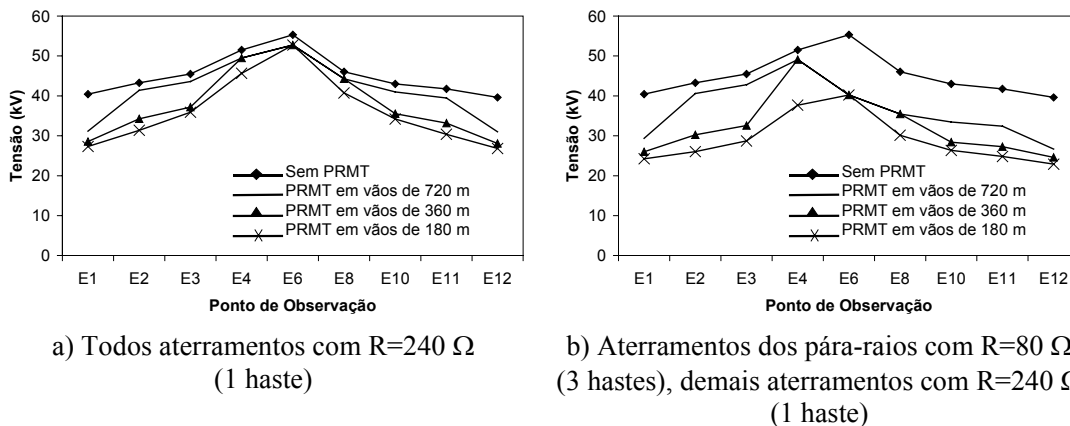


Figura 8.10 - Perfil de sobretensões máximas desenvolvidas na RMT#1 em função do número de pára-raios utilizados e dos valores atribuídos às resistências de aterramento desses dispositivos. Foram considerados vãos de 180 m entre aterramentos, incidência da descarga no ponto A (ver Figura 8.1) e injeção da corrente IS1 na base do canal.

Analisando a Figura 8.10, percebe-se que a ação dos pára-raios na redução do perfil das sobretensões máximas ao longo do sistema é maior quanto menor for a distância entre pára-raios e quanto menor for a resistência de aterramento atribuída a esses dispositivos. No caso em que a resistência de aterramento dos pára-raios é elevada, ilustrado na Figura 8.10-a, mesmo com vãos de 180 m entre pára-raios as tensões máximas na estrutura E6 não são satisfatoriamente reduzidas. Com isso, pode-se

questionar a crença de que a instalação de pára-raios em vãos máximos de 300 m seria capaz de mitigar os efeitos de tensões induzidas em redes de média tensão (MCDERMOTT, 1994). Esse mesmo questionamento pode ser feito ao ser analisada a Figura 8.10-b, em que, mesmo na presença de bons aterramentos, uma redução global de aproximadamente 15 kV nas tensões calculadas só seria obtida com a instalação de pára-raios em vãos de 180 m.

8.2.4. *Influência da Forma de Onda de Corrente Injetada na Base do Canal*

A Figura 8.11 ilustra tensões induzidas na fase A das estruturas E4 e E12, comparando resultados obtidos com a injeção, na base do canal de descarga, das formas de onda de corrente apresentadas na Tabela 8.1. Foi assumida a presença de aterramentos em intervalos de 180 m ao longo da rede de média tensão, com $R=240 \Omega$, sendo considerada a incidência da descarga no ponto A.

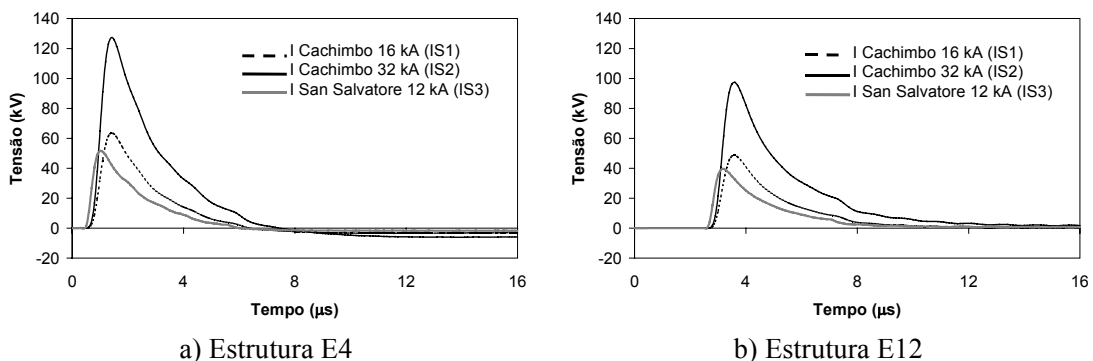


Figura 8.11 - Influência da forma de onda de corrente injetada na base do canal de descarga simulado nas tensões induzidas nas estruturas E4 e E12, para vãos entre aterramentos de 180 m e incidência da descarga no ponto A (ver Figura 8.1).

Analisando os resultados obtidos, percebe-se que formas de onda de corrente medianas associadas a descargas subsequentes medidas no Morro do Cachimbo (IS1) são mais severas do que formas de onda de corrente medianas associadas a descargas subsequentes medidas no Monte San Salvatore (IS3), levando a tensões induzidas com maior amplitude e maior duração no sistema estudado. Essa análise é interessante porque o valor de pico da corrente IS1 é maior do que o valor de pico da corrente IS3,

mas sua taxa de crescimento máxima é menor, fato este que sempre dificulta uma comparação direta entre os efeitos causados por essas correntes quando analisado o fenômeno de descargas indiretas em redes de distribuição. No caso da onda de corrente IS2, que representa uma descarga subsequente com amplitude elevada, as tensões induzidas no sistema apresentam valores máximos que são o dobro daqueles obtidos com a corrente IS1, o que era esperado, uma vez que a corrente IS2 apresenta valor de pico duas vezes maior do que o valor de pico apresentado pela corrente IS1.

8.2.5. Influência de Ramificações

De forma a avaliar a influência de ramificações nas tensões induzidas no sistema de distribuição avaliado, foi agregada à rede de média tensão ilustrada na Figura 8.1 uma derivação com 540 m de comprimento, partindo da estrutura E6. O circuito resultante, que representa fielmente a rede de média tensão proposta no capítulo anterior, exceto pela ausência de transformadores, encontra-se ilustrado na Figura 8.12. Em todas as análises apresentadas neste item, foi considerada a presença de conexões para a terra em intervalos de 180 m, com resistências de aterramento de 240Ω obtidas com o uso de apenas uma haste. Os aterramentos foram realizados nas estruturas E1, E2, E3, E4, E6, E8, E10, E11, E12, E13, E14 e E15. Nas análises, foram considerados quatro diferentes pontos de incidência, com a injeção da corrente IS2 na base do canal.

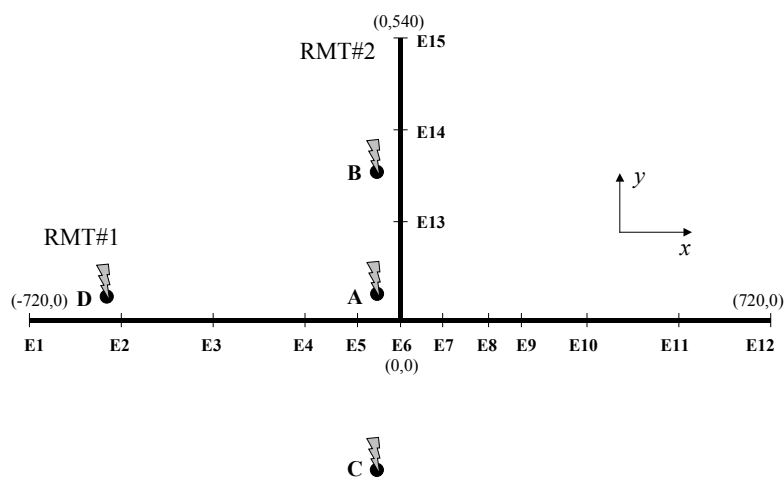


Figura 8.12 – Sistema contendo a rede de média tensão completa referente ao sistema de distribuição proposto no capítulo anterior. Exceto quando indicado, todas as terminações da linha (E1, E12 e E15) foram casadas nas simulações apresentadas. Pontos de incidência da descarga: A (-50, 50), B (-50, 270), C (-50,-270) e D (-600, 50).

Inicialmente, foram realizadas análises visando comparar tensões induzidas ao longo da RMT#1 calculadas na presença e na ausência da RMT#2. A Figura 8.13 ilustra os resultados obtidos, apresentando formas de onda de tensão calculadas nos pontos E4, E10 e E12 para a incidência da descarga nos pontos A, B, C e D. Nota-se que a influência da RMT#2 ocorre de forma diferenciada, dependendo fortemente do ponto de incidência da descarga. No caso de incidência da descarga no ponto A, próximo à interseção entre as RMT's #1 e #2, verifica-se um ligeiro aumento na amplitude das ondas de tensão calculadas. No caso de incidência da descarga no Ponto B, que se encontra próximo ao centro da RMT#2 mas relativamente afastado da RMT#1, as mudanças observadas são mais significativas, havendo um substancial aumento na amplitude das tensões calculadas nas estruturas E4, E10 e E12. Isso ocorre porque, na ausência da RMT#2, apenas o efeito de iluminação associado à descarga no ponto B afetaria a RMT#1, levando a níveis de tensão relativamente baixos dada a distância entre os pontos de observação e o ponto de incidência da descarga. A partir da inclusão da RMT#2, com seu centro afastado apenas 50 m em relação ao ponto de incidência da descarga, tensões induzidas com amplitudes elevadas são geradas nas estruturas E13, E14 e E15. Seu efeito é então conduzido para a RMT#1, causando o aumento observado na Figura 8.13-b. No caso de incidência da descarga no ponto C, que se encontra relativamente afastado do sistema avaliado, a presença da RMT#2 não altera significativamente tensões induzidas calculadas em sua ausência graças à baixa amplitude associada ao campo eletromagnético incidente. Finalmente, com a incidência da descarga no ponto D, que se encontra 600 m afastado da RMT#2 mas bastante próximo da RMT#1, pode-se afirmar que as modificações causadas nas formas de onda de tensão calculadas na RMT#1 sejam primordialmente ocasionadas pela presença do ponto de descontinuidade na estrutura E6. Isso pode ser comprovado ao ser observada a redução na cauda da forma de onda de tensão calculada em E4, que está relacionada à chegada de ondas de tensão e corrente refletidas em E6. No caso das tensões calculadas em E10 e E12, o efeito da descontinuidade em E6 é sentido desde o início do processo, e, com isso, são observadas menores amplitudes em comparação com o caso em que a RMT#2 não está presente.

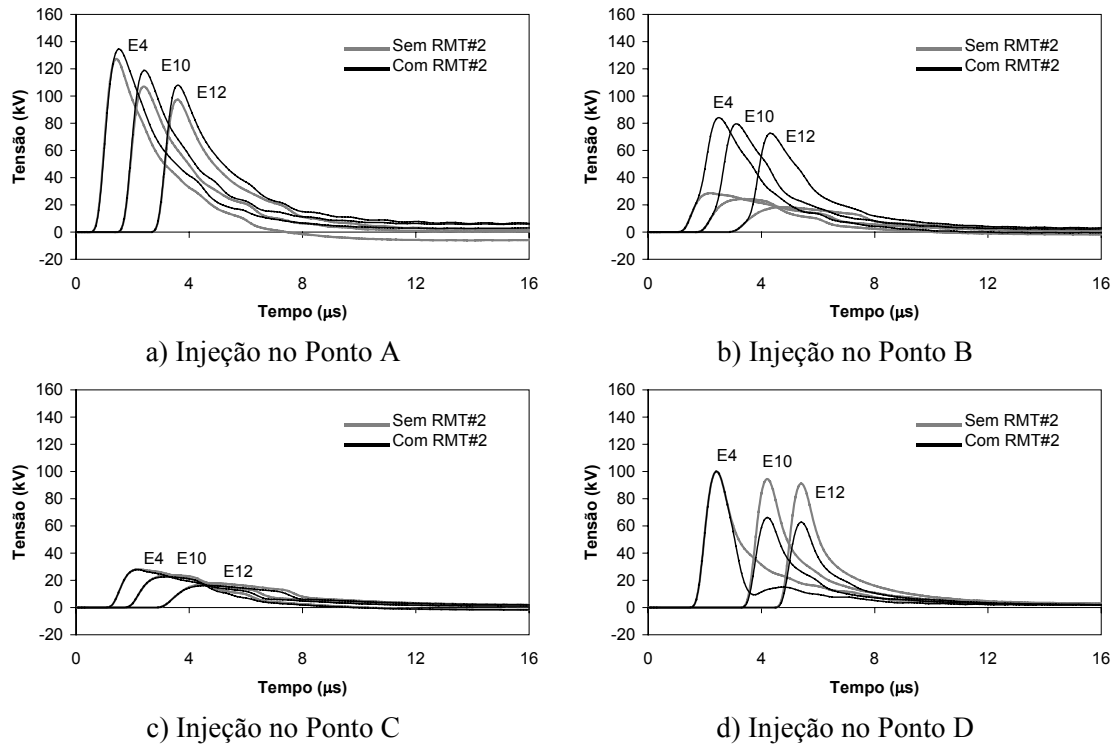


Figura 8.13 – Tensões induzidas ao longo da RMT#1 em função da presença ou não da RMT#2. Foram considerados vãos de 180 m entre aterramentos, com $R=240 \Omega$, incidência da descarga nos pontos A, B, C e D (ver Figura 8.12) e injeção da corrente IS2 na base do canal (ver Tabela 8.1).

Nas análises apresentadas na Figura 8.13, assumiu-se que a estrutura E15 estivesse casada. De forma a avaliar o impacto que uma diferente terminação na RMT#2 poderia ter nas sobretensões calculadas na RMT#1, assumiu-se ora a estrutura E15 em aberto, ora a instalação de um conjunto de pára-raios nessa estrutura. Os resultados obtidos encontram-se ilustrados na Figura 8.14 e indicam, em todos os casos, que a terminação da RMT#2 em aberto gera uma onda de tensão refletida a partir do ponto E15 que leva à ocorrência de pulsos com amplitude elevada na cauda das ondas de tensão calculadas na RMT#1. Por sua vez, com pára-raios instalados na estrutura E15, é observada uma ligeira redução na cauda das formas de onda de tensão apresentadas, exceto quando se considera a incidência da descarga no Ponto C. Esse caso específico é muito interessante, pois o efeito da onda de tensão refletida em E15 nas tensões calculadas em E4, E10 e E12 é muito semelhante nos casos em que a terminação da RMT#2 está aberta ou protegida por pára-raios. Isso sugere que os níveis de tensão em E15 são tão baixos para a injeção da descarga no Ponto C que os pára-raios funcionam como um circuito aberto até que o nível de tensão local cresça o suficiente para promover sua atuação. Um fenômeno similar foi observado em medições realizadas em uma linha experimental montada na USP (PIANTINI, 2004), em que pára-raios

instalados em uma terminação em aberto não atuaram em decorrência de baixos níveis de tensão induzida. As tensões na terminação, neste caso, atingiram o dobro das tensões medidas em uma linha de referência, instalada em paralelo com a linha avaliada porém com a terminação casada.

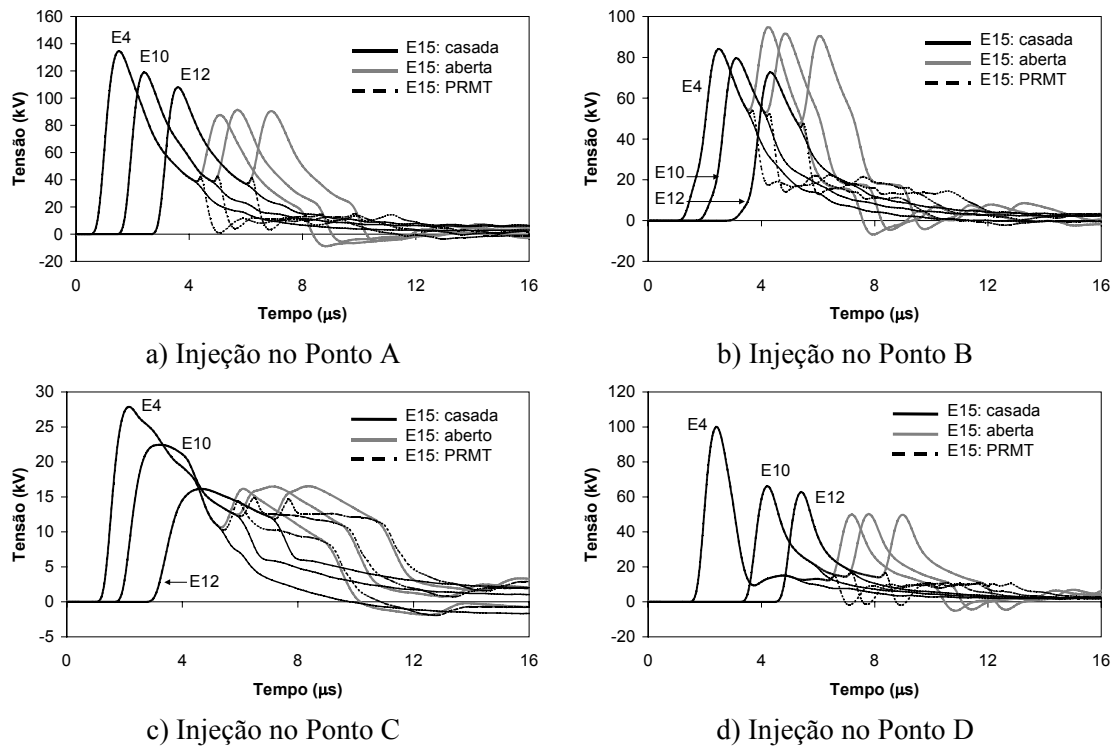


Figura 8.14 – Tensões induzidas ao longo da RMT#1 em função da terminação realizada na estrutura E15 da RMT#2. Foram considerados vãos de 180 m entre aterramentos, com $R=240 \Omega$, incidência da descarga nos pontos A, B, C e D (ver Figura 8.12) e injeção da corrente IS2 na base do canal (ver Tabela 8.1).

8.3 Tensões Induzidas na Rede de Baixa Tensão na Ausência da Rede de Média Tensão

8.3.1. Introdução

Para analisar os efeitos de tensões induzidas em redes de baixa tensão, optou-se por trabalhar com apenas um dos trechos de rede propostos no capítulo anterior, referente à RBT#1. Nesse circuito, que se encontra ilustrado na Figura 8.15, tem-se todas as características normalmente encontradas em redes de baixa tensão reais, em especial a presença abundante de cargas, ramificações e pontos de aterramento.

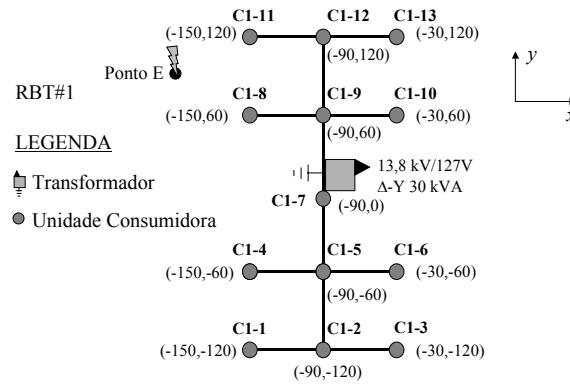


Figura 8.15 – Rede de baixa tensão analisada. Ponto de incidência da descarga: E (-180, 90).

Nas análises realizadas ao longo desta seção, considerou-se apenas um ponto de incidência para a descarga, localizado nas coordenadas (-180, 90). Este ponto, denominado ponto E por conveniência, encontra-se entre os consumidores C1-8 e C1-11, 30 m à esquerda de ambos (ver Figura 8.15). Foi considerada a injeção da forma de onda de corrente IS2 na base do canal de descarga, apresentada na Tabela 8.1, de forma a estimar efeitos relativamente mais severos no sistema. Em todos os casos avaliados, arbitrou-se ao aterramento do transformador uma resistência de 80 Ω obtida com o uso de 3 hastes paralelas. Aos demais pontos de aterramento, foi arbitrada uma resistência de aterramento de 240 Ω, obtida com o uso de apenas uma haste.

8.3.2. Influência do Número de Cargas Conectadas

De forma a identificar a influência do número de cargas conectadas à RBT#1 nas sobretensões resultantes, foram realizadas análises em três casos distintos, ilustrados na Figura 8.16. No primeiro caso, apenas duas unidades consumidoras permaneceram conectadas à RBT#1, C1-2 e C1-12, localizadas nas extremidades do tronco principal da rede de baixa tensão. Em seguida, no caso 2, foram incluídas no sistema as cargas C1-5, C1-7 e C1-9, também localizadas ao longo do tronco principal da RBT#1. Finalmente, no caso 3, foi considerada a simulação da RBT#1 completa, com todas as cargas presentes. Nas análises realizadas, não foi considerada a presença de pára-raios no secundário do transformador e as cargas foram representadas como resistências de 30 Ω. Os resultados obtidos estão ilustrados na Figura 8.17, que apresenta tensões induzidas entre fase e neutro nas unidades consumidoras C1-2 e C1-12 em todos os casos avaliados.

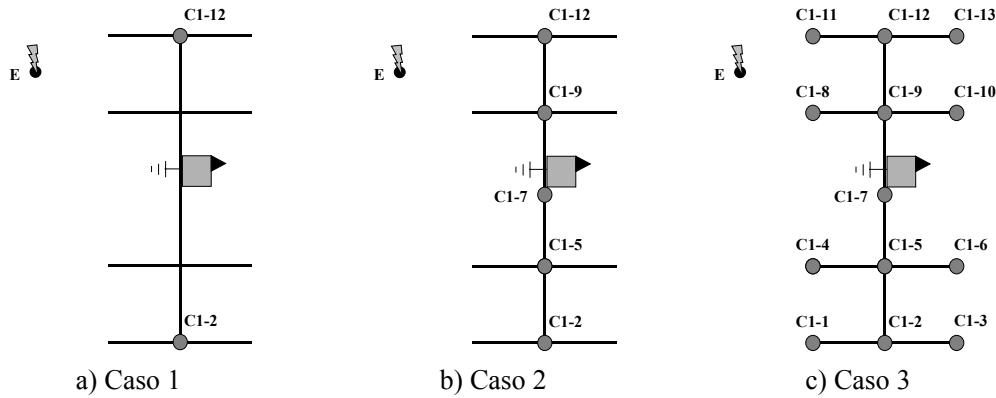


Figura 8.16 – Casos avaliados para estimar a influência do número de cargas conectadas nas tensões induzidas na RBT#1. Ponto de incidência da descarga: E (-180, 90).

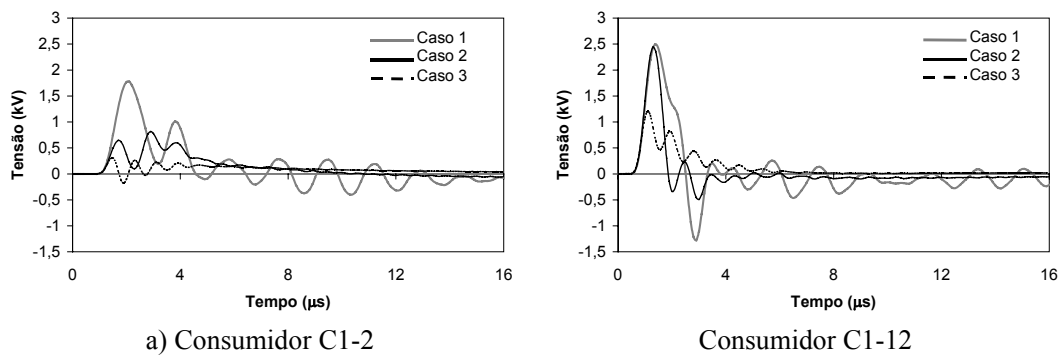


Figura 8.17 – Tensões induzidas entre fase e neutro nos consumidores C1-2 e C1-12 em função do número de cargas conectadas na RBT#1, seguindo os casos ilustrados na Figura 8.16. Foi considerada a incidência da descarga no ponto E (ver Figura 8.16) e a injeção da corrente IS2 na base do canal.

Analisando a Figura 8.17, nota-se em todos os casos avaliados uma característica oscilatória nas tensões calculadas que pode ser atribuída à existência de aterramentos e ramificações em intervalos relativamente próximos na rede avaliada. Além disso, pode-se observar que a inclusão de mais cargas ao longo da RBT#1 tende a reduzir as tensões resultantes nos pontos de observação. As sobretensões mais intensas ocorrem em C1-12, o que já era esperado, pois a descarga simulada incide em um ponto relativamente próximo a essa unidade consumidora. Nos casos 1 e 2, em que a RBT#1 não contém cargas conectadas às ramificações, é observado um pico inicial de praticamente 2,5 kV em C1-12, valor este que seria certamente capaz de causar danos nas cargas conectadas tendo em vista a baixa suportabilidade normalmente a elas associada. Com a inclusão de cargas consumidoras nas ramificações da RBT#1, condição que corresponde ao caso 3 ilustrado na Figura 8.16, o pico inicial de tensão em C1-12 cai para 1,2 kV, que é bem menor do que o valor de 2,5 kV calculado para os casos 1 e 2, mas que poderia ainda assim causar danos nas cargas conectadas.

Na unidade consumidora C1-2, que se localiza em um ponto relativamente afastado do ponto de incidência da descarga, os níveis de tensão observados são sempre inferiores a 2 kV, conforme indicado na Figura 8.17-a. Mais uma vez, com a representação completa da RBT#1, referente ao caso 3 ilustrado na Figura 8.16, a tensão resultante sofre uma redução em comparação com os casos considerando menos cargas conectadas. Nesse caso particular, não é ultrapassado o limite de 0,3 kV na unidade consumidora C1-2, o que reforça a idéia de que características normalmente presentes em redes de baixa tensão, como a abundante presença de ramificações, aterramentos e unidades consumidoras, tendem a ser favoráveis do ponto de vista da proteção das cargas conectadas contra os efeitos de tensões induzidas.

8.3.3. Influência do Modelo de Carga

Com a finalidade de investigar a influência das cargas nas tensões induzidas na rede de baixa tensão ilustrada na Figura 8.15, foram realizadas análises considerando quatro casos distintos, referentes à modelagem das unidades consumidoras como televisores, televisores em paralelo com geladeiras, computadores em paralelo com monitores de vídeo ou resistências de 30 Ω . Todos os modelos utilizados referem-se aos circuitos apresentados na Figura 7.12 do capítulo anterior, exceto a representação das cargas como simples resistências de 30 Ω , que foi adotada em (DE CONTI, 2005) com a finalidade de representar o comportamento de unidades consumidoras de forma simplificada. Os resultados obtidos estão ilustrados na Figura 8.18, indicando tensões resultantes em quatro pontos do sistema, nos consumidores C1-2, C1-4, C1-7 e C1-12.

Analisando as curvas da Figura 8.18, percebe-se que o perfil geral das formas de onda apresentadas é relativamente similar em todos os modelos testados, havendo rápidas oscilações iniciais seguidas de uma porção relativamente mais lenta. De todos os modelos avaliados, a representação das cargas como resistências de 30 Ω é a que leva a maiores valores de pico, indicando que a utilização desse modelo implica condições mais críticas e portanto mais conservadoras quanto à modelagem de cargas consumidoras frente a sobretensões causadas por descargas atmosféricas. Com relação à modelagem das cargas como televisores ou como televisores em paralelo com geladeiras, constata-se que a geladeira comporta-se como um circuito aberto, pois as

curvas obtidas em ambos os casos são praticamente coincidentes. Finalmente, com a modelagem das cargas como computadores em paralelo com monitores de vídeo, o pico inicial é ligeiramente superior ao pico de tensão obtido com a representação das cargas como televisores, mas na parte mais lenta da onda as amplitudes calculadas tendem a ser menores.

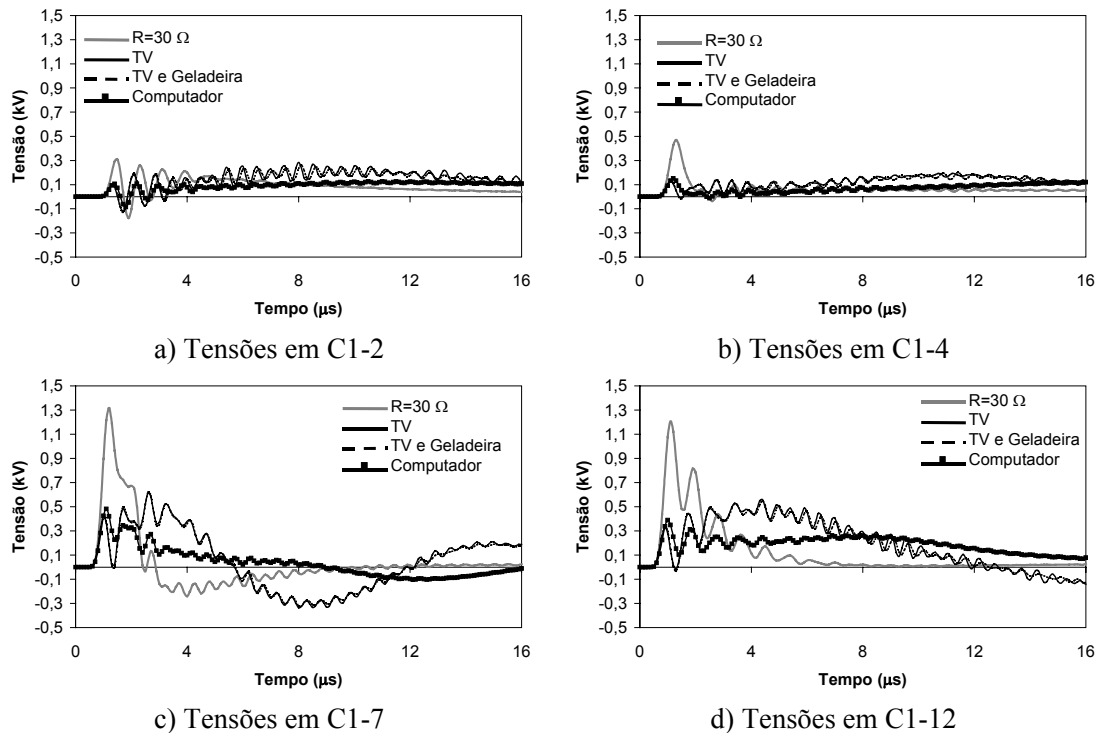


Figura 8.18 – Tensões entre fase e neutro nas cargas C1-2, C1-4, C1-7 e C1-12 em função do modelo de cargas utilizado. Foi considerada a incidência da descarga no ponto E (ver Figura 8.15) e a injeção da corrente IS2 na base do canal (ver Tabela 8.1).

Com base nas curvas ilustradas na Figura 8.18, não é possível escolher um modelo ou outro como mais adequado para representar o desempenho de cargas consumidoras frente a descargas atmosféricas. As incertezas envolvidas em todas as etapas do processo de modelagem das cargas são inúmeras, fazendo com que a escolha de um determinado modelo em detrimento de outro não represente muito em termos dos possíveis erros ou acertos embutidos nessa escolha. Tendo em vista esse aspecto, por simplicidade e também por considerar que essa representação leva a casos relativamente mais severos do que os demais (embora em uma mesma ordem de grandeza), foi adotada no restante deste capítulo e também no Capítulo 9 a modelagem das cargas consumidoras como simples resistências de 30 Ω.

8.3.4. Influência de Pára-raios

Nas análises realizadas nos itens anteriores, não foi considerada a presença de pára-raios na rede de baixa tensão. Sabe-se, no entanto, que pára-raios de baixa tensão (PRBT) são instalados em todos os secundários de transformadores de distribuição presentes na área de concessão da CEMIG, no caso de novas redes ou na reforma de redes já existentes. Embora esse dispositivo seja utilizado com a finalidade de proteger o secundário do transformador contra sobretensões, sempre há por parte da empresa concessionária a expectativa de que pára-raios ali instalados também possam proteger cargas consumidoras de forma indireta. Ao menos no caso da transferência de surtos de redes de média tensão para redes de baixa tensão essa expectativa não se confirma, pois pára-raios instalados no secundário do transformador contribuem para com um aumento relativo nas sobretensões resultantes nas cargas conectadas (DE CONTI, 2005).

Com relação ao fenômeno de tensões induzidas por descargas atmosféricas, não se sabe de forma clara se pára-raios de baixa tensão podem contribuir ou não para com a redução das tensões resultantes nas cargas consumidoras. De forma a avaliar essa questão, foram analisados dois casos distintos. Em um deles, foi considerada a instalação de pára-raios apenas no secundário do transformador. No outro, foram instalados pára-raios no secundário do transformador e nas estruturas a partir das quais são derivados os ramais de ligação que atendem aos consumidores C1-2 e C1-12 na RBT#1. Os resultados obtidos estão ilustrados na Figura 8.19, que apresenta tensões induzidas entre fase e neutro nas unidades consumidoras C1-2, C1-4, C1-7 e C1-12. Analisando as formas de onda obtidas, nota-se que a influência dos pára-raios na redução das tensões nas cargas é praticamente nula na maioria dos casos, exceto na unidade consumidora C1-7, que está diretamente conectada ao secundário do transformador, e também na unidade consumidora C1-12, quando da presença de pára-raios na estrutura a partir da qual é derivado seu ramal de ligação. O desempenho discreto dos pára-raios se justifica pelos níveis de tensão relativamente baixos atingidos mesmo na ausência de tais dispositivos e também pela distância existente entre os dispositivos de proteção e as cargas a serem protegidas. No entanto, vale ressaltar que, embora baixos, os níveis de tensão verificados nas unidades consumidoras podem ser suficientemente elevados para causar danos em equipamentos sensíveis. Neste caso,

para a proteção das cargas, seria necessária a adoção de protetores com menores níveis de proteção em pontos internos às unidades consumidoras. É importante frisar, contudo, que em todos os casos analisados foi considerada a injeção da corrente IS2 na base do canal de descarga e que essa corrente representa uma condição relativamente crítica associada a descargas subseqüentes. Se correntes com menores amplitudes forem assumidas, as tensões nas cargas consumidoras serão naturalmente menos intensas.

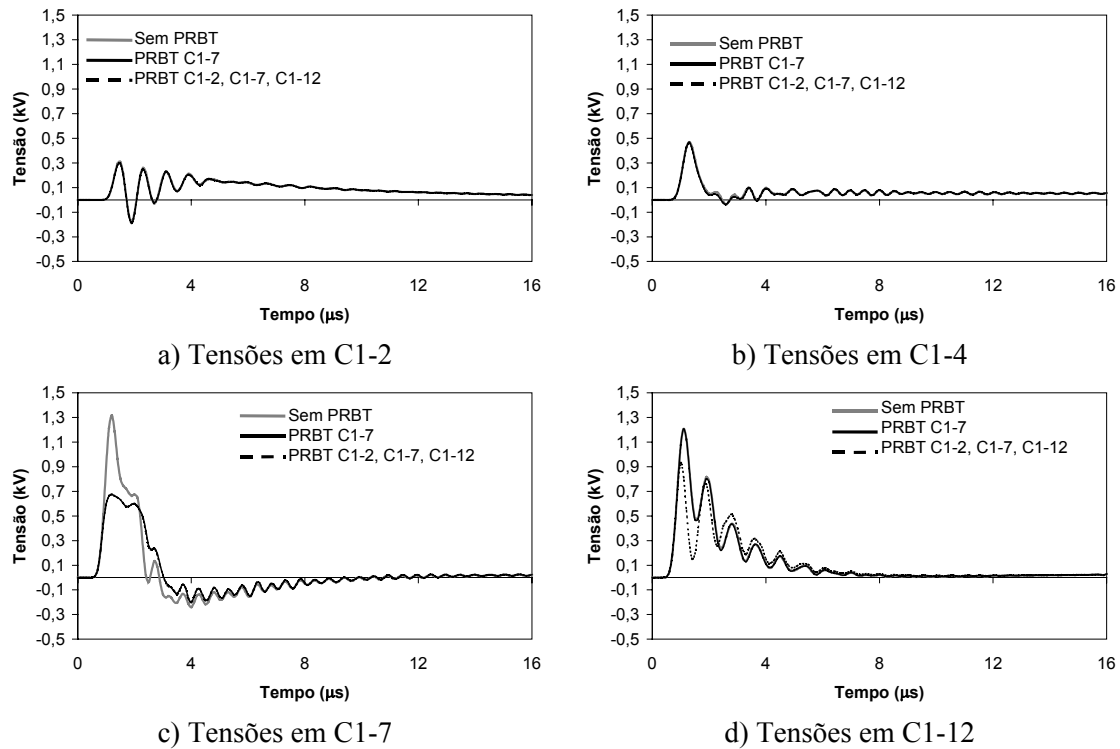


Figura 8.19 – Tensões entre fase e neutro nas cargas C1-2, C1-4, C1-7 e C1-12, modeladas como resistências de 30 Ω, em função do ponto de instalação de pára-raios de baixa tensão (PRBT). Foi considerada a incidência da descarga no ponto E (ver Figura 8.15) e a injeção da corrente IS2 na base do canal (ver Tabela 8.1).

8.4 Análises Considerando a Presença de Redes de Média e Baixa Tensão

8.4.1. Introdução

Ao longo das seções anteriores, foram apresentadas análises de tensões induzidas por descargas indiretas em sistemas de distribuição considerando ora a presença exclusiva de redes de média tensão, ora a presença exclusiva de redes de baixa

tensão. Essas análises propiciaram um importante conhecimento a respeito da forma pela qual diversos componentes do sistema podem influenciar nas tensões e correntes resultantes em pontos de interesse, fornecendo, entre outros aspectos, um referencial para análises em sistemas envolvendo um maior grau de complexidade.

Na presente seção, são analisados casos um pouco mais representativos de sistemas de distribuição reais, sendo considerada a presença interligada de redes de média e baixa tensão por meio de transformadores de distribuição. Em todos os casos avaliados, a rede de média tensão foi representada de forma completa, incorporando as RMT's #1 e #2 (ver Figura 8.12 na página 163) e adotando os modelos propostos no capítulo anterior. A RMT#1 teve suas extremidades casadas para evitar o efeito de reflexões. Ao longo dela, foram realizados aterramentos em intervalos de 180 m (estruturas E1, E2, E3, E4, E6, E8, E10, E11 e E12), com $R=240 \Omega$, sendo utilizado o modelo referente à apenas uma haste vertical. Mesmo critério foi adotado na RMT#2, que teve as estruturas E13, E14 e E15 aterradas com $R=240 \Omega$ utilizando o modelo de apenas uma haste. A estrutura E15 foi mantida casada em todas as análises, exceto na simulação do caso completo.

A inclusão das redes de baixa tensão no sistema simulado foi feita em dois passos distintos. Inicialmente, apenas a RBT#1 foi incluída nas análises. Em seguida, foram incorporadas todas as redes de baixa tensão presentes no sistema completo proposto no capítulo anterior. Nos pontos de instalação de transformadores foi considerada uma resistência de aterramento de 80Ω , obtida com o uso do modelo referente à configuração de três hastes paralelas. Em todos os casos simulados, as cargas nas unidades consumidoras foram representadas como resistências de 30Ω . Os resultados obtidos são apresentados ao longo dos itens a seguir.

8.4.2. Simulações Considerando a Rede de Média Tensão Completa e a RBT#1

No presente item, são apresentados resultados de simulações computacionais referentes ao sistema ilustrado na Figura 8.20. A Figura 8.21 ilustra tensões induzidas

nas estruturas E3, E5, E9 e E13 para a incidência da descarga no ponto F (ver Figura 8.20), comparando quatro diferentes condições: (1) apenas rede de média tensão, (2) conexão do transformador em E5 sem a presença da RBT#1 e sem pára-raios protegendo seu primário, (3) conexão do transformador em E5 considerando a presença da RBT#1 mas sem pára-raios protegendo-o e finalmente (4) conexão da RBT#1 com pára-raios protegendo o primário do transformador. Em todos esses casos, foi considerada a realização de um aterramento com $R=80 \Omega$ na estrutura E5, mesmo na ausência do transformador.

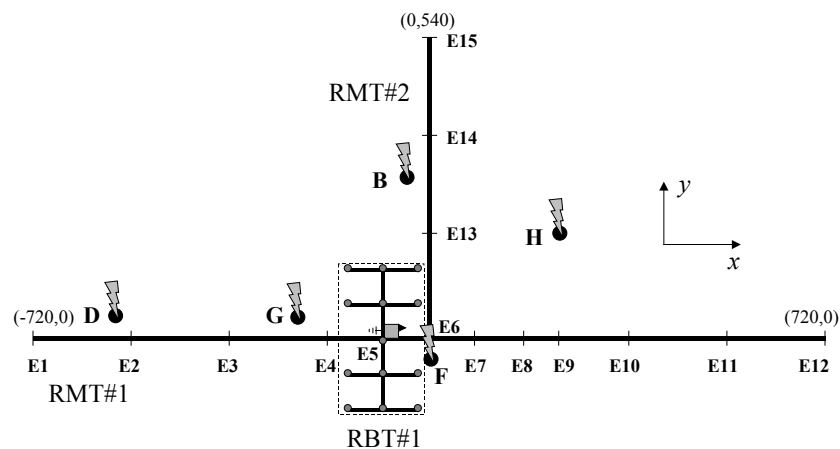


Figura 8.20 – Sistema composto pela rede de média tensão completa e pela RBT#1. As terminações da linha foram casadas para evitar a ocorrência de reflexões. Pontos de incidência da descarga: B (-50, 270), D (-600, 50), F (0, -50), G (-200, 50) e H (240, 180).

Analisando a Figura 8.21, verifica-se que a inclusão do transformador na estrutura E5 causa uma alteração muito sutil nas sobretensões calculadas ao longo do sistema. Isso indica que o primário do transformador de 30 kVA avaliado possui uma impedância praticamente infinita. Um outro ponto interessante a ser extraído da Figura 8.21 refere-se ao fato de a inclusão da RBT#1 não causar nenhuma alteração substancial nas formas de onda calculadas ao longo da RMT#1 em sua ausência. Essa é uma constatação muito importante, pois sugere que a análise de tensões induzidas ao longo da rede de média tensão poderia ser feita sem a presença de redes de baixa tensão, bastando, neste caso, posicionar nos pontos de interesse transformadores de distribuição com secundários desconectados¹. Além disso, essa constatação dá sustentação às

¹ Note que esta conclusão não necessariamente se estende a casos em que a rede de baixa tensão está posicionada sob a rede de média tensão, caso não avaliado neste texto.

análises de sensibilidade realizadas ao longo da seção 8.2, que avaliaram a importância de diversos parâmetros no desenvolvimento de tensões induzidas em redes de média tensão na ausência de redes de baixa tensão.

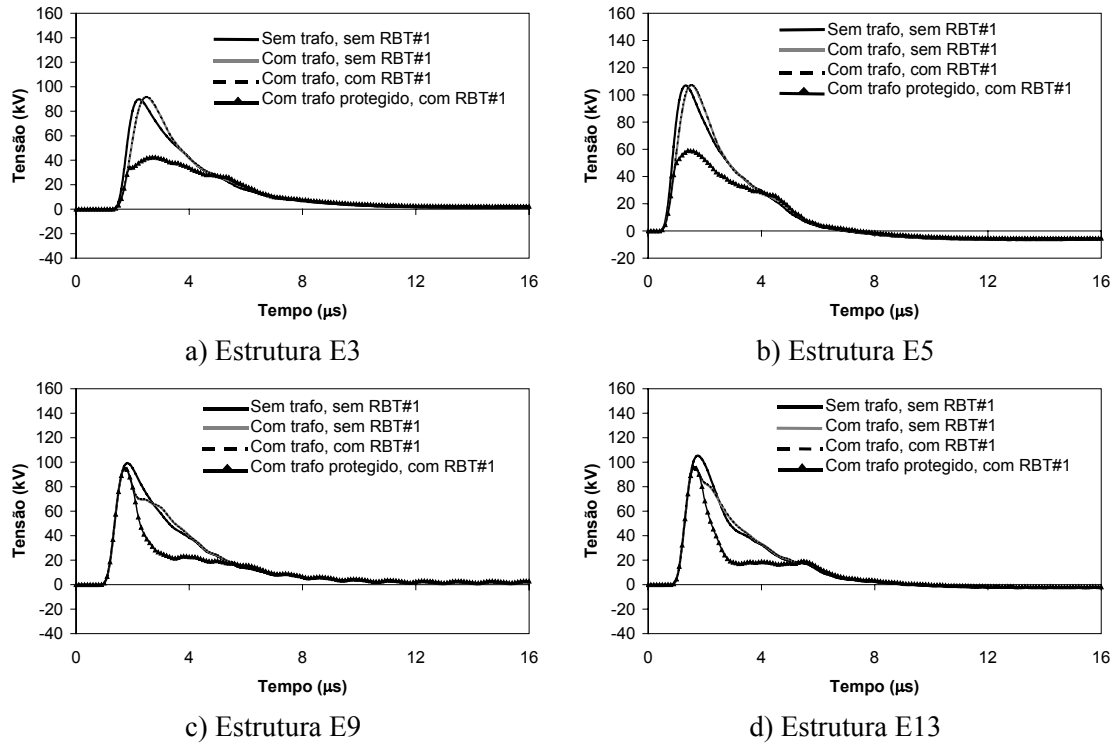


Figura 8.21 - Tensões induzidas ao longo da rede de média tensão em função da instalação do transformador na estrutura E5, da consideração ou não de pára-raios protegendo seu primário e da presença ou não da RBT#1. Foi considerada a incidência da descarga no ponto F (ver Figura 8.20) e a injeção da corrente IS2 na base do canal (ver Tabela 8.1).

A Tabela 8.2 apresenta parâmetros extraídos de correntes calculadas em um dos pára-raios instalados na estrutura E5 para a incidência da descarga nos cinco pontos indicados na Figura 8.20, considerando a presença da RBT#1. Percebe-se que os valores de pico calculados são sempre inferiores a 253,4 A, ficando bem abaixo dos valores recomendados por normas para o ensaio de pára-raios em laboratório, que variam desde alguns kA até 100 kA. Com relação aos tempos de meia-onda, foram calculados valores sempre abaixo de 2,3 µs, que são muito inferiores ao tempo de decaimento das ondas 8/20 µs e 4/10 µs utilizadas no ensaio de pára-raios. Finalmente, analisando os tempos de frente das ondas de corrente, foram calculados valores em torno de 0,4 µs. Esses valores indicam tempos de subida bem mais rápidos do que aqueles presentes nas ondas 8/20 µs, 1/20 µs e 4/10 µs utilizadas em ensaios.

Tabela 8.2 – Parâmetros de correntes calculadas em um dos pára-raios instalados na estrutura E5 do sistema da Figura 8.20, considerando diversos pontos de incidência e a injeção da corrente IS2 (ver Tabela 8.1). Para definição de Td30, consultar o Capítulo 2.

Coordenadas do Ponto de Incidência da Descarga	Valor de Pico (A)	Tempo de Frente Total ($t=0$ a $I_{máx}$) (μs)	Tempo de Frente virtual (Td30) (μs)	Tempo de meia-onda (μs)
B (-50, 270)	172,3	1,0	0,5	1,9
D (-600, 50)	237,9	0,4	0,4	1,0
F (0, -50)	198,8	0,9	0,4	1,9
G (-200, 50)	253,4	0,5	0,4	1,6
H (240, 180)	32,7	1,5	0,4	2,3

A Tabela 8.3 apresenta parâmetros extraídos de tensões induzidas entre fase e neutro calculadas no primário do transformador de distribuição instalado na estrutura E5 na ausência de pára-raios. Assim como no caso das correntes calculadas nos pára-raios, apresentadas na Tabela 8.2, as tensões no transformador apresentam um formato impulsivo com duração bastante inferior à duração da onda 1,2/50 μs sugerida para ensaios em laboratório. Com relação aos tempos de subida, observou-se a ocorrência de valores entre 0,6 μs e 1,0 μs , que são um pouco inferiores ao tempo de frente de 1,2 μs presente na onda padrão. Quanto aos valores de pico calculados, apenas em um dos casos avaliados foi superado o NBI típico de transformadores utilizados em redes de distribuição, de 95 kV.

Tabela 8.3 – Parâmetros de tensões entre fase e neutro calculadas no primário do transformador instalado na estrutura E5 do sistema da Figura 8.20, considerando diversos pontos de incidência e a injeção da corrente IS2 (ver Tabela 8.1). Para definição de Td30, consultar o Capítulo 2.

Coordenadas do Ponto de Incidência da Descarga	Valor de Pico (kV)	Tempo de Frente Total ($t=0$ a $I_{máx}$) (μs)	Tempo de Frente virtual (Td30) (μs)	Tempo de meia-onda (μs)
B (-50, 270)	75,6	1,2	0,8	2,4
D (-600, 50)	91,4	0,8	0,6	1,4
F (0, -50)	84,5	1,0	0,7	2,0
G (-200, 50)	96,5	0,9	0,6	1,8
H (240, 180)	35,1	1,4	1,0	3,3

8.4.3. Simulações Considerando o Sistema Completo

Concluindo as análises deste capítulo, no presente item são apresentados resultados de simulações computacionais avaliando tensões induzidas no sistema completo proposto no capítulo anterior, reproduzido na Figura 8.22 por conveniência.

Foi considerada a incidência da descarga em quatro pontos distintos, B, D, F e G, ilustrados na Figura 8.22. Em todos os casos avaliados, foi injetada a corrente IS2 na base do canal, cujas características se encontram descritas na Tabela 8.1.

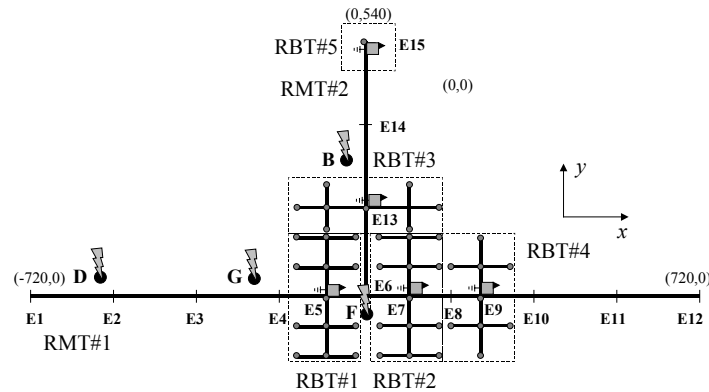


Figura 8.22 – Sistema completo simulado. As terminações da linha foram casadas para evitar a ocorrência de reflexões, exceto E15, em que há um transformador instalado. Pontos de incidência da descarga: B (-50, 270), D (-600, 50), F (0, -50), G (-200, 50) e H (240, 180).

Como o número de variáveis envolvidas na simulação do sistema completo da Figura 8.22 é muito grande, foi considerado um caso estanque envolvendo os critérios de aterramento descritos no item 8.4.1 e a presença de pára-raios protegendo o primário e o secundário de todos os transformadores conectados, sendo variado o ponto de ocorrência da descarga. Na presença de pára-raios, sabe-se que tensões induzidas entre fase e neutro no primário e no secundário do transformador são efetivamente limitadas a níveis seguros. Portanto, de forma a avaliar a influência de pára-raios na redução de tensões ao longo do sistema estudado, são apresentadas neste item tensões induzidas em pontos não diretamente protegidos por esses dispositivos. A Figura 8.23 ilustra os resultados obtidos, sendo apresentadas tensões induzidas entre fase e neutro nas estruturas E4, E6, E8 e E14, pertencentes às RMT's #1 e #2.

Analisando a Figura 8.23, verifica-se um perfil oscilatório bastante pronunciado nas formas de onda de tensão calculadas, o que se deve às inúmeras reflexões ocorrendo em pára-raios, aterramentos e pontos de descontinuidade. Além disso, dependendo do ponto de incidência da descarga, o pico das ondas de tensão pode atingir valores bastante elevados, mesmo com pára-raios instalados em pontos 90 m afastados em relação ao ponto de observação. Conforme discutido em detalhe no item 8.2.3 deste capítulo, esse fenômeno ocorre de forma mais severa quando o ponto de observação está

localizado entre o ponto de incidência da descarga e a estrutura em que os pára-raios estão instalados. De todos os casos analisados, a resposta da estrutura E4 frente a descargas incidindo nos pontos D e G é a que melhor ilustra esse fato, pois o efeito do conjunto de pára-raios instalados na estrutura E5 é ineficaz na redução das tensões no ponto de observação, sendo ali atingidos valores de pico elevados, de 78 kV e 94 kV (ver Figura 8.23-a). Outros exemplos da incapacidade que pára-raios têm em proteger estruturas adjacentes dependendo do ponto de incidência da descarga podem se encontrados na estrutura E6, na curva referente à incidência da descarga no ponto F, e também na estrutura E14, na curva calculada considerando a incidência da descarga no ponto B. Note que a estrutura E6 está cercada por pára-raios instalados nas estruturas E5 e E7, ambas 90 m afastadas, e na estrutura E13, que se encontra 180 m afastada. Com isso, pode-se mais uma vez questionar a crença de que a instalação de pára-raios em vãos de aproximadamente 300 m, como apresentada em (MCDERMOTT, 1994), seria capaz de assegurar uma redução satisfatória dos efeitos causados por tensões induzidas em redes de distribuição. Em (BARKER, 1996), chega-se a propor a instalação de pára-raios em intervalos máximos de 50 m de forma a garantir uma redução efetiva dos efeitos de tensões induzidas em redes de distribuição, uma solução que seria, no entanto, problemática em termos dos custos envolvidos.

De forma similar às tensões calculadas na rede de média tensão, tensões calculadas em cargas instaladas nas redes de baixa tensão também apresentam característica fortemente oscilatória com a simulação do sistema ilustrado na Figura 8.22. Isso pode ser comprovado na Figura 8.24, que ilustra tensões entre fase e neutro calculadas em cargas pertencentes às RBT's #1, #2, #3 e #4. Note que, embora todas as unidades consumidoras avaliadas estejam afastadas em no máximo 60 m ou 90 m com relação aos pára-raios presentes no secundário dos transformadores, ainda assim as tensões resultantes podem atingir níveis relativamente elevados quando da ocorrência da descarga em pontos próximos ao ponto de observação. Isso pode ser visto, por exemplo, nos consumidores C1-5 e C2-9, para a ocorrência da descarga no ponto F, e no consumidor C3-3, para a incidência da descarga no ponto B. Em todos esses casos, as tensões resultantes atingem valores de pico próximos a 1 kV, que, de acordo com Bassi (2005), seriam suficientes para causar danos nas cargas conectadas. A total proteção dessas cargas só seria assegurada com o emprego de protetores de surto instalados em pontos internos às residências.

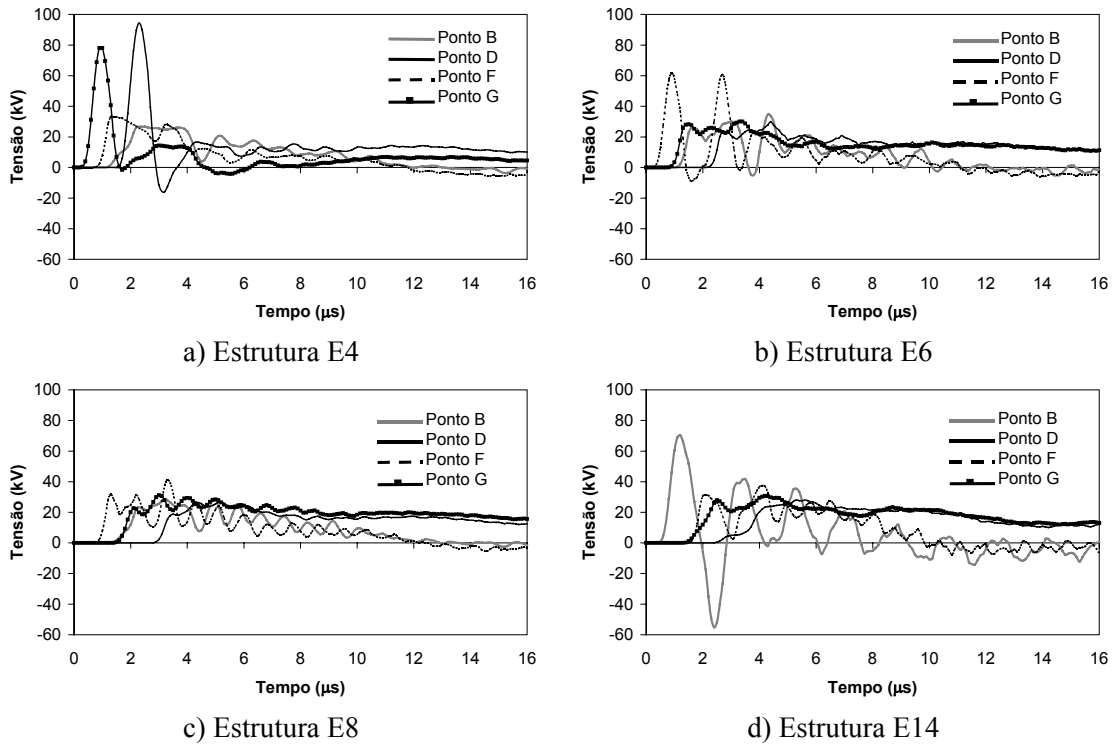


Figura 8.23 – Tensões induzidas entre fase e neutro nas estruturas E4, E6, E8 e E12 em função do ponto de incidência da descarga. Foram considerados o sistema completo ilustrado na Figura 8.22 e a injeção da corrente IS2 na base do canal.

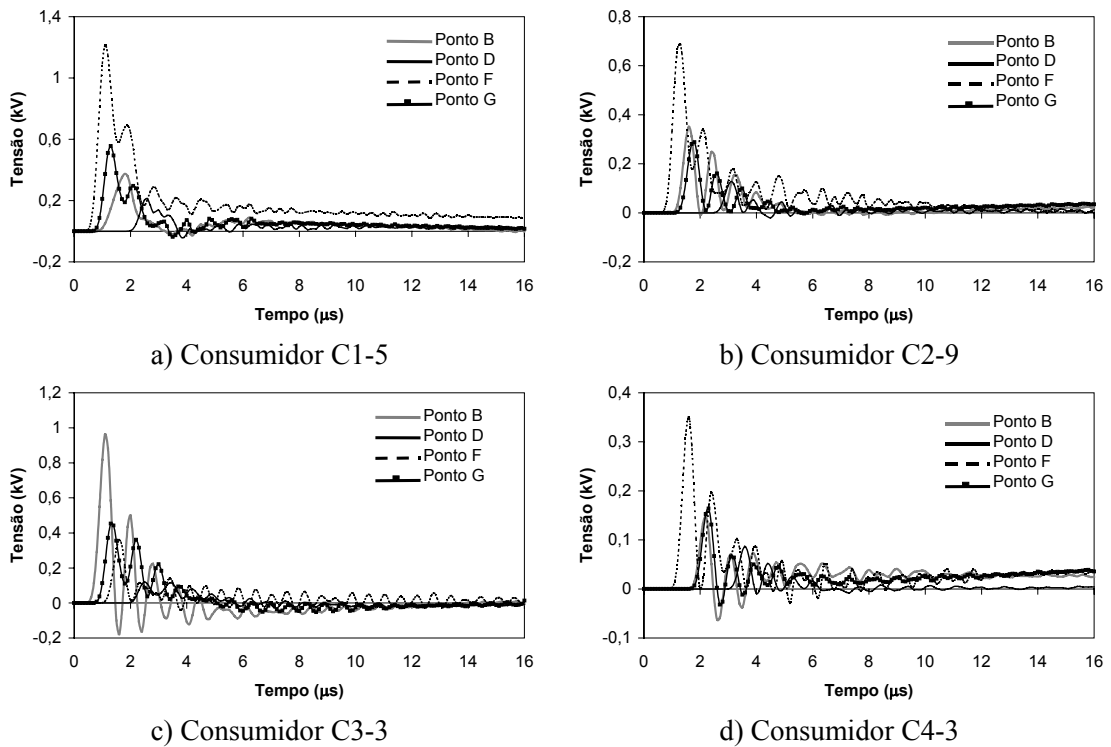


Figura 8.24 – Tensões induzidas entre fase e neutro nos consumidores C1-5, C2-9, C3-3 e C4-3 em função do ponto de incidência da descarga. Foram considerados o sistema completo ilustrado na Figura 8.22 e a injeção da corrente IS2 na base do canal.

A Figura 8.25 ilustra correntes calculadas nos pára-raios de média tensão dedicados à proteção do primário dos transformadores, considerando a incidência da descarga nos pontos B, D, F e G, ilustrados na Figura 8.22. Analisando as curvas apresentadas, confirmam-se as análises realizadas ao longo deste capítulo, que sugerem que descargas indiretas levam a correntes com curta duração, tempo de frente em geral abaixo de $1 \mu\text{s}$ e valor de pico em torno de algumas centenas de ampères em pára-raios conectados a redes de distribuição. Em alguns casos, no entanto, a presença de inúmeros pontos de descontinuidade no circuito avaliado pode levar a formas de onda de corrente com características oscilatórias, o que se confirma no caso referente à descarga no ponto F e seu efeito no conjunto de pára-raios instalados na estrutura E13 (Figura 8.25-c).

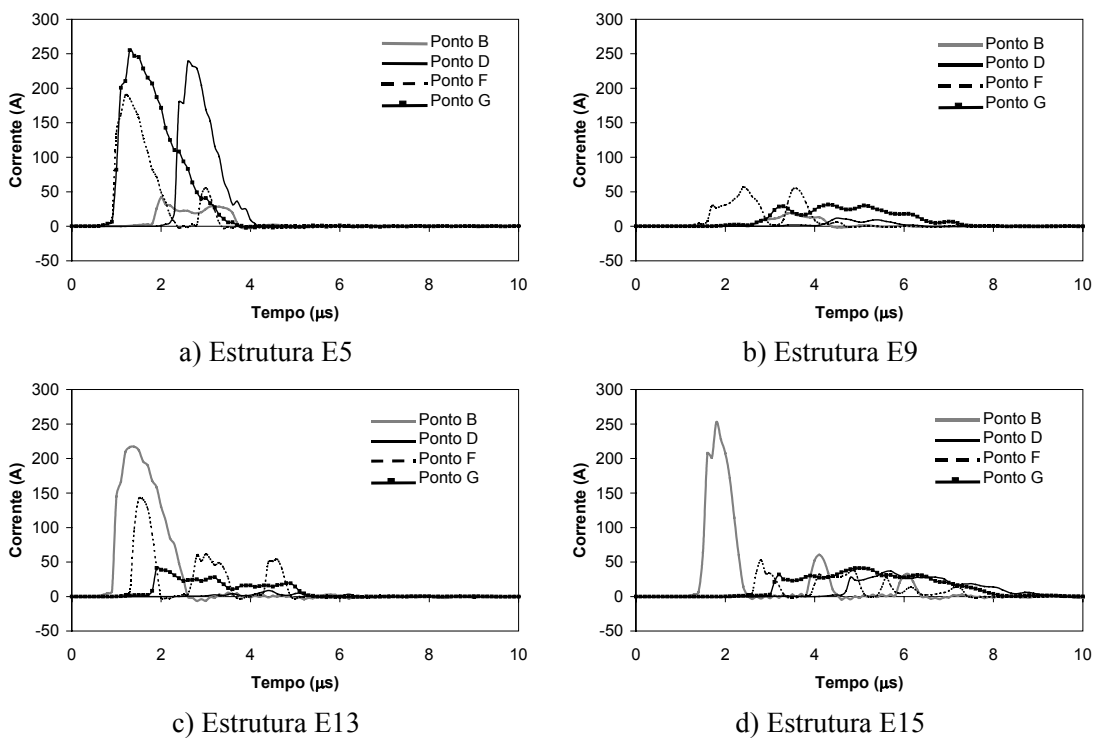


Figura 8.25 – Correntes em pára-raios de média tensão instalados nas estruturas E5, E9, E13 e E15 em função do ponto de incidência da descarga. Foram considerados o sistema completo ilustrado na Figura 8.22 e a injeção da corrente IS2 na base do canal.

8.5 Considerações Finais

Ao longo deste capítulo, foram realizadas análises dedicadas a avaliar a influência de diversos parâmetros em tensões induzidas por descargas atmosféricas. De uma forma geral, com relação à solicitação de redes de média tensão por esse fenômeno,

foram verificados níveis de tensão e corrente relativamente baixos nos casos avaliados. Embora efeitos associados a descargas indiretas possam causar eventuais distúrbios no sistema elétrico, como afundamentos de tensão e interrupções no fornecimento de energia, entende-se, com base nos resultados obtidos, que a utilização de pára-raios em equipamentos seja capaz de protegê-los de forma satisfatória. Note que a proteção total do sistema só seria obtida com o emprego de pára-raios em praticamente todas as estruturas, uma solução economicamente crítica. Essa solução, no entanto, pode ser necessária em casos críticos de exposição de redes de distribuição frente aos efeitos de descargas indiretas.

Com base nas análises realizadas, é possível inferir que descargas indiretas não são potencialmente capazes de levar pára-raios a falhas, ao menos em termos de sua capacidade de dissipação térmica. Isto porque, nas condições avaliadas, foram observados valores de pico sempre abaixo de 300 A e formas de onda com duração muito curta nos pára-raios analisados. Com isso, pode-se dizer que normas tendem a exigir de pára-raios mais do que se espera deles quando em operação, ao menos no que se refere aos efeitos relacionados a descargas indiretas. Vale lembrar, contudo, que não foi considerada nas análises a influência da resistividade do solo. Embora se creia que o efeito desse parâmetro não seja potencialmente capaz de elevar os valores de pico de correntes absorvidas por pára-raios a uma faixa superior àquela identificada nas análises realizadas neste capítulo, entende-se que a consideração de um solo com características não ideais seria certamente capaz de levar a formas de onda de corrente com uma duração maior do que as observadas nessas análises. Ainda assim, acredita-se que as formas de onda de corrente recomendadas por normas seriam mais severas do que correntes absorvidas por pára-raios nesses casos.

Finalmente, é oportuno lembrar que os modelos e a topologia de rede adotados neste capítulo satisfazem integralmente aos critérios de projeto adotados em redes de distribuição instaladas na área de concessão da CEMIG, o que confere representatividade aos casos estudados, mas ainda assim outros sistemas igualmente complexos mas com topologia completamente distinta poderiam ser investigados. Isso reforça a idéia de que cada caso deva ser analisado separadamente e em detalhe quando redes de distribuição estão envolvidas. De posse dos modelos utilizados neste capítulo, análises em casos particulares de interesse podem ser feitas sempre que necessário.

9 Avaliação dos Efeitos de Descargas Diretas em Sistemas de Distribuição

9.1 Introdução

No capítulo anterior, foram avaliados efeitos associados a descargas indiretas no sistema de distribuição proposto no Capítulo 7. No presente capítulo, é analisado o impacto de descargas diretas nesse mesmo sistema. Inicialmente, assim como no capítulo anterior, a presença das redes de baixa tensão foi descartada, sendo realizadas análises em um sistema simplificado contendo apenas a rede de média tensão. A seção 9.2 apresenta os resultados obtidos. Em seguida, na seção 9.3, são apresentados resultados de simulações computacionais avaliando os efeitos de descargas diretas no sistema de distribuição completo proposto no Capítulo 7. Finalmente, na seção 9.4, são discutidos alguns dos principais resultados obtidos a partir das análises apresentadas ao longo deste capítulo.

9.2 Tensões e Correntes na Rede de Média Tensão na Ausência de Redes de Baixa Tensão

9.2.1. Introdução

Nas análises realizadas ao longo desta seção, foi considerado apenas o trecho de rede de média tensão ilustrado na Figura 9.1, correspondente à RMT#1 que compõe o sistema completo proposto no Capítulo 7. Foi assumida a incidência da descarga sobre as estruturas E2, E4 ou E7, localizadas, respectivamente, nas coordenadas (-540, 0), (-180, 0) e (90, 0), sendo injetadas duas diferentes ondas de corrente. Estas correspondem às formas de onda propostas no Capítulo 7 para representar a mediana de primeiras descargas de retorno e a mediana de descargas subseqüentes medidas no Morro do Cachimbo. De forma a simplificar a referência a essas formas de onda, foi utilizada a notação apresentada na Tabela 9.1. Vale lembrar que a forma de onda IF1 contém dois picos, caracterizando de maneira representativa correntes associadas a primeiras descargas de retorno.

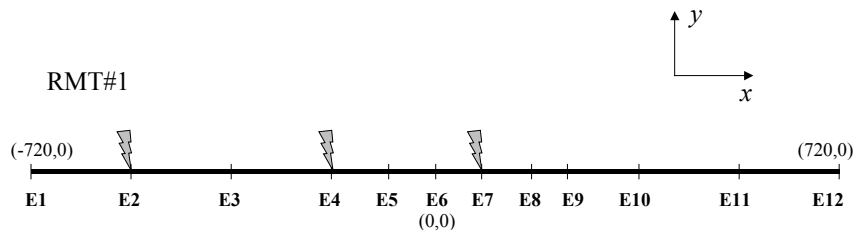


Figura 9.1 – Sistema simplificado contendo apenas a RMT#1. As terminações da linha foram casadas para evitar a ocorrência de reflexões.

Tabela 9.1 – Nomenclatura adotada para representar as formas de onda de corrente injetadas no sistema simulado, propostas no item 7.3.7 do Capítulo 7

Notação	Forma de Onda
IS1	Morro do Cachimbo (subseqüente mediana) ($I_p=16$ kA, $di/dt_{m\acute{a}x}=29,6$ kA/ μ s)
IF1	Morro do Cachimbo (1ª descarga mediana) ($I_{p1}=40,1$ kA, $I_{p2}=45,3$ kA $di/dt_{m\acute{a}x}=20,2$ kA/ μ s)

A injeção das correntes de descarga no sistema foi feita com uma fonte de corrente ideal em paralelo com uma impedância de surto de 400 Ω , dedicada a

simbolizar, de forma aproximada, a presença do canal de descarga simulado. Nos casos avaliados, a fonte de corrente foi simultaneamente conectada às três fases da rede de média tensão atingida.

9.2.2. Influência de Rupturas em Isoladores

Com a finalidade de estimar a influência de rupturas em isoladores nas tensões resultantes no sistema ilustrado na Figura 9.1, foram analisadas duas condições distintas. Em uma delas, de forma a fornecer uma base para comparações, a ocorrência de rupturas foi desconsiderada. Na outra, modelos de isoladores foram conectados a todas as estruturas da RMT#1 e rupturas foram consideradas. Em ambos os casos, foram realizados aterramentos intencionais em vãos de 180 m, nas estruturas E1, E2, E3, E4, E6, E8, E10, E11 e E12, com uma resistência de aterramento de 240Ω obtida com o uso do modelo de apenas uma haste vertical. A Figura 9.2 ilustra tensões calculadas nas estruturas E2, E4, E8 e E11 para a injeção da corrente IS1 na estrutura E2. A Figura 9.3, por sua vez, ilustra resultados de simulações computacionais considerando a injeção da corrente IF1 nesta mesma estrutura.

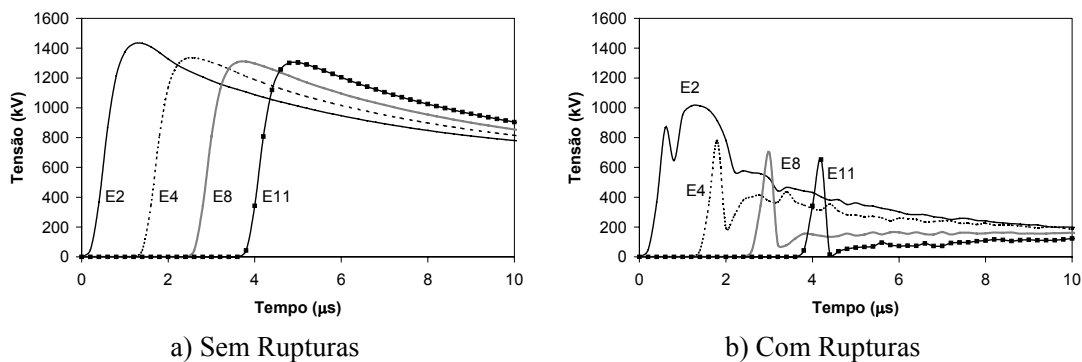


Figura 9.2 – Tensões ao longo da RMT#1 em função da consideração ou não de rupturas nos isoladores. Foram realizados aterramentos em vãos de 180 m, com $R=240 \Omega$ e a injeção da corrente IS1 em E2.

Analisando as Figuras 9.2 e 9.3, percebe-se que, na ausência de rupturas, as tensões resultantes ao longo da linha são afetadas apenas pela presença de aterramentos distribuídos em intervalos de 180 m, que as modificam ligeiramente por meio do acoplamento eletromagnético existente entre o condutor neutro e as fases. Com isso, são preservadas as formas de onda originais injetadas na estrutura E2, sendo verificadas

alterações apenas em sua amplitude. Por exemplo, na Figura 9.2-a, referente à injeção da onda IS1, picos de 1,43 MV e 1,3 MV são observados nas estruturas E2 e E11. Na Figura 9.3-a, referente à injeção da onda IF1, picos de 3,86 MV e 3,76 MV são observados nestas mesmas estruturas. Note que esses valores são muito superiores às amplitudes tipicamente associadas aos efeitos de descargas indiretas em redes de distribuição, fenômeno avaliado no capítulo anterior.

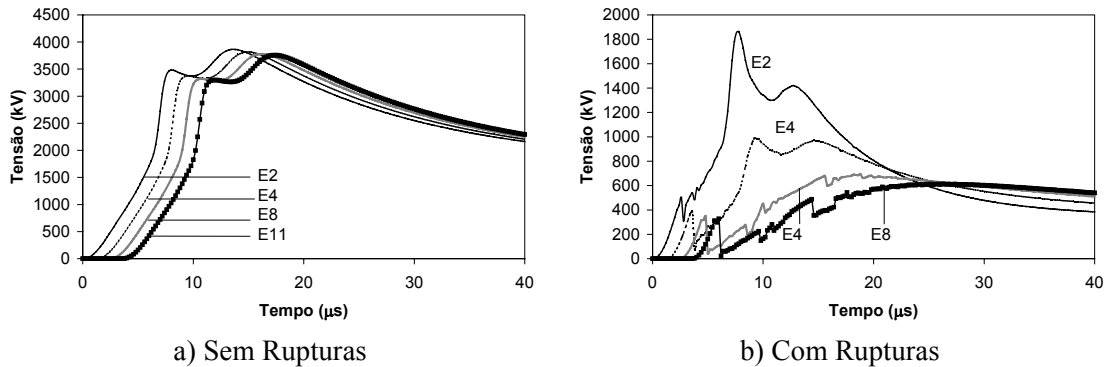


Figura 9.3 – Tensões ao longo da RMT#1 em função da consideração ou não de rupturas nos isoladores. Foram realizados aterramentos em vãos de 180 m, com $R=240 \Omega$ e a injeção da corrente IF1 em E2.

Na presença de rupturas em isoladores, as tensões resultantes na RMT#1 são profundamente alteradas, apresentando menores valores de pico e perfil recortado se comparadas com as formas de onda de tensão ilustradas nas Figuras 9.2-a e 9.3-a. Isso pode ser verificado, por exemplo, na Figura 9.2-b, que considera a injeção da corrente IS1 na estrutura E2. Percebe-se que as curvas ilustradas apresentam um acentuado pico inicial seguido de um abrupto corte e de uma porção mais lenta que tende a ter sua amplitude reduzida em pontos mais afastados do ponto de injeção de corrente. O corte inicial está diretamente associado à ruptura do isolador na estrutura E2, enquanto a porção mais lenta das ondas ilustradas na Figura 9.2-b está associada à dispersão gradual do surto entre os diversos caminhos criados para a terra com a ocorrência de rupturas em demais pontos da RMT#1. No caso avaliando a injeção da corrente IF1, ilustrado na Figura 9.3-b, é verificado um comportamento relativamente similar àquele observado na Figura 9.2-b. Note, no entanto, que a cauda das ondas de tensão calculadas com a corrente IF1 apresenta uma amplitude superior ao pico inicial de tensão em todos os casos analisados, o que não ocorre quando da consideração da corrente IS1, exceto no ponto de injeção da corrente. Esse fenômeno pode ser atribuído principalmente ao fato de a corrente IF1 se sustentar durante um tempo maior do que a corrente IS1 e, com

isso, as tensões na cauda tendem a apresentar valores elevados durante um maior tempo de análise. Além disso, a corrente IF1 leva a uma primeira ruptura com menores valores de tensão em comparação com a corrente IS1, o que contribui para com a diferente proporção observada entre o pico e a cauda das ondas de tensão calculadas, dependendo da onda de corrente injetada.

9.2.3. Influência dos Aterramentos

A Figura 9.4 apresenta tensões nas estruturas E4 e E11 em função do valor de resistência de aterramento atribuído às conexões intencionais para a terra, que foram realizadas em vãos de 180 m, nas estruturas E1, E2, E3, E4, E6, E8, E10, E11 e E12. Assumiu-se a incidência da descarga na estrutura E2 e a injeção da corrente IF1. Analisando as curvas obtidas, percebe-se que o valor de resistência de aterramento adotado não afeta de forma significativa as tensões resultantes até que ocorram rupturas. A partir de então, na porção mais lenta das ondas apresentadas, os aterramentos passam a desempenhar um papel fundamental na divisão das correntes ao longo do sistema. Assim, quanto menores forem os valores de resistência de aterramento considerados, menores serão as tensões verificadas. Isso pode ser confirmado na Figura 9.4 para o caso $R=60 \Omega$, em que as tensões na cauda das ondas de tensão resultantes apresentam os mais baixos valores dentre as curvas ilustradas. Note, no entanto, que mesmo com $R=60 \Omega$, um valor de resistência de aterramento que pode ser considerado relativamente baixo para solos tipicamente encontrados no estado de Minas Gerais, as tensões na cauda das curvas apresentadas atingem 342 kV e 251 kV nas estruturas E4 e E11, respectivamente. Esses valores são muito superiores ao NBI associado à rede de média tensão simulada, o que indica que a ação dos aterramentos tem alcance limitado na redução das tensões resultantes.

9.2.4. Influência de Pára-raios

Uma avaliação a respeito do efeito de pára-raios na redução de tensões geradas por descargas diretas em redes de distribuição é realizada neste item com a instalação de um conjunto com esses dispositivos na estrutura E4 da RMT#1, sendo assumida a

incidência da descarga na estrutura E2 e a injeção da corrente IF1. Assim como nos itens anteriores, foi considerada a presença de aterramentos em vãos de 180 m, com $R=240 \Omega$, exceto no ponto de instalação de pára-raios, onde foi adotada uma resistência de aterramento de 80Ω obtida com o uso da configuração de três hastes paralelas. A Figura 9.5 ilustra os resultados obtidos, apresentando tensões resultantes nas estruturas E2, E4, E8 e E11 na presença e na ausência de pára-raios. No caso em que a presença de pára-raios não foi considerada, ilustrado na Figura 9.5-a, o aterramento da estrutura E4 foi realizado com $R=240 \Omega$.

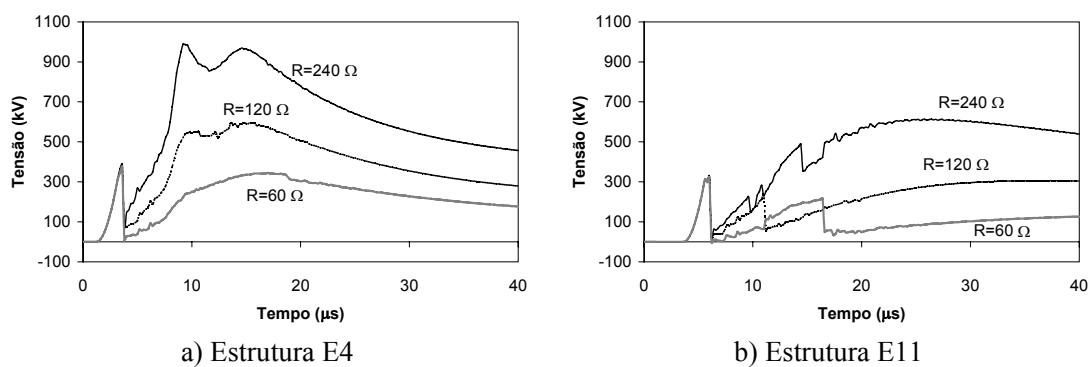


Figura 9.4 – Tensões ao longo da RMT#1 em função do valor de resistência de aterramento. Foram considerados aterramentos em vãos de 180 m e a injeção da corrente IF1 em E2.

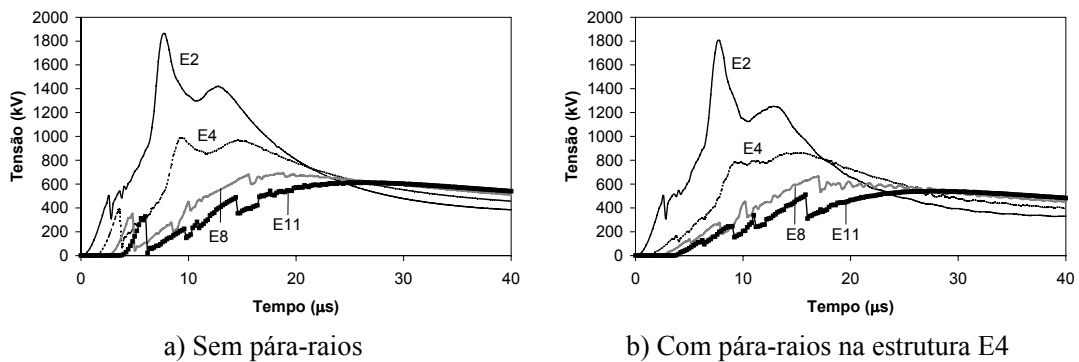


Figura 9.5 – Tensões resultantes nas estruturas E2, E4, E8 e E11 da RMT#1 em função da instalação ou não de um conjunto de pára-raios na estrutura E4. Foram assumidas a injeção da corrente IF1 na estrutura E2 e a presença de aterramentos com $R=240 \Omega$ em vãos de 180 m, exceto na estrutura em que os pára-raios foram conectados, em que se considerou $R=80 \Omega$.

Analisando as curvas da Figura 9.5, percebe-se que, nas condições avaliadas, a instalação de pára-raios na estrutura E4 não provoca nenhuma alteração substancial na tensão resultante na estrutura E2, a menos de uma leve redução nos níveis observados na cauda. Isso ocorre principalmente devido à distância entre as duas estruturas e à

direção de propagação do surto, que fazem com que sejam necessários $2,4 \mu\text{s}$ (duas vezes o tempo de trânsito entre E2 e E4) para que o efeito dos pára-raios instalados na estrutura E4 seja sentido em E2. Com relação às estruturas E4, E8 e E11, a instalação do conjunto de pára-raios em E4 torna as tensões resultantes nesses pontos um pouco mais suaves, principalmente na frente de onda. Isso pode ser observado se forem comparadas as curvas da Figura 9.5-a, que apresentam um abrupto corte graças à ocorrência de rupturas em isoladores, com as curvas da Figura 9.5-b, em que esse corte não é observado. No entanto, embora suavizem as formas de onda de tensão nas estruturas E4, E8 e E11, fica claro que pára-raios instalados em E4 não são capazes de reduzir satisfatoriamente as tensões resultantes no sistema, nem mesmo na estrutura em que estão presentes.

É importante frisar que as curvas apresentadas na Figura 9.5 correspondem a tensões *fase-terra*, desenvolvidas entre uma das fases da RMT#1 e o potencial nulo no infinito, e que pára-raios atuam diretamente nas tensões *fase-neutro*, que correspondem às tensões diferenciais entre o condutor fase e o condutor aterrado da RMT#1. Assim, pára-raios não são capazes de reduzir tensões fase-terra a níveis seguros, o que só seria possível se fossem consideradas resistências de aterramento com baixos valores. A fim de demonstrar com maior clareza a ação dos pára-raios instalados na linha simulada, foram calculadas tensões entre fase e neutro nas estruturas E2, E4, E8 e E11 considerando as mesmas premissas assumidas nas simulações referentes à Figura 9.5. Os resultados obtidos estão ilustrados na Figura 9.6.

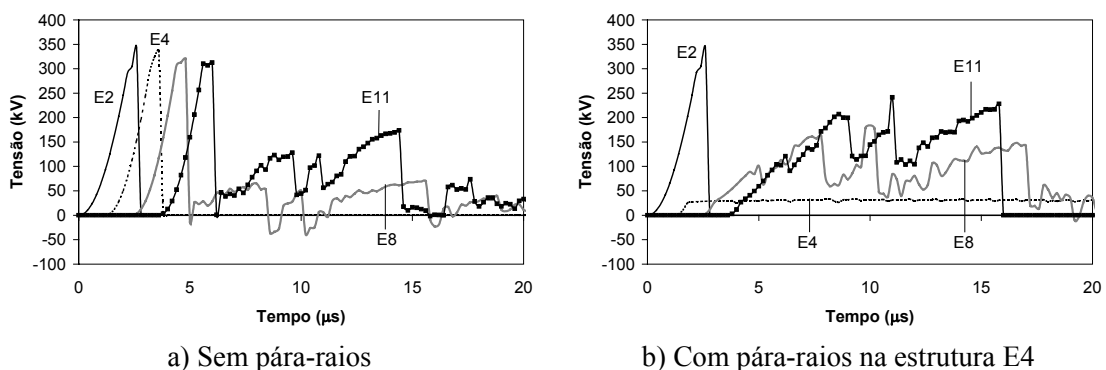


Figura 9.6 – Tensões entre fase e neutro nas estruturas E2, E4, E8 e E11 da RMT#1 em função da instalação ou não de um conjunto de pára-raios na estrutura E4. Foram assumidas a injeção da corrente IF1 na estrutura E2 e a presença de aterramentos com $R=240 \Omega$ em vãos de 180 m, exceto na estrutura em que os pára-raios foram conectados, em que se considerou $R=80 \Omega$.

A partir das curvas ilustradas na Figura 9.6, podem ser realizadas várias análises interessantes. Primeiramente, na ausência de pára-raios na estrutura E4, percebe-se a ocorrência de rupturas nas estruturas E2 e E4, mas não nas estruturas E8 e E11. Isso fica claro ao se constatar que as tensões fase-neutro em E2 e E4 crescem até atingir aproximadamente 340 kV e depois caem abruptamente, permanecendo nulas durante todo o tempo restante (ver Figura 9.6-a). Tensões nulas entre fase e neutro significam que houve ruptura no isolador local e que, dentro das premissas assumidas na modelagem dos isoladores, descritas no Capítulo 7, ambos os condutores estão em curto-circuito. No caso das tensões entre fase e neutro em E8 e E11, são apresentados valores não nulos durante todo o tempo de análise, o que configura a não ocorrência de rupturas nessas estruturas.

Um outro aspecto interessante que pode ser extraído da Figura 9.6 refere-se à ação dos pára-raios instalados na estrutura E4. Na sua presença, a tensão fase-neutro em E4 é limitada a aproximadamente 30 kV e, com isso, não ocorrem rupturas nos isoladores dessa estrutura (ver Figura 9.6-b). Como consequência, os picos iniciais de tensão observados nas estruturas E8 e E11 na ausência de pára-raios são reduzidos de forma significativa com a instalação desses dispositivos. No entanto, paradoxalmente, a presença de pára-raios leva a um ligeiro aumento na cauda das tensões resultantes em E8 e E11. Isso pode ser facilmente compreendido se for imaginado que, na ausência de pára-raios, a tensão fase-neutro em E4 após a ocorrência da ruptura no isolador é nula, enquanto na presença de pára-raios a tensão fase-neutro se mantém em torno de 30 kV. Com isso, pode-se dizer que, após a ruptura, o curto-circuito estabelecido funciona como se fosse um pára-raios ideal, com tensão residual nula. Conseqüentemente, a menos do elevado pico de tensão inicial verificado nos instantes que antecedem a ruptura no isolador (ver Figura 9.6), as tensões nos demais pontos do sistema tendem a sofrer reduções mais significativas com a ação do isolador do que com a ação dos pára-raios em E4. É importante deixar claro, no entanto, que a ocorrência de rupturas é indesejável do ponto de vista do sistema, pois estas podem ser eventualmente sustentadas por tensões em frequência industrial, levando a interrupções no fornecimento de energia elétrica.

A importância do aterramento do conjunto de pára-raios instalado na estrutura E4 na redução das tensões desenvolvidas ao longo da RMT#1 é ilustrada na Figura 9.7,

em que são apresentados perfis de sobretensões máximas calculados para a injeção da corrente IF1 nas estruturas E2 e E7. Foram atribuídas três diferentes resistências de aterramento aos pára-raios (20 Ω , 80 Ω e 240 Ω), obtidas com o uso do modelo de três hastes paralelas. Ao restante do sistema, foram arbitradas resistências de aterramento de 240 Ω , obtidas com o uso do modelo de apenas uma haste vertical em intervalos de 180 m, nas estruturas E1, E2, E3, E4, E6, E8, E10, E11 e E12.

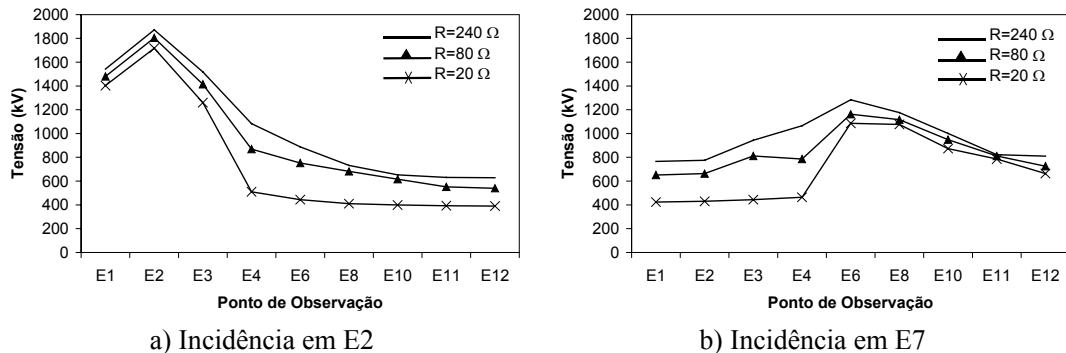


Figura 9.7 – Perfil das sobretensões máximas nas estruturas da RMT#1 em função do ponto de incidência da descarga e da resistência de aterramento do conjunto de pára-raios instalado na estrutura E4. Foi assumida a injeção da corrente IF1. Nos demais pontos de aterramento do sistema, realizados em intervalos de 180 m, foi assumida uma resistência de aterramento de 240 Ω .

Percebe-se, analisando a Figura 9.7, que uma redução no valor da resistência de aterramento atribuída ao conjunto de pára-raios é capaz de levar a significativas reduções nos níveis de tensão resultantes ao longo do sistema, em especial no caso considerando a incidência da descarga na estrutura E7. Essas reduções se manifestam principalmente em pontos localizados após a estrutura em que o conjunto de pára-raios está instalado, ou seja, à direita de E4 quando da incidência da descarga em E2, e à esquerda de E4 quando da incidência da descarga em E7. Vale notar, no entanto, que os níveis de tensão atingidos são ainda assim muito elevados nos casos avaliados, o que indica que uma redução mais significativa nas tensões resultantes no sistema só seria obtida com a presença de um maior número de pára-raios instalados e com a realização de conexões para a terra com menores valores de resistência de aterramento e em menores intervalos.

A instalação de pára-raios em diversos pontos ao longo da RMT#1 é avaliada na Figura 9.8 com a consideração da incidência da descarga na estrutura E7 e a injeção da corrente IF1, sendo ilustrados os perfis de sobretensões máximas resultantes. Foram

realizadas conexões intencionais para a terra em vãos de 180 m utilizando-se o modelo de uma haste vertical, sendo assumidas resistências de aterramento de 240 Ω . Pára-raios foram instalados em vãos de 720 m (nas estruturas E1, E6 e E12), 360 m (nas estruturas E1, E3, E6, E10 e E12) ou 180 m (nas estruturas E1, E2, E3, E4, E6, E8, E10, E11 e E12). Duas condições distintas foram avaliadas. Em uma delas, ilustrada na Figura 9.8-a, foram arbitrados aos aterramentos dos pára-raios valores de resistência idênticos aos valores assumidos nos demais aterramentos do sistema (240 Ω). Na segunda condição avaliada, ilustrada na Figura 9.8-b, foram arbitradas resistências de aterramento de 80 Ω aos pára-raios, sendo para tal utilizado o modelo de 3 hastes paralelas.

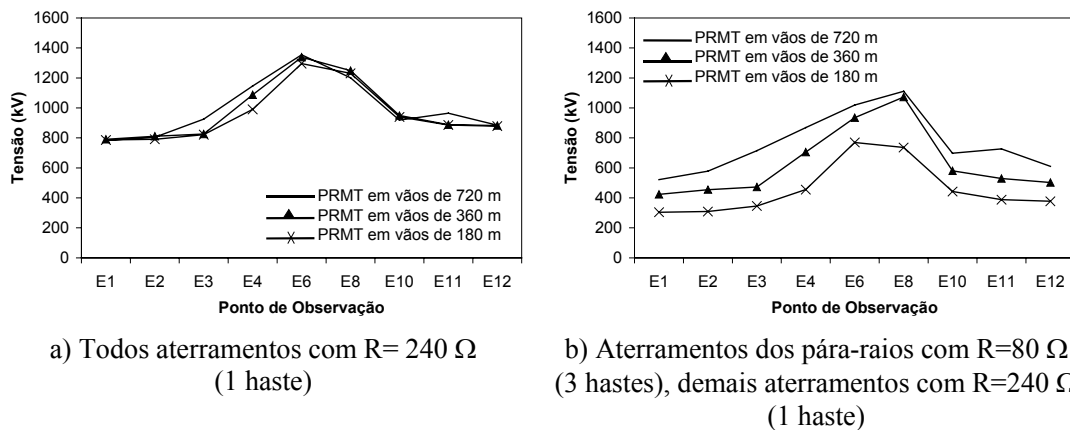


Figura 9.8 – Perfil das sobretensões máximas nas estruturas da RMT#1 em função do número de pára-raios instalados e das resistências de aterramento assumidas. Foram considerados vãos de 180 m entre aterramentos, incidência da descarga em E7 e injeção da corrente IF1.

Analisando a Figura 9.8, nota-se que a presença de um maior número de pára-raios ao longo da RMT#1 é capaz de levar a uma maior redução global nas sobretensões resultantes no sistema, em especial se baixos valores de resistência são atribuídos aos aterramentos dos dispositivos instalados. Isso fica nítido ao serem comparadas as curvas da Figura 9.8-b, que foram calculadas sob a premissa de que os pára-raios fossem aterrados com resistências de 80 Ω , com as curvas da Figura 9.8-a, que foram calculadas considerando o aterramento desses dispositivos por meio de resistências de 240 Ω . No caso que considera a presença de pára-raios em intervalos de 180 m na Figura 9.8-b, são atingidos os menores níveis de tensão dentre todos os casos avaliados, mas ainda assim tensões máximas de 769 kV e 736 kV são observadas nas estruturas E6 e E8, respectivamente, o que confirma a severidade dos efeitos associados a descargas diretas em redes de distribuição. De acordo com Yokoyama (2000), uma satisfatória

proteção de sistemas de distribuição contra descargas diretas só poderia ser obtida com a instalação de pára-raios em todas as estruturas, com a realização de bons aterramentos e preferencialmente com a instalação de cabos de blindagem aterrados acima dos condutores a serem protegidos. Ainda assim, à exceção do efeito do cabo de blindagem, que não foi avaliado neste texto, acredita-se que esse conjunto de medidas só funcionaria caso os vãos entre estruturas fossem relativamente curtos, pois, conforme demonstrado na Figura 9.8, a consideração de vãos de 180 m entre pára-raios é ineficaz na redução das sobretensões resultantes a níveis considerados satisfatórios, abaixo do NBI da rede.

Um potencial problema ocasionado por descargas diretas em redes de distribuição corresponde à queima de pára-raios. Conforme discutido no Capítulo 3, a queima desses dispositivos pode ser causada por diversos fatores, que vão desde falhas na camada isolante no revestimento dos blocos cerâmicos à incapacidade do dispositivo dissipar uma energia maior do que aquela para a qual foi especificado. No caso de descargas indiretas, fenômeno avaliado no capítulo anterior, as correntes calculadas nos pára-raios apresentaram amplitudes reduzidas, sempre abaixo de 300 A, e curta duração. Com isso, embora não tenha sido explicitamente ilustrado no Capítulo 8, a energia dissipada pelos pára-raios presentes no sistema avaliado esteve sempre muito abaixo da capacidade associada a esses dispositivos, que no caso dos pára-raios Classe 1 empregados pela CEMIG é de aproximadamente 1 kJ/kV, ou 12 kJ de energia bruta.

De forma a estimar a severidade dos efeitos associados a descargas diretas em pára-raios instalados em redes de distribuição, foram realizadas simulações computacionais considerando a presença desses dispositivos na estrutura E4 do sistema simplificado da Figura 9.1, sendo assumida a incidência da descarga em três diferentes pontos, nas estruturas E2, E4 e E7, com a injeção das correntes IS1 e IF1. Nas simulações realizadas, foram realizados aterramentos em vãos de 180 m ao longo do sistema, nas estruturas E1, E2, E3, E4, E6, E8, E10, E11 e E12, com $R=240 \Omega$. No ponto de instalação dos pára-raios, foi assumida uma resistência de aterramento de 80Ω , obtida com o uso do modelo de três hastes paralelas. De forma a permitir análises comparativas, a ocorrência de rupturas em isoladores foi ora considerada, ora desconsiderada. Os resultados obtidos estão apresentados na Tabela 9.2 em termos da

energia dissipada por um dos pára-raios instalados na estrutura E4, dos valores de pico das correntes calculadas neste pára-raios e dos tempos de frente e de meia onda extraídos das formas de onda de corrente resultantes. As células hachuradas correspondem a eventos em que não foi possível precisar os tempos característicos das ondas de corrente porque as formas de onda calculadas apresentaram perfil oscilatório, causado pela ruptura de isoladores em diversos pontos da RMT#1. A Figura 9.9 ilustra as correntes calculadas nesses casos específicos.

Tabela 9.2 – Parâmetros de correntes calculadas em um dos pára-raios instalados na estrutura E4, considerando diferentes pontos de incidência da descarga e a injeção das correntes IF1 e IS1 (ver Tabela 9.1). Foram realizados aterramentos em intervalos de 180 m ao longo do sistema, com $R=240 \Omega$ (uma haste), exceto o aterramento do pára-raios analisado, que foi realizado com três hastes paralelas e $R=80 \Omega$. Para definição de $Td30$, consultar o Capítulo 2.

Ponto de Incidência	Corrente Injetada	Rupturas em Isoladores	Valor de Pico (kA)	Tempo de Frente virtual ($Td30$) (μs)	Tempo de meia-onda (μs)	Energia (kJ/kV)
E2	IS1	Não	3,5	0,7	44,9	0,68
		Sim	2,8	-	-	0,03
	IF1	Não	12,7	10,3	59,9	4,93
		Sim	4,0	6,0	15,0	0,14
E4	IS1	Não	3,3	0,6	47,0	0,65
		Sim	3,2	0,6	4,6	0,11
	IF1	Não	11,5	10,7	62,2	4,78
		Sim	8,1	5,3	15,5	0,41
E7	IS1	Não	3,7	0,9	37,2	0,67
		Sim	2,2	-	-	0,02
	IF1	Não	12,8	10,4	54,6	4,89
		Sim	4,5	7,4	13,9	0,12

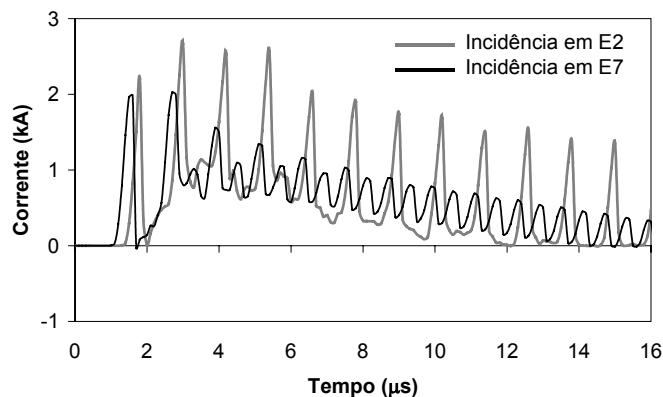


Figura 9.9 – Correntes em um dos pára-raios instalados na estrutura E4 para injeção da corrente IS1 nas estruturas E2 ou E7 do sistema ilustrado na Figura 9.1. Foram considerados vãos de 180 m entre aterramentos, realizados com apenas uma haste, com $R=240 \Omega$. Foram realizados aterramentos em intervalos de 180 m ao longo do sistema, com $R=240 \Omega$ (uma haste), exceto o aterramento do pára-raios analisado, que foi realizado com três hastes paralelas e $R=80 \Omega$.

Analisando os parâmetros apresentados na Tabela 9.2, percebe-se que a ocorrência de rupturas faz com que a energia absorvida pelos pára-raios instalados seja sensivelmente reduzida, independentemente do ponto de incidência da descarga e da forma de onda da corrente injetada. Esse fenômeno ocorre porque, com o estabelecimento de rupturas, a corrente incidente encontra vários caminhos de baixa impedância para se dispersar, o que leva a uma redução na parcela de corrente captada pelos pára-raios. Isso fica claro ao serem comparados os valores de pico e a duração das correntes descritas na Tabela 9.2 considerando ou não a ocorrência de rupturas. Por exemplo, com a injeção da corrente IF1 em E7, o valor de pico e o tempo de meia onda calculados no pára-raios analisado atingem 12,8 kA e 54,6 μ s, respectivamente, se rupturas são desconsideradas. Na presença de rupturas, a simulação do mesmo evento leva a um valor de pico de 4,5 kA e a um tempo de meia onda de 13,9 μ s. Com isso, as energias associadas a esse evento considerando ou não a presença de rupturas são muito diferentes. Enquanto na presença de rupturas a energia dissipada pelo pára-raios analisado atinge apenas 0,12 kJ/kV, ou seja, um pouco mais de um décimo da suportabilidade de 1 kJ/kV associada a pára-raios Classe 1 empregados pela CEMIG, na ausência de rupturas a energia absorvida por esse dispositivo atinge 4,89 kJ/kV, valor que certamente o levaria à falha. Note que, em todos os casos apresentados na Tabela 9.2 desconsiderando a ocorrência de rupturas, a injeção da corrente IF1 levaria à falha dos pára-raios por excesso de energia, o que não ocorreria com a injeção da corrente IS1, que apresenta menor valor de pico e menor duração do que a corrente IF1.

O efeito das rupturas na modificação das formas de onda de corrente nos pára-raios instalados na estrutura E4 e na redução da energia por eles dissipada leva a importantes implicações de ordem prática. Note, por exemplo, que o caso crítico de injeção da corrente IF1 na estrutura em que estão instalados os pára-raios leva à dissipação de uma energia de 0,41 kJ/kV se rupturas são consideradas. Esse valor corresponde a aproximadamente 40% da suportabilidade associada a pára-raios Classe 1 utilizados pela CEMIG e foi obtido considerando um NBI entre 95 kV e 170 kV, de acordo com os parâmetros apresentados no Capítulo 7. Se um sistema com maior suportabilidade fosse analisado, como por exemplo as redes de distribuição com NBI de 300 kV empregadas pela CEMIG em áreas rurais, a energia absorvida pelos pára-raios instalados certamente sofreria um acréscimo que poderia ser significativo dependendo

dos contornos considerados. Isso indica que, em determinadas condições de aplicação envolvendo a presença de redes com NBI elevado e um razoável nível de exposição a descargas diretas, poderia ser necessário o emprego de pára-raios com capacidade de dissipação de energia maior do que os pára-raios Classe 1 utilizados pela CEMIG. Esse argumento é reforçado pelo fato de terem sido consideradas nas análises formas de onda de corrente com características medianas associadas a medições realizadas na Estação do Morro do Cachimbo. A adoção de formas de onda com maiores amplitudes e com maior duração certamente exporia pára-raios instalados em redes de distribuição a solicitações mais severas do que as apresentadas.

Uma outra implicação de ordem prática decorrente dos resultados apresentados na Tabela 9.2 se refere à forma de onda das correntes resultantes nos pára-raios. Em determinados casos, como aqueles ilustrados na Figura 9.9, a ocorrência de rupturas pode levar a correntes com cortes abruptos e perfil oscilatório. No entanto, em nenhum dos procedimentos recomendados pelas normas dedicadas a avaliar o desempenho de pára-raios de média tensão são adotadas formas de onda com essas características. Tampouco são encontrados trabalhos na literatura que avaliem o desempenho de pára-raios frente a solicitações com cortes abruptos. Com isso, pode-se especular a respeito da necessidade de inclusão de ensaios com formas de onda cortadas e/ou oscilatórias em testes laboratoriais realizados em pára-raios. Note que, com base nas análises apresentadas neste texto, não é possível afirmar se ensaios como esses seriam capazes ou não de expor os dispositivos ensaiados a condições não cobertas pelas normas atuais. Pode-se afirmar, no entanto, que a exposição de pára-raios instalados em redes de distribuição a formas de ondas de corrente cortadas e/ou oscilatórias é bastante provável no caso de descargas diretas.

Ainda analisando os parâmetros apresentados na Tabela 9.2, percebe-se que, na presença de rupturas, os tempos de meia onda calculados estão sempre na mesma ordem de grandeza dos tempos de meia onda encontrados em correntes utilizadas em ensaios ($8/20 \mu\text{s}$, $4/10 \mu\text{s}$ e $1/20 \mu\text{s}$), especialmente nos casos envolvendo a injeção da corrente IF1, associada a parâmetros medianos de primeiras descargas medidas na Estação do Morro do Cachimbo. Com relação aos tempos de frente, percebe-se que os valores apresentados na Tabela 9.2 são um pouco mais rápidos ou um pouco mais lentos do que

os valores especificados em ensaios, embora estejam localizados em uma mesma ordem de grandeza. Quanto aos valores de pico apresentados na Tabela 9.2, estes estão cobertos pelas amplitudes normalmente consideradas em ensaios. Assim, a menos da eventual ocorrência de cortes como aqueles observados nas curvas da Figura 9.9, pode-se dizer que as ondas de corrente adotadas em ensaios são aparentemente capazes de avaliar o desempenho de pára-raios instalados em redes de distribuição de forma razoável, pelo menos se forem consideradas condições similares ao caso simplificado aqui analisado, em que ramificações, cargas, equipamentos e redes de baixa tensão não foram incluídas.

9.3 Avaliações no Sistema de Distribuição Completo

9.3.1. Introdução

Ao longo da presente seção, são realizadas análises no sistema completo proposto no Capítulo 7, que é reproduzido na Figura 9.10 por conveniência. Foram considerados sete diferentes pontos de incidência para a descarga, referentes às estruturas E3, E5, E6, E8, E10, E14 e E15, com a injeção das correntes IF1 e IS1, detalhadas na Tabela 9.1. Em todos os casos avaliados, assumiu-se a presença de pára-raios protegendo os terminais de primário e secundário dos transformadores. Foram realizadas conexões para a terra em vãos de 180 m, nas estruturas E1, E2, E3, E4, E6, E8, E10, E11, E12, E13 e E14, com resistências de aterramento de 240 Ω obtidas com o uso da configuração de apenas uma haste. Nos pontos de instalação dos transformadores, foram realizadas conexões para a terra com resistências de aterramento de 80 Ω , obtidas com o uso da configuração de três hastes paralelas. Com isso, o sistema ilustrado na Figura 9.10 satisfaz integralmente aos critérios de projeto adotados em redes de distribuição instaladas na área de concessão da CEMIG. Vale notar que, por uma questão de simplicidade e também em função de todas as incertezas inerentes à modelagem das cargas, foi ignorada a ocorrência de rupturas nas redes de baixa tensão. Conforme discutido no Capítulo 7, essa ação permite uma estimativa de valores críticos de tensão que poderiam afetar as unidades consumidoras conectadas às RBT's.

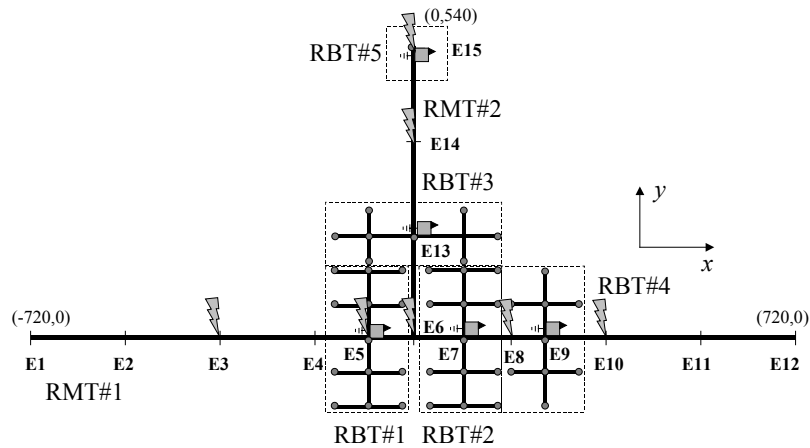


Figura 9.10 – Sistema completo simulado. As terminações da linha foram casadas para evitar a ocorrência de reflexões, exceto E15, em que há um transformador instalado. Pontos de incidência da descarga: E3 (-360, 0), E5 (-90, 0), E6 (0, 0), E8 (180, 0), E10 (360, 0), E14 (0, 360) e E15 (0, 540).

9.3.2. Tensões e Correntes Resultantes na Rede de Média Tensão

A Figura 9.11 ilustra tensões calculadas nas estruturas E4, E6, E8 e E14 para a injeção da corrente IF1 nas estruturas E3, E6, E10 e E15. De forma similar, a Figura 9.12 ilustra tensões resultantes nestas mesmas estruturas para a injeção da corrente IS1. Nenhum dos pontos de observação escolhidos possui pára-raios instalados, logo as curvas ilustradas servem como indicativos de quão efetiva pode ser a ação desses dispositivos na redução das tensões em pontos remotos do sistema. São apresentadas tensões totais entre um dos condutores fase e o potencial nulo no infinito.

Analisando inicialmente as curvas da Figura 9.11, percebe-se que, conforme esperado, os níveis mais elevados de tensão são sempre observados em pontos próximos à estrutura atingida pela descarga, especialmente se entre o ponto de observação e o ponto de incidência da descarga não houver pára-raios ou a presença abundante de bons aterramentos em vãos relativamente curtos. Por exemplo, na estrutura E4, a incidência da descarga em E3 e E6 leva a tensões máximas de 874 kV e 281 kV, respectivamente, valores que superam com ampla margem o NBI da RMT#1 (ver Figura 9.11-a). No caso de incidência da descarga em pontos relativamente afastados, como nas estruturas E10 e E15, as tensões máximas em E4 não superam 145 kV graças à ação dos diversos pára-raios instalados e da presença disseminada de conexões para a terra, sejam estas

intencionais ou não. Um caso interessante se refere às tensões na estrutura E6 causadas pela incidência da descarga nesta mesma estrutura (ver Figura 9.11-b). Percebe-se a ocorrência de um elevado pico de tensão atingindo 800 kV mesmo na presença de pára-raios instalados nas estruturas E5 e E7, que estão 90 m afastados em relação ao ponto de observação. Isso confirma a impressão de que qualquer tentativa de proteção total de redes de distribuição contra os efeitos de descargas diretas deve pressupor a presença de pára-raios em todas as estruturas, além de bons aterramentos. Nas demais condições de incidência, as tensões em E6 não superaram 200 kV, valor bem mais baixo do que o pico observado com a incidência da descarga em E6, mas ainda assim superior ao NBI da rede de média tensão avaliada.

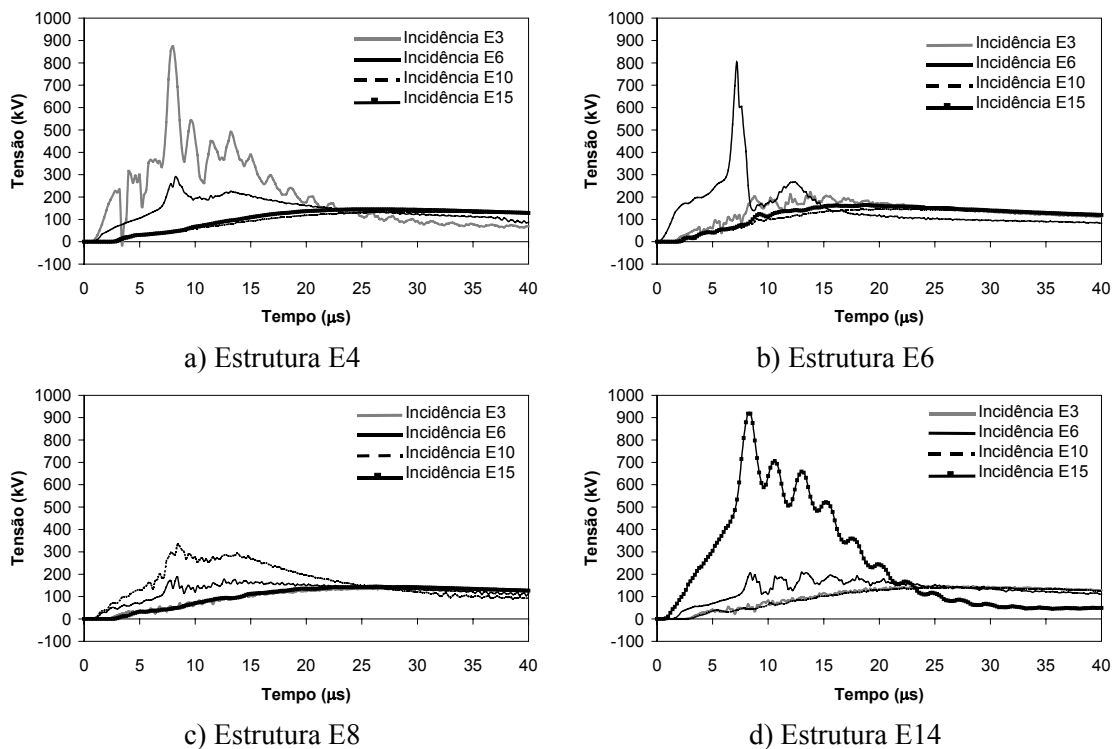


Figura 9.11 – Tensões nas estruturas E4, E6, E8 e E14 em função do ponto de incidência da descarga. Foram considerados o sistema completo ilustrado na Figura 9.10 e a injeção da corrente IF1.

Na Figura 9.12, referente à injeção da corrente IS1 no sistema avaliado, observa-se um comportamento similar àquele verificado nas curvas da Figura 9.11, ou seja, maiores níveis de tensão em estruturas mais próximas ao ponto de incidência da descarga. Isso pode ser observado nas estruturas E4, E6 e E14 com a incidência da descarga nas estruturas E4, E6 e E15, respectivamente. Nesses casos específicos, mesmo com a injeção da corrente IS1, que possui uma amplitude relativamente

reduzida, de 16 kA, são atingidas tensões máximas com valores comparáveis aos valores de pico observados nas curvas da Figura 9.11, que foram calculadas considerando a injeção da corrente IF1, que possui uma amplitude de 45 kA. Isso ocorre porque a corrente IS1 apresenta uma taxa de crescimento bem maior do que a corrente IF1 e, com isso, a ruptura nos isoladores da rede de média tensão só ocorre com níveis de tensão muito elevados. No entanto, diferentemente do que acontece nas curvas ilustradas na Figura 9.11, as tensões na Figura 9.12 apresentam valores abaixo do NBI da rede no caso de incidência distante da descarga ou então na porção mais lenta de curvas obtidas com a incidência da descarga em pontos próximos ao ponto de observação. Isso ocorre principalmente porque a onda IS1 apresenta um tempo de meia-onda de apenas 16,6 μ s. Para exemplificar esse fato, basta verificar na Figura 9.12 as tensões calculadas em E4, E6 e E8. Nesses pontos, a partir de aproximadamente 5 μ s no caso de incidência da descarga em estruturas próximas ou em todo o tempo de análise no caso de incidência da descarga em estruturas relativamente afastadas, os valores de tensão calculados permanecem entre 45 kV e 90 kV, o que indica que a ação dos pára-raios instalados nos primários dos transformadores bem como a presença de aterramentos, ramificações e cargas conectadas são capazes de manter a porção mais lenta das sobretensões resultantes em uma faixa abaixo do NBI da rede, dependendo da onda de corrente injetada. Uma exceção parcial a esse fato pode ser encontrada na Figura 9.12-d, que ilustra tensões resultantes na estrutura E14. Neste caso específico, a incidência da descarga em E15 ou E6 leva a sobretensões com caráter oscilatório, causadas por reflexões sucessivas nos pára-raios instalados nas estruturas E15 e E13. Nas demais condições de incidência envolvendo a injeção da corrente IS1, no entanto, as tensões nas estrutura E14 mantêm-se sempre abaixo de 44 kV.

O desempenho dos pára-raios instalados no sistema da Figura 9.10 foi avaliado em simulações computacionais que consideraram a incidência da descarga nas estruturas E3, E5, E6, E8, E10, E14 e E15, sendo assumida a injeção da corrente IF1. Foram calculadas correntes nos pára-raios instalados na fase C do primário dos transformadores, sendo extraídos valores de pico, tempos de frente e meia-onda e a energia associada a cada um dos eventos analisados. As Tabelas 9.3 a 9.7 apresentam os resultados obtidos, indicando, cada uma delas e nessa ordem, parâmetros referentes aos pára-raios instalados nas estruturas E5, E7, E9, E13 e E15. As células hachuradas na

Tabela 9.6 indicam eventos em que as correntes calculadas apresentaram mais de um pico ou perfil oscilatório. Os valores indicados nessas células correspondem aos tempos de frente e meia-onda referentes à porção da onda de corrente com maior energia associada, que nos casos analisados também apresentou o maior pico. Exemplos de correntes calculadas em alguns dos casos avaliados podem ser encontrados na Figura 9.13.

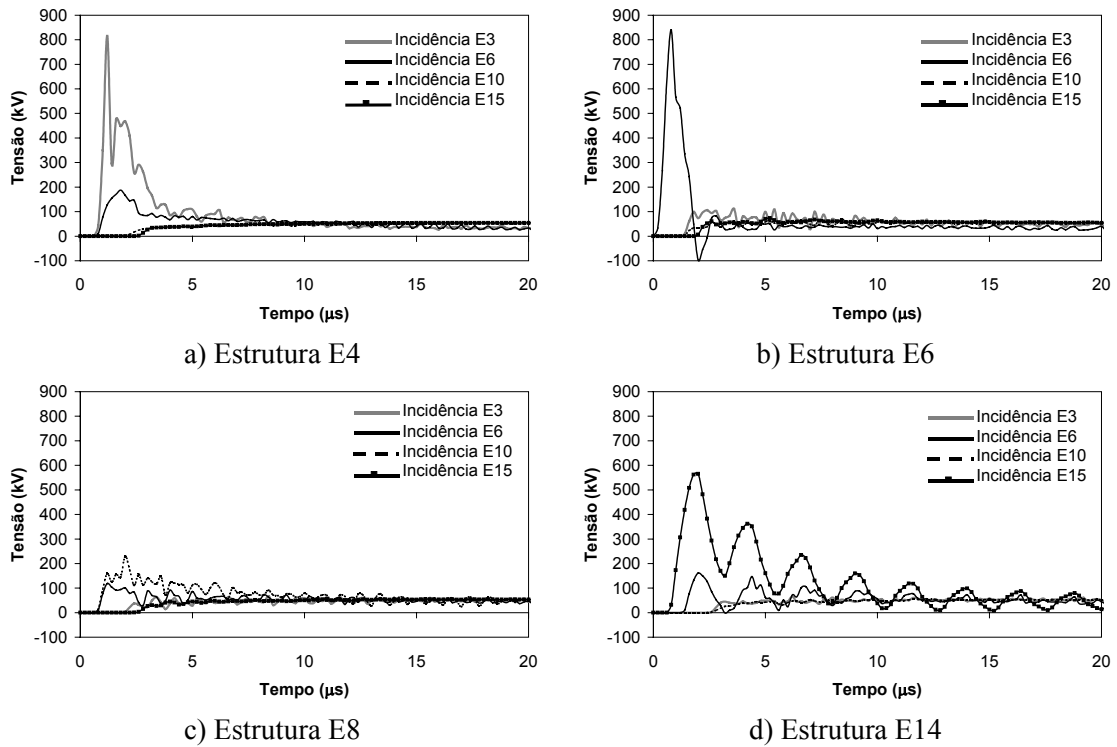


Figura 9.12 – Tensões nas estruturas E4, E6, E8 e E14 em função do ponto de incidência da descarga. Foram considerados o sistema completo ilustrado na Figura 9.10 e a injeção da corrente IS1.

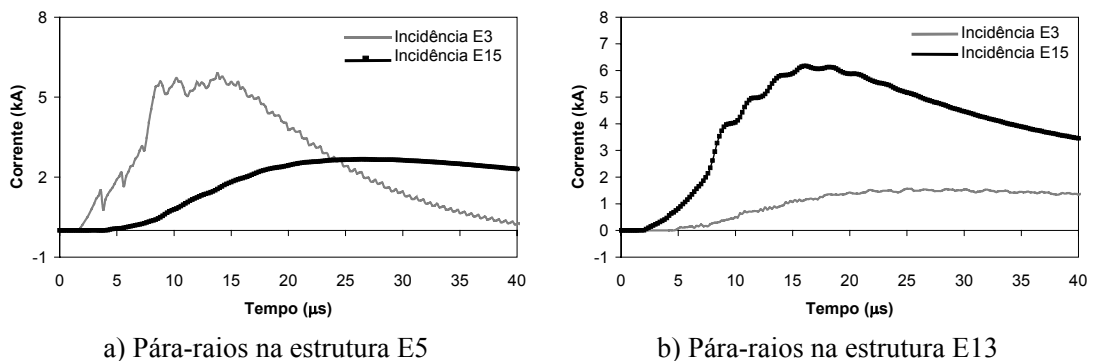


Figura 9.13 – Correntes calculadas em um dos pára-raios de média tensão instalados nas estruturas E5 e E13 em função do ponto de incidência da descarga. Foram considerados o sistema completo ilustrado na Figura 9.10 e a injeção da corrente IF1.

Tabela 9.3 – Parâmetros extraídos das correntes calculadas no pára-raios instalado na fase C da estrutura E5 em função do ponto de incidência da descarga, considerando a injeção da corrente IF1.

PRMT em E5 Parâmetro	Estrutura Atingida						
	E3	E5	E6	E8	E10	E14	E15
Valor de Pico (kA)	5,9	14,3	6,7	2,9	2,8	2,7	2,7
Tempo de Frente Td30 (µs)	5,4	5,1	5,0	15,2	19,3	13,4	15,5
Tempo de Meia-onda T50 (µs)	21,0	21,2	19,9	50,2	82,7	63,9	81,8
Energia (kJ/kV)	0,28	1,26	0,31	0,32	0,52	0,42	0,94

Tabela 9.4 – Parâmetros extraídos das correntes calculadas no pára-raios instalado na fase C da estrutura E7 em função do ponto de incidência da descarga, considerando a injeção da corrente IF1.

PRMT em E7 Parâmetro	Estrutura Atingida						
	E3	E5	E6	E8	E10	E14	E15
Valor de Pico (kA)	2,1	2,5	5,1	5,5	4,0	0,8	1,1
Tempo de Frente Td30 (µs)	13,8	10,8	5,0	4,8	11,6	35,6	85,9
Tempo de Meia-onda T50 (µs)	51,8	50,1	17,0	21,2	37,9	70,2	430,0
Energia (kJ/kV)	0,28	0,52	0,18	0,26	0,36	0,10	1,06

Tabela 9.5 – Parâmetros extraídos das correntes calculadas no pára-raios instalado na fase C da estrutura E9 em função do ponto de incidência da descarga, considerando a injeção da corrente IF1.

PRMT em E9 Parâmetro	Estrutura Atingida						
	E3	E5	E6	E8	E10	E14	E15
Valor de Pico (kA)	1,8	2,0	2,2	6,7	5,4	1,2	1,2
Tempo de Frente Td30 (µs)	20,9	17,5	11,6	5,3	6,8	16,4	16,9
Tempo de Meia-onda T50 (µs)	100,7	110,2	39,4	15,4	16,6	54,6	60,3
Energia (kJ/kV)	0,38	0,56	0,18	0,21	0,20	0,19	0,55

Tabela 9.6 – Parâmetros extraídos das correntes calculadas no pára-raios instalado na fase C da estrutura E13 em função do ponto de incidência da descarga, considerando a injeção da corrente IF1.

PRMT em E13 Parâmetro	Estrutura Atingida						
	E3	E5	E6	E8	E10	E14	E15
Valor de Pico (kA)	1,5	1,7	3,3	0,3	0,3	7,1	6,2
Tempo de Frente Td30 (µs)	15,8	11,2	4,6	5,7	41,2	6,0	10,2
Tempo de Meia-onda T50 (µs)	63,9	87,8	17,0	7,4	73,0	28,5	41,9
Energia (kJ/kV)	0,24	0,42	0,13	0,01	0,04	0,52	1,42

Tabela 9.7 – Parâmetros extraídos das correntes calculadas no pára-raios instalado na fase C da estrutura E15 em função do ponto de incidência da descarga, considerando a injeção da corrente IF1.

PRMT em E15 Parâmetro	Estrutura Atingida						
	E3	E5	E6	E8	E10	E14	E15
Valor de Pico (kA)	0,6	0,7	0,9	0,6	0,5	5,2	8,7
Tempo de Frente Td30 (µs)	18,9	13,8	11,5	12,0	15,0	6,6	5,5
Tempo de Meia-onda T50 (µs)	110,4	124,8	31,6	43,7	66,0	16,0	16,3
Energia (kJ/kV)	0,13	0,21	0,06	0,05	0,09	0,14	1,41

Analisando os resultados apresentados nas Tabelas 9.3 a 9.7, percebe-se que, conforme esperado, os maiores valores de pico das correntes calculadas são verificados no conjunto de pára-raios mais próximo ao ponto de incidência da descarga ou então em pára-raios diretamente atingidos pela descarga. Isso pode ser verificado, por exemplo, na Tabela 9.3, que ilustra parâmetros extraídos do conjunto de pára-raios instalado na estrutura E5, nos casos considerando a incidência da descarga nas estruturas E3, E5 e E6. Idem para os valores de pico calculados nos pára-raios instalados na estrutura E7, nos casos de incidência da descarga nas estruturas E6 e E8 (ver Tabela 9.4), ou, por exemplo, nas correntes calculadas nos pára-raios em E13 em função da incidência da descarga em E6, E14 ou E15 (ver Tabela 9.6). Nestes casos específicos, são observados valores de pico sempre superiores a 3 kA. O caso crítico ocorre com a incidência da descarga na estrutura E5, que leva a um pico de 14,3 kA nos pára-raios que protegem o transformador instalado nesse mesmo ponto (ver Tabela 9.3).

Em pára-raios instalados em pontos relativamente afastados da estrutura atingida pela descarga, as correntes calculadas apresentam valores de pico reduzidos. Isso pode ser observado, por exemplo, nos pára-raios instalados na estrutura E15 com a incidência da descarga nos pontos E3, E5, E6, E8 e E10, em que os valores de pico calculados não excederam 0,9 kA (ver Tabela 9.7), ou também nos pára-raios instalados na estrutura E9, onde os valores de pico calculados não ultrapassaram 2,2 kA nos casos de incidência da descarga nas estruturas E3, E5, E6, E14 e E15 (ver Tabela 9.5). A redução na amplitude das correntes captadas por pára-raios instalados em estruturas relativamente afastadas do ponto de incidência da descarga deve muito à ação dos pára-raios localizados em regiões mais próximas ao ponto de incidência. Esses dispositivos, conforme indicado nas Tabelas 9.3 a 9.7, drenam os picos elevados de corrente que se manifestam na parte mais rápida do fenômeno solicitante.

Note que, nos casos analisados, foi considerada a injeção de uma forma de onda de corrente representativa de primeiras descargas de retorno com características medianas medidas na Estação do Morro do Cachimbo. Se fosse considerada a injeção da corrente IS1, referente à mediana de descargas subseqüentes medidas na Estação do Morro do Cachimbo, os valores de pico das correntes calculadas nos pára-raios seriam certamente menores do que os valores apresentados nas Tabelas 9.3 a 9.7, fato confirmado em simulações computacionais não apresentadas neste texto. Com base

nessa observação, embora sistemas de distribuição possam ser submetidos a descargas com valores de pico maiores do que os aqui considerados, pode-se supor que as amplitudes das correntes utilizadas em ensaios de pára-raios sejam capazes de avaliar de forma adequada condições de solicitação reais de dispositivos instalados em redes de distribuição, desde que estas apresentem características similares ao sistema de distribuição simulado neste capítulo. Essa suposição baseia-se no fato de tais ensaios considerarem a aplicação de ondas de corrente com amplitudes de até 100 kA, um valor muito superior ao valor máximo de 14,3 kA obtido no conjunto de simulações referentes às Tabelas 9.3 a 9.7. Vale frisar, no entanto, que uma conclusão mais definitiva e geral a respeito desse tema só poderia ser traçada com base em análises estatísticas envolvendo a injeção de diferentes formas de onda de corrente em sistemas com diferentes topologias.

É interessante observar, nas Tabelas 9.3 a 9.7, que a ocorrência de correntes com valores de pico elevados nos pára-raios analisados está vinculada a formas de onda com frente relativamente rápida e decaimento acentuado. Esse fenômeno não chega a ser surpreendente, porque a ocorrência de rupturas e a presença disseminada de pára-raios e aterramentos faz com que tensões muito elevadas não sejam sustentadas durante muito tempo no sistema avaliado. Isso pode ser claramente observado nas Figuras 9.11 e 9.12, que ilustram tensões em pontos não protegidos por pára-raios. Nessas figuras, conforme analisado anteriormente, percebe-se que as tensões mais elevadas ocorrem em estruturas próximas aos pontos de incidência da descarga, sendo caracterizadas por um rápido crescimento e um decaimento acentuado após o pico. É natural, portanto, que correntes drenadas por pára-raios instalados em estruturas vizinhas a essas apresentem características similares. Por exemplo, com a incidência da descarga nos pontos E3, E5 e E6, as correntes nos pára-raios instalados na estrutura E5 apresentam tempos de frente e de meia-onda em torno de 5/20 μ s (a Figura 9.13-a ilustra a corrente calculada na estrutura E5 para a incidência da descarga em E3). Esta mesma relação é verificada de forma aproximada nos pára-raios instalados na estrutura E7, com a incidência da descarga nos pontos E6 e E8. Nos pára-raios instalados na estrutura E9, são observados tempos de frente e de meia onda em torno de 6/16 μ s com a incidência da descarga nos pontos E8 e E10, relação esta que se repete em pára-raios instalados na estrutura E15 com a incidência da descarga nos pontos E14 e E15. Um exceção a essa regra é

observada nos pára-raios instalados na estrutura E13, em que as correntes calculadas apresentam tempos de meia-onda mais longos do que o usual com a incidência da descarga em pontos próximos (28,5 μ s com a descarga atingindo a estrutura E14 e 41,9 μ s com a descarga atingindo a estrutura E15). Esse diferente comportamento pode ser atribuído à ocorrência de reflexões sucessivas entre os pontos de descontinuidade na RMT#2, que faz com que tensões calculadas nas estruturas E13 e E14 se sustentem por mais tempo do que em outros pontos do sistema para determinadas condições de incidência.

Nos casos em que a descarga incide em pontos relativamente afastados dos pára-raios analisados, são observadas formas de onda de corrente com crescimento e decaimento mais lentos do que nos casos de incidência próxima. Isso ocorre porque, conforme já discutido anteriormente, a porção mais aguda da corrente incidente tende a ser drenada por pára-raios localizados em pontos próximos à estrutura atingida pela descarga. Além disso, a porção mais lenta da corrente injetada tende a se dispersar ao longo do sistema em função da presença de conexões para a terra intencionais ou criadas com a ocorrência de rupturas, sendo direcionadas maiores parcelas de corrente para áreas com maior concentração de aterramentos e/ou com menores valores de resistência. Como efeito global de ambos os fatores citados acima, tem-se uma redução na amplitude e uma dispersão nas formas de onda de corrente calculadas em pára-raios instalados em pontos afastados da estrutura atingida pela descarga. Exemplos desse fenômeno podem ser encontrados nos pára-raios instalados na estrutura E5, com a incidência da descarga nos pontos E8, E10, E14 e E15, em que são observados tempos de frente de 15,2 μ s, 19,3 μ s, 13,4 μ s e 15,5 μ s, respectivamente, acompanhados de tempos de meia-onda de 50,2 μ s, 82,7 μ s, 63,9 μ s e 81,8 μ s, com amplitudes máximas em torno de 2,8 kA. Nos pára-raios instalados na estrutura E9, a incidência da descarga nos pontos E3 e E5 leva a ondas de corrente de longa duração com valor de pico em torno de 2,0 kA e tempos característicos de aproximadamente 20/100 μ s. O caso mais crítico em termos da duração das ondas de corrente calculadas é encontrado nos pára-raios instalados na estrutura E7, que, com a incidência da descarga em E15, são submetidos a correntes com tempos característicos de 86/430 μ s e valor de pico de 1,1 kA. Note que, neste caso específico, a energia calculada supera o limite de 1 kJ/kV

associado a pára-raios Classe 1 empregados em redes de distribuição presentes na área de concessão da CEMIG, o que levaria à falha dos dispositivos em E7.

Com base na discussão acima, se os parâmetros indicados nas Tabelas 9.3 a 9.7 forem comparados aos tempos característicos adotados em ensaios de pára-raios frente a solicitações impulsivas recomendados por normas (8/20 μ s, 4/10 μ s e 1/20 μ s), percebe-se que as formas de onda utilizadas em testes só se assemelham às formas de onda calculadas no sistema analisado no caso de incidência próxima da descarga. No caso de incidência relativamente afastada, as correntes nos pára-raios apresentam duração mais longa e frente de onda lenta, com valores de pico entre 1,0 kA e 3,0 kA nos casos analisados. Nos ensaios de pára-raios de média tensão, formas de onda com longa duração são utilizadas em testes que definem a capacidade de dissipação de energia dos dispositivos ensaiados. Embora nestes ensaios as formas de onda possam atingir até 2400 μ s de duração, são adotadas correntes com amplitudes que não ultrapassam poucas centenas de ampères. Com isso, pode-se supor, com base nos resultados obtidos, que a inclusão de testes com ondas impulsivas de longa duração e amplitudes da ordem de alguns kA poderia avaliar condições não cobertas pelas normas atualmente adotadas como referência para ensaios de pára-raios de média tensão.

Curiosamente, há alguns anos tem-se discutido a validade de ondas 10/350 μ s recomendadas pelas normas IEC 61.643-1 e IEC 61.312-1 (GLUSHAKOW, 2004). Essas normas especificam testes de protetores de surto instalados em redes de baixa tensão e têm sido adotadas como referência para as diretrizes da norma NBR 5410, dedicada, no Brasil, à proteção de instalações consumidoras contra surtos. Alguns autores argumentam que a onda de corrente 10/350 μ s é excessivamente severa, enquanto outros consideram-na adequada para avaliar os efeitos de descargas diretas em dispositivos de proteção utilizados em instalações consumidoras. Essa discussão é estimulada pelo fato de serem recomendadas correntes com valores de pico relativamente elevados, entre 12,5 kA e 50 kA, dependendo da condição em que se espera empregar o protetor ensaiado. Embora não se avalie neste texto o desempenho de pára-raios instalados em instalações consumidoras, não deixa de ser interessante observar que, com base nas avaliações realizadas neste capítulo, a adoção de ondas 10/350 μ s também em ensaios de pára-raios de média tensão poderia ser oportuna, com

amplitudes a serem definidas dependendo da classe de dissipação de energia para a qual o dispositivo for projetado.

Finalizando a análise dos resultados apresentados nas Tabelas 9.3 a 9.7, verifica-se que a energia dissipada por alguns dos pára-raios instalados no sistema supera o limite crítico de 1 kJ/kV em dois dos sete eventos avaliados, referentes à incidência da descarga nas estruturas E5 e E15. Com a incidência da descarga nos demais pontos do circuito, esse parâmetro apresentou valores insuficientes para levar pára-raios a falhas, o que sugere um compartilhamento da corrente injetada pela descarga entre os dispositivos instalados. Na condição referente à incidência da descarga na estrutura E5, apenas pára-raios instalados na estrutura atingida pela descarga falhariam. Por outro lado, com a incidência da descarga na estrutura E15, falhariam os pára-raios instalados nas estruturas E7, E13 e E15, que dissipam energias de 1,06 kJ/kV, 1,42 kJ/kV e 1,41 kJ/kV, respectivamente. Além disso, por dissiparem uma energia de 0,94 kJ/kV, é provável que os pára-raios instalados na estrutura E5 também falhassem. Vale notar que a injeção de correntes com maiores amplitudes poderia levar à ocorrência de falhas em um maior número de pára-raios instalados.

É importante observar que, no caso de incidência da descarga em E15, falhariam pára-raios instalados na estrutura E7 e possivelmente na estrutura E5, que estão mais de 600 m afastadas do ponto atingido pela descarga. Essa condição contrasta com os casos que consideram a incidência da descarga na estrutura em que pára-raios estão instalados. Esses casos, à exceção da condição de incidência em E5, não levam os dispositivos diretamente atingidos à falha. Isso indica a importância da porção mais lenta da corrente que se dispersa ao longo do sistema. Em redes urbanas, correntes tendem a se sustentar por mais tempo do que em redes rurais graças a reflexões sucessivas em aterramentos, ramificações, dispositivos de proteção e demais pontos de descontinuidade. Com isso, em determinadas condições de incidência, pára-raios instalados em áreas rurais ou em regiões periféricas podem dissipar energias relativamente inferiores a energias dissipadas por pára-raios instalados em áreas urbanas. Isso pode ser comprovado se forem comparados dados apresentados na Tabela 9.2, referente à simulação de um sistema simplificado contendo apenas a RMT#1, com parâmetros extraídos de correntes calculadas em pára-raios instalados no sistema completo avaliado (ver Tabelas 9.3 a 9.7). Em geral, as energias calculadas nos pára-

raios instalados no sistema completo são maiores do que as energias calculadas no conjunto de pára-raios único instalado no sistema simplificado.

9.3.3. Tensões Resultantes na Rede de Baixa Tensão

Descargas diretas em redes de média tensão geram ondas de tensão e corrente que podem ser transferidas para a rede secundária por meio de rupturas em isoladores e do acoplamento eletromagnético entre ambas as redes, caso a rede de baixa tensão esteja localizada abaixo da rede de média tensão, e também através do transformador de distribuição e da elevação de potencial em seu aterramento. No sistema de distribuição completo avaliado neste texto, ilustrado da Figura 9.10, a transferência de surtos entre uma rede e outra só ocorre através do transformador de distribuição. Uma investigação detalhada a respeito desse fenômeno pode ser encontrada em (DE CONTI, 2001, 2005), onde são apresentados resultados de extensas análises de sensibilidade dedicadas a avaliar a influência de cada um dos parâmetros presentes em redes de baixa tensão no desenvolvimento de tensões transferidas nas cargas conectadas. Adicionalmente, em (BASSI, 2000), podem ser encontradas avaliações a respeito do efeito de rupturas em isoladores das redes de média e baixa tensão em sobretensões resultantes em cargas conectadas à rede secundária. Em função da existência de trabalhos bastante completos abordando o fenômeno em questão, no presente item são apresentadas, de forma objetiva, tensões nas cargas em função da incidência da descarga em diferentes estruturas da rede de média tensão.

A Figura 9.14 ilustra resultados obtidos em alguns dos casos avaliados. Foram calculadas tensões em consumidores conectados às RBT's #1, #2, #3 e #4 em função da incidência da descarga nas estruturas E3, E6, E10 e E15 da rede de média tensão e da injeção da corrente IS1 (para detalhes a respeito da configuração das redes de baixa tensão, consultar o Capítulo 7). Todos os consumidores monitorados estão instalados em estruturas afastadas em no máximo um vão em relação ao secundário do transformador de distribuição. Analisando as curvas ilustradas, percebe-se que, assim como em todos os casos avaliados neste capítulo, as maiores sobretensões estão associadas à incidência da descarga em pontos próximos ao ponto de observação. Por exemplo, com a incidência da descarga no ponto E6, as maiores sobretensões ocorrem

em consumidores conectados às RBT's #1, #2 e #3 (C1-5, C2-9, C3-3), que são alimentadas por transformadores instalados em estruturas adjacentes à estrutura atingida. No consumidor C1-5, a incidência da descarga em E6 leva a um valor de pico de aproximadamente 3 kV, que seria certamente suficiente para provocar danos em cargas conectadas. No consumidor C2-9, esse mesmo evento determina um pico de tensão um pouco abaixo de 2,5 kV, que também pode ser considerado muito elevado em função da baixa suportabilidade de aparelhos instalados em redes de baixa tensão. Note que nos casos avaliados foi considerada a injeção da corrente IS1, que é bem menos severa do que a corrente IF1. A injeção da corrente IF1 levaria a níveis de tensão muito mais elevados nas cargas conectadas, que certamente causariam rupturas em pontos internos às instalações consumidoras e eventualmente em estruturas pertencentes às redes de baixa tensão. Além disso, pode-se afirmar, com base nas curvas ilustradas na Figura 9.14, que descargas diretas em redes de média tensão tendem a gerar sobretensões mais severas em consumidores conectados do que sobretensões geradas por descargas indiretas, fenômeno avaliado no capítulo anterior.

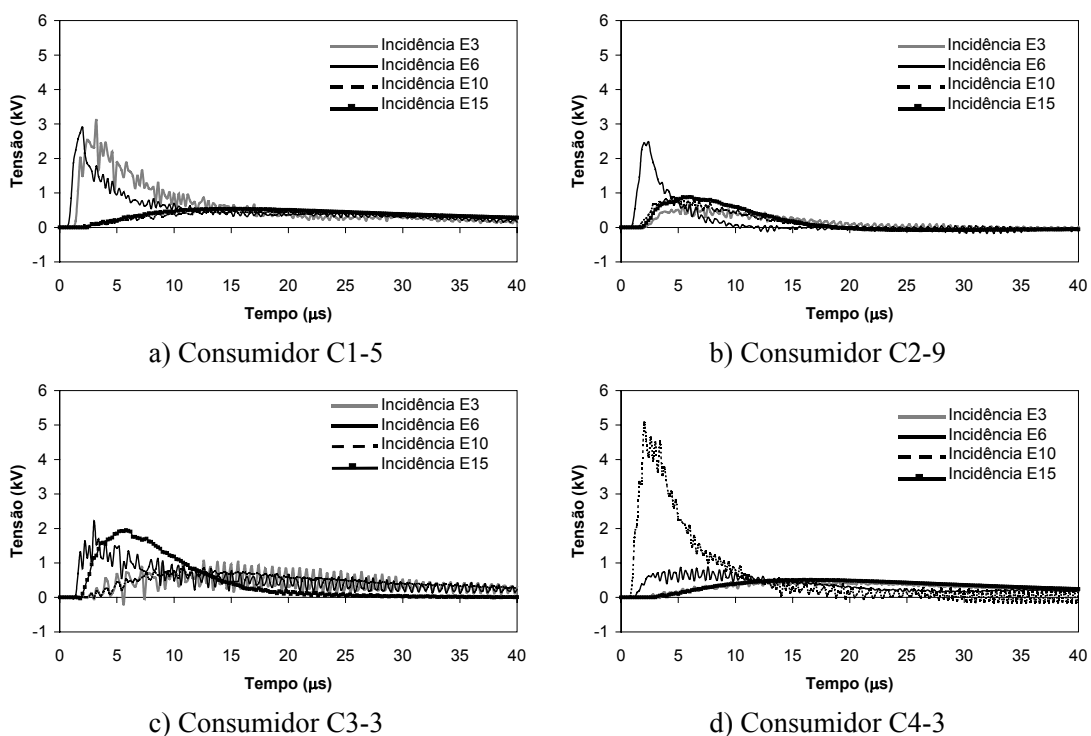


Figura 9.14 - Tensões entre fase e neutro nos consumidores C1-5, C2-9, C3-3 e C4-3 em função do ponto de incidência da descarga. Foram considerados o sistema completo ilustrado na Figura 9.10 e a injeção da corrente IS1.

Nos casos avaliando a incidência de descargas em estruturas afastadas do ponto de observação, são verificados níveis de tensão relativamente reduzidos, em geral abaixo de 1 kV. Porém, assim como no caso das tensões e correntes calculadas na rede de média tensão, são apresentadas formas de onda com longa duração que podem levar a danos nas cargas conectadas. É interessante notar que existe uma semelhança entre as formas de onda calculadas na rede de média tensão e nas instalações consumidoras, o que se deve ao fato de as tensões transferidas para a rede de baixa tensão serem causadas principalmente pela elevação de potencial no aterramento do transformador. Conforme indicado em (DE CONTI, 2001, 2002, 2005), os efeitos associados a essa elevação de potencial se superpõem amplamente aos efeitos causados pela transferência de surtos interna ao transformador, que é responsável por tensões com perfil oscilatório, baixa amplitude e curta duração nas cargas consumidoras.

De uma forma geral, com base nos desenvolvimentos apresentados em (DE CONTI, 2001, 2005), uma redução nas sobretensões geradas nas cargas conectadas poderia ser obtida com (i) a melhoria do aterramento do transformador em relação aos aterramentos dos consumidores, (ii) a utilização da configuração de rede isolada (multiplexada) na rede secundária em substituição à rede convencional com condutores verticalmente espaçados, (iii) a adoção de redes de baixa tensão com os menores comprimentos possíveis e (iv) a instalação de pára-raios de baixa tensão em pontos estratégicos da rede secundária. Note que esse conjunto de medidas está ao alcance das empresas concessionárias e é capaz de criar condições favoráveis à *redução* de sobretensões geradas por descargas atmosféricas em instalações consumidoras, mas jamais poderia *assegurar* a proteção total das cargas conectadas. Uma efetiva proteção das instalações consumidoras só poderia ser obtida com o uso de protetores dedicados a cargas sensíveis aliado a um sistema de aterramento adequado.

9.4 Considerações Finais

Ao longo deste capítulo, foram avaliados efeitos de descargas diretas em redes de distribuição. Mostrou-se que o grau de severidade associado a esse fenômeno é muito maior do que aquele associado às descargas indiretas, fenômeno investigado no capítulo anterior. Descargas diretas levam a tensões com amplitudes muito superiores ao NBI

típico de redes de distribuição, o que faz com que sejam esperadas múltiplas rupturas em isoladores. Com isso, sobretensões ao longo do sistema apresentam cortes abruptos cujo impacto em equipamentos e dispositivos instalados pode ser importante.

A avaliação da resposta de equipamentos frente a formas de onda de tensão com cortes é feita em laboratório com a aplicação, em corpos de prova, de impulsos cortados na cauda. No entanto, em nenhuma das normas utilizadas para avaliar o desempenho de pára-raios de média tensão são previstas formas de onda de tensão ou corrente cortadas, embora resultados obtidos neste capítulo tenham mostrado que pára-raios instalados em redes de distribuição podem ser submetidos a correntes com cortes abruptos. Com base nesse argumento, pode-se especular a respeito da necessidade de inclusão de ensaios com essas características para se avaliar o desempenho de pára-raios, embora não seja possível precisar, com base nas análises realizadas neste capítulo, se essa medida seria de fato capaz de expor pára-raios a condições extremas não cobertas pelas normas atuais.

As análises realizadas neste capítulo também indicaram que pára-raios podem ser submetidos a formas de onda de corrente com longa duração e amplitude da ordem de alguns kA, condição esta não prevista nas normas atualmente empregadas. Formas de onda com essas características tendem a ocorrer em dispositivos conectados a redes de distribuição instaladas em áreas urbanas, em que a presença abundante de ramificações, pára-raios, conexões para a terra e demais pontos de descontinuidade promove a sustentação das tensões e correntes resultantes. Embora sejam necessárias análises estatísticas envolvendo condições mais abrangentes para que possa ser feita uma melhor definição de formas de onda adequadas à simulação desse tipo de ocorrência em laboratório, pode-se supor que a utilização de formas de onda de corrente 10/350 μ s possa cobrir de forma satisfatória a eventual necessidade por ensaios com essas características.

Nas análises realizadas, mostrou-se que em determinadas condições de incidência pára-raios podem ser submetidos a formas de onda de corrente excessivamente longas mesmo estando localizados em pontos relativamente afastados da estrutura atingida pela descarga, ou a solicitações com amplitude muito elevada

quando da incidência da descarga em pontos relativamente próximos à estrutura em que estão instalados. Verificou-se que formas de onda com essas características podem eventualmente levar os dispositivos conectados a falhas. Um outro caso crítico que merece menção refere-se a pára-raios instalados em redes de distribuição com NBI elevado. Como essas redes são utilizadas principalmente em áreas rurais, em que há uma maior probabilidade de ocorrência de descargas diretas associada a uma presença menos freqüente de conexões para terra e de dispositivos de proteção, pára-raios conectados podem ser submetidos a correntes com amplitudes elevadas, sendo levados a dissipar energias significativas. Nesses casos, especialmente em condições críticas de exposição frente a descargas diretas, o emprego de pára-raios com maior capacidade de dissipação de energia pode ser necessário.

10 Conclusões e Propostas de Continuidade

10.1 Considerações Iniciais

A principal motivação para a realização desta tese de doutorado foi a percepção de que componentes de sistemas elétricos de distribuição poderiam ser submetidos a formas de onda de tensão e corrente com características diferentes das recomendadas por normas para a avaliação de seu desempenho em laboratório, o que poderia implicar danos inesperados e redução na vida útil de equipamentos e dispositivos instalados nesses sistemas bem como uma queda na qualidade do fornecimento de energia elétrica aos consumidores. Reforçou-se esse argumento ao longo do texto com a apresentação de uma revisão bibliográfica a respeito da representatividade de formas de onda utilizadas em ensaios de componentes de redes de distribuição frente a descargas atmosféricas, tomando como base normas, características locais dos parâmetros de descarga e pesquisas de campo dedicadas à avaliação dos mecanismos de interação entre as descargas atmosféricas e as redes de distribuição. Em decorrência dessa investigação, concluiu-se que uma análise crítica e uma posterior definição de formas de onda e procedimentos aplicáveis ao ensaio de componentes de sistemas de distribuição

poderia partir da utilização de modelos computacionais capazes de representar adequadamente os mecanismos de geração e desenvolvimento de surtos de origem atmosférica nesses sistemas.

Nesse contexto, foram propostos e implementados modelos computacionais para a simulação dos processos de interação entre as descargas atmosféricas e os sistemas de distribuição de energia elétrica. Merecem destaque o desenvolvimento de um novo modelo de corrente de retorno, a proposição de uma metodologia para o cálculo de tensões induzidas na plataforma ATP, a síntese de formas de onda de corrente representativas de primeiras descargas de retorno e de descargas subseqüentes medidas na Estação do Morro do Cachimbo e a elaboração de um circuito equivalente simplificado para representar a resposta em frequência de configurações de aterramento tipicamente utilizadas em redes de distribuição. Aos modelos originalmente propostos nesta tese se juntaram modelos disponíveis na literatura para representar o desempenho de isoladores, transformadores, cargas consumidoras e demais componentes de sistemas de distribuição frente a solicitações com características impulsivas, sendo constituída uma biblioteca de componentes que foi em seguida utilizada para investigar os efeitos de descargas diretas e indiretas nesses sistemas.

Resultados obtidos por meio de sistemáticas análises de sensibilidade indicaram de que forma diversos parâmetros poderiam influir no desenvolvimento de tensões e correntes em um sistema contendo características similares às encontradas em redes de distribuição instaladas na área de concessão da CEMIG. Tais resultados permitiram um questionamento preliminar a respeito da validade de formas de onda de corrente recomendadas por normas para avaliar a resposta de pára-raios de média tensão frente a descargas atmosféricas.

As principais conclusões obtidas ao longo desta tese de doutorado são apresentadas na seção a seguir, em tópicos específicos. Propostas de continuidade são destacadas em seguida, na seção 10.3.

10.2 Conclusões

10.2.1. Desenvolvimento e Implementação de um Novo Modelo de Corrente de Retorno

Com o interesse em se contar com modelos adequados à simulação computacional dos mecanismos de interação entre as descargas atmosféricas e os sistemas elétricos, no Capítulo 4 foi proposto um novo modelo de corrente de retorno, denominado DNUTL (*Dynamic Non-Uniform Transmission Line Model*). O modelo DNUTL representa o canal de descarga como uma linha de transmissão não-uniforme com indutância, capacitância e resistência variáveis com a altura. Além disso, o modelo DNUTL incorpora a variação temporal da capacitância e da resistência do canal, o que o faz capaz de considerar, ainda que de forma simplificada, os processos dinâmicos inerentes à propagação da corrente de retorno. Entende-se que a proposição, o desenvolvimento e a implementação computacional desse novo modelo de corrente de retorno sejam a principal contribuição desta tese.

Diversas análises de sensibilidade foram realizadas de forma a identificar a influência da variação temporal da resistência e da capacitância do canal na propagação da corrente de retorno. Observou-se que a inclusão da variação temporal da resistência faz com que a frente de onda da corrente encontre um meio com perdas elevadas, enquanto a cauda encontra um meio com perdas gradualmente baixas. Por outro lado, a variação temporal da capacitância faz com que a frente de onda da corrente de retorno viaje com uma velocidade de propagação menor do que a cauda. Com isso, à medida que a corrente atinge pontos mais altos no canal, é verificada a superposição de diferentes porções de onda que viajam com velocidades diferentes.

A validação do modelo DNUTL foi realizada no Capítulo 5 ao se mostrar sua capacidade em reproduzir características tipicamente encontradas em campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas. Pode-se afirmar que, dentro das premissas adotadas pelo modelo proposto, a reprodução dessas características depende imperativamente da consideração da variação temporal da resistência do canal, que determina uma saliência após o pico em campos eletromagnéticos calculados nas

regiões de indução e de radiação, da atribuição de um valor inicial de resistência crescente com a altura, que promove um cruzamento por zero na cauda de campos eletromagnéticos calculados na região de radiação, e da consideração de um decaimento temporal mais rápido para a capacitância do que para a resistência do canal, em termos dos parâmetros Δt_C e Δt_R , que determina um aplainamento na forma de onda do campo elétrico calculado na região próxima ao canal e uma ênfase nos picos dos campos calculados nas regiões de indução e de radiação.

A influência da variação temporal e espacial dos parâmetros do canal de descarga no cálculo de tensões induzidas em linhas aéreas foi avaliada no Capítulo 6. Essa influência mostrou-se extremamente dependente do ponto de incidência da descarga, sendo pronunciada no caso de incidência distante e pouco relevante no caso de incidência próxima à linha. Além disso, com base nas premissas assumidas e nos resultados obtidos, pode-se afirmar que a variação temporal da resistência do canal é capaz de provocar alterações mais significativas nas formas de onda de tensão calculadas do que a variação temporal da capacitância. A pouca relevância da inclusão da variação temporal dos parâmetros do canal no caso particular de incidência da descarga em pontos próximos à linha possui implicações importantes, pois esta é a condição em que a linha iluminada é submetida a sobretensões mais intensas. Com base nessa observação, pode-se supor que a análise de casos críticos referentes a tensões induzidas por descargas atmosféricas possa ser feita com o uso de modelos de corrente de retorno mais simples do que o modelo DNUTL. Esse comentário é reforçado por análises apresentadas no Capítulo 6, em que foi feita uma comparação de tensões induzidas em linhas aéreas considerando diferentes modelos de corrente de retorno. Mostrou-se que modelos simplificados como o TL e o MTLE são capazes de levar a formas de onda e a valores de pico de tensão induzida muito similares aos obtidos pelo modelo DNUTL. Esse fato não apenas consolida a idéia de que a consideração da variação dinâmica da resistência e da capacitância do canal de descarga pode não ser importante para o cálculo de tensões induzidas, especialmente se o principal parâmetro de interesse for o valor de pico das ondas de tensão resultantes em condições críticas de incidência, como também indica a possibilidade de utilização de modelos simplificados como o TL e o MTLE em análises desse tipo.

É importante frisar, no entanto, que independentemente das condições avaliadas, a utilização do modelo DNUTL leva a resultados consistentes no cálculo de tensões induzidas em linhas aéreas. Isso ocorre graças à capacidade desse modelo em reproduzir todas as características tipicamente observadas em campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas, durante todo o tempo de interesse e em quaisquer distâncias em relação à base do canal, o que não pode ser dito a respeito dos modelos TL e MTLE. Com isso, ganha a importância a utilização do modelo DNUTL como uma ferramenta para se aferir a consistência de resultados obtidos com modelos mais simples como os modelos TL e MTLE em casos mais complexos do que os avaliados neste texto. Também com base nesse argumento, pode-se afirmar que a utilização do modelo DNUTL em estudos mais interessados nas formas de onda de tensão e corrente induzidas no sistema iluminado do que em seus valores de pico é mais apropriada do que o emprego dos modelos TL e MTLE.

Finalmente, com base nos resultados apresentados ao longo do texto, pode-se concluir que a utilização do modelo DNUTL em estudos compreendendo os diferentes mecanismos de interação entre as descargas atmosféricas e os sistemas de energia elétrica pode contribuir para com uma representação mais completa dos processos ali envolvidos, levando a uma melhor definição das solicitações às quais redes de distribuição e seus componentes podem ser submetidos.

10.2.2. Implementação de Uma Metodologia Para o Cálculo de Tensões Induzidas na Plataforma ATP

No Capítulo 6, foi apresentada uma metodologia para o cálculo de tensões induzidas no domínio do tempo utilizando a plataforma ATP. Essa metodologia emprega o método das características e o modelo de acoplamento de Taylor/Agrawal. O efeito do campo eletromagnético externo gerado pela descarga é representado com a inclusão de fontes de tensão nas extremidades da linha iluminada. Essas fontes são chamadas de tensões indutoras e seu cálculo é feito *a priori* sem que se considere a presença da linha, sendo manipuladas as componentes horizontal e vertical do campo elétrico incidente. O solo é representado como um plano condutor perfeito e as perdas nos condutores são desprezadas.

A possibilidade de obtenção das tensões indutoras *a priori* confere à metodologia proposta uma grande flexibilidade. Isso ocorre porque, em primeiro lugar, viabiliza-se o emprego de quaisquer modelos de corrente de retorno na estimação do campo eletromagnético incidente, inclusive o modelo DNUTL (na maior parte das metodologias que adotam o ATP como plataforma para cálculo de tensões induzidas, o cálculo do campo incidente deve ser feito necessariamente com o modelo TL). Em segundo lugar, permite-se a realização de análises de sensibilidade em sistemas elétricos com maior grau de complexidade de uma forma objetiva, pois, uma vez calculados os campos eletromagnéticos incidentes para uma dada configuração de rede, podem ser feitas alterações em quaisquer características do sistema avaliado sem que seja necessário um novo cálculo desses campos.

As simplificações decorrentes da consideração do solo como um plano condutor perfeito e da não inclusão das perdas nos condutores certamente restringem a aplicação da metodologia proposta a condições de incidência específicas, conforme discutido no Capítulo 6. No entanto, sabendo que o efeito do solo se manifesta de forma muito mais pronunciada nos campos eletromagnéticos incidentes do que nos campos associados a ondas de tensão e corrente que se propagam na linha, entende-se que um estudo bastante razoável dos efeitos de *componentes do sistema elétrico* em tensões e correntes resultantes possa ser feito mesmo na presença de um solo com características ideais. Além disso, embora alguns autores incluam a resistividade não nula do solo no cálculo de campos eletromagnéticos gerados por descargas com a finalidade de estimar o efeito desse parâmetro em tensões induzidas em linhas aéreas, acredita-se que os modelos utilizados por esses autores ainda carecem de maiores avaliações. Assim, ainda que a inclusão do efeito do solo no cálculo de tensões induzidas por descargas atmosféricas seja considerada fundamental, pareceu mais seguro adotar nesta tese uma abordagem simplificada do que considerar, sem avaliações adicionais, algum dos modelos existentes na literatura. Vale observar, no entanto, que a metodologia de cálculo de tensões induzidas proposta no Capítulo 6 permite a inclusão do efeito do solo nos campos eletromagnéticos incidentes de forma bastante direta, bastando para isso definir ou desenvolver uma sistemática de cálculo que considere esse fenômeno de forma adequada.

Finalmente, a respeito do cálculo de tensões induzidas utilizando a plataforma ATP, pode-se dizer que sua utilização é muito conveniente por permitir a consideração de sistemas com alto grau de complexidade, envolvendo ramificações e a presença de componentes diversos, como pára-raios, transformadores, cargas consumidoras e aterramentos. Essa característica é fundamental em estudos dedicados a avaliar o efeito de descargas indiretas em sistemas de distribuição.

10.2.3. Modelos Empregados na Simulação dos Efeitos de Descargas Atmosféricas em Redes de Distribuição

Com a finalidade de estudar os efeitos de descargas atmosféricas em redes de distribuição, foi proposta, no Capítulo 7, a representação de um sistema contendo características típicas de redes de distribuição utilizadas na área de concessão da CEMIG. Na constituição do sistema proposto, foram empregados modelos computacionais aptos a representar o desempenho de aterramentos, transformadores, pára-raios, isoladores e cargas consumidoras frente a solicitações com características impulsivas. Enquanto parte dos modelos implementados foi escolhida com base em pesquisas bibliográficas, alguns outros foram desenvolvidos de forma a atender aos principais requisitos necessários à simulação dos efeitos de descargas atmosféricas em redes de distribuição. Com base na discussão apresentada no Capítulo 7 e também em análises de sensibilidade realizadas nos Capítulos 8 e 9, pode-se afirmar que, a menos de alguns aprimoramentos eventualmente necessários, os modelos apresentados podem vir a constituir uma biblioteca de componentes para uso em simulações computacionais.

No caso específico dos aterramentos, verificou-se que uma adequada representação de configurações tipicamente utilizadas em redes de distribuição pode ser obtida com o uso de um circuito composto por uma resistência em paralelo com uma capacitância. Os valores a serem atribuídos a esses parâmetros dependem da configuração de aterramento considerada. Com base nas análises realizadas, concluiu-se que a impedância de aterramento de uma haste vertical com 2,4 m comprimento enterrada a 0,5 m da superfície do solo pode ser obtida com a utilização de uma capacitância de aproximadamente 1 nF em paralelo com o valor de resistência de aterramento desejado. De forma similar, a impedância de aterramento de uma

configuração que utilize três hastes paralelas com 2,4 m de comprimento, espaçadas em intervalos de 3 m e enterradas a 0,5 m de profundidade, pode ser obtida, de forma aproximada, com a adoção de uma capacitância de 3 nF em paralelo com o valor de resistência de aterramento desejado.

Também no Capítulo 7, foram propostas formas de onda de corrente capazes de reproduzir características medianas associadas a primeiras descargas de retorno e a descargas subseqüentes medidas na Estação do Morro do Cachimbo. A representação dessas formas de onda foi realizada com a soma de várias funções de Heidler. No caso de descargas subseqüentes, apenas duas funções desse tipo foram necessárias para uma representação satisfatória. Por outro lado, para representar formas de onda de corrente associadas a primeiras descargas de retorno, sete funções de Heidler tiveram de ser utilizadas. A necessidade por um maior número de funções de Heidler na representação de primeiras descargas de retorno se deve principalmente à pronunciada concavidade existente na frente de onda, mas também à ocorrência de picos adicionais na cauda das correntes associadas a esse tipo de evento.

10.2.4. Efeitos Causados por Descargas Indiretas em Redes de Distribuição

Um estudo a respeito dos efeitos de descargas indiretas em sistemas de distribuição foi apresentado no Capítulo 8. Análises de sensibilidade foram realizadas buscando identificar a influência de diversos parâmetros no desenvolvimento de tensões e correntes em pontos de interesse. Nas condições avaliadas, foram verificadas tensões induzidas com valores de pico sempre abaixo de algumas centenas de kV para a incidência de descargas a 50 m da linha e a injeção, na base do canal, de formas de onda de corrente associadas a descargas subseqüentes. Esse resultado confirma a expectativa de níveis de tensão relativamente baixos para o fenômeno de tensões induzidas, ao menos em comparação com os efeitos associados a descargas diretas.

Nas análises de sensibilidade realizadas no Capítulo 8, mostrou-se que a presença de aterramentos pode reduzir os valores máximos de sobretensões induzidas no sistema elétrico em função de sua frequência de ocorrência e de sua qualidade, sendo

tanto maiores as reduções obtidas quanto menores forem os intervalos entre pontos de conexão para a terra e as resistências de aterramento associadas. Uma comparação entre ambos os fatores indicou, no entanto, que é qualitativamente mais importante haver conexões para a terra em menores intervalos do que resistências de aterramento com valores muito reduzidos. Paradoxalmente, a presença abundante de bons aterramentos leva a um aumento nos níveis de tensão entre fase e neutro, o que pode implicar um risco adicional aos equipamentos conectados. Em alguns dos casos avaliados, tensões entre fase e neutro calculadas em pontos de interesse superaram o NBI do sistema avaliado, o que justificaria a utilização de pára-raios para a proteção de transformadores e demais equipamentos contra efeitos associados a descargas indiretas.

A influência de ramificações no cálculo de tensões induzidas em linhas aéreas mostrou-se muito dependente do ponto de incidência da descarga, podendo levar a um aumento ou a uma redução nas tensões calculadas nos pontos de interesse, bem como a oscilações e à eventual sustentação dos efeitos resultantes. A impossibilidade em se delimitar de forma precisa a influência desse parâmetro no desenvolvimento de tensões induzidas torna ainda mais difícil a predição do comportamento de redes de distribuição instaladas em áreas urbanas frente aos efeitos de descargas indiretas. Sabe-se, no entanto, que a inclusão de ramificações é fundamental para que tais efeitos sejam contabilizados de forma adequada.

A atuação de pára-raios na proteção de sistemas de distribuição contra os efeitos de descargas indiretas foi avaliada em redes com diferentes graus de complexidade. Mostrou-se que a efetividade da ação desses dispositivos é tanto maior quanto mais próximos estes estiverem do ponto a ser protegido, havendo também uma dependência com relação ao ponto de incidência da descarga e à condição local de aterramento. Os resultados obtidos também sugerem que uma proteção global do sistema contra os efeitos críticos associados à incidência próxima de descargas só seria possível com a instalação de pára-raios em vãos com comprimentos menores que 90 m, ou seja, em praticamente todas as estruturas. Naturalmente, a adoção de uma solução desse tipo requereria um alto investimento por parte das empresas concessionárias, mas poderia ser especialmente necessária em casos críticos de exposição de redes de distribuição frente aos efeitos de descargas indiretas. Com base nos resultados obtidos, pode-se ainda afirmar que a utilização de pára-raios apenas nos terminais de equipamentos não é capaz

de assegurar a imunização de sistemas de distribuição contra afundamentos de tensão, interrupções no fornecimento de energia e demais distúrbios causados por descargas atmosféricas, tampouco de proteger cargas consumidoras contra eventuais danos causados por tensões induzidas. Uma total proteção das cargas conectadas só poderia ser assegurada com o uso de protetores em pontos internos às instalações consumidoras.

10.2.5. Efeitos Causados por Descargas Diretas em Redes de Distribuição

Um estudo a respeito do impacto de descargas diretas em redes de distribuição foi apresentado no Capítulo 9. Nas análises realizadas, mostrou-se que o nível de severidade associado a esse fenômeno é extremamente elevado. Enquanto o NBI típico de redes de distribuição se situa em uma faixa compreendida entre 95 e 170 kV, podendo chegar a 300 kV em linhas monofásicas instaladas áreas rurais, sobretensões associadas a descargas diretas podem atingir amplitudes superiores a alguns MV.

Em sistemáticas análises de sensibilidade, foi avaliada a influência de aterramentos, rupturas em isoladores e a presença de pára-raios na proteção de redes com topologias diversas. Mostrou-se que a ocorrência de rupturas em isoladores é capaz de promover sensíveis reduções nas sobretensões resultantes, mas essas reduções são sempre acompanhadas de abruptos cortes que podem representar um risco adicional a equipamentos, dispositivos e cargas conectados. Além disso, a efetividade das reduções obtidas depende diretamente da qualidade e da frequência de ocorrência de conexões para a terra, sendo tanto maior quanto melhores e mais abundantes forem os aterramentos existentes, sejam eles intencionais ou não-intencionais. A ação dos aterramentos nas ondas de tensão e corrente resultantes restringe-se, no entanto, a instantes que sucedem a ocorrência de rupturas, na parte mais lenta do fenômeno. Com isso, mesmo na presença de bons aterramentos, são verificados elevados picos de tensão em diversos pontos do sistema até que ocorram rupturas em isoladores. É importante deixar claro, contudo, que a ocorrência de rupturas em isoladores é indesejável do ponto de vista do sistema, embora leve a uma redução nos níveis de tensão associados aos efeitos de descargas atmosféricas. Isto porque a sustentação do curto-circuito formado com a ruptura nos isoladores pode levar a interrupções no fornecimento de energia.

A presença de pára-raios em redes de distribuição se mostrou limitada na redução de sobretensões geradas por descargas diretas. Embora a ação desses dispositivos seja capaz de assegurar níveis de proteção adequados em termos das tensões entre fase e neutro no ponto em que estão instalados, a extensão dessa proteção aos demais pontos da rede depende fortemente da qualidade dos aterramentos presentes. Naturalmente, quanto melhores forem os aterramentos dedicados aos pára-raios instalados, melhor será a atuação desses dispositivos no que se refere à proteção global do sistema. No entanto, mostrou-se que a atuação isolada de um conjunto de dispositivos não é capaz de garantir níveis de tensão seguros nem mesmo em estruturas adjacentes a seu ponto de instalação. Segundo alguns autores, uma proteção satisfatória contra descargas diretas demandaria, necessariamente, o uso associado de pára-raios e bons aterramentos em todas as estruturas e o emprego de cabos de blindagem posicionados sobre os condutores energizados do sistema, solução que parece consistente tendo em vista os resultados obtidos nesta tese.

Com relação aos efeitos decorrentes da incidência de descargas sobre redes de média tensão, mostrou-se que a transferência de surtos através de transformadores de distribuição é capaz de gerar sobretensões com amplitudes elevadas em instalações consumidoras. Sobretensões com essas características seriam certamente capazes de provocar danos em cargas conectadas, embora uma avaliação mais completa do fenômeno demandasse a consideração de rupturas em redes de baixa tensão e também nas instalações consumidoras, o que não foi feito nesta tese. A proteção total das cargas conectadas dependeria necessariamente do uso de protetores de surto dedicados e da correta especificação de seu aterramento.

10.2.6. Análise de Ondas de Corrente Recomendadas por Normas para Avaliar o Desempenho de Pára-raios

Foram apresentadas, ao longo dos Capítulos 8 e 9, análises referentes à representatividade de formas de onda de corrente recomendadas por normas para avaliar a resposta de pára-raios de média tensão frente a solicitações com características impulsivas. Diversas topologias de rede e condições de incidência foram consideradas, sendo avaliados os efeitos de descargas diretas e indiretas nos dispositivos conectados.

Embora se saiba que uma completa caracterização de formas de onda de corrente às quais pára-raios instalados em redes de distribuição podem ser submetidos dependa necessariamente de análises estatísticas envolvendo condições mais abrangentes do que as consideradas neste texto, entende-se, ainda assim, que as análises desenvolvidas podem servir como um bom indicativo de condições típicas de solicitação desses dispositivos por descargas atmosféricas.

Verificou-se, nos casos avaliados, que descargas indiretas determinam correntes com amplitudes reduzidas e formas de onda com frente rápida e curta duração em pára-raios instalados em redes de distribuição. Sabendo-se que esses dispositivos são submetidos, em laboratório, a ondas de corrente com amplitudes superiores a alguns kA e tempos característicos de $8/20 \mu\text{s}$, $1/20 \mu\text{s}$ e $4/10 \mu\text{s}$, pode-se concluir, com base nas análises realizadas, que descargas indiretas não são potencialmente capazes de danificar pára-raios de média tensão por sobrecarga de energia. Em outras palavras, formas de onda de corrente empregadas em ensaios laboratoriais exigem muito mais de pára-raios de média tensão do que efeitos associados a descargas indiretas, o que indica uma condição de avaliação conservadora que certamente favorece o desempenho desses dispositivos em situações reais de solicitação.

Com a incidência de descargas diretas sobre o sistema avaliado, correntes absorvidas por pára-raios apresentam amplitude e duração muito superiores a correntes associadas a descargas indiretas. De uma forma geral, com base nas análises realizadas, pode-se dizer que formas de onda recomendadas por normas para o ensaio de pára-raios são capazes de representar relativamente bem tempos característicos e amplitudes de correntes impulsivas geradas por descargas diretas, mas deixam de considerar aspectos como a ocorrência de cortes abruptos, perfis oscilatórios e ondas de corrente longas com amplitudes superiores a alguns kA. Com isso, pode-se especular a respeito da necessidade de inclusão de ensaios com essas características para avaliar o desempenho de pára-raios, embora não seja possível precisar, com base nas análises realizadas, se essa medida seria de fato capaz de expor pára-raios a condições extremas não cobertas pelas normas atuais.

Em análises realizadas no Capítulo 9, mostrou-se que pára-raios Classe 1 instalados em redes de distribuição poderiam apresentar falhas em algumas condições de incidência. Na maioria dos casos avaliados, no entanto, verificou-se que tais dispositivos seriam capazes de suportar satisfatoriamente os efeitos associados a descargas diretas, ao menos com a consideração de correntes de descarga com características medianas. Esse bom desempenho se deve principalmente à ocorrência de rupturas em isoladores e à eventual presença de demais dispositivos de proteção, fatores que contribuem para com uma redução na parcela de corrente absorvida pelos pára-raios instalados. Com base nos resultados obtidos, pode-se supor que o emprego de pára-raios com maior capacidade de dissipação de energia seria eventualmente necessária apenas em condições críticas de exposição que envolvessem, por exemplo, a presença de redes com NBI elevado em áreas rurais. Note, no entanto, que a consideração de correntes de descarga mais severas poderia levar a um maior número de falhas nos pára-raios avaliados, o que indica a necessidade de estudos adicionais investigando o desempenho desses dispositivos em diferentes condições de solicitação. Note, também, que essas conclusões assumem que os procedimentos atualmente utilizados para avaliar em laboratório a capacidade de dissipação de energia de pára-raios de média tensão sejam de fato válidos, o que é discutível pois são empregadas nesse caso formas de onda com longa duração e amplitude muito baixa, nunca superior a algumas centenas de ampères. Seria interessante avaliar em trabalhos futuros se pára-raios submetidos a formas de onda com frente relativamente rápida e amplitudes da ordem de alguns kA seriam capazes de dissipar a mesma energia que dissipariam com a aplicação das formas de onda atualmente utilizadas para definir sua classe de operação. Esse comentário reforça a conclusão que especula a respeito da inclusão de formas de onda com longa duração e amplitude elevada em ensaios de pára-raios de média tensão. Eventualmente, a adoção de ondas 10/350 μ s já utilizadas em ensaios de pára-raios de baixa tensão poderia vir a suprir parte dessa lacuna, mas uma avaliação definitiva a esse respeito certamente requereria a realização de análises adicionais considerando diferentes topologias de rede, a inclusão do efeito do solo no cálculo de tensões induzidas e um estudo probabilístico acerca dos fenômenos envolvidos, entre outros aspectos.

10.3 Propostas de Continuidade

Com base nos desenvolvimentos apresentados nesta tese de doutorado e em suas principais motivações, pode-se formular uma série estudos adicionais que venham a consolidar os modelos computacionais propostos e a complementar os resultados obtidos com seu emprego.

Nesse contexto, seria interessante a aplicação do modelo DNUTL em estudos referentes ao estabelecimento de primeiras descargas de retorno, em que o ponto de *attachment* se dá acima do nível do solo. Isso viabilizaria a avaliação de descargas diretas sobre torres e estruturas elevadas considerando a variação temporal e espacial dos parâmetros do canal. Um outro aspecto a ser avaliado consiste na inclusão de uma condutância transversal na representação do canal de descarga no modelo DNUTL, o que permitiria uma avaliação mais criteriosa do efeito corona na propagação da corrente de retorno. Essa condutância representaria as perdas transversais entre o núcleo do canal e a borda do envelope de corona.

Entre os desenvolvimentos adicionais necessários para uma melhor caracterização dos efeitos de descargas atmosféricas em redes de distribuição, além de melhorias no modelo DNUTL, entende-se como fundamental (i) a incorporação do efeito do solo no cálculo de campos eletromagnéticos gerados por descargas, (ii) a inclusão desse efeito também no cálculo de tensões e correntes que se propagam nas linhas iluminadas, (iii) a simulação de redes elétricas com diferentes topologias, incluindo a presença de redes de baixa tensão sob redes de média tensão, (iv) a realização de análises probabilísticas considerando diferentes pontos de incidência para a descarga, (v) a consideração de formas de onda de corrente com diversas amplitudes, taxas de crescimento, tempos de frente e duração na base do canal, (vi) a inclusão de rupturas em isoladores de redes de baixa tensão e em instalações consumidoras e (vii) a avaliação da influência do efeito cumulativo causado pela ocorrência de múltiplos eventos associados a primeiras descargas de retorno e descargas subseqüentes e também pela circulação de correntes contínuas existentes entre eventos nas solicitações impostas a componentes de sistemas elétricos.

Além dos aspectos acima, entende-se como necessário o aprimoramento de alguns dos modelos computacionais utilizados para que uma melhor caracterização dos efeitos de descargas atmosféricas em redes de distribuição seja obtida. No caso dos aterramentos, seria interessante incorporar o efeito de ionização do solo, bem como investigar circuitos equivalentes que sejam capazes de representar, com boa generalidade, configurações distintas daquelas utilizadas nesta tese. Também seria fundamental compreender a influência de campos eletromagnéticos gerados por descargas indiretas na ocorrência de rupturas em isoladores, o que contribuiria para com um estudo mais criterioso dos efeitos de tensões induzidas em redes de distribuição. Além disso, deve-se buscar uma melhor caracterização para o comportamento de postes como pontos de aterramento não-intencionais, o que poderia ser feito por meio de experimentos em laboratório. Também contribuiriam para uma melhor caracterização da resposta de sistemas de distribuição frente a descargas atmosféricas a implementação de modelos capazes de representar o desempenho de pára-raios frente a surtos rápidos e o desenvolvimento de modelos que possibilitem uma representação mais abrangente do comportamento de instalações consumidoras, considerando, eventualmente, a presença da fiação interna às instalações, a modelagem de equipamentos não energizados e uma sistemática caracterização de sua suportabilidade.

Finalmente, seria oportuna a realização de estudos verificando em laboratório o comportamento de pára-raios de média tensão frente a correntes que apresentem cortes abruptos e perfis oscilatórios, bem como frente a formas de onda com longa duração e amplitudes superiores a alguns kA. Embora possam ser encontradas em condições reais de operação, correntes com tais características não são atualmente empregadas em ensaios de pára-raios. Nesse contexto, uma verificação a respeito da validade das ondas lentas e com baixa amplitude atualmente utilizadas para indicar a classe de operação desses dispositivos também seria interessante.

Com base nas atividades propostas, entende-se como possível caminhar em direção a uma representação mais completa dos mecanismos de interação entre as descargas atmosféricas e as redes de distribuição, bem como rumo a uma definição mais criteriosa de formas de onda e de metodologias que possam ser empregadas em ensaios de componentes dessas redes, principalmente naqueles dedicados à avaliação de pára-raios.

11

Referências Bibliográficas

AGRAWAL, A. K., PRICE, H. J., GURBAXANI, S. H., “**Transient Response of Multiconductor Transmission Lines Excited by a Nonuniform Electromagnetic Field**”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. EMC-22, No. 2, p. 119-129, maio, 1980.

AMORUSO, V., LATTARULO, F., “**The Electromagnetic Field of an Improved Lightning Return-Stroke Representation**”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 35, No. 3, p. 317-328, agosto, 1993.

ANDERSON, R. B., ERIKSSON, A. J., “**Lightning Parameters for Engineering Application**”, Electra, N° 69, p. 65-102, março, 1980.

ATP/EMTP CanAm Users Group, “**ATP Rule Book**”, 1995.

BABA Y., ISHII M., “**Numerical Electromagnetic Field Analysis of Lightning Current in Tall Structures**”, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 16, No. 3, p. 324-328, abril, 2001.

BABA, Y., ISHII, M., “**Characteristics of Electromagnetic Return-Stroke Models**”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 45, No. 1, p. 129-135, fevereiro, 2003.

BABA, Y., MIYAZAKI, S., ISHII, M., “**Reproduction of Lightning Electromagnetic Field Waveforms by Engineering Model of Return Stroke**”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 46, No. 1, p. 130-133, fevereiro, 2004.

BARKER, P. P., MANCAO, R. T., KVALTINE, D. J., PARRISH D. E., “**Characteristics of Lightning Surges Measured at Metal Oxide Distribution Arresters**”, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 8, No. 1, p. 301-310, 1993.

BARKER, P. P., SHORT, T. A., EYBERT-BERARD, A. R., BERLANDIS J. P., “**Induced Voltage Measurements on an Experimental Distribution Line During Nearby Rocket Triggered Lightning Flashes**”, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 11, No. 2, p. 980-995, 1996.

BASSI, W., “**Estudo de Surtos em Redes Secundárias de Distribuição Devido a Descargas Atmosféricas Diretas na Rede Primária**”, Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo (USP), 1999.

BASSI, W., PIANTINI, A., JANISZEWSKI, J. M., “**Voltages and Currents on Secondary Lines Caused by Direct Lightning Hits on Medium Voltage Lines**”, In: Proceedings of GROUND’2000 – International Conference on Grounding and Earthing, p. 29-34, Belo Horizonte, junho, 2000.

BASSI, W., BURANI, G. F., JANISZEWSKI, J. M., “**Impedance Frequency Characteristics and Modeling of Residential Appliances for Lightning Transient Analysis**”, In: Proceedings of VIII SIPDA - International Symposium on Lightning Protection, p. 495-498, São Paulo, Brasil, novembro, 2005.

BERGER, K., ANDERSON, R. B., KRÖNINGER, H., “**Parameters of Lightning Flashes**”, Electra, N° 41, p. 23-37, julho, 1975.

BOROVSKI, J. E., “**An Electromagnetic Description of lightning Return-Strokes and Dart Leaders: Guided Wave Propagation Along Conducting Cylindrical Channels**”, Journal of Geophysical Research, Vol. 100, No. D2, p. 2697-2726, 1995.

CALDWELL, R. O., DARVENIZA, M., “**Experimental and Analytical Studies of the Effect of Non-Standard Waveshapes on the Impulse Strength of External Insulation**”, IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-92, p. 1420-1428, julho/agosto, 1973.

CARNEIRO, S., MARTI, J. R., “**Evaluation of Corona and Line Models in Electromagnetic Transients Simulations**”, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 6, No. 1, 1991.

CEMIG, “**Crîtérios para Aterramento de Redes de Distribuição (ED-3.14)**”, 1992.

CEMIG, Relatório 02.111-EG/PA1-3015, “**Proteção de Surtos em Linha de Distribuição – Quinze Anos de Experiência de Campo e Estudos de Laboratório**”, 1993.

CEMIG, “**Proteção Contra Sobrecorrentes em Redes de Distribuição Aéreas (ED-3.3)**”, 1994.

CEMIG, “**Proteção Contra Sobretensões em Redes de Distribuição Aéreas (ED-3.4)**”, 1995.

CEMIG, “**Especificação Técnica: Pára-raios com Resistor Não-Linear de Óxido Metálico para Sistemas de Distribuição**”, Relatório 02.111-DT/ED-0420f, 1998”.

CHEN, C. T., “**Linear System Theory and Design**”, 3rd Edition, New York Oxford, Oxford University Press, 1999.

CHOWDHURI, P. GROSS, T. B., “**Voltage Surges Induced on Overhead Lines by Lightning Strokes**”, Proceedings of IEE, Vol. 114, No. 12, p. 1899-1907, dezembro, 1967.

CIGRÉ, “**Guide to Procedures for Estimating the Lightning Performance of Transmission Lines**”, Working Group 01, Study Committee 33 (Overvoltages and Insulation Coordination), outubro, 1991.

COORAY, V., “**Calculating Lightning-Induced Overvoltages in Power Lines: A Comparison of Two Coupling Models**”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 36, No. 3, p. 179-182, agosto, 1994.

COORAY, V., “**Predicting the Spatial and Temporal Variation of the Electromagnetic Fields, Currents, and Speeds of Subsequent Return Strokes**”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 40, No. 4, p. 427-435, novembro, 1998.

COORAY, V., “**Some Considerations on the ‘Cooray-Rubinstein’ Formulation Used in Deriving the Horizontal Electric Field of Lightning Return-Strokes Over Finitely Conducting Ground**”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 44, No. 4, p. 560-565, novembro, 2002.

COORAY, V., “**On the Concepts Used in Return Stroke Models Applied in Engineering Practice**”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 45, No. 1, p. 101-108, fevereiro, 2003.

COUTO, E. C., DUARTE, J. V., SOARES, M. R.; “**Análise da Taxa de Falha de Transformadores Aéreos de Distribuição**”, Revista Eletricidade Moderna, abril, 1995.

COUTO, E. C., ED/CE – CEMIG, comunicação pessoal, 15 de julho, 2004.

DARVENIZA, M., VLASTOS, A. E., “**The Generalized Integration Method for Predicting Impulse Volt-Time Characteristics for non-Standard Wave Shapes – A Theoretical Basis**”, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. 23, No. 3, p. 373-381, junho, 1988.

DARVENIZA, M., MERCER, D. R., “**Laboratory Studies of the Effects of Multipulse Lightning Currents on Distribution Surge Arresters**”, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 8, No. 3, p. 1035-1044, julho, 1993.

DARVENIZA, M., TUMMA, L. R., RICHTER, B., ROBY, D. A., “**The Effects of Multi-Pulse Currents and Other Lightning Parameters on the Performance of Surge Arresters**”, In: Proceedings of 22nd ICLP - International Conference on Lightning Protection, Budapeste, Hungria, 1994.

DE CONTI, A. R., “**Proteção de Redes Elétricas de Baixa Tensão Contra Descargas Atmosféricas: Transferência de Surtos Através de Transformadores de Distribuição**”, Dissertação de Mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Minas Gerais, dezembro, 2001.

DE CONTI, A. R., VISACRO, S., SILVEIRA, F. H., PEREIRA, C., DUARTE, J. V. P., “**Effects of Transferred Lightning Surges on Consumer Loads for Typical Brazilian Low Voltage Networks**”, In: Proceedings of 26th ICLP – International Conference on Lightning Protection, Cracóvia, Polônia, setembro, 2002.

DE CONTI, A., VISACRO, S., “**Evaluation of Lightning Surges Transferred from Medium Voltage to Low Voltage Networks**”, IEE Proceedings on Generation, Transmission and Distribution, Vol. 152, No. 3, doi: 10.1049/ip-gtd:20041306, p. 351-356, maio, 2005.

DE CONTI, A., VISACRO, S., SOARES J., A., SCHROEDER, M. A. O., “**Revision, Extension and Validation of Jordan’s Formula to Calculate the Surge Impedance of Vertical Conductors**”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 48, No. 3, agosto, 2006a.

DE CONTI, A., VISACRO, S., “**Reproducing Lightning Electromagnetic Field Signatures With A New Current Return-Stroke Model Based On A Distributed-Circuit Approach**”, In: 28th ICLP - International Conference on Lightning Protection, Kanasawa, Japão, 2006b.

DIENDORFER, G., UMAN, M. A., “**An Improved Return-Stroke Model with Specified Channel-base Current**”, Journal of Geophysical Research, Vol. 95, No. D9, p. 13621-13644, 1990.

DOMMEL, H. W., “**Digital Computer Solution of Electromagnetic Transients in Single- an Multiphase Networks**”, IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, PAS-88, No. 4, p. 388-398, 1969.

ERIKSSON, A. J., “**The Lightning Ground Flash - An Engineering Study**”, Tese de Doutorado, National Electrical Research Institute, Pretória, África do Sul, 1979.

ERIKSSON, A. J., STRINGFELLOW, M. F., MEAL, D. V., “**Lightning-Induced Overvoltages on Overhead Distribution Lines**”, IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-101, No. 4, p. 960-968, abril, 1982.

FERNANDEZ, M. I., RAMBO, K. J., UMAN, M. A., “**Transient Currents and Voltages in a Power Distribution System due to Natural Lightning**”, In: IEEE Transmission and Distribution Conference, Vol. 2, p. 691-699, abril, 1999.

GARBAGNATI, E., LOPIPARO, G. B., “**Lightning Parameters - Results of 10 Years of Systematic Investigation in Italy**”, International Aerospace Conference on Lightning and Static Electricity, Oxford, Alabama, p. A1-1 a A1-12, 1982.

GLUSHAKOW, B., NERI, D., “**A Call to Standardize the Waveforms Used to Test SPDs**”, In: Proceedings of 27th ICLP – International Conference on Lightning Protection, p. 1062-1067, Avignon, França, setembro, 2004.

HERRERA, J. G. M., “**Influencia de Las Tensiones Inducidas por Descargas Eléctricas Atmosféricas en Instalaciones de Baja Tensión**”, Dissertação de Mestrado, Universidade Nacional de Colombia, Bogotá, 2002.

HØIDALEN, H. K., “**Lightning-Induced Voltages in Low-Voltage Systems and its Dependency on Voltage Line Terminations**”, in Proceedings of 24th ICLP -International Conference on Lightning Protection, Birmingham, Inglaterra, p. 287-292, 1998.

HØIDALEN, H. K., “**Calculation of Lightning-Induced Voltages Using MODELS**”, In: IPST - International Conference on Power System Transients, Budapeste, Hungria, junho, 1999.

HØIDALEN, H. K., “**Analytical Formulation of Lightning-Induced Voltages on Multiconductor Overhead Lines Above Lossy Ground**”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 45, No. 1, fevereiro, 2003.

IEC 99-4, “**Metal-Oxide Surge Arresters Without Gaps for A.C. Systems**”, International Electrotechnical Commission, Suíça, 1991.

IEEE STD C62.11, “**IEEE Standard for Metal-Oxide Surge Arresters for Alternating Current Power Circuits**”, Power Systems Instrumentation and Measurements Committee of the IEEE Power Engineering Society, EUA, 1999.

JORDAN, C. A., “**Lightning Computations for Transmission Lines with Overhead Ground Wires, Part II**”, General Electric Review, Vol. 37, No. 4, p. 180-186, 1934.

KORDI, B., MOINI, R., JANISCHEWSKIYI, W., HUSSEIN, A. M., SHOSTAK, V. O., RAKOV, V. A., “**Application of the Antenna Theory Model to a Tall Tower Struck by Lightning**”, Journal of Geophysical Research, Vol. 108, No. D17, 2003.

LIN, Y. T., UMAN, M. A., TILLER, J. A., BRANTLEY, R. D., BEASLEY, W. H., KRIDER, E. P., WEIDMAN, C. D., “**Characterization of Lightning Return Stroke Electric and Magnetic Fields from Simultaneous Two-station Measurements**”, Journal of Geophysical Research, Vol. 84, p. 6307-6314, 1979.

MATA, C. T., “**Interaction of Lightning with Power Distribution Lines**”, Tese de Doutorado, Universidade da Flórida, 2000a.

MATA, C. T., FERNANDEZ, M. I., RAKOV, V. A., UMAN, M. A., “**EMTP Modeling of a Triggered-Lightning Strike to the Phase Conductor of an Overhead Distribution Line**”, IEEE Transactions On Power Delivery, Vol. 15, No. 4, outubro, 2000b.

MATTOS, M. A. F., CHRISTOPOULOS, C., “**A Nonlinear Transmission Line Model of the Lightning Return Stroke**”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 30, No. 3, agosto, 1988.

MCDERMOTT, T. E., SHORT, T. A., ANDERSON, J. G., “**Lightning Protection of Distribution Lines**”, In: IEEE Transactions On Power Delivery, Vol. 9, No. 1, janeiro, 1994.

MONTAÑO, R., COORAY, V., “**Penetration of Lightning Induced Transient from High Voltage to Low Voltage Power System Across Distribution Transformers**”, In: Proceedings of 27th ICLP – International Conference on Lightning Protection, p. 303-308, Avignon, França, setembro, 2004.

NAKADA, K., SUGIMOTO, H., YOKOYAMA, S., “**Experimental Facility for Investigation of Lightning Performance of Distribution Lines**”, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 18, No. 1, p. 253-257, janeiro, 2003.

NARITA, T., YAMADA, T., MOCHIZUKI, A., ZAIMA, E., ISHII, M., “**Observation of Current Waveshapes of Lightning Strokes on Transmission Towers**”, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 15, No. 1, p. 429-435, janeiro, 2000.

NBR 6936, “**Técnicas de Ensaio Elétricos de Alta Tensão**”, ABNT - Associação Brasileira de Normas Técnicas, 1992.

NBR 6939, “**Coordenação de Isolamento - Procedimento**”, ABNT - Associação Brasileira de Normas Técnicas, 2000.

- NBR 5410, “**Instalações Elétricas de Baixa Tensão**”, ABNT – Associação Brasileira de Normas Técnicas, 1997.
- NUCCI, C. A., DIENDORFER, G., UMAN, M. A., RACHIDI, F., IANOZ, M., MAZZETTI, C., “**Lightning Return Stroke Models With Specified Channel-Base Current: A Review and Comparison**”, Journal of Geophysical Research, Vol. 95, No. D12, p. 20395-20408, novembro, 1990.
- NUCCI, C. A., RACHIDI, F., IANOZ, M. V., MAZZETTI, C., “**Lightning-Induced Voltages on Overhead Lines**”, IEEE Transactions On Electromagnetic Compatibility, Vol. 35, No. 1, p. 75-86, fevereiro, 1993.
- NUCCI, C. A., RACHIDI, F., IANOZ, M., MAZZETTI, C., “**Comparison of Two Coupling Models for Lightning-Induced Overvoltage Calculations**”, IEEE Transactions On Power Delivery, Vol. 10, No. 1, p. 330-339, janeiro, 1995.
- NUCCI, C. A., “**Lightning-Induced Voltages on Overhead Power Lines - Part III: Sensitivity Analysis**”, CIGRÉ Working Group 33.01, Bolonha, Itália, setembro, 2000.
- PAUL, C. R., “**Frequency Response of Multiconductor Transmission Lines Illuminated by an Electromagnetic Field**”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. EMC-18, No. 4, p. 183-190, novembro, 1976.
- PAUL, C. R., “**Analysis of Multiconductor Transmission Lines**”, John Wiley and Sons, 1994.
- PIANTINI, A., KANASHIRO, A. G., OBASE, P. F., “**Lightning Surges Transferred to the Low-Voltage Network**”, In: Proceedings of VII International Symposium on Lightning Protection, p. 216-221, Curitiba, Brasil, novembro, 2003.
- PIANTINI, A., CARVALHO, T. O., SILVA NETO, A., JANISZEWSKI, J. M., ALTAFIM, R. A. C., NOGUEIRA, A. L. T. “**A System for Simultaneous Measurements of Lightning Induced Voltages on Lines With and Without Arresters**”, In: Proceedings of the 27th International Conference on Lightning Protection, paper 3a6, Avignon, France, 2004.
- POKHAREL, R. K., ISHII, M., BABA, Y., “**Numerical Electromagnetic Analysis of Lightning Induced Voltage Over Ground of Finite Conductivity**”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 45, No. 4, novembro, 2003.
- PORTELA, C. M., TAVARES, M. C., PISSOLATO F., J., “**Accurate Representation of Soil Behavior for Transient Studies**”, IEE Proceedings on Generation, Transmission and Distribution, Vol. 150, No. 6, novembro, 2003.
- PRIFLER, L. HOIDALEN, H. K., “**ATPDraw for Windows 3.1x/95/NT version 1.0**”, 1998;
- RACHIDI, F., NUCCI, C.A., IANOZ, M., MAZZETTI, C., “**Influence of a Lossy Ground on Lightning Induced Voltages on Overhead Lines**”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 38, No. 3, agosto, 1996.
- RACHIDI, F., NUCCI, C. C., IANOZ, M., “**Transient Analysis of Multiconductor Lines Above a Lossy Ground**”, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 14, No. 1, janeiro, 1999.

- RAKOV, V. A., “**Some Inferences on the Propagation Mechanisms of Dart Leaders and Return Strokes**”, Journal of Geophysical Research, Vol. 103, No. D2, p.1879-1887, janeiro, 1998.
- RAKOV, V. A., UMAN, M. A., WANG, D., RAMBO, K. J., CRAWFORD, D. E., SCHNETZER, G. H., “**Lightning Properties From Triggered-Lightning Experiments at Camp Blanding, Florida (1997 - 1999)**”, In: Proceedings of 25th ICLP - International Conference on Lightning Protection, Rhodes, Grécia, setembro, 2000.
- RAKOV, V. A., “**Characterization of Lightning Electromagnetic Fields and Their Modeling**”, in Proceedings of the 14th International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Suplemento, Zurique, Suíça, p. 3-16, fevereiro, 2001a.
- RAKOV, V. A., “**Lightning Parameters Important for Lightning Protection**”, In: Proceedings of VI SIPDA – International Symposium on Lightning Protection, Santos, Brasil, novembro, 2001b.
- RAKOV, V. A., “**Engineering Models of the Lightning Stroke**”, In: Proceedings of VII SIPDA –International Symposium on Lightning Protection, Curitiba, Brasil, novembro, 2003.
- RAKOV, V. A., “**Lightning Return Stroke Speed: A Review of Experimental Data**”, In: Proceedings of 27th ICLP – International Conference on Lightning Protection, p. 139-143, Avignon, França, setembro, 2004.
- RONDÓN, D. A., SILVEIRA, F. H., VISACRO, S., “**A Varying Surge Impedance Transmission Line Model for Simulation of Lightning Return Current in Time Domain**”, In: Proceedings of GROUND 2002 - International Conference on Grounding and Earthing, Rio de Janeiro, Brasil, novembro, 2002.
- RUSCK, S., “**Induced Lightning Over-voltages on Power Transmission Lines with Special Reference to the Over-voltage Protection of Low-Voltage Networks**”, Tese de Doutorado, Suécia, 1957.
- SALARI F., J. C., PORTELA, C., “**Development of a Frequency Domain Electromagnetic Transient Program**”, In: Proceedings of VIII SIPDA - International Symposium on Lightning Protection, São Paulo, Brasil, novembro, 2005.
- SANTIAGO, N. H. C., “**Atenuação de Surtos em Linhas de Transmissão Devido ao Efeito Corona**”, Tese de Doutorado, COPPE/UFRJ, Brazil, 1987.
- SAVADAMUTHU, U., UDAYAKUMAR, K., JAYASHANKAR, V., “**Modified Disruptive Effect Method as a Measure of Insulation Strength for Non-Standard Lightning Waveforms**”, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 17, No. 2, p. 510-515, abril, 2002.
- SCHLAGENHAUFER, F., SINGER, H., “**Investigation of Field Excited Multiconductor Lines with Nonlinear Loads**”, Proceedings of the International Symposium on Electromagnetic Compatibility, p. 95-99, Washington, D.C., agosto, 1990.
- SCHOENE J., UMAN, M. A., RAKOV, V. A., RAMBO, K. J., JERAULD, J., SCHNETZER, G. H., “**Test of the Transmission Line Model and the Traveling Current Source Model with Triggered Lightning Return Strokes at Very Close Distance**”, Journal of Geophysical Research, Vol. 108, No. D23, 2003.

SCHROEDER, M. A. O., “**Modelo Eletromagnético para Descontaminação de Ondas de Corrente de Descargas Atmosféricas: Aplicação às Medições da Estação do Morro de Cachimbo**”, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG), Belo Horizonte, Março, 2001.

SEKIOKA, S., YAMAMOTO, K., YOKOYAMA, S., “**Measurements of a Concrete Pole Impedance with an Impulse Current Source**”, In: Proceedings of IPST - International Conference on Power System Transients, Lisboa, Portugal, setembro, 1995.

SEKIOKA, S., “**An Equivalent Circuit for Analysis of Lightning-Induced Voltages on Multiconductor System Using an Analytical Expression**”, In: Proceedings of IPST - International Conference on Power System Transients, Montreal, Canadá, junho, 2005.

SILVA, J. P., ARAÚJO, A. E. A., PAULINO, J. O. S., DOMMEL, H. W., “**Calculation of Lightning-Induced Voltages with Rusck’s Method in EMTP Part I: Comparison with Measurements and Agrawal’s Coupling Model**”, In: IPST - International Conference on Power System Transients, Rio de Janeiro, Brasil, junho, 2001.

SILVEIRA, F. H., “**Modelagem para Cálculo de Tensão Induzida por Descargas Atmosféricas**”, Tese de Doutorado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte, 2006.

TAYLOR, C. D., SATTERWHITE, R. S., HARRISON, C. W., “**The response of a Terminated Two-Wire Transmission Line Excited by a Nonuniform Electromagnetic Field**”, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-13, p. 987-999, novembro, 1965.

THEETHAYI, N., COORAY, V. “**Representation Of The Return Stroke as a Transmission Line – The Apparent Return Stroke Velocity**”, In: Proceedings of the 27th International Conference on Lightning Protection, Avignon, France, 2004.

THEETHAYI, N., COORAY, V. “**On the representation of the lightning return stroke as a current pulse propagating along a transmission line**”, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 20, No. 2, p. 823-837, 2005.

UMAN, M.A., “**Lightning**”, Dover Publications, Inc., Nova York, 1984.

VISACRO, S. F., “**Aterramentos Elétricos: Conceitos Básicos, Técnicas de Medição e Instrumentação, Filosofias de Aterramento**”, 2^a Edição, Belo Horizonte, 1998.

VISACRO, S. F., DE CONTI, A. R., MARROIG, L. B., “**Evaluations of Models For Representing Usual Grounding Electrode Configurations of Distribution Lines in Brazil**”, In: Proceedings of V SIPDA - International Symposium on Lightning Protection, São Paulo, novembro, 1999.

VISACRO, S., SILVEIRA, F. H.: “**A Return Stroke Model based on a Hybrid Field-Circuit Approach**”, Proceedings of 27th ICLP - International Conference on Lightning Protection, p. 95–100, Avignon, França, 2004a.

VISACRO, S., SOARES J., A., SCHROEDER, M. A. O., “**Statistical Analysis of Lightning Current Parameters: Measurements at Morro do Cachimbo Station**”, Journal of Geophysical Research, 109, D01105, doi:10.1029/2003JD003662, 2004b.

VISACRO, S., “**A Representative Curve for Lightning Current Waveshape of First Negative Stroke**”, Geophysical Research Letters, Vol. 31, doi:10.1029/2004GL019642, 2004c.

VISACRO, S., SILVEIRA, F. H., “**Evaluation of Current Distribution along the Lightning Channel by a Hybrid Electromagnetic Model**”, Journal of Electrostatics, 60, p. 111-120, 2004d.

VISACRO, S., SOARES J., A., “**HEM: A Model for Simulation of Lightning Related Engineering Problems**”, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 20, No. 2, abril, 2005a.

VISACRO, S. F., “**Descargas Atmosféricas: uma Abordagem de Engenharia**”, São Paulo, Artliber Editora, 2005b.

VISACRO, S., DE CONTI, A., “**A Distributed-Circuit Return-Stroke Model Allowing Time and Height Parameter Variation to Match Lightning Electromagnetic Field Waveform Signatures**”, Geophysical Research Letters, Vol. 32, L23805, doi: 10.1029/2005GLO24336, 2005c.

WAGNER, C. F., HILEMAN, A. R., “**A New Approach to the Calculation of the Lightning Performance of Transmission Line III – A Simplified Method: Stroke to Tower**”, AIEE Transactions Power Applications and Systems, Vol. 79, p. 589-603, outubro, 1960.

YEE, K. S., “**Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems involving Maxwell’s Equations in Isotropic Media**”, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-14, No. 8, maio, 1966.

YOKOYAMA, S., “**Calculation of Lightning-Induced Voltages on Overhead Multiconductor Systems**”, IEEE Transactions on power Apparatus and Systems, Vol. PAS-103, No. 1, janeiro, 1984.

YOKOYAMA, S., MIYAKE, K., MITANI, H., YAMAZAKI, N., “**Advanced Observations of Lightning Induced Voltage on Power Distribution Lines**”, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 1, No. 2, p. 129-139, abril, 1986.

YOKOYAMA, S., SUGIMOTO, H., MOROOKA, Y., NAKADA, K., “**Three Causes of Lightning Outages on Overhead Distribution Lines and the Effect of Overhead Ground Wires Against Three Outage Causes**”, In: 25th ICLP - International Conference on Lightning Protection, Rhodes, Grécia, setembro, 2000.

ZANETTA Jr., L. C., PEREIRA, C. E. M., “**Application Studies of Line Arresters**”, In: Proceedings of VI International Symposium on Lightning Protection, p. 371-375, Santos, Brasil, novembro, 2001.

APÊNDICE A - Solução Matemática do Modelo de Taylor/Agrawal no Domínio da Freqüência

Um sistema linear descrito pela equação

$$\dot{\mathbf{x}}(t) = \mathbf{A}\mathbf{x}(t) + \mathbf{B}\mathbf{u}(t) \quad (\text{A.1})$$

tem como solução geral (CHEN, 1999)

$$\mathbf{x}(t) = e^{\mathbf{A}t} \mathbf{x}(0) + \int_0^t e^{\mathbf{A}(t-\tau)} \mathbf{B}\mathbf{u}(\tau) d\tau \quad (\text{A.2})$$

onde \mathbf{A} e \mathbf{B} são, respectivamente, matrizes de ordem $n \times n$ e $n \times q$, compostas por constantes. De acordo com (A.2), o estado atual do sistema, após ser submetido à excitação $\mathbf{u}(t)$ no instante $t=0$, é dado pelo vetor $\mathbf{x}(t)$; $\mathbf{x}(0)$ representa o estado inicial do sistema em $t=0$.

Admitindo uma linha de transmissão monofásica sem perdas e supondo a ausência de campos eletromagnéticos que não os associados à própria linha, pode-se escrever, no domínio da freqüência,

$$\begin{aligned} \frac{dV(x)}{dx} &= -j\omega LI(x) \\ \frac{dI(x)}{dx} &= -j\omega CV(x) \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

onde L e C representam a indutância e a capacitância da linha por unidade de comprimento. Pode-se escrever (A.3) em forma matricial, considerando, diferentemente de (A.1), que o vetor de estados \mathbf{x} depende da coordenada espacial x e não do tempo t :

$$\dot{\mathbf{x}}(x) = \mathbf{A}\mathbf{x}(x) \leftrightarrow \frac{d}{dx} \begin{bmatrix} V(x) \\ I(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -j\omega L \\ -j\omega C & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V(x) \\ I(x) \end{bmatrix} \quad (\text{A.4})$$

Por analogia com (A.1), a solução de (A.4) é um caso particular da solução geral apresentada em (A.2), bastando fazer $\mathbf{u}(x) = 0$. Com isso,

$$\mathbf{x}(x) = e^{Ax} \mathbf{x}(0) = \Phi(x) \cdot \mathbf{x}(0) \quad (\text{A.5})$$

A equação (A.5) mostra que tensão e corrente em qualquer ponto x da linha podem ser encontradas a partir dos valores de tensão e corrente calculados no ponto $x=0$, para uma dada frequência angular ω . Assumindo que a linha possui um comprimento d , é possível, portanto, representá-la como um quadripolo, ilustrado na Figura A.1. A relação entre os terminais de entrada e saída da linha é dada pela matriz de transição $\Phi(d)$, que, para uma linha de transmissão monofásica, sem perdas, assumindo a convenção de correntes ilustrada na Figura A.1, pode ser escrita na forma (PAUL, 1994):

$$\Phi(d) = \begin{bmatrix} \cos(\beta d) & -jZ \sin(\beta d) \\ -jZ^{-1} \sin(\beta d) & \cos(\beta d) \end{bmatrix} \quad (\text{A.6})$$

Onde $\beta = \omega\sqrt{LC}$, $Z = \sqrt{L/C}$ e $\omega = 2\pi f$.

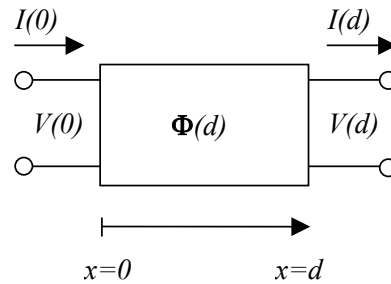


Figura A.1 – Representação de uma linha de transmissão como um quadripolo.

Dessa forma, pode-se rescrever (A.5):

$$\begin{bmatrix} V(d) \\ I(d) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\beta d) & -jZ \sin(\beta d) \\ -jZ^{-1} \sin(\beta d) & \cos(\beta d) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V(0) \\ I(0) \end{bmatrix} \quad (\text{A.7})$$

A solução das tensões e correntes em qualquer ponto x_n do sistema pode ser encontrada a partir das condições nos terminais emissor e receptor da linha, utilizando a relação matricial ilustrada em (A.7), simplesmente substituindo d por x_n .

Se agora a linha de transmissão analisada sofrer o efeito de campos eletromagnéticos externos, (A.3) deixa de ser válida, sendo necessário incluir o efeito dos campos indutores. Isso pode ser feito de forma muito simples se (A.3) for rescrita em termos da tensão espalhada V_s , bastando incluir na primeira expressão em (A.3) uma componente associada ao campo elétrico horizontal na altura do condutor, calculado sem que o condutor esteja presente (AGRAWAL, 1980). Assim, é possível escrever (ver equação 6.4, Capítulo 6):

$$\frac{d}{dx} \begin{bmatrix} V^s(x) \\ I(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -j\omega L \\ -j\omega C & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V^s(x) \\ I(x) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} E_x^i(x, h) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.8})$$

$$V(x) = V^s(x) + V^i(x) \quad \therefore \quad V^s(x) = V(x) + \int_0^h E_z^i(x, z) dz \quad (\text{A.9})$$

onde $V(x)$ corresponde à tensão total na linha, $V^i(x)$ corresponde à tensão indutora, associada ao campo elétrico vertical incidente $E_z^i(x, z)$ e calculada sem que a linha esteja presente, $V^s(x)$ corresponde à tensão espalhada e, finalmente, $E_x^i(x, z)$ refere-se à componente do campo elétrico incidente orientada ao longo do eixo longitudinal da linha, calculada sem que a linha esteja presente.

Comparando (A.8) com (A.1) e (A.4), verifica-se a presença de uma função forçante $\mathbf{u}(x)$ não nula, dada pelo vetor

$$\mathbf{u}(x) = \begin{bmatrix} E_x^i(x, h) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.10})$$

Nesse caso, por analogia com (A.1) e (A.2), a solução geral de (A.8) é

$$\begin{bmatrix} V^s(x) \\ I(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\beta x) & -jZ \operatorname{sen}(\beta x) \\ -jZ^{-1} \operatorname{sen}(\beta x) & \cos(\beta x) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V^s(0) \\ I(0) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \int_0^x \cos[\beta(x-\xi)] E_x^i(\xi, h) d\xi \\ -jZ^{-1} \int_0^x \operatorname{sen}[\beta(x-\xi)] E_x^i(\xi, h) d\xi \end{bmatrix} \quad (\text{A.11})$$

Assumindo uma linha com comprimento $x=d$ e as condições terminais dadas por $V(0) = -Z_1 I(0)$ e $V(d) = Z_2 I(d)$ (TAYLOR, 1965), é possível rescrever (A.9)

$$\begin{aligned} V^s(0) &= -Z_1 I(0) - V^i(0) \\ V^s(d) &= Z_2 I(d) - V^i(d) \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Substituindo (A.12) em (A.11) e manipulando de forma a explicitar as correntes $I(0)$ e $I(d)$, pode-se escrever, em notação matricial

$$\begin{bmatrix} \Phi_{21}(d)Z_1 - \Phi_{22}(d) & 1 \\ \Phi_{11}(d)Z_1 - \Phi_{12}(d) & Z_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I(0) \\ I(d) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \int_0^d \Phi_{21}(d-x) E_x^i(x, h) dx + \Phi_{21}(d) \int_0^h E_z^i(0, z) dz \\ \int_0^d \Phi_{11}(d-x) E_x^i(x, h) dx - \int_0^h E_z^i(d, z) dz + \Phi_{11}(d) \int_0^h E_z^i(0, z) dz \end{bmatrix} \quad (\text{A.13})$$

onde:

- $\Phi_{11}(d) = \Phi_{22}(d) = \cos(\beta d)$; $\Phi_{12}(d) = -jZ \operatorname{sen}(\beta d)$; $\Phi_{21}(d) = -jZ^{-1} \operatorname{sen}(\beta d)$;
- $I(0)$ e $I(d)$: correntes nos terminais emissor e receptor da linha, respectivamente;
- $E_z^i(0, z)$ e $E_z^i(d, z)$: componentes verticais do campo elétrico incidente nos terminais emissor e receptor da linha, calculadas sem que a linha esteja presente;
- $E_x^i(x, h)$: componente horizontal do campo elétrico incidente, calculada na altura da linha e ao longo dela sem que a linha esteja presente.
- Z_1 e Z_2 : cargas conectadas nos terminais emissor e receptor da linha, respectivamente.

Com (A.13), podem ser calculadas as correntes $I(0)$ e $I(d)$ nos terminais da linha e, conseqüentemente, as tensões totais nos terminais, bastando para isso usar as relações $V(0) = -Z_1 I(0)$ e $V(d) = Z_2 I(d)$. Note que a solução apresentada em (A.13) é a mesma utilizada em (ISHII, 1999).

APÊNDICE B - Solução Matemática do Modelo de Taylor/Agrawal no Domínio do Tempo

O modelo de Taylor é descrito pelo seguinte conjunto de equações, discutido no Capítulo 6 (TAYLOR, 1965):

$$\begin{aligned}\frac{dV(x)}{dx} + ZI(x) &= j\omega \int_0^h B_y^i(x, z) dz \\ \frac{dI(x)}{dx} + YV(x) &= -Y \int_0^h E_z^i(x, z) dz\end{aligned}\tag{B.1}$$

A solução de (B.1) no domínio do tempo pode ser obtida por meio de manipulações algébricas e do uso da Transformada de Fourier (PAUL, 1994). Primeiramente, é necessário escrever (B.1) na forma matricial, dada por

$$\frac{d}{dx} \begin{bmatrix} V(x) \\ I(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -j\omega L \\ -j\omega C & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V(x) \\ I(x) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} V_F \\ I_F \end{bmatrix}\tag{B.2}$$

onde $Z=R+j\omega L$ e $Y=j\omega C$, sendo R , L e C resistência, indutância e capacitância da linha por unidade de comprimento, respectivamente. Além disso,

$$\begin{aligned}V_F &= j\omega \int_0^h B_y^i(x, z) dz \\ I_F &= -j\omega C \int_0^h E_z^i(x, z) dz\end{aligned}\tag{B.3}$$

É importante notar que, em (B.2), as equações estão escritas em função da tensão total da linha, sendo desprezadas as perdas no solo e no condutor, o que implica $R=0$ em (B.1). A equação (B3-a) pode ser rescrita apenas em função do campo elétrico incidente, se aplicada a Lei de Faraday. Assim,

$$V_F = j\omega \int_0^h B_y^i(x, z) dz = E_x^i(x, h) - \frac{d}{dx} \int_0^h E_z^i(x, z) dz\tag{B.4}$$

A solução de (B.2) é análoga à obtida para a equação (A.8) no Apêndice A. Com isso, assumindo-se uma linha com comprimento d , pode-se escrever

$$\begin{bmatrix} V(d) \\ I(d) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Phi_{11}(d) & \Phi_{12}(d) \\ \Phi_{21}(d) & \Phi_{22}(d) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V(0) \\ I(0) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} V_{FT} \\ I_{FT} \end{bmatrix} \quad (\text{B.5})$$

onde $\Phi_{11}(d) = \Phi_{22}(d) = \cos(\beta d)$, $\Phi_{12}(d) = -jZ \text{sen}(\beta d)$ e $\Phi_{21}(d) = -jZ^{-1} \text{sen}(\beta d)$. Com base na solução de sistemas lineares apresentada em (CHEN, 1999) e reproduzida em (A.1) e (A.2) no Apêndice A, pode-se escrever

$$\begin{aligned} V_{FT} &= \int_0^d \Phi_{11}(d-x)V_F(x)dx + \int_0^d \Phi_{12}(d-x)I_F(x)dx \\ I_{FT} &= \int_0^d \Phi_{21}(d-x)V_F(x)dx + \int_0^d \Phi_{22}(d-x)I_F(x)dx \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Substituindo (B.3-b) e (B.4) em (B.6) e desenvolvendo, obtém-se

$$\begin{aligned} V_{FT} &= \int_0^d \Phi_{11}(d-x)E_x^i(x,h)dx - \int_0^d E_z^i(d,z)dz + \Phi_{11}(d) \int_0^h E_z^i(0,z)dz \\ I_{FT} &= \int_0^d \Phi_{21}(d-x)E_x^i(x,h)dx + \Phi_{21}(d) \int_0^d E_z^i(0,z)dz \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

Rescrevendo (B.5), tem-se

$$\begin{aligned} V(d) &= \Phi_{11}(d)V(0) + \Phi_{12}(d)I(0) + V_{FT} \\ I(d) &= \Phi_{21}(d)V(0) + \Phi_{22}(d)I(0) + I_{FT} \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Multiplicando (B.8-b) pela impedância de surto da linha, dada por Z , e somando o resultado com (B.8-a), obtém-se, após manipulações algébricas:

$$V(d) + ZI(d) = [V(0) + ZI(0)] \cdot e^{-j\beta d} + V_{FT} + ZI_{FT} \quad (\text{B.9})$$

Analogamente, multiplicando (B.8-b) por Z e subtraindo o resultado de (B.8-a):

$$V(0) - ZI(0) = [V(d) - ZI(d)] \cdot e^{-j\beta d} - [V_{FT} - ZI_{FT}] \cdot e^{-j\beta d} \quad (\text{B.10})$$

Note que a influência do campo eletromagnético incidente na linha está presente em (B.9) e (B.10) nos termos $V_{FT} + ZI_{FT}$ e $V_{FT} - ZI_{FT}$. Esses termos podem ser escritos no domínio do tempo, se utilizada a transformada inversa de Fourier. Por exemplo, expandindo $V_{FT} + ZI_{FT}$

$$V_{FT} + ZI_{FT} = \int_0^d \Phi_{11}(d-x)V_F(x)dx + \int_0^d \Phi_{12}(d-x)I_F(x)dx \\ + Z \int_0^d \Phi_{21}(d-x)V_F(x)dx + Z \int_0^d \Phi_{22}(d-x)I_F(x)dx$$

substituindo (B.3-b) e (B.4) e sabendo que $\Phi_{11}(0) = 1$ e $\Phi_{21}(0) = 0$

$$V_{FT} + ZI_{FT} = \int_0^d \Phi_{11}(d-x)E_x^i(x, h)dx - \int_0^h E_z^i(d, z)dz + \Phi_{11}(d) \int_0^h E_z^i(0, z)dz \\ + Z \int_0^d \Phi_{21}(d-x)E_x^i(x, h)dx + Z \Phi_{21}(d) \int_0^h E_z^i(0, z)dz \\ = \int_0^d [\Phi_{11}(d-x) + Z\Phi_{21}(d-x)]E_x^i(x, h)dx - \int_0^h E_z^i(d, z)dz \\ + [\Phi_{11}(d) + Z\Phi_{21}(d)] \int_0^h E_z^i(0, z)dz$$

sabendo que $\Phi_{11}(d-x) + Z\Phi_{21}(d-x) = e^{-j\beta(d-x)}$ e $\Phi_{11}(d) + Z\Phi_{21}(d) = e^{-j\beta d}$, chega-se à forma final

$$V_{FT} + ZI_{FT} = \int_0^d E_x^i(x, h)e^{-j\beta(d-x)} dx - \int_0^h E_z^i(d, z)dz + e^{-j\beta d} \int_0^h E_z^i(0, z)dz \quad (\text{B.11})$$

De forma similar, expandindo $V_{FT} - ZI_{FT}$

$$V_{FT} - ZI_{FT} = \int_0^d \Phi_{11}(d-x)V_F(x)dx + \int_0^d \Phi_{12}(d-x)I_F(x)dx \\ - Z \int_0^d \Phi_{21}(d-x)V_F(x)dx - Z \int_0^d \Phi_{22}(d-x)I_F(x)dx \\ = \int_0^d [\Phi_{11}(d-x) - Z\Phi_{21}(d-x)]E_x^i(x, h)dx - \int_0^h E_z^i(d, z)dz \\ + [\Phi_{11}(d) - Z\Phi_{21}(d)] \int_0^h E_z^i(0, z)dz$$

sabendo que $\Phi_{11}(d-x) - Z\Phi_{21}(d-x) = e^{j\beta(d-x)}$ e $\Phi_{11}(d) - Z\Phi_{21}(d) = e^{j\beta d}$, chega-se à forma final:

$$V_{FT} - Zi_{FT} = \int_0^d E_x^i(x, h) e^{j\beta(d-x)} dx - \int_0^h E_z^i(d, z) dz + e^{j\beta d} \int_0^h E_z^i(0, z) dz \quad (\text{B.12})$$

Utilizando as propriedades da Transformada Inversa de Fourier, é possível passar (B.11) e (B.12) para o domínio do tempo. Com isso, pode-se escrever

$$\begin{aligned} v_{FT}(t) + Zi_{FT}(t) &= \int_0^d E_x^i(x, h, t - \tau + \frac{x}{v}) dx - \int_0^h E_z^i(d, z, t) dz + \int_0^h E_z^i(0, z, t - \tau) dz \\ v_{FT}(t) - Zi_{FT}(t) &= \int_0^d E_x^i(x, h, t + \tau - \frac{x}{v}) dx - \int_0^h E_z^i(d, z, t) dz + \int_0^h E_z^i(0, z, t + \tau) dz \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

onde $v=c$ é a velocidade da luz, $\tau=d/c$ é o tempo de trânsito da linha, $v_{FT}(t) \Leftrightarrow F^{-1}\{V_{FT}\}$ e $i_{FT}(t) \Leftrightarrow F^{-1}\{I_{FT}\}$.

Passando (B.9) e (B.10) para o domínio do tempo aplicando-se a Transformada Inversa de Fourier, pode-se escrever

$$\begin{aligned} v_d(t) + Zi_d(t) &= v_0(t - \tau) + Zi_0(t - \tau) + v_{FT}(t) + Zi_{FT}(t) \\ v_0(t) - Zi_0(t) &= v_d(t - \tau) - Zi_d(t - \tau) - [v_{FT}(t - \tau) - Zi_{FT}(t - \tau)] \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

onde $v_0(t) \Leftrightarrow F^{-1}\{V(0)\}$, $v_d(t) \Leftrightarrow F^{-1}\{V(d)\}$, $i_0(t) \Leftrightarrow F^{-1}\{I(0)\}$ e $i_d(t) \Leftrightarrow F^{-1}\{I(d)\}$.

Finalmente, substituindo (B.13) em (B.14), tem-se

$$\begin{aligned} v_d(t) + Zi_d(t) &= v_0(t - \tau) + Zi_0(t - \tau) + \int_0^d E_x^i(x, h, t - \tau + \frac{x}{v}) dx - \int_0^h E_z^i(d, z, t) dz + \int_0^h E_z^i(0, z, t - \tau) dz \\ v_0(t) - Zi_0(t) &= v_d(t - \tau) - Zi_d(t - \tau) - \int_0^d E_x^i(x, h, t - \frac{x}{v}) dx + \int_0^h E_z^i(d, z, t - \tau) dz - \int_0^h E_z^i(0, z, t) dz \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

que são idênticas às equações implementadas por Dommel (1969) no EMTP, à exceção dos termos indutores associados ao campo eletromagnético incidente.

APÊNDICE C – Entrada de Dados Utilizada no ATP para Calcular Tensões Induzidas em uma Linha Monofásica

```

BEGIN NEW DATA CASE
  1.E-7  5.E-6
  10     1     1     1     1     0     0     1     0
MODELS
/MODELS
INPUT
  IX0001 {v(LEFT )}
  IX0002 {v(RIGHT )}
OUTPUT
  MIDL
  MIDR
MODEL monol
INPUT vk
      vm
VAR   Uk,Um
      tau
OUTPUT Uk,Um
FUNCTION Vindk POINTLIST (-1,0)
(0.00000000, -0.00)
(0.00000010,  0.00)
(0.00000020,  0.00)
(0.00000030,  0.01)
(0.00000040, -0.05)
(0.00000050,  6.66)
.
.
.
(0.00000470,  1.94)
(0.00000480,  1.95)
(0.00000490,  2.02)
(0.00000500,  2.02)
(1,0)
FUNCTION Vindm POINTLIST (-1,0)
(0.00000000, -0.00)
(0.00000010, -0.00)
(0.00000020,  0.00)
(0.00000030,  0.02)
(0.00000040, -0.03)
.
.
.
(0.00000470,  1.94)
(0.00000480,  1.95)
(0.00000490,  2.01)
(0.00000500,  2.01)
(1,0)
INIT
  tau:=0.0000020000
  histdef(vk):=0
  histdef(vm):=0

```

Fontes de tensão controladas em ambos os terminais da linha, considerando as tensões indutoras e também os termos históricos

Tensão indutora no terminal emissor da linha, calculada externamente

Tensão indutora no terminal receptor da linha, calculada externamente

APÊNDICE C – ENTRADA DE DADOS UTILIZADA NO ATP PARA CALCULAR TENSÕES INDUZIDAS EM
UMA LINHA MONOFÁSICA

```
histdef(Uk):=0
histdef(Um):=0
ENDINIT
EXEC
  Uk:=2*delay(vm,tau-timestep)+Vindk(t,1)-delay(Um,tau)
  Um:=2*delay(vk,tau-timestep)+Vindm(t,1)-delay(Uk,tau)
ENDEEXEC
ENDMODEL
USE mono1 AS mono1
INPUT
  vk:= IX0001
  vm:= IX0002
OUTPUT
  MIDL :=Uk
  MIDR :=Um
ENDUSE
ENDMODELS
/BRANCH
  LEFT  MIDL          500.          0
  MIDR  RIGHT        500.          0
        LEFT          500.          0
  RIGHT RIGHT          500.          0
/SWITCH
/SOURCE
60MIDL  0              10.
60MIDR  0              10.
/INITIAL
/OUTPUT
  LEFT  RIGHT
BLANK MODELS
BLANK BRANCH
BLANK SWITCH
BLANK SOURCE
BLANK INITIAL
BLANK OUTPUT
BLANK PLOT
BEGIN NEW DATA CASE
BLANK
```

As fontes de tensão controladas são atualizadas em cada instante de tempo em ambos os terminais da linha, considerando as tensões indutoras e também os termos históricos

APÊNDICE D – Entrada de Dados Utilizada no ATP para Calcular Tensões Induzidas em uma Linha Trifásica


```
BEGIN NEW DATA CASE
$DUMMY, XYZ000
  1.E-7  5.E-6
    10    1    1    1    1    0    0    1    0
MODELS
/MODELS
INPUT
  IX0001 {v(LEFTA )}
  IX0002 {v(RIGHTA)}
  IX0003 {v(LEFTB )}
  IX0004 {v(RIGHTB)}
  IX0005 {v(LEFTC )}
  IX0006 {v(RIGHTC)}
OUTPUT
  VKA
  VMA
  VKB
  VMB
  VKC
  VMC
MODEL Trifl
INPUT vkA --Tensao no terminal k da fase A
      vmA --Tensao no terminal m da fase A
      vkB --Tensao no terminal k da fase B
      vmB --Tensao no terminal m da fase B
      vkC --Tensao no terminal k da fase C
      vmC --Tensao no terminal m da fase C
VAR   UkA, UmA, UkB, UmB, UkC, UmC
      tau
OUTPUT UkA, UmA, UkB, UmB, UkC, UmC
FUNCTION VindkA POINTLIST (-1,0)
(0.00000000, -0.00)
(0.00000010,  0.02)
.
.
.
(0.00000490,  2.03)
(0.00000500,  2.03)
(1,0)
FUNCTION VindmA POINTLIST (-1,0)
(0.00000000, -0.00)
(0.00000010,  0.01)
.
.
.
(0.00000490,  2.02)
(0.00000500,  2.02)
(1,0)
FUNCTION VindkB POINTLIST (-1,0)
(0.00000000, -0.00)
(0.00000010,  0.01)
```

Fontes de tensão controladas nos terminais da linha, considerando as tensões indutoras e também os termos históricos

Tensão indutora no terminal emissor da fase A, calculada externamente


```
.
.
.
(0.00000490, 2.01)
(0.00000500, 2.01)
(1,0)
FUNCTION VindmB POINTLIST (-1,0)
(0.00000000, -0.00)
(0.00000010, 0.00)
.
.
.
(0.00000490, 2.01)
(0.00000500, 2.01)
(1,0)
FUNCTION VindkC POINTLIST (-1,0)
(0.00000000, -0.00)
(0.00000010, -0.00)
.
.
.
(0.00000490, 1.99)
(0.00000500, 1.99)
(1,0)
FUNCTION VindmC POINTLIST (-1,0)
(0.00000000, -0.00)
(0.00000010, -0.01)
.
.
.
(0.00000490, 1.98)
(0.00000500, 1.98)
(1,0)
INIT
tau:=0.0000010000
histdef(vkA):=0
histdef(vmA):=0
histdef(vkB):=0
histdef(vmB):=0
histdef(vkC):=0
histdef(vmC):=0
histdef(UkA):=0
histdef(UmA):=0
histdef(UkB):=0
histdef(UmB):=0
histdef(UkC):=0
histdef(UmC):=0
ENDINIT

EXEC
UkA:=2*delay(vmA,tau-timestep)+VindkA(t,1)-delay(UmA,tau)
UmA:=2*delay(vkA,tau-timestep)+VindmA(t,1)-delay(UkA,tau)
UkB:=2*delay(vmB,tau-timestep)+VindkB(t,1)-delay(UmB,tau)
UmB:=2*delay(vkB,tau-timestep)+VindmB(t,1)-delay(UkB,tau)
UkC:=2*delay(vmC,tau-timestep)+VindkC(t,1)-delay(UmC,tau)
UmC:=2*delay(vkC,tau-timestep)+VindmC(t,1)-delay(UkC,tau)
ENDEXEC
```



Tensão indutora no terminal receptor da fase C, calculada externamente

As fontes de tensão controladas são atualizadas em cada instante de tempo nos terminais da linha, considerando as tensões indutoras e também os termos históricos



APÊNDICE D – ENTRADA DE DADOS UTILIZADA NO ATP PARA CALCULAR TENSÕES INDUZIDAS EM
UMA LINHA TRIFÁSICA

```
ENDMODEL
USE Trif1 AS Trif1
INPUT
  vkA:= IX0001
  vmA:= IX0002
  vkB:= IX0003
  vmB:= IX0004
  vkC:= IX0005
  vmC:= IX0006
OUTPUT
  VKA  :=UkA
  VMA  :=UmA
  VKB  :=UkB
  VMB  :=UmB
  VKC  :=UkC
  VMC  :=UmC
ENDUSE
ENDMODELS
/BRANCH
$INCLUDE, C:\ATPDRA~1\usp\PI3F.lib, LEFTA#, LEFTB#, LEFTC#, VKA###, VKB### $$
, VKC###, 445.6, 145.2, 445.6, 122.5, 190.7, 445.6
$INCLUDE, C:\ATPDRA~1\usp\PI3F.lib, VMA###, VMB###, VMC###, RIGHTA, RIGHTB $$
, RIGHTC, 445.6, 145.2, 445.6, 122.5, 190.7, 445.6
/SWITCH
/SOURCE
60VMC  0 10.
60VMB  0 10.
60VMA  0 10.
60VKC  0 10.
60VKB  0 10.
60VKA  0 10.
/INITIAL
/OUTPUT
BLANK MODELS
BLANK BRANCH
BLANK SWITCH
BLANK SOURCE
BLANK INITIAL
BLANK OUTPUT
BLANK PLOT
BEGIN NEW DATA CASE
BLANK
```