LINHAS DE TRANSMISSÃO REPRESENTADAS PELO MODELO *DE BERGERON* E POR CIRCUITOS π EM CASCATA E CONCEITO DE DISTÂNCIA DE PROTEÇÃO: VERIFICAÇÃO POR MEIO DE MEDIÇÕES EM CABOS COAXIAIS

Aluna: Lêda Sandriny Correia Batista

Orientador: Prof. Dr. Marco Aurélio de Oliveira Schroeder

Co-Orientadora: Profa. Dra. Lane Maria Rabelo Baccarini

São João del-Rei, dezembro de 2014

LINHAS DE TRANSMISSÃO REPRESENTADAS PELO MODELO *DE BERGERON* E POR CIRCUITOS π EM CASCATA E CONCEITO DE DISTÂNCIA DE PROTEÇÃO: VERIFICAÇÃO POR MEIO DE MEDIÇÕES EM CABOS COAXIAIS

por

Lêda Sandriny Correia Batista

Texto da Dissertação de Mestrado submetido à Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, associação ampla entre a Universidade Federal de São João del-Rei e o Centro Federal de Educação Tecnológica de Minas Gerais, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Área de Concentração: Sistemas Elétricos
Linha de Pesquisa: Eletromagnetismo Aplicado
Orientador: Prof. Dr. Marco Aurélio de Oliveira Schroeder
Co-Orientadora: Profa. Dra. Lane Maria Rabelo Baccarini

São João del-Rei, dezembro de 2014

Lêda Sandriny Correia Batista

Linhas de Transmissão Representadas pelo Modelo de *BERGERON* e por Circuitos π em Cascata e Conceito de Distância de Proteção: Verificação por Meio de Medições em Cabos Coaxiais.

São João del-Rei, dezembro de 2014.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, à Deus, aquele que me concedeu, por sua infinita bondade e eterna providência, o privilégio de concluir mais esta etapa em minha vida. Obrigada meu Pai!

Ao meu orientador Marco Aurélio de Oliveira Schroeder, pela paciência em ensinar e por me fazer acreditar sempre em meu potencial, que resultaram em meu crescimento intelectual. Exemplo de profissional que eu quero me tornar. Muito obrigada!

À minha co-orientadora Lane Maria Rabelo Baccarini, por toda contribuição dada ao longo deste trabalho e por tudo que já me ensinou desde a graduação. Obrigada!

Aos alicerces de minha vida: minha mãe, Maria, e meu pai, Juarez, pela dedicação incondicional, pelo apoio em todas as fases da minha vida, por todos os exemplos de caráter e honestidade, pelo amor... enfim, por eu ser quem eu sou hoje. Melhores pais do mundo eu amo vocês!

A todos meus familiares, especialmente, minha Vó Lêda e meus irmãos Fagner e Mário por todo tipo de apoio, companheirismo e amor.

Ao meu namorado, Túlio, pelo amor, tranquilidade, apoio, por me entender nos momentos de inquietação e por me ajudar nos momentos de decisões importantes.

Aos meus colegas de Mestrado, pela ajuda nos momentos de dificuldades e por dividirem comigo conhecimentos e anseios, em especial, o André Tiso Lobato e o Bruno do Prado Jácome pela parceria no desenvolvimento do trabalho.

Ao colega Rodolfo Antônio Ribeiro de Moura meus sinceros agradecimentos por toda contribuição ao trabalho que foram essenciais para a concretização do mesmo.

Aos colegas Arlison Oliveira, Priscila Soares, José Reis, Marco Aurélio, Caroline Ruela e Priscila Campos por toda dedicação e toda colaboração dada ao longo ao trabalho.

A todos os amigos, funcionários e professores da UFSJ e do Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica - PPGEL – pela convivência e dedicação.

A todos que foram importantes direta ou indiretamente nesta caminhada.

Finalmente, agradeço à Universidade Federal de São João del-Rei por me acolher e à CAPES, pelo apoio financeiro indispensável para a concretização desse trabalho.

Dedico este trabalho a Maria Santíssima

"Que Maria sempre enfeite sua alma com as flores e o perfume de novas virtudes e coloque a mão materna sobre sua cabeça. Fique sempre e cada vez mais perto de nossa Mãe celeste, pois ela é o mar que deve ser atravessado para se atingir as praias do esplendor eterno no reino do amanhecer. ” São Padre Pio de Pietrelcina.

SUMÁRIO

RESUMO

Os cabos coaxiais constituem os mais simples exemplos de linhas de transmissão e possuem a vantagem de proteger os sinais de interferências eletromagnéticas externas. Com essas características, os cabos coaxiais ainda são muito utilizados nas mais diversas aplicações para transmissão de sinais (apesar do surgimento de tecnologias mais avançadas para transmissão de dados) e são modelados de acordo com os parâmetros distribuídos de uma linha de transmissão. O estudo do comportamento eletromagnético de uma linha de transmissão compreende um conhecimento importante na melhoria da qualidade de transmissão. Sendo assim, é apresentado um estudo sobre os diversos aspectos da propagação de ondas eletromagnéticas em uma linha de transmissão constituída de cabos coaxiais. Esta dissertação apresenta as medições realizadas em linhas coaxiais para verificação de modelos de representação de linhas de transmissão (parâmetros concentrados – circuitos π em cascata e parâmetros distribuídos - BERGERON, modelados por meio da ferramenta computacional ATP) e do conceito de distância de proteção. Os resultados ilustram que as modelagens eletromagnéticas utilizadas são fisicamente consistentes, pois foram verificadas mediante comparação com as medições realizadas. Adicionalmente, o conceito de distância de proteção também é comprovado experimentalmente e por meio de simulações: à medida que o diodo, elemento de proteção, é colocado mais próximo a carga, menor é o nível de tensão na carga e mais próxima é da forma de onda fornecida pela fonte.

Palavras-chave: Linhas de Transmissão; Modelo de Bergeron; Circuitos π em Cascata; Distância de Proteção; Cabos Coaxiais; Transitórios Eletromagnéticos.

ABSTRACT

Coaxial cables are the simplest examples of transmission lines and have the advantage to protect the signals from external electromagnetic interference. With these characteristics, the coaxial cables are still widely used in various applications for transmission of signals (despite the development of more advanced technologies for data transmission) and are modelled according to a distributed parameter transmission line. The study of the electromagnetic behavior of a transmission line comprises an important knowledge to improve the quality of transmission. Therefore, we present a study on the various aspects of propagation of electromagnetic waves in a transmission line consisting of coaxial cables. This dissertation presents the measurements in coaxial lines to check transmission lines representation models (lumped - π circuits cascade and distributed parameters - Bergeron, modeled by computational tool ATP) and the concept of distance protection. The results illustrate that the electromagnetic modeling used are physically consistent, as they have been verified by comparison with the measurements. Additionally, the concept of distance protection is also demonstrated experimentally and by simulation: as the diode protection element is placed closer to the load, the lower the voltage level of the charge and is the closest form of wave provided by source.

Key words: Transmission Lines; Bergeron´s model; π-Circuits in Cascade; Protection Distance; Coaxial Cables; Electromagnetic Transients.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

1 INTRODUÇÃO

1.1 CONTEXTUALIZAÇÃO DA DISSERTAÇÃO

Com o constante avanço tecnológico, nas últimas décadas, há um aumento crescente do consumo de energia elétrica e no transporte de informações. As linhas de transmissão são estruturas utilizadas para transporte de energia da fonte à carga ou transmissão de sinais da fonte ao receptor. Com esse aumento, há também uma maior exigência em qualidade e velocidade de transmissão. Assim, o estudo do comportamento elétrico de uma linha de transmissão compreende um conhecimento de total importância para melhoria das linhas e na qualidade de transmissão [1, 2, 3, 4].

Os cabos coaxiais constituem os mais simples, básicos e comuns projetos de linhas de transmissão. São constituídos, basicamente, de um fio condutor interno revestido por uma camada isolante e uma malha de metal para blindagem. Em virtude dessa blindagem, os cabos coaxiais possuem a vantagem de proteger os sinais de interferências eletromagnéticas externas. Dessa maneira, os cabos coaxiais podem ser instalados próximos a outros objetos metálicos sem que esses causem perdas e distorções no sinal transmitido, ao contrário do que ocorre em outros tipos de linhas de transmissão; devido a isso, apesar do surgimento de novas tecnologias e da consequente diminuição na utilização de cabos coaxiais, eles são ainda muito utilizados [1, 5, 6, 7, 8, 9, 10].

Os cabos coaxiais são utilizados nas mais diversas aplicações para transmissão de sinais e são modelados de acordo com parâmetros distribuídos de uma linha de transmissão: indutância L [H/m], capacitância C [F/m], resistência R [Ω/m] e condutância G [S/m], todos dados por unidade de comprimento. Esses parâmetros influenciam diretamente o desempenho das linhas de transmissão. Sendo assim, à medida que há propagação de ondas eletromagnéticas ao longo das linhas de transmissão, essas ondas podem sofrer várias interferências que podem acarretar em perdas e distorções de informações [3, 8, 11, 12, 13].

Nesta dissertação é feito o estudo dos diversos aspectos da propagação de ondas eletromagnéticas em uma linha de transmissão constituída de cabos coaxiais, incluindo a determinação da velocidade de propagação, constante de propagação (constante de atenuação e de fase), efeitos da impedância característica, os efeitos associados à terminação da linha, como a variação de carga, eventuais perdas e distorções de informações.

Existem na literatura diversos modelos para representar o comportamento de transitórios eletromagnéticos em linhas de transmissão, sendo os principais modelados por conjunto de parâmetros concentrados e por parâmetros distribuídos. No modelo de representação de linhas de transmissão por parâmetros concentrados, a linha de transmissão é representada por meio de circuitos π em cascata, sendo resolvido diretamente no domínio do tempo. Enquanto no modelo por parâmetros distribuídos (modelo de *Bergeron*, por exemplo), as equações diferenciais no domínio do tempo são transformadas em equações algébricas no domínio da frequência para serem resolvidas [14].

Sendo assim, é realizada a comparação da modelagem por parâmetros distribuídos e por parâmetros concentrados de linhas de transmissão, representadas por meio da ferramenta computacional ATP (*Alternative Transients Program*). Esses resultados são comparados com as medições reais nos cabos coaxiais, buscando-se uma verificação do comportamento desses modelos.

Além disso, as inúmeras reflexões de ondas, ocasionadas pelos diferentes valores de impedância da fonte e dos valores utilizados como carga, pode ocasionar no sistema um aumento considerável de tensão sobre a carga. Como esse aumento não é, muitas vezes, desejado, faz-se necessário utilizar um elemento protetor, que nesse caso é um Diodo Zenner. O diodo assume a função de um para-raios, ou seja, de limitar o valor de tensão sobre a carga.

1.2 RELEVÂNCIA DO TEMA EM INVESTIGAÇÃO

O tema sob investigação é de grande interesse, pois pretende-se verificar, por meio de medições, os modelos de representação de linhas de transmissão por circuitos π em cascata e por parâmetros distribuídos (*Bergeron*). A cada dia, procura-se desenvolver modelos mais precisos que melhor descrevam o comportamento de linhas de transmissão, para melhoria na qualidade de transmissão.

Outra preocupação crescente das concessionárias de energia, se refere ao fornecimento contínuo de energia; muitos estudos e técnicas estão sendo desenvolvidos para melhorar a proteção das redes de transmissão e de distribuição devido a diversos distúrbios elétricos que provocam os desligamentos desses sistemas; assim, a verificação do conceito de distância de proteção, utilizando diodo como para raios é de suma importância, aliado ao refinado entendimento do transitório eletromagnético associado. Comentários similares são válidos para o caso de utilização de cabos coaxiais em redes de telecomunicação, onde as integridades eletromagnéticas dos sinais devem ser adequadamente mantidas.

Desta maneira, os fatores descritos anteriormente justificam a relevância e a importância do tema desse trabalho, que busca contribuir para o desenvolvimento de modelos de representação de linhas de transmissão e em práticas adequadas de proteção contra fenômenos transitórios. Além disso, a utilização de cabos coaxiais para medições é de grande importância para se conhecer algumas de suas características eletromagnéticas e sua construção básica.

1.3 OBJETIVOS

1.3.1 Objetivo geral

O objetivo geral do presente trabalho consiste em avaliar o comportamento de linhas de transmissão frente a transitórios eletromagnéticos, por meio de medições em cabos coaxiais.

Utilizando o pacote ATP, pretende-se verificar dois modelos de linhas de transmissão amplamente presentes na literatura, o modelo de parâmetros concentrados (circuitos π em cascata) e o modelo por parâmetros distribuídos (*Bergeron*), por meio de comparações com as medições nas linhas coaxiais. Como maneira de limitar a tensão na carga e verificar o conceito de distância de proteção, um diodo é usado nas medições como dispositivo de proteção em diferentes posições ao longo da linha.

Com os resultados obtidos, tem-se a intenção de caracterizar alguns parâmetros importantes para o desempenho de linhas de transmissão, utilizando os cabos coaxiais, como exemplo de linha mais simples. Pretende-se com isso possibilitar a verificação de modelos de linhas, o desempenho de linhas e seus equipamentos de proteção frente aos transitórios.

1.3.2 Objetivos específicos

Os objetivos específicos a serem obtidos a fim de que o objetivo principal seja alcançado são:

- Apresentar um estudo sobre o comportamento de linhas de transmissão, no caso linhas coaxiais;
- Apresentar um estudo sobre transitórios eletromagnéticos em linhas de transmissão;
- Apresentar os modelos de representação de linhas de transmissão;
- Apresentar os fenômenos a que estão sujeitas as linhas de transmissão na propagação de ondas ao longo das mesmas;
- Verificar na prática o conceito de distância de proteção, contra sobretensões transitórias sobre a carga;

- Modelar as linhas de transmissão frente a transitórios eletromagnéticos em diferentes modelos de representação de linhas de transmissão;
- Verificar o funcionamento de uma importante ferramenta de simulação de transitórios, o ATP, na modelagem de transitórios eletromagnéticos em linhas de transmissão.

1.4 METODOLOGIA

O presente trabalho é desenvolvido de forma sistemática, de forma a apresentar a importância e a relevância do assunto proposto. Em um primeiro momento, é realizado um estudo do estado da arte sobre os diversos assuntos referentes ao tema, como caracterização de parâmetros eletromagnéticos em cabos coaxiais, equacionamento e propagação de ondas eletromagnéticas ao longo de linhas de transmissão, transitórios eletromagnéticos, distância de proteção e os diversos modelos de representação de linhas de transmissão. Pode-se assim, avaliar os importantes conceitos físicos que representam e influenciam o comportamento do sistema.

Além disso, pode-se entender o funcionamento de uma importante ferramenta de simulação de transitórios, o programa ATP. Conhecendo o problema e a capacidade do ATP para modelagem de dispositivos sujeitos a transitórios eletromagnéticos, são realizadas simulações computacionais do sistema em diferentes situações de carga, utilizando dois modelos de representação de linhas de transmissão, para identificar qual é o mais indicado para representar o sistema e também para verificar esses modelos. No pacote MATLAB® é realizado o tratamento dos sinais medidos e dos resultados simulados para a modelagem de linhas de transmissão por circuitos π em cascata. Nesses casos, devido ao grande número de ruído, é utilizado um filtro digital do tipo passa baixas para filtrar os ruídos associados. O MATLAB® também é utilizado nas simulações de circuitos π em cascata para variar o número de tais circuitos de 20 a 5000, além de ser utilizado nas comparações de diferentes casos.

O sistema físico é composto por três cabos coaxiais de 20 metros cada, compondo uma linha de transmissão de 60 metros; gerador de funções como fonte; osciloscópio digital para medições; resistores de diferentes valores como cargas e diodo Zenner como dispositivo de proteção. Os equipamentos pertencem ao Laboratório Integrado de Pesquisas Eletromagnéticas (LAIPE), do Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade Federal de São João del-Rei, onde também foram realizadas as medições.

O trabalho permite o desenvolvimento de atividades envolvendo conhecimento teórico, modelagem, simulação e medição de casos muito comuns na engenharia.

1.5 ORGANIZAÇÃO DO TEXTO

Este texto está organizado em quatro capítulos, incluindo este capítulo de introdução.

No Capítulo 2 é apresentado o estudo de estado da arte. É realizada uma abordagem à caracterização eletromagnética dos cabos coaxiais, onde é apresentado o histórico, as aplicações nos dias atuais, bem como os tipos e os parâmetros eletromagnéticos dos cabos coaxiais. É apresentada toda a teoria das linhas de transmissão necessária para descrição do fenômeno de propagação de ondas eletromagnéticas ao longo das linhas coaxiais. Neste capítulo também são apresentados os dois modelos mais utilizados para a modelagem de transitórios em linhas de transmissão.

O Capítulo 3 é referente aos resultados obtidos ao longo do trabalho e a análise de sensibilidade. É apresentada a descrição do sistema utilizado e o tratamento dado a cada medição. Em seguida, são apresentados os resultados das medições, com as respectivas modelagens realizadas no ATP e resultados observados para cada caso. Em um primeiro momento, são caracterizados os resultados obtidos para verificação dos modelos de linhas de transmissão. E em um segundo momento, os resultados para verificação do conceito de distância de proteção.

No Capítulo 4, referente às conclusões, são tratados, primeiramente, dos principais resultados obtidos ao longo de todo o trabalho e, em seguida, são apresentadas algumas propostas de continuidade referentes aos principais resultados obtidos.

Após a lista de referências utilizadas ao longo do trabalho, é incluído um Apêndice, que tem como objetivo precípuo evitar que o Capítulo 2 fique sobrecarregado com excesso de equações e com informações amplamente divulgadas na literatura.

1.6 PUBLICAÇÃO DURANTE A DISSERTAÇÃO

- Jácome, B. P., Batista, L. S. C., Schroeder, M. A. O., Baccarini, L. M. R., Amaral G. F. V. Avaliação Experimental da variação Sazonal da Resistividade do Solo. V Simpósio Brasileiro de Sistemas Elétricos - SBSE, Foz do Iguaçu - Paraná, 2014.

2 CARACTERIZAÇÃO ELETROMAGNÉTICA DE CABOS COAXIAIS

2.1 INTRODUÇÃO

Os cabos coaxiais constituem, talvez, o projeto mais simples de linhas de transmissão. São utilizados para transmitir energia elétrica, ou sinais, a partir de um local para outro, para conectar uma fonte (transmissor) a uma carga (receptor). Apresentam perdas pequenas e fornecem proteção contra interferências eletromagnéticas, permitindo que sinais de baixa potência sejam transmitidos a longas distâncias. Há alguns anos, esse tipo de cabo era o que havia de mais avançado na tecnologia para transporte de dados, sendo o primeiro tipo de cabeamento utilizado. Apesar de novas tecnologias terem surgido, até os dias de hoje existem vários tipos de cabos coaxiais, cada um utilizado segundo suas características específicas [1, 5, 6, 15, 16]. Basicamente, os cabos coaxiais são constituídos por: um condutor interno, uma camada isolante (dielétrico), uma malha de metal para proteção das duas camadas e a capa isolante externa. É denominado de tal maneira por ser constituído de várias camadas concêntricas de condutores e isolantes. Existem diferentes tipos de cabos coaxiais, cada um com propriedades físicas e eletrônicas específicas para cada função [6].

2.2 HISTÓRICO (ESTUDO DO ESTADO DA ARTE)

Quando o matemático Oliver Heaviside estudava o efeito pelicular em linhas de transmissão em um telégrafo, em 1880, ele pôde observar que se envolvesse um invólucro em torno de uma linha de transmissão, a qualidade do sinal aumentaria, bem como a durabilidade deste cabo.

No final daquele ano ele patenteou o primeiro cabo coaxial na Inglaterra. Quatro anos mais tarde, em 1884, uma empresa de engenharia elétrica muito conhecida pelo desenvolvimento dos primeiros geradores elétricos na Europa, a Siemens & Halske, registrou uma patente similar na Alemanha [16, 17].

Oliver Lodge, um físico inglês, em agosto de 1894, em uma de suas palestras na *Royal Institution* demonstrou a transmissão de ondas guiadas. Esta transmissão ocorreu dois anos antes da de Marconi, em 1896. Em 1995 a *Royal Society* reconheceu esse feito científico em uma cerimônia na Universidade de Oxford.

Este trabalho não só compreende o princípio da transmissão de informações sobre cabos coaxiais, mas também estabelece as bases para outros tipos de comunicação, como rádio, radar e satélites. Neste mesmo ano, Nikola Tesla registrou a primeira patente de um condutor elétrico. Essas três descobertas formam os principais componentes para a construção dos cabos coaxiais que são usados atualmente [16, 17, 18, 19, 20].

Em 1929, Lloyd Espenschied e Herman Affel (mostrados na Figura 2-1) em nome da *AT&T Bell Telephone Laboratories*, patentearam o primeiro cabo coaxial moderno. Esta invenção, que foi a primeira a apresentar dois fios de transmissão que compartilham o mesmo eixo, refere-se a sistemas de transmissão de onda guiada, no qual permite utilizar uma faixa de frequências mais ampla [16, 21].

Figura 2-1 Os inventores do cabo coaxial moderno, Lloyd Espenschied (esquerda) e Herman A. Affel, examinando seções de cabo coaxial [ca. 1949] [22].

Nos Jogos Olímpicos de Verão de 1936, em Berlim, aconteceu a primeira transmissão em circuito fechado de imagens em grande escala por meio de um cabo coaxial, na recém-inventada televisão. Este foi o grande primeiro evento que imagens de televisão foram transmitidas a uma grande distância (aproximadamente 150 milhas, de Berlim para Leipzig) [16].

Neste mesmo ano, foi instalado o primeiro cabo coaxial submarino do mundo, entre *Apollo Bay*, perto de Melbourne, na Austrália, e Stanley, Tasmânia, numa distância aproximada de 300 km e que pôde transportar um canal de 8,5 kHz e sete canais de telefone, com uma largura de banda de 3 kHz cada [16, 23]. No Reino Unido, um cabo coaxial foi instalado pelo *General Post Office* entre as cidades de Londres e de

Birmingham, para realizar 40 ligações telefônicas. Enquanto que um cabo experimental foi instalado nos Estados Unidos, entre as cidades de Nova York e Filadélfia para transmitir imagens de televisão pela *AT&T Bell Telephone Laboratories*. Esse cabo pôde transmitir 240 ligações telefônicas ao mesmo tempo [16, 24, 25].

Em 1941, o cabo coaxial teve pela primeira vez uso comercial pela *AT&T Bell Telephone Laboratories*, nos EUA, entre as cidades de Minneapolis, Minnesota e Stevens Point, Wisconsin. O cabo coaxial instalado era de aproximadamente 220 km com capacidade de transmitir um canal de TV ou 480 linhas telefônicas [16]. Na Figura 2-2, têm-se a vista detalhada de um cabo coaxial do ano de 1946 [22].

Figura 2-2 Vista detalhada de um Cabo Coaxial de 1946 [22].

Em 25 de setembro de 1956, foi inaugurado o primeiro sistema de telefone submarino, o chamado Transatlântico Número 1 (TAT-1), que liga os continentes americano e europeu. Foi instalado entre as cidades de Gallanach Bay, perto de Oban, na Escócia e Clarenville, Newfoundland entre 1955 e 1956 com os esforços dos engenheiros da *AT&T Bell Laboratories* e *British Post Office*. Inicialmente transportando 36 canais telefônicos de 4 kHz, a capacidade do cabo foi rapidamente aumentada para 48 canais, estreitando a largura de banda para 3 kHz [16, 23, 26]. Na Figura 2-3 tem-se um dos registros da construção do TAT-1 em 1955 [22].

Com o sucesso dos cabos coaxiais e o fim das patentes, outras empresas investiram no desenvolvimento da tecnologia e, assim, chega-se nos cabos coaxiais que hoje são conhecidos, mais refinados, menores e muito diferentes da tecnologia criada inicialmente em 1880 por Oliver Heaviside. Apesar de seu uso ter diminuído, ainda são muito utilizados em uma variedade de dispositivos de consumo, para conectar

televisões, *modens* a cabo, equipamentos militares e, também, em equipamentos de varredura de ultrassom [16].

Figura 2-3 Construção do TAT-1 em 1955 [22].

2.2.1 Aplicações do Cabo Coaxial nos dias atuais

Até meados dos anos 90, o cabo coaxial era o que existia de mais avançado na transmissão de dados, pois havia várias razões para a sua ampla utilização, como ser relativamente barato, leve, flexível e de fácil manipulação. Sendo assim, foi o primeiro tipo de cabeamento utilizado no mercado. Atualmente, ainda são muito utilizados nas mais diversas aplicações, pois existem vários tipos de cabos coaxiais, cada um com características e funções específicas [6, 7, 27].

Os cabos coaxiais possuem a vantagem de blindar o sinal transmitido de interferências eletromagnéticas externas, devido à malha metálica, que cria uma gaiola de Faraday, “isolando” o condutor de eventuais interferências. Além disso, também não permite que o contrário aconteça, ou seja, impede que dados internos causem interferências em equipamentos externos. Devido a essa característica, os cabos coaxiais (apesar de ligeiramente mais caros que os de par trançado sem blindagem) podem transmitir dados a distâncias maiores, sem que haja modificação significativa do sinal. Além disso, devido a suas características, possuem mais algumas vantagens como: algumas configurações suportam taxas de transmissão mais altas; outras possuem atenuação mais baixa; podem utilizar em suas extremidades conectores de acordo com cada necessidade; são mais baratos que o par trançado blindado e

possuem uma melhor imunidade a ruídos do que o par trançado sem blindagem, por exemplo [1, 2, 7].

Os cabos coaxiais são utilizados nos dias de hoje (Figura 2-4) para transportar sinais de televisão e também para ligar equipamentos de vídeo. Podem ser também usados no transporte de sinais de rádios, conectar receptores, transmissores e antenas. Os cabos coaxiais já foram utilizados para ligar computadores em redes locais (LANS). Porém, atualmente é mais utilizado o par trançado (que tem substituído os cabos coaxiais desde o início da década de 90). No entanto, os cabos coaxiais de banda larga continuam populares e utilizam o mesmo tipo de estrutura física que a televisão a cabo. A maioria das redes de cabo coaxial, eventualmente, vem sendo substituída por redes de fibra óptica [1, 7, 28].

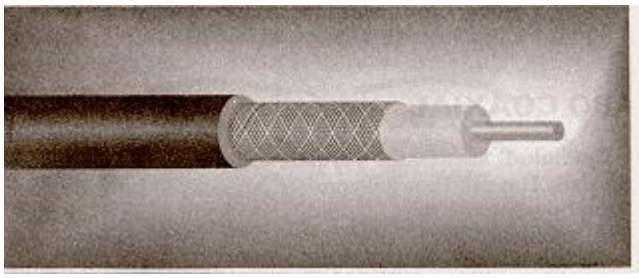

Figura 2-4 Cabos Coaxiais (nos dias atuais) [7].

2.3 ESTRUTURA FÍSICA

Um cabo coaxial é constituído por dois condutores, interno e externo, separados por um material dielétrico. O condutor externo é circundado por uma camada isolante que o protege. Sendo assim, os cabos coaxiais são formados por quatro partes principais, como apresentado na Figura 2-5: um condutor interno central rígido, um dielétrico (camada isolante flexível envolvendo esse condutor interno), um condutor externo (malha ou trança metálica que tem a função de blindar o condutor interno) e uma camada de isolamento plástico protetora [6, 7, 8, 9, 10].

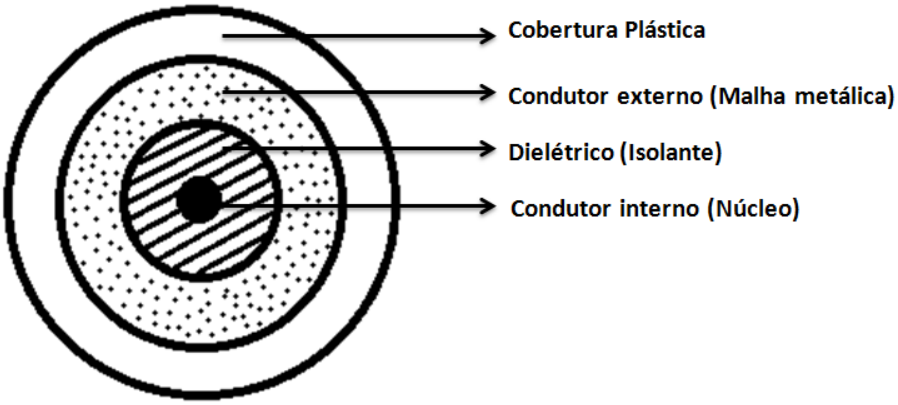

Figura 2-5 Corte de um cabo coaxial.

O termo "coaxial" surgiu porque os condutores, interno e externo, são cilindros concêntricos, ou seja, com um mesmo eixo, como mostrado na Figura 2-5, [7, 8].

2.3.1 Tipos de Cabo Coaxial

Existem diversos tipos de construções mecânicas para cabos coaxiais, como o material do núcleo condutor e do dielétrico, o tipo e material da malha, além da capa e isolação. Essas características podem influenciar todos os parâmetros dos cabos coaxiais [27]. A seguir são apresentadas as especificações de cada parte que constitui os cabos coaxiais.

2.3.1.1 Condutor Interno

O condutor central pode ser feito de materiais e maneiras diferentes. Apesar do núcleo de cobre puro ser mais conhecido, o núcleo interno também pode ser de aço coberto por uma camada de cobre. O núcleo de aço revestido por cobre fornece uma distância maior de transmissão de sinal, enquanto um núcleo de cobre puro fornece o caminho para o sinal de RF (radiofrequência - faixa de frequência das ondas de rádio que abrange aproximadamente de 3 kHz a 300 GHz) [8, 29].

Com o condutor central constituído de cobre puro, quanto maior a frequência de um sinal transmitido, maior será o efeito pelicular (tendência da corrente em deslocar-se pela periferia do condutor, o que implica em uma diminuição da área efetiva do condutor e, consequentemente, o aumento da sua resistência aparente). Já para um condutor de aço coberto de cobre, a resistência c.c. (corrente contínua – baixa frequência) é muito maior e por isso tem uma atenuação bastante superior para os componentes de baixa frequência do sinal. Para obter um melhor desempenho em alta frequência, o condutor interno também pode ser banhado a prata [8, 29].

O condutor interno de um cabo coaxial pode ser rígido (sólido) ou flexível (trançado). Para cabos instalados de forma fixa, os rígidos são mais indicados; porém, para aplicações de constante movimentação, os cabos flexíveis são os mais indicados [8].

2.3.1.2 Material Isolante - Dielétrico

O dielétrico em um cabo coaxial tem um efeito considerável em seu desempenho, pois é usado para fornecer a separação entre os condutores; por isso deve ser escolhido com muito cuidado. É desejável que o material dielétrico tenha características elétricas estáveis (constante dielétrica e fator de dissipação) para uma ampla faixa de frequência, uma vez que estas são responsáveis pelas características elétricas de parâmetros importantes, tais como: capacitância, velocidade de

propagação, impedância e atenuação do cabo, que determinam a intensidade do sinal e distância de transmissão [8, 29, 30].

Um número de diferentes materiais pode ser usado para criar uma barreira dielétrica. O isolante pode ser de plástico sólido, uma espuma de plástico, ou de ar com espaçadores de suporte do fio interno. Os materiais mais comuns usados são polietileno, polipropileno, nylon, teflon. O polietileno é um excelente dielétrico, pois fornece uma capacitância mais baixa e uma maior velocidade de propagação. Assim, o cabo apresenta características como perdas inferiores e atenuação reduzida do sinal. Na Tabela 2-1 são apresentadas as constantes dielétricas de alguns exemplos de materiais dielétricos [8, 30]. É importante ressaltar que as constantes dielétricas podem variar com a frequência.

Tabela 2-1 Constantes dielétricas de alguns materiais dielétricos [30].

Material dielétrico	Constante dielétrica
Ar	1
Polietileno espumado	1,5-2,1
Teflon	2,03
Polietileno	2,27-2,5
Polipropileno	2,25
Nylon	4,0-4,6
PVC	3,8-8,0

2.3.1.3 Condutor externo

O condutor exterior é feito tipicamente com certo número de condutores de alumínio ou de cobre, que são tecidos em conjunto para formar uma malha trançada em volta do núcleo interno e do dielétrico. Essa malha tem duas importantes funções: uma baixa resistência a sinais c.c. e uma blindagem metálica contra interferências externas, evitando a distorção do sinal. Para aplicações de maior frequência, uma segunda trança (ou folha de alumínio) é adicionada para melhorar a atenuação e eficácia da blindagem [8, 29].

2.3.1.4 Camada de Isolamento Plástico

O material de revestimento serve como uma cobertura protetora do cabo coaxial e sua escolha é normalmente determinada pelo ambiente em que o cabo é instalado. A função da capa de revestimento é proteger o cabo coaxial do ambiente e oferecer uma terminação sólida. O revestimento isolante pode ser feito a partir de diversos materiais. Os materiais típicos incluem o cloreto de polivinila - PVC (mais comum), polietileno, polipropileno, nylon, teflon e fluoreto de polivinilideno. Algumas aplicações de cabos

coaxiais exigem revestimentos que resistam ao fogo, à oxidação, à luz ultravioleta, entre outros [3, 8].

2.3.2 Parâmetros dos Cabos Coaxiais

Os principais parâmetros de cabos coaxiais são: impedância característica, constante de propagação e velocidade de propagação do sinal eletromagnético que viaja pelo cabo. Estes parâmetros variam com o tipo de construção do cabo, pois dependem de características elétricas e geométricas do mesmo. Adicionalmente, dependem da frequência do sinal eletromagnético que solicita o cabo.

A impedância característica do cabo é determinada pela constante dielétrica do isolante interior, dos raios dos condutores (interno e externo), da frequência, da condutividade e permeabilidade magnética (praticamente igual à do vácuo) do condutor interno. Como os sinais que trafegam pelo cabo são de altas frequências, a impedância característica pode ser simplificada para a conhecida impedância de surto. A impedância (de surto) do cabo escolhido deve ser igual ou próxima a dos equipamentos instalados, de forma a diminuir as perdas (entendidas no sentido de “perdas por retorno”, devido às descontinuidades entre cabos e equipamentos conectados). Se o cabo coaxial de outra impedância for utilizado, ocorrerá a perda de sinal devido à reflexão do mesmo.

Os cabos coaxiais mais comuns disponíveis no mercado possuem impedâncias de 50 Ω, 75 Ω e 93 Ω. Esses valores foram escolhidos por volta da Segunda Guerra Mundial em função da aplicação. Os EUA especificaram 50 Ω. Os cabos coaxiais de impedância de 50 Ω são muito utilizados em transmissores de rádio (que possuem geralmente 50 Ω de impedância), em redes *Ethernet* e em aplicações de sinais digitais de alta frequência. Os cabos coaxiais de 50 Ω incluem o RG-8 e o RG-58 [3, 7, 29, 30]. Inicialmente, os Europeus determinaram cabos de 60 Ω de impedância para antenas e para fins de transmissão. Mas, foram forçados a mudar por causa da influência de empresas internacionais e a utilização deste cabo foi praticamente extinta. Hoje a Europa opta por utilizar os valores padrões de 50 Ω e 75 Ω. Os cabos de 75 Ω correspondem ao padrão de telecomunicação, pois oferecem uma menor perda de sinal para esse tipo de aplicação, já que esses equipamentos possuem essa mesma impedância (75 Ω). Os cabos coaxiais são amplamente utilizados em sistemas de áudio analógico e digital e aplicações de vídeo, incluindo os sistemas de distribuição de TV e receptores de rádio em casas ou carros. Os cabos coaxiais de 75 Ω incluem os cabos comuns RG-6, RG-11 e RG-59 [7, 29, 30]. Os cabos coaxiais de 93 Ω não são muito utilizados atualmente, mas já foram utilizados devido à baixa capacitância por metro, o que reduz a carga nos circuitos, e por permitir cabos de grande comprimento. Foram utilizados como conexão entre os computadores e seus monitores e em alguns sistemas

digitais. Exemplos de cabos coaxiais de 93 Ω, usados normalmente nas transmissões de pulso são os RG-62 ou RG-71 [7, 29, 30].

A constante de propagação, no domínio da frequência, apresenta dois importantes efeitos: a atenuação e a defasagem. Destas, a atenuação corresponde ao efeito mais importante em termos práticos [27, 29, 30]. A constante de atenuação é a parte real da constante de propagação, responsável por diminuir a amplitude do sinal ao longo da linha de transmissão. Por menor que seja a perda em uma linha, ela sempre existirá, pois, qualquer linha real apresenta perdas, mesmo que sejam pequenas. A constante de atenuação depende basicamente da resistência do fio e da condutividade do dielétrico. O primeiro é responsável por uma certa oposição à passagem de corrente, devido ao condutor, que por melhor que seja, nunca será um condutor perfeito e o segundo, é o contrário, sendo responsável por uma corrente de fuga entre os dois condutores através do dielétrico, por também não existir na prática um isolante perfeito. A constante de fase é a parte imaginária da constante de propagação, que caracteriza a mudança de fase da onda ao se propagar ao longo de uma linha de transmissão [3].

A velocidade de propagação do sinal eletromagnético no cabo coaxial se processa na faixa de 50 a 70 % da velocidade da luz no vácuo (300 m/µs). Isto é devido às perdas longitudinais (resistência) e transversais (condutância) no cabo.

Os equacionamentos destes importantes três parâmetros (bem como de outros correlatos) são apresentados na próxima seção e detalhados no Apêndice A.

2.4 PARÂMETROS ELETROMAGNÉTICOS DE CABOS COAXIAIS

Nesta seção é utilizado um modelo de linha de transmissão monofásica geral, caracterizado pelos parâmetros R, L, C, e G por unidade de comprimento da linha. Estes parâmetros, em consonância com suas definições físicas, são determinados pela geometria da linha e das características eletromagnéticas dos meios materiais onde a linha está imersa [31, 12, 32, 33, 34]. No Anexo A encontram-se descritos os comportamentos das ondas de tensão e corrente ao longo de linhas monofásicas, nos domínios do tempo e da frequência, obtidas diretamente com o auxílio de tais parâmetros.

Um cabo coaxial, representado de forma esquemática na Figura 2-6, é um tipo especial de linha de transmissão, de modo que os modelos de circuito distribuído, desenvolvidos para linhas de transmissão, em geral são adequados para a modelagem de seus parâmetros eletromagnéticos [30]. Baseados na teoria eletromagnética e nos

parâmetros distribuídos em linhas de transmissão pode-se definir os parâmetros dos cabos coaxiais de maneira relativamente simplificada [27, 12, 32, 33, 34].

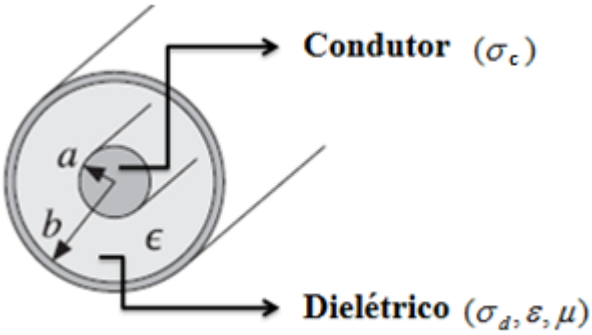

Figura 2-6 Cabo coaxial. Adaptada de [35].

Na Figura 2-6 são apresentados os seguintes parâmetros (eletromagnéticos e geométricos):

- **a** representa o raio do condutor interno do cabo coaxial;
- **b** representa o raio interno do condutor externo do cabo coaxial;
- $\boldsymbol{\sigma_c}$ representa a condutividade elétrica do condutor interno ao cabo coaxial;
- $\boldsymbol{\varepsilon}$ representa a permissividade elétrica do material dielétrico, dada por: $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$, sendo que ε_r é a permissividade relativa (ou constante dielétrica) e $\varepsilon_0 = 8{,}854 \cdot 10^{-12}$ $[\mathrm{F/m}]$ é a permissividade do vácuo (espaço livre);
- $\boldsymbol{\sigma_d}$ representa a condutividade elétrica do dielétrico;
- $\boldsymbol{\mu}$ representa a permeabilidade magnética do dielétrico, dada por: $\mu = \mu_r \mu_0$, sendo μ_0 a permeabilidade do espaço livre ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ $[\mathrm{H/m}]$) e μ_r é a permeabilidade relativa, assumindo valor prático igual a 1. O mesmo vale para o condutor interno.

A seguir são apresentadas as equações matemáticas que permitem quantificar os valores de R, L, G e C do cabo coaxial da Figura 2-6.

Ao ser inserida uma carga $+q$ por unidade de comprimento no condutor interno, uma vez que a superfície externa do condutor externo é ligado à terra, a carga negativa induzida no condutor externo será distribuída uniformemente como $-q$ por unidade de comprimento. Usando a lei de Gauss, é possível obter o componente transversal do campo elétrico no interior da região coaxial, Equação (2-1), sendo ρ a distância radial a partir do eixo z do condutor interno, $\boldsymbol{E}$ o campo vetorial intensidade do campo elétrico $[V/m]$ e $\boldsymbol{D}$ o campo vetorial $[C/m^2]$ densidade de fluxo elétrico [12, 33, 34, 35].

$$\boldsymbol{E} = \hat{\rho}\boldsymbol{E_\rho} = \hat{\rho}\frac{\boldsymbol{D}}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} = \hat{\rho}\frac{q}{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r\rho}, \qquad a \leq \rho \leq b \tag{2-1}$$

A diferença de potencial entre os condutores interno e externo é determinada pela Equação (2-2) [12, 34, 35].

$$V_{ab} = -\int_b^a \boldsymbol{E} \cdot d\ell = \frac{q}{2\pi\varepsilon} ln\left(\frac{b}{a}\right) \tag{2-2}$$

Assim, a capacitância C por unidade de comprimento (definida como a relação entre a carga por unidade de comprimento e diferença de potencial) é fornecida pela Equação (2-3) [3, 11, 12, 36, 33, 34, 37, 35, 38, 39].

$$C = \frac{q}{V_{ab}} = \frac{2\pi\varepsilon}{ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad [F/m] \tag{2-3}$$

Para o cálculo de L, considere a Figura 2-7. Assuma uma corrente I fluindo ao longo da direção $\hat{z}$ no condutor interno. Por indução uma corrente I estará fluindo ao longo do condutor externo. Ao aplicar a Lei de Ampère, $\oint \mathrm{H} \cdot \mathrm{d}\ell = \mathrm{I}$, e usando ρ, têm-se a Equação (2-4) que define o campo magnético no interior do cabo coaxial [12, 35, 38].

$$H_\phi = \frac{I}{2\pi\rho} \tag{2-4}$$

O fluxo magnético por unidade de comprimento é dado pela Equação (2-5) [12, 33, 34, 35, 38, 39].

$$\psi = \int_S B \cdot s = \int_0^1 \int_a^b \hat{\phi} \frac{\mu I}{2\pi\rho} \cdot \hat{\phi} d\rho dz = \frac{\mu I}{2\pi} ln \frac{b}{a} \tag{2-5}$$

A indutância externa por unidade de comprimento, definida como a relação entre o enlace de fluxo magnético por unidade de comprimento e a corrente, é obtida mediante a Equação (2-6) [3, 11, 12, 32, 36, 37, 35, 38, 39].

$$L = \frac{\psi}{\boldsymbol{I}} = \frac{\mu}{2\pi} ln \frac{b}{a} \quad [H/m] \tag{2-6}$$

A indutância total é dada por $\mathrm{L} = \mathrm{L}_{\mathrm{externa}} + \mathrm{L}_{\mathrm{interna}}$ e quantifica o armazenamento de energia da linha na forma de campo magnético, sendo $\mathrm{L}_{\mathrm{externa}}$ associada ao campo magnético externo ao condutor e $\mathrm{L}_{\mathrm{interna}}$ associada ao campo magnético externo ao condutor [33, 40].

A indutância interna é desprezível em altas frequências, onde a profundidade de penetração é pequena e a corrente percorre a camada pelicular externa do condutor interno e interna do condutor externo. O cálculo desse parâmetro pode ser realizado por meio das equações diferenciais de Bessel [33, 40].

Considere em seguida o cálculo de R, um parâmetro muito importante, também com relação direta com o efeito pelicular. Como a indutância interna, o cálculo pode ser realizado por meio da aplicação e solução das equações diferenciais de Bessel. Contudo, um cálculo mais simples e aproximado é apresentado, considerando que a

profundidade pelicular seja muito menor que a espessura do condutor interno, ou seja, que $a \gg \delta_S$.

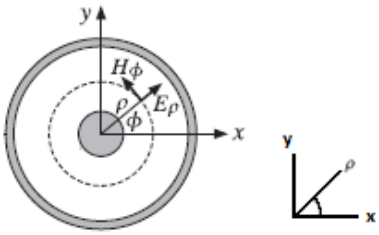

Figura 2-7 Distribuição de um Campo TEM em um Cabo coaxial. Adaptada de [35].

Inicia-se com o conceito de profundidade de penetração, que quantifica a distância que o campo eletromagnético penetra em meios materiais. No caso de condutores perfeitos, ou seja, com condutividade infinita, a profundidade de penetração no condutor, que é inversamente proporcional à condutividade, é nula. Sendo assim, os campos eletromagnéticos não são capazes de penetrar os condutores. Define-se profundidade de penetração δ_s ou profundidade pelicular, como a distância no interior do material condutor onde a amplitude do campo cai a $e^{-1}(\approx 36{,}8\%)$ do seu valor na superfície, sendo dada pela Equação (2-7) [3, 12, 33, 34, 37]. Todos os elementos que fazem parte desta equação foram devidamente definidos.

$$\delta_s = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma_c}} \tag{2-7}$$

A partir da Equação (2-7) pode-se concluir que em um bom condutor, quanto maior a frequência do sinal, mais ele se propaga na superfície e menor é a profundidade de penetração. Assim, a resistência interna por unidade de comprimento para uma corrente uniformemente distribuída por meio de δ_s é dada pela Equação (2-8) [3, 12].

$$R_{interno} = \frac{1}{2\pi a \sigma_c \delta_s} \quad [\Omega/m] \tag{2-8}$$

A resistência para o condutor externo por unidade de comprimento que possui um raio interno b, com o mesmo valor da profundidade pelicular δ_s é dada pela Equação (2-9) [3, 12, 39].

$$R_{externo} = \frac{1}{2\pi b \sigma_c \delta_s} \quad [\Omega/m] \tag{2-9}$$

A resistência equivalente (série das duas resistências) é fornecida diretamente pela Equação (2-10) [3, 12, 33, 34, 39].

$$R = \frac{1}{2\pi \sigma_c \delta_s}\left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b}\right) \quad [\Omega/m] \tag{2-10}$$

A condutância G está associada com a perda do meio dielétrico dentro da linha. Assumindo uma condutividade para o meio, pode-se mostrar que G é obtido por meio da relação representada na Equação (2-11) [12, 36, 38].

$$\frac{C}{G_c} = \frac{\varepsilon}{\sigma_d} \tag{2-11}$$

É possível mostrar, também, que por meio da relação representada nas Equações (2-3) e (2-6) têm-se a Equação (2-12).

$$L_{externo} \cdot C = \mu\varepsilon \tag{2-13}$$

Substituindo (2-3) em (2-11) obtém-se a Equação (2-14) [12, 33, 34, 38].

$$G = \frac{2\pi\sigma_d}{ln\left(\frac{b}{a}\right)} \qquad [S/m] \tag{2-14}$$

O valor da impedância de surto de um cabo coaxial é dado por (A-43), (2-3) e (2-6), Equação (2-15) [3, 12, 39].

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} = 60\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}}\, ln\left(\frac{b}{a}\right) \quad [\Omega] \tag{2-15}$$

2.5 MODELOS NUMÉRICOS DE LINHAS DE TRANSMISSÃO MONOFÁSICAS

No Apêndice A são apresentadas as formulações matemáticas que permitem quantificar as distribuições (espaciais e temporais) de tensões e correntes ao longo de linha coaxial (monofásica) submetida a transitórios eletromagnéticos, nos domínios do tempo e da frequência. Contudo, é de fundamental importância “transformar” estas formulações em métodos numéricos, implementados em ferramentas computacionais do tipo ATP. Tais métodos são apresentados nesta seção. Antes, porém, julga-se oportuno apresentar um breve histórico dos eventos associados à necessidade que os pesquisadores observaram ao longo dos anos e do desenvolvimento de técnicas numéricas para cômputo de transitórios eletromagnéticos.

2.5.1 Breve Histórico

Transitórios eletromagnéticos, associados com características de propagação de ondas, são matematicamente representadas por equações diferenciais parciais hiperbólicas, como pode ser verificado no apêndice A. A primeira solução foi fornecida por D´Alembert, para o caso de uma corda em vibração, em 1750, [41]. Na mesma época, Bernoulli encontrou uma solução, totalmente distinta da de D´Alembert, baseada em funções de autovalores; tal solução é similar às séries de Fourier, [41].

Contudo, o primeiro trabalho, de acordo com relatos presentes na literatura técnica consultada, relacionado a transientes em sistema de energia, especificamente sobre propagação de ondas em linhas a parâmetros distribuídos, foi desenvolvido por

Lorde Kelvin, em 1854. Ele deduziu as denominadas “Curvas de Chegada de Kelvin”, com o objetivo de investigar distorções de sinais eletromagnéticos em cabos telefônicos, [41]. Estas curvas expressam a distorção de sinais em cabos na forma matemática $\exp(-\alpha x)$, com tempo de atraso $\tau = x/v$, onde v é a velocidade. Esta solução é muito similar àquela de transferência de calor em materiais aquecidos.

Em termos teóricos, a solução descrita acima foi confirmada pela transformada de Heaviside, que se tornou a aproximação mais promissora e potente para estudos de transitórios em circuitos elétricos até a década de 1960, [41]. Esta transformada é muito próxima da de Laplace e, assim, fornece soluções que relacionam o tempo (t) e a frequência (ω ou $s = j\omega$). Foi amplamente utilizada para obter respostas transitórias de circuitos elétricos (parâmetros concentrados), vibrações acústicas (mecânicas), transferência de calor etc.

Em 1926, a linha de transmissão de *Walenpaupack-Siegfried* (220 kV), Pensilvânia, entrou em operação. Esta linha não possuía cabos para-raios e nem equipamento para-raios instalado em paralelo com a cadeia de isoladores; adicionalmente, equipamentos para-raios não foram instalados nas respectivas subestações. No verão seguinte, alguns transformadores foram danificados. As investigações apontarem que a provável causa estava associada a descargas atmosféricas, [41]. No ano seguinte, investigações similares foram realizadas em outros sistemas, tais como, *Ohio Power Company*, *New England Power Company* e a *New York Power and Light Company*. Estes eventos correspondem à origem de análises transitórias em sistemas de potência de alta tensão.

Na mesma época, em 1930, foram estabelecidas teorias de ondas viajantes [42] e de transitórios em circuitos concentrados [43], que são ainda amplamente utilizadas em estudos de transitórios realizados no presente século. Também neste período, fórmulas precisas foram deduzidas, no *Bell Telephone Laboratoy*, para os seguintes elementos: impedância interna de condutor [44], impedância e admitância de retorno pelo solo [45, 46]. Estas fórmulas foram estabelecidas no contexto de estudos de interferência eletromagnética de linhas de transmissão em linhas telefônicas.

Nos anos da década de 1950, computadores digitais tornaram-se disponíveis e, desta forma, um enorme número de pesquisas computacionais de transitórios foram realizadas em diversas partes do mundo. Entre as várias aproximações disponíveis, a que se mostrou mais eficiente (matemática, física e computacionalmente), dada suas características de representação da natureza distribuída de linhas de transmissão, foi a técnica de ondas viajantes. Por conseguinte, o método gráfico de Bergeron e o diagrama de Lattice foram implementados computacionalmente, por W. H. Dommel, para cálculos de transitórios eletromagnéticos, [41, 47, 48]. Estes métodos e diagramas são

geralmente denominados “técnicas de ondas viajantes” ou “métodos no domínio do tempo”. Dos estudos de Dommel, as ferramentas EMTP/ATP foram idealizadas.

A transforma numérica de Fourier foi aplicada no campo de engenharia no final da década de 1960 [49, 50].

O Grupo de Trabalho do Cigré (13.05) iniciou suas investigações dos vários métodos de simulação de transitórios e comparou os resultados com medições (de surtos de chaveamento) na década de 1970 [51, 52].

Em 1975, o grupo citado acima, bem como Dommel, obtiveram uma conclusão de que o EMTP, desenvolvido na *Bonneville Power Administration*, era a ferramenta computacional mais adequada para estudos de transitórios eletromagnéticos em linhas de transmissão. Assim, diversos cientistas e engenheiros iniciaram contribuições adicionais para desenvolvimento de modelagens do EMTP, bem como sua ampla disseminação.

2.5.2 Modelos Numéricos

As soluções das equações diferenciais de linhas de transmissão são geralmente muito difíceis, em função das integrais de convolução envolvidas. Em decorrência, existem modelos numéricos que foram propostos para contornar tais dificuldades. Os diversos modelos podem ser detalhadamente conhecidos, por exemplo, nas referências [53, 54, 55, 56].

Nesta dissertação, são considerados dois modelos, amplamente conhecidos e utilizados na literatura, quais sejam: i) *Modelo de Bergeron*, [55, 56, 57, 58, 59] e ii) Circuitos π em cascada [60].

No modelo de Bergeron, também conhecido como Método das Características, para representação de linhas de transmissão monofásicas, os terminais da linha não estão ligados diretamente, e as condições de um terminal são influenciadas pelas condições no outro terminal indiretamente após um atraso τ, que se trata do tempo de propagação da linha de transmissão. Considerando que a Figura 2-8 descreva o comportamento de uma linha de transmissão, percebe-se que o valor da corrente I_a atual depende do valor da fonte de corrente $I_b(t-\tau)$ e a corrente I_b atual depende do valor da fonte de corrente $I_a(t-\tau)$ [55, 56, 57, 58, 59] .

Sendo assim, as relações lineares entre tensões e correntes são dadas pelas Equações (2-16) e (2-17) [55, 56, 57, 58, 59].

$$I_a(t-\tau) = \frac{2}{Z} \cdot v_b(t-\tau) - I_b(t-2\tau) \tag{2-16}$$

$$I_b(t-\tau) = \frac{2}{Z} \cdot v_a(t-\tau) - I_a(t-2\tau) \tag{2-17}$$

onde: I_a e I_b são fontes de correntes fictícias, v_a e v_a as tensões nodais nos terminais da linha de transmissão e Z é a impedância de surto da linha dada pela equação (2-15) [55, 56, 57, 58, 59].

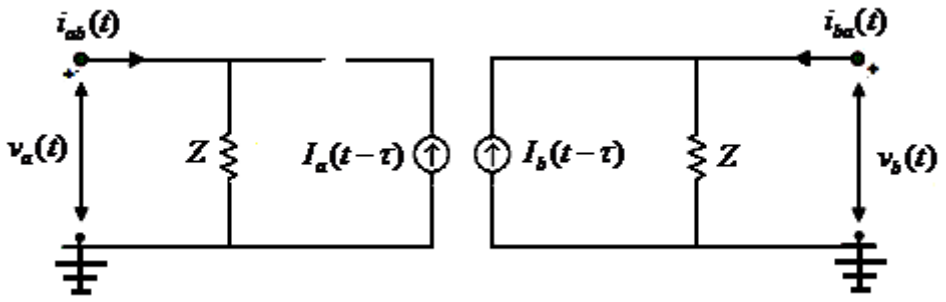

Figura 2-8 Circuito Equivalente de uma linha de transmissão sem perdas para o Método de Bergeron. Adaptado de [53, 54, 55, 56].

Se for considerado um modelo de linhas com perdas, o modelo de Bergeron insere as perdas neste modelo por meio da colocação de valores de resistências concentradas. Assim, a linha é dividida em duas partes, considerando o modelo de parâmetros distribuídos em cada uma delas: concentrando $R/_4$ nos extremos e $R/_2$ no meio da linha. Um equacionamento semelhante ao usado no modelo da Figura 2-8 é utilizado para esse caso. Com o auxílio do Método Trapezoidal, os nós adicionais são eliminados e o equacionamento da linha continua restrita aos dois nós anteriores [55, 56, 57, 58, 59].

Uma alternativa para avaliar as tensões e correntes ao longo da linha, realizada diretamente no domínio do tempo, corresponde à utilização do modelo a parâmetros concentrados, geralmente composto por determinado número de circuitos π em cascata, [60]. Este modelo tem a vantagem de ser resolvido diretamente no domínio do tempo. Contudo, tem a desvantagem de ser limitado em termos de banda de frequência dos sinais que são utilizados para determinar o transitório eletromagnético na linha. Em consequência, como amplamente discutido no Capítulo 3, suas respostas apresentam oscilações espúrias, que dependem da quantidade de circuitos em cascata que são conectados para representar a linha.

Existem vários métodos computacionais para a simulação de transitórios eletromagnéticos em linhas de transmissão, sendo o ATP (*Alternative Transient Program*) um deles, possuindo uma série de aplicações e vantagens. Por meio dele é possível modelar adequadamente os sistemas elétricos e os distúrbios que os afetam, pois possui recursos para modelar os sistemas de transmissão e de distribuição, permitindo as análises de transitórios eletromagnéticos em diferentes configurações. A formulação matemática que constitui o programa é baseada em elementos com parâmetros distribuídos, no método de Bergeron, de J. Marti e outros. Para parâmetros

concentrados na regra de integração trapezoidal. Detalhes adicionais de cada modelo podem ser consultados, por exemplo, em [53, 54, 55, 56].

2.6 SÍNTESE DO CAPÍTULO

Neste capítulo, em um primeiro momento, é realizado um estudo da história dos cabos coaxiais e sua importância no desenvolvimento tecnológico ao longo do tempo. Apesar de ter seu uso diminuído ao longo dos anos, com o advento de novas tecnologias, eles ainda têm seu lugar em diversas aplicações, pois possuem diversas vantagens. Também é possível conhecer um pouco da estrutura física dos cabos coaxiais, bem como seus diversos tipos e aplicações.

Como os cabos coaxiais são o foco do estudo é realizada uma análise dos parâmetros eletromagnéticos dos mesmos. Nesse estudo, é possível perceber como o assunto é vasto e importante. A partir daí, é possível compreender o funcionamento dos cabos coaxiais e de como é feita sua modelagem.

Ao final do capítulo são apresentados um breve histórico e os dois modelos de linhas de transmissão que são verificados por meio das medições apresentadas no Capítulo 3.

3 RESULTADOS E ANÁLISE DE SENSIBILIDADE

3.1 INTRODUÇÃO

O objetivo deste capítulo é apresentar a metodologia aplicada no presente trabalho e seus respectivos resultados, a qual tem como intuito principal verificar, por meio de medições em cabos coaxiais, o modelo de representação de linhas de transmissão pelo método de Bergeron e por cascatas de circuito π e, também, sobre o conceito de distância de proteção. Primeiramente, na Seção 3.2, faz-se uma descrição do sistema utilizado para medições, bem como os detalhes referentes a construção e utilização do cabo coaxial. A Seção 3.3 apresenta o tratamento dado aos resultados das medições, como forma de melhorar a análise dos resultados reais e também sobre os detalhes referentes a modelagem computacional no *software* ATP. Na Seção 3.4, são apresentados os principais resultados, com a verificação dos modelos de linhas de transmissão e do conceito de distância de proteção por meio dos valores reais medidos e pelos resultados obtidos computacionalmente. Finalmente, na Seção 3.5, apresenta-se uma revisão geral do que é abordado neste capítulo.

3.2 DESCRIÇÃO DO SISTEMA UTILIZADO PARA AS MEDIÇÕES

É utilizado neste projeto um cabo coaxial RG-59 de impedância de surto igual a 75 ohms. Inicialmente, é realizado o processo de preparação dos cabos coaxiais utilizados nas medições. O cabo coaxial RG 59/75Ω é da marca MEGATRON. Na Tabela 3-1 têm-se os dados técnicos fornecidos pelo fabricante. Este tipo de cabo é amplamente utilizado para instalação de circuito fechado de TV, antenas UHF/VHF, CATV (sistema de TV a cabo), entre outras aplicações. O cabo é composto por um condutor de aço acobreado, com isolação de polietileno; a blindagem é feita por fios de alumínios trançados e a capa por um composto de PVC [61]. O cabo coaxial é dividido em 3 cabos de 20 metros cada. Na extremidade de um dos cabos é colocado o conector tipo BNC macho (apresentado na Figura 3-1 A) para fazer a ligação do cabo ao gerador de funções. Na extremidade oposta, e nos demais cabos, são colocados conectores tipo F coaxial para cabo RG59 com anel de crimpagem (Figura 3-1 B). Os cabos são conectados entre si por meio de conectores do tipo emenda F universal (fêmea x fêmea) niquelado (Figura 3-1 C). No final de cada cabo, foram colocados dois fios com garras jacaré (Figura 3-1 D) nas extremidades que se ligam ao condutor e à isolação para auxiliar nas medições.

Tabela 3-1 Dados do Catálogo Técnico fornecido pelo fabricante do cabo RG 59/75 Ω [61].

Percentual de Malha	Diâmetro nominal do condutor	Diâmetro nominal da Isolação	Espessura nominal da capa Material dielétrico	Diâmetro nominal externo	Impedância Nominal
67%	0,81 mm	3,7 mm	0,8 mm	5,9 mm	75 Ω

Figura 3-1 A) Conector do tipo BNC macho. B) Conector F coaxial com anel de crimpagem. C) Conector tipo Emenda F universal. D) Garras jacaré.

Cada um dos três cabos coaxiais foram enrolados em tubos de PVC de $200\ mm$ de diâmetro e colocados no interior de caixas de vidro de dimensões de $30\ cm$ de largura, $30\ cm$ de comprimento e $32\ cm$ de altura. Na parte frontal de cada caixa de vidro foram feitos dois "furos" de $2\ cm$ de diâmetro, para que cada extremidade do cabo possa se ligar ao circuito. Na Figura 3-2, é apresentada a foto da caixa como descrito.

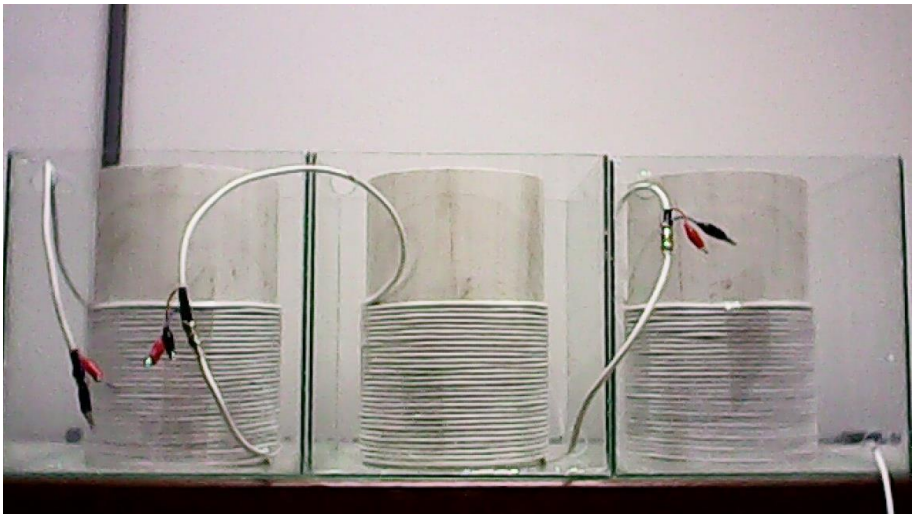

Figura 3-2 Cabos coaxiais utilizados e sua disposição dentro das caixas.

Para a realização das medidas, é utilizado um osciloscópio da série 3000 X *InfiniiVision* de 350 MHz modelo DSOX3034A, com uma taxa de aquisição de 4GSa/s de quatro canais, apresentado na Figura 3-3. O osciloscópio também possui um gerador de funções e formas de ondas arbitrárias integrado de 20 MHz, que também foi utilizado para verificar o sinal gerado pelo gerador de função.

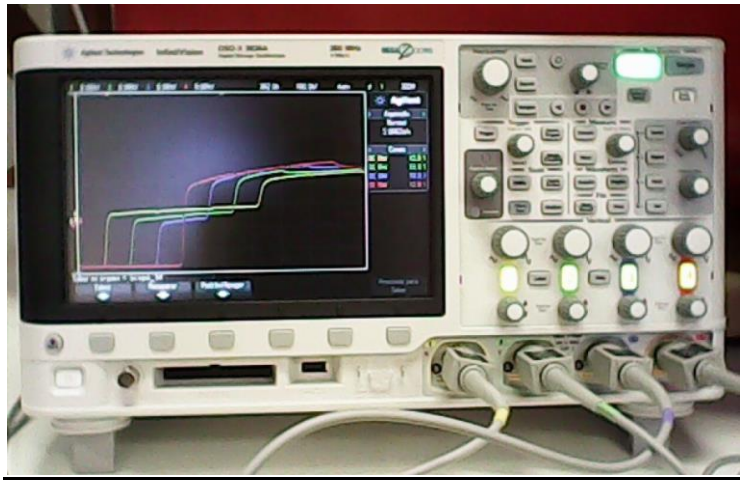

Figura 3-3 Osciloscópio modelo DSOX3034A de 350 MHz e taxa de aquisição de 4GSa/s.

Os sinais utilizados nas medições foram obtidos por meio de um gerador de funções e formas de ondas arbitrárias de 80 MHz da marca *Agilent*, modelo 33250A (Figura 3-4). Segundo o sítio do fabricante é o gerador de funções de frequência mais estável e de menor distorção da sua categoria. A sua impedância interna é de 50 Ω.

Figura 3-4 Gerador de funções e formas de ondas arbitrárias de 80 MHz, modelo 33250A.

Para a conexão do osciloscópio às extremidades dos cabos, são utilizadas as pontas de prova originais do equipamento. Para fazer a ligação do gerador de funções ao cabo, é utilizada a extremidade do cabo coaxial onde foi colocado o conector tipo BNC macho (apresentado na Figura 3-1 A). No cabo RG-59 são realizadas medições com o mesmo em quatro situações: circuito aberto, impedância casada, carga com metade e o dobro da impedância do cabo (ou seja, $Z_L = \infty$, $Z_L = 75\,\Omega$, $Z_L = 37{,}5\,\Omega$ e $Z_L = 150\,\Omega$, respectivamente). Para isso utilizam-se resistores nas extremidades do cabo coaxial (Figura 3-5). Os resistores são de filme de carbono, sendo um resistor de $150\,\Omega$, dois resistores de $150\,\Omega$ em paralelo (para obter uma carga de $75\,\Omega$) e dois resistores de $75\,\Omega$ em paralelo (para obter uma carga de $37{,}5\,\Omega$).

Figura 3-5 Resistores e Diodo Zenner utilizado nas medições.

Para verificar o conceito de distância de proteção é realizado o seguinte "passo-a-passo": para cada tipo de carga, é colocado um diodo Zenner (Figura 3-5), para simular o comportamento de um para-raios em três posições: a 40 m da carga, a 20 m da carga e na própria carga. O diodo Zenner é escolhido, pois quando a tensão inversa aplicada no diodo atinge determinado valor, ocorre um efeito tipo ruptura (grampeamento) e ele é capaz de continuar a operar nessa condição. O diodo utilizado é o 1N4728A, de tensão nominal Zenner de 3,3 V e potência de $1\,W$. Sua curva característica é dada pela Figura 3-6 [62].

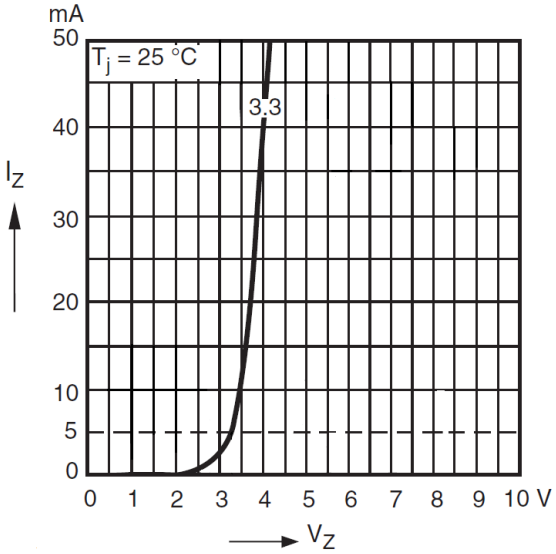

Figura 3-6 Curva Característica do Diodo Zenner 1N4728A [62].

A Figura 3-7 mostra a configuração esquemática básica para a realização das medições com o cabo com carga e sem o diodo. A Figura 3-8 mostra a foto tirada em uma das medições. A imagem representa uma medição realizada sem carga e sem diodo. Todos os equipamentos utilizados pertencem ao Laboratório Integrado de Pesquisas Eletromagnéticas (LAIPE), do Departamento de Engenharia Elétrica

(DEPEL), da Universidade Federal de São João del-Rei (UFSJ). As medições também foram realizadas neste local.

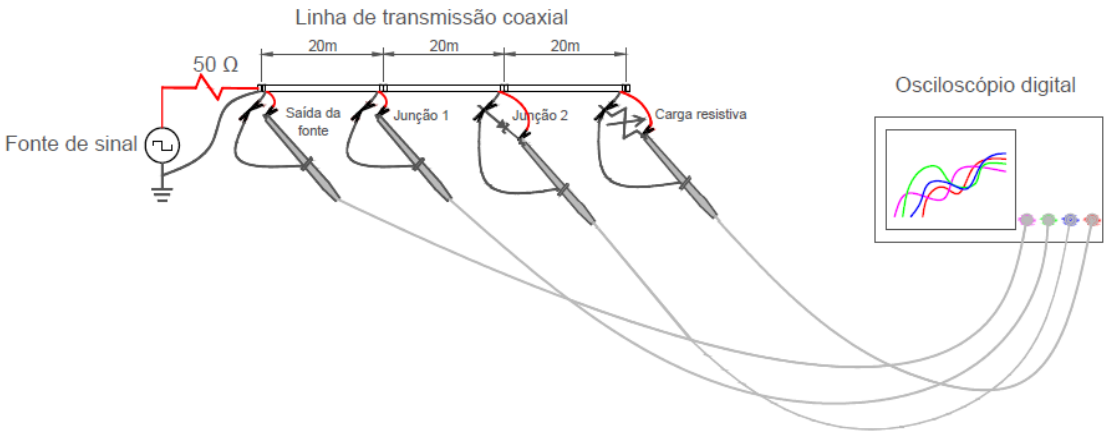

Figura 3-7 Configuração esquemática básica para a realização das medições.

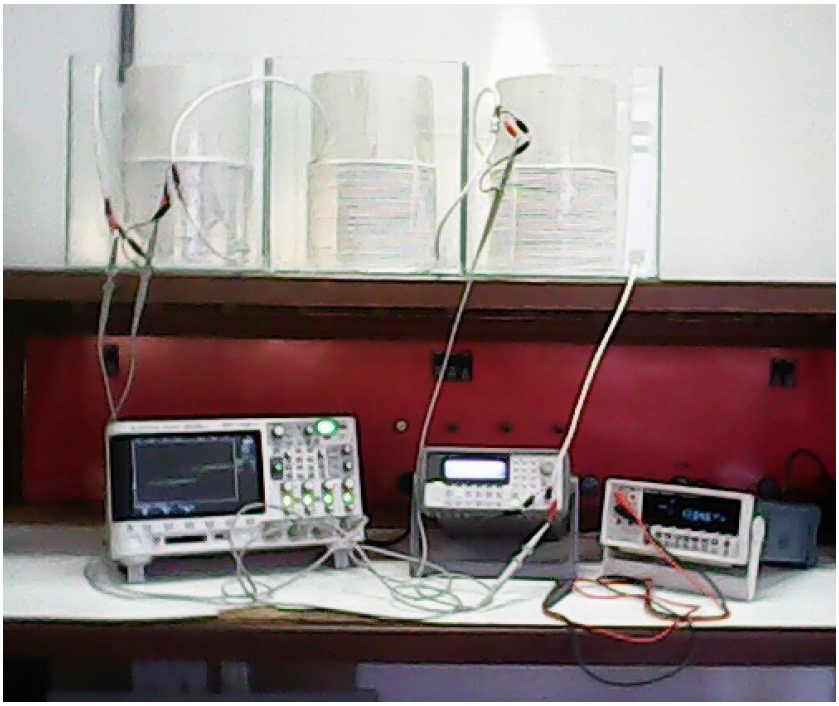

Figura 3-8 Foto das Medições sem Carga e sem Diodo.

Para medir a resistência longitudinal do cabo coaxial, utilizou-se um multímetro digital de bancada com medidas a 4 fios, da marca *Tektronix*, resolução de até 5½ dígitos, modelo DMM4020 (Figura 3-9).

Com a finalidade de se obter os parâmetros resistência, indutância e capacitância dos cabos coaxiais ensaiados no LAIPE foi utilizada uma Ponte RLC, apresentada na Figura 3-10.

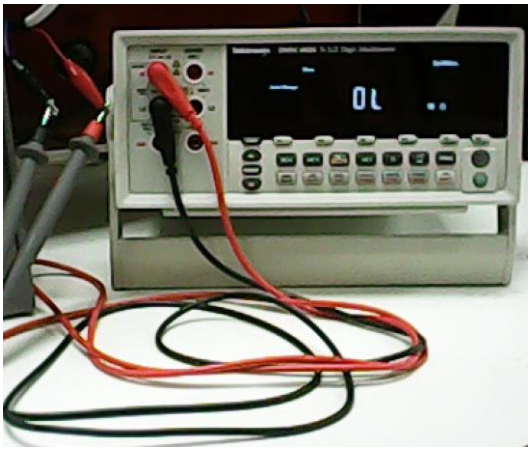

Figura 3-9 Multímetro Digital de bancada, modelo DMM 4020.

Figura 3-10 Ponte RLC.

3.3 TRATAMENTO DAS MEDIÇÕES

Na Figura 3-11 é mostrado o gráfico da forma de onda quadrada utilizada para a realização das medições no cabo RG-59. A aquisição do gráfico foi obtida diretamente da ligação do gerador de funções ao osciloscópio. As principais características da forma de onda de tensão são: amplitude de $20\ V$ pico a pico, frequência de $125\ kHz$ e período do sinal de $8\ \mu s$.

Como o gerador de funções possui uma impedância interna de $50\ \Omega$, a amplitude do sinal que é realmente aplicado à linha de transmissão (cabo coaxial) é dada pelo divisor de tensão entre a impedância de surto da linha de transmissão (Z_o) e pela impedância interna da fonte (Z_g), conforme Equação (3-1). V_{ent} é a amplitude da onda de tensão na entrada da linha de transmissão e V_g a amplitude da onda de tensão da fonte.

$$V_{ent} = \frac{Z_o}{Z_g + Z_o} V_g \qquad (3\text{-}1)$$

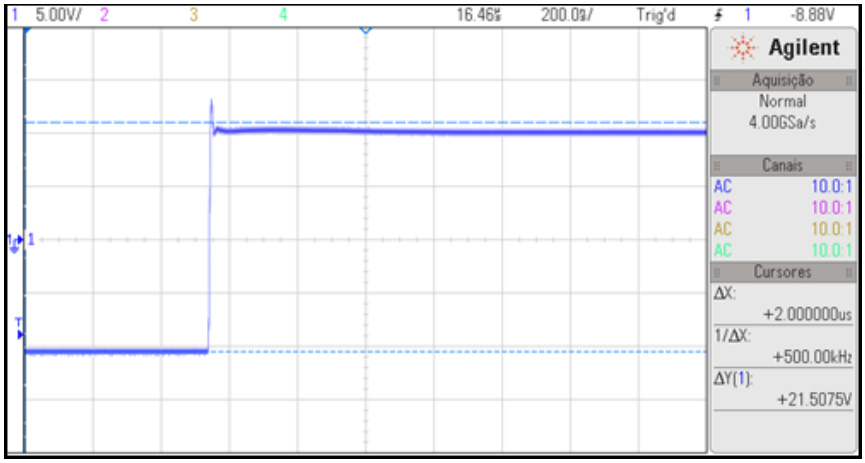

Figura 3-11 Forma de onda quadrada aplicada nos testes, via osciloscópio.

Assim V_{ent}, mostrado na Figura 3-12, é fornecido em termos quantitativos pela Equação (3-2).

$$V_{ent} = 20\frac{75}{50+75} = 12\ V \tag{3-2}$$

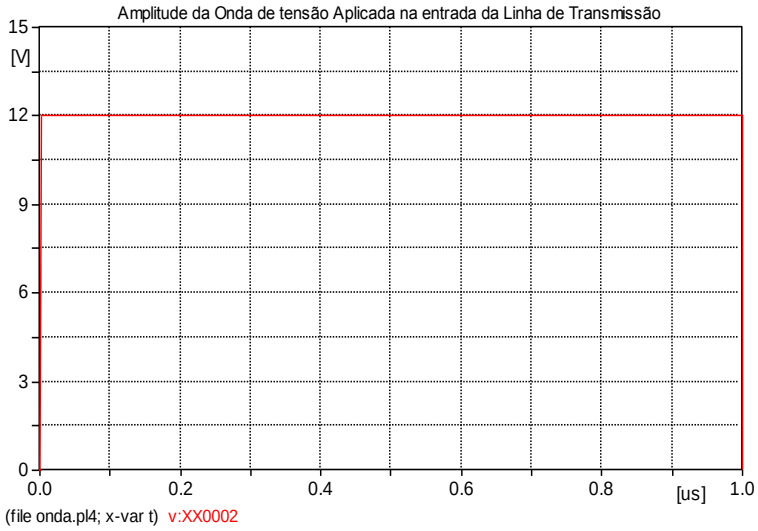

Figura 3-12 Amplitude da onda tensão na entrada da linha de transmissão. Via *ATDdraw*.

A velocidade de propagação da onda de tensão, medida no osciloscópio, é de aproximadamente $213.523.131{,}7\ m/s$ (em torno de 71,2 % da velocidade da luz no vácuo), pois o tempo gasto para a frente de onda percorrer toda a linha (cabo coaxial de 60 m) e atingir a carga é de $0{,}281\ \mu s$. Sendo assim, o período do sinal é de aproximadamente $28{,}47$ vezes maior que o tempo necessário para a forma de onda atingir a carga localizada a $60\ m$.

Utilizando o *software* MATLAB®, são calculados todos os parâmetros importantes envolvidos na medição. Para isto, utiliza-se do estudo do estado da arte apresentado no Capítulo 2, com as respectivas definições e equacionamento de cada parâmetro. Todos os dados fornecidos e os resultados obtidos estão mostrados na

Tabela 3-2 e Tabela 3-3, respectivamente. Os valores medidos não são apresentados, pois a frequência de medição da ponte RLC é muito diferente do valor utilizado para o cálculo; logo, os resultados apresentam valores diferentes.

Tabela 3-2 Parâmetros do Cabo Coaxial.

Permissividade elétrica do espaço livre	$\varepsilon_0 = 8{,}854 \cdot 10^{-12}\ \mathrm{F/m}$
Permeabilidade magnética do espaço livre	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\ \mathrm{H/m}$
Raio do condutor interno do cabo coaxial	$a = 0{,}4\ mm$
Raio do condutor externo do cabo coaxial	$b = 2{,}95\ mm$
Permissividade relativa do dielétrico	$\varepsilon_r = 2{,}3$
Condutividade elétrica do dielétrico	$\sigma_d = 0\ \mathrm{S/m}$
Condutividade elétrica do condutor	$\sigma_c = 5{,}8\ \cdot 10^{7}\ \mathrm{S/m}$

Tabela 3-3 Valores calculados das características do Cabo Coaxial.

Frequência	$f = 10\ \mathrm{MHz}$
Condutância	$\mathrm{G} = 0\ \mathrm{S/m}$
Capacitância	$\mathrm{C} = 6{,}4037 \cdot 10^{-11}\ \mathrm{F/m}$
Indutância	$\mathrm{L} = 3{,}9962 \cdot 10^{-7}\ \mathrm{H/m}$
Resistência	$\mathrm{R} = 0{,}3983\ \Omega/\mathrm{m}$
Impedância Característica	$Z_C = 78{,}9965\ -\ j0{,}0063\ \Omega$
Módulo da Impedância Característica	$módulo\ Z_C = 78{,}9965\ \Omega$
Ângulo da Impedância Característica	$ângulo\ Z_C = -0{,}0045°$
Impedância de surto	$Z_o = 78{,}9965\ \Omega$
Constante de Propagação	$\gamma = 0{,}0025\ + j31{,}7847\ m^{-1}$
Constante de Atenuação	$\alpha = 0{,}0025\ Np/m$
Constante de Espaço	$CE = 396{,}6359\ m$
Constante de Fase	$\beta = 31{,}7847\ rad/m$
Velocidade de Propagação	$v_p = 1{,}9768\ \ 10^{8}\ \mathrm{m/s}$

Ao comparar a Figura 3-11 com a Figura 3-12, percebe-se na primeira que há um certo *ripple* no início da onda quadrada. Esse efeito é normal na geração do sinal de onda quadrada pelos geradores de função. Mas apesar de normal, a forma de onda medida pelo osciloscópio apresenta esse *ripple* que insere um efeito não desejado, distorcendo dessa maneira o sinal medido, como observado na Figura 3-13.

Esse efeito não é interessante na análise dos modelos de linha de transmissão, pois provoca uma mudança considerável nos dados obtidos. Para resolver esse problema, o próprio osciloscópio apresenta um controle do limite da largura de banda

como solução. Quando essa opção é ativada a largura de banda máxima para o canal é de aproximadamente $20\,MHz$, ou seja, as frequências acima desse valor são rejeitadas. Dessa forma, o ruído indesejado de alta frequência é removido, como observado na Figura 3-14. Entretanto, é importante observar que ao utilizar o filtro, ocorre um pequeno deslocamento do sinal no tempo (principalmente na componente de frequência mais elevada).

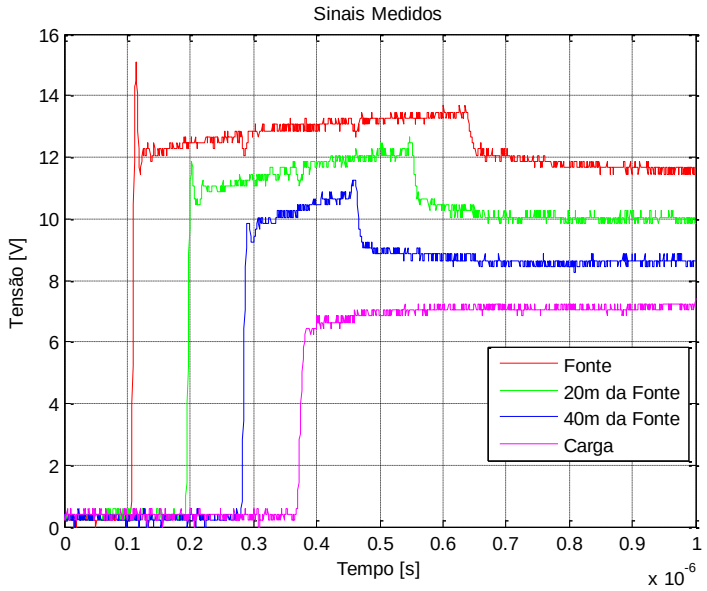

Figura 3-13 Sinais medidos pelo osciloscópio para uma carga de 37,5 Ohms.

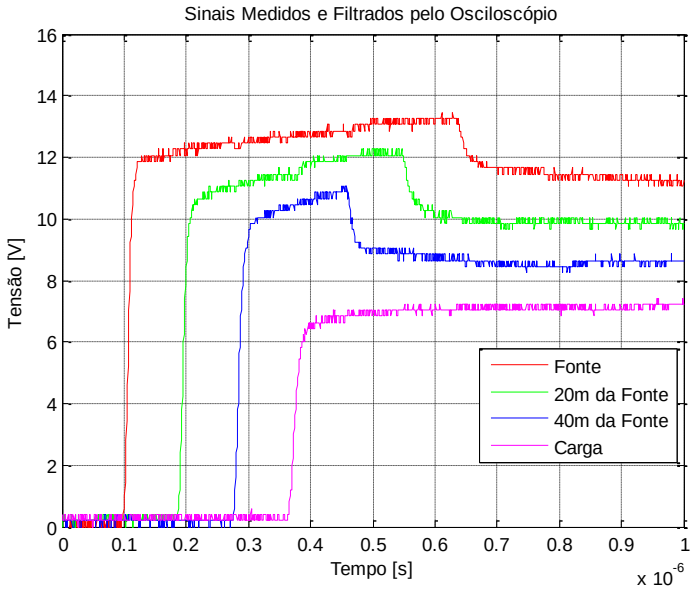

Figura 3-14 Sinais medidos e filtrados pelo osciloscópio para uma carga de 37,5 Ohms.

Os resultados das simulações apresentadas na Figura 3-14 apresentam ainda muitos ruídos devido à aquisição em tempo real pelo osciloscópio. Sendo assim, foi implementado no MATLAB® um filtro digital do tipo passa-baixa, *Butterworth* de terceira ordem, com frequência de corte igual a $25\,MHz$. O período de amostragem dos sinais é

de $T_s = 1\ ns$ e a frequência de amostragem é igual a $F_s = 1\ GHz$. A frequência de corte do filtro é normalizada pela frequência de *Nyquist*, estabelecida em $F_s/2 = 0{,}5\ GHz$. A característica de resposta do filtro digital passa-baixa *Butterworth* é apresentada na Figura 3-15. A frequência de *Nyquist* normalizada é dado por π radianos / amostra, ou seja, $\pi\ rad/sample$.

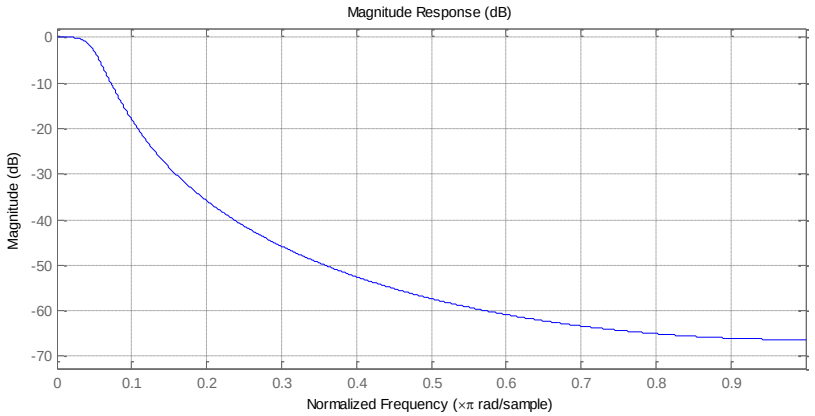

Figura 3-15 Característica do filtro digital passa-baixa *Butterworth*.

Dessa maneira, os resultados das medições apresentadas na Figura 3-14, com os sinais medidos e filtrados pelo osciloscópio, são novamente filtrados pelo filtro implementado no MATLAB®, facilitando a visualização dos sinais. Assim, os resultados deste trabalho, a partir desse ponto, são todos mostrados conforme a Figura 3-16, ou seja, todos os resultados apresentados são medidos e filtrados pelo osciloscópio e, posteriormente, pelo MATLAB®.

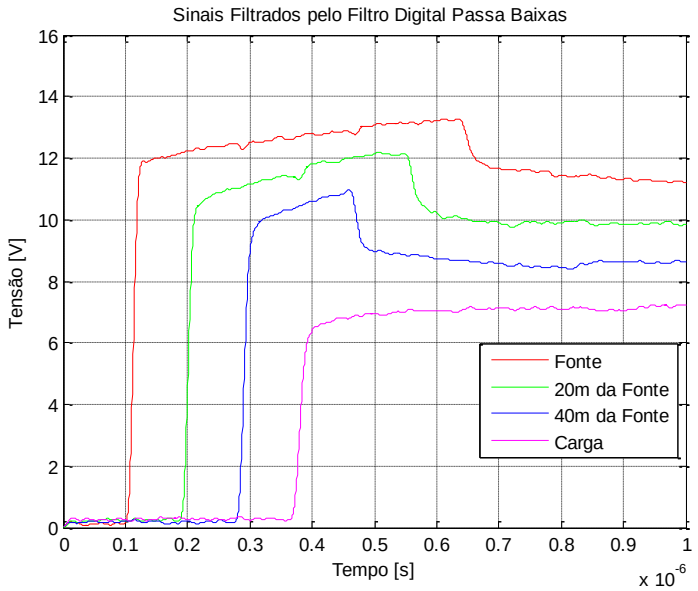

Figura 3-16 Sinais filtrados pelo osciloscópio e pelo filtro digital passa-baixa *Butterworth* para uma carga de 37,5 Ohms.

3.4 RESULTADOS: MEDIÇÕES VERSUS SIMULAÇÕES NO ATP

3.4.1 Verificação dos Modelos de Linhas de Transmissão

Para Verificação dos modelos de linhas de transmissão, as medições foram realizadas no cabo coaxial, como descrito na seção 3.2, ou seja, em quatro situações: circuito aberto, impedância casada, carga com metade e o dobro da impedância do cabo. Além disso, as curvas das distribuições temporais de tensão são comparadas com as respectivas curvas de cada caso, obtidas das simulações dos modelos de parâmetros distribuídos (Bergeron) e de concentrados (n- circuitos π em cascata), por meio do *software* ATP.

Para verificar a influência do número de circuitos π em cascata na melhor representação das linhas de transmissão, o número de circuitos π é variado de 20, 60, 100, 500, 1000 a 5000. Aplica-se um filtro passa baixas em todos resultados dos modelos de linhas de transmissão em parâmetros concentrados, para reduzir o ruído e tornar viável a comparação com os demais resultados. O filtro utilizado também é um filtro digital do tipo passa baixas, *Butterworth*, com frequência de corte de $25\ MHz$.

3.4.1.1 Carga com Metade da Impedância do Cabo Coaxial

A impedância do cabo utilizado para medição é de 75Ω, logo a carga resistiva utilizada é de $37{,}5\ \Omega$. A Figura 3-17 apresenta o gráfico das medições para essa condição. Em todos os gráficos as legendas estão nessa ordem: 1º (vermelho) tensão na saída do gerador; 2º (verde) tensão a $20\ m$ da fonte; 3º (azul) tensão a $40\ m$ da fonte e em 4º (rosa) tensão na carga. Esta legenda é mantida em todos os resultados de medição e simulação apresentados neste capítulo.

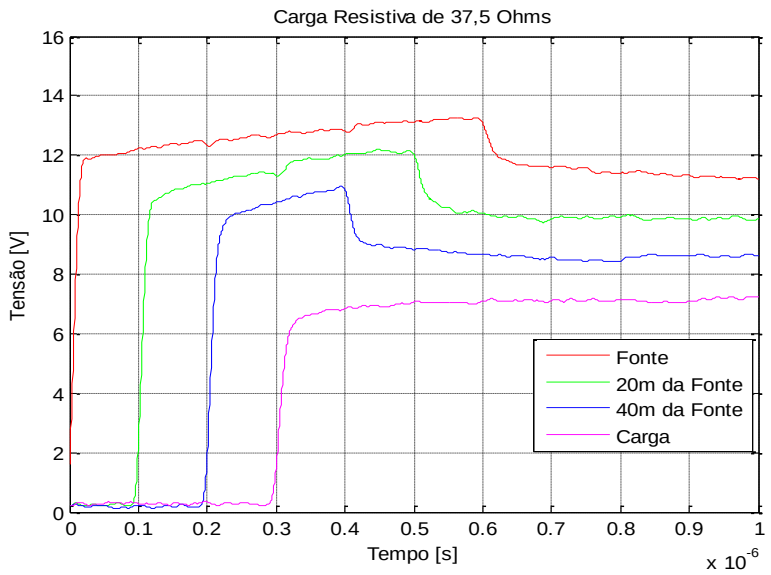

Figura 3-17 Níveis de tensão na linha coaxial para uma carga resistiva de 37,5 Ohms.

Na Figura 3-18, é mostrado o circuito montado no ATP utilizado para as simulações do circuito de Bergeron para uma carga resistiva de $37{,}5\ \Omega$, com amplitude de tensão de $20\ V$. Pode-se observar que é inserida uma resistência de $50\ \Omega$ para representar a impedância da fonte, além dos três cabos coaxiais de $20\ m$ e de impedância de $75\ \Omega$ cada, que representam a linha de transmissão (cabo coaxial), totalizando $60\ m$.

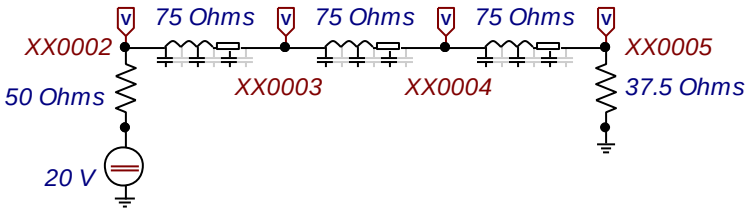

Figura 3-18 Configuração do modelo de BERGERON para uma carga resistiva de 37,5 Ohms.

A Figura 3-19 apresenta o gráfico dos níveis de tensão simulados em cada ponto representado na Figura 3-18 (XX0002 - tensão na Fonte; XX0003 - tensão à 20 m da fonte; XX0005 - tensão à 40 m da fonte e XX0005 tensão na carga), do circuito simulado no ATP para o modelo de Bergeron.

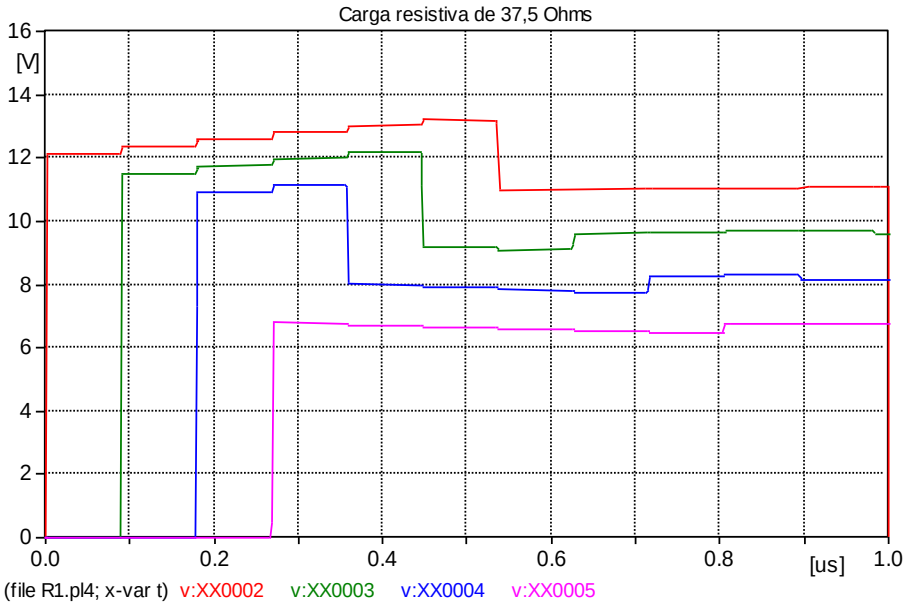

Figura 3-19 Níveis de tensão do modelo de Bergeron para a carga resistiva de 37,5 Ohms.

Pode-se observar que os resultados das medições (Figura 3-17) e os resultados das simulações para o modelo de Bergeron (Figura 3-19) apresentam valores próximos, apesar das diferenças (fase, atenuação) presentes nas medições. Ambos resultados apresentam a forma de onda diferente de um degrau de tensão, que corresponde à forma de onda fornecida pela fonte. Isto ocorre porque a impedância não é casada; assim, várias reflexões ocorrem na impedância de carga e na impedância da linha. Os

coeficientes de reflexão de tensão nas impedâncias da fonte e da carga são, respectivamente, fornecidos pelas Equações (3-3) e (3-4).

$$\Gamma_g = \frac{R_L - Z_0}{R_L + Z_0} = \frac{50 - 75}{50 + 75} = -0{,}2 \tag{3-3}$$

$$\Gamma_L = \frac{R_L - Z_0}{R_L + Z_0} = \frac{37{,}5 - 75}{37{,}5 + 75} = -0{,}3333 \tag{3-4}$$

Como os coeficientes de reflexão de tensão na fonte (3-3) e na carga (3-4) são negativos, as parcelas de ondas refletidas na carga e na fonte também são, fazendo com que a onda original reduza a sua amplitude quando for somada a elas. Dessa maneira, a amplitude de tensão na carga é sempre menor que a tensão nos demais pontos. Utilizando o Diagrama de Lattice para cálculo da amplitude de tensão na carga, considerando uma linha sem perdas, o valor calculado é de $8\ V$, enquanto, neste caso, com perdas naturalmente presentes, o valor medido é de aproximadamente $6{,}8\ V$.

As figuras a seguir apresentam os resultados das simulações realizadas no ATP, via aquisição de dados pelo MATLAB®, para a modelagem do sistema utilizando o modelo de linha de transmissão a parâmetros concentrados, variando-se o número de circuitos π em cascata. A Figura 3-20 representa as distribuições temporais de tensão em cada ponto para o número de 20 circuitos π em cascata. A Figura 3-21 apresenta os mesmos sinais, porém filtrados. Vale frisar que a inclusão de um número elevado de circuitos π diretamente no *ATPDraw* é impraticável. Desta forma, é necessário desenvolver uma interface do ATP com o MATLAB®, para que, assim, este número seja considerado sem a necessidade de executar o *ATPDraw*.

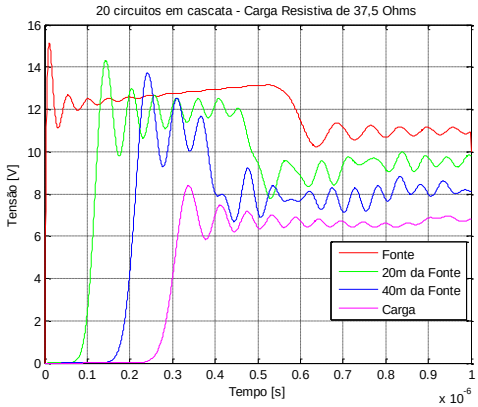

Figura 3-20 Níveis de tensão da simulação de 20 circuitos π em cascata para uma carga resistiva de 37,5 Ohms.

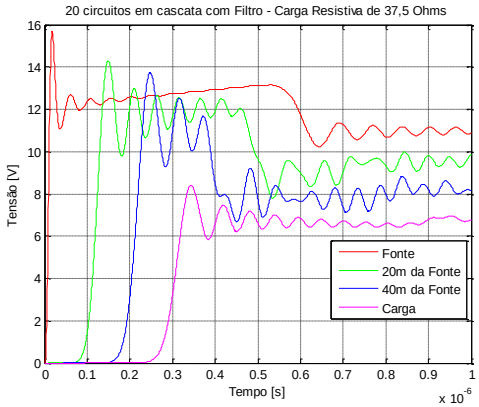

Figura 3-21 Níveis de tensão filtrados da simulação de 20 circuitos π em cascata para uma carga resistiva de 37,5 Ohms.

Apesar de muito diferente dos resultados da Figura 3-17, a Figura 3-21 com poucos circuitos π em cascata, reproduz a tendência qualitativa dos níveis de tensão com um certo sucesso. A medição, Figura 3-17, e o modelo de Bergeron, Figura 3-19, apresentam valores de amplitude e tempos de propagação bem próximos, embora não

precisos, devido ao grande número de oscilações presentes na medição. Ao observar a Figura 3-22 e Figura 3-23, com três vezes mais circuitos π em cascata, nota-se uma melhoria considerável na representação do sistema e, é ainda melhor, quando são inseridos 100 circuitos π, como mostrado na Figura 3-24 e Figura 3-25.

Na Figura 3-21, Figura 3-23 e Figura 3-25 são apresentadas as simulações de 20, 60 e 100 circuitos π em cascata com o filtro passa baixa, respectivamente. Percebe-se que nesses casos as alterações foram mínimas, pois a frequência de corte do filtro implementado no MATLAB® é alta para esses casos; sendo assim, tais oscilações não seriam atenuadas.

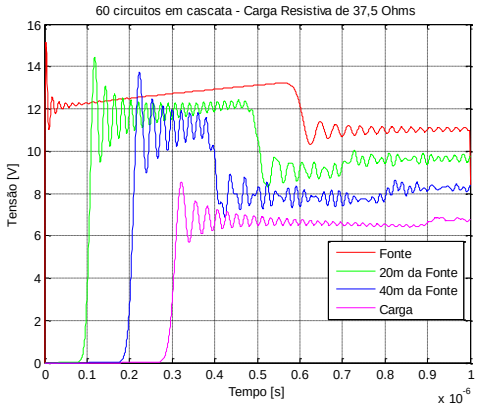

Figura 3-22 Níveis de tensão da simulação de 60 circuitos π em cascata para uma carga resistiva de 37,5 Ohms.

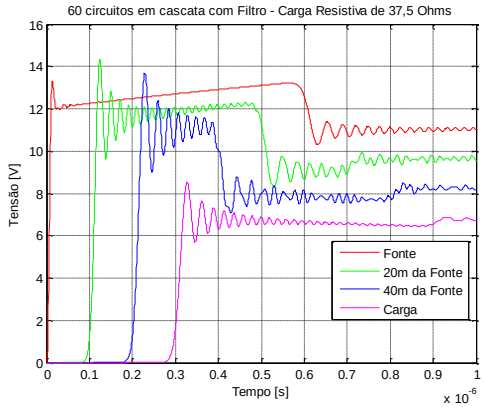

Figura 3-23 Níveis de tensão filtrados da simulação de 60 circuitos π em cascata para uma carga resistiva de 37,5 Ohms.

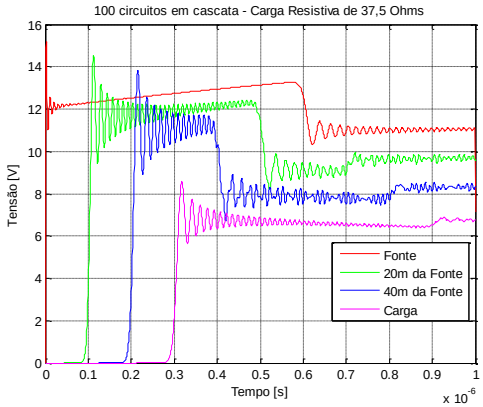

Figura 3-24 Níveis de tensão da simulação de 100 circuitos π em cascata para uma carga resistiva de 37,5 Ohms.

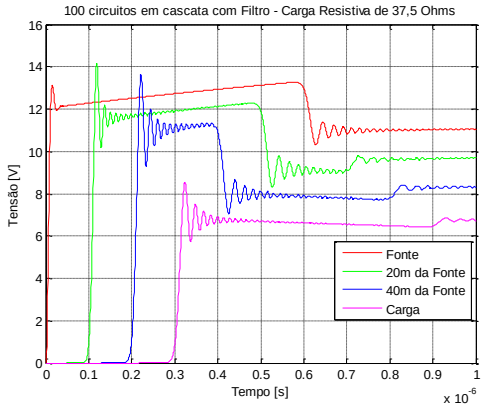

Figura 3-25 Níveis de tensão filtrados da simulação de 100 circuitos π em cascata para uma carga resistiva de 37,5 Ohms.

A Figura 3-26 apresenta os resultados para o sistema modelado por 500 circuitos π em cascata. Percebe-se que as representações das curvas de tensão apresentam melhoria significativa em relação aos casos anteriores. Com intuito de verificar se esse aumento é contínuo, o número de circuitos π em cascata é dobrado. Da Figura 3-28, que representa este resultado, percebe-se que a melhoria da resposta do sistema foi boa, mas não tão consideravelmente como anteriormente. Os picos presentes no início

e no fim de cada forma de onda não são filtrados devido a frequência de corte não ser suficiente para eliminá-los.

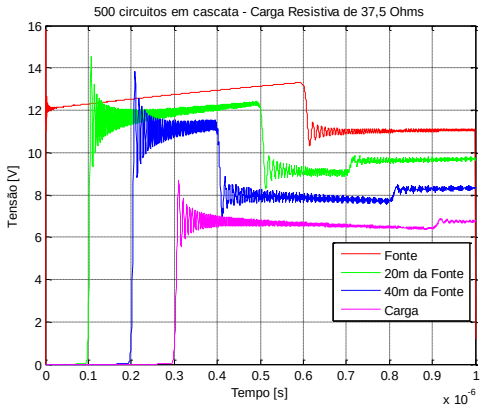

Figura 3-26 Níveis de tensão da simulação de 500 circuitos π em cascata para uma carga resistiva de 37,5 Ohms.

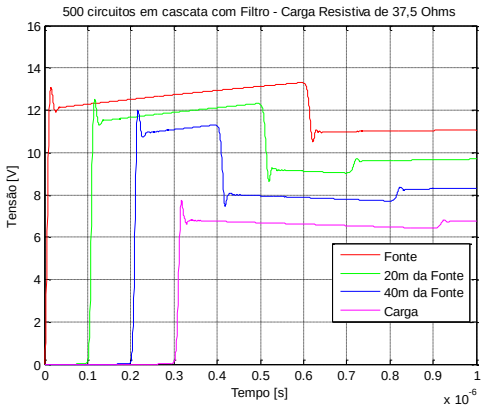

Figura 3-27 Níveis de tensão filtrados da simulação de 500 circuitos π em cascata para uma carga resistiva de 37,5 Ohms.

A representação do sistema utilizando 1000 circuitos π em cascata (Figura 3-28) e 5000 circuitos π em cascata (Figura 3-30) apresentam valores muito próximos entre si. Além disso, percebe-se que para um número elevado de circuitos π em cascata, o modelo de representação de linha de transmissão por parâmetros concentrados é eficiente, pois à medida que o número de circuitos π aumenta, o modelo tende a um modelo de parâmetros distribuídos. As figuras com o filtro passa baixa para 500 (Figura 3-27), 1000 (Figura 3-29) e 5000 (Figura 3-31) circuitos π apresentam um resultado muito coerente com as medições e o modelo de Bergeron, além de apresentarem valores muito próximos entre si, conforme mostrado na Figura 3-32. Assim, pode-se escolher um número menor de circuitos π em cascata para representar esse caso, diminuindo o custo computacional.

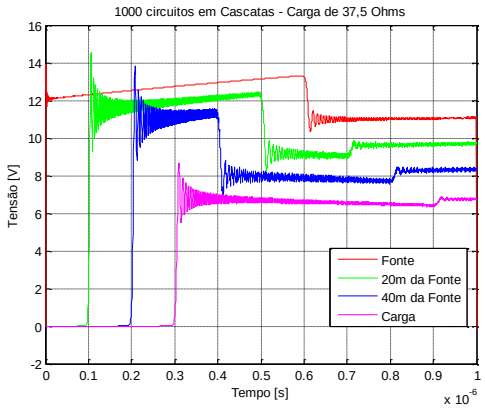

Figura 3-28 Níveis de tensão da simulação de 1000 circuitos π em cascata para uma carga resistiva de 37,5 Ohms.

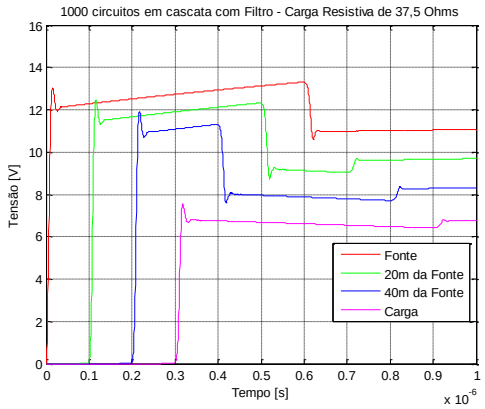

Figura 3-29 Níveis de tensão filtrados da simulação de 1000 circuitos π em cascata para uma carga resistiva de 37,5 Ohms.

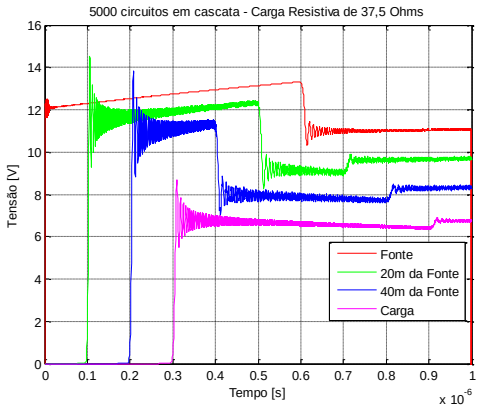

Figura 3-30 Níveis de tensão da simulação de 5000 circuitos π em cascata para uma carga resistiva de 37,5 Ohms.

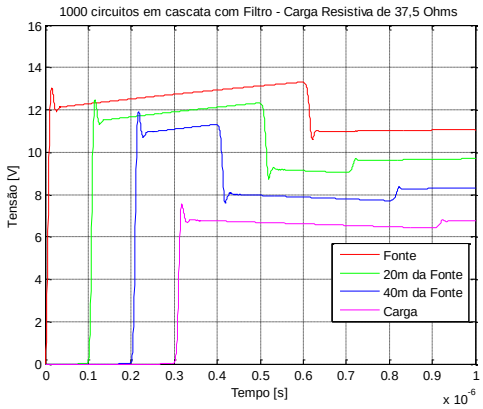

Figura 3-31 Níveis de tensão filtrados da simulação de 5000 circuitos π em cascata para uma carga resistiva de 37,5 Ohms.

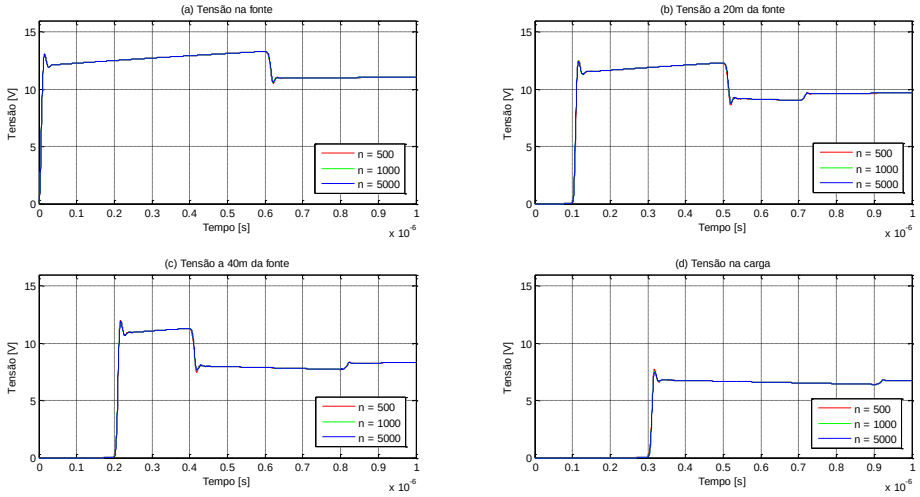

Figura 3-32 Comparação dos níveis de tensão filtrados em cada ponto (a - Fonte, b - 20 m da fonte, c- 40 m da fonte e d - na carga) para 500, 1000 e 5000 circuitos π em cascata para uma carga resistiva de 37,5 Ohms.

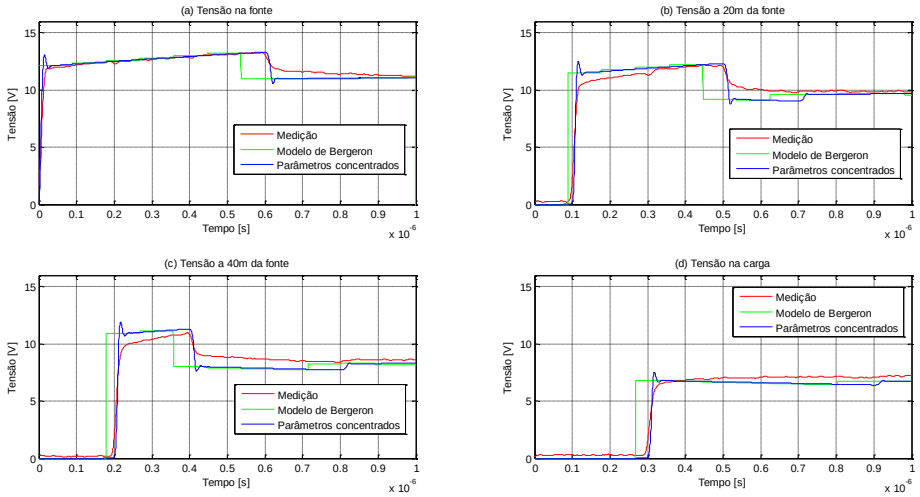

Figura 3-33 Comparação dos níveis de tensão em cada ponto (a - Fonte, b - 20 m da fonte, c - 40 m da fonte e d - na carga) para os resultados encontrados nas medições, para o modelo de Bergeron e para o modelo de parâmetros concentrados (1000 circuitos π em cascata) para uma carga resistiva de 37,5 Ohms.

A Figura 3-33, apresenta a comparação das curvas de tensão em cada ponto simulado, para cada um dos modelos utilizados, e das medições realizadas para a carga de $37{,}5\ \Omega$, com o objetivo de verificação dos modelos de linhas de transmissão. Optou-se por escolher, para este caso, 1000 circuitos π em cascata para representar o modelo de parâmetros concentrados, pois este valor é suficiente para simular o sistema sem grande esforço computacional.

Com base nos resultados de medição e simulados (Figura 3-33) apresentados nesta subseção, uma série de conclusões podem ser extraídas, dentre as quais destacam-se as seguintes:

- Os modelos de linhas de transmissão utilizados (de Bergeron e circuitos π em cascata) representam de maneira satisfatória o comportamento transitório do cabo coaxial.
- No modelo de Bergeron, as perdas não são continuamente distribuídas ao longo do cabo e nem variam com a frequência (como é o caso do de Bergeron originalmente proposto). Pelo contrário, as mesmas são concentradas (e invariantes com a frequência) em três pontos ao longo da linha, quais sejam: ¼ nas extremidades da linha e ½ em seu centro. Estes fatos explicam as diferenças apresentadas na Figura 3-33 relativamente às respostas oriundas do modelo de Bergeron e modelo a parâmetros concentrados. Pode-se observar que no modelo de Bergeron as respostas são mais rápidas, que os demais casos.
- É bastante interessante perceber a resposta adequada gerada pela representação do cabo coaxial por um conjunto de parâmetros (R, L e C) concentrados. Os carregamentos e descarregamentos de tensão (efeito capacitivo) e de corrente (efeito indutivo), juntamente com as perdas (efeito resistivo), garantem os efeitos de propagação (atenuação e distorção) do sinal que propaga ao longo do cabo coaxial.
- Os mesmos comentários feitos quando da comparação das medições com os decorrentes do modelo de Bergeron são válidos para os resultados associados ao modelo a parâmetros concentrados. Devido à sua natureza distribuída (com um número adequado de circuitos π), este modelo consegue se aproximar melhor das medições quando comparado com os resultados do modelo de Bergeron. Vale ressaltar que nesse modelo também houve a utilização de filtros, o que pode justificar sua representação mais fidedigna aos resultados das medições.
- As distribuições temporais de tensão, oriundas do modelo do cabo mediante circuitos π em cascata, são bastante sensíveis ao número de tais circuitos. Contudo, como é de se esperar, há um efeito do tipo “saturação”. Nas simulações realizadas, verifica-se que o número de 1000 destes circuitos é suficiente para a geração de

respostas muito próximas das medições. Por este motivo, os resultados das subseções subsequentes são decorrentes da utilização deste número.

- As distribuições (temporais) de tensões geradas pelo modelo a parâmetros concentrados são compostas por oscilações espúrias, como amplamente divulgado na literatura. As amplitudes de tais oscilações diminuem com o aumento do número de circuitos π, ao passo que suas frequências aumentam.
- O efeito de filtragem dos sinais de tensão é mais eficiente à medida que o número de circuitos π em cascata aumenta. Este fato, naturalmente, está associado com a frequência de corte utilizada neste trabalho.
- Naturalmente, praticamente todo modelo numérico não considera as interferências presentes em medições reais. Uma consequência imediata de tais interferências corresponde ao excessivo ruído e a necessidade de utilizar filtros para minorar seus efeitos. Isto promove distorções nos sinais medidos.
- O efeito de perdas é bastante acentuado (tanto nas medições quanto nas simulações), tendo em vista que, evidentemente, os sinais de tensão apresentam amplitudes menores à medida que são computados em pontos cada vez mais distantes da fonte.
- Fixando o ponto da posição (espaço) em que determinado sinal de tensão é avaliado (medição e simulação), sua distribuição temporal não corresponde a um “degrau plano”. Este efeito é tão mais pronunciado quanto mais distante da carga o sinal de tensão é analisado. Atribui-se a tal fato (bastante interessante) a natureza intrinsecamente distribuída dos parâmetros (R, L e C) de cabos coaxiais. Neste caso, o efeito capacitivo possui papel decisivo. É muito interessante verificar como a modelagem de Bergeron com perdas concentradas consegue reproduzir tal efeito. Comentário similar é válido para a adequada reprodução desempenhada pelos circuitos π em cascata.

As reflexões apresentadas acima são válidas para os resultados que são descritos nas próximas subseções, independentemente do valor da resistência da carga que está conectada no final do cabo coaxial.

3.4.1.2 Carga Casada com a Impedância do Cabo

Neste caso, a resistência da carga é de $75\ \Omega$. A Figura 3-34 apresenta o gráfico das medições para essa condição.

O modelo de Bergeron é considerado da mesma maneira que na Figura 3-18, porém com a carga resistiva substituída por $75\ \Omega$. A Figura 3-35 apresenta o gráfico dos níveis de tensão simulados em cada ponto do circuito representado no ATP.

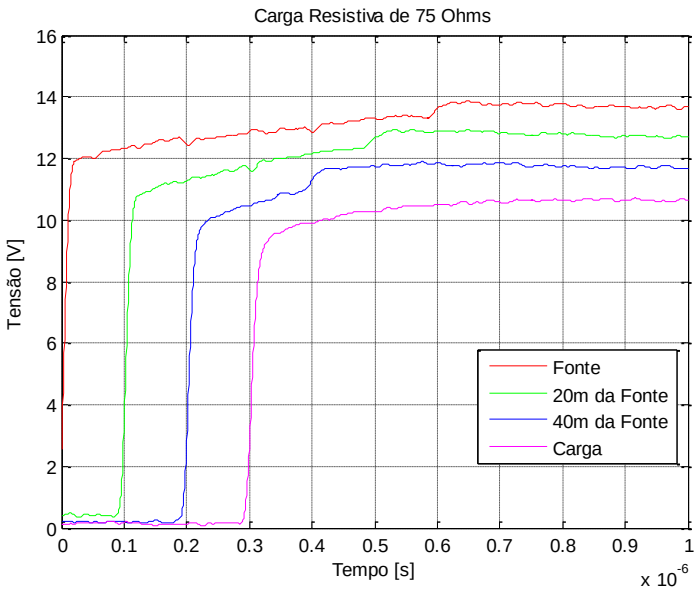

Figura 3-34 Níveis de tensão na linha coaxial para uma carga resistiva de 75 Ohms.

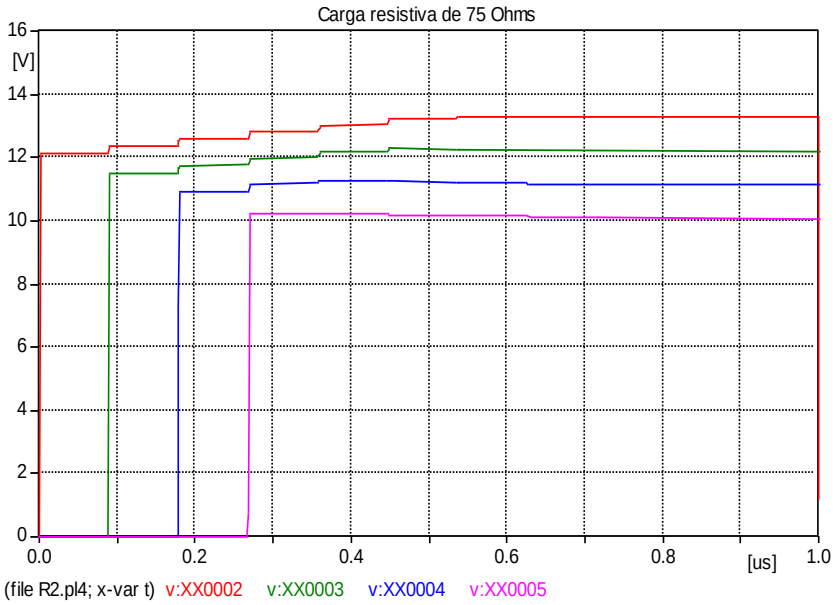

Figura 3-35 Níveis de tensão do modelo de Bergeron para a carga resistiva de 75 Ohms.

Pode-se observar, que os resultados das medições (Figura 3-34) e os resultados das simulações para o modelo de Bergeron (Figura 3-35) apresentam valores parecidos, apesar das distorções presentes nas medições. Ambos resultados apresentam a forma de onda de um degrau de tensão, que corresponde à forma de onda fornecida pela fonte. Isto ocorre porque a impedância é casada, ou seja, a impedância de carga é igual a impedância da linha. O coeficiente de reflexão de tensão na impedância da fonte é dado por $\Gamma_g = -0{,}2$, Equação (3-3), e o coeficiente de reflexão de tensão na carga é fornecido pela Equação (3-5).

$$\Gamma_L = \frac{R_L - Z_0}{R_L + Z_0} = \frac{75 - 75}{75 + 75} = 0 \qquad (3\text{-}5)$$

Como o coeficiente de reflexão de tensão na carga, Equação (3-5), é zero, as amplitudes das ondas de tensão na carga e na fonte também não serão muito alteradas. Utilizando o Diagrama de Lattice para cálculo da amplitude de tensão na carga, considerando uma linha sem perdas, o valor calculado é de $12\ V$, enquanto, neste caso, (com perdas), o valor medido é de aproximadamente $10{,}2\ V$.

A Figura 3-36 apresenta os resultados para o sistema representado por 1000 circuitos π em cascata, com o sinal filtrado na Figura 3-37.

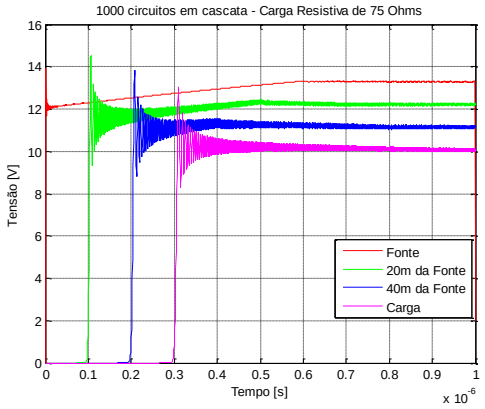

Figura 3-36 Níveis de tensão da simulação de 1000 circuitos π em cascata para uma carga resistiva de 75 Ohms.

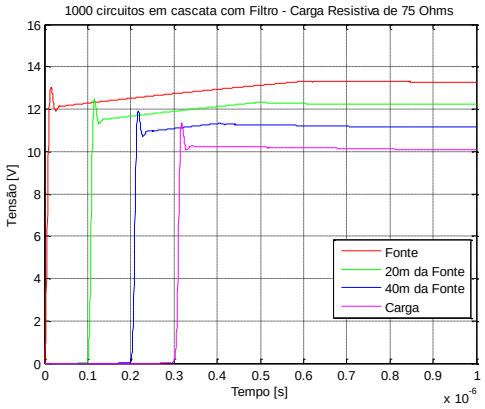

Figura 3-37 Níveis de tensão filtrados da simulação de 1000 circuitos π em cascata para uma carga resistiva de 75 Ohms.

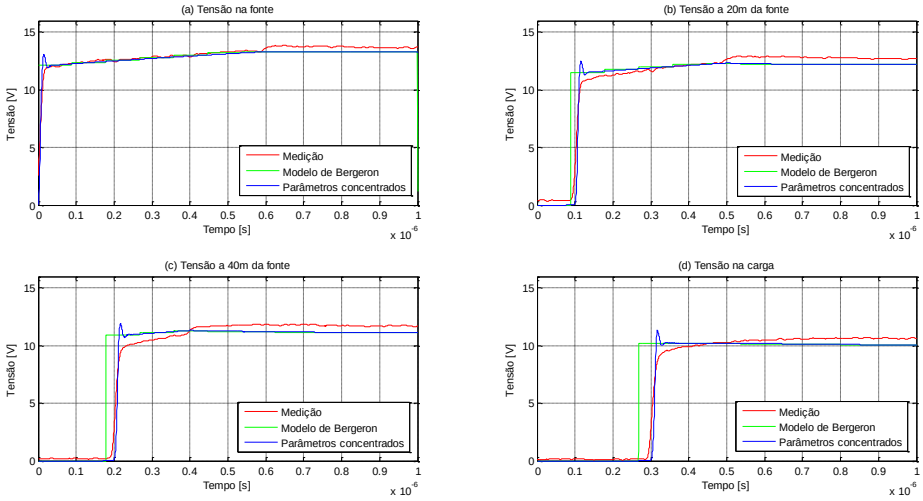

Figura 3-38 Comparação dos níveis de tensão em cada ponto (a - Fonte, b - 20 m da fonte, c - 40 m da fonte e d - na carga) para os resultados encontrados nas medições, para o modelo de Bergeron e para o modelo de parâmetros concentrados para uma carga resistiva de 75 Ohms.

A Figura 3-38 apresenta a comparação das curvas de tensão, em cada ponto simulado, para cada um dos modelos de linhas de transmissão e das medições. A análise desta figura permite concluir que para a carga casada, principalmente para as distribuições temporais de tensão na fonte, ambos os resultados de simulação são muito próximos dos medidos. Isto não ocorre para o caso da subseção anterior, devido, em grande parte, às múltiplas reflexões oriundos do não casamento das impedâncias. Por

outro lado, à medida que se afasta da fonte, o modelo a parâmetros concentrados gera resultados mais próximos dos de medição. Atribui-se a tal fato ao fenômeno de propagação, conforme já destacado, melhor representado no caso de circuitos π em cascata.

3.4.1.3 Carga com dobro de Impedância do Cabo

Para esta situação, a carga resistiva é de $150\,\Omega$. A Figura 3-39 apresenta o gráfico das medições para essa condição.

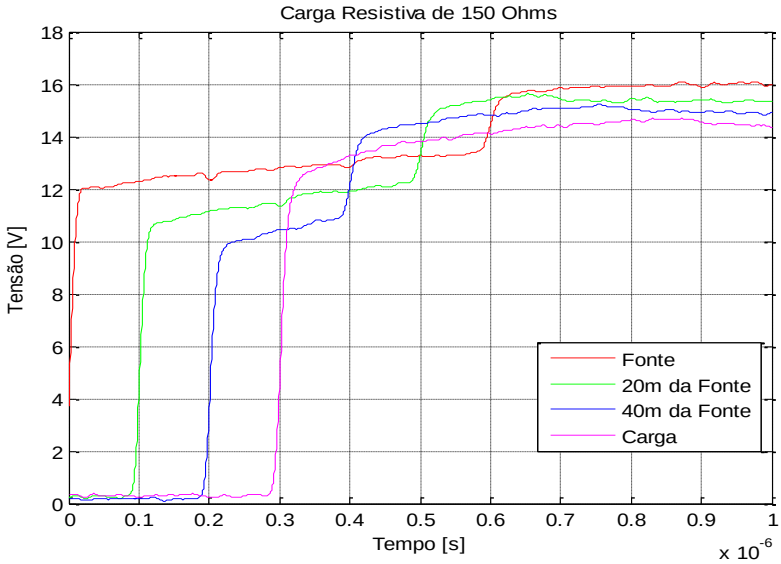

Figura 3-39 Níveis de tensão na linha coaxial para uma carga resistiva de 150 Ohms.

A Figura 3-40 ilustra o gráfico dos níveis de tensão simulados, considerando o modelo de Bergeron.

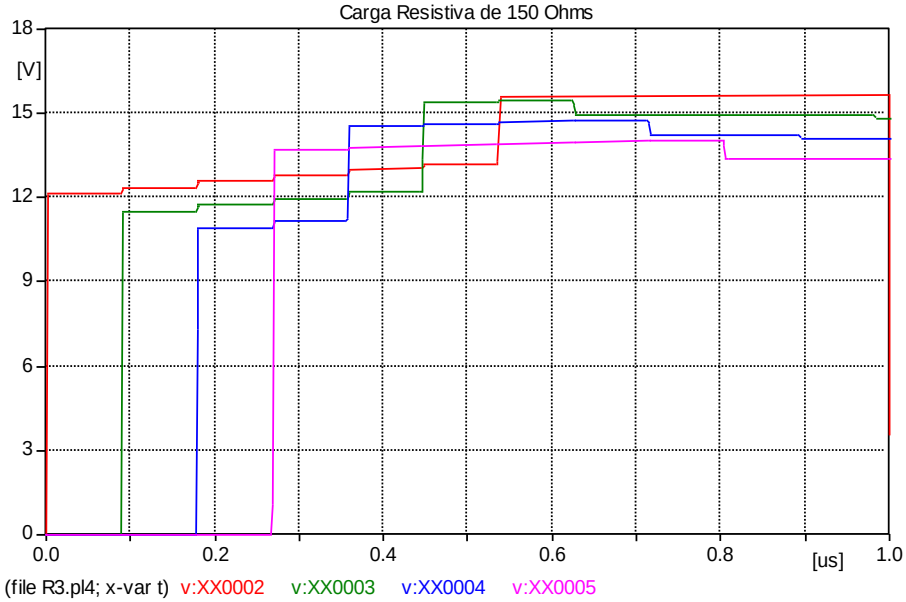

Figura 3-40 Níveis de tensão do modelo de Bergeron para a carga resistiva de 150 Ohms.

Mais uma vez, os resultados são relativamente próximos. O coeficiente de reflexão de tensão na impedância da fonte é dado por $\Gamma_g = -0{,}2$, Equação (3-3) e o coeficiente de reflexão de tensão na carga é calculado com base na Equação (3-6).

$$\Gamma_L = \frac{R_L - Z_0}{R_L + Z_0} = \frac{150 - 75}{150 + 75} = 0{,}3333 \qquad (3\text{-}6)$$

Como o coeficiente de reflexão de tensão na carga, Equação (3-6), é positivo, a parcela de onda refletida na carga também é positiva, fazendo com que as reflexões sucessivas gerem aumento de tensão. Entretanto, o coeficiente de reflexão de tensão na fonte é negativo. Então, a parcela de onda refletida nessa reflexão é negativa. Mas, como o coeficiente de reflexão de onda da fonte é menor que o coeficiente de reflexão da carga, a diminuição será menor que o aumento. Isto faz com que a tensão na carga seja superior à da fonte, nos instantes iniciais do transitório. Utilizando o Diagrama de Lattice para cálculo da amplitude de tensão na carga, considerando uma linha sem perdas, o valor calculado é de $16\,V$, enquanto o valor medido é de aproximadamente $13{,}7\,V$.

A Figura 3-41 e a Figura 3-42 mostram, respectivamente, os resultados via consideração de 1000 circuitos π em cascata, sem e com filtro. A Figura 3-43 esboça os resultados medidos e simulados. Em decorrência do transitório mais intenso (quando comparado com o da subseção anterior) as conclusões são exatamente às mesmas descritas na Subseção 3.4.1.1.

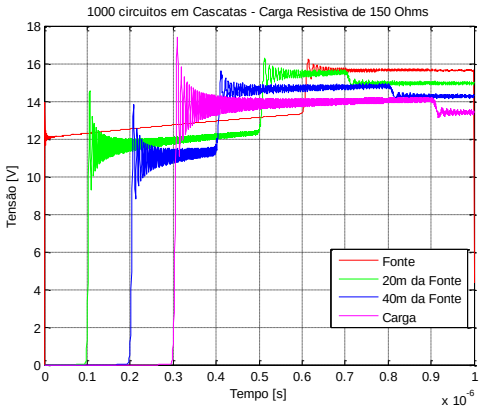

Figura 3-41 Níveis de tensão da simulação de 1000 circuitos π em cascata para uma carga resistiva de 150 Ohms.

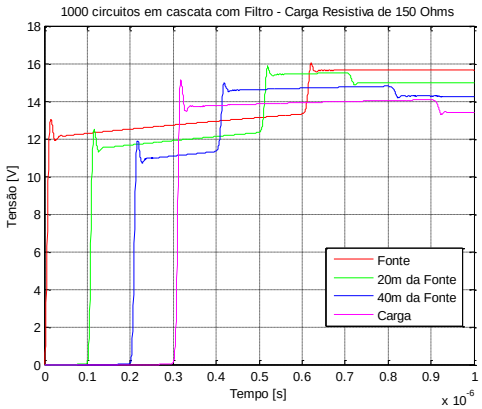

Figura 3-42 Níveis de tensão filtrados da simulação de 1000 circuitos π em cascata para uma carga resistiva de 150 Ohms.

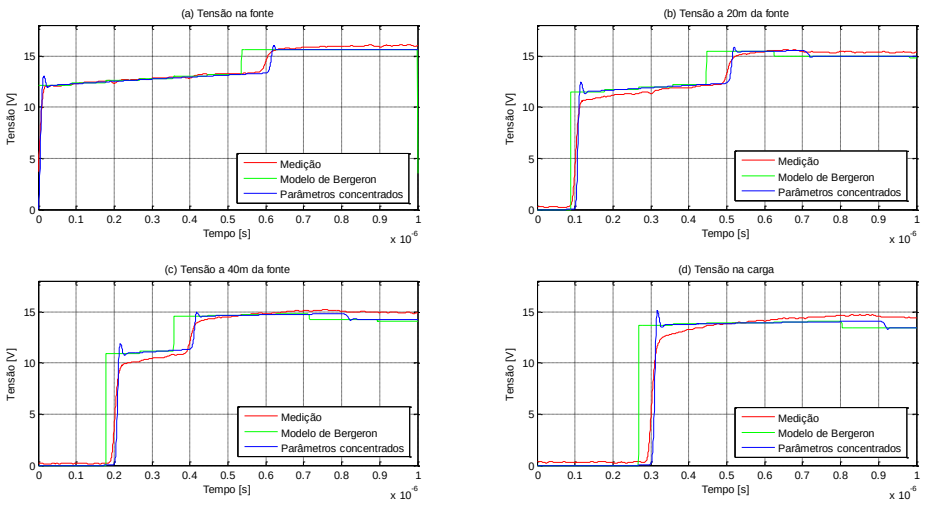

Figura 3-43 Comparação dos níveis de tensão em cada ponto (a - Fonte, b - 20 m da fonte, c - 40 m da fonte e d - na carga) para os resultados encontrados nas medições, para o modelo de Bergeron e para o modelo de parâmetros concentrados para uma carga resistiva de 150 Ohms.

3.4.1.4 Circuito Aberto

O circuito aberto corresponde a uma carga resistiva infinita. A Figura 3-44 apresenta os resultados medidos. Por outro lado, a Figura 3-45 exibe os respectivos resultados de simulação por meio da representação do cabo via modelo de Bergeron. Verifica-se uma boa concordância entre os resultados simulados e medidos.

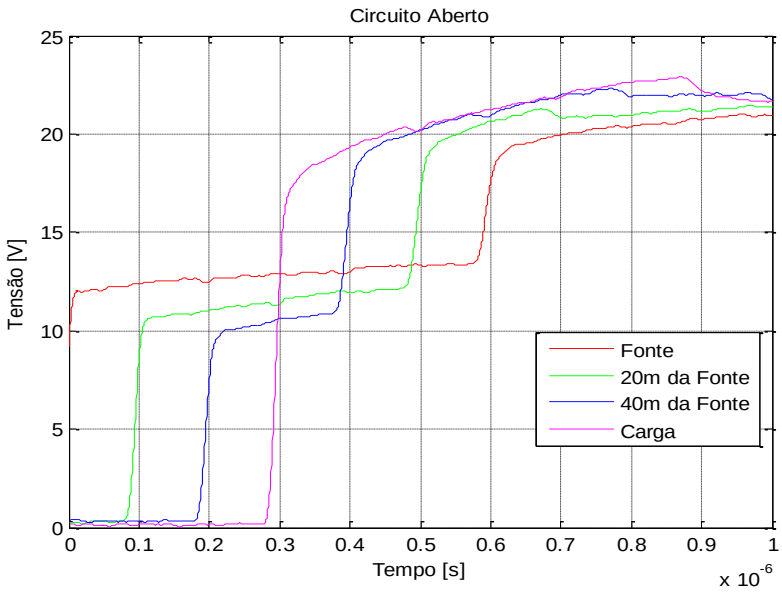

Figura 3-44 Níveis de tensão na linha coaxial com circuito aberto.

O coeficiente de reflexão de tensão na carga é dado pela Equação (3-7).

$$\Gamma_L = \frac{R_L - Z_0}{R_L + Z_0} = \frac{\infty - 75}{\infty + 75} = 1 \qquad (3\text{-}7)$$

Como este coeficiente é positivo, a tensão na carga tende a dobrar em relação à onda incidente. Por meio do Diagrama de Lattice a amplitude desta tensão é de $24\ V$, enquanto o valor medido é em torno de $20\ V$ a $23\ V$.

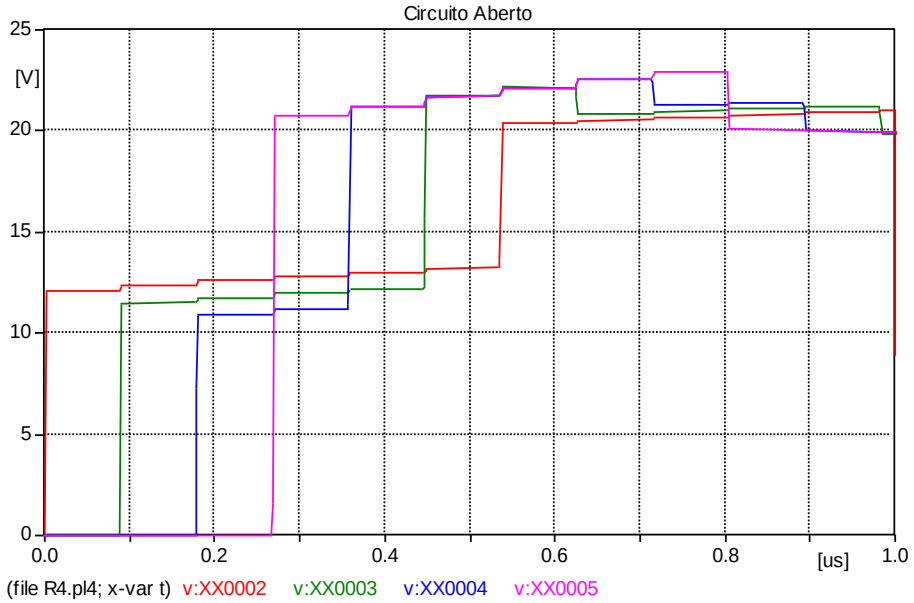

Figura 3-45 Níveis de tensão do modelo de Bergeron com circuito aberto.

A Figura 3-46 ilustra os resultados de simulação por meio da utilização de 1000 circuitos π em cascata. A Figura 3-47 mostra os respectivos resultados filtrados. Novamente, verifica-se uma boa concordância com as medições.

A Figura 3-48 traz uma comparação de todos os resultados decorrentes de simulação com aqueles oriundos de medições. Em função do intenso transitório, e respectiva propagação, as conclusões são exatamente às mesmas da subseção anterior.

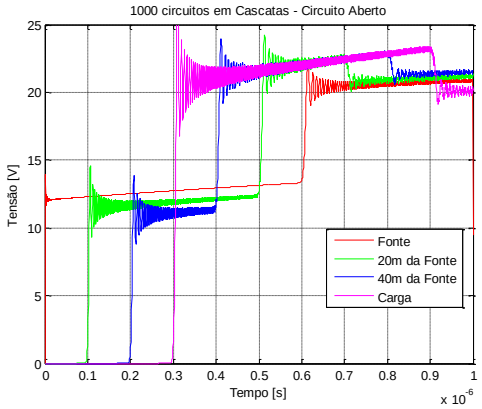

Figura 3-46 Níveis de tensão da simulação de 1000 circuitos π em cascata com circuito aberto.

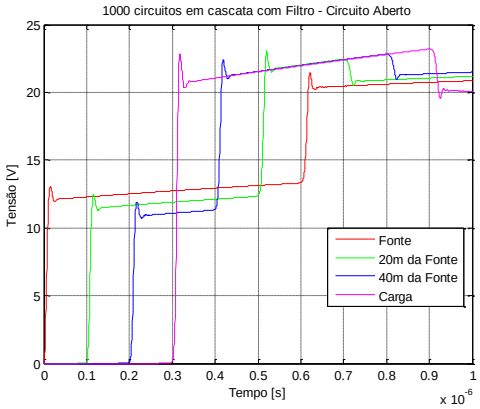

Figura 3-47 Níveis de tensão filtrados da simulação de 1000 circuitos π em cascata com circuito aberto.

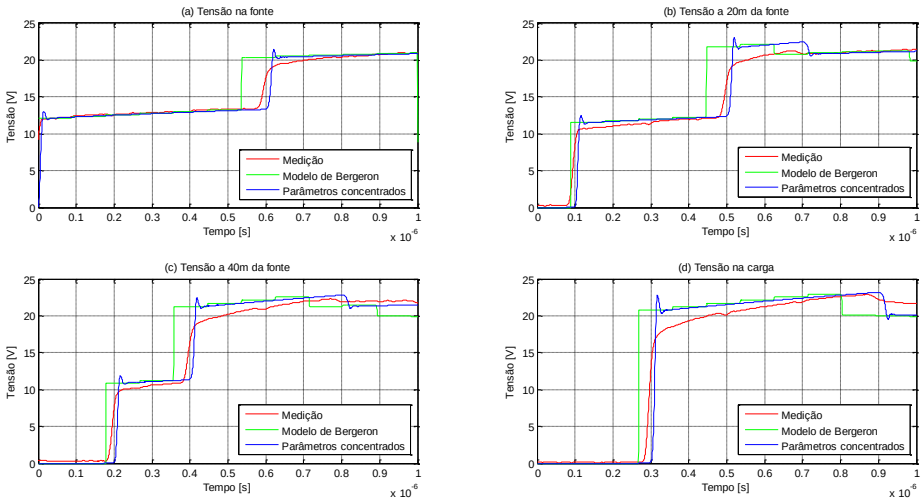

Figura 3-48 Comparação dos níveis de tensão em cada ponto (a - Fonte, b - 20 m da fonte, c - 40 m da fonte e d - na carga) para os resultados encontrados nas medições para o modelo de Bergeron e para o modelo de parâmetros concentrados com circuito aberto.

3.4.2 Verificação do Conceito de Distância de Proteção

Os para-raios são equipamentos de proteção contra sobretensões, que são ligados entre o condutor principal e o condutor de proteção dos circuitos (ou ao aterramento elétrico), diretamente ou a uma certa distância de um equipamento ou conjunto de elementos que se quer proteger.

Um para-raios ideal é um circuito aberto enquanto a tensão sobre ele é igual ou inferior ao seu valor residual de tensão E_0, e se comporta como um curto-circuito quando esse limite for ultrapassado, [54, 63]. Com isso, toda a energia em excesso causadora da sobretensão é desviada para o condutor de proteção ou retorno, mantendo a tensão a partir daquele ponto igual à E_0 durante o período transitório. Esses elementos possuem vasta aplicabilidade em circuitos de potência, os quais são sujeitos a sobretensões transitórias devido às causas internas (manobras como energização e descarga de linhas e abertura de circuitos) e causas externas (com destaque para descargas atmosféricas).

Em sistemas de potência, a coordenação do isolamento e o projeto econômico de equipamentos estão intimamente relacionados com a aplicação de para-raios, [54, 63]. Quando ocorre um transitório em uma linha de transmissão, a frente de onda, que se propaga com uma velocidade finita ao longo da linha, sofre reflexões de acordo com a carga conectada a ela, como visto anteriormente. Se a distância entre o dispositivo de proteção em questão e o elemento protegido é suficientemente grande para que o efeito das reflexões seja significativo e os coeficientes de reflexão forem positivos, a interação das ondas incidentes e refletidas causam a elevação da tensão do terminal além da tensão residual do dispositivo de proteção. O efeito das ondas trafegantes, com

elevadas taxas de crescimento, é o de elevar a tensão do equipamento protegido em relação à tensão residual desenvolvida pelo para-raios, [54, 63].

Como se pode notar, a distância de proteção é importantíssima, pois se o para-raios estiver distante o suficiente, a proteção para a qual foi concebido não acontecerá de forma satisfatória.

Nesta dissertação, como já frisado, o conceito de distância de proteção é verificado experimentalmente por meio da utilização de um diodo Zenner (que representa o elemento protetor, para-raios), conectado entre o condutor interno do cabo coaxial e a malha externa (retorno de corrente). Para tal, são realizadas medições das distribuições temporais de tensão na fonte (gerador), a 20 m da fonte, a 40 m da fonte e na carga resistiva, com o diodo Zenner posicionado em cada um destes pontos. A carga resistiva assume os valores descritos na subseção anterior (∞, $150\,\Omega$, $75\,\Omega$ e $37{,}5\,\Omega$). Adicionalmente, são realizadas, também, simulações com o auxílio do ATP, considerando o modelo de Bergeron. Como são vários resultados de medições e de simulações, optou-se por apresentar somente os relativos às cargas de $75\,\Omega$ (carga casada com a linha coaxial) e ∞. As motivações são as seguintes: i) em sistemas de tráfego de sinais (informações) o casamento é uma situação de constante interesse e ii) no caso da carga infinita o fenômeno de reflexões sucessivas promove o maior aumento de tensão na carga (o transitório eletromagnético se processa com maior intensidade). Ademais, estas duas situações compreendem limites importantes dos coeficientes de reflexão na carga, sendo zero para a casa casada e 1 (máximo) para carga infinita.

Os resultados oriundos de simulações são obtidos mediante o sistema apresentado na Figura 3-49 (circuito montado no *ATPDraw*). O diodo Zenner (tensão de "grampeamento" de 3,3 V) é simulado como uma resistência não linear (curva característica apresentada na Figura 3-6).

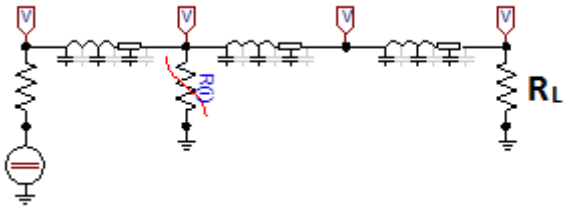

Figura 3-49 Configuração do modelo de Bergeron para uma carga resistiva R_L com diodo à 20 m da fonte.

Diante do exposto acima, a Figura 3-50 ilustra as tensões medidas, com o diodo a 20 m da fonte, enquanto a Figura 3-51 esboça as respectivas simulações, considerando a carga casada com a linha coaxial. A Figura 3-52 e a Figura 3-53 mostram resultados similares, porém para o diodo a 40 m da fonte. Finalmente, a Figura

3-54 e a Figura 3-55 esboçam os resultados para o diodo posicionado exatamente no ponto em que a carga está inserida. A Figura 3-56 apresenta uma comparação dos níveis de tensão em cada ponto do sistema, como o objetivo de ilustrar de forma mais contundente o conceito de distância de proteção.

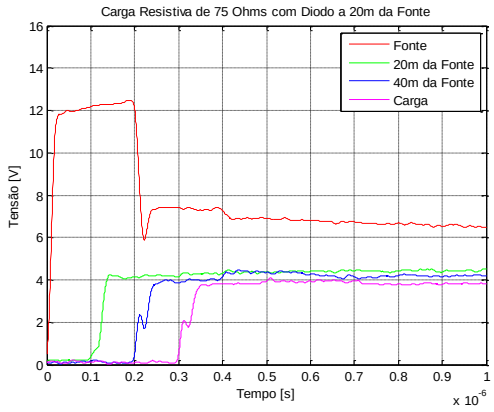

Figura 3-50 Níveis de tensão na linha coaxial para uma carga resistiva de 75 Ohms com diodo a 20 metros da fonte.

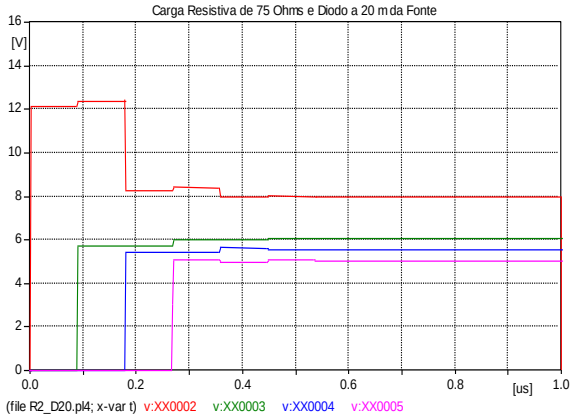

Figura 3-51 Níveis de tensão do modelo de Bergeron para a carga resistiva de 75 Ohms com diodo a 20 metros da fonte.

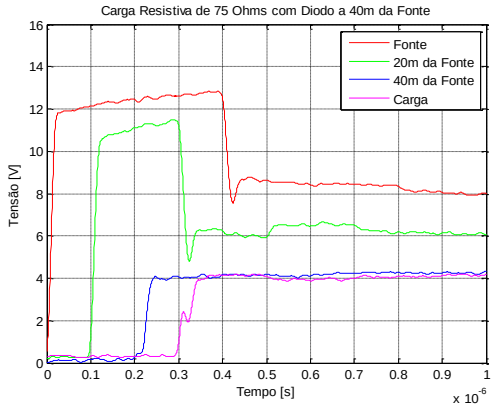

Figura 3-52 Níveis de tensão na linha coaxial para uma carga resistiva de 75 Ohms com diodo a 40 metros da fonte.

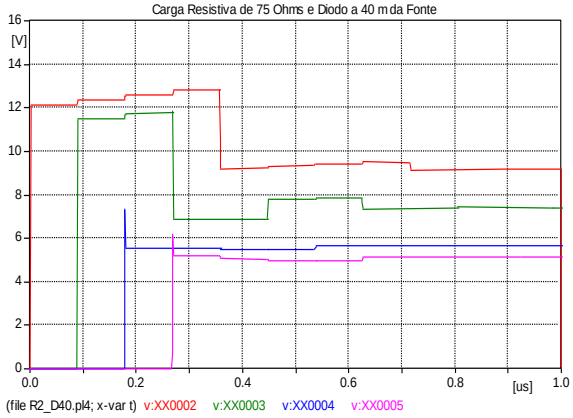

Figura 3-53 Níveis de tensão do modelo de Bergeron para a carga resistiva de 75 Ohms com diodo a 40 metros da fonte.

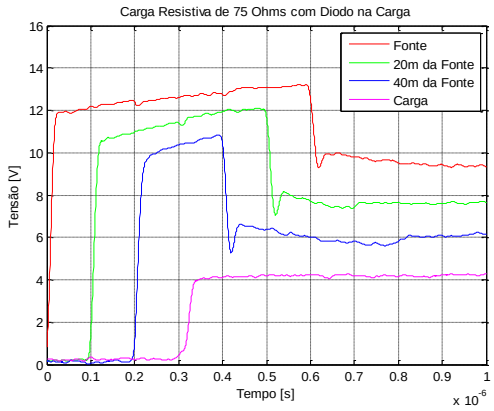

Figura 3-54 Níveis de tensão na linha coaxial para uma carga resistiva de 75 Ohms com diodo na carga.

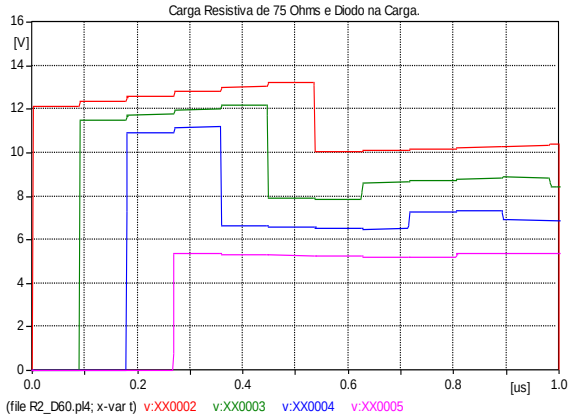

Figura 3-55 Níveis de tensão do modelo de Bergeron para a carga resistiva de 75 Ohms com diodo na carga.

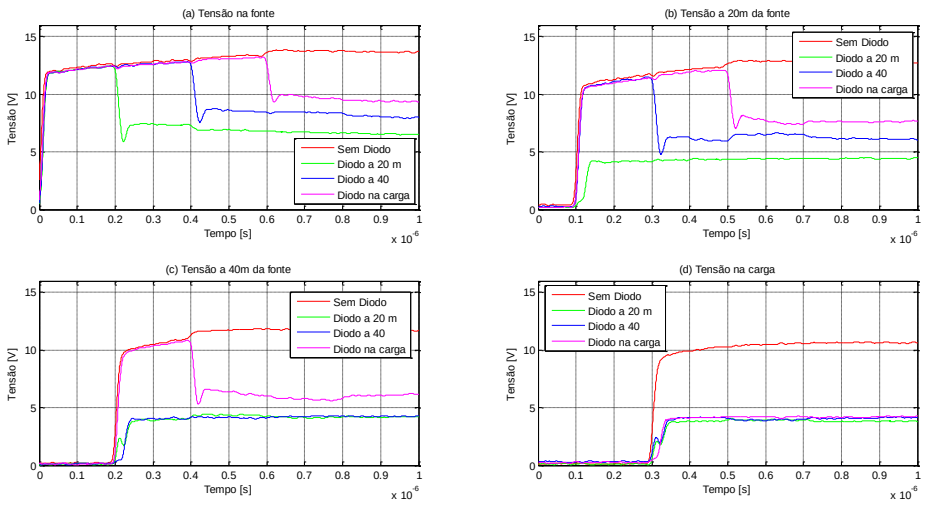

Figura 3-56 Níveis de tensão em cada ponto (a - Fonte, b - 20 m da fonte, c - 40 m da fonte e d - na carga) do sistema com a variação do diodo ao longo do cabo coaxial para uma carga resistiva de 75 Ohms.

Da Figura 3-57 à Figura 3-63 são mostrados os resultados similares aos da Figura 3-50 à Figura 3-56, considerando, porém, uma carga infinita.

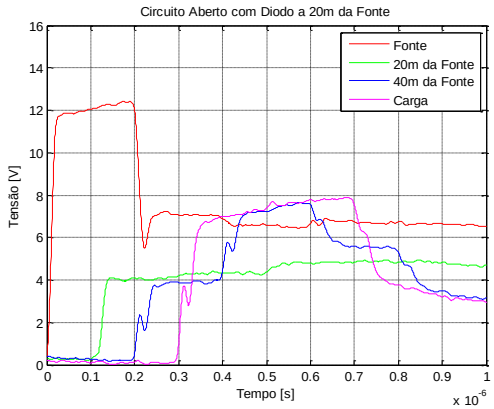

Figura 3-57 Níveis de tensão na linha coaxial com circuito aberto e diodo a 20 metros da fonte.

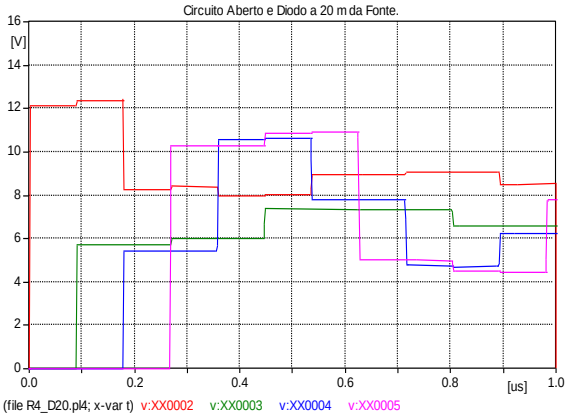

Figura 3-58 Níveis de tensão do modelo de Bergeron para circuito aberto e diodo a 20 metros da fonte.

Com base nos resultados apresentados da Figura 3-50 à Figura 3-63 as seguintes conclusões podem ser enumeradas:

- Para o caso de casamento de impedância ⇒ Figura 3-50 a Figura 3-56:
  - As tensões na carga são razoavelmente próximas, independentemente da posição do diodo. Naturalmente, isto é devido ao coeficiente de reflexão próximo de zero, o que faz com que o transitório eletromagnético diminua bastante.
  - A presença do diodo, como esperado, diminui sensivelmente a tensão na carga.
  - As simulações, mediante o modelo de Bergeron, conseguem aproximadamente reproduzir de forma qualitativa os resultados das

medições. Contudo, apresenta diferenças significativas nos valores médios. Esta diferença diminui à medida que o diodo se aproxima da carga. Tais diferenças são atribuídas à modelagem do diodo no ATP, como uma resistência não linear.

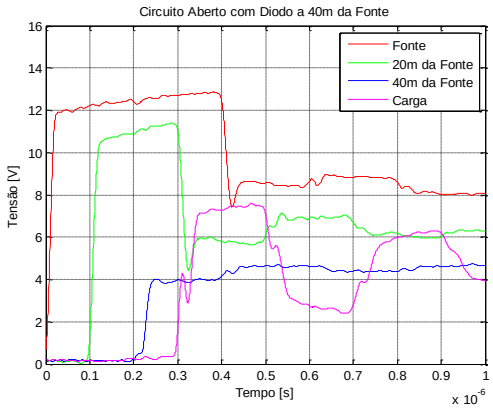

Figura 3-59 Níveis de tensão na linha coaxial com circuito aberto e diodo a 40 metros da fonte.

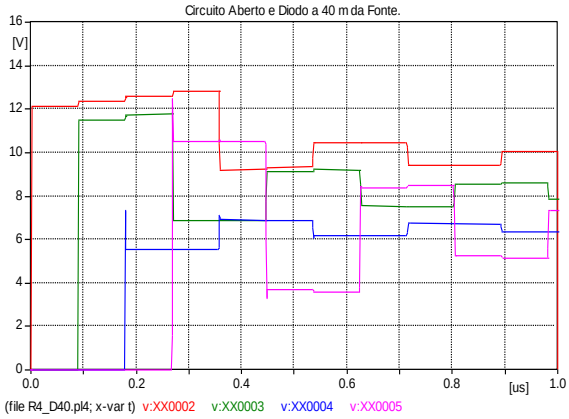

Figura 3-60 Níveis de tensão do modelo de Bergeron para com circuito aberto e diodo a 40 metros da fonte.

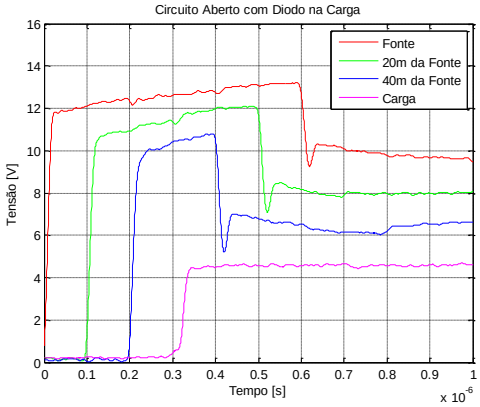

Figura 3-61 Níveis de tensão na linha coaxial com circuito aberto e diodo na carga.

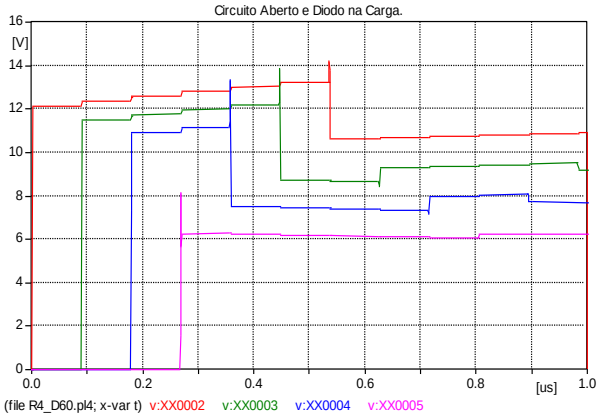

Figura 3-62 Níveis de tensão do modelo de Bergeron com circuito aberto e diodo na carga.

- Para o caso de carga infinita ⇒ Figura 3-57 a Figura 3-63:
  - Neste caso, o conceito de distância de proteção fica evidente, tanto nas medições quanto nas simulações. Percebe-se, claramente, que à medida que o diodo é instalado cada vez mais próximo da carga, os níveis de tensão na mesma diminuem sensivelmente. Evidentemente, este fato é diretamente associado ao maior efeito transitório eletromagnético que é processado no cabo coaxial, quando comparado ao caso anterior. Isto pode ser verificado pelas respectivas curvas, que são muito mais “poluídas” por tais reflexões.
  - Novamente, a presença do diodo reduz drasticamente os níveis de tensão na carga, de forma mais intensa que no caso anterior.

- Mais uma vez as simulações com modelo de Bergeron traduzem de forma confiável os aspectos qualitativos, mas não os quantitativos. Novamente, isto é atribuído ao modelo do diodo.

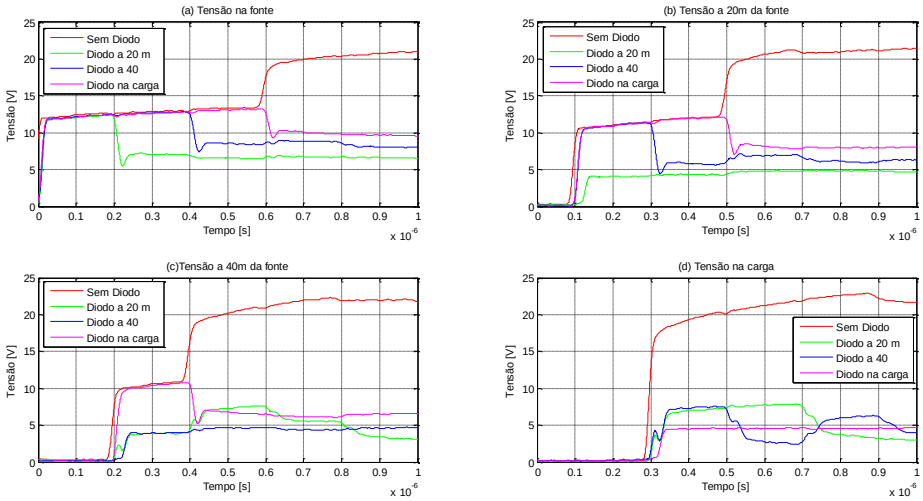

Figura 3-63 Níveis de tensão em cada ponto (a - Fonte, b - 20 m da fonte, c - 40 m da fonte e d - na carga) do sistema com a variação do diodo ao longo do cabo coaxial para circuito aberto.

- Outros valores de cargas resistivas ⇒ resultados gráficos não apresentados na dissertação:
  - Para resistência de carga inferior à impedância de surto do cabo ($37{,}5\ \Omega$), a presença do diodo não é sentida (em termos de diminuição de tensão) de forma tão evidentemente como o é nos outros casos. Tal fato está associado ao coeficiente de reflexão negativo, que contribui para a diminuição de tensão na carga.
  - Para resistência de carga superior à impedância de surto do cabo ($150\ \Omega$), os resultados são similares aos associados à carga infinita (porém, menos intensos), pois o coeficiente de reflexão na carga é positivo.

3.5 SÍNTESE DO CAPÍTULO

Nesse capítulo é apresentada toda a metodologia utilizada para as medições. São descritos o local das medições, a bancada de equipamentos e os ajustes realizados nos cabos para viabilizar as medições de maneira a evitar minimamente a interferência do ambiente.

É apresentado, também, todo o tratamento dado às medições para facilitar e ao mesmo tempo fornecer uma análise mais confiável dos dados obtidos. Os resultados das medições, obtidas diretamente do osciloscópio apresentam um número alto de ruídos, o que dificulta a visualização do fenômeno de propagação da onda. Ao utilizar o

filtro do próprio osciloscópio é possível diminuir os efeitos das oscilações presentes na forma de onda fornecida pela fonte. E ao utilizar o filtro nesses resultados, é possível minimizar os ruídos presentes nas medições.

A apresentação dos resultados é dividida em duas etapas. Em um primeiro momento, são apresentados todos os resultados referentes à verificação dos modelos de linhas de transmissão: representação por parâmetros concentrados e por parâmetros distribuídos, simulados com o auxílio do ATP. Em seguida, são comparados os resultados de simulação com os de medições. Pode-se afirmar que ambos os modelos representam de maneira satisfatória as linhas de transmissão. O modelo de Bergeron representa de forma adequada o sistema, mas as respostas via parâmetros concentrados são mais próximas das medições. Claro que, para representar o sistema da melhor maneira possível, é necessário utilizar um número elevado de circuitos π em cascata, além de utilizar um filtro digital passa baixa na saída de seus resultados. Outra análise que merece atenção é sobre os tipos de cargas utilizadas. É possível observar que para as cargas não casadas há distorção nas ondas de tensão. As ondas medidas e simuladas deixam de ser o degrau de tensão gerado pela fonte, pois há várias reflexões de onda, quando não há casamento de impedância.

Em um segundo momento, são apresentados os resultados sobre a verificação do conceito de distância de proteção. Pode-se observar que, à medida que o diodo (elemento de proteção) é colocado mais próximo da carga (elemento a ser protegido), mais efetiva (em termos de diminuição de tensão na carga) é a proteção. Deve-se frisar, também, que esta proteção é ainda mais eficiente quando maior for a resistência da carga (visto as maiores proteções proporcionadas no caso de circuito aberto). Outro ponto a observar é que o diodo faz com que a forma de onda de tensão na carga seja próxima à fornecida pela fonte, no caso, um degrau de tensão.

4 CONCLUSÕES E PROPOSTAS DE CONTINUIDADE

4.1 SÍNTESE DA DISSERTAÇÃO E PRINCIPAIS RESULTADOS

Neste trabalho é apresentado um estudo do cálculo dos principais parâmetros eletromagnéticos de linhas de transmissão coaxiais e como estes afetam os transitórios estabelecidos nas mesmas: impedância característica, constante de propagação e velocidade de propagação do sinal eletromagnético que viaja pela linha. Estes parâmetros dependem de suas características elétricas e geométricas e da frequência do sinal eletromagnético que solicita o cabo. A impedância característica pode ser simplificada para a impedância de surto, pois os sinais que trafegam pelo cabo são de altas frequências. Sendo assim, a impedância de surto do cabo escolhido deve ser igual ou próxima aos equipamentos instalados, de forma a diminuir as perdas, devido às reflexões entre cabos e equipamentos conectados. A constante de propagação apresenta características importantes, como a constante de atenuação (responsável por diminuir a amplitude do sinal ao longo da linha de transmissão) e a constante de fase (mudança de fase da onda ao se propagar ao longo de uma linha de transmissão). A velocidade de propagação, também associada a estes parâmetros, depende diretamente da frequência e da constante de defasamento.

Sendo os cabos coaxiais modelos básicos de linhas de transmissão, esses podem ser representados mediante o equacionamento de linhas de transmissão, considerando o campo elétrico e o campo magnético ortogonais entre si e ambos transversais à direção de propagação (ou seja, modo do tipo TEM). Nesse modo, as linhas de transmissão são facilmente analisadas estendendo a teoria dos circuitos de parâmetros concentrados a circuitos com parâmetros distribuídos. Assim, uma linha de transmissão coaxial pode ser caracterizada pelos parâmetros R, L, C, e G dados por unidade de comprimento da linha.

Como o objetivo deste trabalho é verificar, por meio de medições em cabos coaxiais, o modelo de representação de linhas de transmissão por circuitos π em cascata e o por parâmetros distribuídos, em um primeiro momento, é realizado um estudo para definir os parâmetros dos cabos coaxiais utilizados na medição para modelagem computacional do sistema no ATP. Também, é apresentada toda a descrição do sistema utilizado, bem como o tratamento das medições.

Primeiramente, ao analisar a influência do número de circuitos π em cascata para melhor representação das linhas coaxiais, verifica-se que as simulações com 20, 60 e 100 circuitos π apresentam respostas que tendem às medições; entretanto, com um número alto de oscilações que não são retiradas nem mesmo pelo filtro passa baixa (Esse resultado pode ser melhorado com o aumento da frequência de corte do filtro). Ao utilizar 500, 1000 e 5000 circuitos π em cascata, a resposta do sistema é consideravelmente melhorada, principalmente com a utilização do filtro passa baixa. Percebe-se, nesse caso, que a representação de 1000 e 5000 circuitos π em cascata não apresentam diferenças significativas, o que não justifica, então, utilizar um número tão alto de circuitos π para representar o sistema. Logo, para os demais casos, escolhe-se apresentar apenas os resultados simulados para 1000 circuitos π em cascata.

Em seguida, pode-se observar que os resultados das medições e os resultados das simulações para os modelos simulados no ATP apresentam valores próximos, apesar das distorções. Ao analisar os modelos de linhas de transmissão apresentados, pode-se afirmar que ambos os modelos representam de maneira satisfatória as linhas de transmissão.

Percebe-se, também, que nas medições e nas simulações, os resultados para cargas diferentes da impedância da linha, ou seja, para cargas não casadas, as formas de onda são diferentes de um degrau de tensão, que corresponde à forma de onda fornecida pela fonte. Isto acontece, porque, como a impedância não é casada, várias reflexões ocorrem na impedância de carga e na impedância da linha.

Para verificação do conceito de distância de proteção, realizam-se as medições no cabo coaxial para cada tipo de carga e em cada medição é colocado um diodo Zenner entre o condutor interno e a malha externa do cabo em diferentes posições. Além das medições, realizam-se também as simulações via ATP, considerando o modelo de Bergeron. Observa-se que à medida que o diodo é colocado mais próximo da carga, menor é o nível de tensão na carga e mais próximo é da forma da onda fornecida pela fonte, ou seja, de um degrau de tensão. A proteção fornecida pelo diodo Zenner é ainda maior quando a carga a ser protegida também é maior, tanto que a maior proteção fornecida é no caso de circuito aberto. Por fim, conclui-se que a utilização dos dispositivos de proteção instalados no sistema não fornece uma proteção 100% eficaz, porém reduz de maneira significativa a tensão de sobrecarga, sobretudo quando colocado próximo à carga.

4.2 PROPOSTAS DE CONTINUIDADE

Frente aos resultados encontrados e a importância do assunto, verifica-se a necessidade de continuidade do trabalho. Abaixo são destacadas, então, algumas propostas de continuidade:

- Aprofundar nos filtros utilizados (no sentido de utilização de outros filtros) nas medições e simulações associadas ao modelo a parâmetros concentrados;
- Melhorar a representação do comportamento não linear do diodo no ATP, mediante, por exemplo, a utilização de modelos de para-raios ZnO e SiC;
- Utilizar outros modelos de linhas de transmissão disponíveis na literatura, para comparação com as medições;
- Avaliar o comportamento do sistema para diferentes tipos de cargas, como capacitivas, indutivas, e cargas mistas;
- Realizar o mesmo estudo para comprimentos maiores de cabos coaxiais;
- Avaliar o sistema frente a outras formas de onda de tensão, como por exemplo, duplas exponenciais, triangulares, retangulares e outras;
- Realizar medições considerando frequências mais elevadas, de tal forma que outros modos de propagação sejam suportados pelo cabo coaxial;
- Estender os estudos realizados nesta dissertação para sistemas trifásicos em escalas reduzidas, considerando a presença do solo subjacente.

5 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] C. N. McDowellC e J. Bernstein, “Surface Transfer Impedance Measurements on Subminiature Coaxial Cables.,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility,* vol. 15, n. 4, pp. 188-190, 1973.

[2] S. Shenfeld, “Coupling Impedance of Cylindrical Tubes,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility,* vol. 14, n. 1, pp. 10-16, Fevereiro 1972.

[3] J. F. Adami, *Detecção e Identificação de Arcos de Contorno em Cadeias de Isoladores de Linhas de Transmissão Utilizando Técnicas de Processamento de Sinais,* Itajubá, Minas Gerais, 2008.

[4] R. Tiedemann, “Current Flow in Coaxial Braided Cable Shields,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility,* vol. 45, n. 3, pp. 531-537, Agosto 2003.

[5] S. A. Schelkunoff e T. Odarenko, “Crosstalk Between Coaxial Transmission Lines,” *Bell System Technical Journal,* vol. 16, pp. 144-164, 1937.

[6] C. S. Machado, “Cabling 96,” Comunicação Digital LTDA, Brasília, 1996.

[7] E. Salvatti e M. Ricardo, *Estudo De Defeitos Em Cabos Coaxiais Através Do Método FDTD – Finite Difference Time Domain.,* Curitiba: Universidade Federal do Paraná, p. 92.

[8] M. J. V. D. Burgt, *Coaxial Cables and Applications,* Belden Electronics Division, 2003.

[9] R. Ribas, *Instrumentação Nuclear,* São Paulo: Instituto de Física, Departamento de Física Nuclear - USP, 2011.

[10] P. Holmberg, M. Leijon e T. Wass, “A Wideband Lumped Circuit Model of Eddy Current Losses in a Coil With a Coaxial Insulation System and a Stranded Conductor,” *IEEE Transactions on Power Delivery,* vol. 18, n. 1, pp. 50-60, Janeiro 2003.

[11] D. K. Cheng, Fiels ans Wave Electromagnetics, 2ª Edição ed., Addison-Wesley Publishing Company, 1983, p. 515.

[12] D. L. Sengupta e V. Liepa, Applied Electromagnetics and Electromagnetic Compatibility, New Jersey: John Wiley & Sons, 2006, p. 486.

[13] D. J. Charantola, *Representação de Linhas de Transmissão Monofásicas por Meio de Variáveis de Estado: Comparação das Soluções Numérica e Analítica,* Ilha Solteira, 2007.

[14] A. R. J. Araújo, R. C. Silva e S. Kurokawa, "Comparação dos Modelos a Parâmetros Discretos e Distribuídos na Representação de Linhas Trifásicas.," *Simpósio Brasileiro de Sistema Elétricos.,* 2014.

[15] K. F. Casey, "On The Effective Transfer Impedance of Thin Coaxial Cable Shields," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility,* vol. 18, n. 3, pp. 110-117, 1976.

[16] D. Chadwick, "TopRenReviews," 02 Julho 2011. [Online]. Available: http://coaxial-cable-review.toptenreviews.com/the-history-of-coaxial-cable.html. [Acesso em 26 Junho 2014].

[17] P. J. Nahin, Oliver Heaviside: the Life, Work, and Times of an Electrical Genius of the Victorian Age, Baltimore: Johns Hopkins University Press, 2002.

[18] O. J. Lodge, "The Columbia Encyclopedia," 2014. [Online]. Available: http://www.encyclopedia.com/doc/1E1-Lodge-Si.html. [Acesso em 26 Junho 2014].

[19] O. J. Lodge, Past Years: An Autobiography, New York: Cambridge University Press, 2012.

[20] N. Tesla, "Electrical Conductor". Estados Unidos da América, New York Patente 514,167, 6 Fevereiro 1894.

[21] L. E. E. AL, "Concentric Conducting System". Estados Unidos da América, New York Patente 1,835,031, 8 Dezembro 1929.

[22] J. Johnson, "Gadgets Boingboing," 17 April 2009. [Online]. Available: http://gadgets.boingboing.net/2009/04/17/gallery-an-illustrat.html. [Acesso em 30 Junho 2014].

[23] A. A. Huurdeman, The Worldwide History of Telecommunications, New Jersey: John Wiley & Sons/IEEE Press, 2003, p. 660.

[24] I. Poole, “Radio Electronics,” 31 Janeiro 2007. [Online]. Available: http://www.radio-electronics.com/info/antennas/coax/rf-coaxial-feeder-cable.php. [Acesso em 20 Junho 2014].

[25] E. Tozer, Broadcast Engineers Reference Book, 1ª Edição ed., Jordan Hill, Oxford: Focal Press, 2004, p. 1034.

[26] J. F. Hayes, “Paths Beneath the Seas: Transatlantic Telephone Cable Systems,” *IEEE Canadian Review,* pp. 18-26, 2006.

[27] S. Sali, “Modal technique for the time domain kalysis of crosstalk between coaxial cables,” *Electronics & Communication Engineering Journal,* pp. 254-260, Novembro/Dezembro 1989.

[28] A. J. Soares e F. C. Silva, *Antenas e Propagação,* Brasília: Universidade de Brasília, 2003.

[29] “Mdpolicabos,” MD Policabos, 02 Janeiro 2006. [Online]. Available: http://www.mdpolicabos.com.br/cabos_coaxial.asp. [Acesso em 26 Junho 2014].

[30] “Epanorama,” 01 Fevereiro 2012. [Online]. Available: http://www.epanorama.net/links/wire_general.html. [Acesso em 14 Julho 2014].

[31] S. Sali, “Response of externally excited coaxial cables with wire braided shields,” *IEE Proc.-Sci,* vol. 141, n. 4, pp. 266-272, Julho 1994.

[32] J. M. Bulson, “Low-Impedance Cable for Parallel-Connected Surge Protective Devices,” *IEEE Transactions on Power Delivery,* vol. 10, n. 4, pp. 1816-1821, Outubro 1995.

[33] S. M. Wentworth, Eletromagnetismo aplicado: Abordagem antecipada de linhas de transmissão, Porto Alegre: Bookman, 2009.

[34] W. H. Hayt e J. A. Buck, Eletromagnetismo, 8ª Edição ed., Porto Alegre: AMGH Editora Ltda, 2013.

[35] S. J. Orfanidis, Electromagnetic Waves and Antennas, Rutgers University, 2004.

[36] R. Paludo, *Refletometria no Domínio do Tempo: Análise do Efeito das Camadas Semicondutoras de cabos isolados,* Curitiba, 2009.

[37] A. C. C. Lima, *Fundamentos de Telecomunicações: Teoria Eletromagnética e Aplicações,* 2002.

[38] R. P. Clayton, S. Nasar e K. W. Whites, Introduction to Electromagnetic Fields, 3ª Edição ed., Mcgraw-Hill College, 1997.

[39] F. M. Tesche, “Development and Use of the BLT Equation in the Time Domain as Applied to a Coaxial Cable,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility,* vol. 49, n. 1, Fevereiro 2007.

[40] S. M. S. Lúcio, *Parâmetros Longitudinais de Linhas de Transmissão: Análise dos Efeitos do Solo e da Frequência para Aplicação em Estudos de Transitórios Eletromagnéticos,* Dissertação de Mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica (PPGEL), Associação Ampla entre a Universidade Federal de São João del-Rei (UFSJ) e o Centro Federal de Educação Tecnológica de Minas Gerais (CEFET-MG). São João del-Rei, 2012.

[41] A. Ametani, “The History and Recent Trends of Transient Analysis in Transmission Lines,” em *International Conference on Power Systems Transients (IPST)*, Vancouver, Canada, 2013.

[42] L. V. Bewley, Travelling-Waves on Transmission Systems, Wiley, 1951.

[43] R. Rudenberg, Transient Performance of Power Systems, McGraw Hill, 1950.

[44] S. A. Schelkunoff, “The electromagnetic theory of coaxial transmission line and cylindrical shields,” *Bell Syst. Tech. J.,* pp. 532-579, 1934.

[45] J. R. Carson, “Wave propagation in overhead wires with ground return,” *Bell Syst. Tech. J.,* pp. 539-554, 1926.

[46] W. H. Wise, “Potential coefficients for ground return circuits,” *Bell Syst. Tech. J.,* vol. 27, pp. 365-371, 1948.

[47] R. M. Porter e A. J. McElroy, “Digital computer calculations of transients in electrical networks,” *IEEE Trans.PAS,* vol. 82, p. 88, 1963.

[48] H. W. Dommel, “Digital computer solution of electromagnetic transients in single and multiphase networks,” *IEEE Trans. Power Appar. Syst.,* pp. 388-399, 1969.

[49] S. J. Day, M. N. e J. R. R. Reed, “Developments in obtaining transient response using Fourier integrals. Pt. I : Gibbs phenomena and Fourier integrals,” *Inter. J. Elect. Eng. Educ.,* vol. 3, p. 501, 1965.

[50] S. J. Day, N. Mullineux e J. R. Reed, “Developments in obtaining transient response using Fourier integrals. Pt. 2 : Use of the modified Fourier transform,” *Inter J. Elect. Eng. Educ,,* vol. 4, p. 31, 1966.

[51] C. W. 13.05, “The calculation of switching surges I. A comparison of transient network analyzer results,” *Electra,* vol. 19, p. 67, 1971.

[52] C. W. 13.05, “The calculation of switching surges III. Transmission line presentation for energization and re-energization studies with complex feeding networks,” *Electra,* vol. 68, pp. 45-78, 1979.

[53] H. W. Dommel, EMTP Theory Book, Vancouver: University of Britsh Columbia, 1992.

[54] Z. J. L. C., Transitórios Eletromagnéticos em Sistemas de Potência, São Paulo: Universidade de São Paulo, 2003.

[55] J. R. Cardoso, Engenharia Eletromagnética, São Paulo: Elsevier, 2010.

[56] A. E. A. Araújo e W. L. Neves, Cálculo de Transitórios Eletromagnéticos em Sistemas de Energia, Belo Horizonte: UFMG, 2005.

[57] A. C. S. M. Moura, *Cálculo de sobretensões em linhas aéreas multiterno de Transporte de Energia Elétrica,* Porto: Faculdade de Engenharia do Porto, 1983.

[58] A. V. Dedinho, A. B. F. D. Schneider, A. N. S. Souza e P. Junior, “Transitórios Eletromagnéticos em Linhas de Transmissão usando a Modelagem Modelica e Identificação de falhas em Cabos Subterrâneos para melhoria da Qualidade de Energia.,” *Anais do XIX Congresso Brasileiro de Automática,* pp. 4860 - 4866, 2012.

[59] A. Oliveira e J. Cogo, “Modelos de Linhas de Transmissão na Análise de Sobretensões em Sistemas Elétricos de Potência,” *Seminário de Pesquisa EFEI,* vol. 431, n. 07, pp. 1 - 5, 1983.

[60] D. H. Colvin, “Computationally Efficient Method of Calculations Involving Lumped - Parameter Transmission - Line Models,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility,* vol. 27, pp. 41-43, 1985.

[61] Megatron, “Catálogo Técnico Megatron Fios e Cabos Especiais,” 2005. [Online]. Available: http://www.megatroncabos.com.br/. [Acesso em 17 Novembro 2014].

[62] D. S. D. Zenner, *Technical Specifications of Glass Silicon Zenner Diodes,* DC Componentes CO., LTDA..

[63] S. R. Naidu, Transitórios Eletromagnéticos em Sistemas de Potência, Campina Grande: Grafset, 1985.

[64] R. D. Nevels e E. Wheeler, “Radiation From a Dielectric Coated Hemi spherical Conductor Fed by a Coaxial Transmission Line,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility,* vol. 31, n. 1, pp. 16-20, Fevereiro 1989.

[65] J. R. Douglas e L. D. Bacon, “An Approximate Solution for Coupling to a Coaxial Waveguide Which Terminates at a Conducting Wedge,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility,* vol. 31, n. 1, pp. 69-73, Fevereiro 1989.

[66] H. A. N. Hejase, “Radiation Properties of a Pigtail-Terminated Coaxial Transmission Line,” *IEEE Transactions nn Electromagnetic Compatibility,* vol. 34, n. 1, pp. 23-27, Fevereiro 1992.

[67] R. J. Meredith, “Emtp modeling of electromagnetic transients In multi-mode coaxial cables by finite sections,” *IEEE Transactions on Power Delivery,* vol. 12, n. 1, pp. 489-496, 1997.

[68] Y.-P. Loy, “Shielding Theory of Coaxial Cylindrical Structures,” *IEEE Transactions nn Electromagnetic Compatibility,* vol. 10, n. 1, pp. 16-28, 1968.

[69] M. Paz, *Modelo Reduzido de Linhas de Transmissão para Transitórios Eletromagnéticos - Aplicação de Propriedades Complexas,* Campinas, 2005.

[70] R. A. R. Moura, *Comparação de Formulações para Inclusão do Efeito do Solo no Comportamento Transitório de Linhas de Transmissão,* Dissertação de Mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica (PPGEL), Associação Ampla entre a Universidade Federal de São João del-Rei (UFSJ) e o Centro Federal de Educação Tecnológica de Minas Gerais (CEFET-MG). São João del-Rei, 2014.

[71] A. B. Lima, *Método Para Cálculo Da Impedância De Malhas De Aterramento De Torres De Linhas De Transmissão,* Belo Horizonte, 2010.

[72] K. Santos, *Medição do Fator de Blindagem de Cabos Coaxiais,* Belo Horizonte, 2011.

[73] K. Chang, RF and Microwave Wireless Systems, New York: A Wiley-Interscience Publication - John Wiley & Sons, INC, 2000.

[74] E. C. Jordan e K. Balmain, Eletromagnetic Waves and Radiation Systems, 2ª Edição ed., Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice-Hall, 1968.

[75] R. B. Stern, “Time Domain Calculation of Electric Field Penetration Through Metallic Shields,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility,* vol. 30, n. 3, pp. 307-311, Agosto 1988.

[76] D. V. F. Cardia, *Aplicação da Antena de Van Veen e Bergervoet na análise de Contribuições de Fontes de Emissão Radiada em Ambientes Eletromagnéticos,* São Paulo, 2010.

[77] M. Tartib, A. Morched e B. Gustavsen, “A Universal Model for Accurate Calculation of Electromagnetic Transients on Overhead Lines and Underground Cables,” *IEEE Transactions on Power Delivery,* vol. 14, July 1997.

[78] N. Watson e A. J., “Transmission lines and cables,” *Power Systems Electromagnetic Transients Simulation,* pp. 123-158, 2003.

[79] B. Gustavsen, “Validation of Frequency Dependent Transmission Line Models,” *IEEE Transactions on Power Delivery,* vol. 2, pp. 925-933, 2005.

[80] B. ,. S. A. Gustavsen, “Rational approximation of frequency domain response by vector fitting,” *IEEE Trans. Power Delivery,* vol. 14, p. 1052–1061, 1999.

[81] P. Moreno e A. Ramirez, “Implementation of the Numerical Laplace Transform: A Review,” *IEEE Transactions on Power Delivery,* pp. 2599-2609, October 2008.

[82] P. Moreno, P. Gómez, J. Naredo e J. Guardado, “Frequency domain transient analysis of electrical networks including non-linear conditions,” *International Journal of Electrical Power & Energy Systems,* vol. 27, pp. 139-146, 2005.

APÊNDICE A:

A.1 LINHAS DE TRANSMISSÃO MONOFÁSICAS

As linhas de transmissão são estruturas longitudinais utilizadas para o transporte de informação e energia. São utilizadas em sistemas de alta potência para o transporte de energia elétrica e em sistemas de baixa tensão para o transporte de informação em sistemas de telecomunicações [1, 2, 3, 4]. Os cabos coaxiais são enquadrados nesta última situação e, assim, podem ser modeladas mediante o equacionamento básico das relações físico-matemáticas que quantificam o comportamento de linhas de transmissão. Vale frisar que em todo o equacionamento apresentado a seguir adota-se o modo de propagação do campo eletromagnético na estrutura do tipo TEM (Transverso EletroMagnético).

As linhas de transmissão, quando compostas por uma configuração longitudinal de dois ou mais condutores imersos em um dielétrico homogêneo, são estruturas que possuem a característica de suportar o modo TEM, isto é, o modo onde o campo elétrico e o campo magnético são ortogonais entre si e ambos transversais à direção de propagação. São exemplos típicos de linhas de transmissão que suportam o modo TEM: cabos paralelos, linhas de fita e no caso de interesse deste trabalho, os cabos coaxiais [8, 11, 12, 31, 64, 65, 66].

A.1.1 Determinação das Equações Gerais para tensão e corrente em Linhas de Transmissão no Domínio do Tempo

Em uma linha de transmissão, estão associadas aos campos elétrico e magnético, ondas de tensão e corrente que se propagam ao longo desta. Além disso, as linhas de transmissão, propagando ondas TEM, são facilmente analisadas estendendo a teoria dos circuitos de parâmetros concentrados a circuitos com parâmetros distribuídos. Sendo assim, as características da linha ficam estabelecidas totalmente em função de seus parâmetros distribuídos [8, 3, 64, 65, 66, 11, 12, 13].

Os parâmetros distribuídos mais importantes de uma linha de transmissão são: a indutância L por unidade de comprimento $[H/m]$, que representa o efeito de todos os condutores da linha e a capacitância C por unidade de comprimento $[F/m]$, que representa o acúmulo de carga entre os condutores da linha. Além da capacitância e da indutância, as linhas de transmissão também apresentam uma resistência R por unidade de comprimento $[\Omega/m]$, responsável pelas perdas ôhmicas nos condutores (efeito pelicular), e uma condutância G por unidade de comprimento $[S/m]$, responsável pelas

perdas no dielétrico (G, no caso de linhas de transmissão, não deve ser entendido como o inverso da resistência, e pode ser desprezível em algumas situações [11, 12, 13, 32, 67, 68, 36, 69, 33, 34].

A natureza física dos parâmetros longitudinais (R e L) e dos transversais (G e C), bem como todas as premissas e limites de validade das formulações apresentadas a seguir, podem ser encontradas, detalhadamente, nas referências [34, 70, 40].

A Figura A. 1 representa o modelo de parâmetro distribuído ao longo de um comprimento infinitesimal (Δz) de uma linha de transmissão. Apesar dos parâmetros L, C, R e G estarem uniformemente distribuídos ao longo da linha, pode-se considerar que a linha de transmissão é constituída por seções infinitesimais Δz. Fazendo $\Delta z \to 0$, aproxima-se de uma linha real de parâmetros distribuídos [3, 11, 12, 36, 69, 33, 34, 71].

As deduções apresentadas a seguir são amplamente divulgadas na literatura. A despeito de tal situação, optou-se por apresentá-las de forma relativamente detalhada.

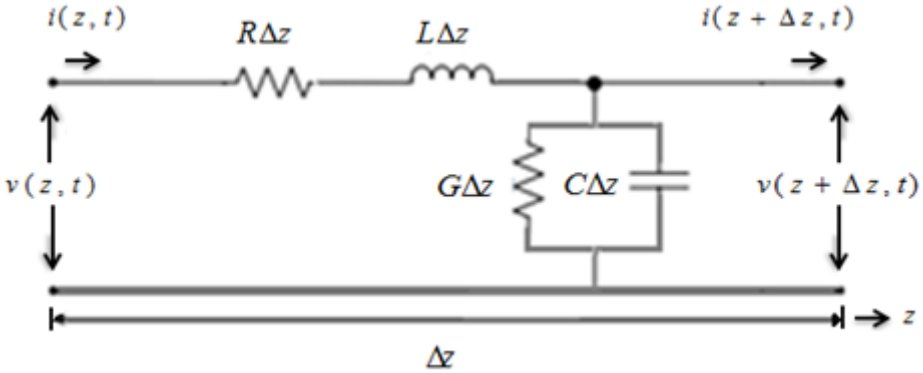

Figura A. 1 Modelo de um comprimento infinitesimal (Δz) de uma linha de transmissão por parâmetros distribuídos. Adaptado de [33, 34].

Aplicando a Lei das tensões de Kirchhoff na Figura A. 1, tem-se a Equação (A-1) [3, 12, 13, 36, 33, 34, 72, 73].

$$v(z,t) - L\Delta z \frac{\partial i}{\partial t}(z,t) - R\Delta z i(z,t) - v(z+\Delta z,t) = 0 \qquad \text{(A-1)}$$

Isolando e dividindo (A-1) por Δz encontra-se a Equação (A-2) [12, 13, 36, 69, 33, 34, 72].

$$\frac{-v(z,t) + v(z+\Delta z,t)}{\Delta z} = -L\frac{\partial i}{\partial t}(z,t) - Ri(z,t) \qquad \text{(A-2)}$$

Se $\Delta z \to 0$, então a Equação (A-2) toma a forma da Equação (A-3) [3, 36, 34, 71, 73].

$$-\frac{\partial v}{\partial z}(z,t) = L\frac{\partial i}{\partial t}(z,t) + Ri(z,t) \qquad \text{(A-3)}$$

Ao aplicar as leis das Correntes de Kirchhoff na Figura A. 1, tem-se a Equação (A-4) [3, 13, 36, 33, 34, 73].

$$i(z,t) = C\Delta z\frac{\partial v}{\partial t}(z+\Delta z,t) + G\Delta z v(z+\Delta z,t) + i(z+\Delta z,t) \quad \text{(A-4)}$$

Isolando e dividindo (A-4) por Δz obtém-se a Equação (A-5) [12, 13, 36, 33, 34].

$$\frac{i(z,t) - i(z+\Delta z,t)}{\Delta z} = C\frac{\partial v}{\partial t}(z+\Delta z,t) + Gv(z+\Delta z,t) \quad \text{(A-5)}$$

Se $\Delta z \to 0$, então a Equação (A-5) assume a forma da Equação (A-6) [3, 12, 69, 33, 34, 71, 72, 73].

$$-\frac{\partial i}{\partial z}(z,t) = C\frac{\partial v}{\partial t}(z,t) + Gv(z,t) \quad \text{(A-6)}$$

As Equações (A-3) e (A-6) são equações acopladas e combinadas tem-se uma equação diferencial em uma das variáveis (ou seja, é necessário desacoplá-las). Para isso, derivando (A-3) em relação à z e (A-6) em relação à t, tem-se as Equações (A-7) e (A-8) [12, 13, 36, 33, 34, 71, 73].

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}(z,t) = -R\frac{\partial i}{\partial z}(z,t) - L\frac{\partial^2 i}{\partial t\partial z}(z,t) \quad \text{(A-7)}$$

$$\frac{\partial^2 i}{\partial t\partial z}(z,t) = -G\frac{\partial v}{\partial t}(z,t) - C\frac{\partial^2 v}{\partial t^2}(z,t) \quad \text{(A-8)}$$

Substituindo (A-6) e (A-8) em (A-7) determina-se a Equação (A-9) [3, 12, 33, 34].

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}(z,t) = LC\frac{\partial^2 v}{\partial t^2}(z,t) + (RC+LG)\frac{\partial v}{\partial t}(z,t) + RGv(z,t) \quad \text{(A-9)}$$

De maneira análoga, diferenciando (A-3) em relação à t e (A-6) em relação a z, deduz-se as Equações (A-10) e (A-11) [12, 36, 33, 34, 71, 73].

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t\partial z}(z,t) = -R\frac{\partial i}{\partial t}(z,t) - L\frac{\partial^2 i}{\partial^2 t}(z,t) \quad \text{(A-10)}$$

$$\frac{\partial^2 i}{\partial^2 z}(z,t) = -G\frac{\partial v}{\partial z}(z,t) - C\frac{\partial^2 v}{\partial t\partial z}(z,t) \quad \text{(A-11)}$$

Substituindo (A-3) e (A-10) em (A-11) obtém-se a Equação (A-12) [12, 36, 33, 34, 71].

$$\frac{\partial^2 i}{\partial z^2}(z,t) = LC\frac{\partial^2 i}{\partial t^2}(z,t) + (RC+LG)\frac{\partial i}{\partial t}(z,t) + RGi(z,t) \quad \text{(A-12)}$$

As equações (A-9) e (A-12) representam as equações de ondas gerais para linhas de transmissão. A solução de cada uma delas depende, naturalmente, das condições de interface (geralmente nas extremidades da linha – terminais transmissor e receptor).

A.1.2 Determinação das Equações de Ondas Harmônicas em Linhas de Transmissão (Domínio da Frequência ou Fasorial)

É amplamente conhecida a importância prática de se determinar as equações das ondas de tensão e corrente em linhas de transmissão considerando suas variações

harmônicas no tempo. Para tal, assume-se que o sistema sob estudo é linear e que o sinal eletromagnético no tempo é periódico. Isto permite aplicar a transformada de Fourier neste sinal, transformando-o em uma soma de funções senoidais/cossenoidais. Desta forma, é possível trabalhar no denominado domínio da frequência (ou fasorial), mediante a transformação do sinal senoidal do domínio do tempo para este último domínio. Isto é realizado com o auxílio do conceito de fasor, que corresponde a um número complexo "especial", pois sua contrapartida no tempo é justamente a função senoidal.

A determinação de ondas senoidais como funções complexas é muito útil, pois facilita o cálculo em muitas situações. A fórmula de Euler fornece a base para expressar as funções senoidais na forma complexa, expressa de acordo com a Equação (A-13) [33, 34].

$$e^{\pm jx} = cos(x) \pm jsen(x) \tag{A-13}$$

Considera-se uma onda harmônica de tensão, aplicada à Figura A. 1, fornecida pela Equação (A-14) [33, 34].

$$v(z,t) = V(z)cos(\omega t + \phi_v) \tag{A-14}$$

É utilizado o cosseno como referência[1]. Assim sendo, a tensão $v(z,t)$ pode ser escrita na forma fasorial, como expressa na Equação (A-15) [33, 34].

$$v(z,t) = Re[V_s(z)e^{j\omega t}] \tag{A-15}$$

O termo representado na Equação (A-16) é denominado "fasor de tensão" [33, 34].

$$V_s(z) = V(z)e^{j\phi_v} \tag{A-16}$$

Da mesma maneira, a corrente $i(z,t)$ na forma fasorial é expressa pela Equação (A-17) [33, 34]. O correspondente fasor de corrente é determinado na Equação (A-18).

$$i(z,t) = Re[I_s(z)e^{j\omega t}] \tag{A-17}$$

$$I_s(z) = I(z)\mathrm{e}^{\mathrm{j}\phi_\mathrm{i}} \tag{A-18}$$

Como se pode perceber nas equações (A-16) e (A-18), $\mathrm{V_s}$ e $\mathrm{I_s}$ são os fasores (complexos) de tensão e de corrente; $\omega = 2\,\pi\,\mathrm{f}$ é a frequência angular; f é a frequência cíclica (inverso do período T); e ϕ_v e ϕ_i são, respectivamente, as fases dos fasores de tensão e de corrente.

É de percepção direta que o uso de fasores possibilita a transformação de derivadas temporais (domínio do tempo) para o termo algébrico $j\omega$ no domínio da frequência, conforme representado nas Equações (A-19) e (A-20) [33, 34].

[1] Devido ao fato "natural" do cosseno ser a parte real da identidade de Euler. O seno pode também ser utilizado. Mas, neste caso, um "cuidado" adicional tem que ser reservado ao operador "j" que promove, no plano de Argand-Gauss, um deslocamento de 90^0.

$$\frac{\partial v}{\partial t}(z,t) = \frac{\partial}{\partial t}V_s(z)e^{j\omega t} = j\omega e^{j\omega t}\frac{\partial}{\partial t}V_s(z) = j\omega V_s(z)e^{j\omega t} \quad \text{(A-19)}$$

$$\frac{\partial i}{\partial t}(z,t) = \frac{\partial}{\partial t}I_s(z)e^{j\omega t} = j\omega e^{j\omega t}\frac{\partial}{\partial t}I_s(z) = j\omega I_s(z)e^{j\omega t} \quad \text{(A-20)}$$

Substituindo a Equação (A-19) em (A-3), a Equação (A-20) em (A-6) e suprimindo $\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega\mathrm{t}}$ da representação fasorial, têm-se as Equações (A-21) e (A-22) [3, 31, 13, 36, 69, 33, 34, 74].

$$-\frac{\partial}{\partial z}V_s(z) = (R + j\omega L)I_s(z) \quad \text{(A-21)}$$

$$-\frac{\partial}{\partial z}I_s(z) = (\mathrm{G} + \mathrm{j}\omega C)V_s(z) \quad \text{(A-22)}$$

Diferenciando as Equações (A-21) e (A-22) em relação a z, obtém-se as Equações (A-23) e (A-24) [3, 31, 13, 36, 69, 33, 34, 74, 75].

$$-\frac{\partial^2}{\partial z^2}V_s(z) = \frac{\partial}{\partial z}[(R + j\omega L)I_s(z)] \therefore$$
$$-\frac{\partial^2}{\partial z^2}V_s(z) = (R + j\omega L)\frac{\partial}{\partial z}I_s(z) \quad \text{(A-23)}$$

$$-\frac{\partial^2}{\partial z^2}I_s(z) = \frac{\partial}{\partial z}[(G + j\omega C)V_s(z)] \therefore$$
$$-\frac{\partial^2}{\partial z^2}I_s(z) = (G + j\omega C)\frac{\partial}{\partial z}V_s(z) \quad \text{(A-24)}$$

Finalmente, substituindo (A-22) em (A-23) e (A-21) em (A-24), as Equações (A-25) e (A-26) são determinadas [11, 12, 33, 34].

$$-\frac{\partial^2}{\partial z^2}V_s(z) = (R + j\omega L)(G + j\omega C)V_s(z) \quad \text{(A-25)}$$

$$-\frac{\partial^2}{\partial z^2}I_s(z) = (G + j\omega C)(R + j\omega L)I_s(z) \quad \text{(A-26)}$$

Fazendo $\gamma = \sqrt{(\mathrm{R} + \omega)(\mathrm{G} + \mathrm{j}\omega\mathrm{C})}$, tem-se as Equações (A-27) e (A-28) [3, 31, 11, 12, 13, 68, 36, 33, 34, 37].

$$-\frac{\partial^2}{\partial z^2}V_s(z) = \gamma^2 V_s(z) \quad \text{(A-27)}$$

$$-\frac{\partial^2}{\partial z^2}I_s(z) = \gamma^2 I_s(z) \quad \text{(A-28)}$$

O termo γ é definido como a constante de propagação complexa da linha de transmissão. Naturalmente, é representada por um número complexo, onde a parte real (α) é denominada constante de atenuação da onda (caracteriza a perda de potência na linha com a distância propagada e é medida em $\mathrm{Neper/m}$) e a parte imaginária (β) é chamada constante de fase da linha (determina a mudança de fase da onda com a distância e é expressa em $[\mathrm{rad/m}]$) [11, 12, 69, 33, 34, 71, 73, 37]. A Equação (A-29) ilustra estas constantes.

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} = \alpha + j\beta \qquad \text{(A-29)}$$

As soluções das equações diferenciais parciais de segunda ordem (A-27) e (A-28) possuem as formas matemáticas das Equações (A-30) e (A-31) [3, 11, 12, 36, 33, 34, 71, 73, 74, 37].

$$V_s(z) = V_0{}^{+}e^{-\gamma z} + V_0{}^{-}e^{+\gamma z} \qquad \text{(A-30)}$$

$$I_s(z) = I_0{}^{+}e^{-\gamma z} + I_0{}^{-}e^{+\gamma z} \qquad \text{(A-31)}$$

Percebe-se que, nas Equações (A-30) e (A-31), $V_0{}^{+}$ e $I_0{}^{+}$ representam as amplitudes das ondas viajantes no sentido positivo (+z) e que $V_0{}^{-}$ e $I_0{}^{-}$ as amplitudes das ondas no sentido negativo (−z). $V_0{}^{+}$ e $I_0{}^{+}$ são conhecidas, por exemplo, em $z = 0$ e $V_0{}^{-}$ e $I_0{}^{-}$ em $z = \ell$ (onde ℓ pode ser, por exemplo, o comprimento da linha), ou seja, correspondem às condições de contorno, necessárias para solução única destas equações, como mostrado na Figura A-2 [3, 12, 33, 34, 73, 37].

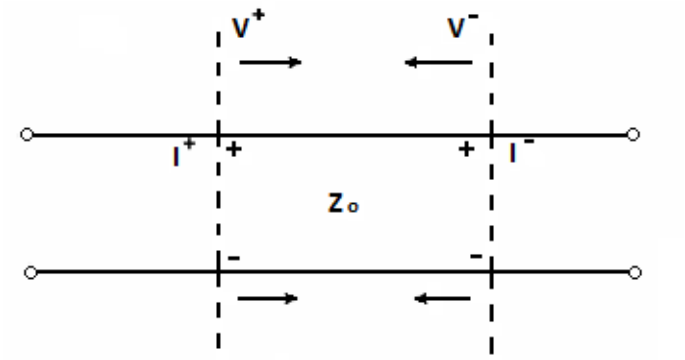

Figura A-2 Sentido da corrente e tensão na Linha de Transmissão [41].

Essas grandezas são constituídas por amplitude e fase, que na forma instantânea (mediante transformação do domínio fasorial para o do tempo), têm-se as Equações (A-32) e (A-33) [3, 12, 33, 34].

$$v(z,t) = V_0{}^{+}e^{-\alpha z}cos(\omega t - \beta z + \phi_v^{+}) + V_0{}^{-}e^{+\alpha z}cos(\omega t + \beta z + \phi_v^{-}) \qquad \text{(A-32)}$$

$$i(z,t) = I_0{}^{+}e^{-\alpha z}cos(\omega t - \beta z + \phi_i^{+}) + I_0{}^{-}e^{+\alpha z}cos(\omega t + \beta z + \phi_i^{-}) \qquad \text{(A-33)}$$

Pode ser demonstrado que as ondas de tensão e de corrente, representadas acima, viajam com velocidade (denominada “velocidade de fase”) expressa pela Equação (A-34).

$$velocidade = \frac{\omega}{Im(\gamma)} = \frac{\omega}{\beta} \qquad \text{(A-34)}$$

Adicionalmente, pode também ser demonstrado que as ondas de tensão e de corrente possuem um comprimento de onda expresso pela Equação (A-35).

$$\lambda = \frac{2\pi}{Im(\gamma)} = \frac{2\pi}{\beta} \qquad \text{(A-35)}$$

A.1.2.1 Impedâncias Característica e de Surto

A impedância característica (Z_C) é um parâmetro importante no cálculo de quanta energia é transferida da fonte para a carga. É definida como a razão da amplitude de tensão e corrente viajantes, Equação (A-36) [3, 11, 12, 67, 33, 34, 73].

$$Z_C = \frac{V_0{}^+}{I_0{}^+} = -\frac{V_0{}^-}{I_0{}^-} \tag{A-36}$$

Se $V_0{}^+$ ($V_0{}^-$) e $I_0{}^+$ ($I_0{}^-$) estiverem defasadas, então Z_C será complexa. Para definir o valor de Z_C, pode-se inserir (A-30) e (A-31) em (A-21), para obter a Equação (A-37) [33, 34, 73].

$$-\frac{\partial}{\partial z}\left(V_0{}^+ e^{-\gamma z} + V_0{}^- e^{+\gamma z}\right) = (R + j\omega L)\left(I_0{}^+ e^{-\gamma z} + I_0{}^- e^{+\gamma z}\right) \tag{A-37}$$

Calculando a derivada de (A-37) tem-se a Equação (A-38).

$$-\gamma V_0{}^+ e^{-\gamma z} + \gamma V_0{}^- e^{+\gamma z} = -(R + jwL)\left(I_0{}^+ e^{-\gamma z} + I_0{}^- e^{+\gamma z}\right) \tag{A-38}$$

Igualando os termos $e^{-\gamma z}$ e $e^{+\gamma z}$ determina-se a Equação (A-39) [11, 12, 32, 67, 69, 33, 34, 72, 73, 74].

$$Z_C = \frac{V_0{}^+}{I_0{}^+} = -\frac{V_0{}^-}{I_0{}^-} = \frac{R + j\omega L}{\gamma} = \frac{Z}{\gamma} = \frac{Z}{\sqrt{ZY}} = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \tag{A-39}$$

Vale observar que os termos $Z = R + j\omega L$ e $Y = G + j\omega C$ são denominados, respectivamente, impedância longitudinal (naturezas resistiva e indutiva) e admitância transversal (naturezas condutiva e capacitiva) da linha.

A impedância de surto da linha (Z_0) corresponde a um conceito particular de (Z_C). É matematicamente determinada tomando o limite de (Z_C) quando ω tende ao infinito ou quando as perdas da linha (R e G) forem desprezíveis. Em termos práticos, altas frequências significa a abordagem de transitórios eletromagnéticos que solicitam a linha. Assim, Z_0 é particularmente interessante nestes casos. Sua expressão matemática é aquela representada na Equação (A-40).

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{A-40}$$

A.1.2.2 Linhas sem perdas

Evidentemente, não existem (em termos práticos) linhas de transmissão sem perdas. Por menor que sejam, sempre haverá perdas longitudinais (traduzidas por R – efeito Joule) e transversais (traduzidas por G – efeito corona). Contudo, em alguns casos, mesmo em frequências reduzidas, a reatância indutiva (ωL) pode ser muito maior que R e, também, a susceptância capacitiva (ωC) ser maior que G. Em outros casos,

com frequências elevadas (transitórios eletromagnéticos), situação similar é processada.

Assim sendo, em situações idealizadas (mas que traduzem a situação descrita acima), em linhas de transmissão sem perdas considera-se que os condutores destas linhas sejam condutores perfeitos, ou seja, com condutividade infinita. Na prática, muitas linhas apresentam baixas perdas devido aos bons condutores que hoje são usados comercialmente, como o cobre, o que permite que a teoria para linhas sem perdas possa ser utilizada na maioria dos casos.

Então, para a análise de linhas sem perdas, desconsidera-se a resistência dos condutores e a condutância dos dielétricos. Logo, $\mathrm{R} = \mathrm{G} = 0$ e, assim, a constante de propagação assume a forma da Equação (A-41) [3, 11, 36, 33, 34, 73, 74].

$$\gamma = \sqrt{(j\omega L)(j\omega C)} = j\omega\sqrt{LC} = \alpha + j\beta = j\beta \qquad \text{(A-41)}$$

Como esperado, em linhas sem perdas a constante de atenuação é zero e a constante de fase é dada por $\beta = \omega\sqrt{LC}$. A partir da constante de fase, é possível determinar a velocidade de propagação da onda para uma linha sem perdas, Equação (A-42) [3, 11, 12, 36, 33, 34].

$$velocidade = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} = \frac{\omega}{\beta} \qquad \text{(A-42)}$$

Logo, a impedância de surto (neste caso, igual à característica) é fornecida pela Equação (A-43) [11, 12, 32, 36, 72, 37].

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \qquad \text{(A-43)}$$

O comprimento de onda é a distância necessária para introduzir uma variação de fase de 2π radianos em uma onda senoidal. Como β representa a mudança na fase por unidade de distância, tem-se que $\beta\lambda = 2\pi$. Dessa maneira o comprimento de onda é dado pela Equação (A-44) [33, 34].

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{velocidade}{f} \qquad \text{(A-44)}$$

A.1.3 Reflexões em Ondas com descontinuidades

A.1.3.1 Coeficiente de Reflexão

Os termos $\mathrm{V_0}^+$ $(\mathrm{V_0}^-)$ e $\mathrm{I_0}^+$ $(\mathrm{I_0}^-)$ estão intimamente relacionados com os processos físicos de incidência, reflexão e transmissão das ondas de tensão e corrente nos pontos de descontinuidade da linha. Estes fenômenos são quantificados pelos coeficientes de reflexão e de transmissão, determinados com base no princípio de conservação de energia (condições de interface).

Em uma linha de transmissão de comprimento infinito considera-se que toda a energia conduzida pela linha é transferida para carga. Considera-se o mesmo caso quando a linha for finita e terminada com uma carga puramente resistiva, igual à impedância de surto da linha. Entretanto, caso a linha finita esteja terminada com uma carga qualquer, parte da energia conduzida pela linha é refletida de volta à fonte [33, 34, 72].

Para analisar essa questão assume-se que a carga esteja localizada em $\mathrm{z} = 0$ e que o ponto onde as ondas de tensão e de corrente são medidas esteja a uma distância ℓ da carga, tendo, portanto, coordenada $\mathrm{z} = -\ell$. A Figura A-3 ilustra o sistema sob estudo, constituído por uma fonte de tensão senoidal (com impedância interna Z_g), uma linha monofásica de comprimento ℓ e impedância de surto Z_0 e uma carga de impedância Z_L (diferente de Z_0). Evidentemente, considera-se que a linha "se estende" ao longo do eixo z.

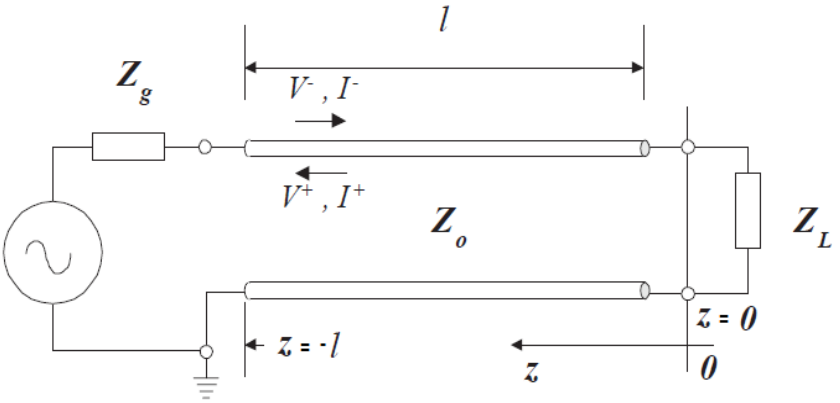

Figura A-3 Linha de transmissão terminada com uma impedância Z_L. Adaptada de [49].

Tem-se que, em $z = 0$, a relação entre tensão e corrente é dada pela Equação (A-45) [33, 34, 71, 73].

$$Z_L(z) = \frac{V_s(z=0)}{I_s(z=0)} = \frac{V_0{}^+ e^{-\gamma 0} + V_0{}^- e^{+\gamma 0}}{I_0{}^+ e^{-\gamma 0} + I_0{}^- e^{+\gamma 0}} = \frac{V_0{}^+ + V_0{}^-}{I_0{}^+ + I_0{}^-} \qquad \text{(A-45)}$$

Aplicando as equações de (A-39) em (A-45) e rearranjando, têm-se a Equação (A-46) [11, 33, 34].

$$V_0{}^- = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} V_0{}^+ \qquad \text{(A-46)}$$

A Equação (A-46) demonstra que se a impedância da carga não for igual à da linha, então uma onda é refletida a partir da carga. A relação entre $V_0{}^-$ e $V_0{}^+$ representa o coeficiente de reflexão de tensão na carga, dado pela Equação (A-47) [3, 11, 12, 36, 33, 34, 71, 72, 73].

$$\Gamma_L = \frac{V_0{}^-}{V_0{}^+} = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \qquad \text{(A-47)}$$

A partir da Equação (A-47) é possível notar que os coeficientes de reflexão para os casos de curto-circuito ($Z_L = 0$), circuito aberto ($Z_L = \infty$) e carga casada ($Z_L = Z_0$) são, respectivamente -1, +1 e 0 [33, 34].

De forma similar é possível mostrar que: i) o coeficiente de reflexão de corrente é igual ao negativo do de tensão e ii) o coeficiente de transmissão é sempre igual ao de reflexão somado de 1 (tanto para a tensão, quanto para a corrente).

A.1.4 Transitórios em Linhas de Transmissão Monofásicas

As análises das equações de propagação de ondas (tensão e corrente) em linhas de transmissão são realizadas, até o momento, considerando apenas uma única frequência e os sinais harmônicos no tempo correspondem a condições de estado estacionário. Contudo, interessa estudar nesta dissertação surtos eletromagnéticos propagando em cabos coaxiais. Esta análise é, normalmente, realizada no domínio do tempo. Por conseguinte, nessa seção são apresentados os aspectos físicos essenciais de transitórios eletromagnéticos em linhas de transmissão monofásicas [3, 33, 34].

Seja um sinal degrau de tensão injetado em uma linha monofásica (cabo coaxial), como mostrado na Figura A-4 fechando a chave em $t = 0$. O sistema é formado por uma fonte de tensão, V_s, cuja resistência série R_s é conectada a uma linha de transmissão de comprimento ℓ sem perdas, de impedância de surto Z_0. A linha por sua vez está ligada a uma carga resistiva R_L [3, 33, 34].

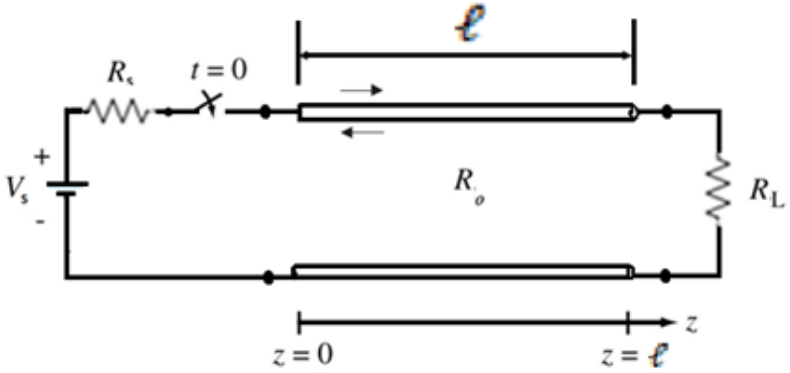

Figura A-4 Circuito de uma linha de transmissão.

Quando a chave é fechada em $t = 0$, o sinal transitório não tem conhecimento da carga que está ligada à linha. Então, ele somente "enxerga" R_s e Z_0. Assim, a corrente e a tensão na entrada da linha de transmissão são dadas, respectivamente, pelas Equações (A-48) e (A-49) [3, 33, 34, 37].

$$I_0 = \frac{V_s}{R_s + Z_0} \tag{A-48}$$

$$V_0 = V_s \frac{Z_0}{R_s + Z_0} \tag{A-49}$$

V_0 é a tensão inicialmente injetada na linha. Como a tensão em geral depende da posição ao longo da linha, é representada por $v(z,t)$, Equação (A-50) [3, 33, 34].

$$v(-\ell, 0) = V_0 \tag{A-50}$$

A combinação de V_0 e I_0 constitui uma onda que se propaga ao longo da linha com certa velocidade, imediatamente após o fechamento da chave. O tempo de trânsito é o tempo que a onda gasta para se propagar por todo o comprimento da linha de transmissão e é relacionado com a velocidade de propagação, dada em (A-42), pela Equação (A-51) [3, 33, 34].

$$t_\ell = \frac{\ell}{velocidade} \tag{A-51}$$

Ao atingir a carga (um ponto de descontinuidade de impedância), no instante t_ℓ, parte do sinal que incide, reflete de volta para a linha (em direção à fonte). O coeficiente de reflexão neste ponto é fornecido pela Equação (A-52) [3, 33, 34, 35].

$$\Gamma_L = \frac{R_L - Z_0}{R_L + Z_0} \tag{A-52}$$

O sinal de tensão refletido é igual a $\Gamma_L V_0$. Este sinal atingirá a fonte em um tempo igual a $2t_\ell$. Neste instante, este sinal encontra outra descontinuidade, com coeficiente de reflexão (Γ_s) igual a $\frac{R_S - Z_0}{R_S + Z_0}$. Logo, a tensão total neste terminal e neste instante, é dada pela Equação (A-53) [3, 33, 34].

$$v(-\ell, 2t_\ell) = V_0(1 + \Gamma_L + \Gamma_L \Gamma_s) \tag{A-53}$$

Com raciocínio similar, a distribuição temporal de tensão no terminal da carga no instante t_ℓ é obtida com base na Equação (A-54).

$$v(0, t_\ell) = V_0(1 + \Gamma_L) \tag{A-54}$$

Este processo de reflexão continua indefinidamente tendo como valor final de $v(z,t)$ quando t se aproximar do infinito (condição de regime permanente) [3, 33, 34].

A.1.4.1 Diagrama de Reflexão

Para facilitar a análise e determinação do efeito das reflexões sucessivas, nos cálculos das distribuições temporais e espaciais das ondas de tensão e corrente, utiliza-se o diagrama de reflexão (ou de Lattice), dado na Figura A-5. Trata-se de uma maneira de indicar o progresso das ondas de tensão ou corrente na linha. A onda incidente V_0 inicia em $z = t = 0$ e se propaga na direção de z até alcançar a carga localizada em $z = \ell$ no instante $t = t_\ell$. Os coeficientes de reflexão Γ_S na extremidade do gerador e Γ_L na extremidade da carga são indicados na parte superior do diagrama. Ao chegar em $z = -\ell$ no instante $t = 2t_\ell$ uma segunda linha é desenhada para indicar a onda de tensão refletida $V_0(1 + \Gamma_L)$. E assim por diante [3, 33, 34].

A amplitude de cada novo seguimento de linha é dada pelo produto da amplitude do seguimento anterior pelo coeficiente de reflexão no final da linha. Com este diagrama de reflexão é possível obter os valores da tensão ou corrente em qualquer ponto ou instante desejado [3, 33, 34].

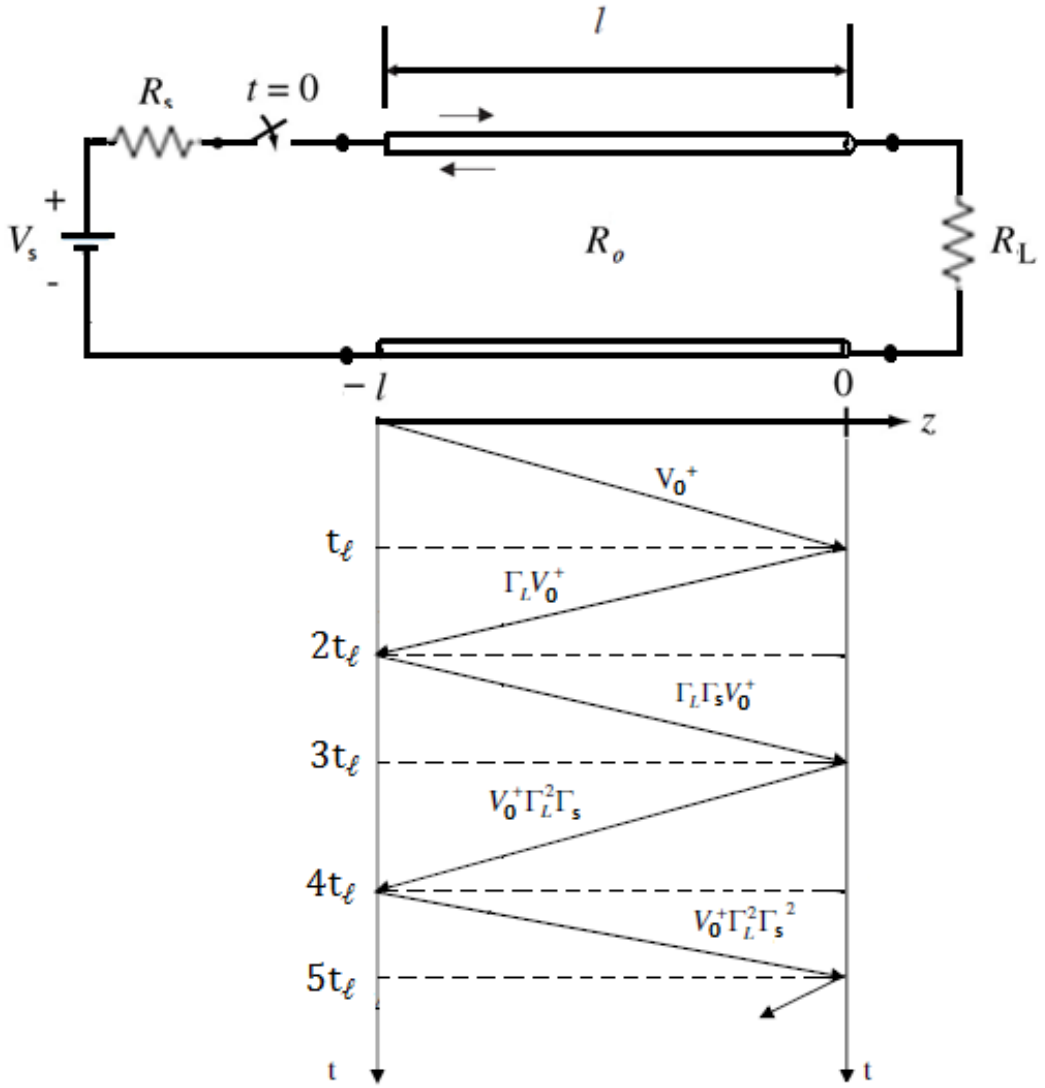

Figura A-5 Diagrama de reflexão da tensão.