

Aterramentos sob Altas Frequências: Modelagem Eletromagnética e por Linha de Transmissão

Bárbara Pereira Silva e Antônio César Baleeiro Alves
Escola de Engenharia Elétrica, Mecânica e de Computação
Universidade Federal de Goiás
Goiânia-GO, Brasil
barbara.pereira07@gmail.com, abaleeiro@gmail.com

Resumo—O presente artigo apresenta uma modelagem matemática com base na teoria de campo eletromagnético para análise de transitórios em aterramentos elétricos quando submetidos a correntes impulsivas. A solução desse modelo é obtida com a aplicação do Método dos Momentos (MoM). Os resultados para haste vertical e eletrodo horizontal no domínio da frequência são comparados com os resultados obtidos pelo modelo baseado na teoria de linhas de transmissão (TLM). Também são mostrados resultados das respostas do sistema de aterramento no domínio do tempo advindo do modelo eletromagnético. O conceito de comprimento efetivo de eletrodos de aterramento é também discutido.

Palavras-chave—Análise transitória, eletrodos de aterramento, modelagem eletromagnética, linhas de transmissão.

I. INTRODUÇÃO

Sistemas de aterramento tem como função básica facilitar o fluxo da corrente de falta para a terra, sem causar qualquer diferença de potencial ou tensão induzida que possa colocar em perigo os seres vivos ou danificar os equipamentos localizados nas proximidades [1]. Para tanto, são muito utilizados em aterramentos simples arranjos, como por exemplo, eletrodo horizontal e haste vertical, para proteção de equipamentos contra descargas atmosféricas [2].

O comportamento de sistemas de aterramento para solicitações associadas à frequência industrial (50 Hz ou 60 Hz) é bem compreendido, sendo obtido por meio de uma análise simplificada baseada na aproximação estática [3]. No entanto, quando solicitado por correntes impulsivas, o aterramento apresenta comportamento bastante singular, pois, por se tratar de uma análise transitória, envolve a dependência da frequência. Devido a essa particularidade, é de fundamental importância a representação correta desse comportamento para avaliar o desempenho do sistema de aterramento quando submetido a correntes impulsivas, como aquelas de origem atmosférica.

As principais técnicas utilizadas para solucionar problemas relativos à análise transitória em sistemas de aterramento impulsivo e em alta frequência são: modelagem por circuitos [4]-[5], linha de transmissão [6]-[7], modelo eletromagnético [8]-[9] e híbrido [10].

Este trabalho adota o modelo eletromagnético híbrido (HEM, do inglês *hybrid electromagnetic model*) para representação de sistemas de aterramento no estudo de

solicitações devido à incidência de descargas atmosféricas. Essa modelagem baseia-se nas equações de Maxwell, é desenvolvida no domínio da frequência e a solução é obtida com auxílio da teoria de circuitos [10].

Para solucionar a equação integral dos potenciais eletromagnéticos do HEM, é utilizado o método dos momentos (MoM, do inglês *method of moments*). O MoM é um método numérico que permite reduzir uma equação integral em um sistema de equações algébricas lineares.

Neste trabalho também é apresentada a formulação de um método simplificado para análise de aterramentos em condições impulsivas, utilizando o método da modelagem por linhas de transmissão (TLM, do inglês *transmission-line modeling*). Esse método é baseado nas equações de propagação de ondas, permitindo analisar o comportamento transiente de aterramento de maneira bastante simples. Além disso, o método TLM leva em conta os parâmetros distribuídos e a dependência com a frequência.

As configurações dos eletrodos de aterramento comumente utilizadas em instalações urbanas são apresentadas na Fig. 1, que são elas: haste vertical (Fig. 1(a)) e eletrodo horizontal (Fig. 1(b)). Por esse motivo, neste artigo será avaliado o comportamento transitório dessas duas configurações quando submetidas a uma descarga atmosférica.

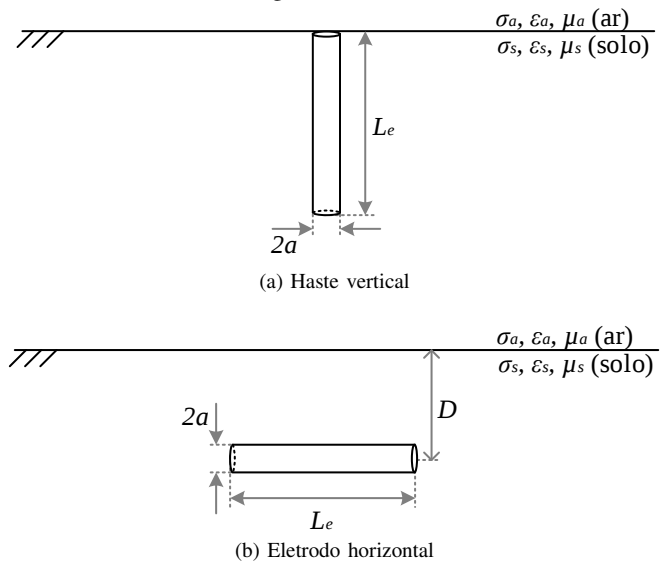


Figura 1. Configurações de aterramento estudadas neste trabalho.

Neste artigo, a seção II descreve o HEM e a solução desse modelo por meio da análise nodal. Na seção III, é descrito o método TLM. A seção IV apresenta os resultados e análises do comportamento impulsivo. Os resultados obtidos na seção IV são: impedâncias de aterramento no domínio da frequência para haste vertical (Fig. 1(a)) e para eletrodo horizontal (Fig. 1(b)), elevação do potencial no domínio do tempo, a impedância impulsiva e a resistência de aterramento para diferentes comprimentos. A seção V apresenta as conclusões e alguns comentários finais.

II. MODELO ELETROMAGNÉTICO HÍBRIDO E ANÁLISE NODAL

A análise transitória de eletrodos de aterramento, a partir da aplicação do HEM, é obtida por intermédio das equações de campo e dos potenciais eletromagnéticos referentes às fontes elementares de carga e corrente em um meio semi-infinito, homogêneo e isotrópico.

Conforme a Fig. 1, o eletrodo de aterramento está imerso em um solo homogêneo de condutividade elétrica σ_s , permissividade elétrica ϵ_s e permeabilidade magnética μ_s . O solo está em contato direto com uma camada de ar de altura considerada infinita. O ar é representado pela condutividade elétrica σ_a , pela permissividade elétrica ϵ_a e permeabilidade magnética μ_a , que é aproximadamente igual a permeabilidade magnética do vácuo (μ_0). Em geral, a permeabilidade magnética do solo (μ_s) é bem próxima da permeabilidade magnética do vácuo (μ_0). Por esta razão, neste artigo foi suposto que $\mu_s = \mu_0$.

É importante relatar que, na maioria dos aterramentos, os eletrodos estão enterrados próximos à interface entre o solo e o ar. Portanto, para que os resultados sejam suficientemente fiéis à realidade, é necessário contabilizar o efeito causado pelos diferentes meios, já que o solo deve ser considerado um meio semi-infinito [11].

Inicialmente, o eletrodo da Fig. 1 é subdividido em M segmentos uniformes de comprimento ℓ , sendo $M = L_e/\ell$. Esse eletrodo apresenta N nós, sendo que, o número de nós é dado por $N = M + 1$.

Cada segmento funciona como uma fonte de corrente constante de dois tipos: uma fonte de densidade de corrente transversal I_T/ℓ , que dispersa para o solo, e uma fonte de corrente longitudinal I_L , que circula ao longo do eletrodo, como mostra a Fig. 2 [10].

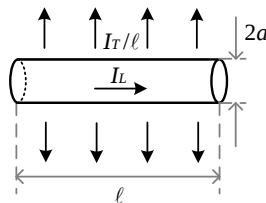


Figura 2. Fontes de corrente transversal e longitudinal em um eletrodo de comprimento ℓ .

A segmentação do eletrodo está diretamente relacionada à precisão dos resultados. Então, para obter resultados precisos,

o comprimento ℓ deve atender a duas condições. A primeira condição é que ℓ deve ser muito maior que o raio a do segmento ($\ell \gg a$). A partir dessa condição, o segmento é considerado um condutor filamentar de corrente. Outra condição é que ℓ deve ser suficientemente pequeno. Essa segunda condição permite considerar a corrente transversal distribuída uniformemente em direção ao solo e a corrente longitudinal uniforme ao longo do segmento.

Após a divisão em segmentos, é necessário conhecer o acoplamento entre esses, que está associado ao campo eletromagnético produzido por um segmento que enlaça outro segmento.

O segmento emissor, representado pelo índice j e comprimento ℓ_j , é aquele que dá origem ao campo eletromagnético, pois esse segmento contém a fonte de corrente transversal I_{Tj}/ℓ_j e a fonte de corrente longitudinal I_{Lj} . O segmento que está submetido ao campo em questão é denominado como receptor, representado pelo índice i , cujo comprimento é ℓ_i .

Como esses segmentos estão imersos em um meio semi-infinito (solo), é inserida a imagem do segmento emissor para incluir a presença do ar, conforme apresentado na Fig. 3.

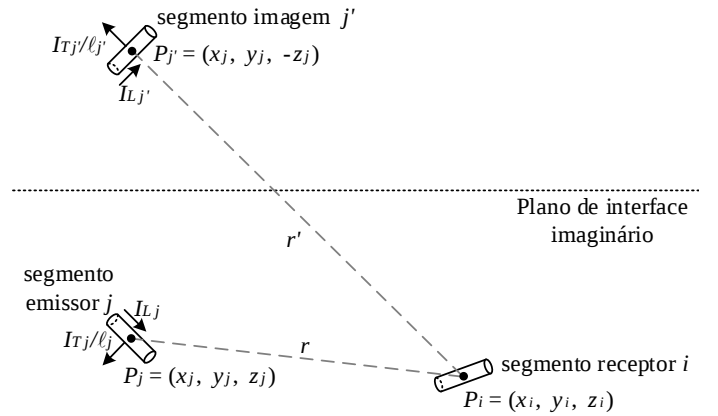


Figura 3. Configuração do sistema físico usando o método das imagens.

O segmento imagem, representado pelo índice j' , é a fonte das correntes transversal $I_{Tj'}/\ell_{j'}$ e longitudinal $I_{Lj'}$. Esse segmento é simétrico ao segmento emissor (fonte real), pois eles estão equidistantes em relação ao plano de interface imaginário. Eles também são semelhantes, pois o comprimento do segmento imagem é igual ao comprimento do segmento emissor ($\ell_{j'} = \ell_j$), a densidade de corrente transversal do segmento j' é a mesma do segmento j ($I_{Tj'}/\ell_{j'} = I_{Tj}/\ell_j$) e a corrente longitudinal do segmento j' é igual a do segmento j ($I_{Lj'} = I_{Lj}$).

Os pontos P_j , $P_{j'}$ e P_i , mostrados na Fig. 3, são as coordenadas dos pontos médios dos segmentos emissor, imagem e receptor, respectivamente.

O acoplamento eletromagnético entre os segmentos surge devido às correntes transversal e longitudinal presentes nos segmentos j e j' , que irão produzir um potencial escalar médio e uma queda de tensão induzida, respectivamente, entre os segmentos i e j .

Para estudo do comportamento eletromagnético de sistemas de aterramento é proposta uma aproximação baseada em [10], que permite avaliar separadamente os efeitos das correntes transversal e longitudinal.

O acoplamento transversal é a interação eletromagnética entre segmento receptor i e o segmento emissor j , incluindo o efeito da sua imagem, devido à fonte de corrente transversal I_{Tj}/ℓ_j presente em j e em j' . A partir do MoM, descrito em [12], é possível reduzir a equação integral do potencial escalar médio, em um dado segmento, a uma série de equações lineares. Com isso, o acoplamento transversal entre os segmentos i e j pode ser traduzido pela impedância transversal (Z_{Tij}) entre esses segmentos, que inclui o efeito da interface solo-ar, aplicando o método das imagens modificado proposto em [11]. A expressão de Z_{Tij} é apresentada em (1):

$$Z_{Tij} = \frac{1}{4\pi(\sigma_s + j\omega\epsilon_s)\ell_j\ell_i} \left(\int_{\ell_i} \int_{\ell_j} \frac{e^{-\gamma r}}{r} dl_j dl_i + \int_{\ell_i} \int_{\ell_{j'}} \Gamma_r \frac{e^{-\gamma r'}}{r'} dl_{j'} dl_i \right) \quad (1)$$

sendo:

- $\omega = 2\pi f$ corresponde à frequência angular do sinal de corrente injetada e f corresponde à frequência;
- γ corresponde ao coeficiente de propagação, definido como:

$$\gamma = \sqrt{j\omega\mu_s(\sigma_s + j\omega\epsilon_s)}, \quad (2)$$

- $\ell_j, \ell_{j'}$ e ℓ_i correspondem ao comprimento dos segmentos emissor (j), imagem (j') e receptor (i), respectivamente;
- r é a distância entre o segmento j e o segmento i ;
- r' é a distância entre o segmento j' e o segmento i ;
- Γ_r é denominado coeficiente de reflexão, calculado de modo aproximado pela expressão a seguir [11]:

$$\Gamma_r = \frac{(\sigma_s + j\omega\epsilon_s) - (\sigma_a + j\omega\epsilon_a)}{(\sigma_s + j\omega\epsilon_s) + (\sigma_a + j\omega\epsilon_a)}, \quad (3)$$

O acoplamento longitudinal é a interação eletromagnética entre o segmento i e o segmento j , incluindo o efeito da interface solo-ar, e devido à fonte de corrente longitudinal I_{Lj} presente no segmento j e em j' .

De forma análoga ao acoplamento transversal, aplica-se o MoM para reduzir a equação integral da queda de tensão induzida em equações lineares. A interação longitudinal entre i e j é representada pela impedância longitudinal (Z_{Lij}) entre eles, dada na equação (4). No cálculo dessa impedância é empregado o método das imagens tradicional para avaliação do efeito da interface solo-ar na propagação dos campos eletromagnéticos associados à fonte de corrente longitudinal.

$$Z_{Lij} = j\omega \frac{\mu_s}{4\pi} \left(\int_{\ell_i} \int_{\ell_j} \frac{e^{-\gamma r}}{r} d\vec{l}_j \cdot d\vec{l}_i + \int_{\ell_i} \int_{\ell_{j'}} \frac{e^{-\gamma r'}}{r'} d\vec{l}_{j'} \cdot d\vec{l}_i \right) \quad (4)$$

Na equação (4) verifica-se que há o produto escalar entre os vetores $d\vec{l}_j$ e $d\vec{l}_i$ diferentemente da equação (1), que não contém notação vetorial. Isso ocorre pois a expressão de Z_{Lij} é obtida a partir do potencial vetor magnético, enquanto que, a expressão de Z_{Tij} é obtida a partir do potencial escalar médio. As expressões do potencial vetor magnético e do potencial escalar médio são apresentadas em [10].

A impedância transversal representa, fisicamente, os acoplamentos elétricos (capacitivo e condutivo) entre os segmentos. Enquanto que a impedância longitudinal representa os acoplamentos magnéticos (indutivo) entre os segmentos [10].

A partir das expressões (1) e (4), é possível obter as matrizes de impedâncias transversal e longitudinal, $[Z_T]$ e $[Z_L]$. Tais matrizes apresentam dimensões $M \times M$. A partir dessas matrizes, determinam-se as matrizes admitância transversal e admitância longitudinal, obtidas invertendo as matrizes $[Z_T]$ e $[Z_L]$, respectivamente, logo $[Y_T] = [Z_T]^{-1}$ e $[Y_L] = [Z_L]^{-1}$.

Em seguida, calcula-se a matriz admitância global $[Y_{eq}]$ através da equação (5). Essa matriz equivalente tem dimensão $N \times N$ [13].

$$[Y_{eq}] = [A]^T \cdot [Y_T] \cdot [A] + [B]^T \cdot [Y_L] \cdot [B], \quad (5)$$

em que $[A]$ é uma matriz de conectividade, com dimensão $M \times N$, cujos elementos são obtidos pela seguinte lei de formação:

- $A(m, n) = \frac{1}{2}$, se o nó n for conectado ao segmento m ;
- $A(m, n) = 0$, se não houver conexão entre nó n e o segmento m .

$[B]$ também é uma matriz de conectividade, com dimensão $M \times N$, cujos elementos são obtidos pela seguinte lei de formação:

- $B(m, n) = 1$, se o nó n for conectado no início do segmento m ;
- $B(m, n) = -1$, se o nó n for conectado no fim do segmento m ;
- $B(m, n) = 0$, se não houver conexão entre nó n e segmento m .

Após determinar a matriz $[Y_{eq}]$, calcula-se os potenciais nos nós dos segmentos que surgem como resposta à corrente externa no aterramento ocasionada por um surto qualquer, que pode ser originado por uma descarga atmosférica. O vetor de potenciais nodais, de dimensão $N \times 1$, é obtido pela equação (6):

$$[\Psi] = [Y_{eq}]^{-1} \cdot [I_e], \quad (6)$$

em que $[I_e]$ é o vetor de correntes externas com dimensão $N \times 1$. Os elementos do vetor $[I_e]$ terão valores diferentes de zero apenas naqueles nós onde há injeção de corrente. Nesses nós adota-se o valor unitário para corrente de excitação para facilitar o cálculo da impedância de aterramento. Essa é definida pela equação (7):

$$Z(j\omega) = \frac{\Psi_n(j\omega)}{1 A}, \quad (7)$$

em que $\Psi_n(j\omega)$ é o elemento da n -ésima linha do vetor $[\Psi]$, devido à corrente externa (I_{en}) de valor unitário injetada no n -ésimo nó do eletrodo de aterramento para determinada faixa de frequência de interesse. O valor de $\Psi_n(j\omega)$ corresponde ao GPR, do inglês *ground potential rise*, no ponto de injeção do sinal.

Quando pretende-se determinar a resposta transitória do aterramento frente a um impulso de corrente no domínio do tempo, inicialmente define-se o sinal de corrente injetado em algum nó do eletrodo. O sinal é usualmente representado pela função dupla exponencial, que é constituída pela soma de duas formas de onda exponenciais com constantes de tempo diferentes e de sinais contrários, como descrita na equação (8):

$$i(t) = k I_0 (e^{-at} - e^{-bt}), \quad (8)$$

em que I_0 é a amplitude máxima da corrente, a e b são parâmetros ajustados para que a onda tenha tempo de frente de onda e tempo de meia onda desejados e k é o fator de correção para que o valor máximo de $i(t)$ coincida com I_0 .

Nas simulações foi adotada a onda com tempo de frente de $1,2 \mu s$ (microsegundos), o tempo de meia onda igual a $20 \mu s$, valor de pico $I_0 = 1 \text{ kA}$, fator de correção $k = 1,0939$ e os parâmetros $a = 0,039143(\mu s)^{-1}$ e $b = 2,2366(\mu s)^{-1}$.

Como o sinal de corrente é descrito no domínio do tempo, então aplica-se a Transformada de Fourier para o levantamento do espectro de frequência do sinal em questão. Esse espectro corresponde ao conjunto de frequências de interesse, que é determinado a partir do cálculo da frequência (máxima) de Nyquist e da determinação do número de amostras. A frequência de Nyquist é dada pela seguinte equação [14]:

$$F_m = \frac{1}{2\Delta t}, \quad (9)$$

sendo F_m a maior frequência de interesse para o cálculo de um sinal no tempo, utilizando-se um passo de tempo igual a Δt .

A resposta do sistema à onda de corrente injetada é obtida através da equação (10):

$$v(t) = F^{-1} \{Z(j\omega) \cdot F[i(t)]\}, \quad (10)$$

em que $Z(j\omega)$ é a função de transferência, definida na equação (7), $i(t)$ corresponde a corrente injetada no aterramento, dada na equação (8). F e F^{-1} são, respectivamente, a transformada direta e inversa de Fourier. Nas implementações, utilizou-se os algoritmo de FFT, do inglês *Fast Fourier transform*, e IFFT, do inglês *Inverse Fast Fourier transform*, para solucionar a transformada de Fourier e a transformada inversa de Fourier, respectivamente.

A impedância impulsiva é obtida pela relação entre o valor de pico de $v(t)$, definido por V_p , e o valor de pico de $i(t)$, definido por I_p , como mostra a equação (11):

$$Z_p = \frac{V_p}{I_p} \quad (11)$$

III. MÉTODO DA LINHA DE TRANSMISSÃO

Ao aplicar a teoria de linhas de transmissão em eletrodos de aterramento submetidos a correntes impulsivas, é necessária a utilização de modelos com parâmetros distribuídos, conforme ilustrado na Fig. 4, em que o eletrodo é modelado por uma linha de transmissão com M seções.

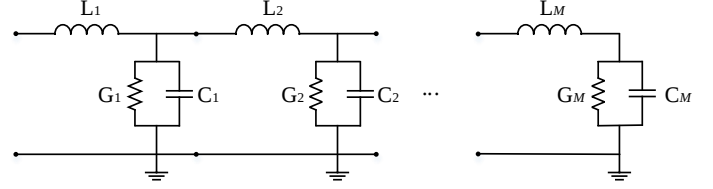


Figura 4. Representação do eletrodo de aterramento por parâmetros distribuídos.

Na Fig. 4, eletrodo é dividido em diversos segmentos, sendo cada segmento representado por um circuito elétrico constituído por dois elementos em série: uma resistência por metro, R , e uma indutância por metro, L , e dois elementos em paralelo: uma condutância por metro, G , e uma capacitância por metro, C . Porém, resistência R em série é desconsiderada, pois as perdas internas ao condutor devido a R são pequenas quando comparadas às perdas para o solo [14].

A formulação dos parâmetros elétricos L , G e C para uma haste vertical foi proposta por Sunde [6] e é apresentada nas equações (12), (13) e (14). Essas equações são obtidas considerando o comprimento do eletrodo muito maior que o raio.

$$L = \frac{\mu_s}{2\pi} \left[\ln \left(\frac{2L_e}{a} \right) - 1 \right] \text{ [H/m]}, \quad (12)$$

$$G = \frac{2\pi}{\rho_s} \left[\ln \left(\frac{4L_e}{a} \right) - 1 \right]^{-1} \text{ [S/m]}, \quad (13)$$

$$C = 2\pi\epsilon_s \left[\ln \left(\frac{4L_e}{a} \right) - 1 \right]^{-1} \text{ [F/m]}. \quad (14)$$

Para um eletrodo horizontal, os parâmetros L , G e C do circuito são dados por [6]:

$$L = \frac{\mu_s}{2\pi} \left[\ln \left(\frac{2L_e}{a} \right) - 1 \right] \text{ [H/m]}, \quad (15)$$

$$G = \frac{\pi}{\rho_s} \left[\ln \left(\frac{2L_e}{\sqrt{2aD}} \right) - 1 \right]^{-1} \text{ [S/m]}, \quad (16)$$

$$C = \pi\epsilon_s \left[\ln \left(\frac{2L_e}{\sqrt{2aD}} \right) - 1 \right]^{-1} \text{ [F/m]}, \quad (17)$$

em que L_e é o comprimento do eletrodo, a é o raio do eletrodo e D é a profundidade do aterramento.

A impedância de entrada da linha, que corresponde à impedância do aterramento, é dada na equação (18):

$$Z = Z_0 \coth(\gamma L_e), \quad (18)$$

em que a notação $\coth$ corresponde a cotangente hiperbólica. Z_0 é a impedância característica e γ é o coeficiente de propagação dados pelas equações (19) e (20), respectivamente:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{j\omega L}{G + j\omega C}}, \quad (19)$$

$$\gamma = \sqrt{j\omega L (G + j\omega C)}. \quad (20)$$

IV. ESTUDOS DE CASOS

Baseado na modelagem apresentada nas seções anteriores, foram implementados códigos em MATLAB [15] para calcular parâmetros e grandezas que permitem caracterizar o comportamento transitório do aterramento através do HEM e também por meio da modelagem baseada na teoria de linhas de transmissão. Um dos objetivos dessa seção é comparar a impedância de aterramento obtida por essas duas modelagens no domínio da frequência. Também serão avaliados resultados no domínio do tempo obtidos pelo HEM.

A. Impedância de aterramento ao longo do espectro de frequência

A Fig. 5 apresenta as curvas relativas ao módulo (Fig. 5(a)) e ao ângulo (Fig. 5(b)) da impedância de aterramento de uma haste vertical no domínio da frequência. A haste tem 3 m de comprimento, raio igual a 7 mm e está imersa em um solo homogêneo de resistividade igual a 1000 Ωm e permissividade relativa igual a 10. Para baixas frequências, verifica-se na Fig. 5(a) que o módulo da impedância praticamente não varia com a frequência e, na Fig. 5(b), o ângulo de fase é aproximadamente zero. Isso ocorre pelo fato de que, nessa faixa, a reatância capacitiva é muito alta e a reatância indutiva muito pequena, logo, os efeitos de propagação são ocasionados principalmente pela condutância. Em altas frequências, nota-se a influência da frequência na impedância, em que essa apresenta características capacitivas e indutivas. Entre as frequências 40 kHz e 5 MHz, aproximadamente, há a diminuição do módulo da impedância e o ângulo assume valores negativos, predominando o efeito capacitivo. Com o aumento da frequência, o módulo da impedância passa a se elevar e a fase se torna positiva, indicando a predominância do efeito indutivo.

Na Fig. 6 estão ilustradas as curvas do módulo (Fig. 6(a)) e do ângulo (Fig. 6(b)) da impedância de aterramento no domínio da frequência de um eletrodo horizontal de 30 m de comprimento, raio igual a 7 mm, enterrado a 0,5 m de profundidade em um solo homogêneo de resistividade igual a 2400 Ωm e permissividade relativa igual a 15. Em baixas frequências, o sistema pode ser representado por uma resistência de aterramento. Já em altas frequências, os efeitos reativos ora são capacitivos ora são indutivos.

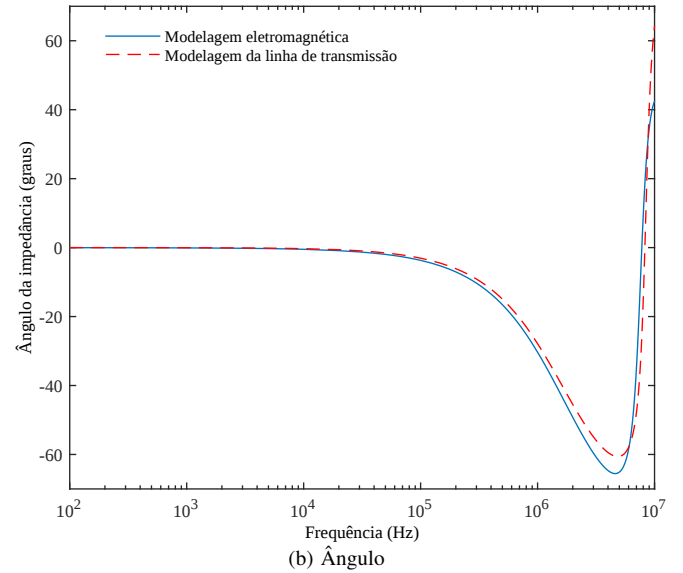
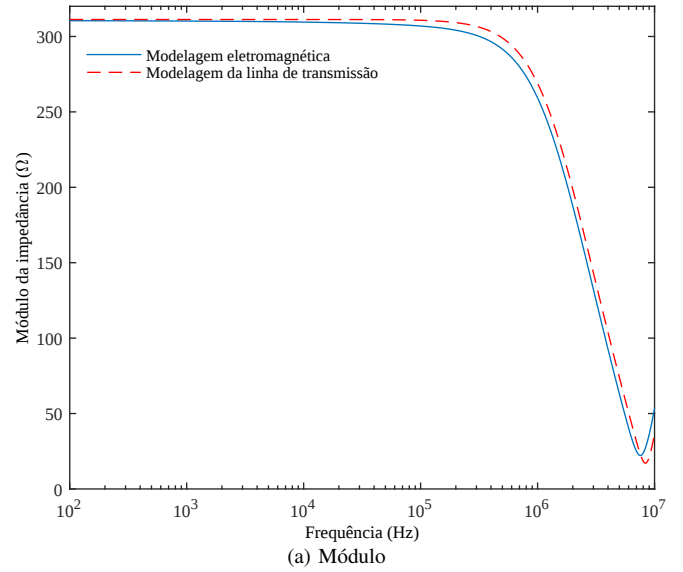


Figura 5. Impedância de aterramento de uma haste vertical de 3 m inserida em solo de resistividade 1000 Ωm .

A Fig. 5 e a Fig. 6 também apresentam a comparação da impedância de aterramento ao longo da frequência para as duas metodologias propostas neste artigo: a metodologia baseada na teoria de linhas de transmissão e a metodologia que emprega o HEM. Conforme se pode observar nos gráficos da Fig. 5 para uma haste vertical de 3 m, há uma boa concordância entre essas metodologias em praticamente todo o espectro analisado. Isso se deve ao fato de que se trata de uma haste com comprimento pequeno, então não é possível visualizar a característica de propagação da onda. Na Fig. 6, constata-se que os resultados são muito distintos na faixa da resposta que envolve propagação. Tal acontecimento é verificado em eletrodos de maior comprimento, em que a modelagem da linha de transmissão superestima a impedância de aterramento

nas frequências mais elevadas, devido aos valores elevados da reatância indutiva, o que ocasiona a redução da influência dos elementos em paralelo (G e C) e gerando valores discrepantes de impedância.

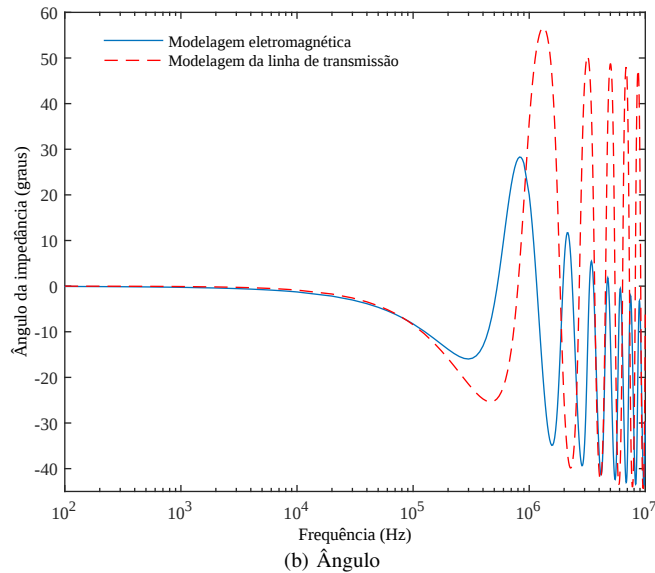
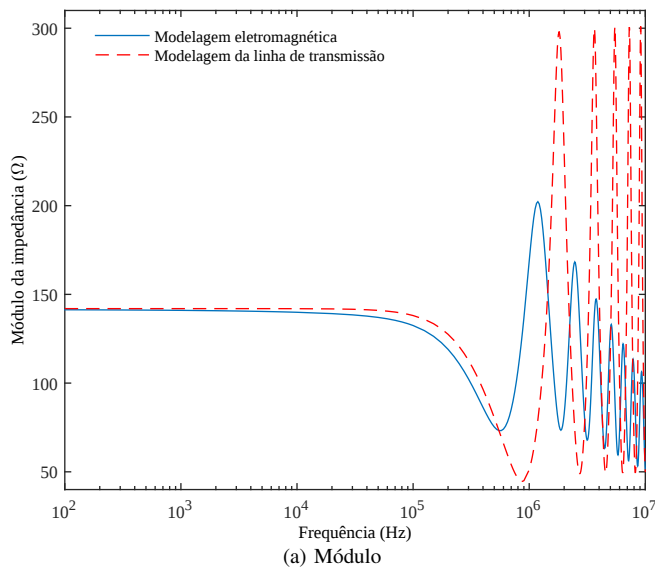


Figura 6. Impedância de aterramento de um eletrodo horizontal de 30 m inserida em solo de resistividade 2400 Ωm.

B. Comprimento efetivo

Os resultados de simulação apresentados nesta seção referem-se a eletrodos horizontais de raio 10 mm, enterrados a 0,5 m de profundidade em um solo homogêneo de resistividade igual a 1000 Ωm e permissividade relativa igual a 15.

A Fig. 7 ilustra as curvas da elevação do potencial para diferentes comprimentos de eletrodo quando o aterramento é submetido a um impulso de corrente (1, 2/20 μs). Nota-se que a partir de um dado comprimento de eletrodo, superior a 30 m, a sobretensão máxima não apresenta redução significativa.

Portanto, eletrodos com comprimento acima do comprimento limite não resultará em um melhor desempenho de sistema de aterramento. Esse comprimento limite é denominado comprimento efetivo. Uma forma de visualizar com mais clareza o comprimento efetivo é por meio do gráfico da impedância impulsiva em função do comprimento, conforme ilustrado na Fig. 8.

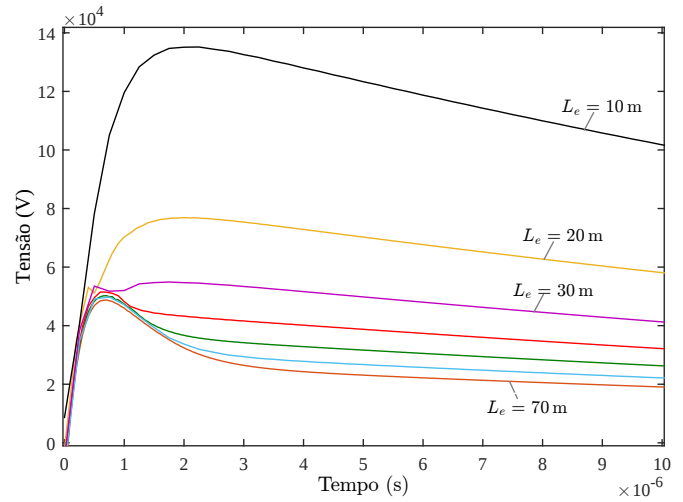


Figura 7. Elevação do potencial no ponto de injeção para diferentes comprimentos de eletrodo para solo com resistividade de 1000 Ωm.

A Fig. 8 mostra as curvas da impedância impulsiva e da resistência de aterramento em função do comprimento que auxiliam na determinação do comprimento limite. A resistência de aterramento equivale à impedância de aterramento para a frequência industrial (baixas frequências).

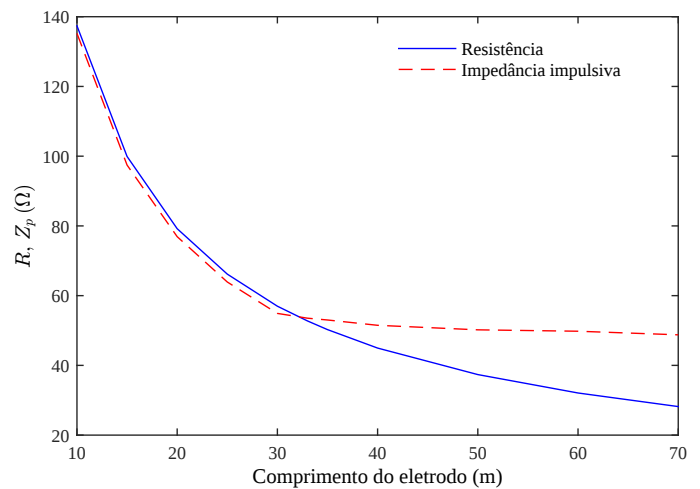


Figura 8. Impedância impulsiva para solo com resistividade de 1000 Ωm.

Conforme o esperado, a resistência de aterramento diminui com o aumento do comprimento do eletrodo. A impedância impulsiva acompanha a resistência de aterramento até um

certo limite. A partir desse limite, a impedância impulsiva permanece constante. Isso quer dizer que eletrodos com comprimento superior a esse valor limite não implicam na redução da impedância impulsiva. O limite em questão corresponde ao comprimento efetivo. De acordo com a Fig. 8, estima-se que o valor para o comprimento efetivo é de aproximadamente 33 m.

V. CONCLUSÃO

Neste trabalho foram apresentadas duas modelagens de cálculo de transitórios em aterramentos elétricos: o HEM e o método TLM. A modelagem baseada na teoria dos campos eletromagnéticos é caracterizada por uma elevada precisão, devido à complexidade das expressões matemáticas, consequentemente, o esforço computacional e o tempo de processamento são elevados. A modelagem baseada na teoria de linhas de transmissão apresenta expressões mais simples e o tempo computacional exigido é menor que o requerido pelo HEM. Verifica-se no gráfico da impedância de aterramento para o eletrodo de comprimento mais elevado (30 m) que o método TLM não é capaz de representar com precisão o caráter impulsivo do aterramento, principalmente em altas frequências, que é o foco de interesse para descargas atmosféricas. Vale ressaltar que os resultados obtidos pelo método TLM foram para configurações simples, apresentando divergência em relação ao HEM. Os erros serão ainda maiores para configurações de aterramento complexas, como as de linhas de transmissão e de subestações.

Também apresentou-se neste trabalho um estudo que utiliza as equações do HEM para determinar o comprimento efetivo de um eletrodo isolado de aterramento. Com base na análise das respostas da sobretensão transitória, nota-se que o aumento contínuo do comprimento do eletrodo não implica em melhor desempenho do aterramento, isto é, na redução considerável do pico de tensão.

A partir da análise da impedância impulsiva e da resistência de aterramento, destaca-se o fato de que o aumento progressivo do comprimento resulta na redução da resistência de aterramento. Já a impedância impulsiva não reduz continuamente com o aumento do comprimento. A redução da impedância impulsiva só acontece até o comprimento do eletrodo atingir o comprimento efetivo, depois desse comprimento, a impedância impulsiva é praticamente constante. Até o comprimento do eletrodo atingir o comprimento efetivo, a impedância impulsiva é aproximadamente igual a resistência de aterramento, a partir de então, a impedância impulsiva é sempre maior que a resistência de aterramento. Portanto, o cálculo do comprimento efetivo garante a melhoria do desempenho do sistema de aterramento frente descargas atmosféricas e evita o desperdício de material. Para tanto, é necessário realizar uma análise cautelosa dos transitórios tanto em um espectro composto por baixas frequências como um espectro composto por uma ampla faixa de frequências.

VI. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem à Capes/MEC pela concessão da bolsa de Mestrado de Bárbara Pereira Silva e também à

Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de Goiás (Fapeg) pelo auxílio obtido por meio do projeto inscrito sob o número 201200555680774 da chamada pública 005/2012, intitulado “Desenvolvimento de Técnicas para a Melhoria no Desempenho dos Sistemas de Aterramentos Elétricos”.

REFERÊNCIAS

- [1] C. Mazzetti, “Principles of protection of structures against lightning,” in *The Lightning Flash* (V. Cooray, ed.), (London, U.K), pp. 503–548, IET, 2003.
- [2] P. Hasse and J. Wiesinger, *Handbook for Lightning and Grounding*. Munich, Germany: Pflaum, 4 ed., 1993.
- [3] *IEEE Guide for Safety in AC Substation Grounding*. IEEE Std. 80-2000, 2000.
- [4] A. P. Meliopoulos and M. G. Moharam, “Transient Analysis of Grounding Systems,” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, vol. PAS-102, pp. 389–399, February 1983.
- [5] A. F. Otero, J. Cidrás, and J. L. Del Álamo, “Frequency-dependent Grounding System Calculation by Means of Conventional Nodal Analysis Technique,” *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 8, pp. 873–878, July 1999.
- [6] E. D. Sunde, *Earth Conduction Effects in Transmission Systems*. New York: Dover Publications, 1968.
- [7] F. E. Menter and L. Grcev, “EMTP-Based Model for Grounding System Analysis,” *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 9, pp. 1838–1849, October 1994.
- [8] L. Grcev and F. Dawalibi, “An Electromagnetic Model for Transients in Grounding Systems,” *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 5, pp. 1773–1781, November 1990.
- [9] L. Grcev, “Computer Analysis of Transient Voltages in Large Grounding Systems,” *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 11, pp. 815–823, April 1996.
- [10] S. Visacro and A. Soares Júnior, “HEM: A Model for Simulation of Lightning-Related Engineering Problems,” *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 20, pp. 1206–1208, April 2005.
- [11] T. Takashima, T. Nakae, and R. Ishibashi, “High Frequency Characteristics of Impedances to Ground and Field Distributions of Ground Electrodes,” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, vol. PAS-100, pp. 1893–1900, April 1981.
- [12] R. F. Harrington, *Field Computation by Moment Methods*. New York: IEEE Press, 1993.
- [13] C. Portela, “Frequency and Transient Behavior of Grounding Systems; I Physical and Methodological Aspects,” *Proceedings of the IEEE International symposium on electromagnetic compatibility*, pp. 379–384, August 1997.
- [14] L. Grcev and M. Popov, “On High-Frequency Circuit Equivalents of a Vertical Ground Rod,” *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 20, pp. 1598–1603, April 2005.
- [15] MATLAB. <http://www.mathworks.com>, 1984.