

# A Model for Bundled Conductors considering a Non-Homogeneous Distribution of the Current through Subconductors

E. C. M. Costa, *Member IEEE*, S. Kurokawa, *Member IEEE*, J. Pissolato, *Member IEEE*, A. J. Prado, *Member IEEE* and L. F. Bovolato, *Member IEEE*

**Abstract**— This paper describes an alternative procedure to obtain an equivalent conductor from a bundled conductor, taking into account the distribution of the current in subconductors of the bundle. Firstly, it is introduced a brief background about the concept of Geometric Mean Radius (GMR) and how this methodology is applied to define an equivalent conductor and its electric parameters. Emphasizing that the classical procedure, using GMR, is limited to premise which the current is equally distributed through subconductors. Afterwards, it is described the development of proposed method and applications for an equivalent conductor obtained from a conventional transmission line bundled conductor and from an equivalent conductor based on a bundle with compressed SF<sub>6</sub> insulation system, where the current is unequally distributed through subconductors.

**Keywords**— Transmission lines; bundled conductors; frequency-dependent parameters; modal domain; geometric mean radius.

## I. INTRODUÇÃO

UM CONDUTOR múltiplo, ou feixe de subcondutores, é constituído de dois ou mais subcondutores conectados em paralelo e separados por espaçadores distribuídos ao longo da extensão da linha [1]. Esse tipo de condutor é um meio bastante eficaz de aumentar a capacidade de transmissão de linhas que operam em altas tensões, pois este aumento da capacidade dá-se sem que seja necessário aumentar excessivamente a seção transversal dos condutores e sem que a quantidade de interferência eletromagnética ultrapasse limites aceitáveis [2], [3].

Atualmente as linhas de transmissão que operam com tensões superiores a 230 kV possuem as fases constituídas de condutores múltiplos, ou seja, cada fase não é constituída de

um único condutor e sim de um feixe com dois ou mais subcondutores. A quantidade de subcondutores por fase é função do nível de tensão em que a linha opera, sendo que as fases das linhas que operam a 230 kV são constituídas por feixes de 2 subcondutores. Nas linhas que operam em 345 kV, as fases são constituídas por feixes com 2 ou 4 subcondutores e as linhas de 440 kV possuem 4 subcondutores em cada uma das fases.

A utilização de linhas cujas fases são feixes de subcondutores resulta na redução da interferência eletromagnética (provocada pelas linhas de transmissão nos sistemas de telecomunicações) e também na redução das perdas de energia elétrica devido ao efeito corona [4].

Nos condutores múltiplos de linhas de transmissão convencionais, os subcondutores são todos iguais e estão dispostos sobre uma circunferência de modo que o espaçamento entre dois subcondutores consecutivos de um feixe geralmente situa-se entre 0,4 e 0,6 m [5]. O fato de os subcondutores serem iguais e da distância entre os mesmos ser relativamente pequena, permite afirmar que a corrente que percorre um condutor múltiplo divide-se igualmente entre todos os subcondutores que constituem o feixe [4]. Essa hipótese permite representar um condutor múltiplo por um único condutor equivalente localizado no centro geométrico do feixe e com um raio equivalente igual ao Raio Médio Geométrico (RMG) [6], [7].

No entanto com o advento de novas tecnologias aplicadas à transmissão de energia elétrica, como as linhas compactas e as Linhas de Potência Natural Elevada (LPNE), está tornando-se cada vez mais usual a utilização de condutores múltiplos de geometria não convencional [8], [9].

A possibilidade de surgimento de novas configurações para condutores múltiplos, em que não seja possível considerar que as correntes distribuem-se igualmente entre todos os subcondutores do feixe, motivou os autores a proporem um método de cálculo dos parâmetros elétricos de condutores múltiplos considerando a real distribuição da corrente entre os subcondutores que constituem o feixe. O método foi aplicado considerando-se um feixe típico (constituído de quatro subcondutores iguais) e também para um condutor múltiplo baseado na configuração proposta pela referência [3], constituído por sete subcondutores.

Este trabalho recebeu apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) e Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

E. C. M. Costa, S. Kurokawa, A. J. Prado e L. F. Bovolato estão vinculados ao Depto. de Engenharia Elétrica da Faculdade de Engenharia Elétrica da UNESP (Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”), Ilha Solteira, Brasil (e-mail: kurokawa@dee.feis.unesp.br).

J. Pissolato está vinculado ao Depto. de Sistemas e Controle de Energia da Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da UNICAMP (Universidade Estadual de Campinas), Campinas, Brasil (e-mail: pisso@dsce.fee.unicamp.br).

## II. MÉTODO APLICANDO O CONCEITO DE RAO MÉDIO GEOMÉTRICO

A Fig. 1 mostra um condutor múltiplo genérico constituído por  $n$  subcondutores de raio  $r$ . Os subcondutores são conectados em paralelo por meio de espaçadores que são distribuídos ao longo da extensão do condutor múltiplo em questão.

Utilizando o método baseado no RMG para representar o feixe mostrado na Fig. 1, conclui-se que o condutor equivalente ao feixe estará na mesma altura em que se encontra o centro da circunferência, que por sua vez, define a posição dos subcondutores, ou seja, o condutor equivalente estará a uma altura  $h$  do solo.

O RMG do condutor múltiplo em questão é dado por:

$$R_{eq} = \sqrt[n]{r_1 D_{12} D_{13} \dots D_{1n} r_2 D_{21} D_{23} \dots D_{2n} \dots r_n D_{n1} D_{n2} \dots D_{n(n-1)}} \quad (1)$$

Na equação (1),  $R_{eq}$  é o raio do condutor equivalente,  $n$  é número de subcondutores,  $r_n$  é o raio do subcondutor  $n$  e  $D_{1n}$  é a distância entre o subcondutor 1 e o subcondutor  $n$ .

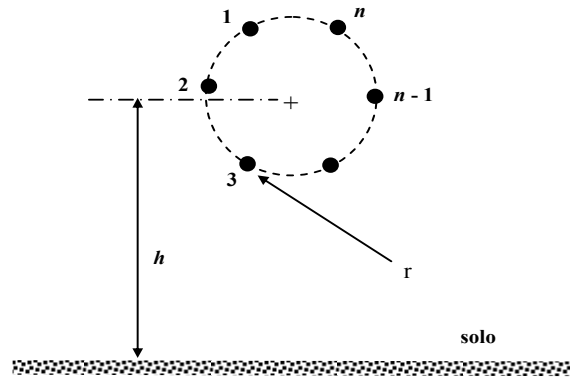


Figura 1 – Condutor múltiplo constituído por  $n$  subcondutores.

A partir do  $R_{eq}$  é possível calcular a resistência e indutância longitudinal em função da frequência, considerando o efeito solo e pelicular [10]-[13].

Os parâmetros longitudinais de linhas de transmissão com retorno através do solo são fortemente dependentes da frequência. A descrição do efeito solo foi desenvolvida por Carson e por Pollaczek [14]. Ambos modelos apresentam resultados iguais quando aplicados em linhas aéreas. No entanto, em se tratando de cabos subterrâneos, as equações de Pollaczek apresentam resultados mais precisos [15].

A impedância interna resulta do efeito do campo eletromagnético no interior do condutor. Esta impedância própria é constituída de uma resistência e de uma indutância calculadas por meio de fórmulas derivadas das equações de Bessel. Devido ao efeito pelicular, essa resistência aumenta à medida que a frequência aumenta, enquanto que a indutância diminui com o incremento da frequência [16].

Dessa forma, a impedância total do condutor equivalente é dada como:

$$Z_{long} = Z_{ext} + Z_{solo} + Z_{int} \quad (2)$$

Sendo  $Z_{ext}$  a impedância externa própria do condutor equivalente,  $Z_{solo}$  a impedância solo (obtida por meio das séries de Carson) e  $Z_{int}$  é a impedância interna do condutor equivalente.

Geralmente, em linhas aéreas, a condutância transversal é desconsiderada [13]. Quanto à capacitância transversal, esta é expressa como sendo [17]:

$$C = 2\pi\epsilon_o \frac{1}{\ln\left(\frac{2h}{R_{eq}}\right)} \quad (3)$$

sendo  $\epsilon_o = 8,85415 \text{ nF/km}$ .

Logo então, considera-se a admitância transversal sendo:

$$Y = j\omega C \quad (4)$$

Sendo  $\omega$  a velocidade angular.

Os parâmetros longitudinais e transversais são expressos em suas respectivas unidades de medida por unidade de comprimento.

## III. CÁLCULO DO CONDUTOR EQUIVALENTE CONSIDERANDO A DISTRIBUIÇÃO DA CORRENTE NOS SUBCONDUTORES

Considera-se um feixe genérico, de comprimento  $l$ , constituído de  $n$  subcondutores dispostos sobre um solo não ideal, conforme mostra a Fig. 2.

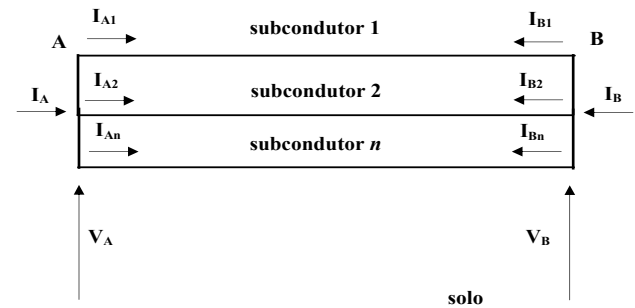


Figura 2 – Condutor múltiplo constituído de  $n$  subcondutores.

Na Fig. 2,  $I_{A1}, I_{A2}, \dots, I_{An}$  são as correntes no terminal A dos subcondutores 1, 2, ...,  $n$ , respectivamente, enquanto que  $I_{B1}, I_{B2}, \dots, I_{Bn}$  são as correntes no terminal B. As grandezas  $I_A$  e  $I_B$  são as correntes nos terminais A e B, respectivamente, do feixe. Vale ressaltar que as correntes e tensões são descritas no domínio da frequência.

As correntes  $I_A$  e  $I_B$  são escritas como sendo:

$$I_A = I_{A1} + I_{A2} + \dots + I_{An} \quad (5)$$

$$I_B = I_{B1} + I_{B2} + \dots + I_{Bn} \quad (6)$$

Considerando que os parâmetros longitudinais e transversais dos subcondutores são conhecidos, é possível descrever as matrizes de impedância longitudinal  $[Z]$  e admitância transversal  $[Y]$  para o condutor múltiplo mostrado na Fig. 2 como sendo [17]:

$$[Z] = \begin{bmatrix} z_{11}(\omega) & z_{12}(\omega) & \cdots & z_{1n}(\omega) \\ z_{21}(\omega) & z_{22}(\omega) & \cdots & z_{2n}(\omega) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ z_{n1}(\omega) & z_{n2}(\omega) & \cdots & z_{nn}(\omega) \end{bmatrix} \quad (7)$$

$$[Y] = \begin{bmatrix} y_{11}(\omega) & y_{12}(\omega) & \cdots & y_{1n}(\omega) \\ y_{21}(\omega) & y_{22}(\omega) & \cdots & y_{2n}(\omega) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ y_{n1}(\omega) & y_{n2}(\omega) & \cdots & y_{nn}(\omega) \end{bmatrix} \quad (8)$$

Os elementos da matriz  $[Z]$  são calculados considerando a impedância externa, a impedância devido ao efeito solo e a impedância interna de cada um dos subcondutores. Esses elementos são calculados de acordo com o procedimento mostrado no item 2.

O condutor equivalente ao condutor múltiplo mostrado na Fig. 2, submetido as tensões  $V_A$  e  $V_B$ , é descrito de acordo com a Fig. 3:

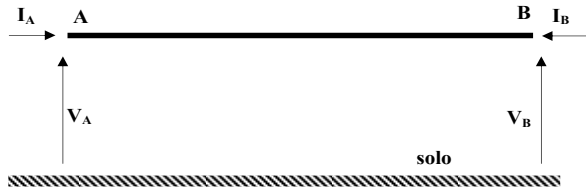


Figura 3 – Correntes e tensões nos terminais do condutor equivalente.

Considerando que os parâmetros do condutor equivalente mostrado na Fig. 3 estão distribuídos ao longo do comprimento do mesmo, é possível escrever as seguintes relações entre as correntes e tensões nos terminais A e B [18]:

$$V_A = V_B \cosh(\gamma l) - Z_c I_B \sinh(\gamma l) \quad (9)$$

$$I_A = \frac{1}{Z_c} V_B \sinh(\gamma l) - I_B \cosh(\gamma l) \quad (10)$$

Nas equações (9) e (10),  $\gamma$  é a função de propagação,  $Z_c$  é a impedância característica do condutor equivalente e  $l$  é o comprimento do mesmo. Os termos  $\gamma$  e  $Z_c$  são descritos como sendo [17]:

$$\gamma = \sqrt{Z_{eq}(\omega) Y_{eq}(\omega)} \quad (11)$$

$$Z_c = \sqrt{\frac{Z_{eq}(\omega)}{Y_{eq}(\omega)}} \quad (12)$$

Nas equações (11) e (12),  $Z_{eq}(\omega)$  e  $Y_{eq}(\omega)$  são a impedância longitudinal e a admitância transversal, respectivamente, do

condutor equivalente. Os termos  $Z_{eq}(\omega)$  e  $Y_{eq}(\omega)$  são expressados como:

$$Z_{eq}(\omega) = R_{eq}(\omega) + j\omega L_{eq}(\omega) \quad (13)$$

$$Y_{eq}(\omega) = G_{eq}(\omega) + j\omega C_{eq}(\omega) \quad (14)$$

Na equação (13),  $R_{eq}(\omega)$  e  $L_{eq}(\omega)$  são, respectivamente, resistência e indutância longitudinais do condutor equivalente e, na equação (14),  $G_{eq}(\omega)$  e  $C_{eq}(\omega)$  são a condutância e a capacitância transversais, respectivamente.

Uma vez que as matrizes  $[Z]$  e  $[Y]$  dos subcondutores são conhecidas, é possível expressar as tensões  $V_A$  e  $V_B$  e as correntes  $I_A$  e  $I_B$  em função das mesmas. Em seguida, substituindo as tensões  $V_A$  e  $V_B$  e as correntes  $I_A$  e  $I_B$  nas equações (9) e (10), é possível obter a função de propagação e a impedância característica do condutor equivalente. Em uma próxima etapa, utilizando as equações (11)-(14), obtém-se os parâmetros longitudinais e transversais do condutor equivalente.

Para calcular as correntes nos subcondutores do feixe mostrado na Fig. 2, o mesmo é representado no domínio modal, sendo possível representar o feixe com  $n$  subcondutores acoplados como sendo  $n$  subcondutores independentes uns dos outros. Diz-se que, no domínio modal, o feixe possui  $n$  modos de propagação [18]-[21].

Os modos de propagação do feixe são caracterizados pelas matrizes diagonais  $[Z_m]$  e  $[Y_m]$  que são, respectivamente, matrizes de impedâncias e de admitâncias dos modos de propagação do feixe. Essas matrizes são calculadas a partir das matrizes  $[Z]$  e  $[Y]$ , descritas nas equações (7) e (8), por meio das seguintes relações [19]:

$$[Z_m] = [T]^t [Z] [T] \quad (15)$$

$$[Y_m] = [T]^{-1} [Y] [T]^{-t} \quad (16)$$

Nas equações (15) e (16),  $[T]$  é uma matriz cujas colunas são autovetores associados aos autovalores do produto matricial  $[Y][Z]$  [19]. As matrizes  $[T]^t$  e  $[T]^{-1}$  são, respectivamente, a matriz transposta e a inversa de  $[T]$  e  $[T]^{-t}$  é a matriz inversa de  $[T]^t$ .

Devido ao fato de  $[Z_m]$  e  $[Y_m]$  serem matrizes diagonais, os  $n$  modos de propagação são desacoplados uns dos outros e podem ser representados por  $n$  condutores independentes. A Fig. 4 descreve de forma esquemática o  $k$ -ésimo modo de propagação do feixe.



Figura 4 -  $k$ -ésimo modo de propagação do feixe.

Na Fig. 4,  $I_{mkA}$  e  $I_{mkB}$  são as correntes nos terminais A e B do  $k$ -ésimo modo, respectivamente, enquanto que  $V_{mkA}$  e  $V_{mkB}$  são as tensões nos terminais A e B.

Levando em conta a natureza distribuída dos parâmetros elétricos dos subcondutores, podemos escrever, para o  $k$ -ésimo modo, as seguintes relações [18]:

$$I_{mkA} = \frac{1}{Z_{cmk}} V_{mkB} \sinh(\gamma_{mk} l) - I_{mkB} \cosh(\gamma_{mk} l) \quad (17)$$

$$V_{mkA} = V_{mkB} \cosh(\gamma_{mk} l) - Z_{cmk} I_{mkB} \sinh(\gamma_{mk} l) \quad (18)$$

Nas equações (17) e (18),  $Z_{cmk}$  e  $\gamma_{mk}$  são a impedância característica e a função de propagação, respectivamente, do  $k$ -ésimo modo. Estes termos são escritos como sendo:

$$Z_{cmk} = \frac{Z_{mk}}{Y_{mk}} \quad (19)$$

$$\gamma_{mk} = \sqrt{Z_{mk} Y_{mk}} \quad (20)$$

Descrevendo  $Z_{mk}$  e  $Y_{mk}$  sendo a impedância longitudinal e a admitância transversal, respectivamente, do  $k$ -ésimo modo de propagação do feixe.

Escrevendo as equações (17) e (18) para os  $n$  modos e agrupando-as na forma matricial, obtém-se:

$$[I_{\text{modal A}}] = [\theta_1][V_{\text{modal B}}] - [\theta_2][I_{\text{modal B}}] \quad (21)$$

$$[V_{\text{modal A}}] = [\theta_2][V_{\text{modal B}}] - [\theta_3][I_{\text{modal B}}] \quad (22)$$

Nas equações (21) e (22), os vetores  $[I_{\text{modal A}}]$  e  $[I_{\text{modal B}}]$  contêm as correntes nos terminais A e B, respectivamente, dos  $n$  modos, enquanto que os vetores  $[V_{\text{modal A}}]$  e  $[V_{\text{modal B}}]$  são constituídos pelas tensões nos terminais A e B dos mesmos. As matrizes  $[\theta_1]$ ,  $[\theta_2]$  e  $[\theta_3]$  são matrizes diagonais, cujos elementos são escritos como sendo:

$$\theta_1(k, k) = \frac{\sinh(\gamma_{mk} l)}{Z_{cmk}} \quad (23)$$

$$\theta_2(k, k) = \cosh(\gamma_{mk} l) \quad (24)$$

$$\theta_3(k, k) = Z_{cmk} \sinh(\gamma_{mk} l) \quad (25)$$

As relações entre as correntes e tensões dos subcondutores do feixe e as correntes e tensões em seus respectivos modos de propagação são expressas da seguinte forma [18]:

$$[I_{\text{modal}}] = [T]^{-1} [i] \quad (26)$$

$$[V_{\text{modal}}] = [T]^t [V] \quad (27)$$

Nas equações (26) e (27)  $[i]$  e  $[V]$  são, respectivamente, vetores com as correntes e tensões nos terminais dos subcondutores.

Substituindo as equações (26) e (27) nas equações (21) e (22) obtém-se:

$$[i_A] = [T][\theta_1][T]^t [V_B] - [T][\theta_2][T]^{-1} [i_B] \quad (28)$$

$$[V_A] = [T]^{-t} [\theta_2][T]^t [V_B] - [T]^{-t} [\theta_3][T]^{-1} [i_B] \quad (29)$$

A partir da equação (29) é possível escrever o vetor  $[i_B]$  em função das matrizes  $[\theta_2]$  e  $[\theta_3]$  e da matriz  $[T]$ . Em seguida, substituindo  $[i_B]$  na equação (28), obtém-se:

$$[i_A] = [A][V_A] + [B][V_B] \quad (30)$$

sendo:

$$[A] = [T][\theta_2][\theta_3]^{-1}[T]^t \quad (31)$$

$$[B] = [T][\theta_1][T]^t - [T][\theta_2][\theta_3]^{-1}[\theta_2][T]^t \quad (32)$$

Desenvolvendo a equação (30), obtém-se:

$$\begin{bmatrix} I_{A1} \\ I_{A2} \\ \vdots \\ I_{An} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & \cdots & A_{1n} \\ A_{21} & A_{22} & & A_{2n} \\ \vdots & & \ddots & \\ A_{n1} & A_{n2} & \cdots & A_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_A \\ V_A \\ \vdots \\ V_A \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} & \cdots & B_{1n} \\ B_{21} & B_{22} & & B_{2n} \\ \vdots & & \ddots & \\ B_{n1} & B_{n2} & \cdots & B_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_B \\ V_B \\ \vdots \\ V_B \end{bmatrix} \quad (33)$$

A equação (33) descreve a corrente, no terminal A, em cada um dos subcondutores em função da tensão aplicada nos terminais A e B do feixe.

Uma vez obtidas as correntes nos subcondutores é possível calcular a corrente no terminal A do feixe. Desenvolvendo a equação (33) e com base na equação (30), obtém-se:

$$I_A = S_A V_A + S_B V_B \quad (34)$$

Na equação (34),  $S_A$  corresponde à soma de todos os elementos da matriz  $[A]$  e  $S_B$  é a soma de todos os elementos da matriz  $[B]$ .

A partir das equações (9) e (10), isolando a corrente  $I_B$  na equação (10) e posteriormente substituindo-a na equação (9), obtém-se a seguinte expressão:

$$I_A = \frac{1}{Z_c} \frac{\cosh(\gamma d)}{\sinh(\gamma d)} V_A - \frac{1}{Z_c} \frac{1}{\sinh(\gamma d)} V_B \quad (35)$$

Para que as correntes e tensões no condutor equivalente sejam idênticas às correntes e tensões no condutor múltiplo, é necessário que as equações (34) e (35) sejam iguais. Ou seja:

$$S_A = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n A_{ij} = \frac{1}{Z_c} \frac{\cosh(\gamma d)}{\sinh(\gamma d)} \quad (36)$$

$$S_B = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n B_{ij} = -\frac{1}{Z_c} \frac{1}{\sinh(\gamma d)} \quad (37)$$

Logo, a partir das equações (36) e (37) é possível encontrar as equações para a função de propagação e impedância característica relativas ao condutor equivalente:

$$\gamma = \frac{1}{d} \cosh^{-1} \left( -\frac{S_A}{S_B} \right) \quad (38)$$

$$Z_c = \frac{1}{\sqrt{(S_A)^2 - (S_B)^2}} \quad (39)$$

Observa-se nas equações (38) e (39) que  $\gamma$  e  $Z_c$  do condutor equivalente podem ser calculados em função dos elementos das matrizes [A] e [B] que, por sua vez, são escritos em função dos parâmetros dos subcondutores e dos respectivos modos de propagação.

Uma vez conhecidas a função de propagação e a impedância característica do condutor equivalente, pode-se utilizar as equações (11) e (12) para obter a impedância longitudinal e a admitância transversal do condutor equivalente. Desse modo, obtém-se:

$$Z_{eq}(\omega) = \gamma Z_c \quad (40)$$

$$Y_{eq}(\omega) = \frac{\gamma}{Z_c} \quad (41)$$

A partir da impedância longitudinal e da admitância transversal do condutor equivalente é possível, por meio das expressões (40) e (41), calcular seus parâmetros longitudinais e transversais.

#### IV. RESULTADOS OBTIDOS

O método proposto foi utilizado para calcular os parâmetros do condutor equivalente a um condutor múltiplo convencional, constituído de quatro subcondutores, e também para o cálculo dos parâmetros elétricos de um condutor múltiplo não convencional com sete subcondutores.

A Fig. 5 mostra o condutor múltiplo convencional constituído por quatro subcondutores do tipo *Grosbeak* [4], com raio de 1,021 cm e separados por uma distância de 40 cm. A resistividade do solo é considerada igual a 1000  $\Omega \cdot m$ .

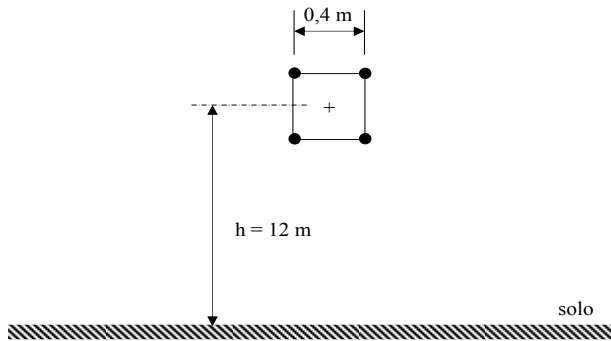


Figura 5 - Condutor múltiplo convencional com quatro subcondutores.

A Fig. 6 mostra um condutor múltiplo não convencional, com sete subcondutores, de acordo com a referência [3]. Nesse feixe, os condutores periféricos possuem um raio de 1,15 cm e o condutor central possui um raio de 3,5 cm. A

distância entre os condutores periféricos é de 10 cm, a altura do condutor central é igual a 12 metros e o solo sobre o qual o feixe está disposto possui resistividade igual a 1000  $\Omega \cdot m$ .

Os parâmetros foram calculados para frequências inferiores a 10 kHz, faixa de frequência na qual encontra-se enquadrada grande parte dos fenômenos eletromagnéticos observados em linhas de transmissão [22].

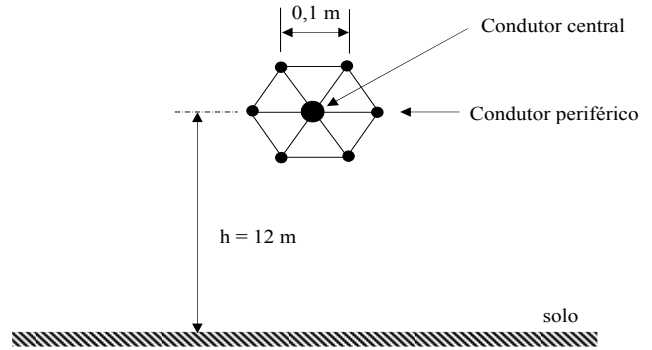


Figura 6 - Condutor múltiplo não convencional com sete subcondutores.

##### A. Feixe convencional

A impedância longitudinal  $Z_{long}$  e a admitância transversal  $Y$  do condutor equivalente ao feixe mostrado na Fig. 5 foram calculados a partir do método clássico, utilizando o conceito de RMG. A partir da impedância  $Z_{long}$  e da admitância  $Y$  foram calculados os parâmetros longitudinais e transversais do condutor equivalente.

Os parâmetros do condutor equivalente ao feixe mostrado na Fig. 4 também foram calculados a partir do método proposto (descrito no item III).

A Fig. 7 apresenta a resistência longitudinal do condutor equivalente, calculada a partir do método clássico (curva em vermelho) e a partir do método proposto (curva em azul).

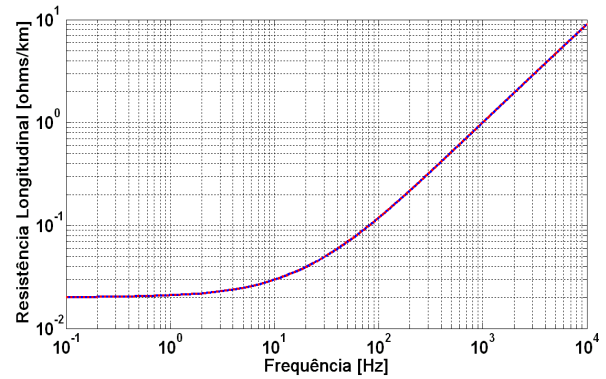


Figura 7 – Resistência longitudinal: Método clássico (curva em vermelho) e método proposto (curva em azul).

A Fig. 7 mostra que as resistências longitudinais são iguais quando calculadas por ambos os métodos.

A Fig. 8 mostra a indutância longitudinal do condutor equivalente, calculada a partir do método clássico (curva em vermelho) e a partir do método proposto (curva em azul).

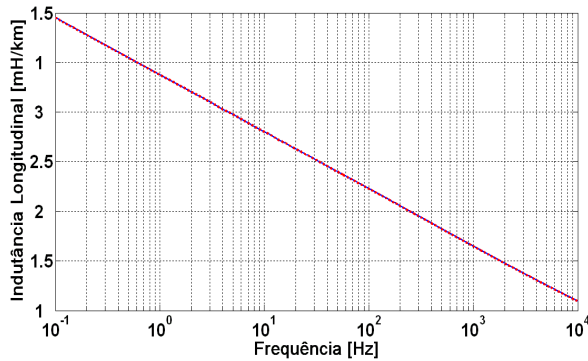


Figura 8 – Indutância longitudinal: Método clássico (curva em vermelho) e método proposto (curva em azul).

A partir da Fig. 8 é possível afirmar que a indutância longitudinal do condutor equivalente é praticamente a mesma quando calculada pelo método clássico e proposto.

A capacitância transversal do condutor equivalente também foi calculada a partir dos dois métodos e os resultados obtidos são muito próximos.

#### B. Feixe não convencional

A impedância longitudinal  $Z_{long}$  e a admitância transversal  $Y$  do condutor equivalente ao feixe, mostrado na Fig. 6, foram calculados a partir do método clássico e método proposto.

A Fig. 9 mostra a resistência longitudinal do condutor equivalente, calculada a partir do método clássico (curva em vermelho) e a partir do método proposto (curva em azul).

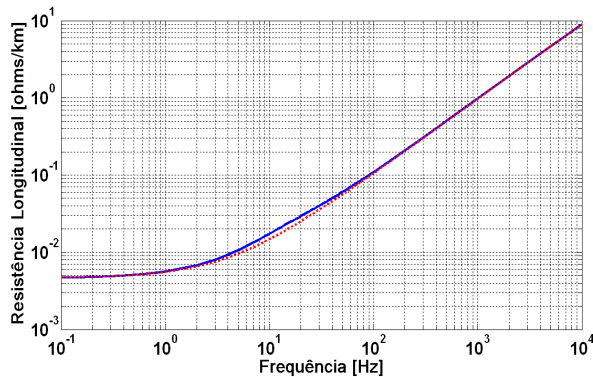


Figura 9 – Resistência longitudinal: Método clássico (curva em vermelho) e método proposto (curva em azul).

A Fig. 9 mostra que, para uma determinada faixa de frequências, a resistência longitudinal do feixe obtida por meio do método proposto é maior que o valor calculado pelo método clássico. Uma análise quantitativa dessa diferença pode ser examinada na Fig. 10, que mostra a relação das

resistências calculadas por meio dos métodos proposto e clássico.

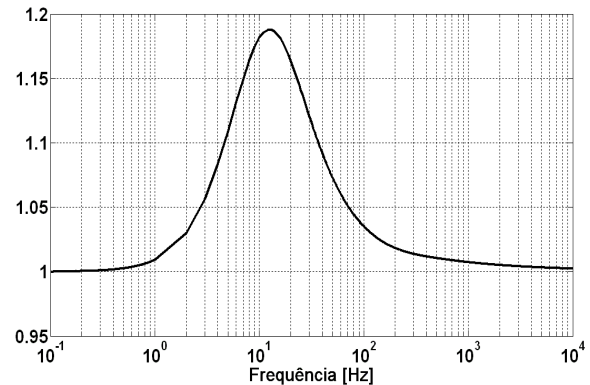


Figura 10 – Relação entre as resistências obtidas por meio dos métodos proposto e clássico.

A Fig. 10 mostra que em frequências inferiores a 3 Hz e superiores a 70 Hz a diferença entre as resistências calculadas por meio dos dois métodos é muito pequena (inferior a 5%). No entanto, para frequências compreendidas entre o dado intervalo, a resistência calculada por meio do método proposto é maior que o valor obtido por meio do método clássico, sendo que a maior diferença (em torno de 18%) ocorre para uma frequência próxima de 15 Hz.

A Fig. 11 mostra a indutância longitudinal do condutor equivalente, calculada a partir do método clássico (curva em vermelho) e a partir do método proposto (curva em azul).

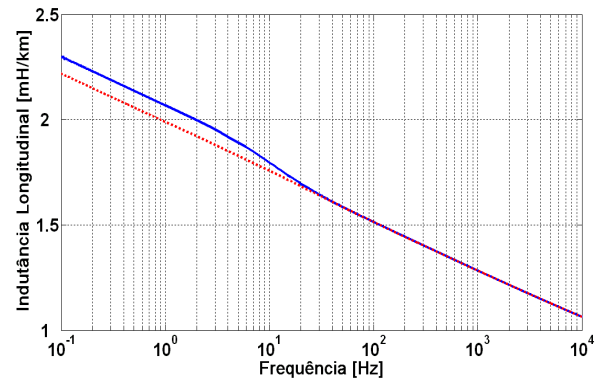


Figura 11 – Indutância longitudinal: Método clássico (curva em vermelho) e método proposto (curva em azul).

Observa-se na Fig. 11 que os valores da indutância longitudinal do condutor equivalente calculada por meio do método proposto são mais acentuados que os valores calculados por meio do método clássico, sendo que a divergência entre os resultados ocorre em uma faixa de frequência específica, melhor visualizada na Fig. 12.

A Fig. 12 mostra a relação entre os valores da indutância calculados por meio dos métodos proposto e clássico.

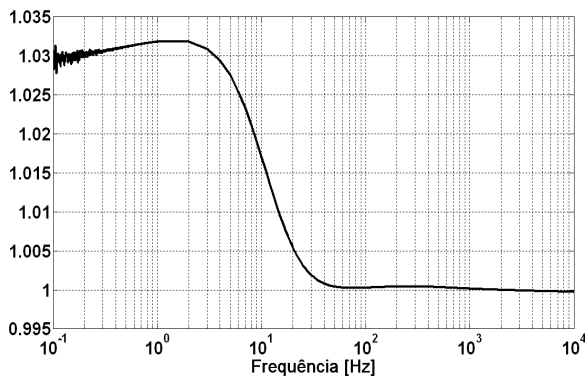


Figura 12 – Relação entre as indutâncias obtidas por meio dos métodos proposto e clássico.

Observa-se que a diferença entre os valores obtidos por meio dos métodos proposto e clássico é inferior a 4% e ocorre somente em frequências inferiores a 10 Hz.

Vale observar que as oscilações apresentadas na indutância calculada por meio do método proposto, são decorrentes das oscilações numéricas durante o cálculo dos autovetores e autovalores utilizados na obtenção da matriz de transformação [T], por meio do *software* Matlab.

A capacitância do condutor equivalente foi calculada por meio dos dois métodos. Embora o procedimento utilizado pelo método clássico seja uma equação analítica com base na altura e no RMG associado ao condutor múltiplo e por meio do método proposto seja incremental, ou seja, em função de um passo de cálculo associado a valores de frequência discretos, os valores obtidos para capacitância transversal, por ambos os procedimentos, são semelhantes.

## V. CONCLUSÕES

O método clássico de cálculo dos parâmetros do condutor equivalente a um condutor múltiplo é baseado na hipótese de que a corrente divide-se igualmente entre os subcondutores que constituem o feixe. Essa hipótese pode ser considerada verdadeira para feixes convencionais, em que os subcondutores são iguais, mas não corresponde à realidade quando os subcondutores do feixe possuem raios distintos, ou mesmo, parâmetros elétricos diferentes.

Este artigo mostrou um método alternativo para o cálculo dos parâmetros elétricos de um condutor múltiplo. O método proposto leva em conta a distribuição da corrente entre os condutores do feixe e pode ser aplicado a qualquer configuração de condutores múltiplos.

Como exemplo, o método foi aplicado a um feixe típico com quatro subcondutores com raios iguais e a um feixe não convencional constituído por sete subcondutores, sendo que um dos subcondutores possui o raio maior que os demais, formando uma espécie de blindagem.

No feixe típico, em que os raios são iguais e a corrente se divide de maneira homogênea entre os subcondutores, os parâmetros elétricos do condutor equivalente apresentaram os mesmos valores quando calculados a partir do método clássico e a partir do método proposto.

No entanto, para o caso específico de um feixe não convencional, no qual a corrente no subcondutor central é maior que nos demais, verificou-se de forma mais acentuada as diferenças entre os dois métodos de cálculo.

Verificou-se que as maiores diferenças no cálculo da resistência longitudinal ocorrem entre 3 Hz e 70 Hz, chegando a 18% em torno de 15 Hz. As diferenças verificadas no cálculo da indutância longitudinal são inferiores a 3% e observadas em frequências inferiores a 10 Hz. Vale ressaltar que as divergências entre os métodos em frequências próximas a de regime permanente, 50 e 60 Hz, são em torno de 5%. Porém, para o estudo de transitórios eletromagnéticos, tais como efeito corona, chaveamento de linha e curto-circuito, uma ampla faixa de frequência deve ser considerada, em especial as componentes de baixa frequência.

Com base nos resultados obtidos, verifica-se que no caso de feixes cujos condutores possuem os mesmos parâmetros geométricos e elétricos, o método clássico de cálculo pode ser utilizado sem quaisquer restrições. No entanto, para um possível caso em que o feixe apresenta assimetrias de ordem geométrica ou elétrica, tais como diâmetros ou impedâncias diferenciadas entre os subcondutores, decorrendo em uma distribuição não uniforme da corrente entre os subcondutores, o método proposto é mais apropriado.

Ademais, embora a metodologia clássica represente bem situações práticas, apresentando a mesma eficácia na precisão dos parâmetros elétricos obtidos por meio do método proposto, os autores propõe, em uma próxima etapa, a aplicação da metodologia proposta no cálculo dos parâmetros elétricos para linhas compactas. Sabe-se que o conceito de RMG se restringe a configurações de linhas em que o espaçamento dos subcondutores, de um mesmo condutor múltiplo, seja desprezível quando comparado à distância entre as fases da linha [4]. Logo, com base nas linhas compactas utilizadas atualmente e aquelas ainda em desenvolvimento, verifica-se um espaçamento considerável entre os subcondutores de uma mesma fase, ou condutor múltiplo, e uma configuração muito compacta entre as fases [8], [9]. Dessa forma, o método proposto pode ser aplicado no cálculo dos parâmetros de linhas compactas trifásicas, apresentando resultados mais precisos que aqueles obtidos por meio do método clássico, utilizando o conceito do RMG. Porém, são necessários alguns procedimentos adicionais no desenvolvimento da matriz de transformação modal, utilizada no método alternativo proposto, e no cálculo dos autovetores que compõe tal matriz.

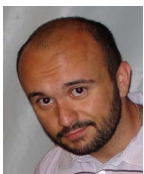
## REFERÊNCIAS

- [1] L. E. Koolár, M. Farzaneh. "Vibration of bundled conductors following ice shedding", *IEEE Trans. Power Delivery*, vol. 11, no 2, pp. 2198-2206, April 2008.
- [2] G. E. Adams. "An analysis of the radio-interference characteristics of Bundled Conductors", *AIEE Trans. Power Apparatus and Systems*, vol. 75, no.3, pp. 1569-1584, 1957.
- [3] N. G. Trinh, C. Vincent. "Bundled-conductors for EHV transmission systems with compressed SF<sub>6</sub> insulation", *AIEE Trans. Power Apparatus and Systems*, vol. 75, no 6, pp. 2198-2206, 1978.
- [4] R. D. Fuchs, *Transmissão de Energia Elétrica: Linhas Aéreas; Teoria das Linhas em Regime Permanente*, Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos, 1979.
- [5] V. V. Dan. "A rational choice of bundle conductors configuration", in



*Proc. 1998 Int. Symp. on Electrical Insulating Materials Conf.*, Toyohashi, Japan, pp. 349-354.

- [6] N. Watson, J. Arrilaga, *Power Systems Electromagnetic Transients Simulation*, London: Institution of Electrical Engineers, pp. 140-142, 2003.
- [7] V. P. Tu, J. Tlustý. "The calculated methods of a frequency-dependent series impedance matrix of overhead transmission lines with a lossy ground for transient analysis problem", in *Proc. 2003 Large Engineering Systems Conference on Power Engineering*, Montreal, Canada, pp. 159-163.
- [8] A. S. Farag, J. M. Bakhashwain, A. Al-Shehri, T. C. Cheng, Y. Gao. "Bundled Conductor Configuration Optimization for Compact Transmission Lines Incorporating Electromagnetic Fields Management", *Electric Power Systems Research*, vol. 44, no. 3, pp. 189-202, 1998.
- [9] R. N. Nayak, Y. K. Sehgal, S. Sen. "EHV transmission line capacity enhancement through increase in surge impedance loading level", in *Proc. 2006 IEEE Power India Conference*, New Delhi.
- [10] H. W. Dommel, *Electromagnetic transients program. Reference manual (EMTP Theory Book)*, Bonneville Power Administration, 1996.
- [11] W. Mingli, F. Yu. "Numerical calculations of internal impedance of solid and tubular cylindrical conductors under large parameters", *IEE Proc. Generation Transmission and Distribution*, vol. 151, no. 1, pp. 67-72, 2004.
- [12] L. Hofmann. "Series expansions for line series impedances considering different specific resistances, magnetic permeabilities of conductors, air and ground", *IEEE Trans. Power Delivery*, vol. 18, no. 2, pp. 564-570, April 2003.
- [13] J. A. Martinez, B. Gustavsen, D. Durbak. "Parameters determination for modeling system transients - Part I: overhead lines", *IEEE Trans. Power Delivery*, vol. 20, no. 3, pp. 2038-2044, July 2005.
- [14] H. W. Dommel, "Electromagnetic Transients Program Reference Manual". Dept. of Electrical Engineering, University of British Columbia, Vancouver, Canada, 1986.
- [15] S. Kurokawa, F. N. R. Yamanaka, A. J. Prado, L. F. Bovolato, J. Pissolato. "Representação de linhas de transmissão por meio de variáveis de estado levando em consideração o efeito da frequência sobre os parâmetros longitudinais". *SBA. Sociedade Brasileira de Automática*, vol. 18, pp. 337-346, 2007.
- [16] L. Marti. "Low-order approximation of transmission line parameters for frequency-dependent models". *IEEE Trans. On Power Apparatus and Systems*, vol. PAS-102, no. 11, pp. 3582-3589, 1983.
- [17] F. M. Tesche, M. V. Ianoz, T. Karlsson, *EMC Analysis Methods and Computational Models*, Nova York: John Wiley & Sons, 1997.
- [18] A. Budner. "Introduction of Frequency-Dependent Line Parameters into an Electromagnetic Transients Program", *IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems*, vol. 89, no. 1, pp. 88-97, January 1970.
- [19] L. M. Wedepohl, H. V. Nguyen, G. D. Irwin. "Frequency-Dependent Transformation Matrices for Untransposed Transmission Lines Using Newton-Raphson Method", *IEEE Trans. on Power Systems*, vol. 11, no. 3, pp. 1538-1546, August 1996.
- [20] S. Kurokawa, R. S. Daltin, A. J. Prado, L. F. Bovolato, J. Pissolato. "Decomposição Modal de Linhas de Transmissão a partir do uso de Duas Matrizes de Transformação", *SBA. Sociedade Brasileira de Automática*, vol. 18, pp. 372-380, 2007.
- [21] S. Kurokawa, A. J. Prado, J. Pissolato, L. F. Bovolato, R. S. Daltin. "Alternative Proposal for Modal Representation of a Non-Transposed Three-Phase Transmission Line with a Vertical Symmetry Plane", *IEEE Latin America Trans. - Revista IEEE América Latina*, vol. 7, pp. 187-189, 2009.
- [22] L. C. Zanetta Júnior, *Transitórios Eletromagnéticos em Sistemas de Potência*, São Paulo: Editora da Universidade de São Paulo, 2003.



**Eduardo Coelho Marques da Costa** é graduado em engenharia elétrica (2005). Mestre em engenharia elétrica pela Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira (UNESP) e atualmente realizando o doutoramento na Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP). Suas principais áreas de pesquisa são: transitórios eletromagnéticos em sistemas de potência e modelagem de linhas de transmissão.



**Sérgio Kurokawa** é graduado em engenharia elétrica (1990). Desde 1994 é professor da Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira (UNESP). Doutor pela Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP). Suas principais áreas de pesquisa são: transitórios eletromagnéticos em sistemas de potência e modelagem de linhas de transmissão.



**José Pissolato Filho** é doutor pela "Université Paul Sabatier", França (1986) e atualmente professor titular da Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP). Responsável pelo Laboratório de Alta Tensão da Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação (LAT/FEEC). Suas principais áreas de pesquisa são: transitórios eletromagnéticos e compatibilidade eletromagnética.



**Afonso José do Prado** é graduado em engenharia elétrica (1991) pela Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira (UNESP) e doutor pela Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP). Suas principais áreas de pesquisa são: transitórios eletromagnéticos em linhas de transmissão.



**Luiz Fernando Bovolato** é mestre pela Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ) (1983) e doutor pela Universidade de São Paulo (USP) (1993). Atualmente é professor da Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira (UNESP). Suas principais áreas de pesquisa são: modelagem e análise de transitórios eletromagnéticos em sistemas de potência.