

Aplicação do Método dos Elementos Finitos na Análise de Descontinuidades entre Cabos Coaxiais

Leonardo Issa Nicolau, Antonio Romeiro Sapienza e José Ricardo Bergmann

Resumo— Este artigo apresenta um formalismo baseado no Método dos Elementos Finitos (MEF), adequado à análise de descontinuidades com simetria axial, entre duas linhas coaxiais quaisquer, incluindo corrugações. Pelo método de Galerkin-Budnov deduz-se um operador integral bi-linear, aplicado ao campo magnético, expandido em todo o domínio da estrutura, coaxial-descontinuidade-coaxial. As portas e entrada e saída da estrutura são posicionadas distantes da descontinuidade, de forma que nelas só haja o modo TEM. O campo magnético procurado, é obtido pelo MEF.

Os resultados encontrados; perdas de retorno, comportamento do campo magnético e as equi-fases nas portas de entrada e saída da estrutura, foram calculadas e confrontadas com as do Método de Casamento de Modos (MCM), com perfeita concordância.

Palavras-Chave— Modos TEM e $TM_{(n=0,m)}$, cabo-coaxial, critério de Galerkin-Budnov, Elementos Finitos, equação da onda.

Abstract— This paper presents a formalism based on the Finite Element Method (FEM), suitable for analysis of discontinuities with axial symmetry, between any two coaxial lines, including corrugations.

The method of Galerkin-Budnov it follows a bi-linear integral operator, applied to the magnetic field, expanded in the whole area of the structure, coaxial-discontinuity-coaxial. The input and output ports of the structure are far from of the discontinuity, so that there is only the TEM mode. The magnetic field sought is obtained by MEF.

The values for the return loss, and the magnetic fields at both ports were calculated and compared with those yielded by Modes Matching Technique, showing good agreement.

Keywords— TEM modes and $TM_{(n=0,m)}$, cabo-coaxial, criteria Budnov-Galerkin, Finite Elements, wave equation.

I. INTRODUÇÃO

Seções de guias não uniformes, cornetas retangulares ou cilíndricas e cabos-coaxiais, são, frequentemente, utilizados como adaptadores entre transmissor ou receptor e a antena.

Nas operações, em banda larga de frequência, em que a estrutura alimentadora da antena deve apresentar alto desempenho, é imprescindível que se faça uma análise rigorosa do desempenho da seção não uniforme, a fim de se otimizar os sistemas, nos enlances.

Neste trabalho serão aplicados os Métodos de Galerkin-Budnov e dos elementos-finitos para efetuar a modelagem numérica dos campos eletromagnéticos no interior de estruturas coaxiais, interligadas por elemento, também coaxial, descontínuo, veja fig- 1.

A análise de estruturas coaxiais, não uniformes, suportando o modo TEM, foi efetuada por diversos autores [2-7]. Na literatura, há três diferentes abordagens, úteis na análise destas estruturas, que se fundamentam na equação da onda, aplicada ao campo magnético azimutal do modo TEM.

Na primeira abordagem, a solução é procurada no sistema de coordenadas circulares, onde a equação da onda tem um de seus termos indeterminados, pelo fator $(\frac{1}{r})$. Para levantar esta indeterminação [4] aplicou um mapeamento $(\frac{1}{\sqrt{r}})$ na função procurada (H_θ), ou seja $H_\theta = \sqrt{r}H'_\theta$. A solução passa a ser investigada por um novo operador de Helmholtz, função de (H'_θ) . Esta é a técnica adotada neste trabalho.

Um outro procedimento, muito mais simples que o primeiro, que, também, se relaciona ao MEF, formula a análise, pela equação de Helmholtz, no espaço de Hilbert tridimensional, cujo produto escalar se refere ao elemento de volume $dv = rd\theta r dz$. Devido a simetria angular da estrutura, a análise passa a ser bi-dimensional, e o produto escalar, condizente ao elemento de área $ds = r dr dz$, suprime, automaticamente, a indeterminação do termo da formulação [5], sem nenhum esforço.

Finalmente, a terceira técnica apresentada em [6] centraliza a análise no cálculo da matriz espalhamento da função entre as duas linhas coaxiais. As equações são resolvidas usando o MEF.

A análise é aplicada numa estrutura tridimensional, vide fig- 1, mas, devido a simetria angular da estrutura, a análise é adaptada bi-dimensionalmente, vide fig- 2.

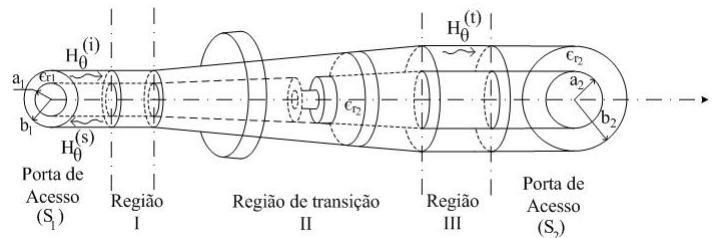


Fig. 1. Estrutura tridimensional.

Regiões: I - cabo-coaxial (a_1, b_1); II - não-uniforme (descontínua); III - cabo-coaxial (a_2, b_2).

Na fig- 1:

- 1) $H_\theta^{(i)}$: Campo incidente na porta de entrada da estrutura;
- 2) $H_\theta^{(s)}$: Campo refletido, pela seção de transição na região I;

- 3) $H_\theta^{(t)}$: Campo transmitido, pela seção, na região III, saída da estrutura;

II. MODELO MATEMÁTICO

Na análise proposta, neste trabalho, considera-se que uma onda TEM, conhecida, incida na porta de acesso ($S_{\rho=1}$), no cabo coaxial de entrada da estrutura, região-I, figs-1 e 2. A descontinuidade, região-II, figs-1 e 2, reflete, na região-I e transmite na região-III, parcelas desta onda incidente, como também gera modos superiores ($TM_{(0,m)}$) nas regiões próxima a da descontinuidade. Nos dois cabos coaxiais, regiões-(II e III), vide figs-1 e 2, os modos superiores se encontram abaixo de suas frequências de corte, enquanto que na região de transição podem ou não ser evanescentes.

As portas de acesso da estrutura ($S_{\rho=1}$, $S_{\rho=2}$), são colocadas suficientemente afastadas da transição, de modo que nelas só haja o modo TEM.

O campo magnético (componente azimutal) procurado é obtido com auxílio do Método dos Elementos Finitos (MEF), sob condição de fronteira de Dirichlet, ao se obrigar a potência da onda incidente, na porta de entrada ($S_{\rho=1}$), ser unitária. O (MEF) é usado para solucionar a equação de Helmholtz escalar do campo magnético. Consequentemente, com o conhecimento do campo magnético calculam-se o coeficiente de reflexão na porta de entrada ($S_{\rho=1}$) e o de transmissão em ($S_{\rho=2}$).

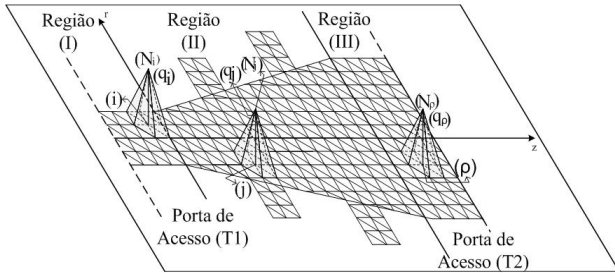


Fig. 2. Estrutura Bi-dimensional e algumas das Funções de base (N_i, N_j, N_ρ) que expandem o campo magnético (Funções de forma dos elementos finitos).

Como a porta de entrada da estrutura ($S_{\rho=1}$) é excitada pelo modo TEM com potência unitária, os únicos modos superiores de interesse, que se acoplam ao TEM, são os modos $TM_{(n=0,m)}$, sem variação angular.

Estes modos $TM_{0,m}$ são caracterizados por:

$$\begin{aligned} \vec{E}(r, z) &= E_r(r, z)\vec{a}_r + E_z(r, z)\vec{z} \\ \vec{H}_\theta(r, z) &= H_\theta(r, z)\vec{a}_\theta \quad (H_z = 0) \end{aligned} \quad (1)$$

Enquanto que o TEM: $E_z = 0$.

Considere a excitação harmônica ($e^{+j\omega t}$).

Pelas equações de Maxwell, em regiões sem fontes, tem-se a equação de Helmholtz vetorial que rege a análise eletromagnética da estrutura:

$$\nabla \wedge \left(\frac{1}{\epsilon_r} \nabla \wedge \vec{H}_\theta \right) - k_0^2 \vec{H}_\theta = 0 \quad (2)$$

onde k_0 é o número de onda no ar.

A equação de Helmholtz, eq.(2), é solucionada pelos Métodos de Galerkin-Budnov (MGB) e dos Elementos Finitos (MEF).

O equacionamento do problema de valores de fronteira pelo (MGB) subentende os seguintes passos:

- a) A função procurada (função tentativa) é expandida num espaço de base, cujas funções satisfaçam às condições de derivação “fraca” do operador e as de fronteira no domínio da estrutura.

$$\vec{H}_\theta(r, z) = \sum_{\rho=1}^{N_G} q_\rho \vec{\varphi}_\rho(r, z) \quad \vec{\varphi}_\rho(r, z) = N_\rho(r, z)\vec{a}_\theta \quad (3)$$

onde:

- $\{\vec{\varphi}_\rho(r, z); \rho = 1, 2 \dots N_G\}$: são as funções de base do espaço de Hilbert ($H_0^{(1)}(\Omega)$) “enfraquecido”. As funções $\{\vec{\varphi}_\rho(r, z) = N_\rho(r, z)\vec{a}_\theta\}$ são as funções de forma ou de interpolação dos elementos finitos.
 - $\{q_\rho\}$: As coordenadas das respectivas funções de base $\{\vec{\varphi}_\rho(r, z)\}$.
 - $\{1, 2 \dots N_G\}$: são os nós de interpolação dos elementos finitos, onde “ N_G ” corresponde ao nó de numeração máxima.
 - A condição de fronteira, desta análise, é fixada pela imposição do campo magnético ($\vec{H}_\theta^{(i)}(S_{\rho=1})$), no cabo coaxial, vide figs.1-2, com potência unitária.
- b) O domínio espacial da estrutura será discretizado em elementos finitos triangulares, vide fig.2.
- c) As funções de base em que se expande a função “tentativa”, vide eq.(3), são as funções de interpolação dos elementos finitos, conhecidas por funções de Forma dos (EF), vide fig.2.
- d) Projeta-se a equação diferencial, eq.(2), expandida pelas funções de interpolação dos elementos finitos (funções de base), eq.(3), no espaço dos vetores de ponderação pelo critério de Budnov, ou seja:

$\{\vec{\varphi}_\rho(r, z) = (N_\rho(r, z)\vec{a}_\theta); \rho = 1, 2, 3 \dots N_G\} \rightarrow$ Espaço dos vetores de base idêntico ao de ponderação.

$$\vec{H}_\theta(r, z) = \sum_{\rho=1}^{N_G} q_\rho (N_\rho(r, z)\vec{a}_\theta)$$

A formulação é colocada em linguagem de operador. Pelas eqs.(2) e (3):

$$L(\vec{H}_\theta) = \nabla \wedge \left(\frac{1}{\epsilon_r} \nabla \wedge \vec{H}_\theta \right) - k_0^2 \vec{H}_\theta \quad (4)$$

O problema é solucionado projetando o operador, eq.(4), em cada um dos vetores que formam a base do espaço de ponderação:

$\{\vec{\varphi}_\rho(r, z) = (N_\rho(r, z)\vec{a}_\theta); \rho = 1, 2 \dots N_G\} \rightarrow$ Espaço de ponderação.

$$\begin{aligned} < L(\vec{H}_\theta), \vec{\varphi}_\rho > &= 0 \\ < \nabla \wedge \left(\frac{1}{\epsilon_r} \nabla \wedge \vec{H}_\theta \right), \vec{\varphi}_\rho > &= -k_0^2 < \vec{H}_\theta, \vec{\varphi}_\rho > = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

Aplica-se, na eq.(5), a identidade vetorial:

$$\nabla \cdot (\vec{A} \wedge \vec{B}) = \vec{B} \cdot (\nabla \wedge \vec{A}) - \vec{A} \cdot (\nabla \wedge \vec{B})$$

Com as considerações a seguir (onde o sinal de * significa conjugação):

$$\vec{A} = \frac{1}{\epsilon_r} \nabla \wedge \vec{H}_\theta \quad e \quad \vec{B} = \vec{\varphi}_\rho^*(r, z)$$

Portanto

$$\begin{aligned} < \nabla \wedge \left(\frac{1}{\epsilon_r} \nabla \wedge \vec{H}_\theta \right), \vec{\varphi}_\rho > = < \frac{1}{\epsilon_r} \nabla \wedge \vec{H}_\theta, \nabla \wedge \vec{\varphi}_\rho > \\ + \int \int_{S_\Omega + S_{EL}} \left[\frac{1}{\epsilon_r} (\nabla \wedge \vec{H}_\theta) \wedge \vec{\varphi}_\rho^* \right] \cdot \vec{n} dS \end{aligned} \quad (6)$$

Na eq.(6) utilizou-se o teorema da divergência. O vetor \vec{n} é o unitário normal às fronteiras, dirigido para fora das regiões: S_Ω (área envolvendo a estrutura) e S_{EL} (área circundando cada elemento finito).

Substituindo a eq.(6) em (5), a formulação se enfraquece e o espaço em que se coloca a análise é o $H_0^{(1)}(\Omega)$, seja:

$$\begin{aligned} < \frac{1}{\epsilon_r} \nabla \wedge \vec{H}_\theta, \nabla \wedge \vec{\varphi}_\rho > - k_0^2 < \vec{H}_\theta, \vec{\varphi}_\rho > + \\ \int \int_S \left[\frac{1}{\epsilon_r} (\nabla \wedge \vec{H}_\theta) \wedge \vec{\varphi}_\rho^* \right] \cdot \vec{n} dS = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

A eq.(7) se refere à análise da estrutura, num espaço tridimensional, como mostra a fig.1. Mas, como a estrutura apresenta simetria de revolução em torno do eixo longitudinal “z”, a análise pode ser feita bidimensionalmente, de acordo com a fig.2.

Aplicam-se os produtos escalares na eq.(7):

$$\begin{aligned} & \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{r=a}^b \int_{z=t_1}^{t_2} \left[\frac{1}{\epsilon_r} (\nabla \wedge \vec{H}_\theta \cdot \nabla \wedge \vec{\varphi}_\rho^*) - \right. \\ & \left. k_0^2 (\vec{H}_\theta \cdot \vec{\varphi}_\rho^*) \right] r d\theta dr dz + (I_{S_{t_1}} + I_{S_{t_2}} + I_S) = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

onde:

$$I_{S_{t_1}} = 2\pi \int_{r=a}^{b(1/2)} \left[\frac{1}{\epsilon_r} (\nabla \wedge \vec{H}_\theta) \wedge \vec{\varphi}_\rho^* \right] \cdot ((-/+)\vec{z}) dr$$

$I_{S_{t_2}}$ – integral de área respectivamente na porta de entrada (t_1) e de saída (t_2) da estrutura.

I_S – Integrais de área nas paredes condutoras elétricas e entre os elementos, nas regiões I, II e III, vide figs. 1 e 2. Estas integrais são nulas, portanto, não contribuem na análise do problema.

Substituindo a equação de Ampères $\nabla \wedge \vec{H}_\theta = -\frac{1}{j\omega\epsilon_0\epsilon_r} \frac{\partial(H_\theta)}{\partial z}$ nas eq.(7) e (8) tem-se:

$$\begin{aligned} & \int \int_\Omega \left[\frac{1}{\epsilon_r} (\nabla \wedge \vec{H}_\theta) \cdot (\nabla \wedge \vec{\varphi}_\rho^*) \right] r dr dz - \\ & k_0^2 \int \int_\Omega (\vec{\varphi}_\rho^* \cdot \vec{H}_\theta) r dr dz + \int_{\Gamma_1} \frac{1}{\epsilon_{r1}} (\vec{\varphi}_\rho^* \cdot \frac{\partial \vec{H}_\theta}{\partial z}) r dr - \\ & \int_{\Gamma_2} \frac{1}{\epsilon_{r2}} (\vec{\varphi}_\rho^* \cdot \frac{\partial \vec{H}_\theta}{\partial z}) r dr = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

onde:

(Saída da estrutura)

$$\frac{\partial \vec{H}_\theta}{\partial z} \Big|_{z=t_2} = -jk_2 \vec{H}_\theta(r, z=t_2) \quad (10)$$

(Entrada da estrutura)

$$\begin{aligned} \vec{H}_\theta(r, z) &= (H^{(+)} e^{-jk_1 z} + H^{(-)} e^{+jk_1 z}) \vec{a}_\theta = \vec{H}_\theta^{(i)} + \vec{H}_\theta^{(s)} \\ \frac{\partial \vec{H}_\theta}{\partial z} \Big|_{z=0} &= -jk_1 (\vec{H}_\theta^{(i)} - \vec{H}_\theta^{(s)}) \end{aligned} \quad (11)$$

Substituindo $H_\theta^{(s)} = (\vec{H}_\theta - \vec{H}_\theta^{(i)})$ em (11):

$$\frac{\partial \vec{H}_\theta}{\partial z} \Big|_{z=0} = -jk_1 (2\vec{H}_\theta^{(i)} - \vec{H}_\theta) \quad (12)$$

Substituindo as eqs.(12 e 10) em (9):

$$\begin{aligned} & \int \int_\Omega \left[\frac{1}{\epsilon_r} (\nabla \wedge \vec{H}_\theta) \cdot (\nabla \wedge \vec{\varphi}_\rho^*) \right] r dr dz - \\ & k_0^2 \int \int_\Omega (\vec{\varphi}_\rho^* \cdot \vec{H}_\theta) r dr dz + \frac{jk_0}{\sqrt{\epsilon_{r1}}} \int_{a_1(r_1)}^{b_1} (\vec{\varphi}_\rho^* \cdot \vec{H}_\theta) r dr + \\ & \frac{jk_0}{\sqrt{\epsilon_{r2}}} \int_{a_2(r_2)}^{b_2} (\vec{\varphi}_\rho^* \cdot \vec{H}_\theta) r dr = \frac{j2k_0}{\sqrt{\epsilon_{r1}}} \int_{a_1(r_1)}^{b_1} (\vec{\varphi}_\rho^* \cdot \vec{H}_\theta^{(i)}) r dr \end{aligned} \quad (13)$$

O primeiro termo do lado direito da eq.(13) apresenta uma indeterminação em $\frac{1}{r}$, vide eq.(14). Seja, no sistema de coordenadas circulares:

$$T = \int \int_\Omega \frac{1}{\epsilon_r} \left[r \left(\frac{\partial H_\theta}{\partial r} \frac{\partial \varphi_\rho}{\partial r} + \frac{\partial H_\theta}{\partial z} \frac{\partial \varphi_\rho}{\partial z} \right) + \right. \quad (14)$$

$$\left. \left(H_\theta \frac{\partial \varphi_\rho}{\partial r} + \varphi_\rho \frac{\partial H_\theta}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} H_\theta \varphi_\rho \right] r dr dz$$

Onde $\Omega(r, z)$ é o domínio aberto da seção bi-dimensional da estrutura, vide fig.2.

Esta indeterminação é levantada, aplicando-se nas eqs.(14) e (13), o seguinte mapeamento:

$$H_\theta = \sqrt{r} H'_\theta \quad i = 1, 2 \dots N_G$$

$$\varphi_\rho = \sqrt{r} \varphi'_\rho \quad \rho = 1, 2 \dots N_G$$

A eq.(14), que rege a formulação da análise, se escreve:

$$\begin{aligned} & \int \int_\Omega \frac{1}{\epsilon_r} \left[r^2 (\nabla H'_\theta \cdot \nabla \varphi'_\rho) + \frac{3r}{2} \left(H'_\theta \frac{\partial \varphi'_\rho}{\partial r} + \varphi'_\rho \frac{\partial H'_\theta}{\partial r} \right) + \right. \\ & \left. \frac{9}{4} H'_\theta \varphi'_\rho \right] r dr dz - k_0^2 \int \int_\Omega (\vec{\varphi}'_\rho \cdot \vec{H}'_\theta) r^2 dr dz + \\ & \frac{jk_0}{\sqrt{\epsilon_{r1}}} \int_{r_1(a_1, b_1)} (\vec{\varphi}'_\rho \cdot \vec{H}'_\theta) r^2 dr + \\ & \frac{jk_0}{\sqrt{\epsilon_{r2}}} \int_{r_2(a_2, b_2)} (\vec{\varphi}'_\rho \cdot \vec{H}'_\theta) r^2 dr = \\ & \frac{jk_0}{\sqrt{\epsilon_{r1}}} \int_{r_1(a_1, b_1)} \sqrt{r} (\vec{\varphi}'_\rho \cdot \vec{H}'_\theta^{(i)}) r dr \end{aligned} \quad (15)$$

Pela condição de potência incidente ser unitária na porta-1, tem-se:

$$H_{\theta}^{(i)}(r, z = 0) = \frac{1}{\sqrt{\pi Z_1 \ln\left(\frac{b_1}{a_1}\right)}} \frac{\vec{a}_{\theta}}{r}$$

A eq.(15) é reescrita em notação dos elementos-finitos:

- $H'_{\theta}(r, z) = \sum_{\rho=1}^{N_G} q_n N_n(r, z)$: $n = (1, 2 \dots N_G) \rightarrow$ colunas da matriz resultante.
- $\varphi'_{\rho}(r, z) = N_{\rho}(r, z)$: $\rho = (1, 2 \dots N_G) \rightarrow$ linhas da matriz resultante.
- $N_n(r, z) \rightarrow m = (\rho \text{ ou } n)$: Funções de Forma referente ao m^{simo} nó de interpolação dos elementos finitos.
- Ω : domínio (r, z) da estrutura analisada.

A solução é função de "K₀". Para cada valor deste parâmetro calculam-se as coordenadas $(\{q_x\}, \{q_y\})$, que são as incógnitas procuradas.

$$\begin{aligned} & \sum_{n=1}^{N_G} q_n \cdot \int_r \int_{z(\Omega)} \frac{1}{\epsilon_r} \left[r^2 \left(\frac{\partial N_{\rho}}{\partial r} \frac{\partial N_n}{\partial r} + \frac{\partial N_{\rho}}{\partial z} \frac{\partial N_n}{\partial z} \right) + \right. \\ & \left. \frac{3r}{2} \left(N_{\rho} \frac{\partial N_n}{\partial r} + N_n \frac{\partial N_{\rho}}{\partial r} \right) + \frac{9}{4} N_{\rho} N_n \right] - k_0^2 r^2 (N_{\rho} N_n) dr dz + \\ & \frac{j k_0}{\sqrt{\epsilon_{r1}}} q_n \cdot \int_{r=a_1}^{b_1} r^2 (N_{\rho} N_n) dr + \frac{j k_0}{\sqrt{\epsilon_{r2}}} q_n \int_{r=a_2}^{b_2} r^2 (N_{\rho} N_n) dr = \\ & \frac{2 k_0 j}{\sqrt{\pi \epsilon_{r1} Z_1 \ln\left(\frac{b_1}{a_1}\right)}} \cdot \int_{r=a_1}^{b_1} \sqrt{r} N_{\rho}(r) r dr \end{aligned} \quad (16)$$

Na eq.(16), a porta de entrada da estrutura foi considerada a origem do eixo-longitudinal $z = t_1 = 0$.

O formalismo usado neste trabalho, para se analisar a descontinuidade com corrugações entre cabo coaxiais, é o expresso pela eq.(16).

A eq.(16) foi solucionada pelo MEF, discretizado por elementos triangulares sub paramétricos retangulares, vide fig- 2. Os elementos triangulares, sub-paramétricos, foram definidos; pelas funções de Lagrange lineares caracterizando a transformada geométrica, entre o elemento de referência e os globais, e a interpolação do campo magnético, em cada elemento, pela função de Lagrange completa de 2ª ordem [8].

III. RESULTADOS

Foi analisado uma estrutura com uma corrugação mostrada na fig- 3.

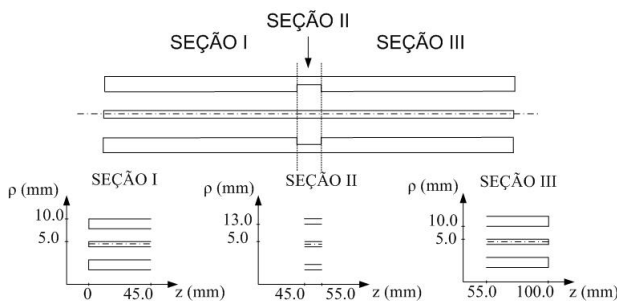


Fig. 3. Guia corrugada.

Foi calculado o comportamento da perda de retorno para a faixa de 1 a 20 GHz e confrontada com os resultados obtidos pelo Método do Casamento Modal (MCM).

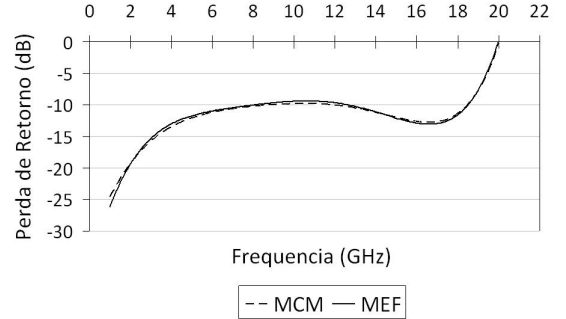


Fig. 4. Resultados da perda de retorno utilizando o MCM e o MEF, para o guia corrugado da fig-3.

Na fig-5 é mostrada a fase nos pontos de entrada e de saída da estrutura e na fig-6 o valor de $[r H(r)]$ nos pontos na entrada e na saída da estrutura. Por meio destas figuras constata-se a exatidão dos resultados obtidos pelo formalismo elaborado neste trabalho, pois sabe-se que para o modo TEM as frentes de onda são superfícies equi-fases e o campo magnético varia inversamente proporcional ao raio, fato esse mostrado pela fig-6 por meio do produto do raio pelo campo magnético no respectivo ponto, o qual é constante.

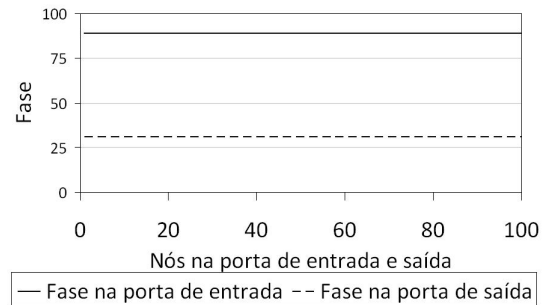


Fig. 5. Resultados da fase nas portas de entrada e saída, para o guia corrugado da fig-3.

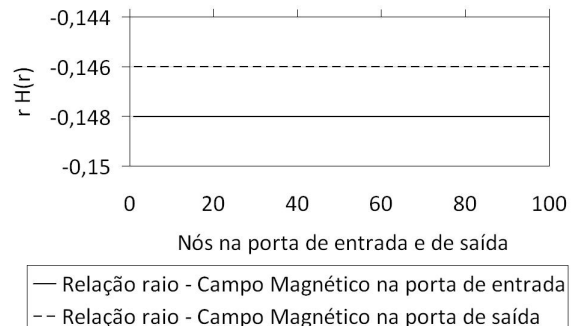


Fig. 6. Resultados da relação (raio × campo magnético) nas portas de entrada e saída, para o guia corrugado da fig-3.

A mesma análise foi realizada para um guia liso com anel dielétrico, mostrado na fig-7.

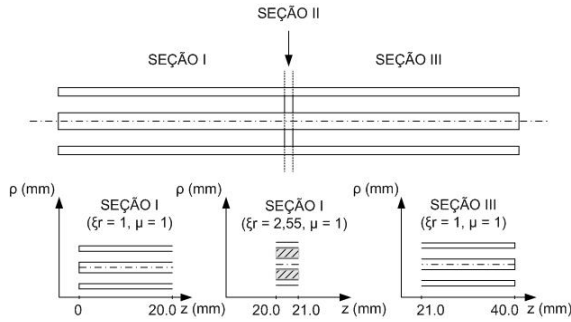


Fig. 7. Guia liso com anel dielétrico.

Foi calculado o comportamento da perda de retorno para a faixa de 1 a 20 GHz e confrontada com os resultados obtidos pelo Método do Casamento Modal (MCM).

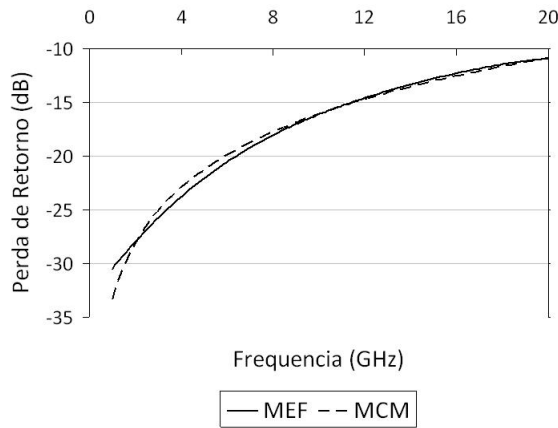


Fig. 8. Resultados da perda de retorno utilizando o MCM e o MEF, para o guia corrugado da fig.3.

Idêntica à análise anterior, as fig-9 (equi-fases) e fig-10 (comportamento $[r H(r)]$), relacionadas à estrutura do anel dielétrico, confirmam as propriedades fundamentais do modo TEM.

IV. CONCLUSÃO

O formalismo apresentado neste trabalho para analisar descontinuidades, cabo-coaxial-descontinuidade coaxial-cabo-coaxial, mostrou-se muito eficiente e preciso na análise pretendida.

Dependendo-se da complexidade da descontinuidade há necessidade de uma quantidade de memória e de recurso de processamento muito elevada.

REFERÊNCIAS

- [1] R. E. Collin, "Engenharia de Microondas". Mack Grand Hill, 1973.
- [2] J. R. Bergmann, F.J.V. Harselmann e M.G.C. Branco, "A Single-Reflector Design for Omnidirecional Coverage" *Microwave and Optical Tecnology Leters*, New York, v. 24, pp. 426-429, n° 2004.
- [3] H. B. Abdullah, "A Prototype Q-band for Mobile Communication Systems" *Proc. ICAP-10th Int. Conf. Antennas and Propagation*, v. 1, pp. 452-455, 1997.

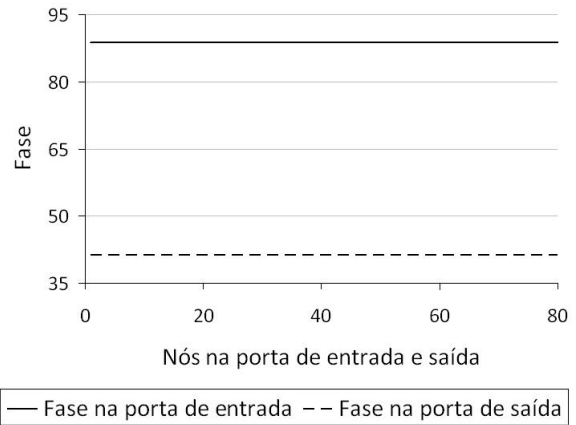


Fig. 9. Resultados da fase nas portas de entrada e saída, para o guia corrugado da fig.4.

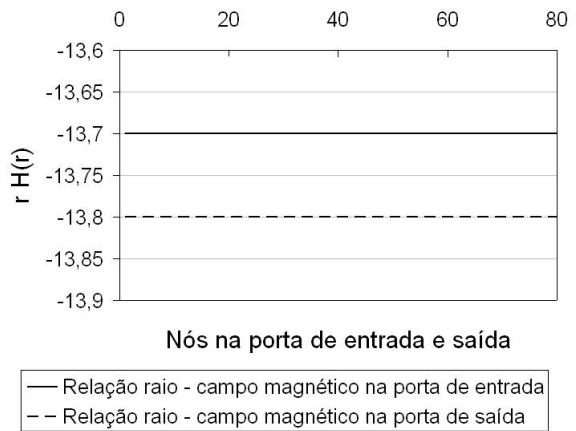


Fig. 10. Resultados da relação (raio \times campo magnético) nas portas de entrada e saída, para o guia corrugado da fig.4.

- [4] A. Konrad e P. Silvester, "Triangular Finite Elements for the Generalized Bessel Equation of Order m" *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, v. 7, pp. 43-55, 1973.
- [5] E. R. M. Cosme, V. F. Rodríguez - Esquesse, A. M. F. Frasson e H. E. Hernandez - Fgueroa, "Novel FEM Approach for the Analysis of Cylindrically Symmetric Photonic Devices" *Journal of Lightwave Thechnology*, v. 27, n° 21. November 2009.
- [6] E. Marouby, M. Aubomg e P. Guillon, "Application of the Finite Element Method to the Design os Transitions Between Coaxial Lines" *IEE Proceeding*, v. 137, Pt-H, n° 4, August 1990.
- [7] F. D. Alves e J. R. Bergmann, "Aplicação do Método dos Elementos Finitos na Análise e Projetos de Estruturas Coaxiais" *Dissertação de Mestrado*, PUC/RIO, 2006.
- [8] L. I. Nicolau, J. R. Bergmann e JA. R. Sapienza, "Duas Técnicas Adequadas ao Cálculo das Funções de Forma em Elementos Finitos Triangulares" *MOMAG-2010*, Vila Velha - ES, Brasil 2010.