

# Análise de Antenas de Microfita Excitadas por Acoplamento Eletromagnético: Implementação Computacional e Aspectos Numéricos

Vicente Damasceno Costa, Lucio Cividanes e J.C. da S. Lacava

**Resumo**—Este trabalho discute a análise de antenas de microfita com substratos uniaxiais, excitadas por acoplamento eletromagnético, do ponto de vista de sua implementação computacional. São descritos os passos utilizados na implementação do método dos momentos e o procedimento adotado na solução numérica das integrais dos elementos que constituem a matriz impedância.

**Palavras-Chave**—Antenas impressas, substratos uniaxiais, método dos momentos, acoplamento eletromagnético.

**Abstract**—This work addresses the analysis of electromagnetically coupled microstrip antennas printed on uniaxial substrates from the perspective of computational implementation. It also describes the basic steps involved in the formulation of the method of moments and the numerical procedure for solving integrals in the impedance matrix.

**Index Terms**—Printed antennas, uniaxial substrates, method of moments, electromagnetic coupling.

## I. INTRODUÇÃO

Entre os vários métodos utilizados em análise de antenas de microfita alimentadas por acoplamento eletromagnético, o método dos momentos no domínio espectral se apresenta como um dos mais atraentes uma vez que inclui, por exemplo, os efeitos de ondas de superfície e de acoplamento mútuo, e podem ser aplicados a estruturas com múltiplas camadas anisotrópicas e diferentes tipos de alimentação. O método requer, porém, um esforço analítico e computacional muito grande. Como conseqüência, sua implementação computacional precisa ser cuidadosamente trabalhada de forma a assegurar sua confiabilidade numérica. É proposta deste artigo discutir o método do ponto de vista de sua implementação computacional destacando alguns aspectos numéricos extraídos da análise de um problema prático que é uma antena de microfita em substrato uniaxial de duas camadas.

Vicente Damasceno Costa e Lucio Cividanes, Divisão de Eletrônica Aeroespacial, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, Brasil, E-mails: vicente@dea.inpe.br, lucio@dea.inpe.br.

J.C. da S. Lacava, Divisão de Engenharia Eletrônica, Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, Brasil, E-mail: lacava@ita.br.

## II. FORMULAÇÃO TEÓRICA

A teoria empregada na análise de antenas de microfita em substratos uniaxiais com múltiplas camadas não é recente, tendo sido utilizada pelos autores em diversos trabalhos [1]-[4]. Nesta seção são resumidos e destacados somente os principais aspectos dessa teoria. A geometria do problema é apresentada na Fig. 1 onde um irradiador retangular está acoplado eletromagneticamente a uma linha de microfita de alimentação, localizada entre duas camadas dielétricas com anisotropias uniaxiais.

O desenvolvimento teórico emprega como técnica a transformada dupla de Fourier, que é aplicada a cada equação de onda dos meios que constituem a estrutura, incluindo o espaço livre. Um conjunto de equações diferenciais é então obtido, cujas soluções descrevem as expressões para os campos eletromagnéticos no domínio da transformada de Fourier. As transformadas inversas fornecem os campos elétrico e magnético no domínio espacial.

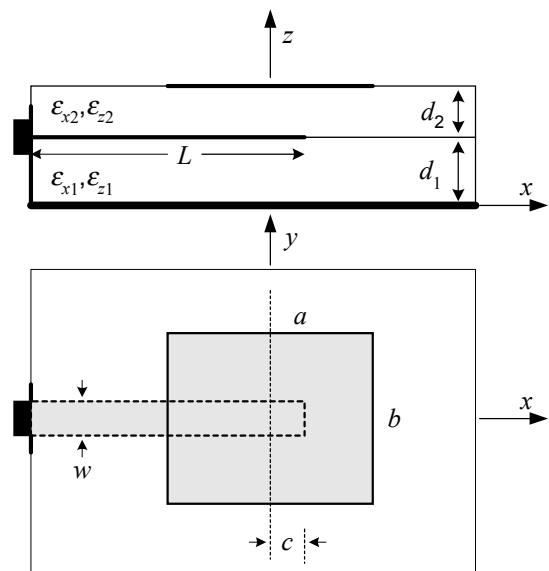


Fig. 1. Geometria da antena de microfita excitada por acoplamento eletromagnético.

É de importância observar que a estrutura da Fig. 1 é tratada como um problema de contorno onde as correntes

sobre os condutores representam fontes virtuais desses campos. As condições de contorno aplicadas em cada interface da estrutura (incluindo aí o plano de terra) representam uma etapa final do método e determinam expressões que vão permitir escrever todas as componentes dos campos em função das correntes de excitação. A equação (1) resume em forma matricial o campo elétrico transformado em função das densidades de corrente de excitação.

$$\begin{bmatrix} \mathcal{E}_x \\ \mathcal{E}_y \\ \mathcal{E}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_{xx1} & G_{xy1} & G_{xx2} & G_{xy2} \\ G_{yx1} & G_{yy1} & G_{yx2} & G_{yy2} \\ G_{zx1} & G_{zx1} & G_{zx2} & G_{zy2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j_{x1} \\ j_{y1} \\ j_{x2} \\ j_{y2} \end{bmatrix} \quad (1)$$

onde  $G_{\eta\tau v}$  são as funções de Green no domínio da transformada de Fourier e  $j_{x1}$ ,  $j_{x2}$ ,  $j_{y1}$  e  $j_{y2}$  são as transformadas de Fourier das densidades de corrente existentes sobre as superfícies dos condutores. A formação dos índices de  $G_{\eta\tau v}$  segue a seguinte regra:  $\eta$  representa a componente do campo elétrico devido à componente  $\tau$  da densidade de corrente sobre o condutor situado na interface  $v$ . As funções de Green para estruturas, como a da Fig. 1, são discutidas em [5].

As densidades de corrente sobre os condutores são calculadas com a aplicação do método dos momentos. Nesse procedimento, as componentes dessas densidades de corrente são expandidas em termos de funções de base. Para o problema da Fig. 1, em particular sobre interface  $z = d_1$ , pode-se desprezar o efeito da componente  $y$  [4]. Novamente remete-se à [5] para a montagem das equações integrais. Ao final, o problema numérico a ser resolvido é escrito como:

$$\iint_{S_{A1}} E_{x1}^i j_{p1}^* dx dy = \sum_{m1=1}^{N_{x1}} I_{m1} Z_{p1m1}^{xx1} + \sum_{m2=1}^{N_{x2}} I_{m2} Z_{p1m2}^{xx2} + \sum_{n2=1}^{N_{y2}} I_{n2} Z_{p1n2}^{xy2} \quad (2)$$

$$0 = \sum_{m1=1}^{N_{x1}} I_{m1} Z_{p2m1}^{xx2} + \sum_{m2=1}^{N_{x2}} I_{m2} Z_{p2m2}^{xx2} + \sum_{n2=1}^{N_{y2}} I_{n2} Z_{p2n2}^{xy2} \quad (3)$$

$$0 = \sum_{m1=1}^{N_{x1}} I_{m1} Z_{q2m1}^{yx2} + \sum_{m2=1}^{N_{x2}} I_{m2} Z_{q2m2}^{yx2} + \sum_{n2=1}^{N_{y2}} I_{n2} Z_{q2n2}^{yy2} \quad (4)$$

onde, por exemplo,

$$Z_{p1m1}^{xx1} = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} G_{xx1}^{(2)} j_{m1} j_{p1}^* dk_x dk_y \quad (5)$$

$N_{x1}$ ,  $N_{x2}$  e  $N_{y2}$  representam o número de modos nas direções  $x$  e  $y$  e  $I_{m1}$ ,  $I_{m2}$  e  $I_{n2}$  são os coeficientes numéricos a serem determinados. O sobrescrito 2 na função de Green do integrando indica a função de Green do meio 2.

A abordagem de [1] para avaliação da integral dupla da equação (5) se mostrou bastante conveniente para problemas em que a alimentação da antena se dá por meio de uma prova coaxial. O modelo *delta-gap* aplicado à alimentação via acoplamento eletromagnético [4] se mostra mais representativo em casos onde são utilizados, por exemplo, conectores SMA do tipo painel. Isto feito, a equação (2) torna-se então mais simples, sendo rescrita como:

$$V_m J_{p1}^*(x_0, y_0) = \sum_{m1=1}^{N_{x1}} I_{m1} Z_{p1m1}^{xx1} + \sum_{m2=1}^{N_{x2}} I_{m2} Z_{p1m2}^{xx2} + \sum_{n2=1}^{N_{y2}} I_{n2} Z_{p1n2}^{xy2} \quad (6)$$

onde o par  $(x_0, y_0)$  corresponde a um único índice  $p_1$ , que denota o segmento da linha em que está situada a excitação e  $V_m$  é a magnitude da fonte de tensão aplicada.

Uma vez determinados os coeficientes numéricos, através do sistema de equações (3), (4) e (6), a impedância de entrada da antena, no ponto de alimentação, é prontamente determinada pela equação (7).

$$Z_{tot} = \frac{V_m J_{p2}^*(x_0, y_0)}{I_{m1}} \quad (7)$$

### III. IMPLEMENTAÇÃO COMPUTACIONAL E ASPECTOS NUMÉRICOS

Quando a formulação teórica que se encontra resumida na Seção II é implementada em computador, alguns cuidados devem ser observados para assegurar eficiência e precisão. Os principais são discutidos a seguir:

#### A. Funções de Base

Uma vez que a solução pelo método dos momentos é formulada no domínio da transformada de Fourier, recomenda-se a utilização de funções de base que possuem soluções fechadas para as suas transformadas. Sobre o elemento irradiador são utilizadas neste trabalho as funções de domínio completo [6] que são usualmente encontradas na literatura. Sobre a linha de alimentação, a discretização da corrente em termos de funções triangulares, se mostra suficiente.

Uma característica do modelo *delta-gap* para o mecanismo de excitação é a adição de um comprimento de linha (um toco) que serve de *apoio* à fonte de tensão aplicada [7]. A Fig. 2 ilustra as funções de base sobre a linha de excitação; o toco está destacado à esquerda da linha.

Uma boa representação da densidade de corrente sobre a linha de alimentação, com as funções de base triangulares (Fig. 2), pode ser obtida com 7 a 9 modos de expansão. Com relação ao comprimento do toco ( $L_s$ ), resultados de simulações mostraram que é suficiente adicionar 1/4 do comprimento original da linha para dar apoio ao modelamento da fonte de tensão.

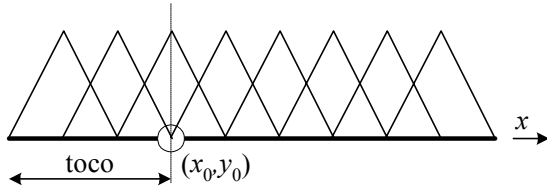


Fig. 2. Funções de base triangulares sobre a linha de alimentação.

As Figs. 3, 4 e 5 mostram gráficos da corrente sobre a linha de alimentação para diferentes valores de  $L_S$ . Em todos os casos foi considerada a mesma geometria de antena da Fig. 1, com o centro do irradiador situado em  $x=0$  e o ponto de alimentação situado em  $x=-0,056 m$ . Nota-se claramente o efeito do acoplamento entre a linha de alimentação e o elemento irradiador. O coeficiente de onda estacionária da estrutura pode ser imediatamente estimado pela amplitude da onda estabelecida sobre a linha.

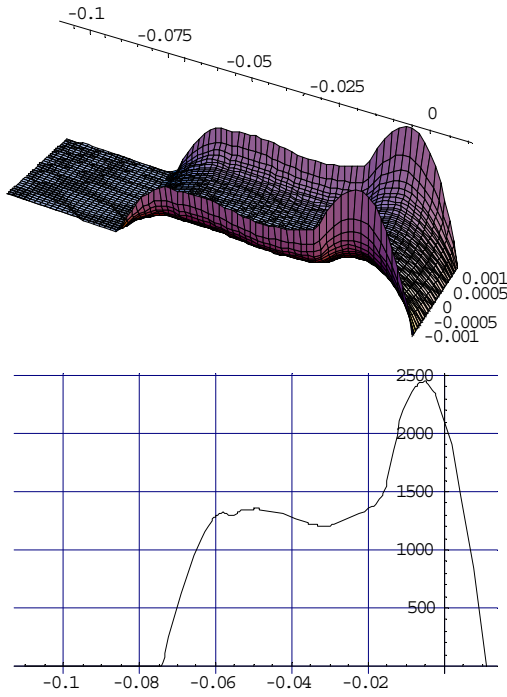


Fig. 3. Comportamento da corrente na linha de alimentação para  $L_S = 0,25 L$ .

O comportamento da densidade de corrente na linha de alimentação é idêntico para os casos de  $L_S = 0,25 L$  e  $L_S = 0,75 L$ , onde  $L$  é o comprimento da linha. O modelo falha porém para valores de  $L_S$  que se aproximam de múltiplos de  $0,5 L$ . O gráfico mostrado na Fig. 5, traçado para  $L_S = 0,55 L$ , evidencia bem a tendência de um nulo da corrente sobre o ponto de alimentação da linha.

B. Integrais Numéricas

O conjunto de equações (3), (4) e (6) é escrito na forma matricial como:

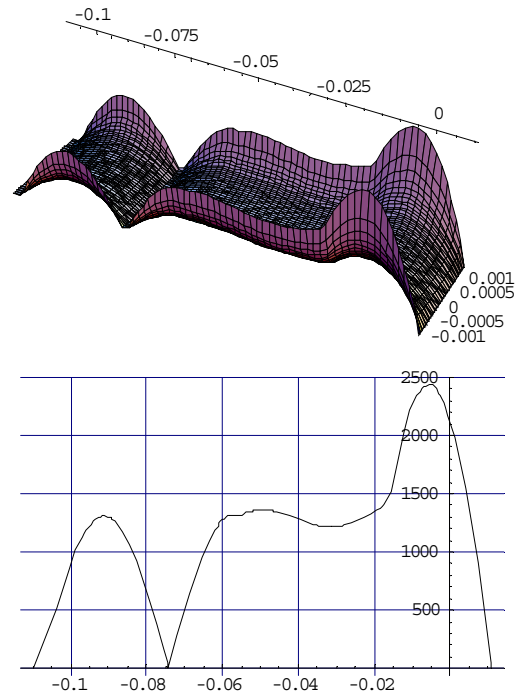


Fig. 4. Comportamento da corrente na linha de alimentação para  $L_S = 0,75 L$ .

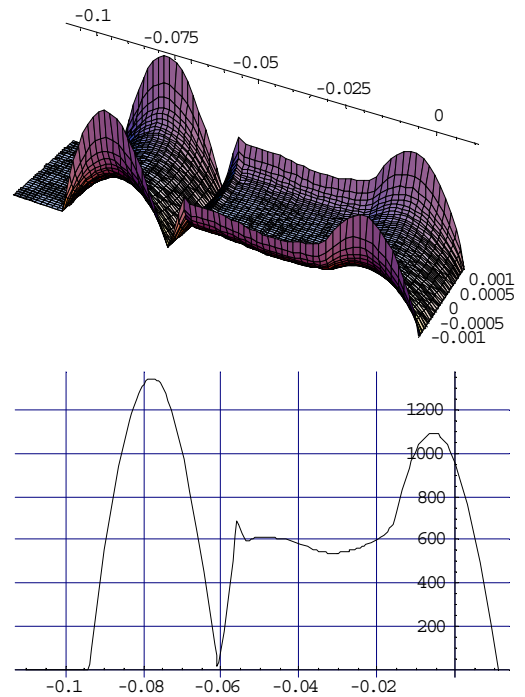


Fig. 5. Comportamento da corrente na linha de alimentação para  $L_S = 0,55 L$ .

$$\begin{bmatrix} \iint_{S_{A1}} E_{x1}^i j_{p1}^* dx dy \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = [Z] \begin{bmatrix} I_{m1} \\ I_{m2} \\ I_{n2} \end{bmatrix} \quad (8)$$

onde

$$[Z] = \begin{bmatrix} [Z_{p1m1}^{xx1}] & [Z_{p1m2}^{xx2} & Z_{p1n2}^{xy2}] \\ [Z_{p2m1}^{xx2}] & [Z_{p2m2}^{xx2} & Z_{p2n2}^{xy2}] \\ [Z_{q2m1}^{yx2}] & [Z_{q2m2}^{yx2} & Z_{q2n2}^{yy2}] \end{bmatrix} \quad (9)$$

Cada elemento das submatrizes da equação (9) é representado por uma expressão como aquela da equação (5). São, portanto, integrais duplas com integrandos bastante complexos e limites infinitos. A referência [1] discute alguns procedimentos que permitem uma avaliação precisa e eficiente dessas integrais. Esses procedimentos foram todos utilizados neste trabalho.

Tome-se, por exemplo, a própria equação (5), que corresponde à contribuição da linha de alimentação na matriz impedância da equação (9). Um exame de seu integrando mostra que a propriedade de paridade de funções pode ser utilizada para permitir a eliminação de um dos limites infinitos das integrais. Nesse caso, a equação (5) passaria a ser escrita como:

$$Z_{p1m1}^{xx1} = \frac{-1}{\pi^2} \int_0^\infty \int_0^\infty G_{xx1}^{(1)} \operatorname{Re}[j_{m1x}(k_x)j_{p1x}^*(k_x)] \times \operatorname{Re}[j_{m1y}(k_y)j_{p1y}^*(k_y)] dk_x dk_y \quad (10)$$

Um dos limites infinitos da integral da equação (10) pode ser eliminado empregando-se a seguinte transformação de coordenadas:  $k_x = \beta \cos \alpha$  e  $k_y = \beta \sin \alpha$ . A equação resultante é expressa por:

$$Z_{p1m1}^{xx1} = C_1 \int_{\beta=0}^\infty \int_{\alpha=0}^{\pi/2} [(GB_1 + GB_5) \cos^2 \alpha + (GB_2 + GB_6) \sin^2 \alpha] R_{p1m1}^{xx1} d\alpha d\beta \quad (11)$$

onde  $GB_1$ ,  $GB_2$ ,  $GB_5$ , e  $GB_6$  são termos que derivam de arranjos e fatorações da função de Green  $G_{xx1}^{(1)}$  e  $R_{p1m1}^{xx1} = \operatorname{Re}[j_{m1x}(k_x)j_{p1x}^*(k_x)] \operatorname{Re}[j_{m1y}(k_y)j_{p1y}^*(k_y)]$ .

Por último, a integral em (11) é separada em duas outras, resultando em uma integral que converge mais rapidamente que a integral original, e outra que não depende da frequência ou das características dos substratos. Tem-se então:

$$Z_{p1m1}^{xx1} = C_1 \int_{\beta=0}^\infty \int_{\alpha=0}^{\pi/2} [(GB_1 + GB_5 - C_2 \beta^2 - C_5 \beta^2) \cos^2 \alpha + (GB_2 + GB_6) \sin^2 \alpha] R_{p1m1}^{xx1} d\alpha d\beta \quad (12)$$

onde

$$C_1 = i(\pi^2 \omega \epsilon_0)^{-1} \quad (13)$$

$$C_2 = \frac{-\epsilon_{xz2}}{(\epsilon_{xz2} + \sqrt{\epsilon_{xz2}})(\sqrt{\epsilon_{x1}\epsilon_{z1}} + \sqrt{\epsilon_{x2}\epsilon_{z2}})} \quad (14)$$

$$C_5 = \frac{-\sqrt{\epsilon_{xz2}}}{(\epsilon_{xz2} + \sqrt{\epsilon_{xz2}})(\sqrt{\epsilon_{x1}\epsilon_{z1}} + \sqrt{\epsilon_{x2}\epsilon_{z2}})} \quad (15)$$

Todo o desenvolvimento apresentado anteriormente foi codificado em linguagem Fortran para implementação em computador onde as integrais em  $\alpha$  e em  $\beta$  são feitas com o método de integração de quadratura de Gauss de 32 pontos. Um comentário relevante nesse ponto é a natureza oscilatória de alguns integrandos e em particular a presença de pólos que requerem uma estratégia apropriada para o cálculo das integrais em  $\beta$ . No programa codificado uma sub-rotina dedicada trabalha o intervalo de integração em  $\beta$ , que é dividido em subintervalos distintos, obedecendo a uma regra que leva em conta o comportamento do integrando.

A parte real da função de Green  $G_{xx1}^{(1)}$  apresentada na Fig. 6 dá uma idéia da dificuldade que pode ser encontrada para um cálculo acurado da equação (12). Observe-se a região próxima a  $k_0$ , onde a função não é derivável e uma descontinuidade existe. A estratégia de integração neste caso adota os seguintes intervalos:

$$\begin{aligned} & B = 0 \text{ a } B = 0,95 k_0 \\ & B = 0,95 k_0 \text{ a } B = BP - 0,0001 k_0 \\ & B = BP - 0,0001 k_0 \text{ a } B = BP + 0,0001 k_0 \\ & B = BP + 0,0001 k_0 \text{ a } B = 1,25 k_0 \end{aligned}$$

onde BP é o pólo determinado por uma sub-rotina interna ao programa.

A utilização de funções de base triangulares na linha de alimentação da antena dá origem a um número de oscilações,

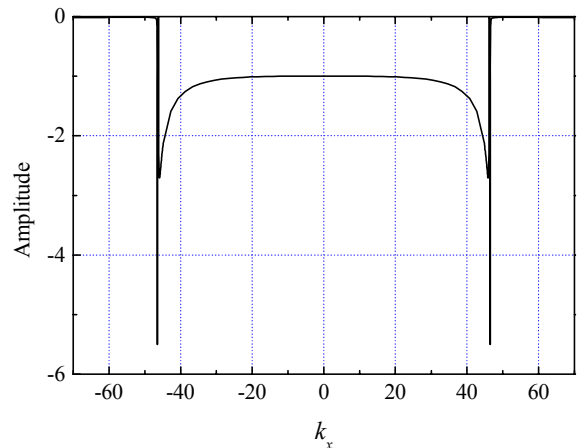
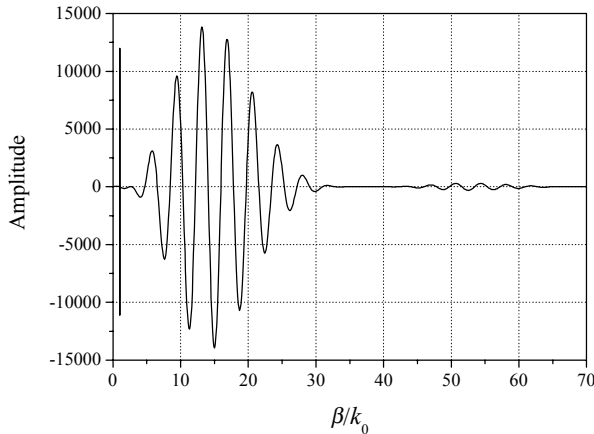


Fig. 6. Gráfico da parte real de  $G_{xx1}^{(1)}$  traçado no plano  $k_y = 0$ .

que cresce com a ordem do modo da função no integrando. A Fig. 7 mostra a parte real do integrando da equação (12) para  $p_1=1$  e  $m_1=11$ . Três intervalos maiores se mostraram suficientes para uma boa estimativa das integrais após a região do pólo. São eles:

$$\begin{aligned} & \text{De } 1,25 k_0 \text{ a } 30,25 k_0, \text{ subintervalos de } 0,25 k_0 \\ & \text{De } 30,25 k_0 \text{ a } 70,25 k_0, \text{ subintervalos de } k_0 \\ & \text{Acima de } 70,25 k_0, \text{ subintervalos de } 7 k_0 \end{aligned}$$

Um parâmetro interno do programa principal controla o limite para o fim da integração.

Fig. 7. Gráfico da parte real de  $Z_{p1m1}^{xx1}$ .

### C. Simetria da Matriz Impedância

O tempo de processamento é bastante reduzido na medida em que o algoritmo implementado no programa inclui todas as propriedades de simetria das submatrizes da impedância  $[Z]$  da equação (9). Por exemplo, o elemento  $Z_{p1m1}^{xx1}$  de (9) é uma submatriz de  $[Z]$ , com  $m_1$  linhas e  $p_1$  colunas. Pode ser mostrado que para esse caso,

$$Z_{p1m1}^{xx1}(i, i) = Z_{p1m1}^{xx1}(1, 1) \quad (16)$$

com  $i = 2, N_{x1}$  (onde  $N_{x1}$  é o número de modos de expansão da corrente na linha de alimentação, incluindo o comprimento adicional). Pode ser mostrado também que:

$$Z_{p1m1}^{xx1}(i, j) = Z_{p1m1}^{xx1}(1, k+1) \quad (17)$$

onde  $k = |i - j|$ , com  $i = 2, N_{x1}$  e  $j = 1, N_{x1}$ . Ou seja, os  $m_1 \times p_1$  elementos da maior submatriz de  $[Z]$  são obtidos calculando-se apenas os elementos de sua primeira linha.

Para a submatriz  $Z_{p2m2}^{xx2}$  pode ser mostrado que:

$$Z_{p2m2}^{xx2}(i, j) = Z_{p2m2}^{xx2}(j, i) \quad (18)$$

onde  $i = 2, N_{x2}$  e  $j = 1, N_{x2}$ , com  $i > j$ .

E, finalmente, pode ainda ser mostrado que:

$$Z_{q2m2}^{yx2} = Z_{p2n2}^{xy2} = 0 \quad (19)$$

$$Z_{p1m2}^{xx2} = Z_{p2m1}^{xx1} \quad (20)$$

$$Z_{q2m1}^{yx1} = Z_{p1n2}^{xy2} \quad (21)$$

### D. Cálculo da Impedância

Não deve ser esquecido que o modelo utilizado para analisar a antena da Fig. 1 introduziu o comprimento adicional de

linha (o toco),  $L_S$ , que agora precisa ser removido. O cálculo da impedância passa então a ser realizado em duas etapas. Na primeira etapa é feito o cálculo da impedância de entrada, incluindo o comprimento adicional de linha (o toco)  $L_S$ . Na segunda etapa o irradiador é retirado e a impedância de um dipolo de comprimento igual a  $2L_S$  é calculada. Finalmente a impedância da antena é determinada como:

$$Z_{in} = Z_{tot} - \frac{Z_S}{2} \quad (22)$$

onde  $Z_S$  é a impedância de um dipolo impresso de comprimento igual a  $2L_S$ .

Note-se que a segunda etapa não traz nenhum esforço computacional para o cálculo de  $Z_S$ . A matriz impedância utilizada nesta etapa passa a ser uma submatriz da submatriz  $Z_{p1m1}^{xx1}$  agora com  $N_{x1} - N_{XL}$  elementos, onde  $N_{XL}$  é o número de segmentos atribuído para a linha de alimentação somente (sem o toco).

## IV. RESULTADOS

O programa de computador citado anteriormente foi utilizado para investigar os efeitos da anisotropia que os substratos normalmente apresentam sobre as características de antenas como a da Fig. 1 [8]. A seguir são apresentados resultados de simulações realizadas com o programa acima citado, para duas estruturas distintas: um dipolo impresso e um irradiador quadrado.

O primeiro exemplo considera o caso de um dipolo impresso cuja geometria é mostrada na Fig. 8. As dimensões são as seguintes:  $a = 32,24 \text{ mm}$ ,  $b = 3 \text{ mm}$ ,  $L = 67 \text{ mm}$ ,  $c = 9 \text{ mm}$  e  $w = 1,5 \text{ mm}$ . Tanto para o substrato ( $d_1 = 2 \text{ mm}$ ) como para a cobertura ( $d_2 = 1,5 \text{ mm}$ ) a permissividade relativa é  $\epsilon_r = 4,5$ .

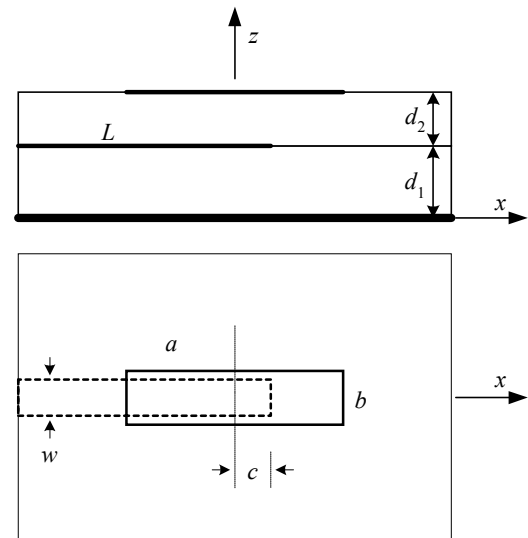


Fig. 8. Geometria para um dipolo impresso eletromagneticamente acoplado.

Resultados para as partes real e imaginária da impedância de entrada são apresentados nas Figs. 9 e 10 respectivamente.

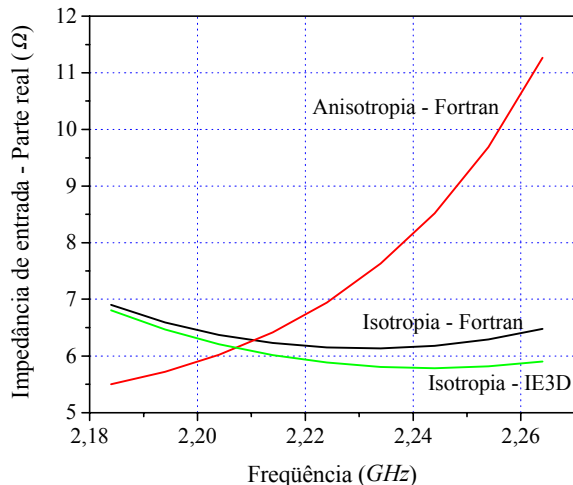


Fig. 9. Parte real da impedância de entrada do dipolo impresso.

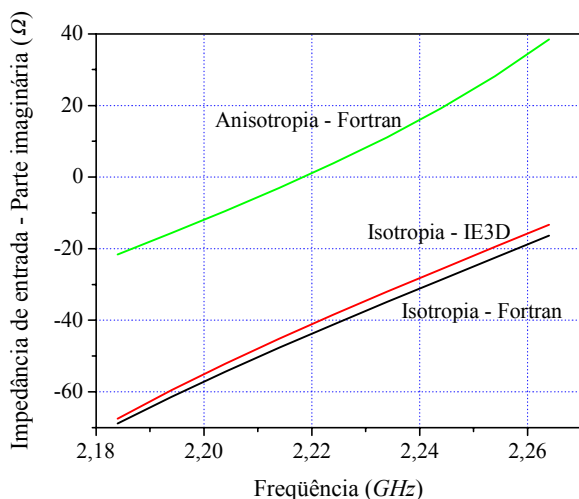


Fig. 10. Parte imaginária da impedância de entrada do dipolo impresso.

Em ambas as figuras são feitas comparações com o programa comercial *IE3D* [9]; a concordância das curvas é bastante boa. As curvas para a anisotropia uniaxial foram estabelecidas com uma razão de anisotropia negativa  $\epsilon_x/\epsilon_z = 1,3$ .

O segundo exemplo considera o caso de um irradiador quadrado com as seguintes dimensões:  $a = b = 40,0 \text{ mm}$ ,  $L = 86,6 \text{ mm}$ ,  $c = 8,4 \text{ mm}$  e  $w = 4,8 \text{ mm}$ . O substrato escolhido é *RT/Duroid 5880* com  $d_1 = d_2 = 1,575 \text{ mm}$ ,  $\epsilon_r = 2,2 \pm 0,02$  e  $\text{tangente de perdas} = 0,0009$ . Curvas de impedância são apresentadas na Fig. 11 e comparadas com medidas realizadas com o *Analisador de Redes HP 8714C*, bem como com simulações feitas com auxílio do programa comercial *Ensemble* [10].

## V. CONCLUSÕES

Este trabalho destacou a importância de uma codificação cuidadosa quanto à implementação computacional de procedimentos numéricos que visem a uma eficiente e acurada análise de antenas de microfita em substratos multicamadas. Igual

importância tem o modelamento do mecanismo de excitação que, no caso do *delta-gap generator*, simplifica consideravelmente o cálculo da impedância de entrada da antena. É curioso que programas comerciais reconhecidamente robustos não apresentem essa opção para a análise de um simples dipolo impresso, por exemplo. Também foram apresentados resultados para dois elementos irradiadores: um dipolo impresso e um irradiador retangular. Comparações com experimentos e com simulações obtidas com programas comerciais são realizadas, mostrando haver uma boa concordância entre esses resultados.

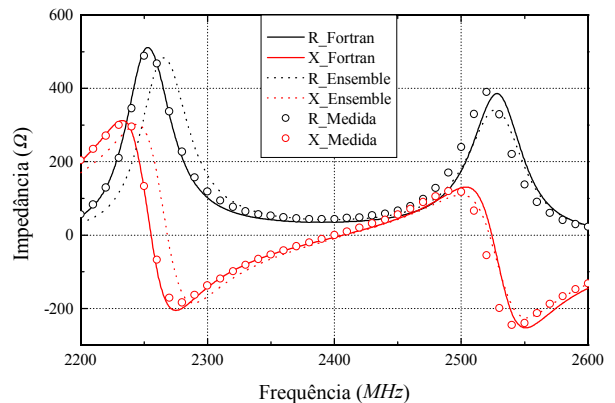


Fig. 11. Curvas medidas e simuladas para a impedância de entrada da antena com elemento irradiador retangular.

## REFERÊNCIAS

- [1] L. Cividanes, Análise de antenas de microfita em estruturas multicamadas com dielétricos uniaxiais. *Tese de Doutorado*, ITA, 1992.
- [2] L. Cividanes and J. C. S. Lacava, Uniaxial anisotropy effects on crosspolarisation level of printed dipole in superstrate-substrate configuration. *Electronics Letters*, 28(11), pp. 1050-1051, 1992.
- [3] L. Cividanes, A.V. Proaño De la Torre e J. C. S. Lacava, Análise de estruturas multicamadas uniaxiais. *Revista da Sociedade Brasileira de Telecomunicações*, vol. 15, No. 1, pp. 50-58, junho 2000.
- [4] V. D. Costa, L. Cividanes e J. C. S. Lacava, Antena de microfita excitada por acoplamento eletromagnético em substratos uniaxiais. *19º Simpósio Brasileiro de Telecomunicações*, CD-ROM, Fortaleza, setembro 2001.
- [5] V. D. Costa e J. C. S. Lacava, Campos espectrais em estruturas multicamadas. *Relatório interno INPE DEA-TL-019/03*.
- [6] D. M. Pozar, Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate. *IEEE Trans. Antennas Propagat.* vol. 35, pp. 613-621, Jun. 1987.
- [7] G. Splitt, Rectangular electromagnetically coupled microstrip antennas in multilayered structures. *Proc. 18th European Microwave Conf.*, Estocolmo, Suécia, 1988, pp. 1043-1048.
- [8] V. D. Costa, I. Bianchi, J. C. S. Lacava and L. Cividanes, Analysis of rectangular electromagnetically coupled microstrip antennas with anisotropic substrates. *IEEE AP-S International Symposium on Antennas and Propagation*, Columbus, OH, CD-ROM: vol. 3, Jun. 2003.
- [9] *IE3D 5.23™*, Zeland Corporation.
- [10] *Ensemble 8.0™*, Ansoft Corporation.