

Impedância de Entrada de Antenas de Microfita Esférico-Retangulares usando o MoM e Modos de *Attachment*

Leonardo A. Costa, Odilon M. C. Pereira-Filho e Fernando J. S. Moreira

Depto. de Eng. Eletrônica - Univ. Fed. de Minas Gerais, Av. Antônio Carlos 6627, Belo Horizonte, MG 31270-010

Resumo—A impedância de entrada de uma antena de microfita esférico-retangular é calculada. A antena é excitada por um cabo coaxial, cujo condutor central é representado por quatro lâminas de correntes radiais. A Equação Integral de Campo Elétrico(EFIE) decorrente do cumprimento da condição de contorno sobre a microfita é resolvida pelo Método dos Momentos(MoM) com correntes de base senoidais. A fim de extrair a singularidade proporcionada pela corrente de excitação na junção com a microfita é introduzida uma corrente superficial denominada corrente de *attachment*.

Palavras-Chave—Antenas de Microfita em Superfícies Esféricas, Método dos Momentos, Impedância de Entrada.

I. INTRODUÇÃO

Antenas de microfita são especialmente atrativas por seu baixo custo, baixo perfil e suas características conformais. O uso de tal tipo de antenas montadas em corpos parcial ou totalmente esféricos pode ser evidenciado por exemplo em áreas militares ou aeronáuticas. Trabalhos anteriores sobre antenas de microfita montadas em superfícies esféricas utilizaram mais freqüentemente métodos aproximados, como o método da cavidade [1] e o método das correntes superficiais [2] para a determinação do diagrama de radiação da antena. No caso da impedância de entrada, esta foi usualmente determinada utilizando a tangente de perdas efetiva da cavidade [3] ou o método da linha transmissão generalizado (GTLM-Generalized Transmission Line Model) [4]. Em [5], o método dos momentos é aplicado na análise de uma antena de microfita anular montada em uma superfície esférica, porém somente modos harmônicos, operando como correntes de base, foram usados para computar a impedância de entrada. Já em [6], uma antena de microfita esférico-retangular é analisada com o método dos momentos, porém utilizando apenas um modo harmônico e, do mesmo modo que [5], desconsiderando a impedância própria do elemento de excitação no cálculo da impedância de entrada da antena. Neste trabalho¹ realizaremos a análise de uma antena de microfita esférico-retangular montada em uma superfície esférica pelo método dos momentos usando múltiplos modos como correntes de base. Também introduziremos uma corrente especial, denominada na literatura por corrente de *attachment* [8], a qual evita a singularidade causada pelo elemento de excitação radial, pois assegura a continuidade da corrente na junção excitação/microfita. O uso da corrente de

attachment reduz o número de correntes de base necessárias, acelerando a solução.

II. FORMULAÇÃO TEÓRICA

A geometria da antena de microfita esférico retangular é apresentada na Fig.1. Uma esfera condutora elétrica perfeita com raio r_1 é recoberta por uma camada dielétrica de espessura Δr e permissividade elétrica relativa ϵ_r . Uma microfita condutora elétrica perfeita é posicionada sobre a camada dielétrica, limitada pelos ângulos θ_1 e θ_2 ($\theta_2 = \theta_1 + \Delta\theta$), e por ϕ_1 e ϕ_2 ($\phi_2 = \phi_1 + \Delta\phi$), em coordenadas esféricas. A antena é excitada por uma linha coaxial com corrente radial conhecida $\vec{J}_{probe}$, com amplitude I [Ampere]. $\vec{J}_{probe}$ está confinada na camada dielétrica sendo representada por quatro lâminas de corrente elétrica radialmente direcionadas, e posicionadas sobre as paredes laterais de um setor esférico limitado pelos ângulos θ_{f1} e θ_{f2} , e por ϕ_{f1} e ϕ_{f2} , em coordenadas esféricas. Sob a consideração de baixa espessura da camada dielétrica, $\vec{J}_{probe}$ pode ser considerado um cilindro de seção reta quadrada. Suas dimensões podem ser obtidas da representação de cilindro circular equivalente com raio R_{probe} [7]. O eixo radial compartilhado pelos cilindros em questão passa pelo ponto central de coordenadas $\theta_{f(central)}$ e $\phi_{f(central)}$, assim [7]:

$$\theta_{f2} - \theta_{f1} = [\phi_{f2} - \phi_{f1}] \sen(\theta_{f(central)}) = 3.38 \frac{R_{probe}}{r_1 + r_2} \quad (1)$$

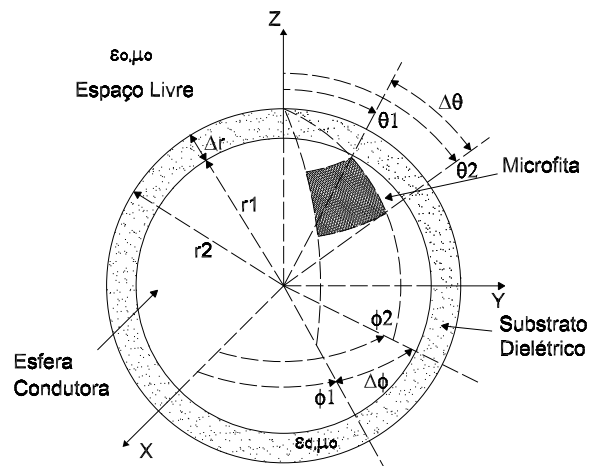


Fig. 1. Microfita Esférico-Retangular

¹Este trabalho foi parcialmente financiado pelo CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico)

A. Correntes de attachment e Método dos Momentos

Conforme mencionado acima, o uso da corrente de *attachment* [8] assegura a continuidade da corrente na junção excitação/microfita, evitando a singularidade proporcionada por $\vec{J}_{probe}$. A fim de certificar que a corrente é contínua na região de junção, introduzimos a corrente de *attachment* $\vec{J}_{att}$, formada por quatro lâminas de corrente superficial em $r = r_2$, cada uma se conectando a uma das quatro lâminas de $\vec{J}_{probe}$ na junção excitação/microfita. $\vec{J}_{att}$ decai exponencialmente à medida que se afasta da junção com $\vec{J}_{probe}$, sendo limitada pelas fronteiras da microfita. Agora, a corrente formada pela soma da corrente de *attachment* com a corrente $\vec{J}_{probe}$, chamada de $\vec{J}_s$, é contínua e o campo próximo não diverge. A corrente na microfita é escrita como a soma da corrente de *attachment* e um conjunto de correntes de base senoidais, das quais as amplitudes serão determinadas aplicando o método dos momentos [9]. Teremos dois grupos de correntes de base na microfita. O primeiro grupo tem direção $\hat{\theta}$ e o segundo direção $\hat{\phi}$, onde ambos têm formatos senoidais de forma a não produzir singularidades nas bordas da microfita. A aplicação da condição de contorno na superfície da microfita fornece a equação integral que caracteriza o problema. Pelo procedimento de Galerkin, as correntes de base são usadas como correntes de teste produzindo um problema matricial. A solução de tal problema matricial fornece as amplitudes das correntes de base. Através da Transformada de Fourier-Legendre normalizada [6], a qual é aplicada sobre as correntes e campos na superfície $r = r_2$, os elementos da matriz de impedâncias e do vetor de tensões do método dos momentos podem ser obtidos, os quais são respectivamente dados por

$$\mathcal{Z} = r_2^2 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{m=n} \left[\tilde{\mathbb{J}}_{teste}(n, -m) \right]^T \times \overline{\mathbb{G}}_t^E(n, r_2) \tilde{\mathbb{J}}_{base}(n, m) \quad (2)$$

$$\mathcal{V} = -r_2^2 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{m=n} \left[\tilde{\mathbb{J}}_{teste}(n, -m) \right]^T \times \overline{\mathbb{G}}_t^E(n, r_2) \left[\tilde{\mathbb{J}}_{eqprobe}(n, m) + \tilde{\mathbb{J}}_{att}(n, m) \right] \quad (3)$$

onde $\tilde{\mathbb{J}}_{base}(n, m)$ e $\tilde{\mathbb{J}}_{teste}(n, m)$ são respectivamente as Transformadas de Fourier-Legendre de umas das correntes de base e de teste. A matriz $\overline{\mathbb{G}}_t^E(n, r_2)$ é a função de Green no domínio espectral [2] que relaciona o campo elétrico tangencial com a corrente elétrica superficial, ambos em $r = r_2$. Por fim, $\tilde{\mathbb{J}}_{eqprobe}(n, m)$ é a transformada da corrente superficial equivalente em $r = r_2$, que produz no espaço livre o mesmo campo produzido por $\vec{J}_{probe}$.

B. Impedância de Entrada

A impedância de entrada da antena é dada através da reciprocidade por [10]:

$$Z_{in} = -\frac{1}{I^2} \int_{V'} \left[\vec{E}(\vec{J}_{base}^{total}) + \vec{E}(\vec{J}_{probe}) + \vec{E}(\vec{J}_{att}) \right] \bullet \vec{J}_{probe} dv' \quad (4)$$

onde $\vec{J}_{base}^{total}$ é o conjunto de todas as correntes de base com suas amplitudes já determinadas pelo MoM. As porções de Z_{in} correspondendo a $\vec{J}_{probe}$ e $\vec{J}_{att}$ são individualmente divergentes. Isto é causado por acúmulos de carga na conexão excitação/microfita [8]. Uma alternativa para superar tais singularidades é a introdução de correntes com as mesmas característica singular sem alterar o problema original. Uma corrente singular adequada é obtida quando a microfita é substituída por uma casca condutora elétrica perfeita recobrindo inteiramente a camada dielétrica. Esta estrutura representa uma cavidade esférica excitada por $\vec{J}_{probe}$. A corrente elétrica induzida na casca condutora, chamada $\vec{J}_c$, pode ser somada e subtraída conforme

$$Z_{in} = -\frac{1}{I^2} \int_{V'} \left[\vec{E}(\vec{J}_{base}^{total}) + \vec{E}(\vec{J}_{probe}) + \vec{E}(\vec{J}_c) + \vec{E}(\vec{J}_{att}) + \vec{E}(-\vec{J}_c) \right] \bullet \vec{J}_{probe} dv' \quad (5)$$

Agora podemos identificar termos individualmente convergentes

$$Z_{cav} = -\frac{1}{I^2} \int_{V'} \left[\vec{E}(\vec{J}_{probe}) + \vec{E}(\vec{J}_c) \right] \bullet \vec{J}_{probe} dv' \quad (6)$$

$$Z_{D1} = -\frac{1}{I^2} \int_{V'} \left[\vec{E}(\vec{J}_{att}) + \vec{E}(-\vec{J}_c) \right] \bullet \vec{J}_{probe} dv' \quad (7)$$

$$Z_{D2} = -\frac{1}{I^2} \int_{V'} \vec{E}(\vec{J}_{base}^{total}) \bullet \vec{J}_{probe} dv' \quad (8)$$

e assim

$$Z_{in} = Z_{cav} + Z_{D1} + Z_{D2} \quad (9)$$

III. RESULTADOS

A Fig.2 compara o resultado obtido com a formulação presente com aquele previamente mostrado em [6], exibindo impedâncias de entrada normalizadas em 50Ω . A microfita pode ser considerada retangular com dimensões 2.5 cm (na direção $\hat{\theta}$) e 4.0 cm (na direção $\hat{\phi}$) e centralizada no plano XY. As dimensões radiais são $r_1 = 10.0$ cm e $\Delta r = 1.58$ mm. O elemento de excitação está centralizado na direção $\hat{\phi}$, mas 1.1 cm fora do centro da microfita na direção $\hat{\theta}$. Consideraremos inicialmente $R_{probe} = 0.75$ mm o raio do condutor central da linha coaxial. Inicialmente ajustamos o método presente para operar com função de base única, ou Modo Único, na direção $\hat{\theta}$ idêntica àquela utilizada em [6]. Nota-se perfeita concordância na parte real, porém um deslocamento negativo na parte imaginária. Tal deslocamento

de deveu às parcelas Z_{cav} e Z_{D1} , que tornam o modelo presente mais realista. Considerando então 36 correntes de base de domínio completo em cada direção, podemos notar que a ressonância ocorre em uma frequência mais baixa proporcionada pela análise mais precisa que o método presente realiza operando com múltiplos modos.

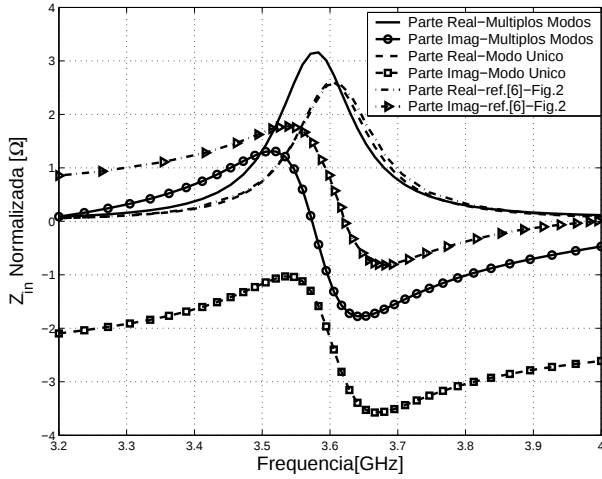


Fig. 2. Impedância de Entrada Z_{in} de uma antena esférico-retangular: $\epsilon_r = 2.52$, $r_1 = 10$ cm, $\Delta r = 1.58$ mm, $\Delta\theta = 2.5$ cm/ $[r_1 + \Delta r]$, $\theta_1 = \pi/2 - \Delta\theta/2$, $\Delta\phi = 4$ cm/ $[\sin(\theta_1 + \Delta\theta/2) \times (r_1 + \Delta r)]$, $\phi_1 = -\Delta\phi/2$, $R_{probe} = 0.75$ mm, $\theta_{f(central)} = \theta_1 + \Delta\theta/2 + 1.1$ cm/ $[r_1 + \Delta r]$, $\phi_{f(central)} = 0$

A fim de analisar os efeitos provenientes da variação de R_{probe} , a Fig.3 considera a mesma antena de introduzida em [6]. À medida que R_{probe} é reduzido, a parte imaginária de Z_{in} se desloca negativamente, mantendo aproximadamente o mesmo formato. Isto ocorre pois a parcela da impedância de entrada devida ao conjunto formado pelas correntes $\vec{J}_{probe}$ e $\vec{J}_{att}$, ou seja, as impedâncias Z_{cav} e Z_{D1} se tornam cada vez mais capacitivas na faixa de frequências considerada.

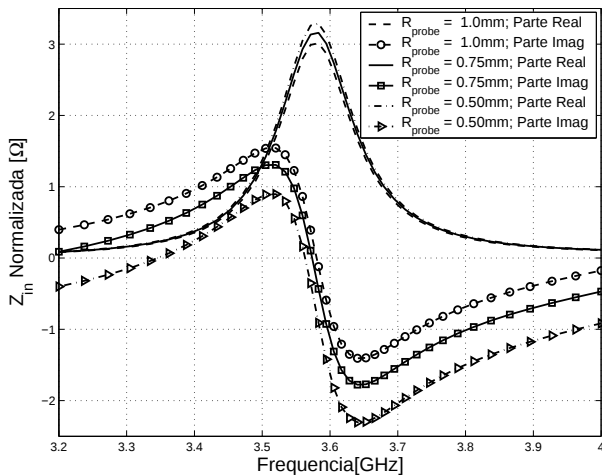


Fig. 3. Impedância Z_{in} Normalizada de uma antena esférico-retangular: $\epsilon_r = 2.52$, $r_1 = 10$ cm, $\Delta r = 1.58$ mm, $\Delta\theta = 2.5$ cm/ $[r_1 + \Delta r]$, $\theta_1 = \pi/2 - \Delta\theta/2$, $\Delta\phi = 4$ cm/ $[\sin(\theta_1 + \Delta\theta/2) \times (r_1 + \Delta r)]$, $\phi_1 = -\Delta\phi/2$, $\theta_{f(central)} = \theta_1 + \Delta\theta/2 + 1.1$ cm/ $[r_1 + \Delta r]$, $\phi_{f(central)} = 0$

IV. CONCLUSÕES

Este trabalho apresentou um análise utilizando o método dos momentos para uma antena de microfita esférico-retangular enfatizando o uso de correntes de *attachment* no modelamento das corrente na microfita e de correntes de excitação não limitadas ao caso filamentar, bem como o cálculo de sua impedância de entrada.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] K.Y.Wu and J.F.Kauffman, "Radiation Pattern for Spherical-Rectangular Microstrip Antennas", IEEE Antennas Propagat. Int. Symposium Digest, 1983, pp. 43-46.
- [2] W.Y.Tam and K.M.Luk, "Far field analysis of spherical-circular microstrip antennas by electric surface current models", IEEE Proc.-H. vol. 138, No.1, February 1991, pp. 98-102.
- [3] K.M.Luk, K.F.Lee and J.S.Dahele, "Analysis of the Cylindrical-Rectangular Patch Antenna", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.37, No.2, Feb. 1989, pp. 143-147.
- [4] B.Ke and A.A.Kishk, "Analysis of spherical circular microstrip Antennas", IEEE Proc.-H. vol. 138, No.6, Dec. 1991, pp. 542-548.
- [5] W.Y.Tam, A.K.Y.Lai and K.M.Luk, "Input Impedance of spherical microstrip antenna", IEEE Proc. Microw. Antennas Propagat., vol. 142, No.3, June 1995, pp. 285-288.
- [6] N.Burum and Z.Sipus, "Input Impedance and Mutual Coupling of Spherical Rectangular Microstrip Patch Antennas", Proceedings of ICECom 2003, Dubrovnik, Croatia, Oct. 2003 pp. 209-212.
- [7] C.A.Balanis, "Antenna Theory", John Wiley and Sons, Inc., 1997.
- [8] A.N.Tulintseff, S.M.Ali and J.A.Kong, "Input Impedance of a Probe-Fed Stacked Circular Microstrip Antennas", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.39, No.3, March 1991, pp. 381-390.
- [9] R.F.Harrington, "Field Computation by Moment Method", Macmillan, New York, 1968.
- [10] R.F.Harrington, "Time harmonic electromagnetic fields", McGraw-Hill, New York, 1961.