

Análise de Antenas de Microfita sobre Substratos Cilíndricos Circulares com Cobertura Dielétrica

Franklin da Costa Silva, Sérgio B. de Assis Fonseca, Antonio José M. Soares e Atílio José Giarola

Neste trabalho exploram-se as potencialidades das funções de Green diádicas e do método dos momentos, nas soluções de problemas de antenas de microfita, sobre substratos cilíndricos circulares. Determinam-se as funções de Green diádicas do tipo elétrico, para um meio formado por quatro camadas cilíndricas concêntricas, sendo a camada central um condutor perfeito, e, equações integrais, que determinam o comportamento dos campos eletromagnéticos, são obtidas. Analisa-se o efeito da cobertura dielétrica, na frequência de ressonância de uma antena de microfita, com elemento ressoador "retangular", alimentada diretamente por uma linha de microfita e montada sobre substrato cilíndrico circular. Os resultados indicam que o efeito da cobertura dielétrica é substancial quando o valor da constante dielétrica relativa e da espessura da cobertura são aumentados, de forma que, nos projetos de antenas de microfita, este efeito tem que ser cuidadosamente analisado.

1. Introdução

A análise de problemas eletromagnéticos, em meios de várias camadas, guias de onda, etc, recebeu notável impulso após as publicações dos trabalhos de Tai [1]-[3], tratando da aplicação das funções de Green diádicas em teoria eletromagnética. Uma vez que as antenas de microfita são montadas em meios com multicamadas, é conveniente no estudo destas, a aplicação da técnica das funções de Green diádicas.

Sendo a característica mais importante das antenas de microfita, o fato que elas se adaptam a superfícies de várias formas, o estudo do desempenho destas antenas sobre substratos cilíndricos é relevante, uma vez que estes substratos são comuns nos projetos de circuitos de microfita.

F.C. Silva, S.B.A. Fonseca e A.J.M. Soares são Professores do Departamento de Engenharia Elétrica da UnB, 70910, Brasília, DF.

A.J. Giarola é Professor do Departamento de Microonda e Óptica, FEE, UNICAMP, 13081, Campinas, SP.

Um grande número de trabalhos foi desenvolvido visando uma compreensão detalhada das linhas de microfita sobre substratos planos. O estudo de linhas de microfita sobre substratos cilíndricos circulares é de particular importância para uso em projetos de antenas de microfita sobre estes substratos. Também, pouco existe disponível com relação a este assunto na literatura científica. Uma análise teórica, usando-se modelo dinâmico para elementos de microfita sobre substratos cilíndricos, foi desenvolvida por Nakatani e Alexipoulos [4], sendo que, foram considerados apenas substratos com camada singela. Entretanto, em muitas aplicações, as linhas de microfita são projetadas com cobertura dielétrica. O método dos momentos [5] tem sido amplamente utilizado para computar a impedância de entrada de antenas de microfita, alimentadas por linhas de microfita, sobre substratos planos [6]-[8].

Na Seção 2, determinam-se as funções de Green diádicas do tipo elétrico, para um meio constituído de quatro camadas cilíndricas concêntricas, sendo a camada central um condutor perfeito. Na Seção 3, soluciona-se o problema de uma linha de microfita infinita, montada sobre substrato cilíndrico circular, calculando sua constante de propagação, através da aplicação das funções de Green diádicas. Resultados numéricos são apresentados, dando ênfase ao efeito da cobertura dielétrica. Na Seção 4, equaciona-se o problema de uma antena de microfita "retangular", alimentada diretamente por uma linha de microfita, estando o conjunto linha-antena montado sobre substrato cilíndrico circular, com cobertura dielétrica. Uma equação integral é obtida, usando-se a técnica das funções de Green diádicas. A seguir, resolve-se esta equação integral, para as correntes introduzidas na superfície do conjunto, através da aplicação do método dos momentos. Apresentam-se, então, resultados numéricos mostrando o efeito da cobertura dielétrica na frequência de ressonância da antena. Na análise, é assumida uma dependência com o tempo do tipo $\exp(-i\omega t)$.

2. Funções de Green Diádicas para Meios com Quatro Camadas Cilíndricas

O conhecimento da função de Green diádica para o espaço livre, do tipo elétrico ou magnético, permite a obtenção das funções de Green diádicas para outros meios através da aplicação do método da superposição por espalhamento [1] e [9]-[11]. A função de Green diádica do tipo elétrico para o espaço livre satisfaz a seguinte equação de onda diádica [1]

$$\nabla \times \nabla \times \bar{\bar{G}}_{e0}(\bar{R}/\bar{R}') - k^2 \bar{\bar{G}}_{e0}(\bar{R}/\bar{R}') = \bar{I} \delta(\bar{R} - \bar{R}') \quad (1)$$

Esta equação pode ser resolvida pelo método de Ohm-Rayleigh, resultando, em coordenadas cilíndricas circulares [1]

$$\begin{aligned} \bar{G}_{eo}(\bar{R}/\bar{R}') &= -\frac{1}{k_2} \delta(\bar{R} - \bar{R}') \hat{r} \hat{r} + \frac{i}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dh \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_0) / \lambda^2 \\ &\bar{M}_{e_{n\lambda}}^{(1)}(h) \bar{M}'_{e_{n\lambda}}(-h) + \bar{N}_{e_{n\lambda}}^{(1)}(h) \bar{N}'_{e_{n\lambda}}(-h), \quad r > r' \} \\ &\bar{M}_{e_{n\lambda}}(h) \bar{M}'_{e_{n\lambda}}^{(1)}(-h) + \bar{N}_{e_{n\lambda}}(h) \bar{N}'_{e_{n\lambda}}^{(1)}(-h), \quad r < r' \} \end{aligned} \quad (2)$$

onde $\lambda^2 = k^2 - h^2$, $k = \omega (\mu_0 \epsilon_0)^{1/2}$ é o número de onda do espaço livre e δ_0 denota a função delta de Kronecker, ou seja

$$\delta_0 = \begin{cases} 1, & n = 0 \\ 0, & n \neq 0 \end{cases} \quad (3)$$

Adota-se, em (2), a seguinte notação simplificada

$$\bar{F}_e \bar{F}'_e = \bar{F}_e \bar{F}'_e + \bar{F}_o \bar{F}'_o \quad (4)$$

As expressões para as funções \bar{M} e \bar{N} são dadas por [1]

$$\begin{aligned} \bar{M}_{e_{n\lambda}}(h) &= \left[\mp \frac{n}{r} J_n(\lambda r) \frac{\text{sen}(n\varphi)}{\text{cos}(n\varphi)} \hat{r} \right. \\ &\left. - \frac{\partial}{\partial r} J_n(\lambda r) \frac{\text{cos}(n\varphi)}{\text{sen}(n\varphi)} \hat{\varphi} \right] \exp(ihz) \\ \bar{N}_{e_{n\lambda}}(h) &= \frac{1}{k} \left[ih \frac{\partial}{\partial r} J_n(\lambda r) \frac{\text{cos}(n\varphi)}{\text{sen}(n\varphi)} \hat{r} \mp \right. \end{aligned} \quad (5)$$

$$\mp (ihn/r) J_n(\lambda r) \begin{bmatrix} \text{sen} \\ \text{cos} \end{bmatrix} (n\varphi) \hat{\varphi} + \lambda^2 J_n(\lambda r) \begin{bmatrix} \text{cos} \\ \text{sen} \end{bmatrix} (n\varphi) \hat{z} \Big] \exp(ihz)$$

As funções \overline{M}' e \overline{N}' são as funções \overline{M} e \overline{N} definidas com respeito às coordenadas da fonte (r' , ϕ' , z'), enquanto que as funções $\overline{M}^{(1)}$ e $\overline{N}^{(1)}$ são expressas em termos da função de Hankel de primeira espécie e n-ésima ordem, substituindo-se $J_n(\lambda r)$ por $H_n^{(1)}(\lambda r)$ em (5) e (6).

Um meio constituído de quatro camadas cilíndricas concêntricas, infinitas na direcção z , com uma fonte de corrente eléctrica arbitrária localizada na região 2, tem uma secção transversal como mostrada na **Fig. 1**. Definem-se as regiões de forma que

Região 1: $k_1 = \omega (\mu_1 \epsilon_1)^{1/2}$ e $\lambda_1^2 = k_1^2 - h^2$

Região 2: $k_2 = \omega (\mu_2 \epsilon_2)^{1/2}$ e $\lambda_2^2 = k_2^2 - h^2$

Região 3: $k_3 = \omega (\mu_3 \epsilon_3)^{1/2}$ e $\lambda_3^2 = k_3^2 - h^2$

Região 4: $\sigma_4 = \infty$

onde μ_i e ϵ_i denotam, respectivamente, a permeabilidade e a permissividade da região i , e s é a condutividade eléctrica da região 4, assumida infinita.

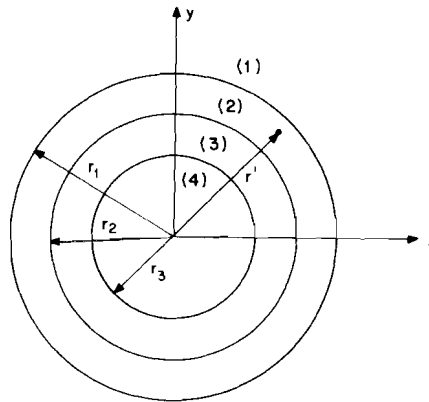


Figura 1. Seção transversal de um meio constituído de quatro camadas cilíndricas concêntricas.

Como a fonte se localiza na região 2, tem-se as seguintes funções de Green diádicas do tipo elétrico [9]:

Região 1:

$$\begin{aligned} \bar{\bar{G}}^{(1,2)}(\bar{R}/\bar{R}') &= \frac{i}{8\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dh \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_0) / \lambda_2^2 \\ &\left\{ \left[a_{1_o} e_n \bar{M}_{o_{n\lambda_1}}^{(1)}(h) + b_{1_e} o_n \bar{N}_{e_{n\lambda_1}}^{(1)}(h) \right] \bar{M}_{e_{n\lambda_2}}^{(1)}(-h) \right. \\ &+ \left[a'_{1_e} e_n \bar{M}_{o_{n\lambda_1}}^{(1)}(h) + b'_{1_o} o_n \bar{N}_{e_{n\lambda_1}}^{(1)}(h) \right] \bar{M}'_{e_{n\lambda_2}}(-h) \\ &+ \left[e_{1_o} e_n \bar{N}_{o_{n\lambda_1}}^{(1)}(h) + f_{1_e} o_n \bar{M}_{e_{n\lambda_1}}^{(1)}(h) \right] \bar{N}'_{e_{n\lambda_2}}(-h) \\ &\left. + \left[e'_{1_e} e_n \bar{N}_{o_{n\lambda_1}}^{(1)}(h) + f'_{1_o} o_n \bar{M}_{e_{n\lambda_1}}^{(1)}(h) \right] \bar{N}'_{e_{n\lambda_2}}(h) \right\} \quad (7) \end{aligned}$$

Região 2:

$$\begin{aligned} \bar{\bar{G}}^{(2,2)}(\bar{R}/\bar{R}') &= -\delta(\bar{R} - \bar{R}') \hat{r} \hat{r} / k_2^2 + \frac{i}{8\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dh \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_0) / \lambda_2^2 \\ &\left\{ \bar{\bar{D}} + \left[a_{2_o} e_n \bar{M}_{o_{n\lambda_2}}^{(1)}(h) + b_{2_e} o_n \bar{N}_{e_{n\lambda_2}}^{(1)}(h) \right] \bar{M}'_{e_{n\lambda_2}}(h) \right. \\ &\left. + c_{2_e} e_n \bar{M}_{o_{n\lambda_2}}(h) + d_{2_o} o_n \bar{N}_{e_{n\lambda_2}}(h) \right] \bar{M}_{e_{n\lambda_2}}^{(1)}(-h) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left[a'_{2_o} \bar{M}_{o_{n\lambda 2}}^{(1)}(h) + b'_{2_e} \bar{N}_{e_{n\lambda 2}}^{(1)}(h) \right. \\
& + \left. c'_{2_o} \bar{M}_e(h) + d'_{2_e} \bar{N}_o(h) \right] \bar{M}'_e(-h) \\
& + \left[e_{2_o} \bar{N}_{e_{n\lambda 2}}^{(1)}(h) + f_{2_e} \bar{M}_{o_{n\lambda 2}}^{(1)}(h) \right. \\
& + \left. g_{2_o} \bar{N}_e(h) + h_{2_e} \bar{M}_o(h) \right] \bar{N}'_e(-h) \\
& + \left[e'_{2_o} \bar{N}_{e_{n\lambda 2}}^{(1)}(h) + f'_{2_e} \bar{M}_{o_{n\lambda 2}}^{(1)}(h) \right. \\
& + \left. g'_{2_o} \bar{N}_e(h) + h'_{2_e} \bar{M}'_e(h) \right] \bar{N}'_e(h) \left. \right\} \quad (8)
\end{aligned}$$

onde

$$\bar{D} = \begin{cases} \bar{M}_{o_{n\lambda 2}}^{(1)}(h) \bar{M}'_e(-h) + \bar{N}_{e_{n\lambda 2}}^{(1)}(h) \bar{N}'_e(-h) , & r' \leq r \leq r_1 \\ \bar{M}_e(h) \bar{M}'_e(-h) + \bar{N}_e(h) \bar{N}'_e(-h) , & r_2 \leq r \leq r' \end{cases}$$

Região 3:

$$\begin{aligned}
\bar{G}^{3,2}(\bar{R}/\bar{R}') + \frac{i}{8\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dh \sum_{n=0}^{\infty} (2-\delta_0)/\lambda_2^2 \left\{ \left[a_{3_o} \bar{M}_{o_{n\lambda 2}}^{(1)}(h) \right. \right. \\
+ \left. b_{3_o} \bar{N}_{e_{n\lambda 3}}^{(1)}(h) + c_{3_o} \bar{M}_e(h) + d_{3_o} \bar{N}_o(h) \right] \bar{M}'_e(h) \\
+ \left. \left[a_{3_e} \bar{M}_{e_{n\lambda 3}}^{(1)}(h) + b'_{3_o} \bar{N}_{o_{n\lambda 3}}^{(1)}(h) \right. \right. \\
\left. \left. + \left[a_{3_e} \bar{M}_{e_{n\lambda 3}}^{(1)}(h) + b'_{3_o} \bar{N}_{o_{n\lambda 3}}^{(1)}(h) \right. \right. \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + c'_{3_o} e_n \overline{M}_e (h) + d'_{3_e} \overline{N}_o (h) \overline{M}'_e (-h) \\
& + \left[e_{3_o} \overline{N}^{(1)}_e (h) + f_{3_e} \overline{M}^{(1)}_o (h) \right. \\
& + g_{3_o} \overline{N}_e (h) + h_{3_e} \overline{M}_o (h) \left. \right] \overline{N}'^{(1)}_e (-h) \\
& + \left[e'_{3_o} \overline{N}^{(1)}_e (h) + f'_{3_e} \overline{M}^{(1)}_o (h) \right. \\
& \left. + g'_{3_o} \overline{N}_e (h) + h'_{3_e} \overline{M}_o (h) \right] \overline{N}'_e (-h) \Big\} \quad (9)
\end{aligned}$$

Os índices superiores (m, n), com m = 1,2,3 e n = 2, de $\overline{G}^{(m,n)}$ ($\overline{R}/\overline{R}'$) indicam as regiões onde se localizam, respectivamente, os pontos de observação e a fonte.

Os coeficientes de espalhamento, $a_1, b_1, \dots, d_2, \dots, g'_3, h'_3$, que aparecem em (7) até (9), são determinados através de sistemas de equações, obtidos com a aplicação das condições de contorno nas interfaces, dadas por [1]:

para $r = r_1$

$$\hat{r} \times \overline{G}^{(1,2)} (\overline{R}/\overline{R}') = \hat{r} \times \overline{G}^{(2,2)} (\overline{R}/\overline{R}') \quad (10)$$

$$\frac{1}{\mu_1} \hat{r} \times \nabla \times \overline{G}^{(1,2)} (\overline{R}/\overline{R}') = \frac{1}{\mu_2} \hat{r} \times \nabla \times \overline{G}^{(2,2)} (\overline{R}/\overline{R}') \quad (11)$$

para $r = r_2$

$$\hat{r} \times \overline{G}^{(2,2)} (\overline{R}/\overline{R}') = \hat{r} \times \overline{G}^{(3,2)} (\overline{R}/\overline{R}') \quad (12)$$

$$\frac{1}{\mu_2} \hat{r} \times \nabla \times \overline{G}^{(2,2)} (\overline{R}/\overline{R}') = \frac{1}{\mu_3} \hat{r} \times \nabla \times \overline{G}^{(3,2)} (\overline{R}/\overline{R}') \quad (13)$$

para $r = r_3$

$$\hat{r} \times \overline{\overline{G}}^{(3,2)}(\overline{R}/\overline{R}') = 0 \quad (14)$$

As expressões analíticas destes coeficientes são fornecidas em [12].

3. Cálculo da Constante de Propagação de uma Linha de Microfita infinita

a) Formulação do Problema

Seja uma linha de microfita, de largura W_f , infinitamente longa na direção z , montada sobre substrato cilíndrico circular e localizada entre as regiões 2 e 3, como ilustra a Fig. 2. Para o caso de linhas finas, relativamente ao comprimento de onda, pode-se assumir que apenas correntes elétricas na direção z , independentes de ϕ , fluem na linha. Esta aproximação é válida para substratos de qualquer espessura [13]. Então, para uma linha simetricamente posicionada com relação a ϕ , podemos considerar uma corrente superficial, dada por

$$\overline{J}(\overline{R}') = \exp(ik_e z') \delta(r' - r_2) U(|\phi'| - \phi_f) \hat{z} \quad (15)$$

onde $\phi_f = W_f / 2r_2$ e k_e é a constante de propagação da linha de microfita infinita, a ser determinada. A função $U(|\phi'| - \phi_f)$ é a função degrau unitário, definida como

$$U(|\phi'| - \phi_f) = \begin{cases} 1 & \text{para } |\phi'| \leq \phi_f \\ 0 & \text{para } |\phi'| > \phi_f \end{cases} \quad (16)$$

O campo elétrico na região 2, para uma fonte de corrente elétrica qualquer, é dado por [1]

$$\overline{E}_2(\overline{R}) = i \varepsilon \mu_2 \iiint_{V'} \overline{\overline{G}}^{(2,2)}(\overline{R}/\overline{R}') \cdot \overline{J}(\overline{R}') dv' \quad (17)$$

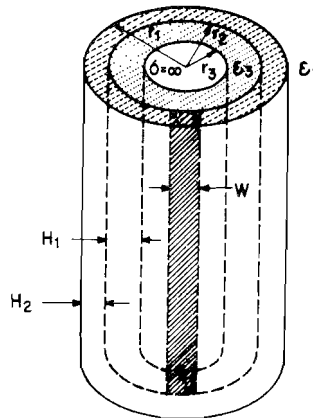


Figura 2. Linha de microfita sobre substrato cilíndrico circular, com cobertura dielétrica.

Uma vez que as componentes tangenciais do campo elétrico são desprezíveis na superfície de um bom condutor, a substituição de (15) em (17) permite que se escreva para a componente longitudinal

$$\iint_{S'} \frac{i}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dh \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_0) / \lambda_2^2 \left[\left(e_{2en} N_{zen}^{(1)} + (1 + g_{2en}) N_{zen} \right) N'_{zen} \right. \\ \left. + \left(e_{2on} N_{zon}^{(1)} + (1 + g_{2on}) N_{zon} \right) N'_{zon} + \left(e'_{2en} N_{zen}^{(1)} + g'_{2en} N_{zen} \right) N'_{zen} \right. \\ \left. + \left(e'_{2on} N_{zon}^{(1)} + g'_{2on} N_{zon} \right) N'_{zon} \right] \exp(i k_e z') r_2 d\varphi' dz' = 0 \quad (18)$$

$$\text{para } r = r' = r_2$$

onde as funções \bar{M} e \bar{N} , dadas por (5) e (6), são escritas nas seguintes formas simplificadas

$$\bar{M}_{on\lambda_2}(h) = M_{ron} \hat{r} + M_{\varphi on} \hat{\varphi} \quad (19)$$

$$\bar{M}_{en\lambda_2}(h) = M_{ren} \hat{r} + M_{\varphi en} \hat{\varphi} \quad (20)$$

$$\bar{N}_{on\lambda_2}(h) = N_{ron} \hat{r} + N_{\varphi on} \hat{\varphi} + N_{zon} \hat{z} \quad (21)$$

$$\bar{N}_{en\lambda_2}(h) = N_{ren} \hat{r} + N_{\varphi en} \hat{\varphi} + N_{zen} \hat{z} \quad (22)$$

A integral em h em (18), é discretizada para $h=k_e$ [14]. Anulando-se a integral em φ em (18), automaticamente torna-se nulo o integrando para z' . Resolvendo-se a integral em φ' , a constante de propagação é obtida, procurando-se o valor de k_e , que anula a integral da componente longitudinal ao longo da seção transversal da linha, ou seja, resolvendo-se para k_e a equação

$$\sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_0) \Psi_f^2 J_n(\lambda_2 r_2) \left(1 + g_{2e} + e'_{2e} + e_{2e} H_n^{(1)}(\lambda_2 r_2) / J_n(\lambda_2 r_2) + g'_{2e} J_n(\lambda_2 r_2) / H_n^{(1)}(\lambda_2 r_2) \right) = 0 \quad (23)$$

onde

$$\Psi_f = \int_{-\varphi_f}^{\varphi_f} \cos(n\varphi) d\varphi \quad (24)$$

Uma vez conhecida a constante de propagação da linha de microfita, a constante dielétrica efetiva é obtida da relação

$$\varepsilon_{ef} = (k_e/k_0)^2 \quad (25)$$

onde k_0 é a constante de propagação do espaço livre.

b) Resultados Numéricos

A dependência da constante dielétrica efetiva em função de $k_0 r_2$ para $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 9,6\varepsilon_0$ (ε_0 é a permissividade do espaço livre) e para várias alturas de cobertura dielétrica, é mostrada na Fig. 3. Na Fig. 4, a constante dielétrica efetiva é mostrada em função de H_2/W_f , para vários valores de permissividade da cobertura dielétrica, ε_2 , e para $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\varepsilon_3 = 9,6\varepsilon_0$ e $k_0 r_2 = 1$.

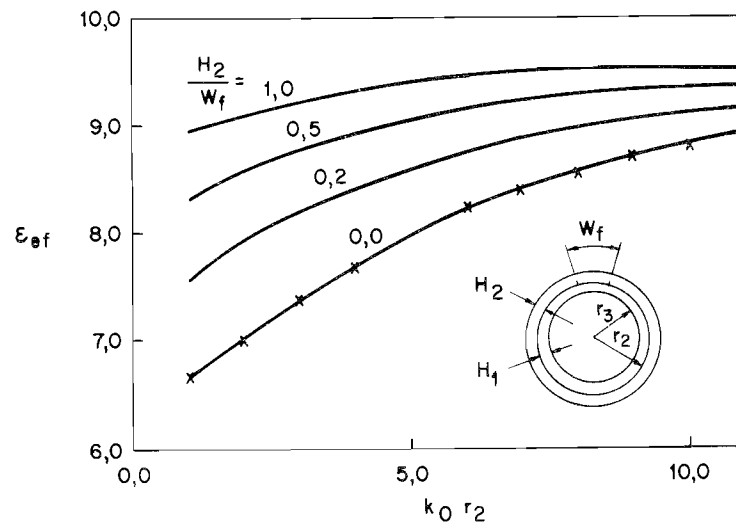


Figura 3. Constante dielétrica efetiva, ϵ_{ef} , em função de $k_0 r_2$, para vários valores de H_2 / W_f e para $\epsilon_1 = \epsilon_0$, $\epsilon_2 = \epsilon_3 = 9,6\epsilon_0$, $H_1 = W_f$, e $r_3 / r_2 = 0,9$. Resultados de [4] são mostrados com marcas x.

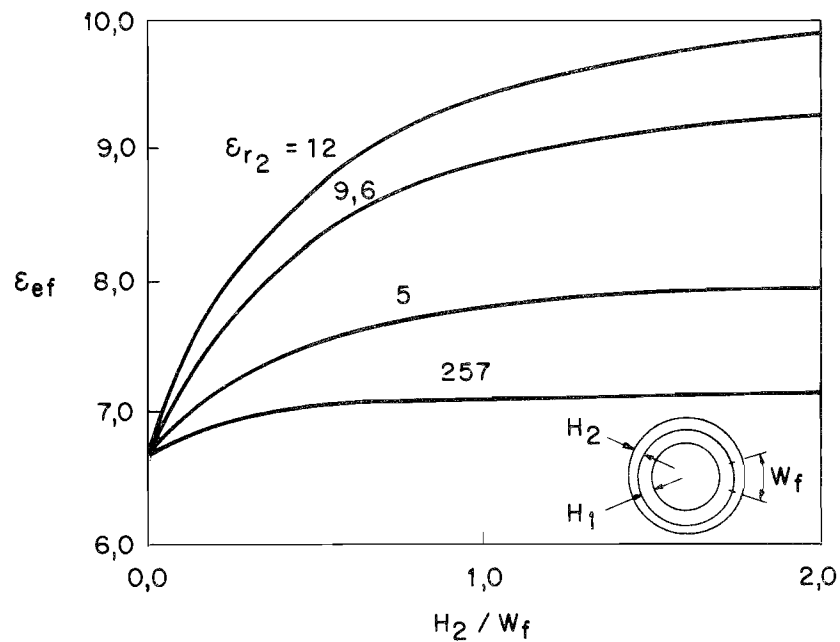


Figura 4. Constante dielétrica efetiva, ϵ_{ef} , em função de H_2 / W_f para vários valores de ϵ_2 e para $\epsilon_1 = \epsilon_0$, $\epsilon_3 = 9,6\epsilon_0$, $H_1 = W_f$, $k_0 r_2 = 1$ e $r_3 / r_2 = 0,9$.

Na **Fig. 3**, os resultados de Nakatani e Alexopoulos [4] são também mostrados e a concordância é observada quando a altura da cobertura dielétrica é reduzida a zero ($H_2=0$). Nota-se que com a escolha de $\epsilon_2 = 9,6\epsilon_0$, o efeito da cobertura dielétrica sobre a constante dielétrica efetiva é apreciável mesmo para pequenos valores de k_0r_2 . Nota-se também na **Fig. 4**, que para $k_0r_2=1$, as curvas de ϵ_{ef} aproximam-se de valores assintóticos para valores de H_2 acima de $1,9 W_f$ para todos os valores de ϵ_2 usados.

Sendo $r_3 = 2,5\text{cm}$, $W_f = 0,477\text{ cm}$, a **Tabela 1** fornece o valor de h no eixo real que estabelece a localização do pólo da onda de superfície, a constante de propagação do espaço livre, k_0 , a constante de propagação da região 3, k_3 , a constante de propagação da linha de microfita infinita, k_e , para $H_1 = 0,159\text{ cm}$, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_0$, $\epsilon_3 = 2,57\epsilon_0$, nas freqüências de 2,20, 2,25, 2,30 e 2,35 GHz

Freqüência (GHz)	Pólo (h)(m^{-1})	k_0 (m^{-1})	k_3 (m^{-1})	k_e (m^{-1})
2,20	46,507	46,08	73,87	67,8
2,25	47,569	47,12	75,54	69,3
2,30	48,632	48,17	77,22	70,9
2,35	49,696	49,22	78,91	72,4

Tabela 1. Valores de h que caracterizam a localização do pólo de onda de superfície e da constante de propagação de uma linha de microfita, k_e , com $W_f = 0,477\text{ cm}$ sobre substrato cilíndrico circular com $r_3 = 2,5\text{ cm}$ e $H_1 = 0,159\text{ cm}$, sendo $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_0$ e $\epsilon_3 = 2,57\epsilon_0$.

Na **Tabela 2** têm-se resultados para as mesmas grandezas da **Tabela 1**, porém com cobertura dielétrica, fazendo-se $H_1 = H_2 = 0,159\text{ cm}$, $\epsilon_1 = \epsilon_0$ e $\epsilon_2 = \epsilon_3 = 2,57\epsilon_0$. A espessura do substrato foi selecionada de forma que apenas o primeiro modo da onda de superfície seja excitado.

Dos resultados das **tabelas 1 e 2** nota-se a influência da cobertura dielétrica na constante de propagação da linha e, neste caso, sendo k_e maior que o valor de h que caracteriza a localização do pólo, nenhuma potência de onda de superfície é gerada. Considera-se a linha de microfita uniforme, pois descontinuidades na linha podem excitar modos da onda de superfície, bem como modos propagantes além do fundamental [13].

Frequência	Pólo (h)(m ⁻¹)	k ₀ (m ⁻¹)	k _z (m ⁻¹)	k _s (m ⁻¹)
2,20	47,129	46,08	79,87	71,4
2,25	48,216	47,12	75,54	73,0
2,30	49,305	48,17	71,22	74,8
2,35	50,396	49,22	78,61	76,0

Tabela 2. Valores de h que caracterizam a localização do pólo de onda de superfície e da constante de propagação, k_z, da linha da Tabela 1, porém com H₁ = H₂ = 0,159 cm, ε₁ = ε₀ e ε₂ = ε₃ = 2,57ε₀.

4. Efeito da Cobertura Dielétrica na Frequência de Ressonância de uma Antena de Microfita de Forma Retangular

a) Determinação da Corrente de Superfície

Considera-se, como ilustra a Fig. 5, que a antena de microfita "retangular" está montada sobre substrato cilíndrico circular, infinito na direção z, e posicionada simetricamente com relação a φ e z. A antena é alimentada diretamente por uma linha de microfita paralela ao eixo do cilindro, com as espessuras da antena e da linha desprezíveis com relação às outras dimensões. O conjunto assim formado, é posicionado simetricamente com relação a φ, na interface entre as regiões 2 e 3 da Fig. 1.

Sendo a antena alimentada por uma linha de microfita de largura W_f = 2 r₂φ_f muito menor que o comprimento de onda, pode-se escrever

$$\vec{J}(\vec{R}') = \vec{J}_s(\vec{R}')\delta(r' - r_2) + J_z(\phi', z')U(|\phi' - \phi_f|)\delta(r' - r_2)\hat{z} \quad (26)$$

onde $\vec{J}_s(\vec{R}')$ é a corrente de superfície induzida no sistema e $J_z(\phi', z')$ é a componente na direção z da corrente que alimenta a antena. U é a função degrau unitária e δ é a função delta de Dirac. Considera-se nula, na linha de alimentação, a componente na direção φ.

Substituindo (26) em (17) e aplicando-se a condição de contorno de campo elétrico nulo sobre a antena e a linha de alimentação, considerando-se condutoras perfeitas, obtém-se a seguinte equação integral para $\vec{J}_s(\vec{R}')$

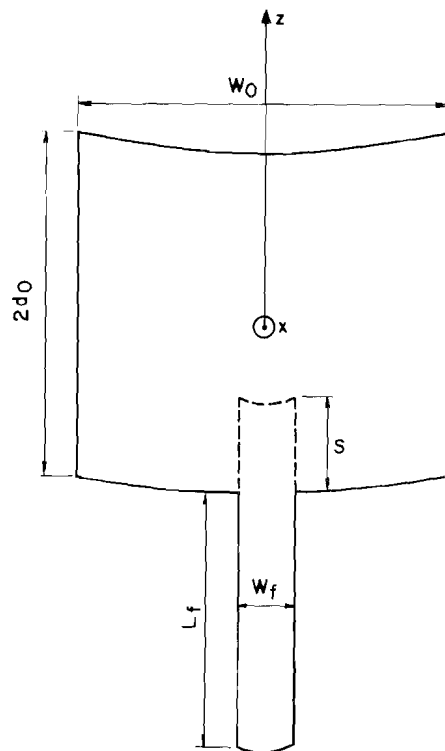


Figura 5. Antena de microfita "retangular" alimentada por uma linha de microfita.

$$\begin{aligned}
 & \left[\iint_{S'} \overline{\overline{G}}^{(2,2)}(\overline{R}/\overline{R}') \cdot \overline{J}_s(\overline{R}') ds' \right]_{\tan} \\
 & = - \left[\iint_{S'} \overline{\overline{G}}^{(2,2)}(\overline{R}/\overline{R}') \cdot J_i(\phi', z') \hat{z} ds' \right]_{\tan}, \quad \text{para } \begin{cases} r = r' = r_2 \\ |\phi'| < \phi_f \end{cases} \quad (27)
 \end{aligned}$$

onde $ds' = r_2 d\phi' dz'$.

Em (27), o primeiro membro é o campo elétrico tangencial espalhado e o segundo membro é o campo elétrico tangencial incidente.

A solução da equação em (27), pelo método dos momentos, consiste em expandir a corrente de superfície, $J_s(R')$, em séries de funções, discretizando a seguir a equação resultante com o uso de funções de teste, que podem ser iguais as de expansão (método de Galerkin), obtendo-se desta forma uma equação matricial do tipo

$$[Z][I] = [V] \quad (28)$$

onde $[Z]$, $[I]$ e $[V]$ são, respectivamente, as matrizes impedância, de corrente e de voltagem generalizada do método dos momentos [15].

As correntes na linha de alimentação e na antena são expandidas em três tipos de modos [8]: modos de ondas caminchantes sobre a linha de alimentação, modos senoidais por partes na região da junção e modos de domínio completo sobre a antena.

Para o caso de linha de alimentação fina, relativamente ao comprimento de onda guiado, pode-se assumir que apenas correntes elétricas na direção z fluem na linha de microfita [13]. Então, define-se a corrente elétrica incidente como sendo

$$\bar{J}^{inc}(\phi, z) = \frac{1}{W_f} \exp(i k_e (z + d_0)) \hat{z} \quad (29)$$

e a corrente refletida fica

$$\bar{J}^{ref}(\phi, z) = -\frac{R}{W_f} \exp(-i k_e (z + d_0)) \hat{z} \quad (30)$$

onde R é o coeficiente de reflexão referenciado no final da linha, na junção entre a linha de microfita e a antena, a ser determinado; W_1 é a largura da linha de alimentação; d_0 é o meio comprimento da antena na direção z ; e k_e é a constante de propagação da linha de microfita infinita. Os comprimentos dos modos de onda caminhante, L_f , são feitos múltiplos de $\lambda_e/2$, onde λ_e é o comprimento de onda guiado na linha, sendo estes modos separados em termos de senos e cossenos, e, truncados de forma que nenhuma descontinuidade exista no final do modo [13].

Na região próxima à junção, onde a linha de alimentação se une à antena, a corrente não é uniforme por causa da descontinuidade. Funções senoidais por partes, sobrepondo a linha de alimentação e a antena, são usadas para modelar esta não uniformidade. Então, define-se

$$\bar{J}^{jun}(\phi, z) = \sum_{m=1}^M I_m J_j(\phi, z) \hat{z} \quad (31)$$

sendo

$$J_j(\phi, z) = \frac{1}{W_f} \frac{\text{sen } k(l - |z - z_n|)}{\text{sen } kl}, \text{ para } |z - z_n| < l, |\phi| < \phi_f \quad (32)$$

onde z_n é a coordenada do centro do modo e l é igual à metade do comprimento do modo. A constante k é arbitrária, e, por conveniência foi escolhida igual a k_e .

Expandindo-se a corrente sobre a antena em termos de uma série de funções senoidais de domínio completo, tem-se

$$\bar{J}^{ant}(\phi, z) = \sum_{p=1}^P K_p P_z(\phi, z) \hat{z} + \sum_{q=1}^Q L_q P_\phi(\phi, z) \hat{\phi} \quad (33)$$

sendo

$$P_z(\phi, z) = \frac{1}{W_0} \text{sen} \left(p\pi (z + d_0)/2d_0 \right) \text{ para } |z| < d_0, |\phi| < \phi_0 \quad (34)$$

$p = 1, 2, \dots, P$

e

$$P_\phi(\phi, z) = \frac{1}{2d_0} \text{sen} \left(q\pi (z + \phi_0)/2\phi_0 \right) \text{ para } |z| < d_0, |\phi| < \phi_0 \quad (35)$$

$q = 1, 2, \dots, Q$

onde $\phi_0 = W_0/2r_2$, sendo W_0 o comprimento da antena na direção ϕ .

Observa-se que estes modos de expansão não contêm qualquer variação na direção ortogonal à direção do fluxo de corrente, e a expressão para levar em conta o efeito de borda não foi incluída, pois, embora melhore a convergência do método dos momentos, há um aumento de complexidade na integração [8].

O uso de (29) até (31) e (33) em (27), com a aplicação do método dos momentos, resulta na equação matricial em (28), repetida aqui de forma mais explicativa

$$\begin{bmatrix} T_z/J_r & T_z/J_j & T_z/P_z & T_z/P_\phi \\ J_j/J_r & J_j/J_j & J_j/P_z & J_j/P_\phi \\ P_z/J_r & P_z/J_j & P_z/P_z & P_z/P_\phi \\ P_\phi/J_r & P_\phi/J_j & P_\phi/P_z & P_\phi/P_\phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -R \\ I_m \\ K_p \\ L_q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_z/J_i \\ J_j/J_i \\ P_z/J_i \\ P_\phi/J_i \end{bmatrix} \quad (36)$$

onde:

T_z é uma função de teste sobre a linha de alimentação (uma única função senoidal por partes);

J_j é uma série de M funções senoidais por partes na junção;

P_z é uma série de P funções de domínio completo para as correntes na direção z da antena;

P_ϕ é uma série de Q funções de domínio completo para correntes na direção ϕ na antena;

J_i é o modo de onda de corrente caminhante incidente;

J_r é o modo de onda de corrente caminhante refletida;

$-R$ é a amplitude da onda de corrente refletida na linha, a ser determinada;

I_m , K_p e L_q são os coeficientes de expansão a serem determinados.

A incógnita $-R$ faz com que o número de incógnitas seja maior que o número de equações. Então, para se obter a igualdade, acrescenta-se a função de teste T_z [8]. Nota-se que para o cálculo da matriz impedância generalizada

em (36), existem quatro combinações diferentes entre as funções de teste e o modo de onda caminhante refletida, e doze combinações distintas entre as funções de teste e as funções de expansão. Para a determinação da matriz voltagem generalizada, existem quatro combinações entre as funções de teste e o modo de onda caminhante incidente. Os coeficientes de expansão da corrente e o coeficiente de reflexão são obtidos da equação

$$[I] = [Z]^{-1} [V] \quad (37)$$

Uma vez conhecido o coeficiente de reflexão de voltagem, R , a resistência r e a reatância x de entrada da antena, normalizadas com relação à impedância característica da linha de alimentação, são dadas por [16]

$$r + ix = (1 + R)/(1 - R) \quad (38)$$

b) Resultados Numéricos

As respostas obtidas através da aplicação do método dos momentos, que soluciona a equação em (27), são dependentes do comprimento finito da linha de microfita, L_f , das convergências das integrais em h e dos somatórios das funções de Bessel, de Hankel e das funções circulares $\cos(n\phi)$ e $\sin(n\phi)$, da distância S em que as funções senoidais por partes se sobrepõem na antena, do meio comprimento l destas funções, e da quantidade de termos usados nas funções de expansão.

As integrais em h são integrais no eixo real, onde atenção especial tem que ser dada, buscando a contribuição dos pólos de onda de superfície. A complexidade das expressões tornou inviável o uso de métodos analíticos [17] e [18] no cálculo da contribuição do pólo de onda de superfície. Para se obter a contribuição do integrando na região do pólo, consideram-se pequenas perdas no dielétrico, fazendo-se $\epsilon'_3 = \epsilon_3 (1 + i \operatorname{tg}\delta)$ [16], resultando que $\operatorname{Im}(k_3) > 0$. Este procedimento desloca o pólo do eixo real [1], facilitando a integração numérica. Um valor de $\operatorname{tg}\delta = 0,001$ foi usado, uma vez que testes de convergência mostraram que valores menores aumentam o tempo de processamento sem que se alterem os resultados. O intervalo de integração não é crítico, podendo-se integrar de k_1 a $2\zeta_p - k_1$ [19], onde ζ_p é o valor de h na localização do pólo.

As integrais em h das funções de Green apresentaram convergência dos resultados computando as contribuições dos integrandos de $h = -80k_0$ a

$h \approx 80k_0$ (k_0 é a constante de propagação do espaço livre). A consideração do somatório dos termos das funções acima de n igual a dezesseis teve efeito desprezível nos resultados.

Pozar e Voda [8] constataram no estudo da antena de microfita retangular, alimentada por uma linha de microfita, sobre substrato plano, que as respostas obtidas analiticamente não são extremamente sensíveis a valores de S e d_0 tais que $0,5 \leq S/2d_0 \leq 0,65$, verificando-se que dentro dessa faixa há uma boa concordância com os resultados experimentais. A Fig. 6 mostra a

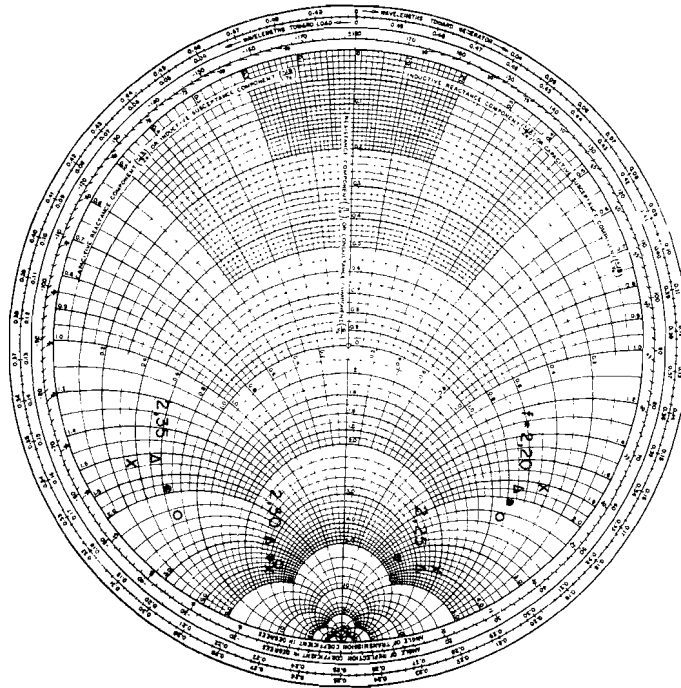


Figura 6. Impedância de entrada de uma antena de microfita "retangular" com $2d_0 = W_0 = 4,02$ cm, alimentada diretamente por uma linha de microfita de largura $W_f = 0,477$ cm, com $r_3 = 2,5$ cm, $r_2 = 2,659$ cm, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_0$, $\epsilon_3 = 2,57\epsilon_0$, nas frequências de 2,20; 2,25; 2,30 e 2,35 GHz, sendo:

- △ calculado para $S / 2d_0 = 0,45$;
- calculado para $S / 2d_0 = 0,55$;
- calculado para $S / 2d_0 = 0,65$;
- x valores medidos [8] para antena com as mesmas dimensões, porém sobre substrato plano.

impedância de entrada para uma antena de forma "retangular", com $2d_0 = W_0 = 4,02$ cm, alimentada diretamente por uma linha de microfita com $W_f = 0,477$ cm, posicionada na interface das regiões 2 e 3 da **Fig. 1**, sendo $r_3 = 2,5$ cm, $r_2 = 2,659$ cm, $\epsilon_3 = 2,57\epsilon_0$ (ϵ_0 é a permissividade do espaço livre), $\epsilon_2 = \epsilon_1 = \epsilon_0$, calculada nas frequências de 2,20; 2,25; 2,30 e 2,35 GHz, para valores de $S / 2d_0$ iguais a 0,45; 0,55 e 0,65. Resultados medidos por Pozar e Voda [8], para a antena sobre substrato plano, também são mostrados. A concordância dos resultados mostra que a frequência de ressonância da antena não é fortemente afetada pela curvatura do substrato.

As **Figuras 7 e 8** apresentam, respectivamente, a resistência e reatância de entrada da antena descrita anteriormente, normalizadas com relação à impedância característica da linha de alimentação, em função da frequência. São considerados os casos sem cobertura, com cobertura dielétrica de espessura $H / 2$ e H , onde $H = r_2 - r_3$, sendo a permissividade elétrica da cobertura, $\epsilon_2 = 2,57\epsilon_0$. Nota-se o efeito da cobertura dielétrica na frequência de ressonância da antena, alterando sensivelmente esta frequência, mesmo para uma espessura de $H / 2$.

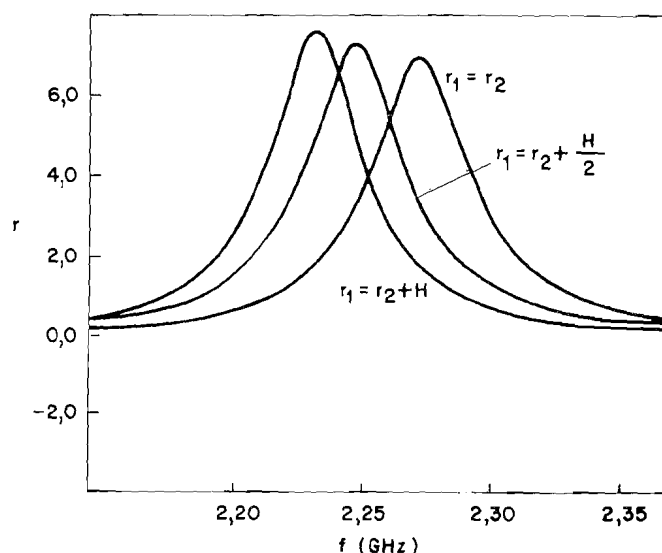


Figura 7. Resistência de entrada, normalizada com relação à impedância característica da linha de alimentação, em função da frequência, para a antena da **Fig. 3**, para valores de cobertura dielétrica de 0, $H / 2$ e H , sendo $H = 0,159$ cm e $\epsilon_2 = 2,57\epsilon_0$. Os cálculos foram feitos com uma relação de $S / 2d_0 = 0,55$.

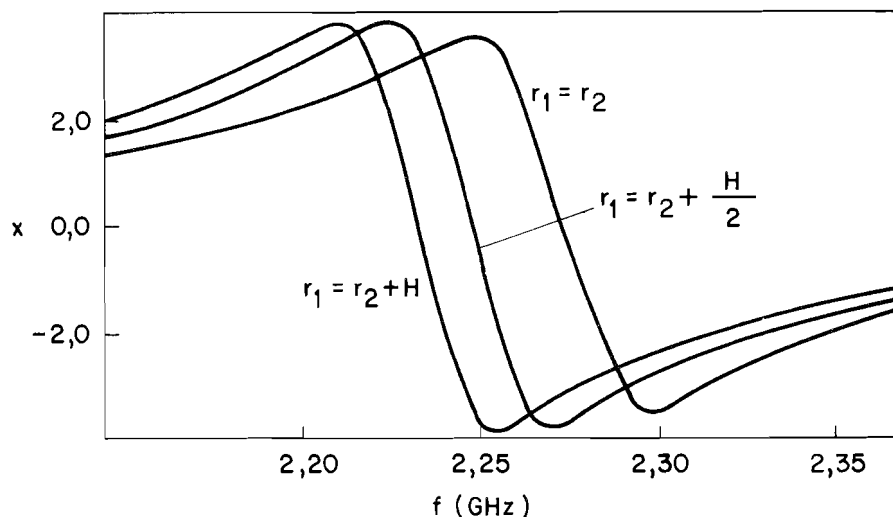


Figura 8. Reatância de entrada, normalizada com relação à impedância característica da linha de alimentação, em função da frequência, para a antena da Fig. 3. Os cálculos foram feitos com uma relação de $S / 2d_0 = 0,55$.

As respostas obtidas apresentam convergências para comprimentos finitos do modo de onda caminhante, L_f (comprimento finito da linha de microfita) acima de $3\lambda_e$. Convergiram também com o uso de oito funções senoidais por partes na região próxima à junção, de meio comprimento $l = 0,05\lambda_e$, três modos pares de domínio completo na direção z e três modos ímpares na direção ϕ . Os números de convergências dos resultados obtidos concordam com os fornecidos por Pozar e Voda [8].

As constantes de propagação da linha de alimentação e as localizações dos pólos da onda de superfície, para as frequências de 2,20; 2,25; 2,30 e 2,35 GHz, para as análises da antena sem cobertura e com cobertura de espessura $H = 0,159$ cm, são dados, respectivamente, nas tabelas 1 e 2.

5. Conclusões

O formalismo das funções de Green diádicas foi utilizado neste trabalho, para se analisar o comportamento dos campos eletromagnéticos em meios divi-

didos em quatro camadas cilíndricas concêntricas, sendo a camada central um condutor perfeito.

Como aplicações da formulação geral, dois casos particulares foram analisados: a linha de microfita infinita sobre substrato cilíndrico circular e a antena de microfita de forma "retangular", alimentada diretamente por uma linha de microfita, também sobre substrato cilíndrico circular. Em ambos os casos, foi examinado o efeito da cobertura dielétrica, seja na constante de propagação do modo fundamental da linha, seja na frequência de ressonância da antena.

Os resultados apresentados neste trabalho mostram que a cobertura dielétrica exerce uma forte influência nas características elétricas dos dispositivos analisados. Notam-se modificações substanciais na frequência de ressonância da antena e na constante de propagação da linha, mesmo considerando uma cobertura com baixo valor de permissividade e espessura muito menor que o comprimento de onda.

É importante observar a não existência de dados experimentais disponíveis, a respeito do efeito da cobertura dielétrica nas características elétricas das antenas de microfita, sobre substratos cilíndricos circulares, para comparação com os resultados deste trabalho. Porém, o uso das potencialidades das funções de Green diádicas e do método dos momentos, nas soluções de problemas eletromagnéticos e o confronto dos resultados numéricos obtidos para a linha de microfita com os de Nakatani e Alexopoulos [4], que mostram uma perfeita concordância quando a espessura da cobertura é reduzida a zero, tornam confiáveis os resultados apresentados.

As análises foram feitas para dielétricos supostos não magnéticos, tais que $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = \mu_0$, onde μ_0 é a permeabilidade do espaço livre.

Referências

- [1] C.T. Tai, "Dyadic Green's Functions in Electromagnetic Theory", Intext Publishers, Scranton, Pennsylvania, 1971.
- [2] C.T. Tai, "Eigen-Function Expansion of Dyadic Green's Functions", Math. Note 28, The University of Michigan Radiation Laboratory, Ann Harbor, Michigan, 1973.

- [3] C.T. Tai, "The Singular Terms in the Eigen-Function Expansion of Dyadic Green's Functions of the Electric Type", The University of Michigan Radiation Laboratory, Ann Arbor, Michigan, 1980.
- [4] A. Nakatani e N.G. Alexopoulos, "Microstrip Circuit Elements on Cylindrical Substrates", IEEE-MTT-S Microwave Theory and Techniques International Symposium Digest, Las Vegas, Estados Unidos, 1987, pp. 739-742.
- [5] R.F. Harrington. "Field Computation by Moment Methods", The Macmillan Company, New York, 1968.
- [6] M.D. Deshpande e M.C. Bailey, "Input Impedance of Microstrip Antennas", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-30, 1982, pp. 645-650.
- [7] D.M. Pozar, "Input Impedance and Mutual Coupling of Rectangular Microstrip Antennas", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-30, 1982, pp. 1191-1196.
- [8] D.M. Pozar e S.M. Voda, "A Rigorous Analysis of a Microstripline Fed Patch Antenna", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-35, 1987, pp. 1343-1350.
- [9] A.J.M. Soares, "Análise da Propagação de Ondas em Meios com Multicamadas Cilíndricas Concêntricas Utilizando-se Funções de Green Diádicas", Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia Elétrica, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, SP, 1986.
- [10] A.H. Mohammadian, "Integral Equation Formulation for Printed Antennas", IEEE Antennas and Propagation Symposium Digest, Estados Unidos, 1987, pp. 606-609.
- [11] S.B.A. Fonseca e A.J. Giarola, "Dyadic Green's Functions and Their Use in the Analysis of Microstrip Antennas", em *Advances in Electronics and Electron Physics*, editado por Peter W. Hawkes, vol. 65, Academic Press, 1985, pp. 1-90.
- [12] F.C. Silva, "Aplicação do Formalismo das Funções de Green Diádicas e do Método dos Momentos, no Estudo dos Elementos de Microfita sobre Substratos Cilíndricos Circulares", Tese de Doutorado, Departamento de Microonda e Óptica, Faculdade de Engenharia Elétrica, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, SP, 1990.

- [13] R.W. Jackson e D.M. Pozar, "Full-Wave Analysis of Microstrip Open-End and Gap Discontinuities", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-33, 1985, pp. 1036-1042.
- [14] F.C. Silva, A.J. Giarola, S.B.A. Fonseca e A.J.M. Soares, "Effect of a Dielectrical Cover in a Microstripline on a Circular Cylindrical Substrate", IEEE Antennas and Propagation Symposium Digest, Dallas, Estados Unidos, 1990, pp. 508-511.
- [15] W.L. Stutzman e G.A. Thiele, "Antenna Theory and Design", Wiley, New York, 1981.
- [16] R.E. Collin, "Field Theory of Guided Waves", McGraw-Hill Book Company, New York, 1960.
- [17] I.E. Rana e N.G. Alexopoulos, "Current Distribution and Input Impedance of Printed Dipoles", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-29, 1981, pp. 99-105.
- [18] A.J.M. Soares, S.B.A. Fonseca e A.J. Giarola, "The Effect of a Dielectric Cover on the Current Distribution and Input Impedance of Printed Dipoles", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-32, 1984, pp. 1149-1153.
- [19] J.R. Mosig, "Les Structures Microruban: Analyse Moyen des Équations Intégrales", Tese de Doutorado nº 511(1983), Departamento de Eletricidade da Escola Politécnica Federal de Lausanne, Suíça, 1984.



FRANKLIN DA COSTA SILVA nasceu em Ingaí, MG, em 1957. Graduou-se em engenharia elétrica pelo Instituto Nacional de Telecomunicações (INATEL) em Santa Rita do Sapucaí, MG, em 1981, recebeu o título de Mestre em engenharia elétrica pela Universidade de Brasília em 1986 e o título de Doutor em engenharia elétrica pela Universidade Estadual de Campinas, SP, em 1990. Seu principal interesse é a utilização de métodos numéricos na solução de problemas de teoria eletromagnética, com ênfase no método dos momentos aplicado à análise de antenas. No momento ele se encontra como Pesquisador Associado e Professor Substituto na Universidade de Brasília.



SÉRGIO BARROSO DE ASSIS FONSECA nasceu em Belo Horizonte, MG, em 1944. Graduou-se em engenharia elétrica pela Pontifícia Universidade Católica de Minas Gerais (PUC/MG), recebeu o título de Mestre em engenharia elétrica pela Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro (PUC/RJ) e o título de Doutor em engenharia elétrica pela Universidade Estadual de Campinas em 1982. Ele é no momento Professor Adjunto e Diretor da Faculdade de Tecnologia da Universidade de Brasília.



ANTONIO JOSÉ MARTINS SOARES nasceu em Belém, Pará, em 1957. Ele se formou Engenheiro Eletricista pela Universidade Federal do Pará em 1980. E concluiu o Mestrado e o Doutorado em Engenharia Elétrica em 1983 e 1986, respectivamente, na Universidade Estadual de Campinas. Atualmente ele é Professor Adjunto na Universidade de Brasília, onde trabalha em pesquisas nas áreas de antenas e propagação, com ênfase no uso do método dos momentos para a solução de problemas eletromagnéticos.



ATTÍLIO JOSÉ GIAROLA nasceu em Jundiaí, SP, em 1930. Ele se formou como Engenheiro Mecânico e Eletricista pela Escola Politécnica da USP, em 1954. Obteve os graus de mestre e doutor pela Universidade de Washington, Seattle, WA, USA em 1959 e 1963, respectivamente. Antes de obter o grau de doutor ele lecionou por vários anos no ITA, São José dos Campos, SP, na Universidade de Seattle e na Universidade de Washington, ambas situadas em Seattle, WA, USA. Em 1962 ele ingressou na Boeing Company em Seattle, WA, USA e foi responsável por pesquisa em detectores infravermelhos e dispositivos de microondas. Esteve de licença por dois anos da Boeing Co. quando assumiu a posição de Professor Associado no ITA e também foi Professor Visitante na Escola Politécnica da USP. Durante este tempo ele foi o Organizador da Primeira Conferência Nacional em Eletrônica no Brasil e conduziu pesquisa em dispositivos de estado sólido. De 1968 a 1974 ele foi Professor Associado de Engenharia Elétrica na Universidade A & M do Texas, com responsabilidades de lecionar e conduzir pesquisa em ondas eletromagnéticas, particularmente em suscetibilidade eletromagnética. Em 1975 ele ingressou na Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP) onde ele tem conduzido pesquisa em dispositivos de microonda e ópticos e em antenas. Ele foi o Coordenador Geral das Faculdades da UNICAMP de 1980 a 1982 e o Coordenador Geral dos Cursos de Pós-Graduação dessa Uni-

versidade de 1975 a 1986. Dr. Giarola foi Presidente da Sociedade Brasileira de Microondas (SBMO), é "Senior Member" do IEEE e membro do Eta Kappa Nu e do Sigma Xi.