PROPRIEDADES DE SUPERFÍCIES SELETIVAS DE FREQÜÊNCIA COM PERDAS DIELÉTRICAS

A. Luiz Pereira de Siqueira Campos[1], A. Gomes d'Assunção[2], M. Antonio Barbosa de Melo[1].
1. Universidade Federal da Paraíba – Departamento de Engenharia Elétrica
Caixa Postal 10105; CEP 58109-090; Campina Grande, PB.
2. Universidade Federal do Rio Grande do Norte
Caixa Postal 1655; CEP: 59072-970; Natal, RN.

RESUMO

A análise de uma estrutura periódica situada entre duas camadas dielétricas anisotrópicas com perdas é apresentada. A estrutura periódica é definida como sendo um arranjo de *patches* do tipo *freestanding*. A análise utiliza o método dos momentos em combinação com o método da imitância para determinar as características de transmissão e de reflexão da estrutura.

1. INTRODUÇÃO

Estruturas periódicas são usadas em diversas aplicações, tais como em filtros de ondas eletromagnéticas [1]–[5]. O anteparo pode ser um arranjo de patches condutores do tipo *freestanding* ou um arranjo colocado entre camadas dielétricas [1]. O objetivo deste trabalho é verificar o efeito produzido pelas perdas dielétricas no espalhamento de ondas eletromagnéticas incidentes na FSS. A estrutura analisada é mostrada na Figura 1.

Nesta análise, o problema do espalhamento eletromagnético é formulado e o método da linha de transmissão equivalente é usado para determinar as componentes da função diádica de Green [5]. O conhecimento destas componentes permite, com o uso do método dos momentos no domínio da transformada de Fourier [2], determinar as características de transmissão e de reflexão da estrutura analisada.

Na próxima seção, a análise será apresentada em maiores detalhes. Resultados numéricos serão apresentados na seção subseqüente. Para efeito de comparação dos resultados, também foi considerada uma estrutura sem perdas dielétricas ($\sigma = 0$). Os resultados deste trabalho foram comparados com os obtidos por outros autores. Por exemplo, uma boa concordância foi observada entre os resultados desta análise e aqueles apresentados em [3].

2. FORMULAÇÃO DO PROBLEMA DE ESPALHAMENTO

A estrutura considerada neste trabalho é mostrada na Figura 1. Ela é composta de um arranjo periódico de *patches* retangulares entre duas camadas dielétricas, que são consideradas anisotrópicas e com perdas.

As camadas dielétricas são caracterizadas por tensores que possuem parâmetros constitutivos complexos. O tensor permissividade para a camada i (i=2, 3; na Figura 1) é dado por [7]

$$\bar{\bar{\varepsilon}}_i = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xxi} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{xxi} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zzi} \end{bmatrix} \qquad (1)$$

onde

$$\varepsilon_{xxi} = \varepsilon_0 \left(\varepsilon'_{xxi} - j\varepsilon''_{xxi}\right)$$

$$\varepsilon_{zzi} = \varepsilon_0 \left(\varepsilon'_{zzi} - j\varepsilon''_{zzi}\right)$$

$$\varepsilon'_{xxi} = \varepsilon_{xxi}$$

$$\varepsilon'_{zzi} = \varepsilon_{zzi}$$

$$\varepsilon''_{xxi} = \varepsilon''_{zzi} = \sigma_i / \omega\varepsilon_0$$

onde ε_{xxi} e ε_{zzi} (i=2,3) são as componentes da permissividade elétrica ao longo das direções x e z (Figura 1), respectivamente; ε_0 é a permissividade elétrica do espaço livre e σ_i é a condutividade do material na camada i (i=2,3).

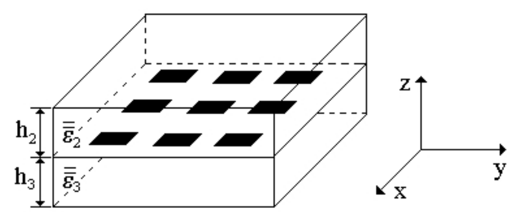

Figura 1. Geometria da estrutura periódica considerada.

Neste trabalho, o método da imitância no domínio espectral, é usado para obter a função diádica de Green [6]. O método dos momentos é então usado para determinar as características de reflexão e transmissão da estrutura analisada, mostrada na Figura 1.

Os campos incidentes na estrutura da Figura 2 são dados por

$$-\begin{bmatrix} E_x^{inc} \\ E_y^{inc} \end{bmatrix} = \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{-\infty}^{\infty} \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{j\omega\varepsilon_0} \begin{bmatrix} k_0^2 - \alpha^2 & -\alpha\beta \\ -\alpha\beta & k_0^2 - \beta^2 \end{bmatrix} \cdot \left[\tilde{Z}\right] \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} e^{j(\alpha x + \beta y)} d\alpha d\beta \qquad (2)$$

Para estender esta formulação para a estrutura dada na Figura 1, é preciso modificar a equação característica dada em (2), substituindo-se a função diádica de Green, por uma nova função, válida para a estrutura considerada [1], [2]. Deste modo, a equação (2) pode ser rescrita como:

$$-\begin{bmatrix}E_x^{inc}\\ E_y^{inc}\end{bmatrix} = \sum_{m=-\infty}^{\infty}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\begin{bmatrix}\tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy}\\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\tilde{J}_x(\alpha_{mn},\beta_{mn})\\ \tilde{J}_y(\alpha_{mn},\beta_{mn})\end{bmatrix} e^{j(\alpha_{mn}x+\beta_{mn}y)} \qquad (3)$$

onde, E_x^{inc} e E_y^{inc} são as componentes do campo elétrico incidente, nas direções x e y (Figura 1), respectivamente. $\tilde{Z}_{xx}$, $\tilde{Z}_{xy}$, $\tilde{Z}_{yx}$ e $\tilde{Z}_{yy}$ são as componentes da função diádica de Green. As variáveis espectrais são dadas por

$$\alpha_m = \frac{2\pi m}{t_x} + k_0\,\mathrm{sen}(\theta)\cos(\phi) \qquad (4)$$

$$\beta_n = \frac{2\pi n}{t_y} + k_0\,\mathrm{sen}(\theta)\,\mathrm{sen}(\phi) \qquad (5)$$

sendo que t_x e t_y são os períodos das células nas direções x e y, respectivamente, θ e ϕ são os ângulos de incidência e k_0 é o número de onda do espaço livre.

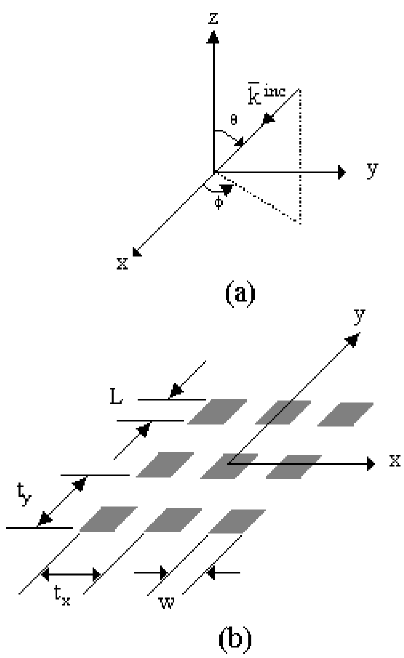

Figura 2 . Geometria de uma FSS. (a) Onda plana incidente. (b) FSS *freestanding*.

As componentes da função diádica de Green são obtidas como

$$\begin{bmatrix}\tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy}\\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy}\end{bmatrix} = \frac{1}{\alpha^2+\beta^2}\begin{bmatrix}\beta^2\tilde{Z}^{TM}+\alpha^2\tilde{Z}^{TE} & \alpha\beta\left[\tilde{Z}^{TE}-\tilde{Z}^{TM}\right]\\ \alpha\beta\left[\tilde{Z}^{TE}-\tilde{Z}^{TM}\right] & \beta^2\tilde{Z}^{TE}+\alpha^2\tilde{Z}^{TM}\end{bmatrix} \qquad (6)$$

onde

$$\tilde{Z}^{TM,TE} = \frac{1}{Y_+^{e,h} + Y_-^{e,h}}$$

$$Y_{0i}^{TE} = \frac{\gamma_{hi}}{j\omega\mu_0} \quad ; \quad Y_{0i}^{TM} = \frac{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{xxi}}{\gamma_{ei}}$$

$$\gamma_{ei} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{xxi}}{\varepsilon_{zzi}}\left(\alpha_{mn}^2 + \beta_{mn}^2 - \omega^2\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_{zzi}\right)}$$

$$\gamma_{hi} = \sqrt{\alpha_{mn}^2 + \beta_{mn}^2 - \omega^2\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_{xxi}}$$

$$Y_+^e = \frac{j\omega\varepsilon_0[\gamma_0\varepsilon_{xx2}^2 + \varepsilon_{xx2}\gamma_{e2}\coth(\gamma_{e2}h_2)]}{\gamma_{e2}^2 + \varepsilon_{xx2}\gamma_0\gamma_{e2}\coth(\gamma_{e2}h_2)}$$

$$Y_-^e = \frac{j\omega\varepsilon_0[\gamma_0\varepsilon_{xx3}^2 + \varepsilon_{xx3}\gamma_{e3}\coth(\gamma_{e3}h_3)]}{\gamma_{e3}^2 + \varepsilon_{xx3}\gamma_0\gamma_{e3}\coth(\gamma_{e3}h_3)}$$

$$Y_+^h = \frac{\gamma_{h2}^2 + \gamma_0\gamma_{h2}\coth(\gamma_{h2}h_2)}{\gamma_0 + \gamma_{h2}\coth(\gamma_{h2}h_2)}$$

$$Y_-^h = \frac{\gamma_{h3}^2 + \gamma_0\gamma_{h3}\coth(\gamma_{h3}h_3)}{\gamma_0 + \gamma_{h3}\coth(\gamma_{h3}h_3)}$$

As componentes transversais dos campos incidentes nas superfícies condutoras são obtidas dos potenciais incidentes em cada uma das regiões dielétricas, mostradas na Figura 3.

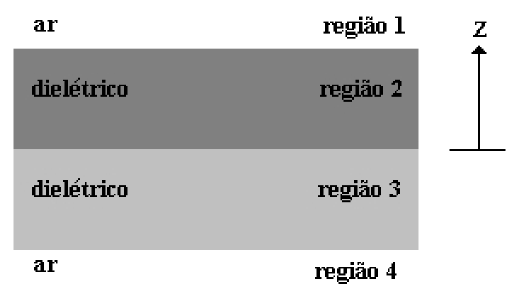

Figura 3. Regiões nas quais os campos incidentes são determinados.

Impondo-se as condições de continuidade apropriadas para cada interface dielétrica, mostrada na Figura 3, obtém-se as seguintes expressões para os campos incidentes nas superfícies condutoras para os modos TE e TM, respectivamente.

$$\begin{bmatrix}E_x^{inc}\\ E_y^{inc}\end{bmatrix} = j(F_1+F_2)e^{j\alpha_0 x}e^{j\beta_0 y}\begin{bmatrix}-\beta_0\\ \alpha_0\end{bmatrix} \quad \text{(modos TE)} \qquad (7)$$

$$\begin{bmatrix}E_x^{inc}\\ E_y^{inc}\end{bmatrix} = j\frac{\bar{\gamma}_i}{\omega\varepsilon_0}(F_1-F_2)e^{j\alpha_0 x}e^{j\beta_0 y}\begin{bmatrix}\alpha_0\\ \beta_0\end{bmatrix} \quad \text{(modos TM)} \qquad (8)$$

onde,

$$F_1 = \frac{\gamma_0[e^{\gamma_0 h_1}/\mathrm{senh}(\gamma_1 h_1)][\bar{\gamma}_2^2 + \gamma_0\bar{\gamma}_1 + (\gamma_0+\bar{\gamma}_1)\bar{\gamma}_2\coth(\gamma_2 h_2)]}{D}$$

$$F_2 = \frac{-\gamma_0[e^{\gamma_0 h_1}/\mathrm{senh}(\gamma_1 h_1)][\bar{\gamma}_2^2 - \gamma_0\bar{\gamma}_1 + (\gamma_0-\bar{\gamma}_1)\bar{\gamma}_2\coth(\gamma_2 h_2)]}{D}$$

$$D=\left(\gamma_0^2+\bar{\gamma}_1^2\right)\bar{\gamma}_2\coth(\gamma_2 h_2)+\left(\gamma_0^2+\bar{\gamma}_2^2\right)\bar{\gamma}_1\coth(\gamma_1 h_1)+\left(\bar{\gamma}_1^2+\bar{\gamma}_2^2\right)\gamma_0$$
$$+2\gamma_0\bar{\gamma}_1\bar{\gamma}_2\coth(\gamma_1 h_1)\coth(\gamma_2 h_2)$$

$$\gamma_i=\begin{cases}\gamma_{h1}\rightarrow & \text{Modos TE}\\ \gamma_{ei}\rightarrow & \text{Modos TM}\end{cases}$$

$$\bar{\gamma}_i=\begin{cases}\gamma_{hi}\rightarrow & \text{Modos TE}\\ \dfrac{\gamma_{ei}}{\varepsilon_{xxi}}\rightarrow & \text{Modos TM}\end{cases}$$

A substituição das expressões dos campos incidentes e das componentes da função diádica de Green na equação (3), expressa em termos da densidade de corrente induzida, permite resolver o problema do arranjo periódico colocado em um meio dielétrico heterogêneo (Figura 1).

Os coeficientes de reflexão e transmissão são expressos como [2], [5]

$$R_{mn}^{TE}=\frac{j\left(\beta_{mn}\left(\tilde{E}_{xt}^{s}(\alpha_{mn},\beta_{mn})+\tilde{E}_x^{r}\delta_{mn}\right)-\alpha_{mn}\left(\tilde{E}_{yt}^{s}(\alpha_{mn},\beta_{mn})+\tilde{E}_y^{r}\delta_{mn}\right)\right)}{\alpha_{mn}^2+\beta_{mn}^2} \tag{9}$$

$$R_{mn}^{TM}=\frac{-\left(\alpha_{mn}\left(\tilde{E}_{xt}^{s}(\alpha_{mn},\beta_{mn})+\tilde{E}_x^{r}\delta_{mn}\right)+\beta_{mn}\left(\tilde{E}_{yt}^{s}(\alpha_{mn},\beta_{mn})+\tilde{E}_y^{r}\delta_{mn}\right)\right)}{(\alpha_{mn}^2+\beta_{mn}^2)\gamma_{mn}/\omega\varepsilon_0} \tag{10}$$

$$T_{mn}^{TE}=\frac{j\left(\beta_{mn}\left(\tilde{E}_{xb}^{s}(\alpha_{mn},\beta_{mn})+\tilde{E}_x^{t}\delta_{mn}\right)-\alpha_{mn}\left(\tilde{E}_{yb}^{s}(\alpha_{mn},\beta_{mn})+\tilde{E}_y^{t}\delta_{mn}\right)\right)}{\alpha_{mn}^2+\beta_{mn}^2} \tag{11}$$

$$T_{mn}^{TM}=\frac{-\left(\alpha_{mn}\left(\tilde{E}_{xb}^{s}(\alpha_{mn},\beta_{mn})+\tilde{E}_x^{t}\delta_{mn}\right)+\beta_{mn}\left(\tilde{E}_{yb}^{s}(\alpha_{mn},\beta_{mn})+\tilde{E}_y^{t}\delta_{mn}\right)\right)}{(\alpha_{mn}^2+\beta_{mn}^2)\gamma_{mn}/\omega\varepsilon_0} \tag{12}$$

onde

$$\gamma_{mn}=\sqrt{\alpha_{mn}^2+\beta_{mn}^2-k_0^2}\qquad \text{e}\qquad \delta_{mn}=\begin{cases}1 & \text{se } m=n=0\\ 0 & \text{se } m\neq n\end{cases}$$

Os campos espalhados no topo (t) e na base (b) da estrutura, mostrada na Figura 1, devido aos campos incidentes, são dados por

$$\begin{bmatrix}\tilde{E}_{xt,b}^{s}\\ \tilde{E}_{yt,b}^{s}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\tilde{Z}_{xxt,b} & \tilde{Z}_{xyt,b}\\ \tilde{Z}_{yxt,b} & \tilde{Z}_{yyt,b}\end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix}\tilde{J}_x\\ \tilde{J}_y\end{bmatrix} \tag{13}$$

Os campos refletidos e transmitidos, são obtidos como

Modos TE:

$$\begin{bmatrix}\tilde{E}_x^{r}\\ \tilde{E}_y^{r}\end{bmatrix}=\frac{j}{2}\left[\left(1-\frac{\gamma_{h1}}{\gamma_0}\right)e^{\gamma_{h1}h_1}F_1+\left(1+\frac{\gamma_{h1}}{\gamma_0}\right)e^{-\gamma_{h1}h_1}F_2\right]\begin{bmatrix}-\beta_0\\ \alpha_0\end{bmatrix} \tag{14}$$

$$\begin{bmatrix}\tilde{E}_x^{t}\\ \tilde{E}_y^{t}\end{bmatrix}=\frac{j}{2}\left[\left(1+\frac{\gamma_{h1}}{\gamma_{h2}}\right)\left(F_1e^{-\gamma_{h2}h_2}+F_2e^{\gamma_{h2}h_2}\right)\right.$$
$$\left.+\left(1-\frac{\gamma_{h1}}{\gamma_{h2}}\right)\left(F_2e^{-\gamma_{h2}h_2}+F_1e^{\gamma_{h2}h_2}\right)\right]\begin{bmatrix}-\beta_0\\ \alpha_0\end{bmatrix} \tag{15}$$

Modos TM:

$$\begin{bmatrix}\tilde{E}_x^{r}\\ \tilde{E}_y^{r}\end{bmatrix}=-\frac{\gamma_0}{2\omega\varepsilon_0}\left[\left(1-\frac{\bar{\gamma}_{e1}}{\gamma_0}\right)e^{\gamma_{e1}h_1}F_1+\left(1+\frac{\bar{\gamma}_{e1}}{\gamma_0}\right)e^{-\gamma_{e1}h_1}F_2\right]\begin{bmatrix}\alpha_0\\ \beta_0\end{bmatrix} \tag{16}$$

$$\begin{bmatrix}\tilde{E}_x^{t}\\ \tilde{E}_y^{t}\end{bmatrix}=-\frac{\gamma_0}{2\omega\varepsilon_0}\left[\left(1+\frac{\bar{\gamma}_{e1}}{\bar{\gamma}_{e2}}\right)\left(F_1e^{-\gamma_{e2}h_2}+F_2e^{\gamma_{e2}h_2}\right)\right.$$
$$\left.+\left(1-\frac{\bar{\gamma}_{e1}}{\bar{\gamma}_{e2}}\right)\left(F_2e^{-\gamma_{e2}h_2}+F_1e^{\gamma_{e2}h_2}\right)\right]\begin{bmatrix}\alpha_0\\ \beta_0\end{bmatrix} \tag{17}$$

Substituindo-se (14) a (17) em (9) a (12), as expressões para os coeficientes de reflexão e transmissão, para a estrutura da Figura 1, são então determinados.

3. RESULTADOS NUMÉRICOS

Para efeito de comparação de resultados foi considerada a estrutura mostrada na Figura 1. Os resultados obtidos para a estrutura sem perdas ($\sigma_1 = \sigma_2 = 0$) foram comparados com aqueles obtidos em [3]. Como se pode observar, os resultados desta análise mostram uma ótima concordância com os apresentados em [3].

A Figura 5 mostra os resultados obtidos para a potência refletida, transmitida e dissipada, para a estrutura da Figura 1. Na obtenção de resultados, as camadas foram consideradas como constituídas de materiais anisotrópicos uniaxiais, como o pyrolytic boron nitride (PBN). A condutividade, nas duas camadas dielétricas anisotrópicas (Figura 1), foi considerada igual a 10^{-5} S/cm.

O efeito da condutividade é mostrado na Figura 6. Foram obtidas diversas curvas para a potência refletida, versus freqüências, para diversos valores da condutividade elétrica, σ.

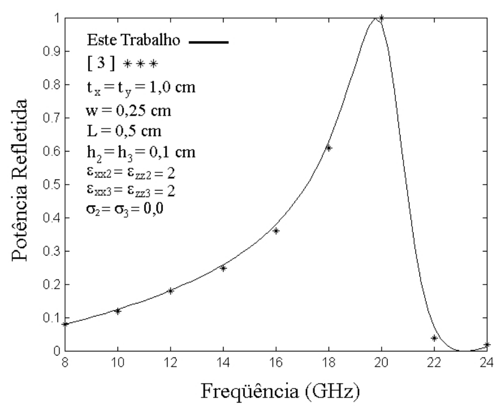

Figura 4. Comparação entre os resultados deste trabalho e os de[3].

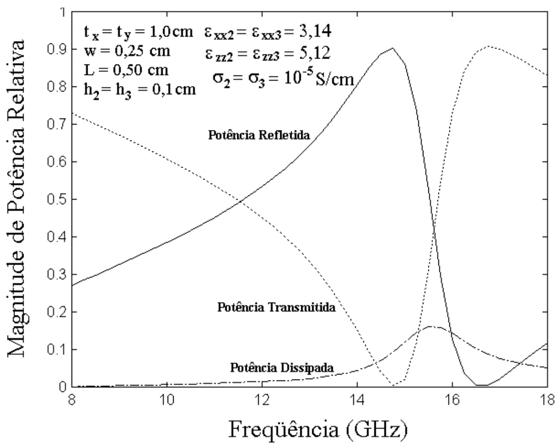

Figura 5. Curvas das potências refletida, transmitida e dissipada, versus freqüência.

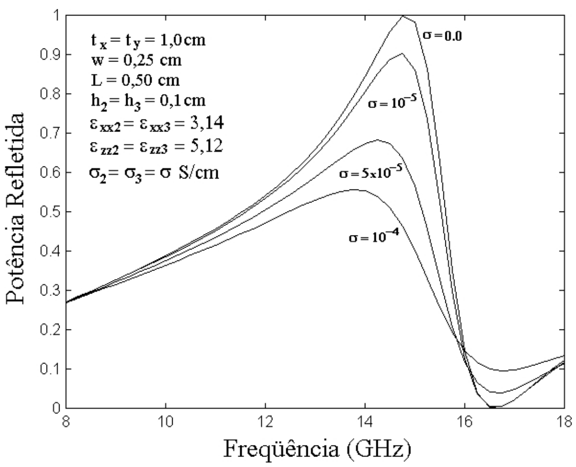

Figura 6. Curvas da potência refletida para diversos valores da condutividade elétrica, σ.

4. CONCLUSÕES

As características de transmissão e de reflexão, de uma estrutura periódica de *patches* condutores, colocada entre camadas dielétricas anisotrópicas com perdas, foram analisadas no domínio espectral. Os resultados numéricos foram obtidos em função das dimensões físicas e das características dos materiais dielétricos usados na estrutura. A inclusão da ocorrência de perdas dielétricas na análise, é importante, pois permite obter resultados mais precisos, indispensáveis em aplicações práticas em altas freqüências.

5. REFERÊNCIAS

[1] R. Mittra, C. H. Chan e T. Cwik, "Techniques for analyzing frequency selective surfaces – a review", *IEEE Proceedings*, Vol. 76, (1988), 1593-1616.

[2] T. K. Wu, *Frequency selective surfaces and grid array*, John Wiley and Sons, 1995.

[3] T. F. Eibert, J. L. Volakis, D. R. Wilton e D. R. Jackson, "Hybrid FE/BI modeling of 3-D doubly periodic structures utilizing triangular prismatic elements and an MPIE formulation accelerated by the Ewald transformation", *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. AP-47, (1999), 843-849.

[4] A. L. P. S. Campos, A. G. d'Assunção e L. M. de Mendonça, "Analysis of frequency selective surfaces on anisotropic substrates"; *Proc. 1999 SBMO/IEEE MTT-S Int. Microwave and Optoelectronics Conf.*, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, (1999), 173-176.

[5] A. L. P. S. Campos, "Superfícies seletivas de freqüência sobre substratos dielétricos anisotrópicos uniaxiais", Dissertação de Mestrado, (1999), Universidade Federal do Rio Grande do Norte, Natal, RN, Brasil.

[6] T. Itoh, "Spectral domain immitance approach for dispersion characteristics of generalized printed transmission lines", *IEEE Trans.Microwave Theory Tech.*, MTT-28, (1980), 733-736.

[7] J.R.S. Oliveira, A.G. d'Assunção e F.J.V. Sousa, "Microstrip patch antennas on uniaxial anisotropic substrates with several optical axis orientations", *Proc. 1997 SBMO/IEEE MTT-S Int. Microwave and Optoelectronics Conf.*, Natal, RN, Brasil, Vol. 1, (1997), 297-302.