

Determinação experimental da permissividade e da permeabilidade para uma rede de anéis ressonantes num guia de onda na banda-X

Joaquim P. Leite Neto¹, Joaquim Jose Barroso², Pedro José de Castro e Antonio Tomaz²

¹ Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais INPE- São José dos campos- S.P

² Instituto Tecnológico da Aeronáutica (ITA)

12228-900 São José dos campos, S.P

Resumo—A permeabilidade e a permissividade de um metamaterial anisotrópico formado por um arranjo periódico de anéis ressonantes, inseridos num guia de onda retangular que é excitado por sondas magnéticas, são determinadas experimentalmente. É mostrado que uma alta transmissão pode ser atingida abaixo da frequência de corte do guia e que dependendo da intensidade do acoplamento sonda magnética-anéis ressonantes a transmissão comporta-se como uma linha CRLH balanceada ou como uma linha puramente LH.

Palavras-chave—anéis ressonantes, guia de onda carregado, sondas magnéticas.

I INTRODUÇÃO

Experimentos sobre a propagação e transmissão de ondas eletromagnéticas em guias de onda carregados com metamateriais anisotrópicos magnéticos (arranjos periódicos de ressoadores de anéis repartidos, denominados SRRs, por exemplo) têm propiciado o desenvolvimento de guias de onda de subcomprimento de onda, ressoadores, filtros, etc. No primeiro trabalho relevante nessa área, Marques [1] mostrou que em um guia de onda carregado com um arranjo de ressoadores SRRs [2] uma onda regressiva propagava-se em um estreito intervalo de frequência e abaixo da frequência de corte do modo fundamental TE_{10} do guia de onda vazio. Esse fenômeno contra-intuitivo foi atribuído à permeabilidade negativa introduzida no meio pelos anéis repartidos, em conjunção com a permissividade elétrica negativa fornecida pelo guia de onda em frequências abaixo da de corte. Nos experimentos de Marques e no de Hrabar [3] a transmissão de subcomprimento de onda obtida atingia um máximo de -20 dB numa banda de passagem centrada ao redor da frequência de ressonância magnética. A excitação do guia carregado era feita por meio de sondas coaxiais conectadas a junções de guias de onda retangulares. Outros experimentos se seguiram para intensificar o nível de transmissão abaixo do corte. Carbonell [4] usou sonda coaxial direta dentro do guia de onda evanescente, com a sonda curto-circuitando o braço do anel ressonante (no caso, um anel quadrado) que continha a fenda. As perdas na transmissão foram minimizadas a 4 dB.

Neste trabalho usamos sondas magnéticas para excitar o guia carregado e estudamos os efeitos do fraco e forte acoplamento sonda-SRR através de um procedimento de recuperação dos parâmetros constitutivos ϵ e μ e dos parâmetros que descrevem a propagação, como o índice de refração n e a impedância de onda Z .

Todos os experimentos foram implementados carregando-se um guia de onda retangular com um arranjo periódico de seis SRRs, com forma e parâmetros geométricos exibidos na Fig.1(a). O arranjo é colocado no plano de simetria de um guia de onda padrão WR90 de área de seção transversal $2,29 \times 1,02 \text{ cm}^2$ (banda X) e frequência de corte de 6,55 GHz [Fig. 1(b)].

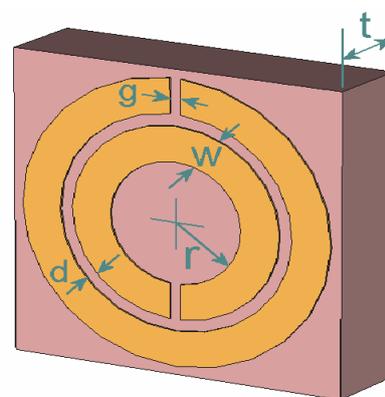
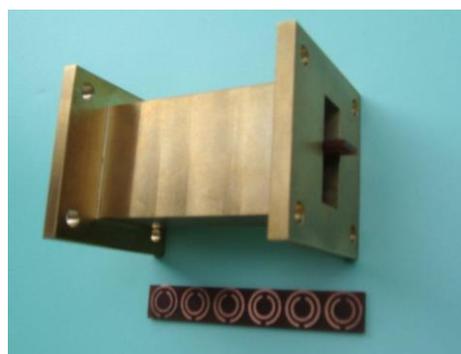


Fig. 1 Vista de um SRR usado nos experimentos com parâmetros: $d = 0,75 \text{ mm}$, $w = 0,75 \text{ mm}$, $t = 1,6 \text{ mm}$, $r = 2,25 \text{ mm}$, $g = 1,13 \text{ mm}$, $a = 10,2 \text{ mm}$, e substrato com $\epsilon = 3,2$.



(b)

Fig.2 Guia de onda WR90 carregado com seis SRRs.

II TÉCNICA DE RECUPERAÇÃO DOS PARÂMETROS CONSTITUTIVOS

Dos parâmetros de espalhamento medidos podem-se determinar as propriedades eletromagnéticas do metamaterial inserido no guia de onda retangular com modo de propagação TE_{10} . Em termos dos coeficientes de

transmissão T e de reflexão Γ , os parâmetros S complexos podem ser escritos como [5,6]:

$$S_{11} = \frac{\Gamma(1-T^2)}{1-\Gamma^2 T^2} ; \quad S_{21} = \frac{T(1-\Gamma^2)}{1-\Gamma^2 T^2} \quad (1)$$

O coeficiente de reflexão na interface estrutura-espaço livre é dado por

$$\Gamma = \kappa \pm \sqrt{\kappa^2 - 1}, \quad (2)$$

com

$$\kappa = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2 S_{11}}$$

O coeficiente de transmissão ao longo da estrutura é escrito como:

$$T = \frac{S_{11} + S_{21} - \Gamma}{1 - (S_{11} + S_{21})\Gamma} \quad (3)$$

A impedância do guia carregado recuperada dos parâmetros S é dada por:

$$Z = \frac{(1+S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1-S_{11})^2 - S_{21}^2} \quad (4)$$

Em termos do coeficiente de reflexão, Z é dada por:

$$Z = \frac{1+\Gamma}{1-\Gamma} \quad (5)$$

O índice de refração n pode ser recuperado tendo em vista que

$$T = e^{-i\beta_0 n d}, \quad \beta_0 = \frac{2\pi f}{c} \quad (6)$$

onde β_0 é o número de onda no espaço livre e d é comprimento do arranjo de SRRs, c é a velocidade da luz no espaço livre. Segue que

$$n = \frac{1}{\beta_0 d} [\pm (\ln T)'' \pm 2\pi m - j (\ln T)'], \quad (7)$$

$$m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

com m sendo um inteiro denotando os índices de ramo da função logarítmica com $(\ln T)'$ e $(\ln T)''$ representando as partes real e imaginária da função logarítmica da transmissão, respectivamente. De (7), vem que o comprimento de onda guiado no meio metamaterial é dado por:

$$\frac{1}{\lambda_g} = \frac{j}{2\pi d} \ln(T) \quad (8)$$

Os parâmetros constitutivos podem ser recuperados usando-se a relação entre impedância e a permeabilidade:

$$Z = \frac{j\omega\mu_0\mu_r}{\beta_z} \quad (9)$$

onde

$$\beta_z = j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r \mu_r - \mu_r \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2} \quad (10)$$

com λ_0 e λ_c correspondendo respectivamente ao comprimento de onda no espaço livre e o comprimento de

corde do guia vazio e ϵ_r e μ_r são os parâmetros constitutivos relativos do metamaterial. A constante de propagação β_z leva em conta a anisotropia do material e supõe que na direção de propagação a permeabilidade magnética é igual à do vácuo, o que é comprovado em outros experimentos [6]. De (5)-(10) é imediato estabelecer que:

$$\mu_r = \frac{\lambda_{0g}}{\lambda_g} \frac{1+\Gamma}{1-\Gamma} \quad (11)$$

$$\epsilon_r = \frac{\left(\frac{2\pi}{\lambda_g}\right)^2 + \mu_r \beta_{0x}^2}{\mu_r \beta_0^2} \quad (12)$$

onde $\beta_{0x} = \frac{\pi}{a}$, $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ e $\lambda_{0g} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_c^2}}}$ é o comprimento de onda guiado no guia de onda vazio.

III RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÕES

Primeiramente ambas as extremidades do guia de onda carregado foram conectadas simetricamente a adaptadores coaxiais de guia de onda, através dos quais os sinais de entrada e saída foram injetados e detectados por um analisador de rede vetorial Agilent N5230C [Fig. 3]. Os resultados [Fig. 4] mostram que a primeira banda de passagem, de natureza LH, ocorre ao redor de $f \sim 3,45$ GHz, mas a transmissão é muito fraca para aplicações práticas ($S_{21} \sim -45$ dB), o que concorda com os resultados de Marques e Hrabar.

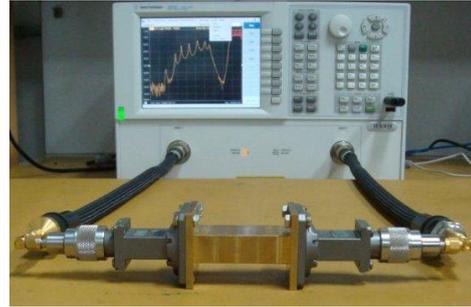


Fig.3 Montagem para medir a banda de transmissão do guia de onda carregado com o arranjo de SRRs usando adaptadores coaxiais de guia de onda.

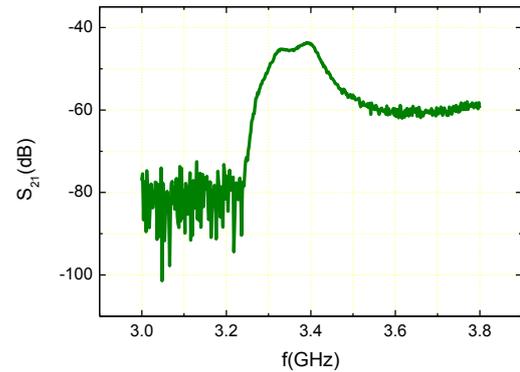


Fig. 4 A banda de transmissão para o guia de onda carregado com um arranjo periódico de 6 SRRs medida com adaptadores coaxiais de guias de onda.

Para realçar a banda de transmissão resultante do efeito de ressonância magnética, ao invés de transições coaxiais, um par de sondas magnéticas é usado para excitar e detectar o sinal propagante [Fig. 5]. As magnitudes e fases dos coeficientes de transmissão S_{21} e de reflexão S_{11} são obtidas para duas configurações características: a) fraco acoplamento entre a sonda e os SRRs; b) forte acoplamento e são exibidas nas Figs. 6 e 7.

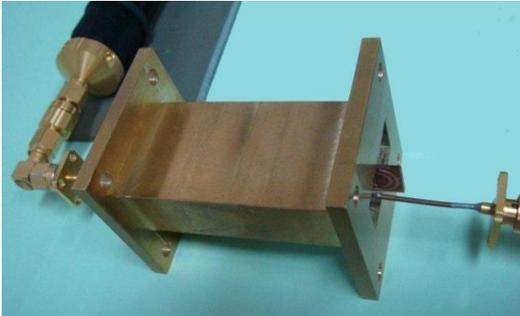


Fig. 5 Experimento para determinar a banda de transmissão originada por ressonância magnética usando-se duas sondas magnéticas.

Na Fig. 6 observa-se que no caso do acoplamento mais fraco, uma transmissão máxima ($S_{21} \sim 0,22$) é obtida em $f \sim 3,32$ GHz ao passo que no caso do acoplamento mais forte a frequência de ressonância é levemente reduzida ($f \sim 3,28$ GHz) e a banda de transmissão é mais larga e S_{21} atinge $\sim 0,56$.

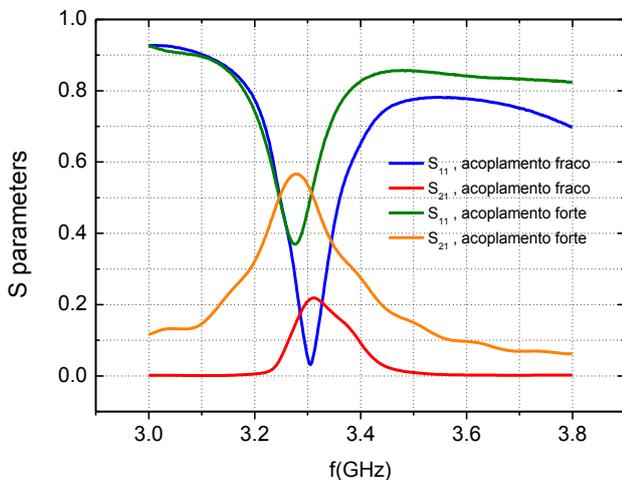


Fig. 6 Magnitudes dos parâmetros de espalhamento de reflexão (S_{11}) e transmissão (S_{21}) medidas usando as sondas magnéticas descritas na Fig.5 do guia de onda carregado com os seis SRRs.

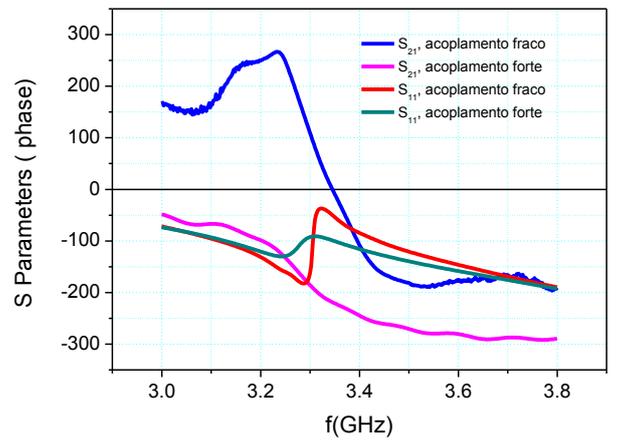


Fig. 7 A fase desembrulhada medida dos coeficientes de transmissão e de reflexão correspondentes à resposta magnética do arranjo periódico de seis SRRs inseridos no guia de onda.

Para analisar o tipo de transmissão constrói-se um diagrama de dispersão ω vs β obtido dos parâmetros S . Na Fig. 8 fica demonstrado que, no caso de fraco acoplamento a propagação é regressiva para $f \lesssim 3,32$ GHz e progressiva para frequências superiores. Não existe nenhum gap entre o modo progressivo e o modo regressivo, o que indica que esta estrutura é semelhante a uma linha de transmissão CRLH balanceada como descrita nos trabalhos de Caloz [7] e Tang [8]. A frequência de coalescência dos modos é $f_0 \sim 3,32$ GHz. Se o acoplamento é mais intenso o diagrama de dispersão revela que o comportamento CRLH balanceado desaparece e a linha é puramente LH. (left-handed).

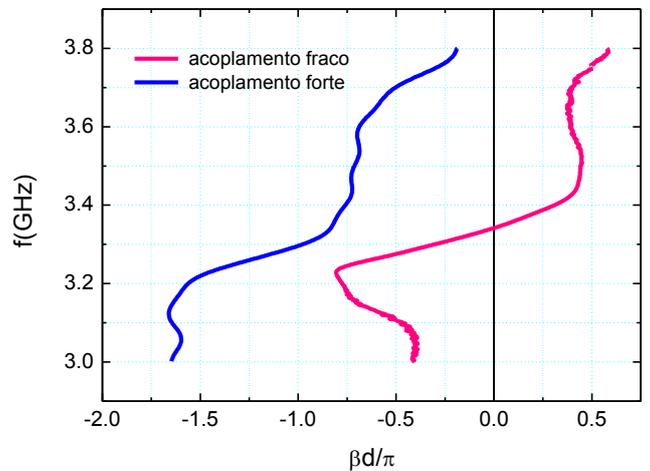


Fig. 8 Diagrama de dispersão para o arranjo de SRRs inserido no guia de onda WR90.

O índice de refração recuperado é mostrado na Fig. 9. No caso de forte acoplamento a parte real do índice é negativa em todo o intervalo estudado ($f \sim 3,0 - 3,8$ GHz), evidenciando a refração negativa, com valores variando no intervalo $-1,3 \lesssim n_r \lesssim -0,25$ ao passo que no acoplamento fraco o índice de refração real é negativo apenas em frequências $f \lesssim 3,32$ GHz e toma valores no intervalo $-1,25 \lesssim n_r \lesssim 0,67$. As partes imaginárias do índice de refração mostram que o forte acoplamento leva a uma

dissipação muito menor da energia sendo transportada no sistema.

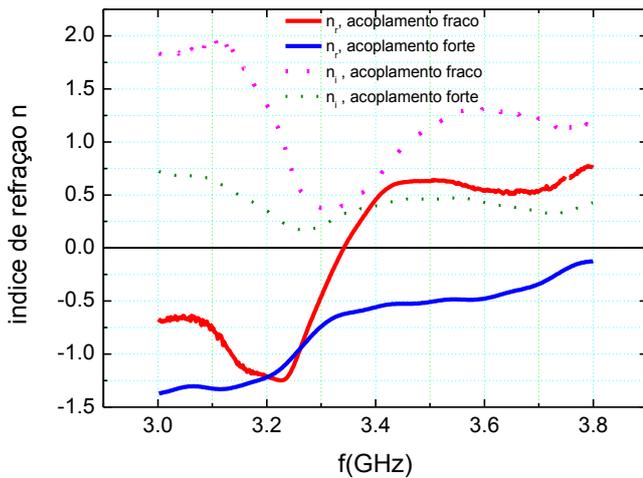


Fig. 9 Índice de refração extraído dos parâmetros de espalhamento medidos no guia de onda carregado. As linhas sólidas referem-se à parte real n_r e as linhas pontilhadas à parte imaginária n_i . Os mínimos de n_i correspondem à faixa de maior transmissão, como seria esperado.

Na Fig.10 a permeabilidade magnética extraída mostra uma parte real negativa em praticamente todo o intervalo de frequências tanto nos casos de acoplamentos fraco e forte. Embora no caso de fraco acoplamento tenhamos valores negativos maiores na faixa de frequências entre 3,0 e 3,2 GHz, na prática isso nada significa uma vez que a transmissão nessas frequências é desprezível (veja Fig. 6) Nota-se também que na região de maior transmissão, entre 3,2 e 3,4 GHz, a permeabilidade tem aproximadamente os mesmos valores, para acoplamento sonda-SRR fraco ou forte, o que é indicativo de que ela não depende fortemente da intensidade do campo magnético incidente.

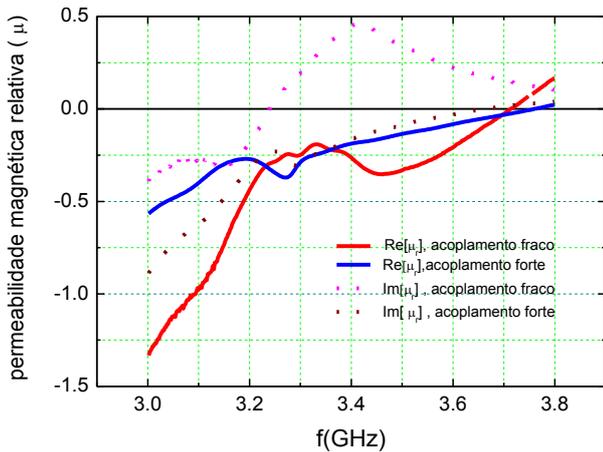


Fig. 10 Permeabilidade magnética extraída dos parâmetros S medidos. As linhas sólidas referem-se à parte real e as pontilhadas à parte imaginária.

A permissividade elétrica (ϵ_r) do arranjo periódico dos SRRs é negativa apenas na região ao redor da frequência de ressonância magnética ($f \sim 3,2 - 3,3 \text{ GHz}$) e é mais intensa no caso do fraco acoplamento, conforme mostrado na

Fig.11. No intervalo de frequências $3,3 \leq f \leq 3,7 \text{ GHz}$ obtém-se $\epsilon_r > 0$ tanto para o acoplamento forte quanto o fraco. Desde que a permeabilidade magnética (μ_r) é negativa no referido intervalo (Fig.10) não existiria parte real negativa do índice de refração, mas já mostramos que no acoplamento forte $n_r < 0$, como demonstrado na Fig.9. A explicação é dada tanto nos trabalhos de Zhou [9] como por Zhang [10].

Zhou [9] mostra que em materiais dissipativos é possível que a parte real do índice de refração (n_r) seja negativa sem que as partes reais da permissividade (ϵ_r) e da permeabilidade (μ_r) sejam simultaneamente negativas. Isto acontece se as partes imaginárias de ϵ_r e μ_r são suficientemente grandes. Lembrando que num material dissipativo $n = n' + i n''$, $\epsilon = \epsilon' + i \epsilon''$, $\mu = \mu' + i \mu''$, que $n = \epsilon Z$ e $Z = \sqrt{\mu/\epsilon}$, obtém-se $n' = \epsilon' Z' - \epsilon'' Z''$ com $Z = \sqrt{(\mu' \epsilon' + \frac{\mu'' \epsilon''}{\epsilon^2}) + i (\mu'' \epsilon' - \mu' \epsilon'' / \epsilon^2)}$,

portanto é possível obter-se $n_r < 0$ contanto que $\epsilon'' Z'' > \epsilon' Z'$. Na Fig. 12 é vista a função $\epsilon'' Z'' - \epsilon' Z'$ em função da frequência e confirma-se que no caso de fraco acoplamento a propagação é regressiva apenas no intervalo de frequências mais baixas ($f < 3,32 \text{ GHz}$), enquanto que para o acoplamento forte a propagação é regressiva em todo o intervalo estudado.

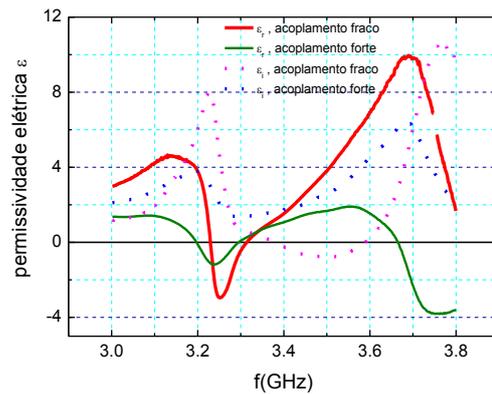


Fig.11 Permissividade elétrica extraída dos parâmetros de espalhamento medidos.

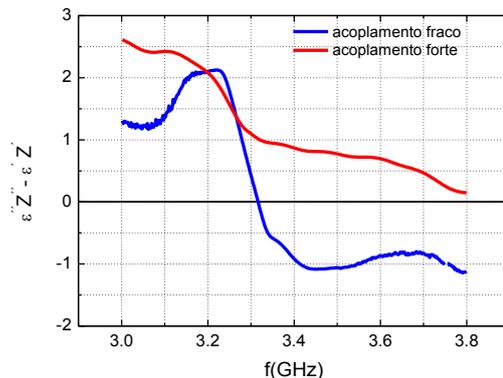


Fig. 12 Condição de Zhou [9] para a propagação de ondas regressivas. Todas as regiões com valor positivo referem-se à propagação regressiva

IV CONCLUSÕES

Determinou-se experimentalmente a permeabilidade e a permissividade de uma estrutura de anéis ressonantes inseridos num guia de onda retangular WR90 num intervalo de frequências 3,0 ~3,8 GHz que contém a frequência de ressonância magnética dos anéis, abaixo da frequência de corte do guia de onda. Constatou-se que a excitação por sonda magnética intensifica fortemente a transmissão LH (left-handed) e que, dependendo da intensidade do acoplamento, a transmissão pode ser equivalente à de uma linha CRLH balanceada (acoplamento fraco) ou uma linha puramente LH (acoplamento forte). Observou-se também uma refração negativa mesmo no intervalo de frequências em que a permissividade elétrica é positiva.

REFERÊNCIAS

- [1] R. Marques, J. Martel, F. Mesa, e F. Medina, "Left handed media simulation and transmission of EM waves in sub-wavelength splitting-resonator-loaded metallic waveguides", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, nº 18, art. ID, 183901, 2002
- [2] J.B.Pendry, A. J. Holden, D. J. Hobbins e W. J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhance nonlinear phenomena", *IEEE Trans. Theory Tech.*, vol. 47, pp. 2075, Nov 1999
- [3] S. Hrabar, J. Bartolic, Sipus, Z., "Waveguide miniaturization using uniaxial negative permeability metamaterial", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 53, nº1, pp. 110-119, 2005
- [4] J. Carbonell, L. J. Roglá, V. Boria e D. Lippens, "Design and experimental verification of backward-wave propagation in periodic waveguide structures", *IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques*, vol. 54, no 4, Abril
- [5] X. Chen, T. M. Grzegorzczuk, B. I. Wu, J. Pacheco e J. A. Kong, "Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials", *Phys. Rev. E* 70, 016608, 2004
- [6] U.C. Hasar, A. Muratoglu, M. Bute, J. J. Barroso, e M. Ertugrul, "Retrieval method for effective constitutive parameters of bi-anisotropic metamaterials using waveguide measurements", *IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques*
- [7] A. Lai, C. Caloz e T. Itoh, "Composite right/left-handed transmission line metamaterials", *IEEE Microwave Magazine*, pp. 34-50, Setembro, 2004
- [8] Q. Tang, F-Y Meng, Q. Wu e J.C. Lee, "A Balanced composite backward and forward waveguide based on resonant metamaterials", *J. App. Phys.* 109, 07A319, 2011
- [9] J. Zhou, T. Koschny, L. Zhang, G. Tuttle, C. M. Soukoulis, "Experimental demonstration of negative index of refraction", *App. Phys. Lett.* 88, 221103, 2006
- [10] S. Zhang, W.J. Fan, N. C. Panoiu, K. J. Malloy, R. M. Osgood e S. R. J. Brueck, "Experimental demonstration of near-infrared negative-index metamaterials", *Phys. Rev. Lett.* 95, 137404, Setembro 2005