

ANÁLISE LTT PARA ARRANJOS DE ANTENAS COM PBG

Jean D.S. Marcelino, Igor M. Araújo e Humberto César C. Fernandes

*Departamento de Engenharia Elétrica – Universidade Federal do Rio Grande do Norte,
Natal/RN-59.072-970, Caixa Postal 1583 - Tel/Fax: +55 84 2153731 - Brasil
Email: humbeccf@ct.ufrn.br*

RESUMO

O uso de materiais fotônicos tem impulsionado a teoria relativa à propagação de ondas ópticas. A teoria PBG (Photonic BandGap), banda proibida em fotônica, foi desenvolvida inicialmente para frequências ópticas e pode facilmente ser aplicada para ondas milimétricas, microondas e antenas. A presença de materiais fotônicos como substrato de antenas planares tem algumas características desejáveis tais como supressão de emissão espontânea e supressão de ondas de superfície, permitindo desta forma o acoplamento entre os elementos do arranjo planar. O objetivo deste trabalho é realizar uma análise detalhada destes dispositivos usando o método da Linha de Transmissão Transversa – LTT, um método de onda completa que fornece resultados eficientes e concisos a arranjos e antenas planares com substratos PBG.

I-Introdução

A teoria PBG é baseada no princípio da localização da luz através da presença de espalhadores periodicamente posicionados em substratos fotônicos. Se a periodicidade é igual ou próxima ao comprimento de onda, a onda de luz cuja frequência está dentro da banda proibida fica presa no material e não se propaga [1-7].

Podemos utilizar o mesmo princípio para microondas. A localização é alcançada perfurando pequenas lacunas periodicamente espaçadas em um material semiconductor criando desta forma uma alta constante dielétrica, mostrada na Fig. 1.

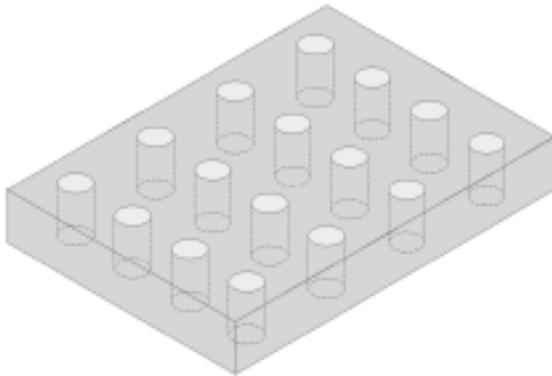


Fig. 1 – Exemplo de um substrato PBG.

Alguns parâmetros como largura e profundidade da banda proibida podem ser controlados simplesmente alterando o período e o raio das lacunas. Algo que deve ser levado em consideração é que os materiais fotônicos não são mais homogêneos se a constante dielétrica é afetada, através da presença do ar junto ao material semiconductor. Uma das características bastante significativas deste tipo de estrutura é o controle da emissão espontânea

Aplicando as regras de homogeneização é possível se obter um índice efetivo para a permissividade do substrato PBG. As barras com permissividade ϵ_1 são inseridas em um meio com permissividade ϵ_2 . O procedimento consiste na divisão da estrutura numa superposição de camadas homogeneizadas. As camadas contendo as barras são divididas em células onde a medida y (ou respectivo x) é o diâmetro $2r$ de uma barra (ou respectivo período d). De acordo com a teoria da homogeneização, o índice efetivo para polarização de acordo com [8-11] é:

Para polarização s ,

$$\epsilon_{eq} = \beta(\epsilon_1 - \epsilon_2) + \epsilon_2, \quad (1)$$

e para polarização p

$$\frac{1}{\epsilon_{eq}} = \frac{1}{\epsilon_2} \left\{ 1 - \left[\frac{3\beta}{\frac{2}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} + \beta - \frac{\alpha \left(\frac{1}{\epsilon_1} - \frac{1}{\epsilon_2} \right)}{\frac{1}{\epsilon_1} - \frac{1}{\epsilon_2}} - \frac{\beta^{14/3}}{4 + \frac{1}{3\epsilon_1 + \epsilon_2}} + O(\beta^{14/3})} \right] \right\} \quad (2)$$

onde β é definido como sendo a razão da área das barras sobre a área da célula e α é um parâmetro independente cujo valor é 0.523. O termo $O(\beta^{14/3})$ indica uma quantidade de mesma ordem de magnitude de $\beta^{14/3}$; se β é menor do que 1, então esse valor pode ser desprezado.

Utilizamos como exemplo a estrutura considerada em [12], constante de treliça de 0,2 para o raio das lacunas, para o silício $\epsilon_R = 11,8$, com $\epsilon_S = 10,233$ para

polarização s e $\epsilon_p = 8,7209$ para polarização p . Os cálculos foram realizados seguindo-se os estudos das referências [13-15]. Os resultados foram obtidos para um arranjo planar de 3 x 3 elementos, ilustrado na Fig. 2.

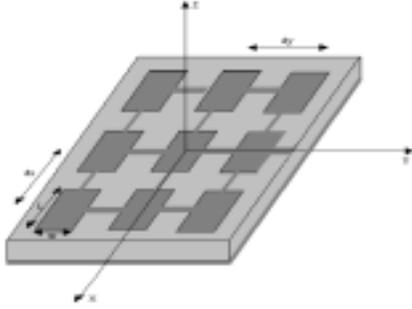


Fig. 2. Arranjo planar de antenas de 3 x 3 elementos.

II - O Método LTT

O Método LTT é bastante eficaz na análise de estruturas planares, desde que permite uma redução considerável no cálculo dos campos \mathbf{E} e \mathbf{H} . Neste método, as equações gerais dos campos elétrico e magnético nas direções “x” e “z” são definidos como função de \mathbf{E}_y e \mathbf{H}_y . O Método LTT é descrito no domínio da transformada de Fourier-FTD [16-17] cuja definição é:

$$\tilde{f}(\alpha_n, y, \beta_k) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y, z) \cdot e^{j\alpha_n x} \cdot e^{j\beta_k z} dx dz \quad (3)$$

onde α_n é a variável espectral na direção “x” e β_k a variável espectral na direção “z”.

O desenvolvimento do método inicia a partir das equações de Maxwell:

$$\nabla \times \vec{H} = -j\omega\mu\vec{E} \quad (4)$$

$$\nabla \times \vec{E} = j\omega\epsilon\vec{H} \quad (5)$$

De acordo com o método LTT, as equações acima podem ser escritas como:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_y + \mathbf{E}_t \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_y + \mathbf{H}_t \quad (6)$$

onde

$$\mathbf{H}_t = \mathbf{H}_x + \mathbf{H}_z$$

Obtemos E_x, E_z, H_x, H_z como função de E_y e H_y , respectivamente. Separando as variáveis x e y na transformada de Fourier, obtemos as seguintes equações para as diferentes regiões:

$$\tilde{E}_{xi} = \frac{1}{\gamma_i^2 + k_i^2} \left[-j\alpha_n \frac{\partial}{\partial y} \tilde{E}_{yi} + \omega\mu\beta_k \tilde{H}_{yi} \right] \quad (7)$$

$$\tilde{E}_{xi} = \frac{1}{\gamma_i^2 + k_i^2} \left[-j\beta_k \frac{\partial}{\partial y} \tilde{E}_{yi} - \omega\mu\alpha_n \tilde{H}_{yi} \right] \quad (8)$$

$$\tilde{H}_{xi} = \frac{1}{\gamma_i^2 + k_i^2} \left[-j\alpha_n \frac{\partial}{\partial y} \tilde{H}_{yi} - \omega\epsilon\beta_k \tilde{E}_{yi} \right] \quad (9)$$

$$\tilde{H}_{xi} = \frac{1}{\gamma_i^2 + k_i^2} \left[-j\beta_k \frac{\partial}{\partial y} \tilde{H}_{yi} + \omega\epsilon\alpha_n \tilde{E}_{yi} \right] \quad (10)$$

onde: $\gamma_i^2 = \alpha_n^2 + \beta_k^2 - k_i^2$ é a constante de propagação na direção y ; $k_i^2 = \omega^2 \mu \epsilon = k_0^2 \epsilon_r$.

As condições de contorno são então aplicadas e utilizando o método dos momentos obtém-se uma equação matricial homogênea. A frequência de ressonância complexa é calculada numericamente.

III – Dispositivos Planares com PBG

As estruturas PBG têm características muito importantes. Dentre elas, uma das mais conhecidas é o controle da emissão espontânea. De acordo com a equação de Fermi a taxa de emissão espontânea é dada por:

$$\Gamma(r) = \frac{2\pi}{\hbar} \langle \langle d \cdot E(r) \rangle \rangle^2 \rho(r) \quad (11)$$

onde d é o dipolo dielétrico da transição, $E(r)$ é o campo elétrico local RMS, $\rho(r)$ é a densidade dos modos eletromagnéticos, e \hbar é a constante de Planck. Na banda proibida, a densidade eletromagnética de estados é igual a zero, com inibição da emissão espontânea.

IV – Resultados

Foram desenvolvidos programas computacionais em Fortran PowerStation e usando Matlab para microcomputador Pentium 500 MHz.

A Fig. 3 mostra a sensível mudança na frequência de ressonância de um ressonador de microfita retangular construído sobre um substrato de Si, e sobre uma amostra PBG de silício em ambas as polarizações s e p . Na Fig. 4 é feita as mesmas comparações para um ressonador retangular montado sobre um substrato de LiNbO_3 . Nos dois casos utilizamos um substrato de espessura igual a 1,27 mm e largura da fita condutora igual a 45 mm.

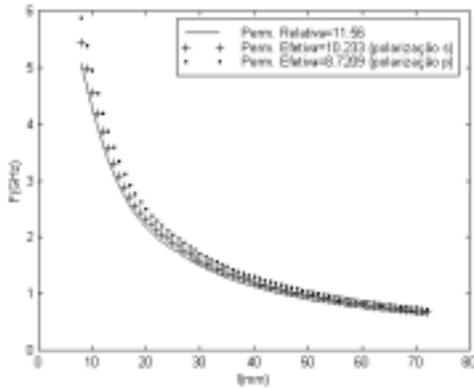


Fig 3 – Frequência de ressonância de um ressonador de microfita retangular construído sobre um substrato de Si, e sobre uma amostra PBG de Si em ambas as polarizações *s* e *p*.

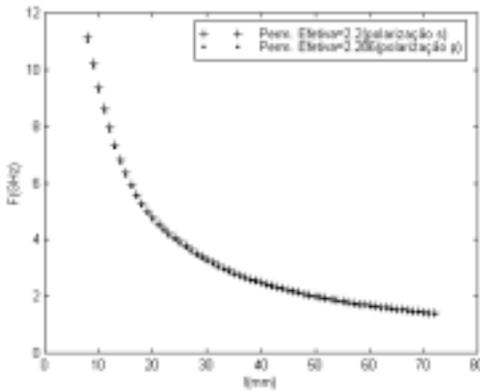


Fig 4 – Frequência de ressonância de um ressonador de microfita retangular construído sobre uma amostra PBG de LiNbO₃ em ambas as polarizações *s* e *p*.

Na Fig. 5 foi plotado um gráfico 3-D da frequência de operação em função dos parâmetros largura (*W*) e comprimento (*l*) da fita condutora, para uma amostra PBG de LiNbO₃. Observa-se pouca variação da frequência de operação com a variável largura (*W*).

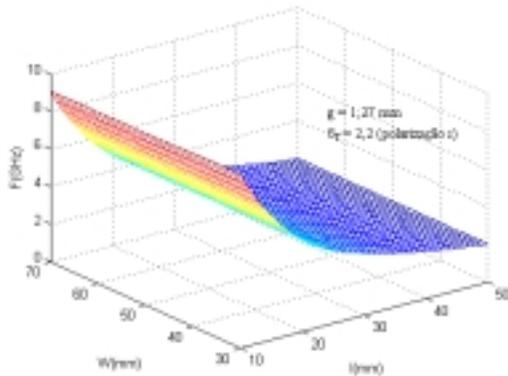


Fig 5 – Frequência de ressonância em função do comprimento e da largura do *patch* ressonador para uma amostra PBG de LiNbO₃ ($\epsilon_r=2,2$, polarização *s*).

A Fig. 36 mostra um gráfico 3-D da propagação do campo elétrico nas direções θ e ϕ , de um arranjo de antenas com 3 x 3 elementos (fig. 2). Utilizamos os seguintes dados: frequência igual a 2,0 THz, constante dielétrica efetiva igual a 4,04, espessura do substrato igual a 0,0154 mm, permissividade relativa igual a 10,233, número de elementos nas direções *x* e *y* igual a 3, distância entre os elementos nas direções *x* e *y* igual a $\lambda/4$, defasagem nas direções *x* e *y* igual a 0.

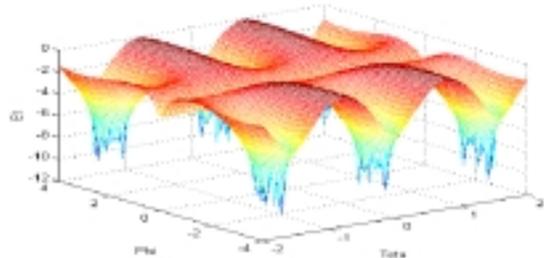


Fig 6 – Gráfico 3-D do campo elétrico propagando-se nas direções θ e ϕ , de um arranjo de antenas de 3 x 3 elementos.

Resultados 3-D para o campo elétrico em função das direções θ e ϕ de um arranjo de 3 x 3 elementos é apresentado na Fig. 7, com os seguintes dados: frequência igual a 2,0 THz, constante dielétrica efetiva igual a 4,04, espessura do substrato igual a 0,0154 mm, permissividade relativa igual a 8,7209, número de elementos nas direções *x* e *y* igual a 3, distância entre os elementos nas direções *x* e *y* igual a $\lambda/4$, defasagem nas direções *x* e *y* igual a 0.

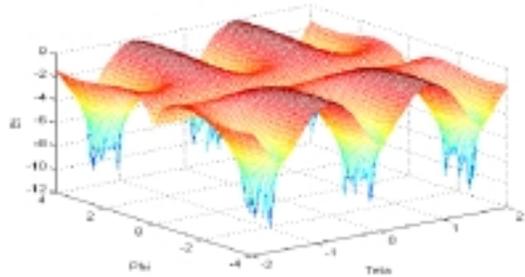


Fig 7 – Gráfico 3-D do campo elétrico propagando-se nas direções θ e ϕ , de um arranjo de antenas de 3 x 3 elementos.

V - Conclusão

Foi mostrado que os materiais PBG (*Photonic Band Gap*) representam um novo paradigma na transmissão de sinais ópticos e não-visíveis. Foram observadas suas características básicas, quais sejam o confinamento da luz em determinada região e a completa inibição da emissão espontânea. Podemos mencionar

ainda outra importante característica que torna bastante vantajosa estas estruturas: a supressão das ondas superficiais que são responsáveis por uma grande parcela de perdas nos dispositivos planares. Os materiais PBG representam desta forma um horizonte promissor no campo das telecomunicações. Na análise das estruturas usando o método LTT, resultados gráficos foram apresentados em 3D, comprovando a utilização deste método de onda completa, para material fotônico, e considerando a polarização do silício e LiNbO_3 , nas direções s e p . Este trabalho recebe o suporte do CNPq.

Referências

- [1] J.D Joannopoulos, Pierre R. Villeneuve e Shanhui Fan, "Photonic Crystals: Putting a New Twist on Light", Abril, 1997.
- [2] Phillip F. Schewe e Ben Stein, Physics News 356, Jan. 27, 1998.
- [3] L. C. Kretly, A. S. Tavola, L.C. Marangoni, "Microstrip Antennas and lines with structure PBG-GP , Photonic BandGap - Ground Plane for Different Substrates", SBMO, João Pessoa-PB, Brazil, 4pp. Jul.2000.
- [4] "Finite Difference Analysis of 2-D Photonic Crystals", IEEE Trans. on Microwave and Tech., vol.44 , pp 12, Dez. 1996 .
- [5] "Photonic Crystal Fibers: A New Class of Optical Waveguides", Optical Fiber Tecnology 5, pp.305 - 330 (1999), Article ID oft.1998.
- [6] Sajeev Jonh e Kurt Bush, "Photonic Bandgap Formation and Tunability in Certain self-organizing Systems", Journal of Lightwave Technology, vol.17, Nº 11, pp 1931, Nov. 1999.
- [7] S. Noda, N.Yamamoto e M. Imada, "Alignment and Stacking of Semiconductor Photonic Bandgaps by Wafer- fusion", Journal of Lightwave Tehcnology, vol.17, Nº 11, pp. 1948, Nov. 1999.
- [12] P. R. Villeneuve, Fanand e J. D. Joannopoulos, "Microcavities in Photonic Crystals: Mode Symmetry, Tunablility and Coupling Efficiency", Physical Review B, vol. 54, Nº 11, pp.7837 – 7842, Set. 1996.
- [13] E. Centeno e D. Felbacq, "Rigorous Vector Diffraction of Electromagnetic Waves by Bidimensional Photonic Crystals", J. Op. Soc. Am. A, vol.17, Fev. 2000.
- [14] H.C.C. Fernandes e G. F. S. Filho, "HTc Superconducting Planar Antennas Design Using The TTL Method in the Fourier Transform Domain", The Third Intern. Kharkov Symp. on Physics and Eng. of Millimeter and Submillimeter Waves, Kharkov, Ucrânia Conf. Proc. pp. 343-345, Set. 1998.
- [15] Humberto C. C. Fernandes, S. A.P. Silva e L. C. Freitas Júnior, "Computational Program to the *finline Coupler in High frequencies*",VIII SBMO - Brazilian Microwave and Optoelectronic Symposium, Joinvile-SC, pp. 256-259, Jul. 1998.
- [16] Eritônio F. Silva e Humberto C. C. Fernandes, "Efficient Analysis of Microstrip Rectangular-Patch Antenna and Arrays", AP-2000, Conf. Proc pp.315-319, Davos, Suíça, Abril, 2000.
- [17] Humberto C.C. Fernandes, S.A. Pinto e Eritonio F. Silva, "A New Educational Program for Microstrip Antenna Arrays", ICECE'99- International Conference Eng. Comput. Educational, Rio de Janeiro-RJ, Conf. Proc pp. 519.1-519.4, Ago. 1999.