

## DETERMINAÇÃO DO ESPECTRO DE POLARÍTONS EM REDES FERRO/ANTIFERROMAGNÉTICAS

V. P. de Sousa Filho (ICV PIBIC/UFPI), F. F. Barbosa Filho (orientador, Depto. de Física – CCN/UFPI),

### INTRODUÇÃO

As propriedades dinâmicas de um sólido cristalino, considerando suas partículas constituintes, são de grande interesse aos físicos de estado sólido e aos cientistas de materiais. Em particular, interessa-nos, o conceito de excitações em sólidos, seja de superfície ou de volume. Tais excitações são respostas dinâmicas do cristal aos vários tipos de estímulos externos (tais como temperatura, campo elétrico, campo magnético, etc), estando associadas como os modos coletivos do cristal. Exemplos de tais excitações são fonons, magnons e excitons, bem como acoplamentos destas com o fóton, conhecida como polaritons (ALBUQUERQUE E COTTAM, 2004). O estudo dos aspectos dinâmicos destas excitações elementares na matéria desperta interesses tanto teóricos bem como, com vista a possíveis aplicações tecnológicas.

O estudo teórico e experimental de excitações em meios cristalinos já vem sendo estudado a mais de um século, com um grande número de resultados experimentais e de modelos propostos. Os métodos de solução destes modelos na sua grande maioria faz uso da técnica de funções de Green (COTTAM e TILLEY, 1989). A partir do final da década de 70 foram intensificados os estudos para entender as propriedades de propagação destas excitações em sistemas compostos de materiais formados de meios magnéticos (seja ferro/ferro) e meios magnéticos (ferro) / não magnéticos (dielétricos) (ALBUQUERQUE E COTTAM, 1993, 2003). Este grande interesse foi uma decorrência do domínio de técnicas de crescimento de cristais o que permitiu a confecção de meios com interfaces bem definidas (VASCONCELOS E ALBUQUERQUE, 1996, 1998).

Estudos sobre a propagação de magnons em meios constituídos por camadas ferromagnéticas/ferromagnéticas foram realizados usando a técnica da equação de movimento e a aproximação RPA (Random Phase Approximation). Estes estudos também foram realizados utilizando o formalismo da função de Green. Resultados de estudos da propagação de excitações em meios magnéticos com acoplamentos do tipo ferro/anti-ferromagnéticos já foram relatados na literatura, usando a técnica da funções de Green (MOSCHEL, USADEL e HUCHT, 1993).

O presente trabalho teve como objetivo determinar o espectro para excitações do tipo polaritons magnéticos em meios com acoplamentos do tipo ferromagnéticos/antiferromagnéticos dispostos em seqüências periódicas. A continuidade deste estudo considera o caso de arranjos aperiódicos de camadas dos meios ferromagnéticos/antiferromagnéticos.

### METODOLOGIA

Para formar uma super-rede magnética periódica, consideramos dois blocos básicos, A e B (veja Figura1) que são arranjados de formas

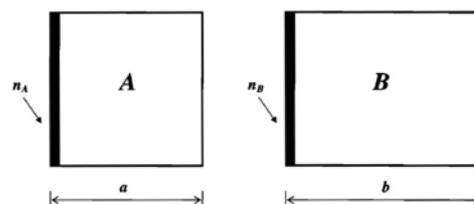


FIGURA 1: Célula unitária formadora da super-rede ferromagnética (A)/antiferromagnética (B)

alternadas. Supomos que os blocos básicos A e B consistem de materiais magnéticos (ferromagnético/ferromagnético ou ferromagnético/antiferromagnético ou antiferromagnético/antiferromagnético) de constante de acoplamento. O sinal da constante de acoplamento depende da natureza do material. As camadas são caracterizadas, em geral, por uma dependência da frequência  $\omega$  da função permeabilidade magnética  $\mu(\omega)$ .

Queremos determinar os modos de volume de polaritons. Assim vamos considerar uma estrutura periódica infinita com o eixo z normal ao plano dos blocos A e B (eixos x e y). Considere uma onda eletromagnética TM caracterizada pelos campos

$$\begin{aligned}\vec{E}(r, t) &= (E_x, 0, E_z) \exp(ikx - \omega t) \\ \vec{H}(r, t) &= (0, H_y, 0) \exp(ikx - \omega t)\end{aligned}\quad (1)$$

Os campos elétricos e magnéticos satisfazem as equações de Maxwell dentro de cada meio. Considerando a continuidade dos campos nas interfaces, bem como a reflexão e propondo soluções do tipo

$$\begin{aligned}E_x(z) &= A_{1A} \exp(-\alpha A z) + A_{2A} \exp(\alpha A z) \\ E_z(z) &= \left(\frac{ikx}{\alpha A}\right) [A_{1A,n} \exp(-\alpha A z) + A_{2A,n} \exp(\alpha A z)] \\ H_y(z) &= \left(\frac{i\omega \epsilon_0}{\alpha A}\right) [A_{1A,n} \exp(-\alpha A z) + A_{2A,n} \exp(\alpha A z)]\end{aligned}\quad (2)$$

Obtemos

$$\begin{aligned}A_{1A}^n f_A + A_{2A}^n \bar{f}_A &= A_{1B}^n + A_{2B}^n \\ \xi_A (A_{1A}^n f_A - A_{2A}^n \bar{f}_A) &= \xi_B (A_{1B}^n + A_{2B}^n) \\ A_{1B}^n f_B + A_{2B}^n \bar{f}_B &= A_{1A}^{n+1} + A_{2A}^{n+1} \\ \xi_B (A_{1B}^n f_B - A_{2B}^n \bar{f}_B) &= \xi_A (A_{1A}^{n+1} + A_{2A}^{n+1})\end{aligned}\quad (3)$$

onde

$$\xi_j = \epsilon_j(\omega)/\alpha_j, \quad f_j = \exp(-\alpha_j d_j) \quad e \quad \bar{f}_j = 1/f_j \quad (4)$$

$$\alpha_j = [k_x^2 - \epsilon_A(\omega)\omega^2/c^2]^{1/2} \quad (5)$$

Definindo o vetor de duas componentes

$$\vec{A}_j^n = (A_{1j}^n, A_{2j}^n) \quad (5)$$

Após isto as Equações 3 podem ser colocadas na forma matricial

$$\begin{aligned}\bar{M}_A \vec{A}_A^n &= \bar{N}_B \vec{A}_B^n \\ \bar{M}_B \vec{A}_B^n &= \bar{N}_A \vec{A}_A^{n+1}\end{aligned}\quad (6)$$

Onde

$$\bar{M}_j = \begin{pmatrix} f_j & \bar{f}_j \\ \xi_j f_j & -\xi_j \bar{f}_j \end{pmatrix}, \quad \bar{N}_j = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \xi_j & -\xi_j \end{pmatrix} \quad (7)$$

De (6) e (7) podemos escrever

$$\vec{A}_A^{n+1} = \bar{T} \vec{A}_A^n, \quad \text{onde} \quad \bar{T} = \bar{N}_A^{-1} \bar{M}_B \bar{N}_B^{-1} \bar{M}_A \quad (9)$$

$\bar{T}$  é a matriz de transferência. Levando em consideração a simetria translacional do sistema pelo uso do teorema de Bloch, isto é,  $\vec{A}_A^{n+1} = \exp(iQL)\vec{A}_A^n$  onde  $Q$  é o vetor de onda de Bloch e  $L$  é o tamanho da célula unitária da super-rede. Deste resultado e da Equação 9 segue que

$$\begin{aligned} \bar{T}\vec{A}_A^n &= \exp(iQL)\vec{A}_A^n \\ \bar{T}^{-1}\vec{A}_A^n &= \exp(-iQL)\vec{A}_A^n \end{aligned} \quad (10)$$

Da combinação destas equações resulta que  $[\cos(QL)\bar{I} - (\frac{1}{2})[\bar{T} + \bar{T}^{-1}]]A_A^n = 0$ . De onde segue que

$$\cos(QL) = (1/2)\text{Tr}(\bar{T}) \quad (11)$$

## RESULTADOS E DISCUSSÃO

A solução numérica da Eq. (11) fornece o espectro de polaritons magnéticos. O gráfico mostrado na Figura 2 foi construído considerando um meio com camadas de espessura  $A = 12.0 \text{ nm}$  e  $B = A/2$ . Neste gráfico destacamos duas regiões: as regiões escuras representando os bandas de volume (ou modos permitidos) e as regiões claras que os modos proibidos (ou gaps). Observe que os modos permitidos estão separados por uma região de modos proibidos.

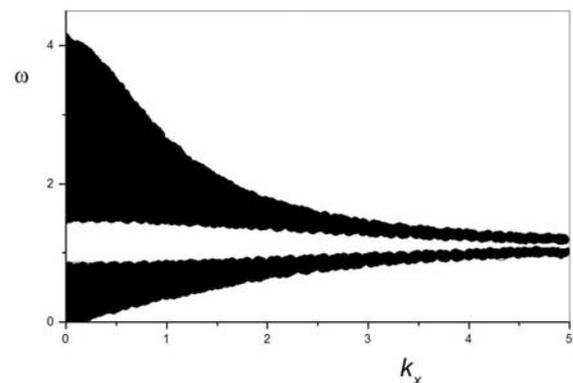


Figura 2 Espectro de polaritons para super-rede periódica.

## CONCLUSÃO

Os resultados numéricos mostram a existência de bandas permitidas, bem como modos proibidos, em concordância com os resultados da literatura. A arrumação dos materiais na forma de camada sobrepostas resulta na modificação do espectro de polaritons observado para meios infinitos seja somente do tipo A seja somente do tipo B.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALBUQUERQUE, E. L., COTTAM M. G., **Polaritons in Periodic and Quasiperiodic Structures**. Amsterdam: Elsevier, 2004.

ALBUQUERQUE E. L., COTTAM, M. G., 1993, Superlattice plasmon-polaritons, Phys. Rep. **233**, 68

**Palavras-chave** Magnons. Polaritons magnéticos. Ondas de spin.