

Modelo de Ising aplicado ao ordenamento Superferromagnético por meio de Pontes de Exchange

M. S. Carrião,¹ A. F. Bakuzis,¹

¹Universidade Federal de Goiás, Instituto de Física, Goiânia, GO 74001-970, Brasil

RESUMO

O modelo de Ising vem sendo utilizado para obtenção de diversas propriedades termodinâmicas de sistemas magnéticos por sua simplicidade e o valor qualitativo de seus resultados. Neste trabalho iremos utilizar a técnica do operador diferencial proposta por Kaneyoshi [1] para investigar um sistema bidimensional composto por nanodots magnéticos organizados em uma rede hexagonal. O objetivo do estudo é obter a temperatura de ordenamento superferromagnético em função do diâmetro da nanopartícula e da fração volumétrica. Esse tipo de cálculo teórico foi realizado anteriormente [2] considerando o mecanismo de Exchange por tunelamento [3]. Nesse trabalho, no entanto, iremos explorar o mecanismo de pontes de Exchange sugerido por Morup et al. [4,5]. Serão discutidas ainda, as implicações desse acoplamento na aplicação tecnológica de gravação magnética (perpendicular) de alta densidade.

MODELO DE ISING E A TÉCNICA DO OPERADOR DIFERENCIAL (TOD)

Nossos estudos tiveram como ponto de partida o Modelo de Ising Unidimensional, ou seja, uma cadeia linear de partículas magnéticas idênticas, interagindo apenas com seus primeiros vizinhos. O objetivo desse estudo foi entender a TOD introduzida por Kaneyoshi em 1975 para tratar sistematicamente a chamada Identidade de Callen, que nos permite calcular a magnetização $\langle S_i^z \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \langle S_i^z \rangle$; definir um operador: $e^{\alpha \sum S_i^z} = 1 + \alpha \sum S_i^z + \frac{\alpha^2}{2!} \sum S_i^z{}^2 + \dots + \frac{\alpha^n}{n!} \sum S_i^z{}^n$

Aplicando $e^{\alpha \sum S_i^z} f(x) = f(x) + \alpha f'(x) + \frac{\alpha^2}{2!} f''(x) + \dots + \frac{\alpha^n}{n!} f^{(n)}(x)$

Para um: $f(x+\alpha) = f(x) + \alpha f'(x) + \frac{\alpha^2}{2!} f''(x) + \dots + \frac{\alpha^n}{n!} f^{(n)}(x)$

Portanto: $e^{\alpha \sum S_i^z} f(x) = f(x+\alpha)$

IDENTIDADE DE VAN DER WAERDEN (IVW)

A IVW é equação que nos dará o valor da exponencial que surge quando utilizamos a TOD. Para cada spin essa identidade assume um valor a partir da $\langle S_i^z \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \langle S_i^z \rangle = \frac{1}{2} \langle e^{\frac{1}{2} \beta E_i^z} \tanh(x) \rangle_{x=0}$ da própria exponencia

$$e^{y \sum S_i^z} = 1 + y \sum S_i^z + \frac{y^2}{2!} \sum S_i^z{}^2 + \dots$$

Para spin $1/2$: $e^{y \sum S_i^z} = \cosh(\frac{1}{2}y) + 2S_i^z \sinh(\frac{1}{2}y)$

Aumentando o spin, obtemos IVW muito maior

Spin	Identidade
1/2	$\cosh(a/2) + 2y \sinh(a/2)$
3/2	$[9\cosh(a/2) - \cosh(3a/2)]/8 + y[27\sinh(a/2) - \sinh(3a/2)]/24 + y^2 [-\cosh(a/2) + \cosh(3a/2)]/2$ $y^3 [-3\sinh(a/2) + \sinh(3a/2)]/3$
5/2	$[75/84 \cosh(a/2) - 25/128 \cosh(3a/2) + 3/128 \cosh(5a/2)] + y[-75/32 \sinh(a/2) - 25/192 \sinh(3a/2) + 3/320 \sinh(5a/2)] + y^2 [-17/24 \cosh(a/2) + 13/16 \cosh(3a/2) - 5/48 \cosh(5a/2)] + y^3 [-17/12 \sinh(a/2) - 13/24 \sinh(3a/2) + 1/24 \sinh(5a/2)] + y^4 [1/12 \cosh(a/2) - 1/8 \cosh(3a/2) + 1/24 \cosh(5a/2)] + y^5 [1/6 \sinh(a/2) - 1/12 \sinh(3a/2) + 1/60 \sinh(5a/2)]$

Como queremos calcular a temperatura de ordenamento para qualquer spin em um sistema bidimensional temos que fazer uma aproximação para a IVW. Assim temos a Hamiltoniana do sistema:

$$H = - \sum_{ij} J_{ij} S_i^z S_j^z - h \sum_i S_i^z$$

A IVW é dada por:

E a $e^{y \sum S_i^z} = \cosh(\eta y) + (S_i^z/\eta) \sinh(\eta y)$ $\eta^2 = \langle (S_i^z)^2 \rangle$

$\langle S_i^z \rangle = m = \langle [\cosh(\eta J_{ij}) + (m/\eta) \sinh(\eta J_{ij})]^2 G_s(\beta x) \rangle_{x=0}$

$\langle (S_i^z)^2 \rangle = \eta^2 = \langle [\cosh(\eta J_{ij}) + (m/\eta) \sinh(\eta J_{ij})]^2 H_s(\beta x) \rangle_{x=0}$

$G_s(\xi) = (S+1/2) \coth[(S+1/2)\xi] - 1/2(\xi/2)$

$H_s(\xi) = S(S+1) + 1/2 \coth^2(\xi/2) - (S+1/2) \coth(\xi/2) \coth[(S+1/2)\xi]$

Onde: $1 = A(\eta) + B(\eta)m^2$ $\eta^2 = C(\eta) + D(\eta)m^2$

$A(\eta) = (3/4\eta)[G_s(3\beta\eta J_{ij}) + G_s(\beta\eta J_{ij})]$

$B(\eta) = (1/4\eta^3)[G_s(3\beta\eta J_{ij}) - 3G_s(\beta\eta J_{ij})]$

$C(\eta) = (1/4)[H_s(3\beta\eta J_{ij}) + 3H_s(\beta\eta J_{ij})]$ ENTO

Logo $D(\eta) = (3/4\eta^2)[H_s(3\beta\eta J_{ij}) - H_s(\beta\eta J_{ij})]$, termo de acoplamento que descreva as Pontes de exchange propostas por Morup:

$J = \eta_b J_0$

$\eta_b = \xi' \frac{N_{sup}}{N_{total}} \frac{f(\phi)}{D}$

Calculando o número de pontes para a estrutura como a da magnetita (Fe₃O₄) com 24 átomos de ferro por a³, onde a é o parâmetro de rede

$N_{sup} = 4\pi \left(\frac{D}{a}\right)^3 \left(1 - \left[\frac{D-2a}{D}\right]^3\right)$

Considerando-se que:

$f(\phi) = \frac{1}{S}$ $S = \frac{\xi - \phi^{1/3}}{\phi^{1/3}}$

Então encontramos:

$\eta_b = \xi' \left(1 - \left[\frac{D-2a}{D}\right]^3\right) \frac{\phi^{1/3}}{\xi - \phi^{1/3}}$

Portanto, esse é primeiro modelo para a interação via Pontes de Exchange. A partir desse modelo, fizemos ajustes gráficos para encontrar a Temperatura de Ordenamento Superferromagnético:

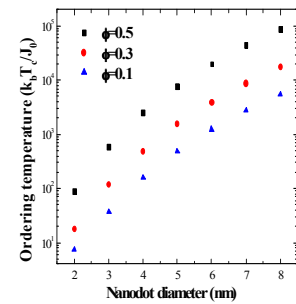


Figura 1 - $T_{C1} > T_{C2}$, quando $D_1 > D_2$ - Este resultado confirma os resultados anteriores de simulação computacional e experimental (Mote Carlo e MOKE, respectivamente) [6].

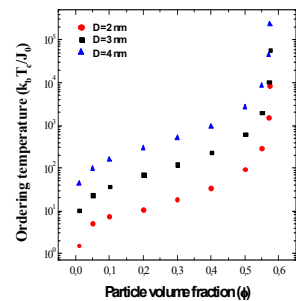


Figura 2 - $T_{C1} > T_{C2}$, quando $\Phi_1 > \Phi_2$ - Relacionando concentração de partículas com gravação perpendicular.

CONCLUSÃO

Neste trabalho mostramos os cálculos para o Modelo de Ising, utilizando a TOD, para qualquer valor de spin no modelo bidimensional. Descrevemos um termo para a interação via Pontes de Exchange e exibimos ajustes gráficos da Temperatura de Ordenamento Superferromagnético em função do diâmetro da partícula e da fração volumétrica.

REFERÊNCIAS

[1] T. Kaneyoshi, Acta Phys. Pol. 83, 703 (1993).
[2] A.F. Bakuzis, P. C. Morais, J. Magn Magn Mater, 285, 145 (2005); J. Magn. Magn. Mater. 272-276, e1161 (2004); Phys. Stat. Sol. (e) 1(12), 3332 (2004).
[3] V.N. Kondratyev, H.O. Lutz, Phys. Rev. Lett. 81, 4508 (1998).
[4] S. Morup et al., J. Magn. Magn. Mater. 40, 163 (1983).
[5] M.F. Hansen et al., Phys. Rev. B 62, 1124 (2000).
[6] M.R. Scheinfein, K.E. Schmidt, K.R. Hein, G.G. Hembree