

Ordenamento Transverso no Vidro de Spins m -vetorial Anisotrópico

(Transverse Ordering of m -vector Spin Glass Anisotropic)

Sérgio Antônio de Souza Farias e Selma Rozane Vieira

Departamento de Física - Universidade Federal de Sergipe

srozane@fisica.ufs.br

(Recebido em 01 de março de 2005; aceito em 15 de março de 2005)

Neste trabalho tratamos o vidro de spins m -vetorial, no limite de interações com alcance infinito, na presença de um campo magnético uniforme e de um campo de anisotropia uniaxial aleatório, ambos aplicados ao longo de um mesmo eixo cartesiano. A investigação é feita pelo método das réplicas. Discutimos como a presença do campo de anisotropia pode afetar a linha Gabay-Toulouse.

Palavras-chave: vidro de spins, método das réplicas, linha Gabay-Toulouse.

In this work, we study the m -vector spin-glass, in the limit of infinite-range interactions, with the presence of two fields, a uniform magnetic field and a random uniaxial anisotropy field, both along the same axis. We study the model through the replica method. Additionally, we discuss how the presence of such anisotropy field can affect the Gabay-Toulouse line.

Keywords: spin glass, replica method, Gabay-Toulouse line.

1. INTRODUÇÃO

Vidros de spins são sistemas magnéticos desordenados, particularmente interessantes por exibirem interações competitivas que geram frustração. Estes sistemas têm sido muito estudados tanto do ponto de vista experimental quanto teórico [1-2].

A primeira evidência experimental de um vidro de spins foi observada no início da década de 70 por Cannella e Mydosh [3], na realização de medidas da susceptibilidade magnética em ligas metálicas diluídas, do tipo CuMn e AuFe. Eles observaram que a susceptibilidade apresentava um pico acentuado, em uma dada temperatura T_c (sendo T_c a temperatura de transição da fase paramagnética para a fase vidro de spins). Os momentos magnéticos (spins) colocados na matriz metálica polarizam os elétrons de condução dos metais, os quais influenciam os outros momentos magnéticos e induzem um acoplamento efetivo, a interação RKKY (Ruderman, Kittel, Kasuya e Yosida) [4]. Esta interação é oscilatória com a separação entre os spins, podendo ser positiva (ferromagnética) ou negativa (antiferromagnética), decaindo rapidamente com a distância. Como, as interações entre as impurezas variam em magnitude e sinal, temos uma situação onde estão presentes os dois ingredientes necessários para obtermos o comportamento típico de vidros de spins: desordem e frustração [1]. A desordem provém do fato dos momentos magnéticos ficarem em posições aleatórias na rede e a frustração é devido ao fato dos spins interagirem entre si via interação RKKY.

Do ponto de vista teórico, o modelo Edwards e Anderson (EA) [5] foi o pioneiro. Eles introduziram o parâmetro de ordem $q_{EA} = \frac{1}{N} \sum_i [\langle S_i \rangle]^2$ para caracterizar a fase vidro de spins,

onde $\langle \dots \rangle$ e $[\dots]$ representam médias térmicas e sobre a desordem respectivamente. Um modelo mais simples, com interações de alcance infinito e variáveis de spins de Ising foi proposto por Sherrington e Kirkpatrick (SK) [6]. A solução SK foi obtida através do método das réplicas, no qual o logaritmo da função de partição Z é obtido através da função de partição Z^n , associada a n cópias do sistema original. O método consiste em utilizar a identidade

$$\ln Z = \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{n} (Z^n - 1).$$

A solução SK é instável abaixo de uma certa curva, conhecida como linha de Almeida e Thouless (AT) [7].

Embora a teoria de campo médio para o modelo SK seja bem compreendida, atualmente inúmeras questões permanecem em aberto quando consideramos a generalização deste formalismo para modelos com variáveis de spins mais gerais. Neste trabalho tratamos um modelo de vidro de spins m -vetorial na presença de um campo magnético uniforme e de um campo de anisotropia uniaxial aleatório, ambos aplicados ao longo de um mesmo eixo cartesiano.

2. O MODELO

Consideremos o vidro de spins m -vetorial ($m \geq 2$) na presença de um campo de anisotropia uniaxial e de campo magnético uniforme (ambos na direção $\vec{1}$), definido pelo hamiltoniano

$$H = -\sum_{(ij)} J_{ij} \sum_{\mu} S_{i\mu} S_{j\mu} - \sum_i D_i S_{i1}^2 - h \sum_i S_{i1} \quad , \quad (1)$$

onde os spins $\vec{S}_i (i=1,2,\dots,N)$ são vetores clássicos que satisfazem a condição de normalização $\sum_{\mu=1}^m S_{i\mu}^2 = m$. As interações são de alcance infinito, ou seja, o somatório $\sum_{(ij)}$ é sobre todos os pares distintos de spins e $\mu=1,2,\dots,m$ indica componentes cartesianas. As constantes de acoplamento J_{ij} e os campos D_i são variáveis aleatórias obedecendo as seguintes distribuições de probabilidades gaussianas

$$P(J_{ij}) = \left(\frac{N}{2\pi J^2}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{N}{2J^2}(J_{ij} - J_0/N)^2\right] \quad \text{e} \quad P(D_i) = \left(\frac{1}{2\pi\Delta^2}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{(D_i - D_0)^2}{2\Delta^2}\right].$$

Vamos considerar as distribuições de probabilidades independentes e assim para cada realização de acoplamento e campos ($\{J_{ij}\}, \{D_i\}$) temos uma energia livre $F(\{J_{ij}\}, \{D_i\})$, tal que as médias sobre a desordem, $[\]_{J,D}$, podem ser efetuadas como integrais independentes,

$$[F(\{J_{ij}\}, \{D_i\})]_{J,D} = \int \prod_{(ij)} [dJ_{ij} P(J_{ij})] \prod_i [dD_i P(D_i)] \ln Z(\{J_{ij}\}, \{D_i\}) \quad . \quad (2)$$

O procedimento usual consiste em aplicar o método das réplicas [6] para obter a energia livre por spin

$$\beta f = \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{n} \text{mim} g(M_1^\alpha, x^\alpha, q_1^{\alpha\beta}, q^{\alpha\beta}) \quad , \quad (3)$$

onde $\beta = 1/T$ (trabalhamos em unidades de $k_B=1$), α e β ($\alpha, \beta=1,2,\dots,n$) são índices de réplicas. Os parâmetros de ordem quadrupolares x^α medem anisotropias no espaço dos spins para cada réplica α , M_1^α são as magnetizações ao longo da direção $\vec{1}$, enquanto $q_1^{\alpha\beta}, q^{\alpha\beta}$ representam os parâmetros de vidro de spins longitudinal e transversal, respectivamente.

3. SOLUÇÃO COM SIMETRIA ENTRE RÉPLICAS

A primeira tentativa de resolver o problema é usar a hipótese em que todas as réplicas são idênticas, conhecida como hipótese de simetria entre réplicas, considerando

$$M^\alpha = M \quad ; \quad x^\alpha = x \quad \forall \alpha \quad \text{e} \quad q_1^{\alpha\beta} = q_1 \quad ; \quad q^{\alpha\beta} = q \quad \forall (\alpha\beta).$$

Com isso a energia livre por spin (3) pode ser escrita como

$$\beta f = -\frac{\beta J_0}{2}(m - M^2) - \frac{(\beta J)^2}{4}[q_1^2 - q^2 + m(1 - q)^2] + \frac{(\beta J)^2}{4}[m(m - 1)x^2 - 2mx] - \int_{-\infty}^{\infty} \prod_{\mu=0}^m \frac{du_{\mu}}{\sqrt{2\pi}} \exp(-u_{\mu}^2/2) \ln \tilde{Z} \quad (4)$$

onde

$$\tilde{Z} = Tr \exp \left[\left(\sum_{\mu=1}^m a_{\mu} S_{\mu} \right) + b S_1^2 \right] \quad \text{com} \quad \begin{aligned} a_{\mu} &= \beta J q_{\mu}^{1/2} u_{\mu} + \beta J_0 M_1 \delta_{\mu,1} + \beta h \delta_{\mu,1} \\ b &= \beta \Delta u_0 + \beta D_0 + \frac{(\beta J)^2}{2} [q - q_1 + mx] \end{aligned}$$

No caso $J_0 = 0$ a presença do campo magnético uniforme induz os parâmetros M_1, x e q_1 , permitindo uma transição de fase associada com o parâmetro de ordem vidro de spins transverso q , sinalizada pela linha Gabay- Toulouse (GT) [8]. A linha GT é obtida no limite $q \rightarrow 0$. Determinamos numericamente a linha GT para o caso $m = 3$ (Heisenberg) através das seguintes equações

$$\left(\frac{T}{J} \right)^2 = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{du_1}{\sqrt{2\pi}} e^{-u_1^2/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{du_0}{\sqrt{2\pi}} e^{-u_0^2/2} \left(3 - \frac{P_{02}}{P_{00}} \right)^2 \quad (5)$$

$$q_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{du_1}{\sqrt{2\pi}} e^{-u_1^2/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{du_0}{\sqrt{2\pi}} e^{-u_0^2/2} \left(\frac{P_{01}}{P_{00}} \right)^2 \quad (6)$$

$$1 + 2x = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{du_1}{\sqrt{2\pi}} e^{-u_1^2/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{du_0}{\sqrt{2\pi}} e^{-u_0^2/2} \left(\frac{P_{02}}{P_{00}} \right) \quad (7)$$

onde

$$P_{on} = \int_{-\sqrt{3}}^{\sqrt{3}} S_1^n \exp(a S_1 + b S_1^2) dS_1 \quad \text{com} \quad \begin{aligned} a &= \beta J q_1^{1/2} u_1 + \beta h \\ b &= \beta \Delta u_0 + \beta D_0 + \frac{(\beta J)^2}{2} (3x - q_1) \end{aligned}$$

Na próxima seção apresentaremos o diagrama de fase campo magnético versus temperatura (a linha GT).

4. DIAGRAMA DE FASE

Nesta seção discutiremos os efeitos dos campos de anisotropia e magnético sobre o diagrama campo magnético versus temperatura, para o vidro de spins de Heisenberg ($m = 3$), na aproximação de simetria entre réplicas. Observamos que a linha GT é deslocada para a esquerda quando D_0 aumenta, como esperado, já que a presença do campo de anisotropia uniaxial favorece os graus de liberdade longitudinais, dificultando o ordenamento transversal. O efeito interessante exibido na fig 4.1 é a reentrância da fase paramagnética. Para valores fixos de D_0 , dentro de uma faixa de temperatura, podemos passar da fase paramagnética ($q = 0$) para a fase vidro de spins ($q \neq 0$) e então de volta para o estado paramagnético, diminuindo o campo magnético h e mantendo a temperatura fixa.

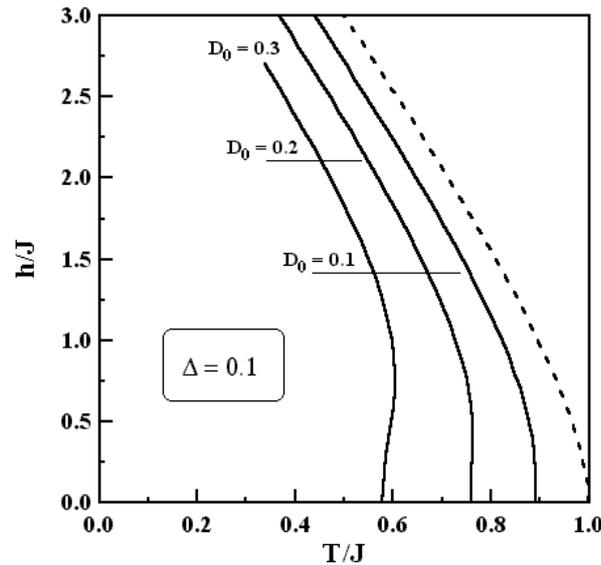


Figura 1: Linha Gabay-Toulouse, no plano campo magnético versus temperatura, para um valor de Δ , fixo e diversos valores de D_0 . A linha pontilhada representa a linha GT no caso $\Delta=D_0=0$.

Vale salientar que este tipo de reentrância foi obtido em outros modelos m -vetoriais com outras anisotropias [9]. Há evidências de que esta reentrância esteja associada a resultados experimentais [10].

5. CONCLUSÕES

Investigamos o vidro de spins m -vetorial na presença de campos de anisotropia uniaxial aleatório e magnético uniforme, no limite de interações de alcance infinito. Investigamos o modelo através do método das réplicas. Discutimos o diagrama de fase campo magnético versus temperatura dentro da aproximação de simetria entre réplicas. Observamos que a linha GT é deslocada para a esquerda quando $D_0 > 0$ aumenta e também apresenta uma reentrância.

-
- [1] BINDER K., YOUNG A P. Spin glasses: Experimental facts, theoretical concepts, and open questions. *Reviews of Modern Physics*, EUA. 58(4):801-976. 1986.
- [2] FISCHER K.H. & HUSE J.A. *Spin Glasses*. 1ed. Cambridge University Press, London, 566 p. 1991.
- [3] CANNELLA V., MYDOSH A. Magnetic Ordering in Gold-Iron Alloys. *Phys. Rev*, EUA. B6:4220-4237. 1972.
- [4] RUDERMAN M.A., KITTEL C. Indirect Exchange Coupling of Nuclear Magnetic Moments by Conduction Electrons. *Phys. Rev*, EUA. 96:99-102. 1954. YOSIDA K. Magnetic Properties of Cu-Mn Alloys. *Phys. Rev*, EUA. 106:893-898. 1957.
- [5] EDWARDS S., ANDERSON P. Theory of spin glasses. *J. Phys.* F5:965-972. 1975.
- [6] SHERRINGTON D., KIRKPATRICK S. Solvable Model of a Spin-Glass. *Phys. Rev. Lett.*, EUA. 35:1792-1796. 1975.
- [7] DE ALMEIDA, J.R. , THOULESS, D.J. Stability of the Sherrington-Kirkpatrick solution of a spin glass model. *J. Phys.* F5, 965. 1978.
- [8] GABAY M., TOULOUSE G. Coexistence of Spin-Glass and Ferromagnetic Orderings. *Phys. Rev. Lett.*, EUA. 47:201-204. 1981.
- [9] VIEIRA S R. Efeitos de Campos Aleatórios e de Anisotropias em Vidros de Spins, Departamento de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, Natal, Tese de Doutorado, 102p. 1999. VIEIRA S R. m -Vector spin glasses in the presence of uniaxial anisotropies. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Holland, 210:390-402. 2000.
- [10] KEENER C.D., WEISSMAN M.B. Dynamics of the re-entrant spinglass crossover in NiMn films probed via resistance fluctuations and ac magnetoresistance. *J. Mag. Magn. Mater.* 152:317-325. 1996. MAKSIMOV I., LITTERST F.J., MENZEL D., SCHOENES J., MENOVSKY A A, MYDOSH J.A, Sullow S. Irreversibility lines of the heavy fermion spin glass URh2Ge2. *Physica B*, Holland, 312-313 :289-291. 2002.