پایداری حل نسخه متقارن سیستم شیشه اسپینی و فرومغناطیس جفت شده

ایزدی ، فاطمه ؛ سپهری نیا، رضا

دانشکده فیزیک دانشگاه تهران ، انتهای خیابان کارگر شمالی ، تهران

چکیده

پایداری حل نسخه متقارن برای سیستمی متشکل از فرومغناطیس و شیشه اسپینی جفت شده مورد مطالعه قرار گرفته است. برای بدست آوردن متوسط آنسامبلی انرژی آزاد از روش استاندارد نسخه‌ها استفاده شده، تحلیل پایداری با در نظر گرفتن انحراف از جواب‌های نسخه متقارن انجام شده و خط دی آلمیدا-تالس برای مقادیر مختلف جفت‌شدگی بدست آمده و در نمودارهای فاز سیستم رسم شده است. نتایج بدست آمده نشان می‌دهد جواب‌های نسخه متقارن در فاز شیشه اسپینی و در دمای پایین فاز فرومغناطیس ناپایدار است. خط دی آلمیدا-تالس برای مقادیر میانی جفت‌شدگی یک گذار بازگشتی نشان می‌دهد.

واژه های کلیدی: *فرومغناطیس-شیشه اسپینی-نمودار فاز.*

Stability of the replica symmetric solution of the coupled Ferromagnet-Spin glass system

Izadi, Fateme; Sepehrinia, Reza

Department of Physics, University of Tehran, Tehran,

Abstract

The stability of the replica symmetric solution of the coupled Ferromagnet-Spin glass system was studied. We utilize the standard replica method to obtain the ensemble-averaged free energy and carry out a stability analysis and obtain the de Almeida–Thouless (AT) line of the model for different strengths of the coupling between two subsystems. The results show that the replica symmetric solution is unstable on the spin glass phase and the boundary between the ferromagnetic and spin glass phases. The curvature of AT line is such that there could be a reentrant transition for intermediate values of the coupling.

***Keywords**: Ferromagnet-Spin glass-Phase diagram*

مقدمه

ترکیب مواد با ویژگی‌های متفاوت مغناطیسی کاربردهای فراوان در الکترونیک و اسپینترونیک دارند. خواص گوناگون نوین در این سیستم‌های ترکیبی ناشی از اثرات سطحی است. از جمله بایاس تبادلی و مجاورت مغناطیسی پدیده های مهمی هستند که در بسیاری از این سیستم ها مشترک هستند[۱]. بایاس تبادلی یک ناهمسانگردی مغناطیسی یک طرفه است که ابتدا در سیستم جفت شده فرومغناطیس وپاد فرومغناطیس مشاهده شد[۲] و تا کنون در انواع سیستم های دیگر مشاهده شده است [۵-۳]. مجاورت مغناطیسی یک پدیده نسبتاً کلی است که قادر به القا و تغییر خواص مغناطیسی مختلف مانند دمای گذار به فازهای منظم و غیره است که کاربردهای مختلفی نیز دارد.

یکی از عواملی که به نظر می‌رسید نقش مهمی ایفا می‌کند، ناخالصی‌ها و بطور کلی بی‌نظمی در این سیستم هاست [۶]. این

منجر به این حدس شد که امکان مشاهده بایاس تبادلی در لایه فرومغناطیس در مجاورت با یک شیشه اسپینی نیز رخ می دهد. این پدیده در چندین آزمایش و شبیه سازی های عددی تایید شد. [۷]. اگرچه مطالعات بسیار تجربی و نظری در مورد بایاس تبادلی انجام شده است[۱۱–۸] اما همچنان موضوع تحقیق گسترده است.

مطالعه نظری مجاورت مغناطیسی نیز برای چندین سیستم انجام شده است[۱]، اما توجه بسیار کمتری به این پدیده در مقایسه با اثر بایاس تبادلی شده است .به ویژه اثر مجاورت در یک سیستم فرومغناطیس- شیشه اسپینی جفت شده با توجه به نتایج تجربی به دست آمده جالب است. با توجه به کارهای تجربی اخیر، ما یک مطالعه نظری بر روی نمودار فاز تعادلی یک سیستم فرومغناطیس- شیشه اسپینی جفت شده انجام داده ایم. ما از یک مدل کمینه متشکل از یک فرومغناطیس آیزینگ با برد بی نهایت و شیشه اسپینی شرینگتون-کرک‌پاتریک استفاده می‌کنیم که به یکدیگر متصل شده‌اند. شرینگتون-کرک‌پاتریک (SK) در ۱۹۷۵ مدل میدان میانگین شیشه‌های اسپینی را معرفی کردند و با استفاده از فرضیه رپلیکا متقارن به یک راه‌حل تحلیلی کامل دست یافتند [۱۲] اما حل تحلیلی آن‌ها چند مشکل داشت. به‌طورخاص، آنتروپی در دمای به حد کافی پایین منفی می‌شد. در سال ۱۹۷۸ دی آلمیدا و تالس یک تحلیل پایداری انجام دادند و نشان دادند که حل رپلیکا متقارن در بعضی جهات ناپایدار است که مربوط به افت‌وخیزهایی است که عناصر غیر قطری می‌توانند متفاوت شوند[۱۳].

در این مطالعه ما با استفاده از روش دی آلمیدا و تالس، پایداری حل نسخه متقارن را برای سیستم فرومغناطیس- شیشه اسپینی جفت شده بررسی می‌کنیم.

مدل و هامیلتونی

در ابتدا سیستمی شامل دو مدل شرینگتون-کرک‌پاتریک در نظر می‌گیریم که هامیلتونی آن عبارتست از

$$H = -\sum_{i<j} J_{ij}\sigma_i\sigma_j - \sum_{i,j} J'_{ij}\tau_i\tau_j - D\sum_i \sigma_i\tau_i$$

τ_i و σ_i اسپین‌های آیزینگ ($\pm$۱) هستند و J_{ij} برهم‌کنش تصادفی با تابع توزیع

$$P(J_{ij}) = \frac{1}{J_1}\sqrt{\frac{N}{2\pi}}\exp(-\frac{N}{2J_1^2}(J_{ij}-\frac{J_0}{N})^2)$$

به طور مشابه J'_{ij} برهم‌کنش تصادفی با تابع توزیع $P'(J'_{ij})$ با میانگین J_I و واریانس J_2است. در نهایت با قرار دادن $J_2 = 0$ یک مدل SK جفت‌شده با یک مدل آیزینگ فرومغناطیس نامتناهی برد خواهیم داشت.

انرژی آزاد برای این سیستم با استفاده از روش نسخه‌ها برحسب پارامترهای نظم سیستم و با فرض تقارن نسخه‌ها بدست می‌آید.

$$f = -\frac{\beta(J_1^2+J_2^2)}{4} - \lim_{n\to 0}\frac{1}{\beta n}\{-\frac{1}{2}\sum_{\alpha<\beta}(y^{\alpha\beta})^2 - \frac{1}{2}\sum_\alpha (x^\alpha)^2 - \frac{1}{2}\sum_{\alpha<\beta}(v^{\alpha\beta})^2 - \frac{1}{2}\sum_\alpha (w^\alpha)^2 + \log\mathrm{Tr}\exp(\beta J_1\sum_{\alpha<\beta} y^{\alpha\beta}\sigma_\alpha\sigma_\beta + \sqrt{\beta J_0}\sum_\alpha x^\alpha\sigma_\alpha + \beta J_2\sum_{\alpha<\beta} v^{\alpha\beta}\tau_\alpha\tau_\beta + \sqrt{\beta J_I}\sum_\alpha w^\alpha\tau_\alpha + \beta D\sum_\alpha \sigma_\alpha\tau_\alpha)\}.$$

که در آن

$$\beta J_1 q^s_{\alpha\beta} = y^{\alpha\beta} \qquad \sqrt{\beta J_0}m^s_\alpha = x^\alpha$$
$$\beta J_2 q^i_{\alpha\beta} = v^{\alpha\beta} \qquad \sqrt{\beta J_I}m^i_\alpha = w^\alpha$$

و m_i مغناطش برای مدل آیزینگ، m_s مغناطش برای مدل SK ، q_i پارامتر نظم شیشه‌اسپینی برای مدل آیزینگ و q_s پارامتر نظم شیشه‌اسپینی برای مدل SK است و با معادلات حالت زیر مشخص می‌شوند.

$$m_s = \langle\sigma_\alpha\rangle = \int \mathrm{D}z\tanh\left(\beta\left(J_1\sqrt{q_s}z + J_0 m_s + K\right)\right)$$
$$q_s = \langle\sigma_\alpha\sigma_\beta\rangle = \int \mathrm{D}z\tanh^2\left(\beta\left(J_1\sqrt{q_s}z + J_0 m_s + K\right)\right)$$
$$m_i = \langle\tau_\alpha\rangle = \int \mathrm{D}z\tanh\left(\beta(J_I m_i + K')\right)$$
$$q_i = \langle\tau_\alpha\tau_\beta\rangle = \int \mathrm{D}z\tanh^2\left(\beta(J_I m_i + K')\right)$$

که

$$\tanh(\beta K) = \tanh(\beta D)\tanh(\beta J_I m_i)$$
$$\tanh(\beta K') = \tanh(\beta D)\tanh\left(\beta\left(J_1\sqrt{q_s}z + J_0 m_s\right)\right)$$

شرط لازم برای اینکه حل نسخه متقارن معتبر باشد این است که انرژی آزاد برای انحراف‌های خیلی کوچک از جواب پایدار باشد. برای بررسی این شرط ، انرژی آزاد را تا مرتبه دوم حول جواب‌های نسخه متقارن بسط می‌دهیم. اگر

$$y^{\alpha\beta} = y + \eta^{\alpha\beta} \qquad x^\alpha = x + \varepsilon^\alpha$$
$$v^{\alpha\beta} = v + \rho^{\alpha\beta} \qquad w^\alpha = w + \nu^\alpha$$

که x, y, v و w جواب‌های نسخه متقارن باشند، جمله مرتبه دوم انرژی آزاد نسبت به η, ε, ρ و ν به صورت زیر است:

$$\begin{aligned}
\Delta = & \frac{1}{2}\sum_{\alpha,\beta}\{\delta_{\alpha\beta} - \beta J_0(\langle\sigma_\alpha\sigma_\beta\rangle - \langle\sigma_\alpha\rangle\langle\sigma_\beta\rangle)\}\varepsilon^\alpha\varepsilon^\beta \\
& + \frac{1}{2}\sum_{\alpha<\beta}\sum_{\gamma<\delta}\{\delta_{(\alpha\beta)(\gamma\delta)} - \beta^2 J_1^2(\langle\sigma_\alpha\sigma_\beta\sigma_\gamma\sigma_\delta\rangle \\
& \qquad - \langle\sigma_\alpha\sigma_\beta\rangle\langle\sigma_\gamma\sigma_\delta\rangle)\}\eta^{\alpha\beta}\eta^{\gamma\delta} \\
& + \frac{1}{2}\sum_{\alpha,\beta}\{\delta_{\alpha\beta} - \beta J_I(\langle\tau_\alpha\tau_\beta\rangle - \langle\tau_\alpha\rangle\langle\tau_\beta\rangle)\}\nu^\alpha\nu^\beta \\
& + \frac{1}{2}\sum_{\alpha<\beta}\sum_{\gamma<\delta}\{\delta_{(\alpha\beta)(\gamma\delta)} - \beta^2 J_2^2(\langle\tau_\alpha\tau_\beta\tau_\gamma\tau_\delta\rangle \\
& \qquad -\langle\tau_\alpha\tau_\beta\rangle\langle\tau_\gamma\tau_\delta\rangle)\}\rho^{\alpha\beta}\rho^{\gamma\delta} \\
& + \beta J_1\sqrt{\beta J_0}\sum_{\delta}\sum_{\alpha<\beta}(\langle\sigma_\alpha\sigma_\beta\rangle\langle\sigma_\delta\rangle - \langle\sigma_\alpha\sigma_\beta\sigma_\delta\rangle)\eta^{\alpha\beta}\varepsilon^\delta \\
& + \beta J_1\sqrt{\beta J_I}\sum_{\delta}\sum_{\alpha<\beta}(\langle\sigma_\alpha\sigma_\beta\rangle\langle\tau_\delta\rangle - \langle\sigma_\alpha\sigma_\beta\tau_\delta\rangle)\eta^{\alpha\beta}\nu^\delta \\
& + \beta J_2\sqrt{\beta J_0}\sum_{\delta}\sum_{\alpha<\beta}(\langle\tau_\alpha\tau_\beta\rangle\langle\sigma_\delta\rangle - \langle\tau_\alpha\tau_\beta\sigma_\delta\rangle)\rho^{\alpha\beta}\varepsilon^\delta \\
& + \beta J_2\sqrt{\beta J_I}\sum_{\delta}\sum_{\alpha<\beta}(\langle\tau_\alpha\tau_\beta\rangle\langle\tau_\delta\rangle - \langle\tau_\alpha\tau_\beta\tau_\delta\rangle)\rho^{\alpha\beta}\nu^\delta \\
& + \beta\sqrt{J_I J_0}\,\Sigma_{\alpha,\beta}\,(\langle\tau_\alpha\rangle\langle\sigma_\beta\rangle - \langle\tau_\alpha\sigma_\beta\rangle)\nu^\alpha\varepsilon^\beta \\
& + \beta^2 J_1 J_2\sum_{\alpha<\beta}\sum_{\gamma<\delta}(\langle\tau_\alpha\tau_\beta\rangle\langle\sigma_\gamma\sigma_\delta\rangle \\
& \qquad - \langle\tau_\alpha\tau_\beta\sigma_\gamma\sigma_\delta\rangle)\rho^{\alpha\beta}\eta^{\gamma\delta}
\end{aligned}$$

برای داشتن جواب‌های پایدار ماتریس ضرایب این فرم مرتبه دوم باید ویژه‌مقادیر مثبت داشته باشد. با در نظر گرفتن تقارن این ماتریس تحت جایگشت اندیس نسخه‌ها می‌توان مجموعه کامل ویژه‌بردارها را برای مقدار n بدست آورد. سه دسته ویژه‌بردار وجود دارد : دسته اول که تحت تغییر اندیس نسخه‌ها متقارن است چهار ویژه مقدار می‌دهد. دسته دوم تحت تغییر همه اندیس‌ها به جز یکی متقارن است و چهار ویژه مقدار می‌دهد که برای $n = 0$ با ویژه مقادیر دسته اول برابر می‌شوند. ویژه مقادیر دو دسته اول همواره مثبت هستند. در نهایت دسته آخر که تحت تغییر همه به جز دو تا از اندیس‌ها متقارن است و منجر به شرط زیر برای پایداری سیستم می‌شود:

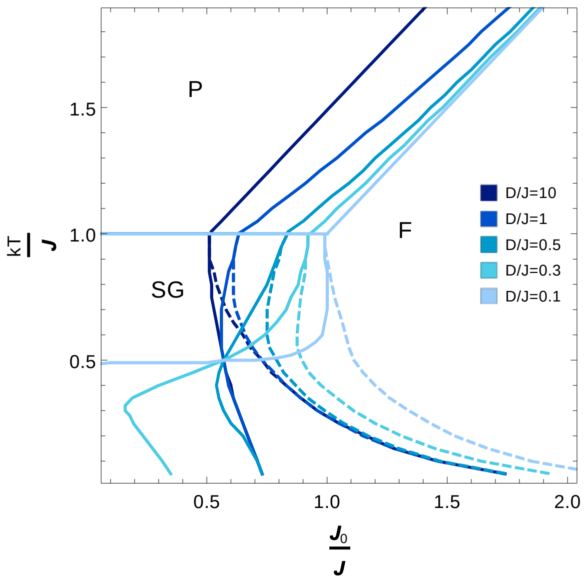
$$(\frac{T}{J_1})^2 > \int \mathrm{D}z\ \operatorname{sech}^4(\beta(J_1\sqrt{q_s}z + J_0 m_s + K))$$

در گام آخر $J_2 = 0$ قرار داده شده است.این رابطه در حد $D \to \infty$ به شرط پایداری مدل SK میل می‌کند.

نتایج

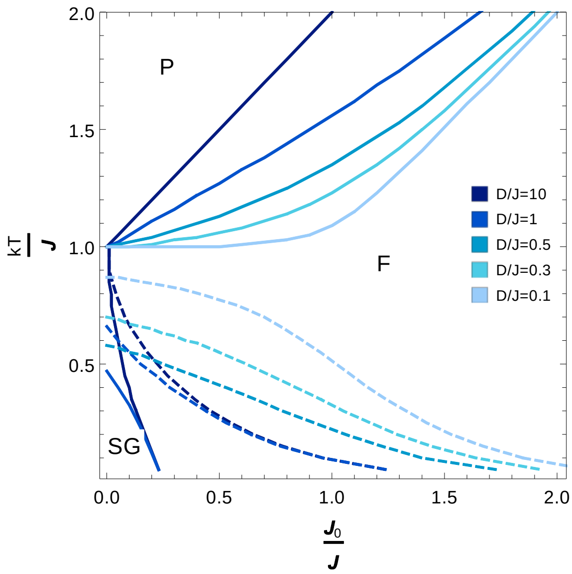
با حل همزمان معادلات حالت برای پارامترهای نظم و رابطه بدست آمده، محدوده پایداری جواب‌های نسخه متقارن برای مقادیر مختلف ثابت جفت‌شدگی مشخص می‌شود. شکل ۱ نمودار فاز در صفحه $kT/J - J_0/J$ را برای مقدار ثابت $J_I/J = 0.5$ و مقادیر مختلف D نشان می‌دهد. مشابه مدل SK در اینجا هم یک گذار فاز از پارامغناطیس به شیشه‌اسپینی در $kT/J = 1$ مشاهده می‌شود که با تغییر جفت‌شدگی تغییر نمی‌کند. جواب‌های نسخه متقارن زیرخط دی آلمیدا–تالس که با خطچین نشان داده شده پایدار نیستند.

شکل ۲ نمودار فاز در صفحه $kT/J - J_0/J$ را برای مقدار ثابت $J_I/J = 1$ و مقادیر مختلف D نشان می‌دهد. برای مقدارهای کوچکتر D فاز شیشه اسپینی به طور کامل محو می‌شود. اما فاز آمیخته یعنی ناحیه بین خط AT و مرز فازهای شیشه اسپینی و فرومغناطیس که ویژگی های هر دو فاز را دارد با کاهش D افزایش می‌یابد.

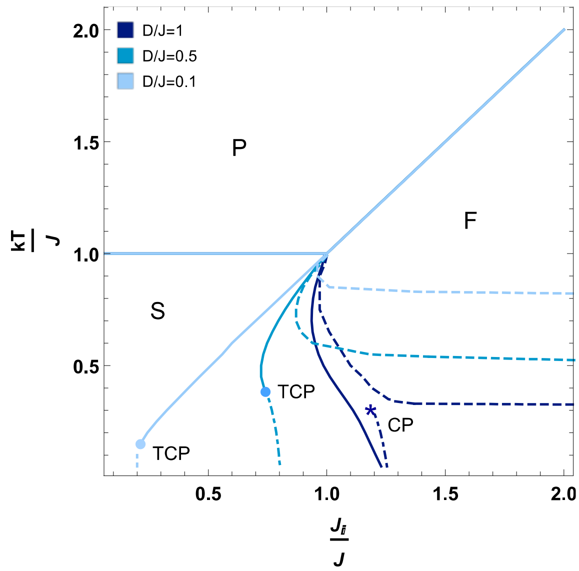


شکل ۱. نمودار فاز در صفحه ($\frac{J_0}{J}$-$\frac{kT}{J}$) برای $\frac{J_I}{J} = 0.5$ و مقادیر مختلف D . ناحیه زیر AT line که با ناپایدار است خط چین مشخص شده است.

شـکل ۳ نمودار فاز در صـفحه $kT/J - J_I/J$ را برای مقدار ثابت $J_0/J = 0$ و مقادیر مختلف D نشان می‌دهد. با کاهش D مساحت فاز آمیخته افزایش پیدا می‌کند.



شکل ۲.نمودار فاز در صفحه ($\frac{J_0}{J}$-$\frac{kT}{J}$) برای $\frac{J_I}{J} = 1$ و مقادیر مختلف D. ناحیه زیر AT line که با خط چین مشخص شده است ناپایدار است.



شکل ۳. نمودار فاز در صفحه ($\frac{J_I}{J}$-$\frac{kT}{J}$) برای $\frac{J_0}{J} = 0$ و مقادیر مختلف D. ناحیه زیر AT line که با خط چین مشخص شده است ناپایدار است. خط–نقطه گذار مرتبه اول را نشان می‌دهد.

نتیجه گیری

سیستم جفت شده فرومغناطیس–شیشه اسپینی مورد مطالعه قرار گرفت. انرژی آزاد سیستم با استفاده از روش نسخه‌ها و با فرض تقارن نسخه‌ها محاسبه شده و پارامترهای نظم به دست آمده است. برای مقادیر مختلف پارامترها، نمودارهای فاز در شکل ها نشان داده شده است. تحلیل پایداری با در نظر گرفتن انحراف از جواب‌های نسخه متقارن انجام شده و خط دی آلمیدا–تالس برای مقادیر مختلف جفت‌شدگی بدست آمده و در نمودارهای فاز سیستم رسم شده است. نتایج بدست آمده نشان می‌دهد در فاز پارامغناطیس در دمای بالا جواب‌های نسخه متقارن پایدار است اما در فاز شیشه اسپینی و در دمای پایین فاز فرومغناطیس ناپایدار است. گذار بازگشتی که برای مقادیر میانی جفت‌شدگی در مرز بین فازهای شیشه اسپینی و فرومغناطیس در حل نسخه متقارن وجود دارد در خط دی آلمیدا–تالس نیز مشاهده می‌شود یعنی با کاهش دما از فاز فرومغناطیس به شیشه اسپینی رفته سپس به فاز آمیخته که ویژگی‌های هر دو فاز فرومغناطیس و شیشه اسپینی را دارد بازمی‌گردد.

سپاسگزاری

نویسندگان از شورای پژوهشی دانشگاه تهران سپاسگزاری می‌کنند. این اثر تحت حمایت مادی صندوق حمایت از پژوهشگران و فناوران کشور (INSF) برگرفته شده از طرح شماره " ۴۰۰۵۹۵۰ " انجام شده است.

مرجع‌ها

[1] P. Manna and S. Yusuf, *Physics Reports* **535**, 61 (2014)
[2] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, *Physical review* **102**, 1413 (1956).
[3] M. Kishimoto, T. Sueyoshi, J. Hirata, M. Amemiya, and F. Hayama , *Journal of Applied Physics* **50**, 450 (1979).
[4] A. Berkowitz, F. Parker, E. Hall, and G. Podolsky, *IEEE Transactions on Magnetics* **24**, 2871 (1988).
[5] W. C. Cain and M. H. Kryder, *Journal of applied physics* **67**, 5722 (1990).
[6] T. Schulthess and W. Butler, *Physical review letters* **81**, 4516 (1998).
[7] M. Ali, P. Adie, C. H. Marrows, D. Greig, B. J. Hickey, and R. L. Stamps, *Nature Materials* **6**, 70 (2007)
[8] M. Tomaz, W. Antel Jr, W. O'Brien, and G. Harp, *Journal of Physics: Condensed Matter* **9**, L179 (1997).
[9] M. Kiwi, *Journal of Magnetism and Magnetic materials* **234**, 584 (2001).
[10] F. Radu and H. Zabel, *Magnetic heterostructures* pp. 97–184 (2007).
[11] J. Nogu´es and I. K. Schuller, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **192**, 203 (1999).
[12] Sherrington, D., & Kirkpatrick, S. *Physical review letters*, **35**(26), 1792. (1975).
[13] de Almeida, J. R., & Thouless, D. J. (1978). *Journal of Physics A: Mathematical and General*, **11**(5), 983.