Письма в ЖЭТФ, том 65, вып.1, стр.108 - 112 © 1997г. 10 января

СЛАБЫЙ БЕСПОРЯДОК В ДВУМЕРНОМ ДИПОЛЬНОМ МАГНЕТИКЕ

Д.Э.Фельдман

Институт теоретической физики им.Ландау РАН

142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 19 ноября 1996 г.

После переработки 10 декабря 1996 г.

Изучено влияние беспорядка типа "случайное поле" и беспорядка типа "случайная ось анизотропии" на двумерный дипольный ферромагнетик. Показано, что беспорядок приводит к неустойчивости ферромагнитной фазы. С помощью самосогласованного гармонического приближения вычислена корреляционная функция намагниченности. Обнаружено, что в присутствии случайного поля коррелятор зависит от расстояния по степенному закону. В присутствии случайной анизотропии коррелятор логарифмически медленно убывает с расстоянием.

PACS: 75.10.Nr

В последние годы усилился интерес к дипольным эффектам в тонких магнитных пленках. Замечательное свойство дипольных сил состоит в их способности стабилизировать дальний порядок в двумерных вырожденных магнетиках [1, 2]. Ожидается, что эффект дипольной стабилизации дальнего порядка может наблюдаться в магнитных пленках с гексагональной симметрией [3]. Недавние успехи в выращивании таких пленок [4, 5] и наблюдение индуцированной дипольными силами доменной структуры [6] стимулируют теоретические исследования дипольных эффектов в двумерных системах [3, 7, 8].

В настоящей работе изучается влияние слабого беспорядка на свойства двумерного дипольного $X-Y$-ферромагнетика при низких температурах. Поскольку в гейзенберговском дипольном магнетике нормальная пленке компонента намагниченности вымирает на больших масштабах [1, 2], наши результаты относятся и к гейзенберговскому случаю. Мы рассмотрим два типа беспорядка: случайное поле и случайную ось анизотропии. Из соображений симметрии можно ожидать, что в присутствии беспорядка других типов с конечным радиусом корреляции двумерный дипольный магнетик попадает в один из этих двух классов универсальности. Мы увидим, что беспорядок приводит к разрушению дальнего порядка. При этом в присутствии случайного поля корреляционная функция намагниченности зависит от расстояния по тому же закону, что и в грязном магнетике без дипольного взаимодействия [9-11]. Для беспорядка типа случайная ось анизотропии мы обнаружим логарифмически медленное убывание корреляций с расстоянием.

Корреляционная функция будет вычислена с помощью самосогласованного гармонического приближения [9-14]. В отличие от других методов (например, ренормгруппы), эта процедура принимает во внимание особенности сложного энергетического рельефа неупорядоченной системы и поэтому позволяет получать разумные результаты [14]. В то же время самосогласованное гармоническое приближение приводит к точным количественным результатам только в системах с большим числом компонент параметра порядка [14]. Поэтому настоящая работа должна рассматриваться как первый шаг на пути решения проблемы.

В области низких температур можно пренебречь флуктуациями модуля локальной намагниченности и выразить гамильтониан пленки через угол $\phi(\mathbf{r})$, который намагниченность образует с каким-нибудь заданным направлением. В непрерывном пределе гамильтониан имеет вид

$$H = \int d^2r \frac{J}{2}(\nabla\phi)^2 + \int\int d^2r d^2r' \frac{g}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3}[\cos(\phi(\mathbf{r}) - \phi(\mathbf{r}')) - 3\cos(\phi(\mathbf{r}) - \theta(\mathbf{r}-\mathbf{r}'))\times$$

$$\times\cos(\phi(\mathbf{r}') - \theta(\mathbf{r}-\mathbf{r}'))] + \int [h_x(\mathbf{r})\cos(p\phi(\mathbf{r})) + h_y(\mathbf{r})\sin(p\phi(\mathbf{r}))]d^2r. \qquad (1)$$

Здесь $\theta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ – угол между заданным направлением и осью, соединяющей дипольно взаимодействующие спины в точках $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$; параметр p принимает значение $p = 1$ для беспорядка типа случайное поле и $p = 2$ для беспорядка типа случайная ось анизотропии; $h_x(\mathbf{r})$ и $h_y(\mathbf{r})$ - случайные поля. Мы предположим, что эти поля распределены по Гауссу и δ-коррелированы:

$$\overline{h_\alpha(\mathbf{r})h_\beta(\mathbf{r}')} = \frac{\Delta}{2}\delta_{\alpha\beta}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}'); \quad \alpha,\beta = x, y. \qquad (2)$$

Константу дипольного взаимодействия g считаем малой. В этом случае основное состояние чистой системы ферромагнитное.

После усреднения по беспорядку с помощью метода реплик эффективный гамильтониан принимает вид

$$H_R = \sum_a \int d^2r \frac{J}{2}(\nabla\phi^a)^2 + \int\int d^2r d^2r' \frac{g}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3}\sum_a [\cos(\phi^a(\mathbf{r}) - \phi^a(\mathbf{r}'))-$$

$$-3\cos(\phi^a(\mathbf{r}) - \theta(\mathbf{r}-\mathbf{r}'))\cos(\phi^a(\mathbf{r}') - \theta(\mathbf{r}-\mathbf{r}'))]-$$

$$-\frac{\Delta}{2T}\int\sum_{a,b}\cos[p(\phi^a(\mathbf{r}) - \phi^b(\mathbf{r}))]d^2r, \qquad (3)$$

где a, b - репличные индексы, T - температура.

Самосогласованное гармоническое приближение, которое мы используем для расчета корреляционной функции, состоит в нахождении экстремума вариационной свободной энергии

$$F_{VAR} = F_0 + < H_R - H_0 >_0 \qquad (4)$$

по отношению к квадратичному пробному гамильтониану

$$H_0 = \frac{1}{2}\int \frac{d^2q}{(2\pi)^2}\sum_{ab} G^{-1}_{ab}(\mathbf{q})\phi^a(\mathbf{q})\phi^b(-\mathbf{q}). \qquad (5)$$

В формуле (4) гамильтониан H_R определяется из (3), F_0 обозначает свободную энергию, отвечающую гамильтониану H_0, $< ... >_0$ обозначает усреднение по распределению Гиббса с гамильтонианом H_0. Для упрощения записи формул примем температуру системы T за единицу. Пределу низких температур будут соответствовать большие J в гамильтониане (1).

При усреднении в формуле (4) воспользуемся тем, что для самосогласованного решения уравнения на G_{ab}, которое мы найдем, $\int G_{aa}(\mathrm{q})\frac{d^2q}{(2\pi)^2}$, расходится. В результате получаем (с точностью до несущественной константы) вариационную свободную энергию единицы объема:

$$F_{VAR} = \frac{1}{2}\int \frac{d^2q}{(2\pi)^2}[Jq^2\sum_a G_{aa}(\mathrm{q}) - \ln\det\hat{G}_{ab}(\mathrm{q}))] - \frac{\Delta}{2}\sum_{a\neq b}\exp(-\frac{p^2}{2}B_{ab}) -$$

$$-\frac{g}{2}\int\frac{d^2x}{|\mathrm{x}|^3}\sum_a \exp[-\frac{1}{2} < (\phi_a(\mathrm{x}) - \phi_a(0))^2 >_0], \tag{6}$$

где

$$B_{ab} = < (\phi_a(\mathrm{x}) - \phi_b(\mathrm{x}))^2 >_0 = \int\frac{d^2q}{(2\pi)^2}[G_{aa}(\mathrm{q}) + G_{bb}(\mathrm{q}) - G_{ab}(\mathrm{q}) - G_{ba}(\mathrm{q})]. \tag{7}$$

Варьируя (6) по G_{ab}, находим

$$G^{-1}_{ab}(\mathrm{q}) = Jq^2\delta_{ab} - \sigma_{ab} +$$

$$+ g\delta_{ab}\int\frac{d^2x}{|\mathrm{x}|^3}(1 - \exp(i\mathrm{qx}))\exp[-\int\frac{d^2q}{(2\pi)^2}(1-\exp(i\mathrm{qx}))G_{aa}(\mathrm{q})], \tag{8}$$

где

$$\sigma_{ab}|_{a\neq b} = \Delta p^2\exp[-\frac{p^2}{2}B_{ab}]; \quad \sum_b \sigma_{ab} = 0. \tag{9}$$

Вариационная свободная энергия (6) и уравнение на функцию Грина (8) получились такими же, как в системе с дальнодействием вида

$$E_{lr} \sim -\int d^2r d^2r' \frac{\cos(\phi(\mathrm{r}) - \phi(\mathrm{r}'))}{|\mathrm{r}-\mathrm{r}'|^3}.$$

Совпадение корреляционных функций в системе с таким дальнодействием и в системе с дипольными силами является, по-видимому, артефактом вариационного метода. Однако можно надеяться, что самосогласованное гармоническое приближение позволяет качественно правильно описать обе системы.

Для беспорядка типа случайное поле ($p = 1$) решение $G_{ab}(\mathrm{q})$ уравнения (8) остается (с точностью до малой поправки) таким же, как в задаче без дипольной силы [9–11]. В этом можно убедиться прямой подстановкой. Поэтому сохраняется степенное поведение корреляционной функции намагниченности:

$$< \mathrm{m}(\mathrm{R})\mathrm{m}(0) > = < \cos(\phi^a(\mathrm{R}) - \phi^a(0)) > \sim \frac{1}{R^s}; \quad s \geq 2. \tag{10}$$

Перейдем к случаю беспорядка типа случайная ось. Нам потребуется переписать репличные матрицы с помощью паризиевской параметризации [15, 16]. Матрица $G^{-1}_{ab}(\mathrm{q})$ параметризуется диагональным элементом $G^{-1}_{aa}(\mathrm{q}) = T(\mathrm{q}) - \tilde{\sigma}$ и функцией $-\sigma(y)$, $0 \leq y \leq 1$, где

$$T(\mathrm{q}) = Jq^2 + g\int\frac{d^2x}{|\mathrm{x}|^3}(1-\exp(i\mathrm{qx}))\exp[-\int\frac{d^2q}{(2\pi)^2}(1-\exp(i\mathrm{qx}))G_{aa}(\mathrm{q})], \tag{11}$$

а $\sigma(y)$ и $\tilde{\sigma}=\int_0^1 \sigma(y)dy$ - параметризация матрицы σ_{ab} (9). Пользуясь формулами обращения матриц Паризи [13], получим для корреляционной функции $G_{aa}(\mathbf{q})$:

$$G_{aa}(\mathbf{q}) = \frac{1}{T(\mathbf{q})}[1+\int_0^1 \frac{dy\delta(y)}{y^2(\delta(y)+T(\mathbf{q}))}], \tag{12}$$

где

$$\delta(y) = \int_0^y dz\sigma'(z)z. \tag{13}$$

Вводя вспомогательную переменную

$$g[\delta(y)] = \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2}\frac{1}{T(\mathbf{q})+\delta(y)} \tag{14}$$

и действуя аналогично [9], получаем, что

$$\frac{d}{d\delta}\left(\frac{dg[\delta(y)]}{d\delta}\right)^{-1} = -\frac{p^2}{y}. \tag{15}$$

Уравнения (11), (12), (14) и (15) образуют замкнутую систему, решение которой нам надо найти при $p=2$.

Будем искать $T(\mathbf{q})$ (11) в виде

$$T(q) = qf(\ln\frac{1}{q}), \tag{16}$$

где $f(\ln\frac{1}{q})$ - медленная функция q, $f(\ln\frac{1}{q}) \to 0$ при $q \to 0$ и ультрафиолетовая обрезка принята за единицу. Нас интересует область масштабов $q \ll 1$, где $f(\ln\frac{1}{q}) \ll 1$. Последовательно вычисляя по формулам (14), (15) и (12), находим для коррелятора $G_{aa}(q)$ при малых q

$$G_{aa}(q) \approx \frac{2\pi}{p^2q^2f^2(\ln\frac{1}{q})}[\int^{\ln\frac{1}{q}}\frac{dz}{f^2(z)}]^{-1}. \tag{17}$$

Подставляя (17) в (11), получаем уравнение на $f(\ln\frac{1}{q})$, асимптотическое решение которого при малых q имеет вид

$$f(\ln\frac{1}{q}) \sim (\ln\frac{1}{q})^{-1/(p^2-2)} = (\ln\frac{1}{q})^{-1/2}. \tag{18}$$

Отсюда находим корреляционную функцию намагниченности. С точностью до дважды логарифмического множителя

$$<\mathbf{m}(\mathbf{R})\mathbf{m}(\mathbf{0})> = <\cos(\phi_a(\mathbf{R})-\phi_a(\mathbf{0}))> \sim \frac{1}{\sqrt{\ln R}}. \tag{19}$$

Мы пришли к выводу об отсутствии дальнего порядка в грязной магнитной пленке. Этот вывод находится в согласии с аргументами типа Имри–Ма [17]. При разрушении ферромагнитного порядка в области размером l проигрыш в дипольной энергии $\Delta E_d \sim l^{2D-3}$, где $D=2$ – размерность пространства. С другой стороны, выигрыш в энергии беспорядка $\Delta E_i \sim l^{D/2}$. Поскольку в двумерном случае $\Delta E_i \sim \Delta E_d$, то можно ожидать поведения, типичного для нижней критической размерности, то есть отсутствия дальнего порядка.

Записав гамильтониан в непрерывном виде (1), мы пренебрегли возможностью рождения вихрей. Это приближение законно, если корреляционная функция медленно убывает с расстоянием. Поэтому можно ожидать, что вклад вихрей в корреляционную функцию дипольного магнетика с беспорядком типа случайная ось при низких температурах несуществен. Вопрос о роли вихрей в системе с беспорядком типа случайное поле нуждается в исследовании.

В заключение отметим, что найденное нами поведение дипольного магнетика со случайной анизотропией (19) при не слишком большом размере системы можно интерпретировать как наличие дальнего ферромагнитного порядка. В отсутствие дипольной силы корреляционная функция $X-Y$-модели со случайной анизотропией убывает по степенному закону в пространстве размерности $D < 4$ [9–11]. Поэтому мы можем сделать вывод, что способность дипольной силы стабилизировать дальний порядок, открытая в [1, 2], сохраняется и в грязном случае, но только, если беспорядок не нарушает симметрии по отношению к изменению знака спина.

Автор благодарен В.С.Доценко, А.Б.Кашубе, С.Е.Коршунову, В.Л.Покровскому и М.В.Фейгельману за многочисленные полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 96-02-18985.

---

1. С.В.Малеев, ЖЭТФ **71**, 2375 (1976).
2. В.Л.Покровский, М.В.Фейгельман, ЖЭТФ **72**, 557 (1977).
3. Ar.Abanov, A.Kashuba, and V.L.Pokrovsky, to be published.
4. Z.Q.Qiu, J.Pearson, and S.P.Barder, Phys.Rev.Lett. **67**, 1646 (1991).
5. R.Plandzelter, G.Steierl, and C.Rau, Phys.Rev.Lett. **74**, 3467 (1995).
6. R.Allenspach and A.Bishof, Phys.Rev.Lett. **69**, 3385 (1992).
7. A.Kashuba, Phys.Rev.Lett. **73**, 2264 (1994).
8. A.Kashuba, Ar.Abanov, and V.L.Pokrovsky, Phys.Rev.Lett. **77**, 2554 (1996).
9. S.E.Korshunov, Phys.Rev.B **48**, 3969 (1993).
10. T.Giamarchi and P.Le Doussal, Phys.Rev.Lett. **72**, 1530 (1994).
11. T.Giamarchi and P.Le Doussal, Phys.Rev.B **52**, 1242 (1995).
12. E.I.Shakhnovich and A.M.Gutin, J.Phys.A **22**, 1647 (1989).
13. M.Mezard and G.Parisi, J.Phys.A **23**, L1229 (1990).
14. M.Mezard, Preprint LPTENS 95/10.
15. M.Mezard, G.Parisi, and M.Virasoro, *Spin Glass Theory and Beyond*, World Scientific, Singapore, 1987.
16. В.С.Доценко, УФН **163**, N6, 1 (1993).
17. Y.Imry and S.K.Ma, Phys.Rev.Lett. **35**, 1399 (1975).