Физика низких температур, 1999, т. 25, № 10, с. 1056–1059

Переориентационный фазовый переход по температуре в двумерном ферромагнетике с учетом магнитоупругости

Ю. Н. Мицай, Ю. А. Фридман, Д. В. Спирин

Симферопольский государственный университет им. М. В. Фрунзе, Украина, 333036, г. Симферополь, ул. Ялтинская, 4
E-mail: man@expl.cris.crimea.ua

Статья поступила в редакцию 20 октября 1998 г., после переработки 16 февраля 1999 г.

Исследованы спектры элементарных возбуждений в ферромагнитной тонкой пленке. Получены температуры устойчивости фазовых переходов «легкая ось» – угловая фаза, и «легкая плоскость» – угловая фаза. Показано, что причиной возникновения угловой фазы является наличие магнитоупругого взаимодействия. Получена температура Кюри исследуемой системы.

Досліджено спектри елементарних збуджень в феромагнітній тонкій плівці. Отримано температури стійкості фазових переходів «легка вісь» – кутова фаза, і «легка площина» – кутова фаза. Показано, що причиною виникнення кутової фази є наявність магнітопружної взаємодії. Одержано температуру Кюрі дослідженої системи.

PACS: **75.10.+b**, 75.30.Kz

1. Двумерные ферромагнитные системы в последнее время вызывают большой интерес в связи с некоторыми их необычными свойствами. Так, в [1,2] указывается, что в тонких пленках Fe/Cu(100) и Fe/Ag(100) намагниченность при низких температурах перпендикулярна плоскости пленки, а при высоких температурах — параллельна. В таких системах возможны переориентационные фазовые переходы (ПФП) не только по температуре, но и по концентрации примеси, вызывающей появление в системе перпендикулярной одноионной анизотропии (ОА), в то время как параллельная ОА связана с обменной анизотропией [3].

Исследуем возможные ПФП на примере простейшей модели. Температурную зависимость ОА аппроксимируем функцией, обеспечивающей преобладание ОА типа «легкая ось» при низких температурах и ОА типа «легкая плоскость» при высоких температурах: $\zeta(T) = \beta(1 - T/T_0)$. Таким образом, при $T < T_0$ в системе реализуется легкоосная (ЛО) фаза с намагниченностью, параллельной оси $0Z$, а при $T > T_0$ реализуется легкоплоскостная (ЛП) фаза с намагниченностью, лежащей в базисной плоскости $X0Y$. Температура T_0 — температура ФП в отсутствие магнитоупругого (МУ) взаимодействия. Гамильтониан такой системы можно представить в виде

$$H = -\frac{1}{2}\sum_{n,n'} I(n-n')\mathbf{S}_n\mathbf{S}_{n'} - \zeta(T)\sum_n (S_n^z)^2 + \lambda\sum_n [(S_n^x)^2 u_{xx} + (S_n^y)^2 u_{yy} + (S_n^x S_n^y + S_n^y S_n^x)u_{xy}] + \int dV \frac{E}{2(1-\sigma^2)}[u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + 2\sigma u_{xx}u_{yy} + 2(1-\sigma)u_{xy}^2], \quad (1)$$

где $I(n-n')$ — константа гейзенберговского обмена; S_n^i — спиновый оператор в узле n; λ — константа МУ связи; u_{ij} — компоненты тензора деформаций; E — модуль Юнга; σ — коэффициент Пуассона.

Дальний магнитный порядок (ДМП) в ЛП фазе, как показано в [4,5], стабилизируется МУ взаимодействием. Как известно [6], для $2D$ изотропных и легкоплоскостных ферромагнетиков ДМП отсутствует. Это связано с тем, что частота элементарных возбуждений $\omega \propto k$, и в интеграле, определяющем среднюю флуктуацию магнитного момента вдоль равновесного направления, появляется дополнительный множитель $\propto 1/\omega(k)$, связанный с u–v преобразованием. Это обстоятельство приводит к расходимости интеграла флуктуаций на нижнем пределе и отсутствию ДМП.

В работе Малеева [7] показано, что учет магнитного дипольного взаимодействия в $2D$ ферромагнетиках приводит к корневому закону дисперсии магнонов $\omega \propto \sqrt{k}$ при малых k. Это свидетельствует о сходимости интеграла флуктуаций и стабилизации ДМП при температурах ниже T_C .

Учет МУ взаимодействия стабилизирует ДМП в $2D$ ферромагнетиках не за счет корневой модификации закона дисперсии, а за счет появления МУ щели в спектре магнонов.

2. Исследуем спектры элементарных возбуждений системы в ЛО фазе. Для получения спектров квазичастиц воспользуемся методом операторов Хаббарда [8,9].

Уровни магнитного иона, найденные из решения уравнения Шредингера с одноузельным гамильтонианом для $S = 1$, имеют вид

$$\begin{gathered}
E_1 = \zeta + \frac{\lambda}{2}\,(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)}) - \chi \;; \\
E_0 = \lambda(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)}) \;; \\
E_{-1} = \zeta + \frac{\lambda}{2}\,(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)}) + \chi \;; \\
\chi^2 = I_z^2 + \frac{\lambda^2}{4}\,(u_{xx}^{(0)} - u_{yy}^{(0)})^2 \;; \\
I_z = I_0 \langle S^z \rangle \;; \\
u_{xx}^{(0)} = u_{yy}^{(0)} = -\frac{\lambda(1-\sigma)}{2E} \;; \\
u_{xy}^{(0)} = 0 \;.
\end{gathered} \tag{2}$$

Решая дисперсионное уравнение (см. [8,9]), легко найти спектры квазичастиц. Оказывается, что в ЛО фазе взаимодействие магнитной и упругой подсистем сводится к возникновению спонтанных деформаций в образце, т.е. к появлению в спектре магнонной ветви $\omega(k) = \alpha k^2 + \zeta(T) + b_0$ дополнительного слагаемого b_0 — МУ щели. Таким образом, щель в спектре магнонов имеет вид $\omega(0) = b_0 + \zeta(T)$, где $b_0 = -[\lambda^2(1-\sigma)]/2E$, $\alpha = I_0 R^2$, R — радиус взаимодействия. Спектр магнонов становится неустойчивым при температуре

$$T_1 = T_0\left(1 - \frac{\lambda^2(1-\sigma)}{2E\beta}\right), \tag{3}$$

определяемой из условия равенства нулю щели в спектре магнонов.

3. Рассмотрим поведение системы при температуре $T \ge T_1$. При этом предположим, что вектор намагниченности отклонился от направления, параллельного оси $0Z$, на малый угол φ ($\varphi << 1$).

Энергетические уровни магнитного иона легко получить, находя поправки по φ к выражениям (2). Для нижайшего энергетического уровня, учетом которого мы ограничимся, получаем (с точностью до φ^6):

$$E_1 = E_1^{(0)} + \varphi^2\,\frac{\lambda u_{yy} + \zeta}{2} - \\ - \varphi^4\,\frac{\lambda u_{yy} + \zeta}{6} + \varphi^6\,\eta\,\frac{\lambda u_{yy} + \zeta}{2}\,, \tag{4}$$

где $E_1^{(0)}$ — энергетический уровень при $\varphi = 0$, $\eta = 0{,}0(4)$.

Зависимость спонтанных деформаций от φ находится аналогично и имеет вид

$$\begin{aligned}
u_{xx}^{(0)} &= -\frac{\lambda}{2E}\left\{1 - \sigma - \sigma\left(\varphi^2 - \frac{\varphi^4}{3} + \eta\varphi^6\right)\right\}, \\
u_{yy}^{(0)} &= -\frac{\lambda}{2E}\left\{1 - \sigma + \varphi^2 - \frac{\varphi^4}{3} + \eta\varphi^6\right\}.
\end{aligned} \tag{5}$$

Используя соотношения (4) и (5), получаем плотность свободной энергии исследуемой системы (с точностью до φ^6)

$$F(\varphi) = \varphi^2\left\{\frac{\zeta}{2} - \frac{\lambda^2(1-\sigma)}{4E}\right\} + \\ + \frac{\varphi^4}{3}\left\{-\frac{\zeta}{2} - \frac{\lambda^2(1+2\sigma)}{8E}\right\} + \varphi^6\left\{\frac{\lambda^2}{12E} + \frac{\zeta\eta}{2} - \frac{\lambda^2(1-\sigma)\eta}{2E}\right\}. \tag{6}$$

Из (6) следует, что при $T = T_1$ коэффициент при φ^2 равен нулю. При $T \ge T_1$ коэффициенты при φ^2 и φ^4 отрицательны, а при φ^6 — положителен. Такое поведение плотности свободной энергии свидетельствует о том, что температура T_1 — температура абсолютной неустойчивости ЛО фазы, и система испытывает ПФП первого рода из ЛО в угловую фазу [10]. Равновесное значение φ определяется из условия минимума плотности свободной энергии и равно

$$\varphi^2 = \frac{1}{9}\,\frac{\zeta + \lambda^2(1+2\sigma)/4E}{\lambda^2/6E + \zeta\eta - \lambda^2(1-\sigma)\eta/E} \times$$

$$\times\left\{1 + \left[1 + 54\left|\zeta - \frac{\lambda^2(1-\sigma)}{2E}\right|\left(\frac{\lambda^2}{6E} + \zeta\eta - \frac{\lambda^2(1-\sigma)}{E}\,\eta\right)\left(\zeta + \frac{\lambda^2(1+2\sigma)}{4E}\right)^{-2}\right]^{1/2}\right\}. \qquad (7)$$

4. Исследуем теперь ПФП ЛП—угловая фаза. Двумерный легкоплоскостной ферромагнетик с учетом МУ взаимодействия подробно изучался в [5]. В рассматриваемом случае магнитная и упругая подсистемы будут активно взаимодействовать в окрестности ПФП (в отличие от случая ЛО фазы). Спектр квазифононов имеет вид

$$\omega^2(k) = \omega_\tau^2(k)\,\frac{\gamma E_{10}^2 - \gamma a_0|E_{10}| - a_0\,I(k) + a_0\,I^2(k)/|E_{10}|}{\gamma E_{10}^2}, \qquad (8)$$

а в спектре квазимагнонов появляется МУ щель. В (8) введены следующие обозначения:

$$|E_{10}| = \frac{\zeta}{2} + I_0 + \frac{3\lambda^2}{4E}\ ; \quad \gamma = 1 - \frac{2I(k)}{|E_{10}|} + \frac{I^2(k)}{E_{10}^2}\ ;$$

$\omega_\tau(k) = c_\tau\,k$ — закон дисперсии свободных τ-поляризованных фононов; c_τ — скорость звука; $a_0 = \lambda^2(1+\sigma)/2E$.

Спектр квазифононов (8) становится неустойчивым при температуре T_2, определяемой из условия

$$\gamma E_{10}^2 - \gamma a_0|E_{10}| - I_0\,a_0 + \frac{I_0^2 a_0}{|E_{10}|} = 0\ .$$

Эта температура является температурой абсолютной неустойчивости ЛП фазы и равна

$$T_2 = T_0\left(1 - \frac{\lambda^2(1-2\sigma)}{2E\beta}\right). \qquad (9)$$

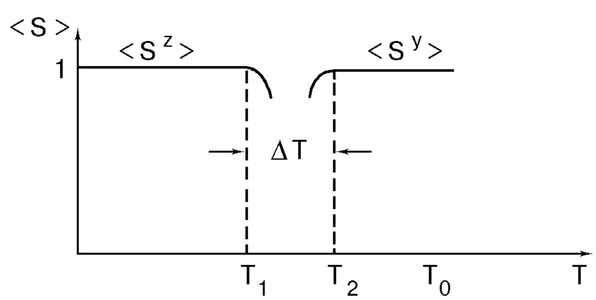

Рис. 1. Зависимость параметра порядка двухосного двумерного ферромагнетика от температуры.

5. Таким образом, учет МУ взаимодействия приводит к появлению в тонкой пленке угловой фазы. Причем, ФП ЛО—угловая фаза и ЛП—угловая фаза являются переходами первого рода. Температурный интервал, в котором реализуется угловая фаза, определяется выражениями (3) и (9) и равен

$$\Delta T = T_2 - T_1 = T_0\,\frac{\lambda^2\sigma}{2E\beta}\ . \qquad (10)$$

Из (10) следует, что этот температурный интервал определяется, в первую очередь, упругими и МУ константами. В отсутствие МУ связи $\Delta T = 0$ и ФП ЛО—ЛП фаза происходит скачком при $T = T_0$.

На рис. 1 схематически приведена зависимость намагниченности исследуемой системы от температуры. В работе [11] экспериментально исследовалось поведение намагниченности тонких пленок Fe/Cu(100) и приведена температурная зависимость намагниченности образца. Качественно результаты работы [11] соответствуют нашим результатам (см. рис. 1), хотя и существуют количественные различия. Это связано прежде всего с тем, что спин ионов железа $S = 3/2$, а в предлагаемой модели $S = 1$. Точный учет величины спина железа приводит к некоторым математическим усложнениям модели, в частности, задача становится не трехуровневой, как в рассматриваемом случае, а четырехуровневой. Однако структура дисперсионных уравнений при этом не изменится (см. [12]). Величина ΔT, экспериментально определенная в [11], составляет 20–30 К в зависимости от толщины пленки. Оценка этой величины, проведенная по формуле (10), составляет 1–10 К для характерных значений параметров E, λ, β для объемного Fe [13].

Как отмечалось ранее, учет МУ связи приводит к стабилизации дальнего магнитного порядка в ЛП фазе двумерного ферромагнетика [5]. Температура Кюри при этом становится отличной от нуля и для исследуемой системы равна

$$T_C = \frac{4\pi\alpha}{\ln\,[4\pi\alpha/\sqrt{\tilde{b}_0(\tilde{b}_0 + \zeta(T))}\,]}\;, \quad \tilde{b}_0 = \frac{3\lambda^2}{4E}\;. \qquad (11)$$

Как видно из (11), МУ связь является определяющей и $T_C \to 0$ при $\tilde{b}_0 = 0$.

1. A. Kashuba and V. L. Pokrovsky, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3155 (1993).
2. D. Pescia, M. Stampanoni, G. L. Bona, A. Vaterlaus, R. F. Willis, and F. Meier, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2126 (1987).
3. М. А. Иванов, В. М. Локтев, Ю. Г. Погорелов, *Препринт ИТФ-84-114Р*, Киев (1984).
4. Б. А. Иванов, Е. В. Тартаковская, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 792 (1996).
5. Ю. Н. Мицай, Ю. А. Фридман, Д. В. Спирин, К. Н. Алексеев, *Ученые записки СГУ* **7** (46), 139 (1998).
6. N. D. Mermin and H. Wagner, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1133 (1966).
7. С. В. Малеев, *ЖЭТФ* **70**, 2374 (1976).
8. Ю. Н. Мицай, Ю. А. Фридман, *ТМФ* **89**, 207 (1989).
9. Р. О. Зайцев, *ЖЭТФ* **68**, 207 (1975).
10. Ю. А. Изюмов, В. Н. Сыромятников, *Фазовые переходы и симметрия кристаллов*, Наука, Москва (1984).
11. D. P. Pappas, K.-P. Kämper, and H. Hopster, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3179 (1990).
12. S. G. Ovchinnikov and T. A. Valkova, *Solid State Communs* **54**, 6, 509 (1985).
13. Е. А. Туров, А. А. Луговой, В. Д. Бучельников, Ю. А. Кузавко, В. Г. Шавров, О. В. Ян, *Препринт ИФМ* № 4, Свердловск (1986).

Reorientation phase transition by temperature in a two-dimensional ferromagnetic with the account of magnetoelasticity

Yu. N. Mitsay, Yu. A. Fridman, and D. V. Spirin

The spectra of elementary excitations in a ferromagnetic thin film are explored. The temperatures of «easy-axis» – angular phase and «easy plane» – angular phase transition stabilities are obtained. It is shown that the angular phase is responsible for by magnetoelastic interaction. The Curie temperature of the system in question is obtained.