

УДК 548 : 537.611.45

© 1990

ТЕОРИЯ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В $DyFe_{1-x}Co_xO_3$ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю. М. Гуфан, В. И. Рафалович

Построена феноменологическая теория ориентационного фазового перехода в $DyFe_{1-x}Co_xO_3$, не содержащая модельного предположения о независимости величины намагниченности подрешеток от внешних условий. Это позволило непротиворечиво описать экспериментальную фазовую диаграмму без учета неоднородных состояний.

Замещенный ортоферрит диспрозия $DyFe_{0.994}Co_{0.006}O_3$ при $T \approx 130$ К претерпевает фазовый переход (ФП) II рода из слабоферромагнитного состояния в антиферромагнитное [1]. В общепринятых [1] обозначениях изменение магнитной структуры при переходе следующее: $M_x L_x \rightarrow M_x L_x L_y$. Этот переход сохраняется и во внешнем магнитном поле H , направленном перпендикулярно плоскости вращения вектора L ($H \parallel x$). Внешнее магнитное поле при $H < 10$ кЭ приводит только к тому, что температура перехода линейно убывает с повышением напряженности внешнего поля (рис. 1) [2]. Из эксперимента следует, что переход остается непрерывным, т. е. проявляет себя как ФП II рода вплоть до полей порядка 10 кЭ. Заметим, что переход II рода между этими фазами не запрещен по симметричным соображениям теории Ландау [3] в силу того, что группа симметрии фазы $M_x L_x L_y$ есть подгруппа индекса 2 группы симметрии фазы $M_x L_x$. Однако построенная в [2] модельная феноменологическая теория перехода $M_x L_x \rightarrow M_x L_x L_y$, в которой предполагалось, что значение макроскопической величины намагниченности подрешеток $|S_i|$ не зависит от внешних условий, приводила к выводу о необходимости перехода I рода между этими фазами в слабых полях. Как видим, это чисто модельный результат теории. Полученные в [2] экспериментальная и теоретическая фазовые диаграммы (ФД) приведены на рис. 1. Он иллюстрирует то, что модельная теория [2] в полной противоположности эксперименту [2] предсказывает необходимость гистерезиса при переходе между фазами со структурой $M_x L_x$ и $M_x L_x L_y$. В более сильных полях переход, согласно теории [2], должен стать переходом II рода. Однако эта картина перехода возникает только в теории, предполагающей однородное строение образца. Противоречие предсказаний такой теории эксперименту в [2] объясняют тем, что реальный образец неоднороден и состоит из доменов. Распределение спиновых векторов внутри доменной границы, согласно теории, предполагающей $S_i^2 = \text{const}$, именно в области ФД, где возможно метастабильное существование другой фазы, становится неоднородным, центральные области стенки как бы приближаются по структуре к структуре метастабильной фазы. Объем этих областей, согласно [2], должен расти по мере приближения к линии равенства энергий фаз, и это приводит к замене перехода I рода непрерывным ФП.

Прежде всего отметим общий характер механизма сглаживания аномалий перехода I рода, предложенного в [2], что естественно вызывает вопрос: почему этот механизм не работает в других кристаллах? Второй вопрос, который заставляет провести пересмотр теории переходов

в $\text{DyFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$, предложенной в [2], вызван тем, что, согласно теории спиновых волн, в основу которой положено предположение $S_i^z = \text{const}$ при $T=0$, уже при $T=10$ К и $H=10$ кЭ парапроцесс может составлять ~40 % номинальной намагниченности [4]. Этот результат позволяет усомниться в пригодности приближения $S_i^z = \text{const}$ к описанию ФП в полях при 130 К. С другой стороны, отказ от $S_i^z = \text{const}$ привел в [5] к совершенно другому выводу о структуре доменных стенок вблизи переориентационного ФП. Оказалось, что в отличие от результатов [2] вблизи линий границ потери устойчивости одной из фаз на ФД есть линия, на которой отдельным ФП должно происходить понижение симметрии структуры толстых доменных стенок. Температура перехода в доменной стенке всегда выше температуры пачала гистерезиса даже в идеальном кристалле. Все это заставляет искать другие возможные механизмы, непротиворечиво объясняющие эксперимент [2].

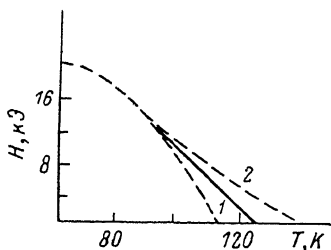


Рис. 1. Фазовая диаграмма в районе ориентационного перехода в $\text{DyFe}_{0.994}\text{Co}_{0.006}\text{O}_3$.

1 — экспериментально определенная линия перехода, 2 — теоретическое предсказание границ устойчивости фаз в модели $S_i^z = \text{const}$ по [2]

С этой целью в нашей работе построена теория ориентационного перехода в $\text{DyFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$, не содержащая модельного предположения [2] $S_i^z = \text{const}$. Как оказалось, такая теория и без учета структуры доменных стенок вполне непротиворечиво описывает эксперимент.

Для построения безмодельной теории в феноменологический неравновесный потенциал Ландау, определяемый только соображениями симметрии и в этом смысле совпадающий с рассмотренным в [2] (он описывает переход $M_x L_z \rightarrow M_x L_z L_y$ в $\text{DyFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$), следует включить слагаемые обменного происхождения, определяющие величину $|\mathbf{L}|$ и опущенные в [2] из-за условия $S_i^z = \text{const}$

$$\Phi = BM^2 + A_1 L^2 + A_2 L^4 + b_1 L_x^2 + b_2 L_y^2 + c_1 L_x^2 + c_2 L_x^4 + q L_x^2 L_y^2 + d_1 M_x L_x - d_3 M_x L_x - M_x H_x. \quad (1)$$

Здесь первые три слагаемых описывают обменные взаимодействия, с четвертого по восьмое — анизотропные, взаимодействие Дзялошинского описывается следующими двумя членами, последнее слагаемое соответствует энергии магнетика во внешнем поле. Так как исследуемый ориентационный ФП происходит при температуре ниже точки Нееля, то следует положить в (1) $A_1 < 0$, $A_2 > 0$. Ориентация вектора \mathbf{L} относительно кристаллографических осей определяется релятивистскими взаимодействиями, которые предполагаются малыми по отношению к обменным. Для $\text{DyFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ можно положить $|d_1| \approx |d_3| = d$ [2]. Феноменологический параметр b_2 входит в модельные параметры феноменологической теории и потому в теории, основанной на (1), $b_2 > 0$ [6, 7].

Уравнения состояния в фазе $M_x L_z L_y$ имеют вид

$$\begin{aligned} A_1 + 2A_2 L^2 &= 0, \\ 2L_x (A_1 + b_1 + 2A_2 L^2 + 2b_2 L_x^2) + dM_x &= 0, \\ 2BM_x + dL_x &= H_x. \end{aligned} \quad (2)$$

Если обозначить вторые производные потенциала (1) по неравновесным параметрам $\alpha, \beta = L_x L_y, \dots, M_x \Phi_{\alpha\beta}$, то условия устойчивости этой фазы принимают вид $\Phi_{L_y L_y} \Phi_{L_x L_x} - \Phi_{L_y L_x}^2 \geq 0$ и $\Phi_{L_y L_y} (\Phi_{L_x L_x} \Phi_{M_x M_x} - \Phi_{L_x M_x}^2) - \Phi_{M_x M_x} \Phi_{L_y L_x}^2 \geq 0$, что в модели (1) конкретизируется в соотношения

$$16A_x L_y^2 (b_1 + 6b_2 L_x^2) \geq 0, \quad (3)$$

$$8A_2 L_y^2 (4B (b_1 + 6b_2 L_x^2) - d^2) \geq 0. \quad (4)$$

Границы устойчивости вычисляются в результате совместного решения системы (2) с предельными равенствами (3) и (4). Область устойчивости фазы $M_x L_x L_y$ на $H-b_1$ фазовой диаграмме в слабых полях лежит ниже прямой

$$H = \frac{4B}{d} \sqrt{-\frac{A_1}{2A_2} \left(\frac{d^2}{4B} + \frac{A_1 b_2}{A_2} - b_1 \right)}. \quad (5)$$

В полях, больших критического $H > H_k = 16B$ в $b_2 (-A_1/2A_2)^{3/2}/d$, эта область ограничена полукубической параболой

$$H = \frac{8B}{3d \sqrt{6b_2}} \left(\frac{d^2}{4B} - b_1 \right)^{3/2}. \quad (6)$$

В критическом поле H_k линии (5) и (6) касаются друг друга в точке $b_1 = b_{1k} = d^2/4B + 3A_1 b_2/A_2$.

Уравнения состояния фазы $M_x L_x$ имеют тот же вид, что и два последних уравнения системы (2). Поскольку исследуется фазовый переход $M_x L_x \rightarrow M_x L_x L_y$, то непротиворечиво можно считать, что c_1 и $q > 0$. Тогда условия устойчивости этой фазы $\Phi_{L_y L_y} \geq 0$ и $\Phi_{L_x L_x} \Phi_{M_x M_x} - \Phi_{L_x M_x}^2 \geq 0$ в модели (1) принимают вид

$$A_1 + 2A_2 L_x^2 \geq 0, \quad (7)$$

$$4B(A_1 + b_1 + 6(A_2 + b_2)L_x^2) - d^2 \geq 0. \quad (8)$$

В слабых полях ($H < H_k$) условием, определяющим устойчивость, является (7). Фаза $M_x L_x$ оказывается устойчивой в полях, больших (5). В полях $H > 16B(A_2 + b_2) \times (-A_1/2A_2)^{3/2}/d > H_k$ фаза $M_x L_x$ лежит над линией $H = (8B/3d \sqrt{6(A_2 + b_2)}) (d^2/4B - A_1 - b_1)^{3/2}$. Из этого следует, что в полях $H > H_k$ переход между фазами происходит как ФП I рода, а в слабых полях переход между ними осуществляется ФП II рода и граница между фазами в первом приближении проходит по прямой линии. Этот результат принципиально отличает предлагаемую теорию от [2] и в точности совпадает с экспериментом.

Общий вид фазовой диаграммы модели (1) представлен на рис. 2. Если, как обычно, положить, что $b_1 = \alpha(T - T_n)$, где T_n — температура ориентационного ФП [8], то из построенной фазовой диаграммы следует, что отказ от предположения $S_z^2 = \text{const}$ позволяет непротиворечиво описать линейную зависимость снижения температуры переориентации от поля, наблюдаемую в [2]. Сравнение с экспериментом позволяет определить и ограничения на численные значения некоторых параметров теории.

Список литературы

- [1] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 318 с.
- [2] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Крицкий И. Б., Овчинникова Т. Л. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 9. С. 2615—2620.
- [3] Ландау Л. Д. Собрание трудов. К теории фазовых переходов. Т. I. М.: Наука 1969. С. 234—252.
- [4] Туров А. Е. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. М.: Изд-во АН СССР. 1963. 224 с.
- [5] Бульбич А. А., Гуфан Ю. М. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 6. С. 121—129.
- [6] Арнольд В. И., Варченко А. Н., Гуссейн-Заде С. М. Особенности дифференцируемых отображений Т. I. М.: Наука. 1982. 304 с.
- [7] Гуфан Ю. М. Структурные фазовые переходы. М.: Наука, 1982. 304 с.
- [8] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.

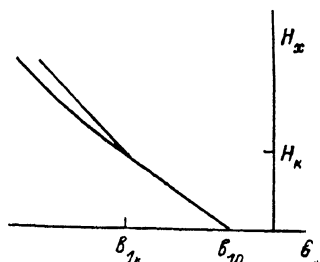


Рис. 2. Теоретическая фазовая диаграмма $L^2 + M^2 = \text{const}$; $b_{10} = d^2/4B + A_1 b_2/A_2$.