

T—H ЛИНИИ В КЛАСТЕРНОМ СПИНОВОМ СТЕКЛЕ $\text{BaFe}_{3.4}\text{In}_{3.6}\text{O}_{19}$

Н. Н. Ефимова, Н. В. Ткаченко

Ранее нами сообщалось об обнаружении перехода в состояние кластерного спинового стекла (СС) при $T_f=85$ К ($H=0$) в слабоабразованном пятиподрешеточном гексагональном ферримагнетике $\text{BaFe}_{3.4}\text{In}_{3.6}\text{O}_{19} \times (\text{In}_{3.6}\text{M})$ [1]. В качестве механизмов, способствующих этому переходу, рассматривалось совместное действие двух факторов: «обменного и анизотропного», обусловленных избирательным замещением $\text{In}^{3+} \rightarrow \text{Fe}^{3+}$ в определенных позициях решетки. При содержании немагнитных ионов In^{3+}

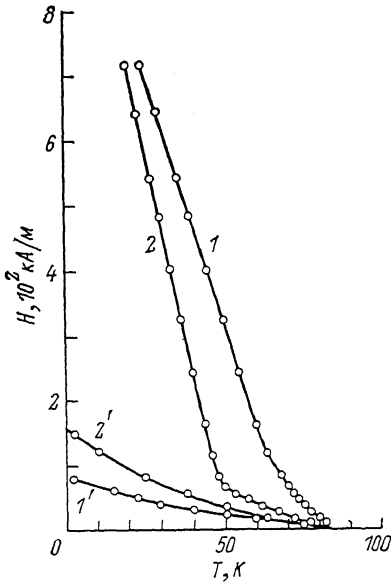


Рис. 1. T—H линии ($T_f(H)$), определенные по возникновению в монокристалле $\text{BaFe}_{3.4}\text{In}_{3.6}\text{O}_{19}$ магнитной необратимости (1, 2) и магнитной вязкости (1', 2'); 1, 1' — $H \perp c$; 2, 2' — $H \parallel c$.

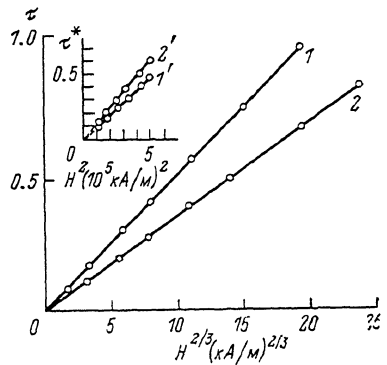


Рис. 2. Температурно-полевые зависимости T—H линий, определенных по появлению магнитной вязкости $\tau \sim H^{1/2}$, где $\tau = 1 - T_f(H)/T_f(0)$.

1 — ($H \perp c$), 2 — ($H \parallel c$). На вставке — зависимости $\tau^* \sim H^2$ для высокополевого участка T—H линий появления необратимости. 1' — ($H \perp c$), 2' — ($H \parallel c$). $\tau^* = 1 - T_f(H)/T_f(0)$.

три и более на формульную единицу они занимают $\sim 70\%$ мест в пентаэдрической подрешетке $2b$, играющей определяющую роль в формировании сильной одноосной анизотропии этого класса ферримагнетиков и важную с точки зрения обменного взаимодействия. Вследствие такого катионного распределения ионов In^{3+} в структуре образуются слабомагнитные прослойки между блоками (кластерами) протяженностью $nc/2$, где c постоянная решетки вдоль гексагональной оси, $n=1, 2, 3, \dots$. За счет ослабления обменного взаимодействия между блоками в них формируется случайная анизотропия: магнитные моменты ориентированы вдоль различных направлений — от параллельного до перпендикулярного оси c , что определяется размером блока, т. е. количеством магнитоактивных ионов Fe^{3+} в позициях $2b$. Таким образом, хотя определяющим является ослабление обменного взаимодействия, случайная анизотропия также выступает в качестве активного фактора, необходимого для реализации СС-состояния.

Результаты, приведенные в [1], показывают, что в рассматриваемом случае наблюдаются специфические особенности поведения в магнитном поле, не отмечавшиеся ранее для СС-систем. В частности, существует

анизотропия $T-H$ линий (зависимостей $T_f(H)$), которые тем не менее экстраполируются при $H \rightarrow 0$ к одной и той же температуре $T_f(0) = 85$ К.

С использованием методики, описанной в [1], были проведены более подробные исследования поведения $\text{In}_{3.6}\text{M}$ в статических магнитных полях, включающие в себя изучение магнитной вязкости — зависимости неравновесной намагниченности от времени при постоянных значениях поля и температуры $[\sigma_{ZFC}(t)]_{H,T}$.

Установлено, что при $T < T_f(0)$ существует характерная для СС магнитная вязкость $\sigma_{ZFC}(t) = \sigma(t_0) + S \ln(t/t_0)$, $t_0 \approx 10$ с, $t \leq 4 \cdot 10^3$ с. Полученные зависимости коэффициента магнитной вязкости от поля и температуры $S_T(H)$, $S_H(T)$ в целом типичны для СС и аналогичны приведенным в [2, 3] для других СС-систем на основе разбавленных ферромагнитных окислов. Коэффициент S в рассматриваемом случае анизотропен: например, в поле $H = 16$ кА/м максимальные значения S_m составляют $1.3 \cdot 10^{-8}$ Тл·м³·кг⁻¹ ($H \parallel c$) и $1.2 \cdot 10^{-9}$ Тл·м³·кг⁻¹ ($H \perp c$). Интересно отметить, что по порядку величины эти значения соответствуют наблюдающимся в состояниях ферромагнитного СС ($\sim 10^{-8}$) и СС ($\sim 10^{-9}$) [2, 3].

Положение в плоскости $T-H$ линий $T_f(H)$, определенных по обращению в нуль коэффициента вязкости $S_H(T)$, так же как и линий $T-H$, приведенных в [1], зависит от ориентации магнитного поля H относительно оси c (рис. 1). Обращают на себя внимание два обстоятельства: $T-H$ линий, соответствующие появлению магнитной вязкости ($1'$, $2'$), расположены ниже линий возникновения необратимости (1 , 2) и их очередность изменяется.

Температурно-полевые зависимости линий необратимости (1 , 2), при переходе через которые наблюдается отличие равновесной σ_{FC} и неравновесной σ_{ZFC} намагниченностей ($\sigma_{ZFC}(T, H) \neq \sigma_{FC}(T, H)$), имеют вид, аналогичный предсказанному в [4] для верхней критической линии гейзенберговского СС со случайной анизотропией. В малых полях ($H^{\parallel} \leq 48$, $H^{\perp} \leq 36$ кА/м) $\tau \sim H^{2/3}$ [1], в больших ($H > 320$ кА/м) $\tau^* \sim H^2$ (вставка на рис. 2), промежуточная область полей соответствует кроссоверу; $\tau = 1 - T_f(H)/T_f(0)$; $\tau^* = 1 - T_f(H)/\tilde{T}_f(0)$; $\tilde{T}_f(0)$ — температура, к которой экстраполируется высокополевой участок зависимости $T_f(H)$ при $H \rightarrow 0$ [4]. Линии $1'$ и $2'$ во всем интервале полей аналитически описываются зависимостью вида $\tau \sim H^{2/3}$ (рис. 2). При этом интервал полей, где наблюдается магнитная вязкость, довольно узок: $H^{\parallel} \leq 160$, $H^{\perp} \leq 80$ кА/м. Отметим, что нижняя $T-H$ линия такого типа была теоретически получена в [4], где трактовалась как линия кроссовера от слабой к сильной неэргодичности. Однако, учитывая, что в [4] расчеты проведены в рамках модели среднего поля с бесконечным радиусом взаимодействия, а в рассматриваемом случае обменное взаимодействие носит короткодействующий характер, не представляется возможным полученные результаты считать прямым экспериментальным подтверждением выводов работы [4].

Вместе с тем существенно, что все $T-H$ линии при $H \rightarrow 0$ экстраполируются к одной и той же температуре $T_f(0) = 85$ К. Это, очевидно, свидетельствует о том, что они отражают эволюцию СС-состояния под действием магнитного поля. По нашему мнению, обнаруженные в $\text{In}_{3.6}\text{M}$ при $T < T_f(0)$ особенности поведения в магнитном поле подтверждают предложенный в [1] механизм образования состояния СС. В других исследованных нами СС-системах на основе разбавленных ферромагнитных окислов, где нет оснований приписывать случайной анизотропии столь активную роль, $T-H$ линии необратимости и вязкости совпадают и имеют такой же вид, как и для линий необратимости в $\text{In}_{3.6}\text{M}$ [2, 3, 5].

Полученные результаты можно интерпретировать следующим образом. Вследствие наличия необходимого для перехода в состояние СС, но сравнительно слабого фактора — случайной анизотропии в блоках — возникающее в $\text{In}_{3.6}\text{M}$ при $T_f(0)$ неэргодичное состояние крайне неустойчиво

по отношению к воздействию магнитного поля. При $H^1 > 160$ кА/м ($H^1 > 80$ кА/м) во всей области температур от линий необратимости (1, 2) до 0 К реализуются частично неупорядоченные состояния со структурой типа асперомагнитной.

Список литературы

- [1] Ефимова Н. Н., Ткаченко Н. В., Борисенко А. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 5. С. 1331—1337.
- [2] Ефимова Н. Н., Попков Ю. А., Ткаченко Н. В. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 9. С. 981—984.
- [3] Efimova N. N., Popkov Yu. A., Tkachenko N. V. // Phys. St. Sol. (b). 1989. V. 154. N 1. P. 353—362.
- [4] Fischer K. H. // Z. Phys. B. 1985. V. 60. N 1. P. 151—159.
- [5] Ефимова Н. Н., Попков Ю. А., Ткаченко Н. В. // ФНТ. 1989. Т. 15. № 10. С. 1055—1065.

Харьковский государственный университет
им. Горького

Поступило в Редакцию
29 октября 1990 г.

УДК 537.61

© Физика твердого тела, том 33, № 5, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 5, 1991

К ТЕОРИИ ОДНОИОННОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В ФЕРРИМАГНИТНЫХ АМОРФНЫХ СПЛАВАХ

С. Н. Ляжмеец

1. В последних экспериментальных работах [1-3] показано, что в аморфных пленках ПМ—РЗ (ПМ — переходной металл Fe, Co; РЗ — редкоземельный элемент) практически для всех РЗ элементов наблюдаемые зависимости константы одноосной магнитной анизотропии (МА) K_u хорошо описываются одноионной моделью. В частности, выполняется известный для кристаллических магнетиков закон «степени $l(l+1)/2$ » [4-6]. Используя основные идеи работ [4-6] для кристаллических магнетиков в настоящем сообщении предложена теория одноионной МА применительно к аморфным магнетикам.

2. Рассмотрим ферритмагнитный аморфный сплав из магнитных элементов двух сортов 1 и 2 (например, магнитных ПМ и РЗ подрешеток). В рамках достаточно общей суперпозиционной модели кристаллического поля [7], взаимодействие магнитного иона с электростатическим полем, созданным ближайшими соседними ионами описывается гамильтонианом

$$\hat{H}_i^{i(\alpha)} = \sum_l \sum_{m=-l}^l B_{lm}^{i(\alpha)} Y_l^m(\mathbf{J}^{(\alpha)}), \quad (1)$$

где величина $B_{lm}^{i(\alpha)}$ равна

$$B_{lm}^{i(\alpha)} = 4\pi \sum_{\beta} \sum_j b_l^{(\alpha\beta)}(R_{ij}) Y_l^m(\Theta_{ij}, \Phi_{ij}).$$

В (1) $l=2, 4, 6$ для РЗ ионов, $l=2, 4$ для ионов ПМ; i и j нумеруют ионы; индексы α, β перечисляют сорта ионов ($\alpha, \beta=1, 2$); $Y_l^m(\mathbf{J}^{(\alpha)})$ — эквивалентные операторы, построенные стандартным образом с помощью сферических гармоник $Y_l^m(\Theta, \Phi)$ на компонентах углового момента $\mathbf{J}^{(\alpha)}$ иона сорта α (в случае ПМ иона на компонентах полного спина); Θ_{ij} и Φ_{ij} — сферические углы радиус-вектора \mathbf{R}_{ij} , соединяющего ионы i и j в системе координат общей для магнетика; $R_{ij} = |\mathbf{R}_{ij}|$, $b_l^{(\alpha\beta)}(R_{ij})$ — параметры суперпозиционной модели. Зависящая от ориентации намагничен-