

05,07

Слабые ферритмагнетики типа $YFe_{1-x}Cr_xO_3$: отрицательная намагниченность и спиновая переориентация

© Е.В. Васинович¹, А.С. Москвин^{1,2}¹ Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия² Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: evgeny.vasinovich@urfu.ru

Поступила в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2024 г.

Принята к публикации 8 мая 2024 г.

Представлен анализ магнитных свойств слабых ферритмагнетиков типа $YFe_{1-x}Cr_xO_3$. Учитывая основные спиновые взаимодействия — изотропного сверхобмена Гейзенберга, антисимметричного обмена Дзялошинского–Мория, одноионной спиновой анизотропии — в рамках модели молекулярного поля проведены расчеты свободной энергии, концентрационной и температурной зависимостей намагниченности. В частности, модель демонстрирует явления температурной компенсации и отрицательной намагниченности, а также спиновой переориентации. Температура компенсации достигает комнатной $T = 300$ К в составе с $x \approx 0.45$. Предсказано существование магнитных структур типа G_{xyz} с пространственной ориентацией вектора Нееля.

Ключевые слова: слабый ферритмагнетизм, отрицательная намагниченность, спиновая переориентация, взаимодействие Дзялошинского–Мория, ортоферриты, ортохромиты

DOI: 10.61011/FTT.2024.06.58243.17NN

1. Введение

Редкоземельные ортоферриты-ортохромиты типа $RFe_{1-x}Cr_xO_3$ ($R = Nd, Gd, Dy, Y, Lu$) были предметом интенсивных фундаментальных теоретических и экспериментальных исследований во второй половине 20 в. благодаря сочетанию своих уникальных магнитных, магнитооптических, магнитоупругих и магниторезонансных свойств, прежде всего, слабого ферро- и антиферромагнетизма, спин-переориентационных переходов (СП), явления компенсации магнитного момента и отрицательного намагничивания [1]. Более того, исследования смешанного ортоферрита-ортохромита $YFe_{1-x}Cr_xO_3$, проведенные более 50 лет назад, привели к теоретическому предсказанию и экспериментальному обнаружению нового явления — слабого ферритмагнетизма, возникающего вследствие конкуренции знаков вектора Дзялошинского [2].

Новый всплеск интереса к этим системам уже в 21 веке (см., например, [3–12]) связан с открывшимися перспективами практического использования явления температурной компенсации магнитного момента и связанных с ней эффектов „отрицательного“ намагничивания и обменного смещения для создания различных multifunctional устройств спинтроники. Однако в большинстве „новых“ работ, посвященных исследованию слабых ферритмагнетиков типа $YFe_{1-x}Cr_xO_3$, мы сталкиваемся как с неоднозначностью эксперименталь-

ных данных, так и с неоднозначностью в их интерпретации.

В частности, относительно температуры Нееля T_N известно только то, что она монотонно уменьшается при изменении состава от $YFeO_3$ до $YCrO_3$ [2,10], но относительно точного значения T_N консенсуса нет и, например, для состава $YFe_{0.5}Cr_{0.5}O_3$ сообщают о значениях T_N от 210–250 К [2–7] и до $T_N = 340–360$ К [2], что, по-видимому, связано с особенностями поликристаллических образцов и малыми величинами намагниченности. Данных по температуре компенсации T_{comp} ещё меньше и они также противоречивы, например, для системы $YFe_{0.5}Cr_{0.5}O_3$ сообщают как о температуре $T_{comp} = 175$ К [11] так и о $T_{comp} = 248$ К [3]. Также есть проблемы выбора расчетной схемы приближения молекулярного поля и неправильной трактовки природы явления компенсации магнитного момента, например, как результата конкуренции одноионной спиновой анизотропии и взаимодействия Дзялошинского–Мория. В отличие от спиновой переориентации в слабых ферромагнетиках с магнитным редкоземельным ионом (см., например, [1,13,14]), СП-переход в слабых ферритмагнетиках $RFe_{1-x}Cr_xO_3$ с немагнитным R -ионом (La, Y, Lu) также пока не получил адекватного описания.

В настоящей работе, развивая модельные представления, заложенные А.М. Кадомцевой с сотрудниками [2], мы представляем последовательный молекулярно-полевой анализ магнитных свойств слабых ферритмагнетиков типа $YFe_{1-x}Cr_xO_3$.

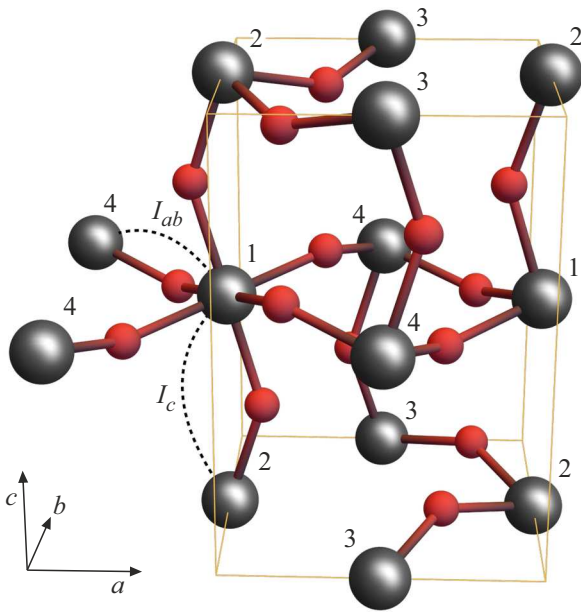


Рис. 1. Структура сверхобменных связей; большие шары — ионы Fe^{3+} , Cr^{3+} , малые — O^{2-} ; 1, 2, 3, 4 — магнитные ионы в четырех неэквивалентных позициях

2. Модель

Смешанные системы $\text{YFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$, как и „родительские“ ортоферриты и ортохромиты, являются орторомбическими перовскитами с пространственной группой $Pbnm$. На элементарную ячейку (см. рис. 1) приходится 4 магнитных $3d$ -иона, для которых можно ввести следующие классические базисные векторы:

$$\begin{aligned} 4\mathbf{S}\mathbf{F} &= \mathbf{S}^{(1)} + \mathbf{S}^{(2)} + \mathbf{S}^{(3)} + \mathbf{S}^{(4)}, \\ 4\mathbf{S}\mathbf{G} &= \mathbf{S}^{(1)} - \mathbf{S}^{(2)} + \mathbf{S}^{(3)} - \mathbf{S}^{(4)}, \\ 4\mathbf{S}\mathbf{C} &= \mathbf{S}^{(1)} + \mathbf{S}^{(2)} - \mathbf{S}^{(3)} - \mathbf{S}^{(4)}, \\ 4\mathbf{S}\mathbf{A} &= \mathbf{S}^{(1)} - \mathbf{S}^{(2)} - \mathbf{S}^{(3)} + \mathbf{S}^{(4)}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь вектор \mathbf{G} описывает основную антиферромагнитную компоненту магнитной структуры (вектор Нееля), \mathbf{F} — вектор слабого ферромагнетизма (явный скос подрешеток), слабые антиферромагнитные компоненты \mathbf{C} и \mathbf{A} описывают скос магнитных подрешеток без образования суммарного магнитного момента (скрытый скос подрешеток). „Разрешенные“ спиновые конфигурации для $3d$ -подрешетки, совместимые с антиферромагнитным знаком основного изотропного сверхобмена, обозначаются как $\Gamma_1 (A_x, G_y, C_z)$, $\Gamma_2 (F_x, C_y, G_z)$, $\Gamma_4 (G_x, A_y, F_z)$, где в скобках фигурируют единственные отличные от нуля компоненты базисных векторов. В процессе спиновой переориентации возможен переход из одной конфигурации в другую.

Представим спин-гамильтониан слабого ферромагнетика в наиболее простом виде, учитывая только

Таблица 1. Компоненты x, y, z структурных факторов $[\mathbf{r}_m \times \mathbf{r}_n]$, вычисленные по данным дифракции нейтронов [11] для $\text{YFe}_{0.5}\text{Cr}_{0.5}\text{O}_3$

	x	y	z
$[\mathbf{r}_2 \times \mathbf{r}_1]$	0.216	0.562	0
$[\mathbf{r}_4 \times \mathbf{r}_1]$	± 0.303	0.287	0.397

вклады изотропного обменного взаимодействия, антисимметричного обмена Дзялошинского–Мория (DM) и упрощенного вида одноионной спиновой анизотропии 2-го порядка

$$\hat{H} = \hat{H}_{ex} + \hat{H}_{DM} + \hat{H}_{SIA}^{(2)},$$

$$\hat{H}_{ex} = \frac{1}{2} \sum_{\langle mn \rangle} I_{mn} (\hat{\mathbf{S}}_m \cdot \hat{\mathbf{S}}_n),$$

$$\hat{H}_{DM} = \frac{1}{2} \sum_{\langle mn \rangle} \mathbf{d}_{mn} \cdot [\hat{\mathbf{S}}_m \times \hat{\mathbf{S}}_n],$$

$$\hat{H}_{SIA}^{(2)} = D (\hat{S}_z^2 - \frac{1}{3} S(S+1)), \quad (2)$$

где суммирование происходит по ближайшим соседям, I_{mn} — обменный интеграл, \mathbf{d}_{mn} — вектор Дзялошинского, D — константа анизотропии, которая, вообще говоря, отличается для ионов Fe^{3+} и Cr^{3+} (для простоты записи в $\hat{H}_{SIA}^{(2)}$ опущено суммирование по узлам решетки).

На рис. 1 изображена структура сверхобменных связей в модели. Ионы в позиции 1 взаимодействуют с четырьмя ближайшими соседями в a -плоскости и двумя вдоль c -оси. Расстояния катион-анион и углы сверхобменной связи для ближайших соседей отличаются незначительно, так что ниже полагаем равенство сверхобменных интегралов $I_{ab} = I_c = I$ и модулей векторов Дзялошинского $d_{ab} = d_c = d$, хотя сами векторы направлены в разные стороны.

Еще в 1970 г. А.С. Москвиным было получено микроскопическое выражение связи вектора Дзялошинского с геометрией сверхобменной связи катион-анион-катион [15] (см. также работы [16,17] и более поздние обзорные статьи [18–22]):

$$\mathbf{d}_{mn} = d_{mn}(\theta) [\mathbf{r}_m \times \mathbf{r}_n], \quad (3)$$

где $\mathbf{r}_{m,n}$ — единичные векторы вдоль связей $\text{O}^{2-} - \text{Fe}^{3+}$, или $\text{O}^{2-} - \text{Cr}^{3+}$, θ — угол сверхобменной связи. Структурные факторы, определяющие ориентацию векторов Дзялошинского в ортоферритах-ортохромитах типа $\text{YFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$ приведены в табл. 1.

Простая формула (3) позволяет установить прямую связь магнитной неколлинеарности (явный и скрытый скос подрешеток) в слабых ферромагнетиках с

Таблица 2. Связь компонент спина на разных подрешетках в фазах Γ_1 , Γ_2 и Γ_4

$\Gamma_1 (A_x, G_y, C_z)$	$\Gamma_2 (F_x, C_y, G_z)$	$\Gamma_4 (G_x, A_y, F_z)$
$S_x^{(1)} = -S_x^{(2)} = -S_x^{(3)} = S_x^{(4)}$	$S_x^{(1)} = S_x^{(2)} = S_x^{(3)} = S_x^{(4)}$	$S_x^{(1)} = -S_x^{(2)} = S_x^{(3)} = -S_x^{(4)}$
$S_y^{(1)} = -S_y^{(2)} = S_y^{(3)} = -S_y^{(4)}$	$S_y^{(1)} = S_y^{(2)} = -S_y^{(3)} = -S_y^{(4)}$	$S_y^{(1)} = -S_y^{(2)} = -S_y^{(3)} = S_y^{(4)}$
$S_z^{(1)} = S_z^{(2)} = -S_z^{(3)} = -S_z^{(4)}$	$S_z^{(1)} = -S_z^{(2)} = S_z^{(3)} = -S_z^{(4)}$	$S_z^{(1)} = S_z^{(2)} = S_z^{(3)} = S_z^{(4)}$

кристаллической структурой [16–22]. Важнейшим результатом микроскопической теории антисимметричного обмена [17–22] явилось не столько оценка численной величины, сколько предсказание знака вектора Дзялошинского, в частности, разного знака в парах $\text{Fe}^{3+} - \text{Fe}^{3+}$, $\text{Cr}^{3+} - \text{Cr}^{3+}$ с одной стороны и парах $\text{Fe}^{3+} - \text{Cr}^{3+}$, $\text{Cr}^{3+} - \text{Fe}^{3+}$ с другой стороны, что сыграло принципиальную роль в предсказании и экспериментальном открытии нового типа магнитного упорядочения — слабого ферримагнетизма [2,17–22].

3. Приближение среднего поля

В простейшей модели слабых ферримагнетиков типа $R\text{Fe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$ ($R = \text{La}, \text{Y}, \text{Lu}$), предполагающей единое магнитное упорядочение в Fe-Cr-подсистеме с общими для всех ионов Fe^{3+} (Cr^{3+}) молекулярными полями, билинейная часть оператора Гамильтона (2) представляется в виде

$$\hat{H}_{ex} + \hat{H}_{DM} = \sum_n (\mathbf{h}_n \cdot \hat{\mathbf{S}}_n) - \frac{1}{2} \sum_n (\mathbf{h}_n \cdot \langle \mathbf{S}_n \rangle), \quad (4)$$

где для молекулярного поля \mathbf{h}_n на узле n с учетом ведущих вкладов изотропного обмена и взаимодействия Дзялошинского–Мория имеем

$$\mathbf{h}_n = \sum_m (I_{mn} \langle \mathbf{S}_m \rangle + [\mathbf{d}_{mn} \times \langle \mathbf{S}_m \rangle]), \quad (5)$$

здесь $\langle \mathbf{S}_m \rangle$ — термодинамическое среднее спина произвольного иона (Fe^{3+} или Cr^{3+})

$$\langle \mathbf{S}_m \rangle = -\frac{\mathbf{h}_m}{h_m} S_B S \left(\frac{Sh_m}{k_B T} \right), \quad (6)$$

S_B — функция Бриллюэна, $h_m = |\mathbf{h}_m|$.

Очевидно, что в отличие от однородных родительских систем YFeO_3 и YCrO_3 для слабых ферримагнетиков типа $\text{YFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$ мы вынуждены ввести ряд дополнительных предположений и приближений для решения уравнений молекулярного поля (6):

1) ионы Fe^{3+} и Cr^{3+} с равной вероятностью заполняют узлы решетки;

2) параметры спин-гамильтониана не зависят ни от локальной конфигурации, ни от концентрации ионов Fe^{3+} и Cr^{3+} ;

3) дальний кристаллический и магнитный (спиновый) порядок сохраняются, то есть сохраняется и классификация возможных магнитных структур ($\Gamma_{1,2,4}$) и соответствующие соотношения между средними значениями

спиновых моментов в позициях 1, 2, 3 и 4 (см. табл. 2), что позволяет рассматривать уравнения молекулярного поля только для одной позиции $3d$ -ионов.

Так, для молекулярного поля \mathbf{h}_{Fe} в позиции 1 получим

$$\begin{aligned} \mathbf{h}_{\text{Fe}} = & P_{\text{Fe}}(x) \langle 4I_{\text{FeFe}} \hat{\mathbf{S}}_{\text{Fe}}^{(4)} + 2I_{\text{FeFe}} \hat{\mathbf{S}}_{\text{Fe}}^{(2)} \\ & + 4[\mathbf{d}_{\text{FeFe}}^{(41)} \times \hat{\mathbf{S}}_{\text{Fe}}^{(4)}] + 2[\mathbf{d}_{\text{FeFe}}^{(21)} \times \hat{\mathbf{S}}_{\text{Fe}}^{(2)}] \rangle \\ & + P_{\text{Cr}}(x) \langle 4I_{\text{FeCr}} \hat{\mathbf{S}}_{\text{Cr}}^{(4)} + 2I_{\text{FeCr}} \hat{\mathbf{S}}_{\text{Cr}}^{(2)} \\ & + 4[\mathbf{d}_{\text{FeCr}}^{(41)} \times \hat{\mathbf{S}}_{\text{Cr}}^{(4)}] + 2[\mathbf{d}_{\text{FeCr}}^{(21)} \times \hat{\mathbf{S}}_{\text{Cr}}^{(2)}] \rangle, \quad (7) \end{aligned}$$

где $P_{\text{Fe}}(x) = 1 - x$, $P_{\text{Cr}}(x) = x$ — концентрации ионов Fe^{3+} и Cr^{3+} соответственно, скобки $\langle \dots \rangle$ означают термодинамическое среднее, компоненты векторов $\mathbf{S}^{(2)}$ и $\mathbf{S}^{(4)}$ выражены через $\mathbf{S}^{(1)}$ в соответствии с табл. 2. Поле \mathbf{h}_{Cr} имеет ту же форму, но с заменой $\text{Fe} \leftrightarrow \text{Cr}$ в правой части. Обратим внимание, что в (7) выделены неэквивалентные вклады связей 1–2 и 1–4, что особенно важно с учетом различной ориентации векторов Дзялошинского для этих связей. Таким образом, система (6), по сути, состоит из двух (для иона Fe^{3+} и иона Cr^{3+}) векторных самосогласованных уравнений.

4. Результаты

Система (6) была решена численно при следующих обменных параметрах: $I_{\text{FeFe}} = 36.6$ К и $I_{\text{CrCr}} = 18.7$ К, рассчитанных по температурам Нееля ортоферрита YFeO_3 , $T_N(0) = 640$ К [23], и ортохромита YCrO_3 , $T_N(1) = 140$ К [24]. Обменные интегралы между ионами Fe-Cr и Cr-Fe предполагались одинаковыми: $I_{\text{FeCr}} = I_{\text{CrFe}} = 13.4 \pm 0.4$ К согласно данным работы [25]. Скалярные параметры антисимметричного обмена Дзялошинского–Мория $d_{\text{FeFe}} = 2.0$ К и $d_{\text{CrCr}} = 1.7$ К выбирались по данным о намагниченности насыщения $M = 1.5$ emu/g в „родительских“ YFeO_3 и YCrO_3 [2]. В соответствии с предсказаниями микроскопической теории [17–22] параметр $d_{\text{FeCr}} = d_{\text{CrFe}}$ должен иметь знак, противоположный знаку параметров d_{FeFe} и d_{CrCr} , его величина $d_{\text{FeCr}} = d_{\text{CrFe}} = -2.5$ К была выбрана для соответствия расчетной температуры компенсации с наблюдаемой температурой $T_{\text{comp}} \approx 225$ К для монокристаллических образцов $\text{YFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$ при $x = 0.38$ [26].

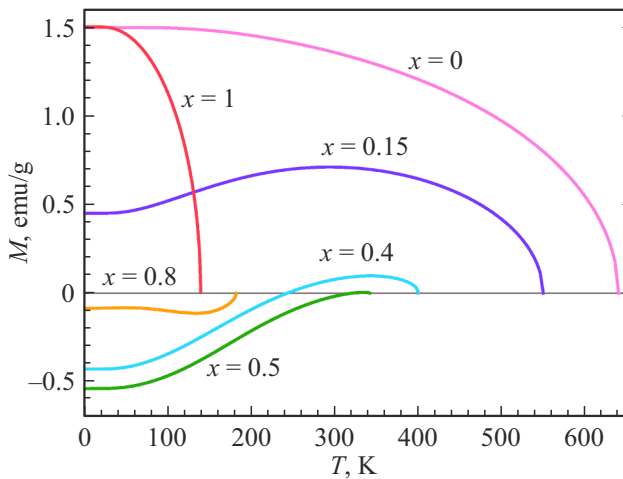


Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности $YFe_{1-x}Cr_xO_3$ при различных концентрациях хрома x

На рис. 2 представлены результаты расчета температурных зависимостей намагниченности слабого ферримагнетика $YFe_{1-x}Cr_xO_3$ при некоторых значениях концентрации от $x = 0$ до $x = 1$ в предположении о сохранении магнитной конфигурации Γ_4 . Область, где $M < 0$, соответствует отрицательной намагниченности.

Отметим, что условие постоянства магнитной конфигурации, является критическим ограничением модели: несмотря на хорошее качественное согласие с экспериментом, намагниченность насыщения монокристаллических образцов с $x = 0.38, 0.5, 0.65$ существенно, в два-три раза, меньше предсказаний теории, что в свете экспериментально обнаруженных для этих составов переходов с изменением ориентации слабоферримагнитного момента в a -плоскости [2] свидетельствует о возможной реализации пространственной ориентации вектора антиферромагнетизма, то есть конфигурации G_{xyz} .

Анализ модели показал, что когда вектор Дзялошинского d_{FeCr} для пары ионов Fe-Cr направлен противоположно векторам d_{FeFe} и d_{CrCr} (для пар Fe-Fe и Cr-Cr, соответственно) намагниченность резко падает с отклонением от родительских составов, но при $|d_{FeCr}| \geq |d_{FeCr}^{(cr)}|$, где $d_{FeCr}^{(cr)} \approx -1.55$ К, на $T-x$ фазовой диаграмме появляется и растет с ростом $|d_{FeCr}|$ область отрицательной намагниченности, ограниченная двумя линиями точек компенсации.

На рис. 3 представлена фазовая $T-x$ диаграмма слабого ферримагнетика $YFe_{1-x}Cr_xO_3$, где кривая $T_N(x)$ ограничивает область магнитного упорядочения, а кривые, расположенные ниже, обозначают линии точек компенсации, то есть смены знака намагниченности при различных величинах параметра d_{FeCr} . Область между линиями точек компенсации при определенном значении параметра d_{FeCr} представляет собой область отрицательной намагниченности. Рассматриваемой нами системе $YFe_{1-x}Cr_xO_3$ соответствуют две линии, или две обла-

сти, точек компенсации с $|d_{FeCr}| = 2.5$, где „широкая“ область это $0.25 \leq x \leq 0.5$ и „узкая“ область вблизи $x \approx 0.83$.

Отметим существование довольно большой области значений параметров d_{FeCr} , при которых температура компенсации в слабом ферримагнетике $YFe_{1-x}Cr_xO_3$ попадает в практически наиболее важный диапазон комнатных температур порядка $T = 300$ К, в частности, при выбранном нами параметре $d_{FeCr} = d_{CrFe} = -2.5$ К температура компенсации достигает комнатной $T = 300$ К в составе с $x \approx 0.45$.

В отличие от $YFeO_3$ и $YCrO_3$, которые являются слабыми ферромагнетиками с основной магнитной структурой типа Γ_4 ниже температуры Нееля, слабые ферримагнетики ортоферриты-ортохромиты $YFe_{1-x}Cr_xO_3$ обнару-

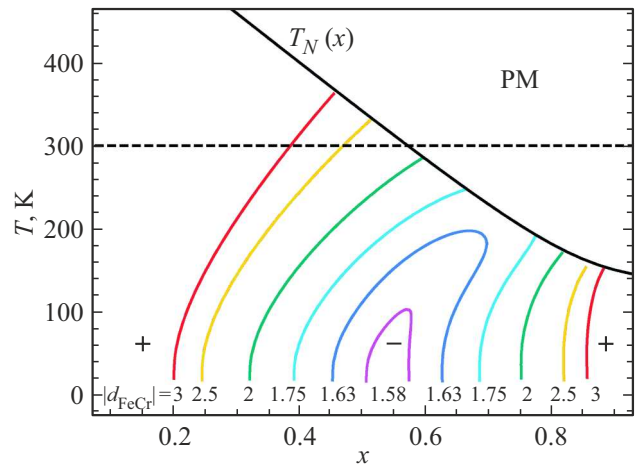


Рис. 3. Фазовая $T-x$ диаграмма областей компенсации намагниченности при различных значениях $d_{FeCr} < 0$. Знак „+“ указывает на область „положительной“ намагниченности. Пунктирная линия — комнатная температура $T = 300$ К

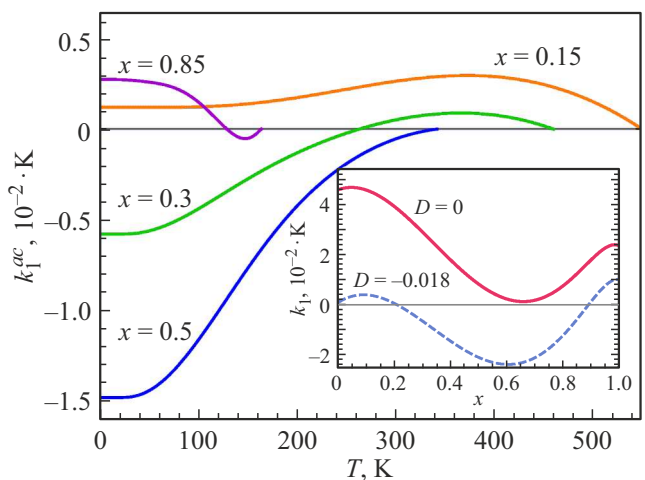


Рис. 4. Пример температурной зависимости первой константы анизотропии k_1 для a -плоскости при одноионной анизотропии $D = -0.018$ К и при различных концентрациях хрома x ; на вставке показана зависимость $k_1(x, T = 0)$

живают полную или частичную спин-переориентацию типа $\Gamma_4 - \Gamma_2$ в широком диапазоне замещения [27]. Такое неожиданное поведение, обычно типичное для ортоферритов с магнитными редкоземельными ионами (Er, Tm, Dy, ...), объясняется, главным образом, сильным уменьшением вклада ДМ-взаимодействия в магнитную анизотропию. Это видно при сравнении свободной энергии Φ_{Γ_4} в фазе Γ_4 с энергией Φ_{Γ_2} в фазе Γ_2 . Расчеты показывают (см. рис. 4), что первая константа анизотропии $k_1 = \frac{1}{2}(\Phi_{\Gamma_2} - \Phi_{\Gamma_4})$ испытывает минимум вблизи концентрации $x \approx 0.65$, т.е. здесь фаза Γ_4 менее выгодна, в сравнении с родительскими составами. При учете одноионной анизотропии $\hat{H}_{SIA}^{(2)}$ константа k_1 может становиться отрицательной, что объясняет переход в фазу Γ_2 .

5. Заключение

Нами рассмотрен спин-гамильтониан системы $YFe_{1-x}Cr_xO_3$ с учетом основных изотропных и анизотропных взаимодействий. В рамках приближения молекулярного поля проведены расчеты средней величины магнитных моментов $3d$ -ионов и эффективной константы анизотропии. Показано существование в модельной системе $YFe_{1-x}Cr_xO_3$ двух областей точек компенсации, „широкой“ $0.25 \leq x \leq 0.5$ и „узкой“ вблизи $x \approx 0.83$, ограничивающих область отрицательной намагниченности. Для рассматриваемой системы температура компенсации достигает комнатной температуры при $x \approx 0.45$. Явление спиновой переориентации, наблюдаемое для монокристаллических образцов в широком диапазоне концентраций, объясняется резким уменьшением вклада антисимметричного обмена в магнитную анизотропию с ростом отклонения от родительских составов и конкуренцией с вкладом одноионной анизотропии ионов Fe и Cr. Высказано предположение о пространственной ориентации вектора антиферромагнетизма (вектора Нееля) и конфигурации G_{xyz} как причине малой величины намагниченности насыщения, наблюдаемой экспериментально для составов внутри или вблизи области отрицательной намагниченности.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект FEUZ-2023-0017.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979). 317 с.

- [2] А.М. Кадомцева, А.С. Москвин, И.Г. Бострем, Б.М. Ван-Клин, Н.А. Хафизова. ЖЭТФ **72**, 2286 (1977).
- [3] M. Jinhua, Y. Sui, X. Zhang, Y. Su, X. Ван, Z. Liu, P. Ван, Y. Zhu, W. Wang. App. Phys. Lett. **98**, 192510 (2011).
- [4] N. Dasari, P. Mandal, A. Sundaresan, N.S. Vidhyadhiraja. Europhys. Lett. **99**, 17008 (2012).
- [5] T. Bora, S. Ravi. J. Appl. Phys. **114**, 033906 (2013).
- [6] V. Nair, V. Subramanian, P. Santhosh. J. Appl. Phys. **113**, 21 (2013).
- [7] F. Pomiro, R.D. Sánchez, G. Cuello, A. Maignan, C. Martin, R.E. Carbonio. Phys. Rev. B **94**, 134402 (2016).
- [8] O.V. Billoni, F. Pomiro, S.A. Cannas, C. Martin, A. Maignan, R.E. Carbonio, J. Phys.: Condens. Matter **28**, 476003 (2016).
- [9] A.P.G. Rodrigues, M.A. Morales, R.B. Silva, D.R.A.B. Lima, R.L.B.A. Medeiros, J.H. Ara'ujo, D.M.A. Melo. J. Phys. Chem. Solids **141**, 109334 (2020).
- [10] R. Salazar-Rodriguez, D. Aliaga Guerra, J.-M. Greneche, K.M. Taddei, N.-R. Checca-Huaman, E.C. Passamani, J.A. Ramos-Guivar. Nanomaterials **12**, 19, 3516 (2022).
- [11] J. Yang, H. Cao, Z. Lu, J. Mo, Y. Zhou, K. Gao, Y. Xia, M. Liu. Phys. Status Solidi B **260**, 7, 2300145 (2023).
- [12] W. Liu, X. Kan, S. Feng et al. J. Mater. Sci.: Mater. Electron. **34**, 793 (2023).
- [13] A. Moskvin, E. Vasinovich, A. Shadrin. Magnetochemistry **8**, 4, 45 (2022).
- [14] E.B. Васинович, А.С. Москвин. ФТТ **65**, 6, 928 (2023).
- [15] А.С. Москвин. ФТТ **12**, 3208 (1970).
- [16] А.С. Москвин, Е.В. Сеницын. ФТТ **17**, 2495 (1975).
- [17] А.С. Москвин, И.Г. Бострем, ФТТ **19**, 1616 (1977).
- [18] A.S. Moskvin. JMMM **400**, 117 (2016).
- [19] A.S. Moskvin. JMMM **463**, 50 (2018).
- [20] A. Moskvin. Condens. Matter **4**, 4, 84 (2019).
- [21] A. Moskvin. Magnetochemistry **7**, 8, 111 (2021).
- [22] А.С. Москвин. ЖЭТФ **159**, 607 (2021).
- [23] Mingyu Shang, Chenyang Zhang, Tingsong Zhang, Lin Yuan, Lei Ge, Hongming Yuan, Shouhua Feng. Appl. Phys. Lett. **102**, 6, 062903 (2013).
- [24] R. Salazar-Rodriguez, D. Aliaga Guerra, J.-M. Greneche, K.M. Taddei, N.-R. Checca-Huaman, E.C. Passamani, J.A. Ramos-Guivar. Nanomaterials **12**, 19, 3516 (2022).
- [25] A.S. Moskvin, N.S. Ovanesyan, V.A. Trukhtanov. Hyperfine Interactions **1**, 265 (1975).
- [26] А.М. Кадомцева, В.Н. Милов, А.С. Москвин, М. Пардави-Хорват. ФТТ **20**, 817 (1978).
- [27] A. Dahmani, M. Taibi, M. Nogues, J. Aride, E. Loudghiri, A. Belayachi. Mater. Chem. Phys. **77**, 912 (2003).

Редактор Т.Н. Василевская