

ВРАЩАЮЩИЕ МОМЕНТЫ ИЗИНГОВСКОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА $DyAlO_3$ ПРИ МЕТАМАГНИТНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ

И.Б.Крын *ий*, В.М.Матвеев, В.В.Матвеев

Московский государственный университет им.М.В. Ломоносова
(Поступило в Редакцию 26 октября 1994 г.)

Исследование многоподрешеточных антиферромагнетиков с сильно анизотропными (изинговскими) редкоземельными ионами представляет важным как для понимания природы метамагнетизма, так и для определения параметров обменных и дипольных взаимодействий в этих соединениях. Мы продемонстрируем на примере изинговского магнетика $DyAlO_3$, что традиционный метод вращающих моментов является чрезвычайно эффективным инструментом изучения метамагнитных фазовых переходов (МФП).

$DyAlO_3$ представляет собой четырехподрешеточный антиферромагнетик с кристаллической структурой типа искаженного перовскита. Ниже температуры Нееля $T_N = 3.52$ К магнитные моменты редкоземельных ионов упорядочены в структуру типа «крест» (магнитная структура $\Gamma_5(A_y C_x)$) [1]. Ионы Dy^{3+} можно рассматривать как изинговские с осями анизотропии, лежащими в плоскости ab кристалла под углом $\mp 57^\circ$ относительно оси a (рис. 1). Суммарное эффективное поле, действующее на каждую магнитную подрешетку, равно 0.57 Т в структуре Γ_5 . Это значение определяется температурой Нееля и величиной магнитного момента иона Dy^{3+} $H_{\text{eff}} = kT_N/g\mu_B$, где g — g -фактор иона Dy^{3+} вдоль изинговской оси. Внешнее магнитное поле, приложенное в плоскости ab кристалла, индуцирует различные МФП в зависимости от ориентации магнитного поля в плоскости ab [2,3]. Магнитное поле, действующее точно вдоль оси a и b , вызывает одноступенчатые МФП в высокосимметричные ферромагнитные структуры с инверсией направлений спинов в подрешетках 2 и 4 или 2 и 3 (рис. 1). Величины соответствующих полей равны $H_{\text{cr}}^a = H_{\text{eff}}/\cos(57^\circ)$ или $H_{\text{cr}}^b = H_{\text{eff}}/\cos(33^\circ)$. Двухступенчатые МФП в конечные ферромагнитные структуры реализуются для несимметричных ориентаций поля ($\Phi \neq 0^\circ$, $\Phi \neq 90^\circ$). На первом этапе исходная высокосимметричная антиферромагнитная структура $\Gamma_5(A_y C_x)$ трансформируется в несимметричную структуру с инверсией направления спинов только в одной из подрешеток (например, в подрешетке 2 для ориентации поля, показанной на рис. 1). Конечная высокосимметричная ферромагнитная структура возникает, когда вторая, ориентированная против направления магнитного поля подрешетка, инвертируется. Знание величин критических полей МФП для различных направлений магнитного поля позволяет определять параметры внутри- и межподрешеточных взаимодействий. К сожалению, измерения намагниченности не позволяют определять значения критических полей с необходимой точностью (вставка на рис. 1).

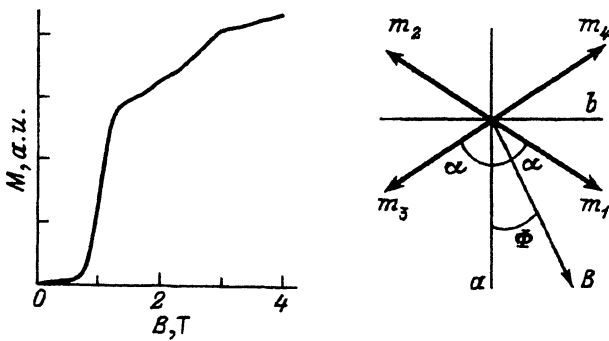


Рис. 1. Магнитная структура DyAlO_3 ниже $T_N = 3.52$ К.

На вставке изображена полевая зависимость продольной компоненты намагниченности ортоалюмината диспрозия для $\Phi = 15^\circ$, $T = 1.52$ К.

В нашем случае вращающий момент может быть записан в довольно простом виде

$$L(h, \Phi, \alpha) = M_1 h \sin(\alpha - \Phi) - M_2 h \sin(\alpha + \Phi), \quad (1)$$

где $M_1(h, \Phi, \alpha) = m_1 + m_2$, $M_2(h, \Phi, \alpha) = m_3 + m_4$, m_{1-4} — магнитные моменты подрешеток 1–4 соответственно, Φ и α — углы, определяющие ориентации внешнего магнитного поля и изинговских осей ионов Dy^{3+} в плоскости ab . Простота уравнения (1) и, следовательно, его эффективность при анализе МФП обусловлены тем, что в изинговских магнетиках магнитный момент не может непрерывно поворачиваться, стремясь к направлению внешнего магнитного поля. Единственной возможностью минимизации его зеемановской энергии является инверсия ориентации спина относительно направления поля. Важным фактором, обеспечивающим преимущества метода вращающих моментов по сравнению с измерениями намагниченности, является наличие множителя h в (1), обуславливающего рост амплитуды вращающего момента и его вариаций в сильных магнитных полях.

Кривые вращающих моментов измерялись при помощи тензометрического анизометра. Чувствительным элементом установки являлся тонкостенный цилиндр, изготовленный из фосфористой бронзы, на боковой поверхности которого были вырезаны продольные прямоугольные прорезы. Деформация кручения преобразовывалась в электрический сигнал с помощью моста постоянного тока, образованного из четырех взаимно перпендикулярно приклеенных на боковую поверхность цилиндра тензорезисторов. Чувствительность установки составляла 5 erg/g . Магнитные поля до 3 Т создавались сверхпроводящими катушками Гельмгольца.

Чрезвычайно высокая чувствительность метода вращающих моментов при исследовании МФП в изинговском магнетике DyAlO_3 иллюстрируется на рис. 2. На этом рисунке представлены полевые зависимости вращающего момента при различных ориентациях магнитного поля в плоскости ab при $T = 1.5$ К. Видно, что даже небольшое изменение направления магнитного поля приводит к сильному изменению кривой вращающего момента, так что, используя метод вращающих моментов, можно определить ориентации изинговских осей кристалла с высокой точностью. Резкое возрастание вращающего момента с

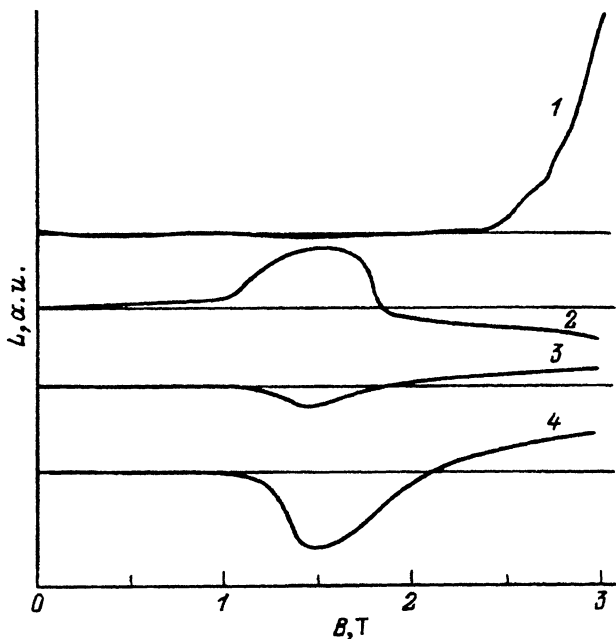


Рис. 2. Кривые вращающего момента L DyAlO_3 для различных ориентаций магнитного поля в плоскости ab при $T = 1.5$ К.
 1 — 37.5° , 2 — 7.5° , 3 — 2.5° , 4 — 12.5° .

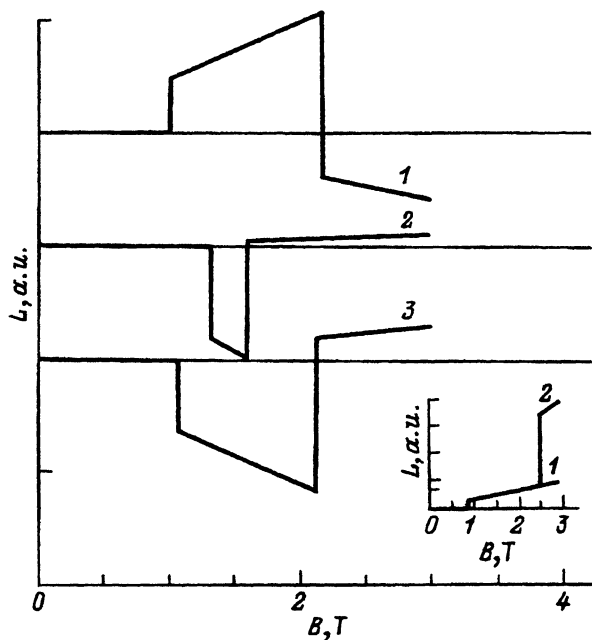


Рис. 3. Теоретические кривые вращающего момента L DyAlO_3 при $T = 0$ К для различных ориентаций магнитного поля в плоскости ab .
 1 — 10° , 2 — 2.5° , 3 — 10° . На вставке — теоретические кривые вращающего момента при $T = 0$ К для $\Phi = 35^\circ$, рассчитанные для двухподрешеточной (1) и четырехподрешеточной (2) моделей.

последующим спадом фиксирует метамагнитные переходы в подрешетках 1, 2 или 3, 4 соответственно. Как уже отмечалось выше, регистрация высокополевых метамагнитных переходов при измерении намагниченности в большинстве случаев затруднительна (вставка на рис. 1), тогда как метод вращающих моментов выявляет эти переходы достаточно четко.

Компьютерное моделирование кривых вращающих моментов для полной четырехподрешеточной модели при различном наборе параметров взаимодействия наряду с прямым вычислением кривых вращающего момента при учете только дипольного взаимодействия привело к следующим результатам. 1) Часто используемая в литературе для описания редкоземельных антиферромагнетиков изинговского типа, к которым относится и $DyAlO_3$, двухподрешеточная модель не описывает (даже в грубом приближении) магнитного поведения этих соединений. В этом можно убедиться, например, при сравнении теоретических кривых вращающего момента, изображенных на вставке к рис. 3, с экспериментальными кривыми (рис. 2). 2) Для теоретического описания кривых вращающего момента $DyAlO_3$ помимо дипольных взаимодействий не требуется учитывать дополнительно какие-либо обменные взаимодействия. Теоретические кривые вращающего момента, вычисленные в четырехподрешеточной модели с использованием дипольных параметров, скорректированных на форму конкретного образца $DyAlO_3$, практически не отличимы (в масштабе рисунка) от экспериментальных кривых. Подчеркнем, что температура Нееля $DyAlO_3$ полностью определяется точно рассчитанными дипольными параметрами: $T_N = (g\mu_B/k)H_{\text{eff}} = 3.5 \text{ K}$, $H_{\text{eff}} = H_{11} - H_{12} + H_{13} - H_{14} = 0.56 \text{ T}$, где $H_{11} = 0.044 \text{ T}$, $H_{12} = -0.295 \text{ T}$, $H_{13} = 0.085 \text{ T}$, $H_{14} = -0.135 \text{ T}$.

Хорошее согласие теоретических и экспериментальных кривых вращающего момента позволяет сделать принципиальный вывод о том, что ортоалюминат диспрозия является модельным объектом чисто дипольных магнетиков. Магнитное поведение $DyAlO_3$ можно точно проанализировать, исходя из первых принципов.

Данная работа частично финансировалась за счет гранта Госкомвуза РФ по фундаментальным исследованиям в области фундаментального естествознания, раздел «Физика магнитных явлений» (№ 94-31.4-87).

Список литературы

- [1] Schuchert H., Hufner S., Faulhaber R. Z.Phys. 105 (1969).
- [2] Holmes L.M., Van Uitert L.G., Hecker R.R., Hull G.W. Phys. Rev. **B5**, 1138 (1972).
- [3] Kolmakova N.P., Krynetskii I.B., Lukina M.M., Mukhin A.A. Phys. Stat. Sol. (b) **159**, 845 (1990).