

УДК 538.955

© 1993

ВОЗМОЖНА ЛИ В СТРУКТУРЕ ПЕРОВСКИТА ГИГАНТСКАЯ РЕДКОЗЕМЕЛЬНАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ?

Н. П. Колмакова, И. Б. Крынецкий

Экспериментально и теоретически на примере диспрозиевых алюминатов показано, что в структуре перовскита так же возможна гигантская редкоземельная магнитострикция, как и в структуре граната.

Известно, что магнитострикция (МС) редкоземельных (РЗ) соединений в области низких температур существенно разная для разных РЗ ионов. Величины, ориентационные зависимости, знаки МС могут весьма сильно различаться даже для соседних РЗ ионов. Величина МС для некоторых РЗ соединений достигает гигантских значений. Например, при гелиевых температурах интерметаллическое соединение TbFe₂ характеризуется МС, равной $4.5 \cdot 10^{-3}$; для феррита-граната тербия (Tb₃Fe₅O₁₂) она составляет $2.2 \cdot 10^{-3}$; парамагнитный гранат Dy₃Ga₅O₁₂ в поле 50 кЭ при $T = 4.2$ К имеет МС $\sim 3 \cdot 10^{-4}$. Все известные многочисленные измерения МС РЗ ферритов свидетельствуют о том, что для одного и того же иона ферриты-гранаты всегда характеризуются большей величиной РЗ МС, чем ортоферриты (имеющие структуру искаженного перовскита) (см., например, [1]). Аналогичное соотношение наблюдается и для МС РЗ соединений с одной магнитной подсистемой, например алюминатов.

Возникает вопрос: является ли такое соотношение величин МС закономерным и связанным с различием структур граната и перовскита и, следовательно, различием механизмов, определяющих МС, или же РЗ МС определяется РЗ ионом и должна быть одного порядка в соединениях со структурами граната и перовскита? (Отметим, что РЗ МС в окисных соединениях с низкой симметрией окружения РЗ иона имеет сильноанизотропный характер, и, следовательно, направление максимальной МС требует специального определения).

В РЗ ферритах-гранатах и ортоферритах существуют многочисленные и разнообразные спонтанные и индуцированные магнитным полем спин-переориентационные переходы. Поэтому дальнейший анализ проблемы с ответом на поставленный вопрос мы произведем при рассмотрении МС диспрозиевых алюминатов. Это позволит исследовать проблему РЗ МС соединений с разными структурами в чистом виде.

Диспрозиевые ортоалюминат DyAlO₃ и алюминат-гранат Dy₃Al₅O₁₂ являются парамагнетиками вплоть до низких температур, когда оба антиферромагнитно упорядочиваются: DyAlO₃ — при $T_N \approx 3.52$ К, Dy₃Al₅O₁₂ — при $T_N \approx 2.52$ К. Ион Dy³⁺ в этих соединениях ведет себя как изинговский. Оба они проявляют весьма интересные метамагнитные свойства в области упорядочения. Известные значения МС в парамагнитной области для Dy₃Al₅O₁₂ гораздо больше (в 5 и более раз) [2], чем для DyAlO₃ [3]. В качестве обсуждаемых в настоящее время возможных причин этого можно назвать несколько: 1) скрытые смещения в структуре

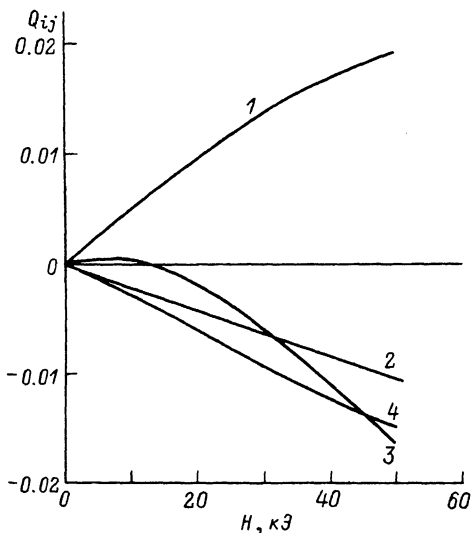


Рис. 1. Полевые зависимости квадрупольных компонент ионов Dy^{3+} , находящихся в двух неэквивалентных позициях при H , параллельном диагонали плоскости ac , в $DyAlO_3$. $T = 4.2$ К.

1 — Q_{xz} , 2 — Q_{yz} для первой позиции; 3 — Q_{xz} , 4 — Q_{yz} для второй позиции.

перовскита, уменьшающие наблюдаемую деформацию [4]; 2) разные величины электрон-деформационного взаимодействия; 3) разные величины актуальных комбинаций мультипольных моментов РЗ ионов, через которые выражается МС РЗ соединений. В одноионной модели в квадрупольном приближении выражения для МС имеют вид линейных комбинаций тепловых средних от индуцированных магнитным полем квадрупольных моментов РЗ ионов

$$\Delta Q_{ij} = \langle \hat{Q}_{ij} \rangle_H - \langle \hat{Q}_{ij} \rangle_{H=0}, \quad \hat{Q}_{ij} = \frac{1}{2} (\hat{J}_i \hat{J}_j + \hat{J}_j \hat{J}_i) - \frac{1}{3} J(J+1) \delta_{ij},$$

где \hat{J} — оператор углового момента РЗ иона. Известные кристаллическое поле и расположение ионов Dy^{3+} в элементарной ячейке рассматриваемых соединений позволяют рассчитать актуальные комбинации ΔQ_{ij} . Для $Dy_3Al_5O_{12}$ это было сделано в [2], для $DyAlO_3$ — в данной работе с использованием параметров кристаллического поля, определенных нами в [5]. С известными величинами квадрупольных моментов выражения для МС приобретают вид линейных комбинаций магнитоупругих коэффициентов, умноженных на соответствующие упругие податливости кристалла.

Численные расчеты показали, что для $DyAlO_3$, так же как и для $Dy_3Al_5O_{12}$, ΔQ_{xz} и ΔQ_{yz} , которые равны нулю в отсутствие поля, значительно (примерно на порядок величины) превышают все остальные компоненты. Полевые зависимости этих компонент для двух неэквивалентных позиций в случае поля, параллельного диагонали ac -плоскости при $T = 4.2$ К, приведены на рис. 1. Это направление поля соответствует максимальному значению МС $DyAlO_3$, что следует из анализа геометрии расположения ионов Dy^{3+} в элементарной ячейке. Величины Q_{xz} и Q_{yz} даже несколько превышают (на ~20÷40%) их значения для $Dy_3Al_5O_{12}$ в одинаковых полях и при одинаковых температурах. Это может быть связано, в частности, с меньшим энергетическим расстоянием между основным и первым возбужденным дублетами (~54 cm^{-1} для $DyAlO_3$ [6] и ~69 cm^{-1} для $Dy_3Al_5O_{12}$ [7]).

Выражения для продольной $\lambda_{||}$ и поперечной λ_{\perp} МС для этого направления поля с учетом только наибольших компонент квадрупольных моментов Q_{xz} и Q_{yz} имеют вид

$$\lambda_{||} = A\eta_1 + B\eta_2 + C\eta_3 + D\eta_4,$$

$$\lambda_{\perp} = A\eta_5 + B\eta_6 + C\eta_7 + D\eta_8,$$

$$A = I/4 (B_{42} \cos^2 \varphi + B_{43} \sin^2 \varphi + B_{41}) (Q_{yz1} + Q_{yz2}) +$$

$$+ 1/8 \cdot B_{44} \sin 2\varphi (-Q_{yz1} + Q_{yz2}) + 1/2 \cdot B_{55} \sin \varphi (Q_{xz1} - Q_{xz2}) -$$

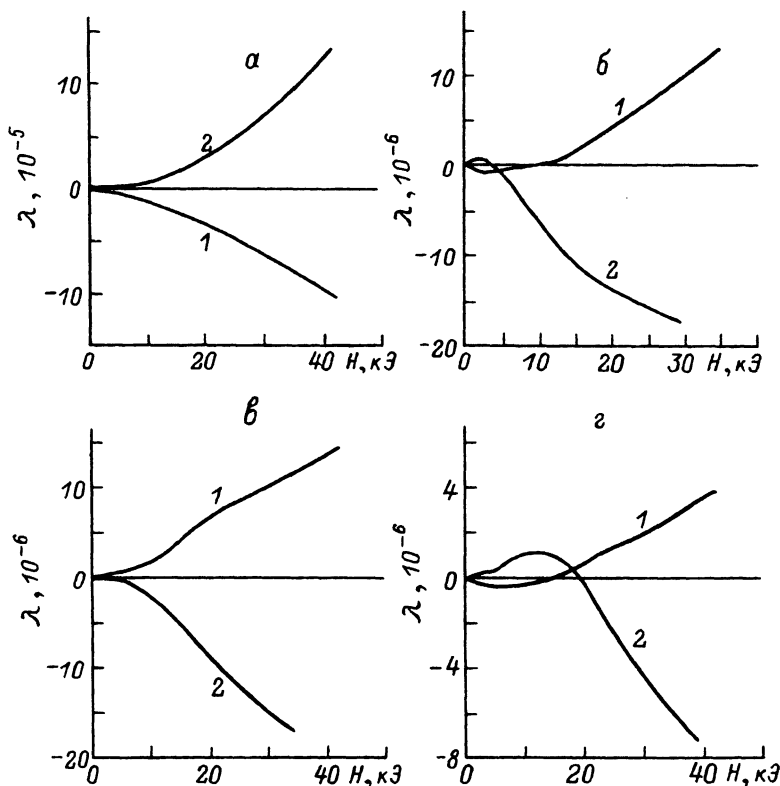


Рис. 2. Изотермы продольной (1) и поперечной (2) магнитострикции DyAlO_3 при различных геометриях эксперимента.

а: 1 — $T = 4.3$ К, $\lambda \parallel (101)$, $H \parallel (101)$; 2 — $T = 7.4$ К, $\lambda \parallel (101)$, $H \parallel (\bar{1}01)$; б: 1 — $T = 4.2$ К, $\lambda \parallel a$, $H \parallel a$, 2 — $T = 4.2$ К, $\lambda \parallel a$, $H \parallel b$; в: 1 — $T = 4.2$ К, $\lambda \parallel b$, $H \parallel b$; 2 — $T = 4.2$ К, $\lambda \parallel b$, $H \parallel a$; г: 1 — $T = 4.2$ К, $\lambda \parallel c$, $H \parallel c$; 2 — $T = 6.8$ К, $\lambda \parallel c$, $H \parallel (110)$.

$$- 1/2 \cdot B_{56} \cos \varphi (Q_{xz1} + Q_{xz2}),$$

$$B = (B_{42} \sin^2 \varphi + B_{43} \cos^2 \varphi) (Q_{yz1} + Q_{yz2}) + 1/2 \cdot B_{44} \sin 2\varphi (Q_{yz1} - Q_{yz2}),$$

$$C = 1/4 \cdot (B_{42} \cos^2 \varphi + B_{43} \sin^2 \varphi + B_{41}) (Q_{yz1} + Q_{yz2}) +$$

$$+ 1/8 \cdot B_{44} \sin 2\varphi (-Q_{yz1} + Q_{yz2}) - 1/2 \cdot B_{55} \sin \varphi (Q_{xz1} - Q_{xz2}) +$$

$$+ 1/2 \cdot B_{56} \cos \varphi (Q_{xz1} + Q_{xz2}),$$

$$D = \sqrt{2}/4 \sin 2\varphi (B_{42} - B_{43}) (Q_{yz1} - Q_{yz2}) + \sqrt{2}/4 \cdot B_{44} \cos 2\varphi (Q_{yz1} + Q_{yz2}) -$$

$$- \sqrt{2}/4 \cdot B_{55} \cos \varphi (Q_{xz1} + Q_{xz2}) + \sqrt{2}/4 \cdot B_{56} \sin \varphi (Q_{xz1} - Q_{xz2}). \quad (1)$$

В этих выражениях η_i — упругие податливости; B_{ij} — магнитоупругие коэффициенты; φ — угол, который образует направление максимального значения g -тензора в плоскости ab -кристалла с осью b [6]. Сравнивая (1) с выражениями для МС гранатов, полученными нами в [2], и учитывая соотношение квадрату-

польных компонент этих двух соединений, можно предположить, что при сравнимых значениях магнитоупругих коэффициентов и податливостей максимальные значения МС для DyAlO_3 должны быть не меньше, а даже несколько больше, чем для $\text{Dy}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$.

Полевые зависимости измеренных значений λ_{\parallel} и λ_{\perp} для различных геометрий эксперимента (направлений измерения магнитоупругости и ориентации магнитного поля) при гелиевых температурах приведены на рис. 2. Видно, что МС на порядок величины больше для H вдоль диагонали плоскости ac , чем для остальных направлений, и превышает 10^{-4} в полях >30 кЭ. Для $\text{Dy}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ при H , направленном вдоль $\langle 111 \rangle$, которому соответствует максимальное значение МС, $\lambda_{\parallel} = -6 \cdot 10^{-5}$ [1, 2]. Это значение примерно в полтора раза меньше, чем для DyAlO_3 .

Таким образом, наши данные позволяют сделать вывод, что РЗ МС в соединениях с разной структурой (гранаты, перовскиты) определяется главным образом индивидуальными характеристиками РЗ иона и не должна сильно различаться для структур граната и перовскита.

Список литературы

- [1] Звездин А. К., Матвеев В. М., Мухин А. А., Попов А. И. Редкоземельные ионы в магнитоупругих кристаллах. М.: Наука, 1985. 295 с.
- [2] Kolmakova N. P., Levitin R. Z., Orlov V. N., Vedernikov N. F. // J. Magn. Magn. Mat. 1990. V. 87. P. 218—227.
- [3] Zvezdin A. K., Kadomtseva A. M., Krynetskii I. B., Kuz'min M. D. // J. Magn. Magn. Mat. 1989. V. 81. P. 196—206.
- [4] Москвин А. С., Латыпов Д. Г., Агафонов А. П. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 5. С. 1375—1378.
- [5] Kolmakova N. P., Krynetskii I. B., Lukina M. M., Mukhin A. A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1990. V. 159. P. 845—851.
- [6] Schuchert H., Hufner S., Faulhaber R. // Z. Physik. 1969. V. 222. P. 105—112.
- [7] Wadsack R. L., Lewis J. L., Argyle B. E., Chang R. K. // Phys. Rev. B. 1971. V. 3. P. 4342—4348.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
10 августа 1992 г.