

УДК 538.69,537.611.46

©1994

О КОНКУРЕНЦИИ ВКЛАДОВ РАЗЛИЧНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЯХ ЧАСТОТ АФМР И КОНСТАНТ АНИЗОТРОПИИ В $YFeO_3$

А.Э.Егоян, А.А.Музин

Из анализа температурных зависимостей частот антиферромагнитного резонанса (АФМР) определены различные вклады в константы анизотропии $YFeO_3$ в ac - и ab -плоскостях, обусловленные одноионной анизотропией, дипольным взаимодействием и анизотропным обменом. Конкуренцией этих вкладов объясняется наблюдавшееся ранее немонотонное поведение квазиферромагнитной моды АФМР в диапазоне температур 50–500 К. Определены также и другие параметры магнитных взаимодействий $YFeO_3$, позволяющие количественно описать его резонансные и магнитные свойства в широком диапазоне температур.

Ортоферрит иттрия относится к широкому классу редкоземельных слабых ферромагнетиков $RFeO_3$ (R — редкоземельный ион), имеющих искаженную структуру перовскита, описываемую пространственной группой D_{2h}^{16} [1]. Магнитные свойства $YFeO_3$ определяются только ионами Fe^{3+} , что делает этот ортоферрит удобным для изучения различных магнитных взаимодействий в d -подсистеме: изотропного и анизотропного $Fe-Fe$ обмена, энергии магнитной анизотропии [1–5] и вкладов в нее от различных механизмов (одноионный, обменный и др.) [5–10].

Недавно появились новые данные по $YFeO_3$, полученные методом диэлектрической субмиллиметровой спектроскопии [11,12] и антиферромагнитного резонанса (АФМР) [13], которые позволяют получить дополнительную информацию о магнитных взаимодействиях в $YFeO_3$. В частности, наблюдаемая в [11,12] немонотонная зависимость частоты квазиферромагнитной моды АФМР свидетельствует о конкуренции различных вкладов (например, обменного и одноионного) в магнитную анизотропию $YFeO_3$. Такая ситуация имеет место в Cr_2O_3 [14] и $\alpha-Fe_2O_3$ [15,16]. В данной работе мы определили на основе данных [11,12] различные вклады в энергию анизотропии и другие параметры $YFeO_3$, что позволило описать наблюдаемые магнитные и резонансные свойства $YFeO_3$ в широком интервале температур и магнитных полей.

Для анализа магнитных и резонансных свойств $YFeO_3$ будем исходить из термодинамического потенциала, который в двухподрешеточном приближении имеет вид [1,17]

$$\Phi = \Phi_0(G) + (1/2)AF^2 + (1/2)D(FG)^2 - d_1F_xG_z - d_3F_zG_x - M_0FH +$$

$$+(1/2) \sum_{i=x,y,z} b_i G_i^2 + (1/4) \sum_{i,k=x,y,z} b_{ik} G_i^2 G_k^2, \quad (1)$$

где M_0 — магнитный момент насыщения Fe-подрешеток ($M_0 \approx 5 \mu_B$ в расчете на один ион Fe^{3+}); A, D — константы изотропного обменного взаимодействия; $d_1 \approx -d_3 \equiv d$ — константы Дзялошинского; b_i, b_{ik} — константы анизотропии. Здесь мы используем безразмерные векторы \mathbf{F} и \mathbf{G} ($\mathbf{F} = (M_1 + M_2)/2M_0$, $\mathbf{G} = (M_1 - M_2)/2M_0$).

Минимизируя термодинамический потенциал по \mathbf{F} с учетом $|\mathbf{F}| \ll |\mathbf{G}| = G_0(T)$ и вводя единичный вектор $\mathbf{g} = \mathbf{G}/G_0(T)$, приведем (1) к виду

$$\Phi = \Phi_0(\mathbf{G}) - (1/2)\chi_{\perp} H^2 + (1/2)(\chi_{\perp} - \chi_{\parallel})(\mathbf{H}\mathbf{g})^2 - m(T)(H_x g_z - H_z g_x) + \\ + (1/2)K_{ac} g_z^2 + (1/2)K_{ab} g_y^2 + (1/4)K_2 g_z^4 + (1/4)K_2' g_y^4 + (1/2)K_2'' g_z^2 g_y^2, \quad (2)$$

где

$$\chi_{\perp} = M_0^2/A = M_0/2H_E, \quad \chi_{\parallel} = \chi_{\perp} A/(A + DG_0^2)$$

— соответственно поперечная и продольная восприимчивости,

$$m(T) = M_0 d G_0(T)/A = \chi_{\perp} H_D G_0(T)$$

— слабоферромагнитный момент,

$$K_{ac}(T) = (b_z - b_x)G_0^2 + (b_{xz} - b_{xx})G_0^4,$$

$$K_{ab}(T) = \left(b_y - b_x + \frac{d^2}{A}\right) G_0^2 + (b_{xy} - b_{xx})G_0^4,$$

$$K_2(T) = (b_{zz} + b_{xx} - 2b_{xz})G_0^4,$$

$$K_2'(T) = (b_{yy} + b_{xx} - 2b_{xy})G_0^4,$$

$$K_2''(T) = (b_{yz} + b_{xx} - b_{xy} - b_{xz})G_0^4,$$

$G_0(T)$ — приведенная намагниченность подрешеток.

Магнитная анизотропия в $YFeO_3$ стабилизирует фазу $\Gamma_4(G_x F_z)$ при всех температурах ниже точки Нееля (т.е. $K_{ac,ab} > 0$) [1,2]. Основные вклады в энергию анизотропии $YFeO_3$ дают следующие механизмы: анизотропный Fe-Fe обмен ($K_{ac,ab}^{ex}$), магнитодипольное взаимодействие ($K_{ac,ab}^{dip}$) и кристаллическое поле (одноионный вклад) [3-5]. Последнее состоит из двух вкладов: кубического ($K_{ac,ab}^{cub}$) и низкосимметричного (орторомбического $K_{ac,ab}^{orth}$), обусловленного искажениями кислородных октаэдров, окружающих ионы Fe^{3+} .

В результате константы анизотропии с учетом различной температурной зависимости указанных вкладов можно представить в следующем виде [17-19]:

$$K_{ac,ab}(T) = K_{ac,ab}^{ex}(T) + K_{ac,ab}^{dip} G_0^2(T) + K_{ac,ab}^{orth} \rho_2(T) + K_{ac,ab}^{cub} \rho_4(T), \quad (3)$$

где $\rho_n(T) = \langle Y_n^0 \rangle_T / \langle Y_n^0 \rangle_0$; $\langle Y_n^0 \rangle_T$ — сферические гармоники, усредненные с матрицей плотности $\rho = \exp(S_2 x)$; $x = (1/S) B_s^{-1}(G_0(T))$; B_s^{-1} — обратная функция Бриллюэна; $S = 5/2$ — спин иона Fe^{3+} . Зависимость $G_0(T)$ мы вычислим в приближении молекулярного поля из уравнения

$$G_0 = B_s(3ST_N G_0 / (S + 1)T).$$

Обменный вклад $K_{ac,ab}^{\text{ex}}(T)$ включает в себя наряду с антисимметричным обменом Дзялошинского–Мория также другие обменно-релятивистские вклады как квазидипольного, так и недипольного типа. Поэтому температурная зависимость $K_{ac,ab}^{\text{ex}}(T)$ определяется не только традиционными слагаемыми квазидипольного типа, пропорциональными $G_0^2(T)$ (в приближении молекулярного поля), но и слагаемыми с несколько иной температурной зависимостью [19] (индексы ab и ac для простоты опущены)

$$K^{\text{ex}}(T) = K^{\text{ex}(0)} G_0(T)^2 + K^{\text{ex}(1)} \rho_2(T) + K^{\text{ex}(2)} \rho_2(T)^2 + K^{\text{ex}(3)} G_0(T) \rho_3(T). \quad (4)$$

Вводя функции

$$f_0 = G_0^2, \quad f_1 = \rho_2 - G_0^2, \quad f_2 = \rho_2^2 - G_0^2, \quad f_3 = \rho_3 G_0 - G_0^2, \quad f_4 = \rho_4 - G_0^2,$$

представим константы анизотропии в виде

$$K(T) = \sum_{i=0}^4 K^{(i)} f_i(T), \quad (5)$$

где

$$K^{(0)} = K(0) = K^{\text{dip}} + K^{\text{orth}} + K^{\text{cub}} + \sum_{i=0}^4 K^{\text{ex}(i)},$$

$$K^{(1)} = K^{\text{ex}(1)} + K^{\text{orth}}, \quad K^{(2)} = K^{\text{ex}(2)}, \quad K^{(3)} = K^{\text{ex}(3)}, \quad K^{(4)} = K^{\text{cub}}.$$

Кубический вклад в константы анизотропии ортоферритов исследован в [9] в приближении кубического кристаллического поля. Он определяется одной константой K^{cub} и может быть представлен в виде

$$K_{ac,ab}^{\text{cub}} = K^{\text{cub}} \alpha_{ac,ab}, \quad K_2(0) = K^{\text{cub}} \alpha_2,$$

$$K_2'(0) = K^{\text{cub}} \alpha_2', \quad K_2''(0) = K^{\text{cub}} \alpha_2'', \quad (6)$$

где коэффициенты $\alpha_{ac} = -1.132$, $\alpha_{ab} = -4.0.24$, $\alpha_2 = 4.64$, $\alpha_2' = -8.544$, $\alpha_2'' = -6.0$ зависят от ориентации кислородных октаэдров комплекса $\text{Fe}^{3+}-6\text{O}^{2-}$ относительно кристаллографических осей. Мы определили

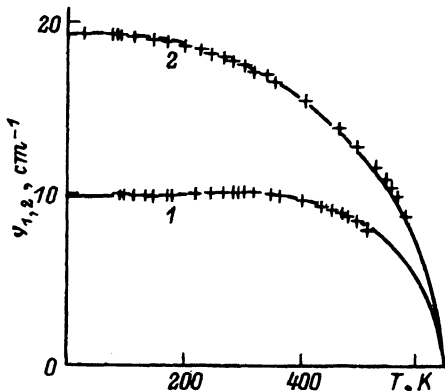


Рис. 1. Температурная зависимость частот мод АФМР.

1 — квазиферромагнитная мода (ν_1), 2 — квазиантиферромагнитная мода (ν_2). Сплошные линии — теория, точки — эксперимент [6,7].

их по результатам работы [9], в которой они получены для другого вида разложения энергии анизотропии.¹

Обратимся теперь к температурным зависимостям резонансных частот двух мод АФМР, полученных в [11,12] (рис. 1). Поведение этих частот определяется соответствующими константами анизотропии в ac - и ab -плоскостях

$$\nu_{1,2} = (\gamma/2\pi)(2H_E K_{ac,ab}(T)/M_0)^{1/2}, \quad (7)$$

где γ — гиромагнитное отношение. Отметим качественное различие в поведении $\nu_1(T)$ и $\nu_2(T)$: монотонное уменьшение $\nu_2(T)$ с ростом T и наличие слабовыраженного максимума для $\nu_1(T)$. Это свидетельствует о различном характере температурной зависимости $K_{ac}(T)$ и $K_{ab}(T)$, определяемом конкуренцией разных вкладов в $K_{ac}(T)$ и $K_{ab}(T)$. Однако выделить все вклады в $K_{ac,ab}$ в виде, представленном в (4), весьма сложно, так как функции $f_i(T)$ ($i = 1, 2, 3, 4$) ведут себя подобным образом (т.е. равны нулю при $T = T_N$ и $T = 0$) и достигают минимума при промежуточных температурах. Поэтому удобно перейти к их линейным комбинациям φ_i

$$\varphi_0 = f_0, \quad \varphi_1 = f_1, \quad \varphi_3 = f_3 - k_{32}\varphi_2 - k_{31}\varphi_1, \quad \varphi_4 = f_4.$$

Коэффициенты k_{ij} определяются из условия ортогональности функций $\varphi_{1,2,3}$ и равны

$$k_{21} = (f_2, \varphi_1)/(\varphi_1, \varphi_1) = 3.4597,$$

$$k_{32} = (f_3, \varphi_2)/(\varphi_2, \varphi_2) = 2.2218,$$

$$k_{31} = (f_3, \varphi_1)/(\varphi_1, \varphi_1) = 3.7956,$$

¹ В [9] определены величины $k_1^{ac,ab}$, $k_2^{ac,ab,bc}$, которые связаны с используемыми нами соотношениями

$$\alpha_{ac} = 4k_1^{ac} - 16k_2^{ac}, \quad \alpha_{ab} = -4k_1^{ab} + 16k_2^{ab},$$

$$\alpha_2 = 32k_2^{ac}, \quad \alpha'_2 = 32k_2^{ab}, \quad \alpha''_2 = 16(k_2^{ac} + k_2^{ab} - k_2^{bc}).$$

где

$$(f_i, \varphi_j) = \int_0^{T_N} f_i(T) \varphi_j(T) dT.$$

Поведение функций $\varphi_{2,3}$ в отличие от φ_1 носит осциллирующий характер, что позволяет в принципе выделить их вклад в $K_{ac}(T)$ и $K_{ab}(T)$. Поскольку кубический вклад, пропорциональный f_4 , можно определить через K_2 [9], мы оставили его без изменений. В результате температурную зависимость $K_{ac}(T)$ и $K_{ab}(T)$ можно параметризовать следующим образом:

$$K(T) = \sum_{i=0}^4 \tilde{K}^i \varphi_i(T), \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{K}^{(0)} &= K^{(0)} = K(0), & \tilde{K}^{(1)} &= K^{(1)} + k_{21}K^{(2)} + k_{31}K^{(3)}, \\ \tilde{K}^{(2)} &= K^{(2)} + k_{32}K^{(3)}, & \tilde{K}^{(3)} &= K^{(3)}, & \tilde{K}^{(4)} &= K^{(4)}. \end{aligned}$$

При такой параметризации роль различных вкладов существенно меняется. Во-первых, они имеют качественно различную температурную зависимость и, во-вторых, амплитуда функций φ_i ($i = 0, 1, 2, 3$) при переходе от φ_0 к φ_3 сильно уменьшается

$$|\varphi_0| < 1, \quad |\varphi_1| < 10^{-1}, \quad |\varphi_2| < 2.0 \cdot 10^{-2}, \quad |\varphi_3| < 10^{-7}.$$

В результате вкладом $K^{(3)}\varphi_3$ можно практически пренебречь (так как f_3 с хорошей точностью выражается в виде линейной комбинации $\varphi_{1,2}$), а остальные вклады включать в $K(T)$ по необходимости для описания тех или иных особенностей эксперимента с учетом иерархии величин функций φ_i . Зависимости функций φ_i ($i = 0, 1, 2, 4$) от температуры изображены на рис. 2.

Из условия наилучшего согласия экспериментальных и теоретических зависимостей частот $\nu_{1,2}(T)$ (рис. 1), а также низкотемпературных кривых намагничивания YFeO_3 при $T = 4.2\text{K}$ в поле $H \parallel a$ -оси,

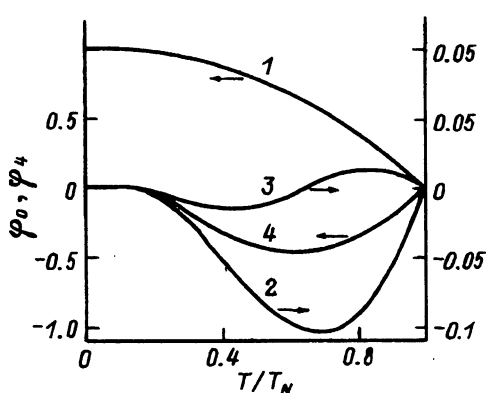


Рис. 2. Функции $\varphi_i(\tau)$, где $\tau = T/T_N$.
1 — φ_0 , 2 — φ_1 , 3 — φ_2 , 4 — φ_4 .

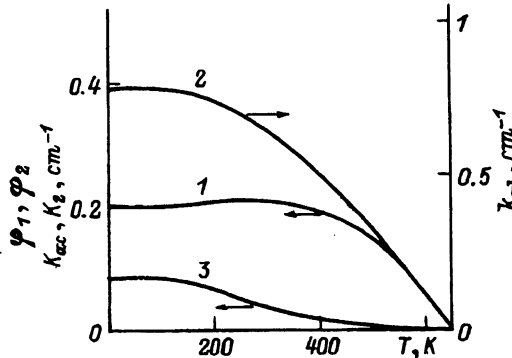


Рис. 3. Температурные зависимости констант анизотропии YFeO_3 .
1 — $K_{ac}(T)$, 2 — $K_{ab}(T)$, 3 — $K_2(T)$.

Значения констант анизотропии и вкладов $\tilde{K}_{ac,ab}^{(i)}$

Константы анизотропии и вклады, см^{-1}	Данная работа		Модельные расчеты [5] ас-плоскости
	ab-плоскость	ас-плоскость	
$K(0) = K^{\text{dip}} + K^{\text{orth}} +$ $+K^{\text{cub}} + \sum_{i=0}^4 K^{\text{ex}(i)}$	0.77 ± 0.01	0.201 ± 0.003	0.26
$\tilde{K}^{(1)} = K^{\text{orth}} + K^{\text{ex}(1)} +$ $+k_{21}K^{\text{ex}(2)} + k_{31}K^{\text{ex}(3)}$	0.33 ± 0.1	-0.51 ± 0.03	-0.22
$\tilde{K}^{(2)} = K^{\text{ex}(2)} + k_{32}K^{\text{ex}(3)}$	0.24 ± 0.2	0.0 ± 0.1	
$\tilde{K}^{(4)} = K^{\text{cub}}$	-0.072	-0.02	
$\tilde{K}^{\text{ex}(0)} = K(0) - K^{\text{dip}} - K^{(1)} -$ $-K^{(2)} - K^{(4)} = K^{\text{ex}(0)} - k_{21} \times$ $\times K^{\text{ex}(2)} - (1 - k_{31} - k_{32})K^{\text{ex}(3)}$	0.17	0.61	0.38
K^{dip}	0.12	0.1	0.1

индуцирующем ориентационный переход в фазу $\Gamma_2(G_z F_x)$ [2], мы определили отдельные вклады и суммарное значение констант анизотропии (табл. 1), а также величины остальных параметров, характеризующих YFeO_3 (табл. 2). Одноионный кубический вклад $K_{ac,ab}^{(4)} = K_{ac,ab}^{\text{cub}}$ выражался с помощью (6) через константу анизотропии 4-го порядка $K_2(0)$, которая определялась из кривой намагничивания при $H \parallel a$ -оси и значения соответствующего порогового поля H_x^{Cr} перехода $\Gamma_{24} \rightarrow \Gamma_2$.

Отметим, что наблюдаемые отличия в поведении $\nu_1(T)$ и $\nu_2(T)$ обусловлены разными знаками вкладов $\tilde{K}_{ac}^{(1)}$ и $\tilde{K}_{ab}^{(1)}$ в соответствующие константы анизотропии. Отрицательный знак вклада $\tilde{K}_{ac}^{(1)}$ определя-

Таблица 2

Значения параметров магнитных взаимодействий YFeO_3

Параметры	Данная работа	Кривые намагничи- вания [2]	Вращающие моменты [5]	Эффект Мессбауэ- ра [3]	ЯМР [4]
$K_{ac}(0), \text{см}^{-1}$	0.201	0.16	0.24	0.179	0.221
$K_{ab}(0), \text{см}^{-1}$	0.78				
$K_2(0), \text{см}^{-1}$	0.083	0.12		0.07	0.094
$K_2'(0), \text{см}^{-1}$	-0.153				
$K_2''(0), \text{см}^{-1}$	-0.107				
$\chi_{\perp}, \text{см}^3/\text{г}$	$1.12 \cdot 10^{-5}$	$1.12 \cdot 10^{-5}$			
H_E, Oe	$6.4 \cdot 10^6$	$6.4 \cdot 10^6$		$6.4 \cdot 10^6$	$6.4 \cdot 10^6$
$m(0), \text{Г} \cdot \text{см}^3/\text{г}$	1.56	1.55			
H_D, Oe	$1.4 \cdot 10^5$	$1.4 \cdot 10^5$		$1.4 \cdot 10^5$	$1.4 \cdot 10^5$

ет наличие слабого максимума в поведении $\nu_1(T)$ и $K_{ac}(T)$ в области $T \approx 300$ К (рис. 1,3).

В табл. 1 в последнем столбце приведены для сравнения значения одноионного вклада в $\tilde{K}_{ac}^{(1)}$ (т.е. K_{ac}^{orth}) и вклада в $\tilde{K}^{ex(0)}$ от антисимметричного обмена, полученные в [5] на основе модельных расчетов. Хотя их значения и меньше найденных нами вкладов, они тем не менее дают нужный знак и порядок величины вкладов. Различие может быть обусловлено обменно-релятивистскими вкладами квазидипольного и недипольного типа [19], которые в [5] не учитывались. Значения магнитодипольного вклада $K_{ac,ab}^{dip}$, который рассчитывается точно, мы брали из работ [7,8].

Сравнивая значения констант анизотропии $YFeO_3$, полученные в данной работе, с полученными ранее в других работах (табл. 2), отметим, что в целом они согласуются друг с другом, хотя и имеется определенный разброс значений, связанный, по-видимому, с различием образцов $YFeO_3$ и погрешностями определения констант анизотропии с помощью различных экспериментальных методик.² С этой точки зрения, по-видимому, наиболее точный и прямой метод определения констант анизотропии основан на данных АФМР для резонансных частот.

Используя найденные нами параметры $YFeO_3$ из табл. 1,2, мы рассчитали температурную зависимость порогового поля H_x^{cr} перехода $\Gamma_{42} \rightarrow \Gamma_2$

$$H_x^{cr} \left[-m(T) + (m^2(T) + 4(K_{ac} + K_2(T)\Delta\chi(T)))^{1/2} \right] / 2\Delta\chi(T) \quad (9)$$

и сравнили ее с независимыми экспериментальными данными [5,20] (рис. 4). Видно, что имеет место согласие теории и эксперимента, подтверждающее правильность найденных параметров $YFeO_3$.

Таким образом, в настоящей работе на основе экспериментальных данных [11,12] для частот АФМР и низкотемпературной кривой намаг-

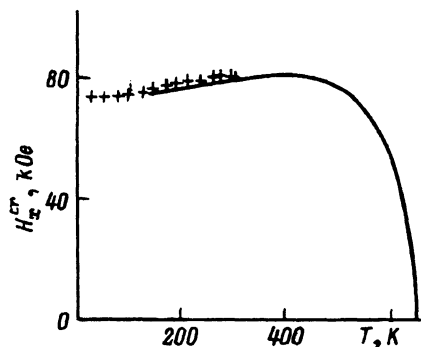


Рис. 4. Зависимость от температуры порогового поля, индуцирующего ориентационный переход в фазу $\Gamma_2(G_x F_z)$ при $H \parallel a$ -оси. Сплошная линия — теория, точки — эксперимент [5,19].

² В [2-4] определялись поля анизотропии H_{K2} , H_{K4} , которые связаны с введенными нами константами анизотропии в ac -плоскости соотношениями

$$K_{ac} = (H_{K2} - 2H_{K4})M_0, \quad K_2 = 2H_{K4}M_0, \quad M_0 = 5 \mu_B.$$

ничивания $YFeO_3$ [2] найден полный набор параметров иттриевого ортоферрита, позволяющих согласованно описать его магнитные и резонансные свойства в широком интервале температур и магнитных полей. Предложена параметризация температурной зависимости констант анизотропии в виде последовательности убывающих функций φ_i — комбинаций сферических гармоник, позволяющая реально сократить число констант, необходимых для описания эксперимента.

Определены различные вклады в константы анизотропии K_{ac} , K_{ab} в $YFeO_3$. Показано, что отрицательный знак вклада $\tilde{K}_{ac}^{(1)}$, включающего в себя одноионную анизотропию K_{ac}^{orth} и обменно-релятивистский недипольный вклад, определяет слабовыраженный макси- в поведении квазиферромагнитной моды АФМР и $K_{ac}(T)$. Эта ситуация, по-видимому, не является уникальной и может иметь место в других ортоферритах, например в $GdFeO_3$, где в области температур $T = 100 \div 300$ К наблюдается поведение частоты ν_1 , подобное $YFeO_3$ [21]. В случае $GdFeO_3$ экспериментальные точки $\nu_{1,2}$ хорошо описываются теоретическими кривыми, рассчитанными для тех же величин вкладов в константы анизотропии $\tilde{K}^{(i)}$ ($i = 1, 2, 4$), что и в $YFeO_3$ (табл. 1), а $K_{ac}(0) = 0.22$, $K_{ab}(0) = 1.02 \text{ cm}^{-1}$. Таким образом, в $GdFeO_3$ как и в $YFeO_3$, отрицательный знак вклада $K_{ac}^{(1)}$ определяет немонотонное поведение квазиферромагнитной моды АФМР ν_1 .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-17123).

Список литературы

- [1] Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. С. 317.
- [2] Jacobs J.S., Burne H.F., Levinson L.H. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. P. 1631-1632.
- [3] Durbin G.W., Johnson C.E., Thomas M.F. // J. Phys. C. 1975. V. 8. P. 3051-3057.
- [4] Lutgemeier H., Bohn H.G., Brajczewska M. // JMM. 1980. V. 21. P. 289-296.
- [5] Кадомцева А.М., Агафонов А.П., Лукина М.М., Милов В.Н., Москвин А.С., Семенов В.А., Сеницын Е.В. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 2(8). С. 700-706.
- [6] Москвин А.С., Сеницын Е.В. // ФТТ. 1975. Т. 17. С. 2495-2497.
- [7] Bidaux R., Bouree S.E., Hammann J. // J. Phys. Chem. Solids. 1974. V. 35. P. 1645-1655.
- [8] Москвин А.С., Сеницын Е.В., Смирнов А.Ю. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 11. С. 3465-3468.
- [9] Москвин А.С., Вострем И.Г. // ФТТ. 1979. Т. 21. P. 1080-1083.
- [10] Москвин А.С., Сеницын Е.В. Физика металлов и их соединений. Свердловск, 1974. В. 1. С. 94-99.
- [11] Волков А.А., Гончаров Ю.Г., Козлов Г.В., Кочарян К.Н., Лебедев С.П., Прохоров А.С., Прохоров А.М. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 140-143.
- [12] Мухин А.А., Прохоров А.С. // Труды Ин-та общей физики. М.: Наука, 1990. Т. 25. С. 162-222.
- [13] Балбашов А.М., Березин А.Г., Гуфан Ю.М., Колядко Г.С., Марчуков П.Ю., Николаев И.В., Рудашевский Е.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. № 9. С. 391-393.
- [14] Foner S. // Phys. Rev. 1963. V. 30. N 1. P. 183-197.
- [15] Artman I.O., Murphy J.C., Foner S. // Phys. Rev. 1965. V. 138. P. A912-A917.
- [16] Александров К.С., Безматерных Л.Н., Козлов Г.В., Лебедев С.П., Мухин А.А., Прохоров А.С. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. С. 1042-1047.
- [17] Звездин А.К., Матвеев В.М., Мухин А.А., Попов А.И. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. М.: Наука, 1985. С. 294.
- [18] Callen E.R., Callen H.B. // J. Phys. Chem. Sol. 1966. V. 27. P. 1271-1285.

- [19] Москвин А.С., Бострем И.Г., Сидоров М.А. // ЖЭТФ. 1993. Т. 104. С. 2499–2518.
- [20] Семенов В.А. // Автореф. канд. дис. М., МГУ, 1985. С. 17.
- [21] Балбашов А.М., Во Хань Фук, Лебедев С.П., Козлов Г.В., Мухин А.А., Пронин А.Ю., Прохоров А.С. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 1. С. 289–306.

Институт общей физики РАН
Москва

Поступило в Редакцию
6 января 1994 г.

