

## АНИЗОТРОПИЯ R—Fe ОБМЕНА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ОРТОФЕРРИТОВ СИСТЕМЫ $\text{Yb}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$

С. Н. Барило, А. П. Гесь, А. А. Ковалев, А. М. Лугинец,  
В. Н. Милов, А. А. Мухин, А. Ф. Прун

Проведены магнитные и магнитострикционные исследования системы  $\text{Yb}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$  при  $T=4.2\div 300$  К в полях до 60 кЭ. В чистом  $\text{YbFeO}_3$  обнаружена аномально высокая точка компенсации слабоферромагнитного момента вдоль трудной оси ( $T_k=490$  К). Исследована ее концентрационная зависимость, которая оказалась сильно нелинейной. Обнаруженные эффекты объясняются большим вкладом возбужденных дублетов иона  $\text{Yb}^{3+}$  в магнетизм исследуемой системы. Определены основные параметры магнитных взаимодействий в  $\text{YbFeO}_3$  и  $\text{SmFeO}_3$ .

В настоящее время надежно установлено [1], что все разнообразие магнитных свойств редкоземельных ортоферритов ( $\text{RFeO}_3$ , где R — редкоземельный ион) в значительной степени определяется анизотропным R—Fe взаимодействием, которое, в частности, приводит к спин-переориентационным переходам (СПП) и обуславливает сложные и существенно различные температурные зависимости спонтанного слабоферромагнитного момента (СФМ) вдоль различных кристаллографических направлений. Так, при отрицательном R—Fe обмене возможно существование точек компенсации СФМ как вдоль легкой  $T_k^{\text{л}}$ , так и вдоль трудной  $T_k^{\text{т}}$  осей, причем если  $T_k^{\text{л}}$  легко обнаруживается прямыми магнитными измерениями, то обнаружение  $T_k^{\text{т}}$  связано с большими экспериментальными трудностями. Видимо, поэтому вопрос о точках компенсации вдоль трудной оси остается малоисследованным, несмотря на его важность для интерпретации пороговых полей и фазовых диаграмм ортоферритов.

В данной работе мы исследуем эти и другие вопросы на примере чистого ортоферрита  $\text{YbFeO}_3$  и разбавленных составов  $\text{Yb}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$ . Известно [2–6], что в  $\text{YbFeO}_3$  с понижением  $T$  при  $T_R \approx 7\div 8$  К происходит СПП  $\Gamma_4 (G_x F_x) \rightarrow \Gamma_{24} (G_x, F_x) \rightarrow \Gamma_2 (G_x F_x)$ , в процессе которого СФМ переориентируется от  $c$ - к  $a$ -оси орторомбического кристалла. При этом в высокотемпературной фазе  $\Gamma_4$  вклады в СФМ от Fe- и Yb-подсистем имеют одинаковые знаки, а в фазе  $\Gamma_2$  разные, причем редкоземельный вклад превышает вклад от Fe-подсистемы [7]. Это значит, что для СФМ вдоль оси  $a$  ( $m_x(T)$ ) возможна точка компенсации, причем, судя по данным [7], только при  $T > T_R$ , т. е. в фазе  $\Gamma_4$ , где ось  $a$  является трудной для СФМ и непосредственное измерение  $m_x(T)$  невозможно. Однако ответа на вопрос, реализуется ли точка компенсации в действительности (и какова ее величина), работы [2–7] не дают. Один из путей решения этой задачи — исследование магнитных свойств смешанных составов  $\text{Yb}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$ , в которых фаза  $\Gamma_2$  реализуется в более широком интервале  $T$ . Второй, менее традиционный подход основан на измерении моноклиных деформаций. Он хорошо зарекомендовал себя при исследовании СПП [8, 9]. В данной работе мы использовали оба подхода, которые оказались взаимодополняющими и позволили получить ряд новых данных об анизотропии обменных R—Fe взаимодействий в ортоферритах.

Образцы ортоферритов иттербия и разбавленных составов  $\text{Yb}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$  были синтезированы способом спонтанной кристаллизации из раствора-расплава свинцовых соединений. Фазовый состав кристаллов проверялся рентгенографическим методом, а химический состав определялся с помощью рентгенофлюоресцентного анализа. Для исследования полевых зависимостей намагниченности выбирались монокристаллы с естественной огранкой (001) и (110), размеры которых составляли не более  $1 \times 1 \times 1$  мм. Изотермы намагниченности измерялись на вибрационном магнитометре вдоль кристаллографических осей  $a, b, c$  (соответственно оси  $x, y, z$ ) при  $T=4.2-270$  К в полях до 60 кЭ. Относительная погрешность измерений намагниченности не превышала 1%. При этом точность регулирования

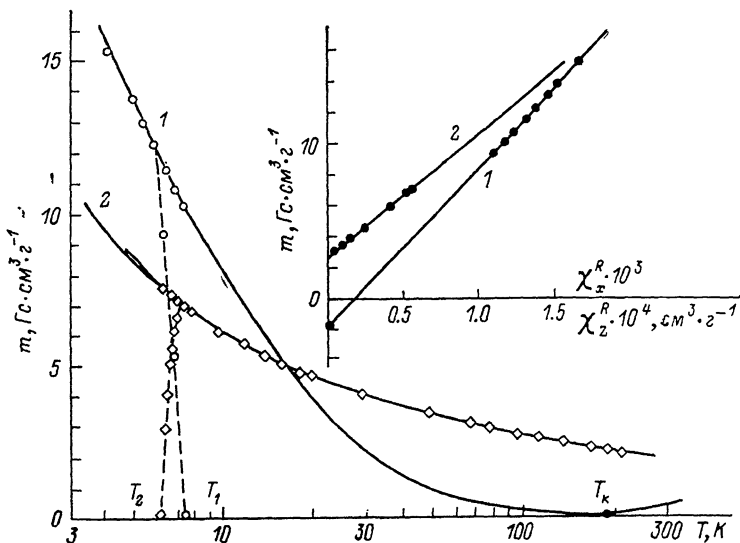


Рис. 1. Температурные зависимости слабоферромагнитного момента в  $\text{YbFeO}_3$ .

1 —  $m_x$ , 2 —  $m_z$ . Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет. На вставке — зависимость слабоферромагнитного момента от восприимчивости.

температуры составляла  $\pm 0.05$  К, а скорость изменения магнитного поля выбиралась от 1 до 10 кЭ/мин. Точность ориентации магнитного поля относительно осей  $a, b$  составляла  $5^\circ$ , а оси  $c$  —  $2^\circ$ .

Путем экстраполяции к нулевому полю линейных участков кривы намагничивания  $m_i(H)$  ( $i=x, y, z$ ) получены температурные зависимости спонтанного магнитного момента  $m_{x,z}(T)$  (рис. 1) ортоферрита  $\text{YbFeO}_3$ , а по наклону этих участков были определены величины восприимчивостей  $\chi_i$  (рис. 2).<sup>1</sup> Последние обрабатывались по формуле  $\chi_i(T) = \chi_{i0} + \chi_i^R(T)$ , где  $\chi_i^R(T) = C_i / (T + \theta_i)$  — вклад в восприимчивость от основного дублета иона  $\text{Yb}^{3+}$ ;  $C_i = Ng_i^2 \mu_B^2 / 4k_B$ ;  $N$  — число ионов  $\text{Yb}^{3+}$  в 1 г;  $g_i$  — компоненты  $g$ -тензора основного дублета;  $\mu_B$  — магнетон Бора;  $k_B$  — константа Больцмана;  $\theta_i$  — парамагнитная температура Кюри ионов  $\text{Yb}^{3+}$ ;  $\chi_{i0}$  — температурно-независимая часть восприимчивости, определяемая ванфлеховским вкладом в восприимчивость  $\chi_i^{\text{B}0}$ , возникающим за счет примешивания к основному дублету возбужденных состояний ионов  $\text{Yb}^{3+}$ , и поперечной восприимчивостью Fe-подсистемы ( $\chi_{\perp}^{\text{Fe}} \sim 10^{-5}$  см<sup>3</sup>/г). Найденные таким образом величины  $C_i, g_i, \theta_i$  и  $\chi_{i0}$  приведены в таблице. С понижением  $T$  наблюдается гиперболический рост спонтанных слабоферромагнитных моментов как в высокотемпературной фазе  $\Gamma_4(m_x)$ , так и в низкотемпера-

<sup>1</sup> Аналогичные величины были получены и для смешанных составов  $\text{Yb}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$ .

турной  $\Gamma_2(m_x)$ , который, очевидно, связан с ростом поляризации R-подсистемы обменным полем, действующим со стороны ионов  $\text{Fe}^{3+}$ . При этом зависимость спонтанных моментов  $m_x, z$  в соответствующих фазах от восприимчивости  $\chi_{x,z}^R$  имела линейный характер и подчинялась соотношению  $m_i(T) = m_{i0} + \chi_i^R(T)H_i^{\text{эф}}$  в интервале  $T = 4.2 \div 8$  К для намагниченности вдоль  $a$ -оси и в интервале  $T = 6 \div 200$  К для намагниченности вдоль  $c$ -оси (см. вставку к рис. 1). Найденные отсюда величины  $m_{i0}$  и  $H_i^{\text{эф}}$  приведены в таблице. Различный знак величин перенормированного слабоферромагнитного момента Fe-подсистемы  $m_{x0} = m^{\text{Fe}} + m_x^{\text{ВФ}}$  и Yb-подсистемы  $\chi_x^R H_x^{\text{эф}}$  (что согласуется с [7]) непосредственно указывает на возможность существования точки компенсации СФМ вдоль  $a$ -оси при температурах выше температуры переориентации. Оценка величины данной температуры компенсации из условия  $m_x = m_{x0} + \chi_x^R H_x^{\text{эф}} = 0$  с использованием найденных величин  $m_{x0}, H_x^{\text{эф}}, C_x, \theta_x$  из таблицы дает  $T_k \approx 70$  К.

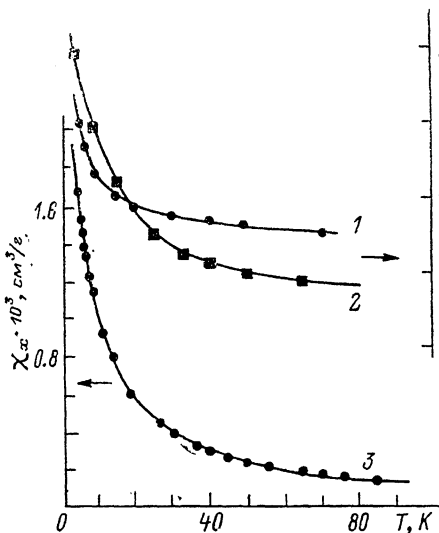


Рис. 2. Температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\text{YbFeO}_3$ .

1 —  $\chi_x$ , 2 —  $\chi_y$ , 3 —  $\chi_z$ . Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет.

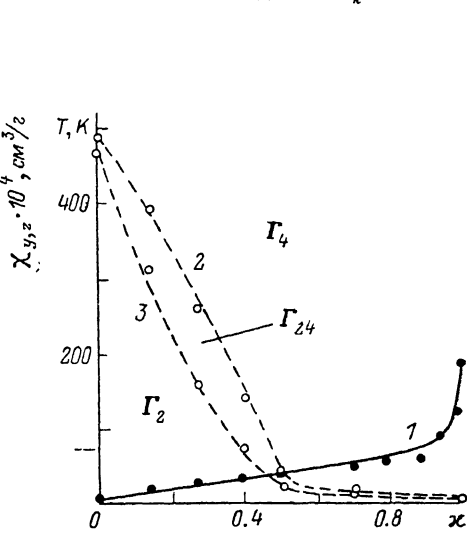


Рис. 3. Зависимости от концентрации температуры компенсации  $T_k$  (1), верхней (2) и нижней (3) границ интервала спиновой переориентации в  $\text{Yb}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$ .

Точки — эксперимент, сплошная линия (1) — расчет.

Для проверки этого результата мы предприняли исследование смешанных составов системы  $\text{Yb}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$ , в которой с ростом концентрации ионов  $\text{Sm}^{3+}$  температура переориентации сильно возрастает и поэтому удается расширить интервал существования фазы  $\Gamma_2$  по сравнению с чистым  $\text{YbFeO}_3$ . Это дает возможность непосредственно из магнитных измерений определить температуру компенсации для  $m_x(T)$  по крайней мере для ряда составов и отсюда путем экстраполяции сделать вывод о значении  $T_k$  в чистом  $\text{YbFeO}_3$ . Эти результаты представлены на рис. 3, где наряду с концентрационной зависимостью точки компенсации по  $a$ -оси  $T_k(x)$  приведены температуры начала  $T_1$  и конца  $T_2$  спиновой переориентации  $\Gamma_4 - \Gamma_{24} - \Gamma_2$  в системе  $\text{Yb}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$ . Точку компенсации для  $m_x(T)$  таким способом удалось непосредственно определить только при  $x \leq 0.4$ , т. е. в случае, когда  $T_k$  меньше температуры переориентации. Линейная экстраполяция концентрационной зависимости  $T_k(x)$  из области  $0 \leq x \leq 0.4$  в область  $x \approx 1$  дает значения  $T_k \approx 70$  К, что согласуется с предыдущей оценкой для чистого  $\text{YbFeO}_3$ .

Обратимся теперь к магнитоэриктрическим измерениям и поясним принцип определения с их помощью точки компенсации вдоль трудной оси. В основе его лежит измерение зависимостей сдвиговой деформации

| Ион              | Параметры   | Ось   |       |       |
|------------------|---|-------|-------|-------|
|                  |   | a (x) | b (y) | c (z) |
| $\text{Yb}^{3+}$ | $g_i$   | 6.4   | 2.1   | 1.3   |
|                  | $\theta_i, \text{K}$                                  | 3.7   | 2.9   | 1.8   |
|                  | $\chi_{i0} \cdot 10^5, \text{см}^3/\text{г}$          | 0.    | 3.4   | 7.0   |
|                  | $C_i \cdot 10^3, \text{K} \cdot \text{см}^3/\text{г}$ | 13.6  | 1.43  | 0.55  |
|                  | $m_{i0}, \text{Гс} \cdot \text{см}^3/\text{г}$        | 1.9   | —     | 2.6   |
|                  | $H_i^{\text{эф}}, \text{кЭ}$                          | -10.2 | —     | 72.1  |
|                  |   |       |       |       |
| $\text{Sm}^{3+}$ | $g_i$   | 0.8   | 0.7   |       |
|                  | $\theta_i, \text{K}$                                  | 3.8   | 2.0   |       |
|                  | $\chi_{i0} \cdot 10^5, \text{см}^3/\text{г}$          | 0.95  | 1.2   |       |
|                  | $C_i \cdot 10^3, \text{K} \cdot \text{см}^3/\text{г}$ | 0.237 | 0.179 |       |
|                  | $m_{i0}, \text{Гс} \cdot \text{см}^3/\text{г}$        | 0.91  | —     |       |
|                  | $H_i^{\text{эф}}, \text{кЭ}$                          | -37.2 | —     |       |
|                  |   |       |       |       |

$\lambda_{ac} = \lambda_{ac}^0 G_x G_z + \dots$  ( $\lambda_{ac}^0$  — константа) от ориентации постоянного магнитного поля  $H$ , вращающегося в плоскости  $ac$ , ориентация которого относительно оси  $c$  задается углом  $\theta_H$ .

Рассмотрим область температур, где реализуется фаза  $\Gamma_3$  ( $G_x F_z$ ). Тогда при относительно слабом поле ( $H \ll H_x^{\text{п}}$ ), когда  $G_z \approx m_x H \cos \theta_H / K_{ac} \ll 1$ ,  $G_x = \text{sign}(\sin \theta_H)$ , угловую зависимость сдвиговой деформации можно представить в виде

$$\lambda_{ac}(\theta_H) = \lambda_{ac}^0 m_x H \cos \theta_H \text{sign}(\sin \theta_H) / K_{ac} \quad (1)$$

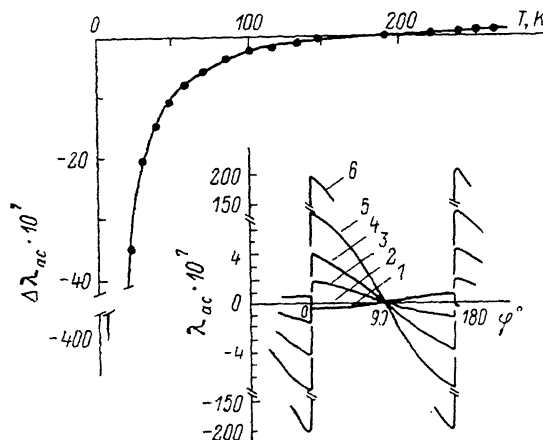


Рис. 4. Температурная зависимость скачка сдвиговой деформации в  $\text{YbFeO}_3$  во вращающемся постоянном магнитном поле  $H = 5 \text{ кЭ}$ .

На вставке — угловые зависимости изотерм сдвиговой деформации во вращающемся в  $ac$ -плоскости постоянном магнитном поле  $H = 5 \text{ кЭ}$ . 1 —  $T = 250$ , 2 — 190, 3 — 95, 4 — 60, 5 — 40, 6 — 4.2 К.

где  $K_{ac}$  — константа анизотропии в плоскости  $ac$ ;  $H_x^{\text{п}} \approx K_{ac} / m_x$  — пороговое поле перехода  $\Gamma_4 \rightarrow \Gamma_2$ ;  $\theta_H$  — угол, определяющий ориентацию  $H$  относительно оси  $c$ . В результате, как следует из (1), при прохождении точки компенсации СФМ ( $m_x(T_k)$ ) следует ожидать изменения знака деформации  $\lambda_{ac}$ , которое можно зафиксировать экспериментально.

На рис. 4 приведены изотермы  $\lambda_{ac}(\theta_H)$ , полученные для  $\text{YbFeO}_3$  во вращающемся поле  $H = 5 \text{ кЭ}$ . Видно, что сдвиговые деформации  $\lambda_{ac}$ , угловые зависимости которых хорошо описываются соотношением (1), претерпевают в точке  $T = 190 \text{ К}$  изменение знака. Согласно изложенному выше, это позволяет отождествить данную температуру с точкой компенсации СФМ  $m_x^2$ .

<sup>2</sup> На точность определения температуры скрытой компенсации в принципе может влиять наличие допускаемых симметрией слагаемых, пропорциональных  $G_x H_x, G_x H_z, H_x H_z$  в выражении для  $\lambda_{ac}$  и связанных с R—Fe взаимодействием. Однако измерения  $\lambda_{ac}(H)$  в сильных импульсных магнитных полях, направленных под небольшим углом к легкой оси, когда вращение вектора  $G$  много меньше, чем при приложениях вращающегося постоянного магнитного поля, показали, что их вклад в магнитоупругие свойства ортоферритов системы  $\text{Yb}_2\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$  много меньше, чем вклад, определяемый слагаемым  $\lambda_{ac}^0 G_x G_z$ , по крайней мере при  $T \geq 40 \text{ К}$ .

Аналогичным образом были определены точки компенсации вдоль трудной оси  $a$  и для ряда смешанных составов системы  $\text{Yb}_x\text{Si}_{1-x}\text{FeO}_3$  (рис. 3). Отметим, что в области  $x \rightarrow 1$  концентрационная зависимость  $T_k(x)$  становится нелинейной и точка компенсации для чистого  $\text{YbFeO}_3$  (190 К) существенно превышает значение  $T_k$ , полученное путем экстраполяции линейного участка зависимости  $T_k(x)$ .

## 2. Обсуждение результатов

Обнаруженный характер зависимости  $T_k(x)$  и аномально высокое значение  $T_k(x)$  могут быть обусловлены, по нашему мнению, большим вкладом возбужденных состояний иона  $\text{Yb}^{3+}$  в намагниченность системы. Для количественного описания  $T_k(x)$  мы полагали СФМ вдоль оси  $a$  в смешанной системе равным

$$m_x(x, T) = (1-x)m_x^{\text{Sm}}(T) + xm_x^{\text{Yb}}(T). \quad (2)$$

Из условия  $m_x(x, T_k) = 0$  для определения концентрационной зависимости  $T_k(x)$  имеем

$$x = m_x^{\text{Sm}}(T_k) / [m_x^{\text{Sm}}(T_k) - m_x^{\text{Yb}}(T_k)], \quad (3)$$

где  $m_x^{\text{Sm}}(T)$ ,  $m_x^{\text{Yb}}(T)$  — СФМ чистых ортоферритов  $\text{SmFeO}_3$  и  $\text{YbFeO}_3$ , которые брались в виде

$$m_x^{\text{Sm}}(T) = m_{x0}^{\text{Sm}} [(T - T_k^{\text{Sm}}) / (T + \theta_a^{\text{Sm}})], \quad (4)$$

$$m_x^{\text{Yb}}(T) = m^{\text{Yb}}(\text{Fe}) + \frac{1}{Z_{\text{Yb}}} \left\{ \frac{A_x}{T + \theta_a^{\text{Yb}}} + \frac{A'_x}{T} \exp\left(\frac{-E_0}{T}\right) + m_x^{\text{B}\Phi} \left[ 1 - \exp\left(\frac{-E_0}{T}\right) \right] \right\}, \quad (5)$$

где

$$Z_{\text{Yb}} = 1 + 3 \exp(-E_0/T).$$

Для  $\text{YbFeO}_3$ , в котором основной мультиплет иона  $\text{Yb}^{3+} {}^2F_{7/2}$  расщепляется в кристаллическом поле на четыре кramerсовских дублета, в (5) учитывается вклад как основного, так и трех возбужденных дублетов. Последние описываются введением их «центра тяжести»  $E_0$ . Величины  $m_x^{\text{B}\Phi}$  описывают традиционный ванфлековский вклад в СФМ, остающийся конечным при  $T \rightarrow 0$ , а величины  $A_x \equiv C_x H_x^{\text{B}\Phi}$  и  $A'_x$  определяют вклад в СФМ за счет обменного расщепления соответственно основного и трех возбужденных дублетов  $\text{Yb}^{3+}$ . Этот вклад возбужденных состояний в СФМ позволяет объяснить наблюдаемое значение  $T_k \approx 190$  К в  $\text{YbFeO}_3$ , которое заметно превышает ее значение (70 К), полученное выше из оценок по низкотемпературным магнитным измерениям в фазе  $\Gamma_2$  и экстраполяции концентрационной зависимости  $T_k(x)$ . Для  $\text{SmFeO}_3$  наблюдаемое поведение намагниченности и восприимчивости достаточно хорошо описывается в одnodублетном приближении для иона  $\text{Sm}^{3+}$ , основные характеристики которого приведены в таблице. Поэтому в (4) возбужденные состояния  $\text{Sm}^{3+}$  в отличие от  $\text{Yb}^{3+}$  не учитываются.

Наблюдаемые зависимости  $T_k(x)$ ,  $m_x^{\text{Yb, Sm}}(T)$  (рис. 1, 3) удалось хорошо описать при следующих значениях параметров в (4), (5):

$$\begin{aligned} m_{x0}^{\text{Sm}} &= 0.9 \text{ Гс} \cdot \text{см}^3/\text{г}, \quad \theta_x^{\text{Sm}} = 3.8 \text{ К}, \quad T_k^{\text{Sm}} = -(C_x H_x^{\text{B}\Phi} / m_{x0}^{\text{Sm}}) - \gamma_x^{\text{Sm}} = 5 \text{ К}, \quad m^{\text{Yb}}(\text{Fe}) = \\ &= 1.7 \text{ Гс} \cdot \text{см}^3/\text{г}, \quad m_x^{\text{B}\Phi} = m_{x0}^{\text{Yb}} - m^{\text{Yb}}(\text{Fe}) = 0.2 \text{ Гс} \cdot \text{см}^3/\text{г}, \quad A_x = -139 \text{ К} \cdot \text{Гс} \cdot \text{см}^3/\text{г}, \\ &A'_x = -2021 \text{ К} \cdot \text{Гс} \cdot \text{см}^3/\text{г}. \end{aligned} \quad (6)$$

При расчете этих зависимостей мы использовали полученные выше значения параметров (см. таблицу), определяющих  $m_x(T)$  в чистых  $\text{YbFeO}_3$  и  $\text{SmFeO}_3$ , а для определения дополнительных параметров  $\text{YbFeO}_3$   $A'_x$  и  $m_x^{\text{B}\Phi}$ , характеризующих вклад возбужденных состояний, использовались значения  $T_k = 190$  К и СФМ Fe-подсистемы  $m^{\text{Yb}}(\text{Fe})$ , найденного из температурной зависимости  $m_x(T)$ . Единственным варьируемым пара-

метром при расчете  $T_k(x)$  было  $E_0$ , оптимальное значение которого составило  $E_0 \approx 300$  К.

Тот факт, что найденное значение  $|A'_x| \gg |A_x|$  (см. (6)), указывает на заметный вклад возбужденных состояний иона  $\text{Yb}^{3+}$  в  $m_x^{\text{Yb}}(T)$ . При разбавлении системы вклад этих состояний в СФМ в точке компенсации уменьшается, причем нелинейно по  $T$ . Именно это обстоятельство и определяет сильно нелинейный характер зависимости  $T_k(x)$  в  $\text{Yb}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$  при  $x \rightarrow 1$ . При  $x \leq 0.8$ , когда  $T_k$  заметно уменьшается, зависимость  $T_k(x)$  становится линейной. Это обусловлено тем, что вклад в СФМ дают только нижние дублеты  $\text{Yb}^{3+}$  и  $\text{Sm}^{3+}$ , которые зависят от  $T$  одинаковым образом, т. е.  $\sim 1/T$ .

Расчет зависимости  $m_x(T)$  в  $\text{YbFeO}_3$  по формуле, подобной (5), и сравнение с экспериментом (рис. 1) показали, что вкладом возбужденных дублетов в СФМ можно пренебречь, хотя ванфлековский вклад в  $m_{x0}$  является достаточно заметным:  $m_x^{\text{BФ}} = m_{x0} - m^{\text{Yb}}(\text{Fe}) = 2.6 - 1.7 = 0.9$  Гс  $\cdot$  см<sup>3</sup>/Г.

Обсудим найденные параметры основного состояния (дублета) иона  $\text{Yb}^{3+}$  в  $\text{YbFeO}_3$  и сравним их с  $\text{YbCrO}_3$  и  $\text{YbAlO}_3$ . Прежде всего отметим, что найденные компоненты  $g$ -факторов для  $\text{Yb}^{3+}$  в  $\text{YbFeO}_3$  оказались близки к последним в  $\text{YbCrO}_3$  ( $g_x = 6.4$ ,  $g_y = 2.4$  [10, 11]), в  $\text{YbAlO}_3$  ( $g_x \approx 6.6$ ,  $g_y \approx 3.4$  [12]) и  $\text{YbAlO}_3$ :  $\text{Yb}^{3+}$  [5, 13], за исключением  $z$ -компонент, которые в этих соединениях в отличие от  $\text{YbFeO}_3$  оказались практически нулевыми. Отметим согласие найденной нами величины  $g_z = 1.3$  с месбауэровскими данными для  $\text{YbFeO}_3$  [5] ( $g_z = 1.4$ ) и в то же время заметное расхождение соответствующих  $x$ -компонент  $g$ -тензора ( $g_x = 6.4$  у нас и  $g_x = 2.3$  в [5]). Последнее может быть связано с не совсем корректной обработкой эксперимента в [5].

Величина обменного расщепления основного дублета  $\text{Yb}^{3+}$  в  $\text{YbFeO}_3$  для фазы  $\Gamma_4$ , по нашим данным, составляет  $\Delta\Gamma_4 = \mu_B g_x H_x^{\text{эф}} \approx 6.2$  К, что хорошо согласуется с результатами [4, 5, 14]. В фазе  $\Gamma_2$  соответствующее расщепление, по данным [4, 5, 14], составляет  $\Delta\Gamma_2 \approx 10$  К. Поскольку в этой фазе расщепление определяется не одной, а двумя компонентами эффективного поля (см., например, [1, 11]), то определить из наших данных  $\Delta\Gamma_2$  не удастся. Тем не менее полезно оценить величину  $\xi_{x0} = \mu_B g_x H_x^{\text{эф}} / \Delta\Gamma_2 \approx 0.4$ , которую иногда можно рассматривать как характеристику отклонения основного состояния иона от чисто изинговского, для которого  $\xi_{x0} = 1$ . Для сравнения укажем, что в  $\text{YbCrO}_3$  величина  $\xi_{x0} \approx 0.04$  [11]. Это означает, что, хотя  $g$ -факторы основного дублета иона  $\text{Yb}^{3+}$  в  $\text{YbFeO}_3$  и  $\text{YbCrO}_3$  близки, тем не менее величина и характер анизотропного  $f$ - $d$ -обмена в этих соединениях качественно различаются.

В заключение, резюмируя основные результаты, отметим, что проведенные магнитные и магнитоstrictionные исследования системы  $\text{Yb}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$  позволили обнаружить в  $\text{YbFeO}_3$  аномально высокую точку компенсации СФМ вдоль трудной оси. Изучена ее концентрационная зависимость, которая оказалась сильно нелинейной. Наблюдаемые свойства как чистого  $\text{YbFeO}_3$ , так и смешанной системы  $\text{Yb}_x\text{Sm}_{1-x}\text{FeO}_3$  объясняются большим вкладом возбужденных дублетов иона  $\text{Yb}^{3+}$  в СФМ. Определены основные параметры магнитных взаимодействий в  $\text{YbFeO}_3$  и  $\text{SmFeO}_3$ .

#### Список литературы

- [1] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979.
- [2] Borchers R. M., Kramer V., Remika J. P. // Phys. Rev. Lett. 1958. V. 1. P. 3-4.
- [3] Белов К. П., Кадомцева А. М., Леднева Т. М., Овчинникова Т. Л., Тимофеева В. А. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1970. Т. 34. № 5. С. 951-954.
- [4] Moldover M. R., Siolander G., Weyhman W. // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 26. N 20. P. 1257-1259.
- [5] Bonville P., Gonzales-Jimenez F., Imbert P., Varret F. // J. Phys. 1974. V. 35. P. 575-579.
- [6] Schaffer W. J., Bene R. W., Walser R. M. // Phys. Rev. B. 1974. V. 10. P. 255-264.

- [7] Davidson G. R., Dunlap B. D., Eibschutz M., Uitert L. G. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 5. P. 1681—1688.
- [8] Кадомцева А. М., Агафонов А. П., Милов В. Н., Москвин А. С., Семенов В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. № 8. С. 400—403.
- [9] Милов В. Н., Семенова М. В., Неделько В. П., Прун А. Ф. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 5. С. 1569—1571.
- [10] Shamir N., Shaked H., Shtrikman S. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 11. P. 6642—6651.
- [11] Воробьев Г. П., Кадомцева А. М., Мухин А. А., Лукина М. М. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 2. С. 85—93.
- [12] Radhakrishna P., Hammann J., Ocio M., Pari P., Allain Y. // Sol. St. Comm. 1981. V. 37. P. 813—817.
- [13] Bonville P., Hodges J. A., Imbert P., Hartmann-Boutron F. // Phys. Rev. B. 1978. V. 18. N 5. P. 2196—2208.
- [14] Aring K. B., Sievers A. J. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. N 3. P. 1197—1198.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
26 февраля 1990 г.