

©1995

**ОБЪЕМНАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ  
И ИЗМЕНЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ  
ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ В СПЛАВАХ  
И СОЕДИНЕНИЯХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ  
МЕТАЛЛОВ С ЖЕЛЕЗОМ.**

**II. КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СОЕДИНЕНИЯ  $Y_2Fe_{17}$  И  $Er_2Fe_{17}$**

*А.С.Анреенко, С.А.Никитин, Ю.И.Спичкин*

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова  
(Поступила в Редакцию 20 сентября 1994 г.)

Исследовано влияние гидростатического давления до  $10^{10}$  dyn/cm<sup>2</sup> на намагниченность ( $\Delta\sigma$ -эффект) интерметаллических соединений  $Y_2Fe_{17}$  и  $Er_2Fe_{17}$  в области температур 80–340 К. Установлено, что  $\Delta\sigma$ -эффект в области температур Кюри обусловлен влиянием давления на обменные интегралы в сильных полях и увеличением константы магнитной анизотропии при сжатии в слабых полях. Показано, что при низких температурах существенный вклад в  $\Delta\sigma$ -эффект определяется уменьшением магнитного момента, приходящегося на формульную единицу. Расчеты объемной магнитострикции  $\omega$ , проведенные на основе данных по измерениям намагниченности и  $\Delta\sigma$ -эффекта, показали, что в области температуры Кюри  $\omega$  достигает значений порядка  $3 \cdot 10^{-3}$  и линейно зависит от квадрата намагниченности.

До сих пор изучение влияния гидростатического давления на магнитные свойства интерметаллических соединений R-Fe (R — редкоземельный металл) ограничивалось определением смещения точки Кюри под действием давления. Эти результаты, как правило, получали из измерений магнитной восприимчивости в присутствии давления в окрестности точки Кюри. Лишь в нескольких работах [1–3] сообщается об исследовании влияния давления на намагниченность и восприимчивость в интерметаллических соединениях  $Y_2Fe_{17}$  и  $Er_2Fe_{17}$  в области фазовых переходов. Было обнаружено, что внешнее давление  $P$  индуцирует в этих магнетиках неколлинеарные магнитные структуры, а также приводит к уменьшению области температур магнитного упорядочения. Продолжая эти работы, мы провели исследования изменения удельной намагниченности под действием давления ( $\Delta\sigma$ -эффект) и объемной магнитострикции  $\omega$  в кристаллических соединениях  $Y_2Fe_{17}$  и  $Er_2Fe_{17}$ .

## 1. Методика измерений и образцы

Методика измерений удельной намагниченности под действием гидростатического давления описана в [4]. Установка позволяла проводить измерения в интервале температур 78–340 К в поле до 14 кОе при давлении величиной до  $10^{10}$  dyn/cm<sup>2</sup>. Поликристаллические соединения были выплавлены в дуговой печи в атмосфере аргона на медном водоохлаждаемом поду, после чего был проведен гомогенизирующий отжиг. Рентгеновский анализ показал, что образцы имеют структуру типа Th<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> и количество примесной фазы не превышает 3%.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

1)  $\Delta\sigma$ -эффект. На рис. 1 представлены температурные зависимости величины  $\partial\sigma/\partial P$  поликристаллических образцов Y<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> и Er<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>. В окрестности температуры Кюри на кривой  $\partial\sigma/\partial P$  существует довольно узкий максимум, величина которого резко уменьшается с понижением температуры. Ниже  $\Theta_C$  значения  $\partial\sigma/\partial P$  в слабых полях больше, чем в сильных.

На рис. 2, 3 представлены полевые зависимости  $\Delta\sigma$ -эффекта и относительного  $\Delta\sigma$ -эффекта ( $\sigma^{-1}\partial\sigma/\partial P$ ) для поликристаллов Y<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> и Er<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>. Видно, что на кривых  $\partial\sigma/\partial P(H)$  (рис. 2, а и 3, а) в области слабых полей ниже  $\Theta_C$  наблюдаются максимумы. Однако по мере охлаждения они сглаживаются и при низких температурах исчезают. На зависимостях  $\sigma^{-1}\partial\sigma/\partial P(H)$  (рис. 2, б и 3, б) можно выделить два прямолинейных участка, на одном из которых в области низких температур относительный  $\Delta\sigma$ -эффект практически не меняется с полем, а на другом существенно зависит от поля. Для выяснения возможных причин их появления рассмотрим процесс намагничивания поликристалла Y<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>.

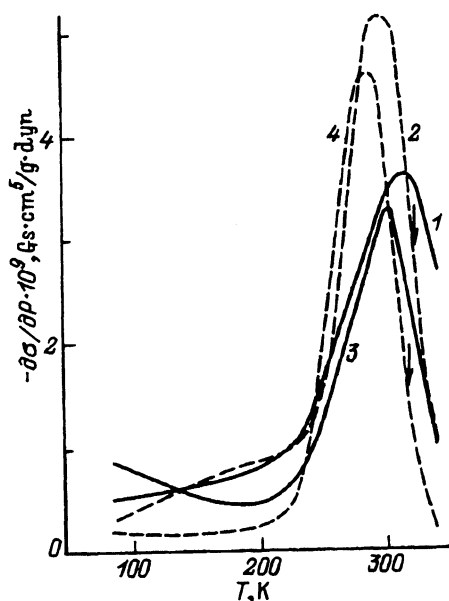


Рис. 1. Температурные зависимости  $\partial\sigma/\partial P$  в Y<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> (1, 2) и Er<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> (3, 4).

$H$  (кОе): 1, 3 — 12, 2, 4 — 1. Стрелками обозначены температуры Кюри.

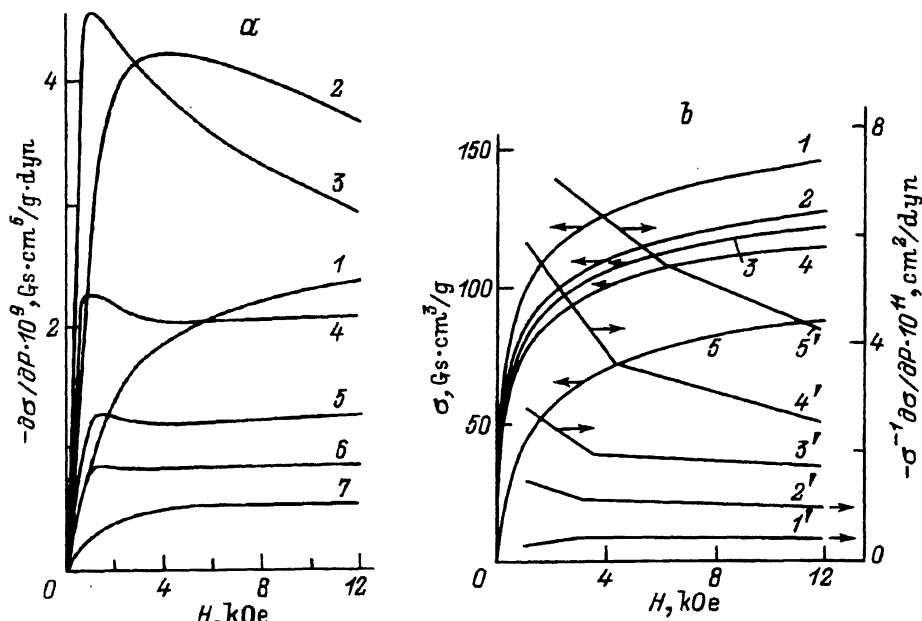


Рис. 2. а) Полевые зависимости  $\Delta\sigma$ -эффекта в  $Y_2Fe_{17}$  при 340 (1), 320 (2), 280 (3), 260 (4), 240 (5), 200 (6) и 80 К (7). б) Полевые зависимости относительного  $\Delta\sigma$ -эффекта ( $1'-5'$ ) и удельной намагниченности ( $1-5$ ) для  $Y_2Fe_{17}$  при 80 (1,  $1'$ ), 240 (2,  $2'$ ), 260 (3,  $3'$ ), 280 (4,  $4'$ ) и 320 К (5,  $5'$ ).

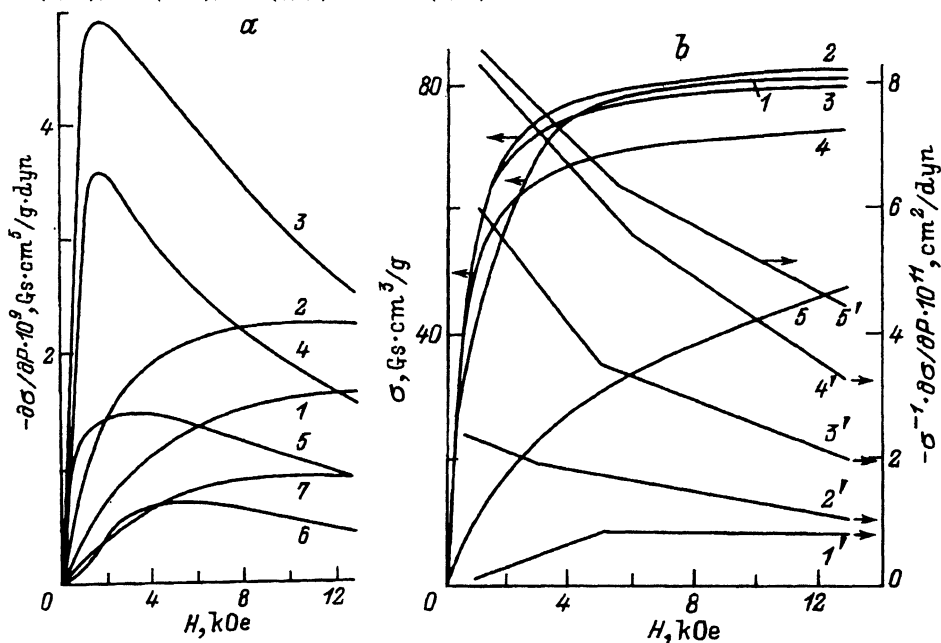


Рис. 3. а) Полевые зависимости  $\Delta\sigma$ -эффекта в  $Er_2Fe_{17}$  при 330 (1), 320 (2), 280 (3), 260 (4), 240 (5), 200 (6) и 80 К (7). б) Полевые зависимости относительного  $\Delta\sigma$ -эффекта ( $1'-5'$ ) и удельной намагниченности ( $1-5$ ) для  $Er_2Fe_{17}$  при 80 (1,  $1'$ ), 240 (2,  $2'$ ), 260 (3,  $3'$ ), 280 (4,  $4'$ ) и 320 К (5,  $5'$ ).

Согласно данным работы [5], в монокристалле  $Y_2Fe_{17}$ , обладающем гексагональной кристаллической структурой типа  $Th_2Fe_{17}$ , кристаллическая ось  $c$  является осью трудного намагничивания, а ось легкого намагничивания лежит в базисной плоскости. Константа анизотропии  $K_1$  имеет при температуре 4.2 К максимальное значение  $K_1 = -3.4 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^2$ ,  $K_2$  на порядок меньше, а  $K_3$  равна нулю. Тогда численное значение поля магнитного насыщения  $H_s$ , в котором при намагничивании вдоль оси  $c$  заканчивается процесс вращения вектора спонтанной намагниченности, можно оценить с помощью следующего соотношения [6]

$$H_s = \frac{2K_1}{M_s}. \quad (1)$$

При температуре 80 К константа  $K_1$  в  $Y_2Fe_{17}$  имеет величину  $-2.4 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$  [7], намагниченность насыщения  $M_s \sim 1200 \text{ Gs}$ , что соответствует  $H_s = 40 \text{ kOe}$ .

Как видно из рис. 2,  $b$ , насыщения на изотерме  $\sigma(H)$  при температуре 80 К в поле 12 kOe не наблюдается. Это, по-видимому связано с тем, что величина внешнего поля недостаточна для намагничивания насыщения кристаллитов, в которых внешнее поле близко к направлению оси  $c$ . Можно предположить, что намагничивание поликристаллического образца  $Y_2Fe_{17}$  в исследованном диапазоне полей в области низких температур происходит в основном за счет вращения вектора спонтанной намагниченности от плоскости легкого намагничивания  $\{a, b\}$  в направлении внешнего магнитного поля. В этом случае намагниченность кристалла равна [8]

$$M = M_s \cos \phi, \quad (2)$$

где угол  $\phi$  между направлением поля и спонтанной намагниченностью является функцией внешнего магнитного поля  $H$ , константы анизотропии  $K_1$  и угла между направлением внешнего поля и осью трудного намагничивания  $\phi_0$ , т.е.  $\phi = f(H, M_s, K_1, \phi_0)$ . Величина  $\phi$  может быть найдена из условия минимума термодинамического потенциала кристалла  $\Phi$  [8]

$$\Phi = -K_1 \cos^2(\phi - \phi_0) - M_s \cos \phi, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \phi} = K_1 \sin 2(\phi - \phi_0) + M_s \sin \phi = 0. \quad (4)$$

Для поликристалла необходимо провести усреднение по всем возможным значениям угла  $\phi_0$ .

Дифференцируя (2) по давлению, находим величину  $\Delta\sigma$ -эффекта и относительного  $\Delta\sigma$ -эффекта при намагничивании за счет вращения вектора намагниченности

$$\frac{\partial M}{\partial P} = \frac{\partial M_s}{\partial P} \cos \phi - M_s \sin \phi \frac{\partial \phi}{\partial P}, \quad (5)$$

$$\frac{1}{M} \frac{\partial M}{\partial P} = \frac{1}{M_s} \frac{\partial M_s}{\partial P} - \text{tg} \phi \cdot \frac{\partial \phi}{\partial P}. \quad (6)$$

Из формулы (6) следует, что в относительном  $\Delta\sigma$ -эффекте имеются два вклада, один из которых обусловлен изменением намагниченности насыщения и не зависит от поля, а другой является функцией поля.

Из рис. 2 видно, что величины  $\partial\sigma/\partial P$  и  $\sigma^{-1} \cdot \partial\sigma/\partial P$  поликристалла  $Y_2Fe_{17}$  в области полей 4–12 кОе при  $T = 80$  К практически не изменяются с полем. Это указывает на то, что  $\Delta\sigma$ -эффект при низких температурах в этой области полей обусловлен в основном изменением намагниченности насыщения образца под давлением. В области малых полей, где величина относительного  $\Delta\sigma$ -эффекта возрастает с полем, основным механизмом  $\Delta\sigma$ -эффекта, по-видимому, является влияние давления на магнитную анизотропию, что приводит к уменьшению угла  $\phi$  (определяется вторым слагаемым в (6)). Поскольку соединение  $Er_2Fe_{17}$  также имеет структуру типа  $Th_2Ni_{17}$  [7] и характер зависимостей  $\partial\sigma/\partial P$  и  $1/\sigma \cdot \partial\sigma/\partial P$  от поля в этом соединении аналогичен наблюдаемому в соединении с иттрием, то можно предположить, что процессы намагничивания в  $Er_2Fe_{17}$  осуществляются таким же образом, а все предположения, касающиеся вкладов в  $\Delta\sigma$ -эффект, верны и в этом случае.

С ростом температуры константа анизотропии  $K_1$  будет уменьшаться, что вызовет снижение значения поля  $H_s$ . Следовательно, процессы вращения будут заканчиваться в меньших полях. По-видимому, этой причиной можно объяснить появление максимума на кривой  $\partial\sigma/\partial P(H)$  в слабых полях (в области технического намагничивания) в соединениях  $Er_2Fe_{17}$  и  $Y_2Fe_{17}$  с приближением к точке Кюри. Возникновение максимумов обусловлено возрастанием констант магнитной анизотропии под действием давления, а в поле, соответствующем максимуму, процессы вращения вектора спонтанной намагниченности происходят наиболее интенсивно. При дальнейшем увеличении поля намагниченность в этой области температур возрастает за счет парапроцесса.

Поскольку  $\Delta\sigma$ -эффект в  $Y_2Fe_{17}$  и  $Er_2Fe_{17}$  в сильных полях и при низких температурах определяется изменением намагниченности насыщения, то для описания этого процесса может быть использовано следующее соотношение [9]

$$\frac{1}{\sigma} \frac{\partial\sigma}{\partial P} = \frac{1}{\sigma_0} \frac{\partial\sigma_0}{\partial P} - \frac{1}{\sigma} \frac{\partial\sigma}{\partial P} \frac{T}{\Theta_c} \frac{\partial\Theta_c}{\partial P}, \quad (7)$$

где  $\sigma_0$  — удельная намагниченность насыщения при  $T = 0$  К,  $\sigma$  — удельная намагниченность при температуре  $T$  и давлении  $P$ .

Здесь первый член обусловлен изменением намагниченности за счет изменения под давлением магнитного момента, приходящегося на формульную единицу, а второй за счет смещения температуры Кюри, т. е. изменения обменного взаимодействия. Численные оценки, проведенные по формуле (7) на основе полученных значений относительного  $\Delta\sigma$ -эффекта при  $T = 80$  К и полях 4–12 кОе, показали, что в соединении  $Y_2Fe_{17}$   $\sigma_0^{-1} \partial\sigma_0/\partial P = 3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2 \cdot \text{dyn}^{-1}$ , а в  $Er_2Fe_{17}$  —  $5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2 \cdot \text{dyn}^{-1}$ .

В области температуры Кюри, где наблюдается максимум  $\Delta\sigma$ -эффекта (рис. 1), величина относительного  $\Delta\sigma$ -эффекта хорошо описывается вторым слагаемым в формуле (7), и поэтому можно полагать, что здесь  $\Delta\sigma$ -эффект обусловлен смещением  $\Theta_c$  под давлением.

2) *Объемная магнитострикция.* Из экспериментальных результатов по исследованию  $\Delta\sigma$ -эффекта была вычислена индуцированная полем объемная магнитострикция  $\omega = \Delta V/V$ , определяющая относительное изменение объема  $V$ . Поскольку экспериментальное определение  $\omega$  встречает значительные трудности, ее измерения в интерметаллических соединениях  $R_2Fe_{17}$  ранее не проводились. При вычислениях использовалось известное термодинамическое соотношение [10]

$$\omega = \int_0^H \frac{\partial M}{\partial P} dH. \quad (8)$$

На рис. 4 представлены температурные зависимости объемной магнитострикции в соединениях  $Y_2Fe_{17}$  и  $Er_2Fe_{17}$ , вычисленные из экспериментальных данных по зависимости намагниченности от давления, магнитного поля и температуры. В области  $\Theta_c$  объемная магнитострикция обнаруживает максимум, достигая гигантских значений (в  $Er_2Fe_{17}$   $\omega \simeq 4 \cdot 10^{-4}$  в поле  $H = 12$  kOe), сравнимых по величине с  $\omega$ , наблюдаемой в тяжелых редкоземельных металлах. Существование этого максимума обусловлено сильным влиянием поля на намагниченность и обменную энергию в области температуры магнитного фазового перехода. Поскольку энергия обменного взаимодействия зависит от атомного объема, то под действием поля возникает объемная магнитострикция. Полевые зависимости  $\omega$  для соединений  $Er_2Fe_{17}$  и  $Y_2Fe_{17}$  не насыщаются при низких температурах даже в сильных полях.

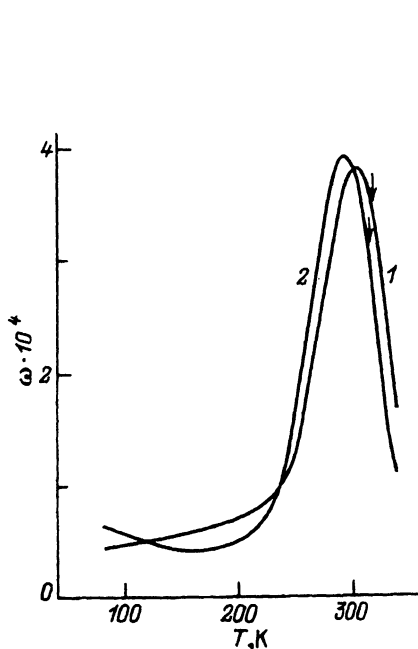


Рис. 4. Температурные зависимости объемной магнитострикции  $\omega$  для  $Y_2Fe_{17}$  (1) и  $Er_2Fe_{17}$  (2). Стрелками обозначены температуры Кюри.

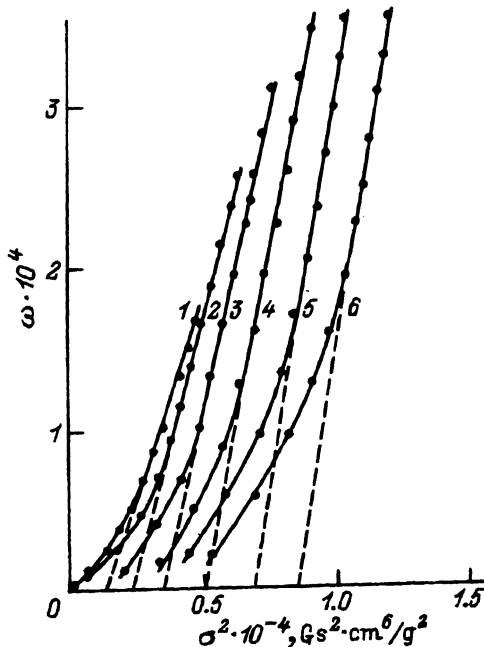


Рис. 5. Зависимости  $\omega(\sigma^2)$  для  $Y_2Fe_{17}$  при различных температурах.  $T$  (K): 1 — 330, 2 — 320, 3 — 310, 4 — 300, 5 — 290, 6 — 280.

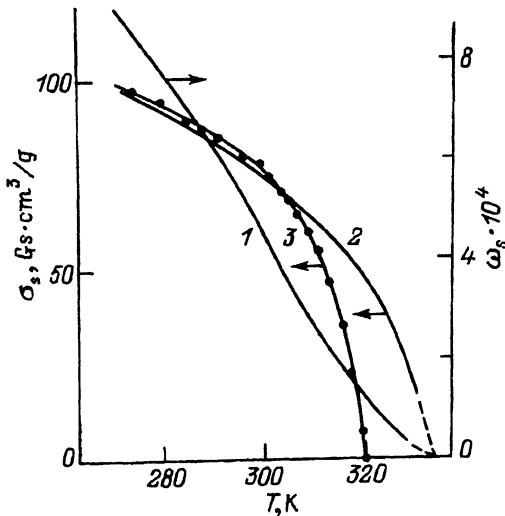


Рис. 6. Температурная зависимость спонтанной объемной магнитострикции  $\omega_s$  (1) и спонтанной удельной намагниченности  $\sigma_s$  (2, 3) для  $Y_2Fe_{17}$ . Кривые 1, 2 получены из зависимостей  $\omega = f(\sigma^2)$ , 3 — из зависимости  $H/\sigma = f(\sigma^2)$ .

Зависимости объемной магнитострикции намагниченности в  $Y_2Fe_{17}$  и  $Er_2Fe_{17}$  линейно зависят от квадрата удельной намагниченности в окрестности температуры Кюри (рис. 5). Согласно теории фазовых переходов второго рода [11], вблизи температуры Кюри справедливо соотношение

$$\omega = \omega_s + \gamma\sigma^2, \quad (9)$$

где  $\omega_s$  — спонтанная объемная магнитострикция,  $\gamma$  — термодинамический коэффициент. Таким образом, соотношение (9) хорошо выполняется для исследованных соединений.

Экстраполяция прямолинейных участков зависимостей  $\omega = f(\sigma^2)$  на ось ординат позволяет определить температурную зависимость  $\omega_s$  в окрестности температуры Кюри (рис. 6). Из этого рисунка видно, что спонтанная объемная магнитострикция быстро убывает с температурой выше  $\Theta_c$ . На этом же рисунке приведены кривые спонтанной удельной намагниченности  $\sigma_s$ , определенные двумя способами: из зависимостей  $\omega = f(\sigma^2)$  и методом термодинамических коэффициентов. Как видно из рисунка, оба метода дают различные результаты выше точки Кюри. Это можно объяснить тем, что спонтанные магнитострикционные деформации существуют в ближней парамагнитной области при температурах, заметно превышающих температуру Кюри (более чем на 10 К).

Таким образом, проведенные исследования показали, что  $\Delta\sigma$ -эффект в поликристаллических соединениях  $Y_2Fe_{17}$  и  $Er_2Fe_{17}$  в сильных полях в области температуры Кюри вызван смещением  $\Theta_c$  под давлением, а в слабых полях — увеличением константы магнитокристаллической анизотропии при сжатии. При низких температурах можно выделить  $\Delta\sigma$ -эффект, обусловленный уменьшением под давлением магнитного момента, приходящегося на формульную единицу. Индуцированная объемная магнитострикция в области  $\Theta_c$  достигает гигантских значений  $\omega \sim 3 \cdot 10^{-3}$ , обнаруживая линейную зависимость от квадрата намагниченности.

В заключение авторы выражают благодарность сотруднику НИИ физики и прикладной математики Уральского государственного университета Н.В.Баранову за предоставление образца  $\text{Er}_2\text{Fe}_{17}$ .

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Международного научного фонда Дж.Сороса.

### Список литературы

- [1] Никитин С.А., Тишин А.М., Спичкин Ю.И., Леонтьев П.И., Островский В.Ф. ФТТ **33**, 3, 984 (1991).
- [2] Андреевко А.С., Никитин С.А., Спичкин Ю.И., Тишин А.М. ФТТ **33**, 8, 2463 (1991).
- [3] Андреевко А.С., Никитин С.А., Спичкин Ю.И. ФТТ **34**, 6, 1823 (1992).
- [4] Бездушный Р.В. Автореф. канд. дисс. М., МГУ, (1988), 14 с.
- [5] Matthei B., France J.J.M., Sinnema S., Radwanski R.J. J. de Phys. **49**, 12, Suppl.1, 533 (1988).
- [6] Смит Я., Вейн Х. Ферриты. М. (1962), 504 с.
- [7] Buschow K.H.J. Rep. Prog. Phys. **40**, 10, 1189 (1977).
- [8] Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. М. (1987), 420 с.
- [9] Kouvel J.S., Wilson R.H. J. Appl. Phys. **32**, 3, 435 (1961).
- [10] Белов К.П. Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках. М. (1953).
- [11] Белов К.П. Магнитные превращения. М. (1959).