

УДК 536.413 : 537.6

© 1990

ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ И СПОНТАННАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ СИСТЕМЫ Y—Fe

А. В. Андреев, М. И. Барташевич, С. М. Задворкин, В. Н. Москалев

Рентгенографически исследовано тепловое расширение монокристаллов интерметаллических соединений, образующихся в системе сплавов Y—Fe, в области температур 5—900 К. Установлено, что все интерметаллиды при магнитном упорядочении испытывают спонтанные магнитоэстрокиционные деформации, объемный эффект ω_s при 5 К составляет (%): 0.22 (YFe₂), 0.33 (YFe₃), 1.02 (Y₆Fe₂₃), 1.13 (Y₂Fe₁₇). Температурные зависимости ω_s сравниваются с температурными зависимостями среднего магнитного момента железа. Константы анизотропной магнитоэстрокиции во всех соединениях не превышают $1 \cdot 10^{-4}$. При $T = T_c$ ω_s составляет ≈ 20 % от ее величины при 5 К и исчезает лишь при нагревании на десятки градусов выше T_c , что связывается с ближним магнитным порядком.

Интерметаллические соединения редкоземельных элементов (R) с металлами группы железа (Т) являются широким классом магнетиков, представляющих большой научный и практический интерес [1]. Для выяснения роли Т-подрешетки в формировании различных магнитных характеристик изучаются соединения, в которых в качестве R использованы не имеющие магнитный момент La, Lu и чаще всего Y. В данной работе на основе анализа теплового расширения исследована спонтанная магнитоэстрокиция всех интерметаллидов, образующихся в системе сплавов Y—Fe: YFe₂, YFe₃, Y₆Fe₂₃, Y₂Fe₁₇ [2]. Измерения проведены на монокристаллических образцах, при этом монокристаллы YFe₃ и Y₆Fe₂₃ получены впервые.

Интерметаллиды были приготовлены сплавлением соответствующих количеств железа и иттрия в индукционной печи в алундовом тигле в атмосфере аргона. Для увеличения размера зерна слитки переплавлялись в печи электросопротивления. Для исследования использовались сплавы, содержащие не более 3 % побочных фаз, что контролировалось рентгенографическим и металлографическим анализом. Из крупных зерен слитков вырезались образцы диаметром 2—3 мм, с нескольких сторон которых снимались лауэграммы. Разориентация субзерен в образцах допускалась не более 3°.

Тепловое расширение изучалось рентгенографически на дифрактометре в К-излучении хрома либо железа в криостате, охлаждаемом жидким гелием, в интервале температур 5—320 К и в высокотемпературной камере при 300—900 К. Магнитные свойства измерялись на тех же образцах в вибромагнитометре в полях до 2 МА/м в интервале температур 4.2—900 К.

1. Результаты измерений

YFe₂. Кубическая фаза Лавеса YFe₂ относится к структуре типа MgCu₂ (пространственная группа $Fd\bar{3}m$). Приведенные в таблице данные о параметре решетки при комнатной температуре, величине среднего магнитного момента μ_{Fe} , приходящегося на атом железа, и температуре Кюри T_c , хорошо совпадают с литературными данными [2-4]. Магнитная анизотро-

Структурные и магнитные характеристики
интерметаллических соединений,
образующихся в системе сплавов Y—Fe

	Соединение			
	YFe ₂	YFe ₃	Y ₃ Fe ₂₃	Y ₂ Fe ₁₇
Структура	Куб.	Ромбо- эдр.	Куб.	Гекса- гон..
<i>a</i> (300 K), нм	0.7368	0.5140	1.2082	0.8471
<i>c</i> (300 K), нм	—	2.4618	—	0.8302
α_a (900 K), 10 ⁻⁵ K ⁻¹	1.70	1.55	1.55	1.25
α_c (900 K), 10 ⁻⁵ K ⁻¹	—	1.35	—	1.15
α_V (900 K), 10 ⁻⁵ K ⁻¹	5.00	4.50	4.60	3.60
<i>T_D</i> , K	320	365	390	450
<i>k</i> , 10 ²² см ⁻³	4.0	4.8	5.2	6.6
<i>T_C</i> , K	552	545	483	325
μ_{Fe} (4.2 K), μ_B	1.40	1.65	1.70	2.10
λ_a (5 K), 10 ⁻³	0.7	1.6	3.4	1.7
λ_c (5 K), 10 ⁻³	—	0	—	7.9
ω_s (5 K), 10 ⁻³	2.2	3.3	10.2	11.3
n_{Fe-Fe} (5 K), 10 ⁻³ μ_B^{-2}	1.1	1.2	3.5	2.6
ΔT , K	—	35	55	60

Примечание. α_a , α_c , α_V — линейные и объемный коэффициенты теплового расширения в парамагнитной области; T_D — температура Дебая; *k* — концентрация атомов железа в 1 см³; λ_a , λ_c , ω_s — линейные и объемная спонтанные магнитоэстрикционные деформации; ΔT — область температур выше T_C , где видны магнитоэстрикционные деформации; n_{Fe-Fe} — коэффициент магнитоупругой связи.

пия этого соединения мала; даже при 4.2 K в направлениях трудного намагничивания насыщение достигается в поле ≈ 0.20 MA/м. Осью легкого намагничивания (ОЛН) является $\langle 111 \rangle$. На рис. 1 приведена температурная зависимость параметра решетки

a. Параметр *a* определялся по линии β -444 в излучении хрома, угол дифракции 2θ составлял (в зависимости от температуры) 150—157°. Штриховой линией на рис. 1 проведена экстра-

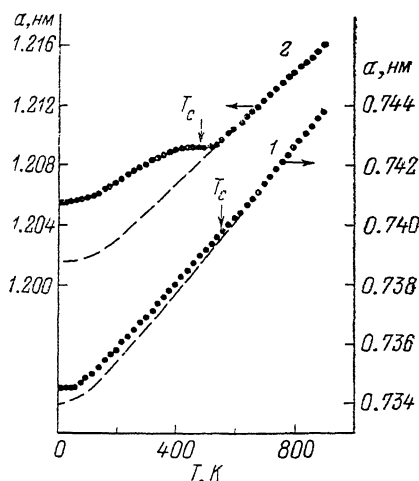


Рис. 1. Температурные зависимости параметра решетки *a* YFe₂ (1) и Y₀Fe₂₃ (2).

Штриховые линии — фоновый вклад в тепловое расширение.

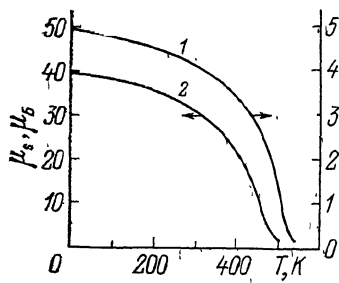


Рис. 2. Температурные зависимости молекулярного магнитного момента YFe₃ (1) и Y₀Fe₂₃ (2) вдоль оси легкого намагничивания в магнитном поле 0.5 MA/м.

поляция *a*(*T*) из парамагнитной области на ферромагнитную область. Экстраполяцию проводили с учетом величины температуры Дебая $T_D = 320$ K по участку экспериментальной кривой при 700—900 K. Как видно из рис. 1, ниже T_C наблюдается отклонение экспериментальной кривой от экстраполированной. Относительная разность между ними соответ-

ствует спонтанной линейной магнитострикции λ_a . Данные о коэффициентах линейного α_a и объемного α_v теплового расширения в парамагнитной области и о величинах линейной λ_a и объемной ($\omega_s = 3\lambda_a$ в случае кубического кристалла) спонтанной магнитострикции также приведены в таблице.

В соответствии с симметрией ОЛН в YFe_2 в магнитоупорядоченном состоянии могут происходить ромбоэдрические искажения кубической решетки, обусловленные анизотропной магнитострикцией. Поскольку такие искажения не были обнаружены, константа магнитострикции λ_{111} этого соединения не превышает $5 \cdot 10^{-5}$, что согласуется с результатами измерений магнитострикции в магнитном поле [5].

YFe_3 . Ромбоэдрическая решетка YFe_3 принадлежит к структурному типу $PuNi_3$ (пространственная группа $R\bar{3}m$). Температурная зависимость молекулярного магнитного момента YFe_3 вдоль ОЛН в поле 0.5 МА/м

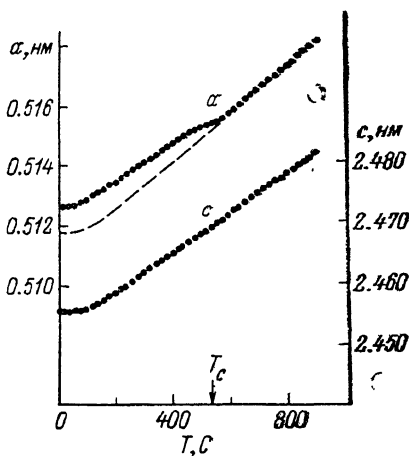


Рис. 3. Температурные зависимости параметров решетки a и c YFe_3 .

Штриховые линии — фоновый вклад в тепловое расширение.

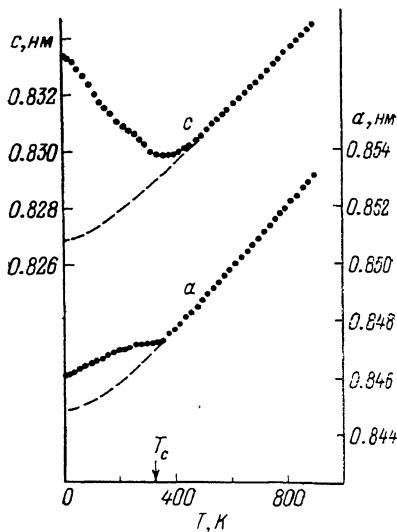


Рис. 4. Температурные зависимости параметров решетки a и c Y_2Fe_{17} .

Штриховые линии — фоновый вклад в тепловое расширение.

приведена на рис. 2; основные магнитные характеристики в таблице. YFe_3 является довольно высокоанизотропным ферромагнетиком с плоскостным типом анизотропии. При 4.2 К поле анизотропии H_a достигает 3 МА/м. В базисной плоскости анизотропия незаметна. Параметры решетки при комнатной температуре и величина T_c согласуются с данными [1, 2].

Параметр a YFe_3 измеряли по линии β -400, параметр c — по α_1 -00.21 в К—Сг-излучении в углах $2\theta = 136 \div 139$ и $151 \div 157^\circ$ соответственно. Температурные зависимости $a, c(T)$ приведены на рис. 3. Заметная магнитострикция наблюдается только в базисной плоскости; вдоль оси c экспериментальная и экстраполированная зависимости совпадают. В таблице приведены значения коэффициентов теплового расширения и величины магнитострикции. Для кристаллов с выделенной осью, в частности YFe_3 , $\omega_s = 2\lambda_a + \lambda_c$.

Орторомбические искажения структуры, которые должны происходить в кристаллах с плоскостной анизотропией при большой константе анизотропной магнитострикции $\lambda^{1,2}$, в YFe_3 незаметны, поэтому $\lambda^{1,2}$ не превышает $1 \cdot 10^{-4}$.

Y_6Fe_{23} . Кубическая фаза Y_6Fe_{23} имеет решетку типа Th_6Mn_{23} (пространственная группа $Fm\bar{3}m$). Температурная зависимость молекулярного магнитного момента приведена на рис. 3, параметра a — на рис. 1. Параметр a измеряли по линии α_1 -12.00 в К—Fe-излучении ($2\theta = 146 \div 150^\circ$). Y_6Fe_{23}

является трехосным ферромагнетиком, ОЛН — $\langle 100 \rangle$. Видно, что и в этом соединении есть положительная спонтанная магнитоупругость, приводящая к инварному эффекту в области температур 400—500 К. Структурные и магнитные характеристики Y_6Fe_{23} приведены в таблице. Величины a , c (300 К) и T_C согласуются с данными [1, 2]. Каких-либо тетрагональных искажений, соответствующих симметрии ОЛН, не обнаружено, поэтому константа анизотропной магнитоупругости λ_{100} не превышает $5 \cdot 10^{-5}$.

Y_2Fe_{17} . Это соединение имеет гексагональную структуру типа Th_2Ni_{17} (пространственная группа $P6_3/mmc$). Как и YFe_3 , Y_2Fe_{17} является высокоанизотропным ($H_a = 4$ МА/м при 4.2 К) плоскостным ферромагнетиком, ОЛН $\perp \langle 001 \rangle$, в базисной плоскости анизотропия незаметна. Так же как и в других Y—Fe-интерметаллидах, анизотропная магнитоупругость (константа $\lambda^{(2)}$) не превышает $1 \cdot 10^{-4}$, что следует из отсутствия орторомбических искажений решетки. Параметр a измеряли по линии α_1-600 ($2\theta = 137 \div 140^\circ$ в К—Сг-излучении), параметр c — по α_1-008 в К—Fe-излучении ($2\theta = 137 \div 139^\circ$). Температурные зависимости параметров решетки показаны на рис. 4. В этом соединении в отличие от YFe_3 большая положительная магнитоупругость наблюдается как в базисной плоскости, так и вдоль оси c . При этом λ_c столь велика, что во всем диапазоне температур $T < T_C$ в этом направлении кристалл при нагревании сжимается. Приведенные на рис. 4 данные согласуются с результатами измерений поликристаллов [6], но точность измерений в нашем случае существенно выше. Структурные и магнитные характеристики Y_2Fe_{17} приведены в таблице.

2. Обсуждение результатов

Таким образом, все Y—Fe-интерметаллиды в магнитоупорядоченном состоянии испытывают положительные магнитоупругостные деформации порядка 10^{-3} . Эти деформации могут быть разложены на изотропную и анизотропную части. Изотропная магнитоупругость зависит только от величины магнитного момента, анизотропная — от его направления в кристалле. Поскольку константы анизотропной магнитоупругости в Y—Fe-соединениях даже при 5 К не превышают $1 \cdot 10^{-4}$, т. е. по крайней мере на порядок ниже наблюдаемых деформаций, можно считать, что магнитоупругость Y—Fe-интерметаллидов является изотропной и, следовательно, имеет обменную природу. Распределение изотропной (по отношению к направлению магнитного момента) магнитоупругости по кристаллографическим осям в случае некубического кристалла определяется анизотропией упругих констант соединения. Поэтому сравнивать различные по стехиометрии и кристаллической структуре соединения можно только по объемному эффекту.

Объемная магнитоупругость одноподрешеточного магнетика связана с магнитным моментом соотношением [7]

$$\omega_s = n_{Fe-Fe} \mu_{Fe}^2 \quad (1)$$

где n_{Fe-Fe} — коэффициент магнитоупругой связи (в рассматриваемых соединениях — между атомами железа). На рис. 5 приведены температурные зависимости ω_s для всех исследованных соединений. При переходе от YFe_3 к Y_6Fe_{23} наблюдается резкий рост объемной магнитоупругости. Как видно из таблицы, магнитный момент железа и его концентрация в единице объема соединений YFe_3 и Y_6Fe_{23} различаются незначительно. Учет этих различий дает отношение $\omega_s Y_6Fe_{23} / \omega_s YFe_3 = 1.25$, в то время как в действительности это отношение составляет 3.1 (при 4.2 К), т. е. главной причиной роста ω_s является увеличение коэффициента магнитоупругой связи n_{Fe-Fe} . Температурные зависимости n_{Fe-Fe} , рассчитанные из $\omega_s(T)$ и $\mu_{Fe}(T)$, приведены на рис. 6. Как видно, для различных Y—Fe-интерметаллидов эти зависимости имеют разный характер. Лишь в случае Y_2Fe_{17} коэффициент магнитоупругой связи от температуры не зависит (по крайней мере до $T \approx 0.8 T_C$). Природа температурной зависимости коэффициентов магнитоупругой связи в настоящее время неясна.

На рис. 6 зависимости $n_{\text{Fe-Fe}}(T)$ представлены только до $T \approx 0.7 T_c$. Как видно из рис. 5, спонтанная объемная магнитострикция исчезает не в T_c , а при значительно большей температуре. При $T = T_c$ сохраняется около 20 % от ω_s при 5 К, а интервал температур ΔT , в котором ω_s заметно выше T_c , составляет от 35 К в YFe_3 до 60 К в Y_2Fe_{17} (для YFe_3 ввиду малой величины ω_s выше 400 К определить ΔT не удалось). В связи с этим формально определяемая по (1) величина $n_{\text{Fe-Fe}}$ при приближении к T_c устремляется к бесконечности. Наличие заметной спонтанной магнитострикции в T_c и выше мы связываем с существованием ближнего магнитного порядка. По-видимому, отношение $\omega_s(T_c)$ к $\omega_s(5 \text{ К})$ и величина ΔT могут являться характеристиками ближнего магнитного порядка, в настоящее время в редкоземельных интерметаллидах практически неисследованного.

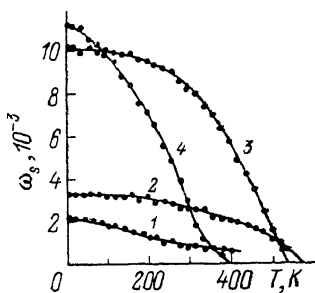


Рис. 5. Температурные зависимости спонтанной объемной магнитострикции YFe_3 (1), YFe_3 (2), Y_0Fe_{23} (3), Y_2Fe_{17} (4).

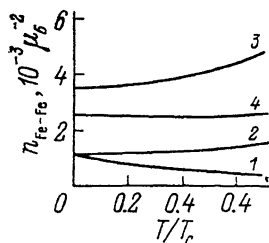


Рис. 6. Зависимости коэффициента магнитоупругой связи $n_{\text{Fe-Fe}}$ от относительной температуры T/T_c в YFe_3 (1), YFe_3 (2), Y_0Fe_{23} (3), Y_2Fe_{17} (4).

Во всех интерметаллидах системы сплавов Y-Fe в магнитоупорядоченной области наблюдаются положительные спонтанные магнитострикционные деформации. Константы анизотропной магнитострикции не превышают $1 \cdot 10^{-4}$, спонтанная магнитострикция практически полностью имеет обменную природу. Величина объемного эффекта растет с увеличением содержания железа и достигает 1.1 % в Y_2Fe_{17} . При этом близкие по среднему магнитному моменту и концентрации атомов железа в единице объема соединения YFe_3 и Y_6Fe_{23} по магнитообъемному эффекту различаются более чем в 3 раза. Коэффициент магнитоупругой связи растет с ростом температуры в YFe_3 и Y_6Fe_{23} , падает в YFe_2 и не зависит от температуры в Y_2Fe_{17} . При $T = T_c$ спонтанная магнитострикция не исчезает, а составляет до 20 % от ее величины при $T \rightarrow 0 \text{ К}$. Она заметна при температурах, на десятки градусов превышающих T_c , и обусловлена, по-видимому, ближним магнитным порядком.

Список литературы

- [1] Белов К. П. Редкоземельные магнетики и их применение. М.: Наука, 1980. 240 с.
- [2] Гладышевский Е. И., Бодак О. И. Кристаллохимия интерметаллических соединений редкоземельных металлов. Львов: Вища школа, 1982. 255 с.
- [3] Тейлор К., Дарби М. Физика редкоземельных соединений. М.: Мир, 1974. 376 с.
- [4] Тейлор К. Интерметаллические соединения редкоземельных металлов. М.: Мир, 1974. 224 с.
- [5] Clark A. E. // AIP Conf. Proc. 1974. V. 19. P. 1015—1032.
- [6] Givord D., Lemaire R. // IEEE Trans. Magn. 1974. V. 10. N 2. P. 109—113.
- [7] Wolfarth E. P. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1969. V. 2. P. 68—74.