

хин В. И. Некоторые свойства вязкой намагниченности осадочных горных пород: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1967. [9] Большаков А. С. // Современное состояние исследований в области геомагнетизма. М., 1983. С. 62 [10] Гурарий Г. З., Нечаева Т. Б., Петрова Г. Н. и др. // Геомагнетизм: Теоретические и практические аспекты. Киев, 1988. С. 98. [11] Cox A., Doell R. R., Dalrymple G. B. // Geol. Soc. London. Quart. Journal. 1968. 124, pt. 1, N 495. P. 53. [12] Petrova G. N., Pospelova G. A. // Phys. Earth. Planet. Int. 1990. 63, N 1—2. P. 135. [13] Nowaczyk N. R. // Berichte Polarforschung. 1991. 78. P. 1. [14] Levi S., Audunsson H., Duncan R. A. et al. // Earth. Planet. Sci. Lett. 1990. 96, N 3/4. P. 443. [15] Hillhouse J., Cox A. // Earth. Planet. Sci. Lett. 1976. 29, N 6. P. 51. [16] Champion D. E., Lanphere M. A., Kuntz M. A. // J. Geophys. Res. 1988. B93, N 10. P. 11667. [17] Mankinen E. A., Dalrymple G. B. // J. Geophys. Res. 1979. 84, N 2. P. 615. [18] Heller F., Markert H., Schmidbauer E. // J. Geophys. 1979. 45, N 3. P. 235. [19] Heller F., Petersen N. // Phys. Earth. Planet. Int. 1982. 30, N 4. P. 358. [20] Gracham S. E., Jonathon M. // Geophys. J. 1990. 101, N 1. P. 282. [21] Макаренко Г. Ф. // Бюлл. Моск. о-ва испыт. природы. 1991. 66, № 6. С. 3. [22] Печерский Д. М., Тихонов Л. В. // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1983. № 4. С. 79. [23] Wilson P. L., Watkins N. D. // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1967. 12, N 4. P. 405. [24] Wright I. B. // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1968. 16, N 2. P. 161. [25] Челешвили М. Л. Физическая природа намагниченности молодых вулканических пород в связи с составом и внутренней структурой магнитных минералов. Тбилиси, 1988. [26] Челешвили М. Л., Гогошвили Д. А. Результаты геофизических исследований земной коры на Кавказе. Тбилиси, 1978. С. 73. [27] Ade-Hall J. M. // Geophys. J. 1969. 18, N 4. P. 333. [28] Hussain A. G., Bakor A. R. // Geophys. J. Int. 1989. 99, N 3. P. 687. [29] Sherwood G. J. // Phys. Earth. Planet. Int. 1990. 6, N 1—2. P. 32. [30] Шолпо Л. Е., Тюленева Т. С., Гапеев А. К. // Изв. АН СССР, Физика Земли. 1989. № 3. С. 105. [31] Hodych J. P., Hayatsu A. // Can. J. Earth. Sci. 1988. 25, N 12. P. 1972. [32] Lovlie R. // Phys. Earth. Planet. Int. 1988. 52, N 3—4. P. 352. [33] Ozdemir O., Dunlop D. J., Reid B. et al. // Geophys. J. 1988. 95, N 1. P. 69. [34] Kikawa E., Kouyama M., Kinoshita H. // J. Geomagn. Geoelectr. 1989. 41, N 2. P. 175. [35] Нагата Т. Магнетизм горных пород. М., 1965. [36] Трухин В. И., Жиляева В. А., Зинчук Н. Н., Романов Н. Н. Магнетизм кимберлитов и траппов. М., 1989.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 1

УДК 669.25'863'864; 548.5 : 537.621

ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕГРАЛОВ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОТ АТОМНОГО ОБЪЕМА В АМОРФНЫХ СПЛАВАХ И КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ R—Fe

А. С. Андреевко, С. А. Никитин, Ю. И. Спичкин
(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Проведены исследования намагниченности и магнитной восприимчивости в присутствии внешнего гидростатического давления до 10 кбар в аморфных сплавах и кристаллических соединениях R—Fe (R—тяжелый редкоземельный металл). Полученные результаты обсуждаются в рамках теории молекулярного поля. Различия в зависимости обменных интегралов в аморфных сплавах и кристаллических соединениях R—Fe от давления объясняются отличием в ближнем порядке. Установлено, что гидростатическое давление индуцирует неколлинеарную магнитную структуру в кристаллических соединениях Y_2Fe_{17} и Er_2Fe_{17} и приводит к трансформации двух фазовых переходов парамагнетизм — асперомагнетизм — обратимое спиновое стекло в один фазовый переход парамагнетизм — спиновое стекло в аморфном сплаве $Y_{19}Fe_{31}$, что объяснено перенормировкой соотношения между положительным и отрицательным обменными взаимодействиями внутри подсистемы железа.

Введение

В аморфных сплавах R—Fe отрицательное обменное взаимодействие между подсистемами ионов Fe и R (R — тяжелый редкоземельный элемент) приводит к антипараллельному упорядочению их сред-

них магнитных моментов, при этом локальные моменты могут быть расположены неколлинеарно [1, 2]. Известно, что интерметаллические кристаллические соединения R—Fe являются ферромагнетиками с антипараллельным расположением магнитных моментов редкой земли и железа [3, 4]. Обычно при описании магнитных свойств кристаллических соединений и аморфных сплавов R—Fe различают три типа обменных взаимодействий: Fe—Fe, R—Fe, R—R. Можно ожидать существенного отличия их величин в аморфных сплавах по сравнению с аналогичными кристаллическими соединениями вследствие наличия в аморфной структуре флуктуаций обменных интегралов и расстояний между магнитными ионами, а также наличия различных типов атомных соседств в ближайших координационных сферах. Электронные структуры аморфных и кристаллических сплавов также могут сильно отличаться, так как в первых может происходить существенное перераспределение плотности делокализованных электронов. Перечисленные выше эффекты проявляются в значительном отличии температур Кюри аморфных и кристаллических сплавов одинакового состава [1].

Целью данной работы является определение зависимости от атомного объема температур Кюри и обменных интегралов для ряда аморфных сплавов R—Fe. В работе проведено сравнение с аналогичными результатами, полученными для кристаллических соединений. Все расчеты проводятся в рамках теории молекулярного поля, которая использовалась ранее для описания магнитных свойств кристаллических ферромагнитных соединений R—Fe [5]. В работах [6—8] показано, что теория молекулярного поля достаточно хорошо описывает температурную зависимость спонтанной намагниченности аморфных сплавов R—Fe.

Экспериментальные методики и образцы

Образцы аморфных сплавов были получены методом ионно-плазменного напыления [9]. Интерметаллические соединения Y_2Fe_{17} и Er_2Fe_{17} получены по стандартной методике дуговой плавкой на медном водоохлаждаемом поду с последующим гомогенизирующим отжигом. Рентгеноструктурный анализ установил, что наличие посторонних фаз в этих соединениях не превышает 1,5%. Методика измерения намагниченности под давлением описана в работе [10]. Установка позволяла проводить измерения в магнитных полях до 14 кЭ в интервале температур 78+300 К при действии гидростатического давления до 10 кбар. Составной образец в виде набора пластины из аморфного сплава шириной 1 мм, длиной 4 мм и толщиной 40 мкм или образец из поликристаллического сплава с теми же геометрическими размерами помещался в измерительную катушку, которая устанавливалась в камеру высокого давления из бериллиевой бронзы. Поле создавалось электромагнитом панцирного типа. Намагниченность измерялась индукционным методом.

1. Интегралы обменных взаимодействий и их зависимость от атомного объема в аморфных сплавах R—Fe

На рис. 1 приведены зависимости удельной намагниченности аморфных сплавов $Y_{19}Fe_{81}$, $Er_{26}Fe_{74}$, $Ho_{21}Fe_{79}$, $Dy_{25}Fe_{75}$ от температуры при атмосферном давлении и давлении 10 кбар. Возрастание намагниченности при охлаждении обусловлено переходом в магнитоупорядоченное состояние при температуре Кюри Θ . Как видно из рис. 1, фазовый переход сильно «размыт», что можно объяснить структурной разупорядоченностью аморфного материала. При наложении давления кривые $\sigma(T)$ сдвигаются в область более низких температур, причем максимальную величину этот эффект имеет в сплаве $Y_{19}Fe_{81}$. Значение температуры перехода Θ и ее изменение при наложении давления определялись по методу термодинамических коэффициентов [11]. Кривые

$H/\sigma=f(\sigma^2)$ в окрестности точки перехода представляли собой прямые линии, что позволило определить значения Θ с большой степенью достоверности. На рис. 2 приведены зависимости $H/\sigma=\alpha+\beta\sigma^2$ для спла-

Таблица 1

	$\text{Er}_{26}\text{Fe}_{74}$	$\text{Er}_{19}\text{Fe}_{81}$	$\text{Er}_{14}\text{Fe}_{86}$	$\text{Ho}_{21}\text{Fe}_{79}$	$\text{Dy}_{25}\text{Fe}_{75}$	$\text{Dy}_{19}\text{Fe}_{81}$	$\text{Y}_{19}\text{Fe}_{81}$
θ, K	212	129	118	226	267	160	166
$\partial\theta/\partial P, \text{K/кбар}$	-3,5	-0,85	-0,4	-1,64	-2,5	-0,6	-5,7
Γ	24	9	4	10	13	4	46

вов $\text{Y}_{19}\text{Fe}_{81}$ и $\text{Er}_{26}\text{Fe}_{74}$. Видно, что $\beta>0$, $\alpha<0$ при $T<0$ и $\alpha>0$ при $T>0$. Температура Кюри находилась как температура, при которой $\alpha=0$. В табл. 1 для всех полученных нами сплавов приведены значения θ , $\partial\theta/\partial P$ и параметра Γ , характеризующего относительное изменение θ при относительном изменении атомного объема,

$$\Gamma = -\frac{1}{\chi\theta} \frac{\partial\theta}{\partial P},$$

где χ сжимаемость.

Известно, что магнитный момент редкоземельных элементов локализован вследствие экранировки $4f$ -электронов внешними электронными оболочками. Как было показано ранее [12, 13] на основании измерения сверхтонких полей на ядрах Fe, в кристаллических соединениях R—Fe основная часть $3d$ -электронов также локализована на атомах железа. В аморфном состоянии можно ожидать еще более высокой степени их локализации из-за уменьшения длины свободного пробега электронов вследствие рассеяния электронных волн на неупорядоченной аморфной атомной структуре. Сильная локализация $3d$ -электронов на ионах железа и $4f$ -электронов на ионах редкой земли дает возможность использовать теорию молекулярного поля для модели, в которой рассматриваются две подсистемы — ионов редкой земли и железа, связанные друг с другом обменным взаимодействием.

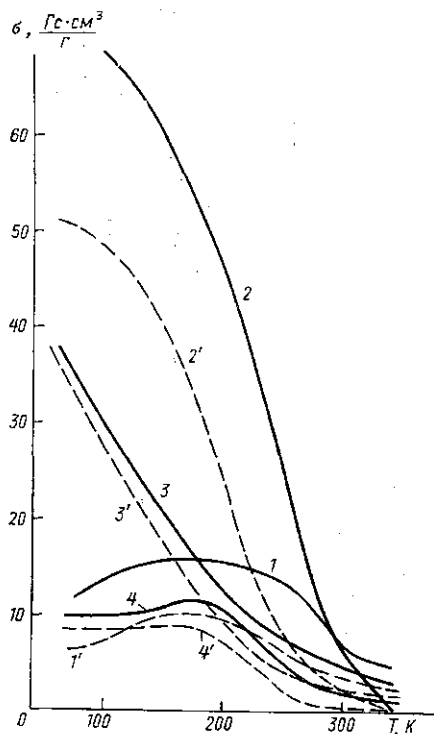


Рис 1. Зависимость удельной намагниченности аморфных сплавов $\text{Dy}_{25}\text{Fe}_{75}$ (1—1'), $\text{Y}_{19}\text{Fe}_{81}$ (2—2'), $\text{Ho}_{21}\text{Fe}_{79}$ (3—3') и $\text{Er}_{26}\text{Fe}_{74}$ (4—4') от температуры при атмосферном давлении (сплошные кривые) и при давлении 10 кбар (штриховые)

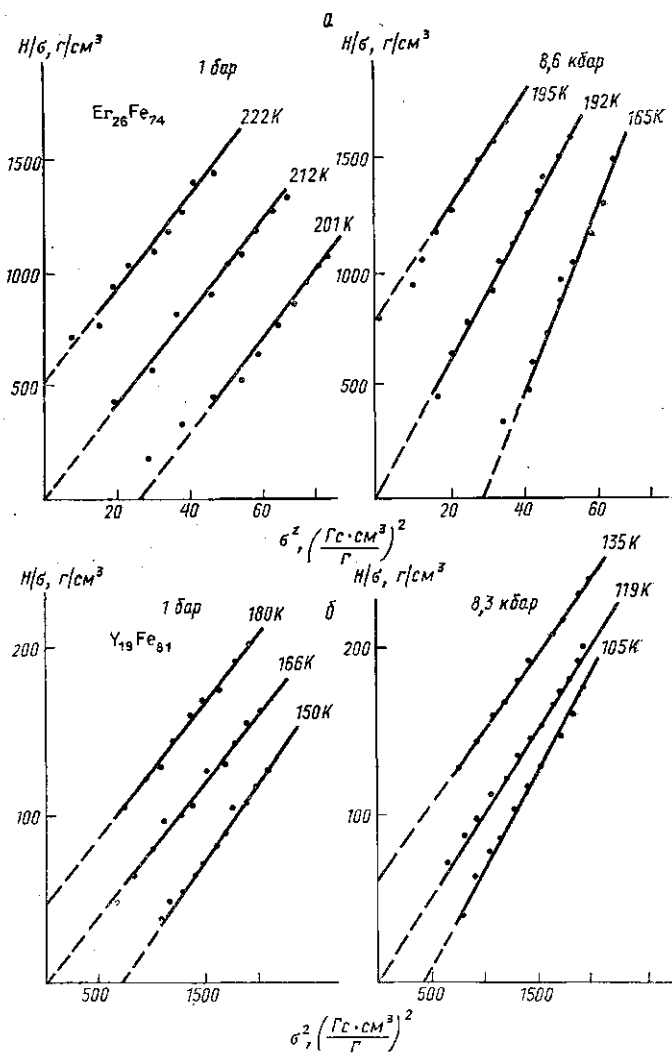


Рис. 2. Зависимости $H/\sigma=f(\sigma^2)$ для аморфных сплавов $\text{Er}_{26}\text{Fe}_{74}$ (а) и $\text{Y}_{19}\text{Fe}_{81}$ (б)

В работе [5] в рамках теории молекулярного поля показано, что для двухподрешеточного ферримагнетика R—Fe температуру Кюри можно представить формулой

$$\Theta = \frac{\Theta_0}{2} + A_2 G + \left[\left(\frac{\Theta_0}{2} - A_2 G \right)^2 + A_1 G h_{21}^2 \right]^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь Θ_0 — температура Кюри сплава, в котором магнитный момент редкоземельной подсистемы равен нулю; G — фактор де Жена R-иона; h_{21} — коэффициент молекулярного поля, действующего на редкоземельную подсистему со стороны железной:

$$h_{21} = \frac{Z_{21} A_{21} S_1}{\mu_B}, \quad (2)$$

где S_1 — спин иона железа; A_{21} — интеграл обменного взаимодействия.

между R- и Fe-подсистемами; Z_{21} — число ближайших соседей из под-решетки железа для атома R:

$$A_1 = \frac{4\mu_B^2}{9k_B^2} \frac{\nu_2}{\nu_1} \frac{S_1 + 1}{S_1},$$

ν_1 — число ионов железа в молекуле; ν_2 — число редкоземельных ионов в молекуле; k_B , μ_B — константа Больцмана и магнетон Бора соответственно.

После преобразований соотношение (1) можно привести к виду

$$\frac{\Theta \Delta \Theta}{G} = A_1 h_{21}^2 + 2A_2 \Delta \Theta. \quad (3)$$

Здесь коэффициент A_2 определяется формулой

$$A_2 = \frac{Z_{22} A_{22}}{3k_B},$$

где A_{22} — интеграл обменного взаимодействия между R-ионами; Z_{22} — число ближайших соседей в R-подсистеме.

В силу малости величины A_{22} по сравнению с A_{21} вторым членом в (3) можно пренебречь (на малость A_{22} указывают низкие температуры Кюри аморфных сплавов, в которых 3d-металл замещен немагнитным металлом [14]). Тогда из формулы (3) следует, что для соединений R—Fe с одинаковым соотношением компонентов должна выполняться линейная зависимость между $\Theta \Delta \Theta$ и фактором де Жена.

Для применения изложенной выше теории нами была выбрана группа аморфных сплавов $Y_{19}Fe_{81}$, $Er_{26}Fe_{74}$, $Dy_{25}Fe_{75}$, $Ho_{21}Fe_{79}$. Однако они имели некоторое различие по составу; содержание железа изменялось от 19 до 26 ат.%, поэтому для сопоставления результатов по температурам Кюри были использованы нормирующие коэффициенты $(\nu_2/\nu_1)/\langle \nu_2/\nu_1 \rangle$, где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по всем четырем составам. Такое приближение представляется допустимым, так как в этой области концентраций наблюдается достаточно монотонная зависимость магнитных свойств от состава, а отклонение от среднего состава не превышает 4%. Зависимость $\Theta \Delta \Theta$ от фактора де Жена G для эффективного состава $R_{22}Fe_{78}$, как видно из рис. 3, линейна, что указывает на сохранение свойств подсистемы железа при изменении состава и на локализованный характер магнитного момента иона железа. Из угла наклона прямой $\Theta \Delta \Theta(G)$ было определено молекулярное поле, действующее на подсистему

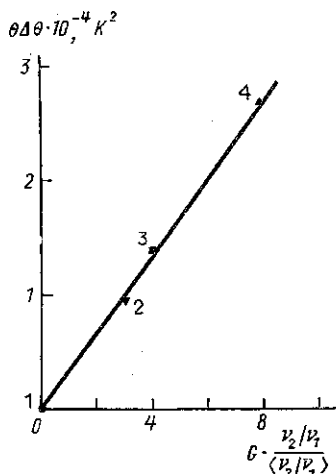


Рис. 3. Зависимость $\Theta \Delta \Theta$ от фактора Де Жана для эффективного состава $R_{22}Fe_{78}$: 1 — Y, 2 — Er, 3 — Ho, 4 — Dy

редкоземельного элемента, $H_2 \approx h_{21} = 1,7 \cdot 10^6$ Э, а из формулы (2) — интеграл обменного взаимодействия $A_{21} = 1,3 \cdot 10^{-15}$ эрг = 9,4 К (при расчетах использовалось значение $Z_{21} = 12$ [7, 15], $S_1 = 1$). В кристаллических соединениях стехиометрии RFe_3 , наиболее близких по со-

ставу к данным аморфным сплавам, молекулярное поле H_2 составило $5,7 \cdot 10^6 \text{ Э}$ [5].

Коэффициент h_{11} молекулярного поля, действующего внутри подсистемы железа, был определен из значения температуры Кюри аморфного сплава $Y_{19}Fe_{81}$ по формуле [5]

$$h_{11} = \frac{3k_B \theta_0}{2\mu_B (S_1 + 1)}. \quad (4)$$

В подсистеме Fe аморфных сплавов $R_{22}Fe_{78}$ в отсутствие ионов R, обладающих магнитным моментом, действует молекулярное поле величиной $H_1 \sim h_{11} = 1,9 \cdot 10^6 \text{ Э}$, что соответствует значению обменного интеграла $A_{11} = 2,9 \cdot 10^{-15} \text{ эрг} = 20,8 \text{ К}$ ($Z_{11} = 6$ [15]). В кристаллических соединениях $R-Fe_3$ $H_1 \approx 8 \cdot 10^6 \text{ Э}$ [5]. Таким образом, величины обменных полей в аморфных сплавах $R-Fe$ ниже, чем в кристаллических соединениях аналогичного состава.

При помощи теории молекулярного поля нами была рассчитана также зависимость обменных интегралов A_{11} и A_{21} от атомного объема. Действительно, продифференцировав по давлению выражение (4) и учтя, что

$$h_{11} = \frac{Z_{11} A_{11} S_1}{\mu_B},$$

а также закон Гука для относительного изменения объема $\Delta V/V$ при действии давления ΔP в виде $\Delta V/V = \Delta P/\kappa$, получим

$$\frac{\partial A_{11}}{\partial \ln V} = -\frac{1}{\kappa} \frac{3k_B}{2(S_1 + 1) S_1 Z_{11}} \frac{\partial \theta_0}{\partial P}, \quad (5)$$

где κ — коэффициент сжимаемости. Аналогичным образом, продифференцировав (3), используя (2) и пренебрегая вторым членом в (3), получаем

$$\frac{\partial |A_{21}|}{\partial \ln V} = -\frac{1}{\kappa} \frac{\mu_B}{S_1 Z_{21}} \frac{(\partial \theta / \partial P) \Delta \theta + \theta (\partial \theta / \partial P - \partial \theta_0 / \partial P)}{GA_1 \cdot 2 |h_{21}|}. \quad (6)$$

Результаты расчета представлены в табл. 2. Величина сжимаемости κ определялась по значениям сжимаемости соответствующих кристаллических соединений [16] с учетом того, что κ для аморфных сплавов на 20% меньше, чем для кристаллических [17].

Таблица 2

Состав	A_{11} , К	A_{21} , К	$\partial A_{11} / \partial \ln V$, К	$\partial A_{21} / \partial \ln V$, К
$Er_{26}Fe_{74}$	(~20,8)	-9,4	(~950)	-187
$Ho_{21}Fe_{79}$	(~20,8)	-9,4	(~950)	-403
$Dy_{25}Fe_{75}$	(~20,8)	-9,4	(~950)	-134
$Y_{19}Fe_{81}$	20,8	—	950	—

Из данных, приведенных в табл. 2, следует, что при наложении давления ферромагнитные взаимодействия внутри подсистемы Fe уменьшаются ($\partial A_{11} / \partial \ln V = 950 > 0$). Согласно работам [18, 19], обмен-

ные взаимодействия в железе и его сплавах осуществляются через электроны проводимости (положительный вклад, индуцирующий ферромагнетизм), а также за счет перекрытия и гибридизации волновых функций d -электронов ближайших соседей (отрицательный, антиферромагнитный вклад). При уменьшении межатомных расстояний соотношение между этими величинами изменяется в пользу второго вклада, более сильно зависящего от межатомных расстояний.

Как видно из табл. 2, производная $\partial|A_{21}|/\partial \ln V$ отрицательна, что означает увеличение A_{21} по абсолютной величине под действием давления. Этот эффект можно объяснить на основе модели, вытекающей из экспериментальных данных по сверхтонким полям [20] и на основе результатов расчета $3d-5d$ -зонного магнетизма в соединениях редкоземельных металлов с железом [21]. Увеличение давления приводит к возрастанию степени гибридизации $3d$ - и $5d$ -электронов, что в свою очередь вызывает возрастание локализованного $5d$ -магнитного момента на ионах редкой земли. Вследствие этого и из-за наличия $f-d$ -внутриатомного обменного взаимодействия эффективное поле H_2 , действующее на спины $4f$ -электронов редкой земли со стороны ионов Fe, возрастает.

Знаки производных $\partial A_{11}/\partial \ln V$ и $\partial|A_{21}|/\partial \ln V$ противоположны. Таким образом, изменения величины обменных взаимодействий внутри железной подсистемы и между подсистемами редкой земли и железа при приложении внешнего давления действуют на температуру Кюри противоположным образом. Этим можно объяснить уменьшение значений $\partial\Theta/\partial P$ и параметра Γ при увеличении содержания редкоземельного элемента (см. табл. 1).

Согласно литературным данным [16, 22, 23], в кристаллических соединениях R—Fe не только величина, но и знак производной существенным образом зависит от стехиометрии — по мере увеличения концентрации железа знак $\partial\Theta/\partial P$ изменится с положительного на отрицательный. На рис. 4 приведены зависимости от давления температур Кюри $\Theta(P)$ для аморфной системы Er—Fe, исследованной нами*, и ряда кристаллических соединений Er—Fe [22]. Как можно видеть из рис. 4, в аморфном состоянии зависимость $\partial\Theta/\partial P$ от состава существенно слабее. В табл. 3 приведены значения $\partial A_{11}/\partial \ln V$ и $\partial|A_{21}|/\partial \ln V$ для кристаллических сплавов YFe₃ и ErFe₃, рассчитанные по формулам (5) и (6) на основании данных из работ [5, 22]. Как видно из сравнения данных из табл. 2 и 3, поведение аморфных и кристаллических сплавов

Таблица 3

Состав	A_{11} , К	A_{21} , К	$\partial A_{11}/\partial \ln V$, К	$\partial A_{21} /\partial \ln V$, К
YFe ₃	154	—	0	—
ErFe ₃	(~154)	-51	(~0)	23

аналогичного состава под давлением сильно различается: в кристаллическом сплаве производная $\partial A_{11}/\partial \ln V \approx 0$, в то время, как в аморфном сплаве она положительна и имеет большую величину, а производные $\partial|A_{21}|/\partial \ln V$ в кристаллическом и аморфном состоянии имеют противо-

*) Данные по зависимости $\Theta(P)$ были получены из измерений начальной динамической восприимчивости индукционным методом.

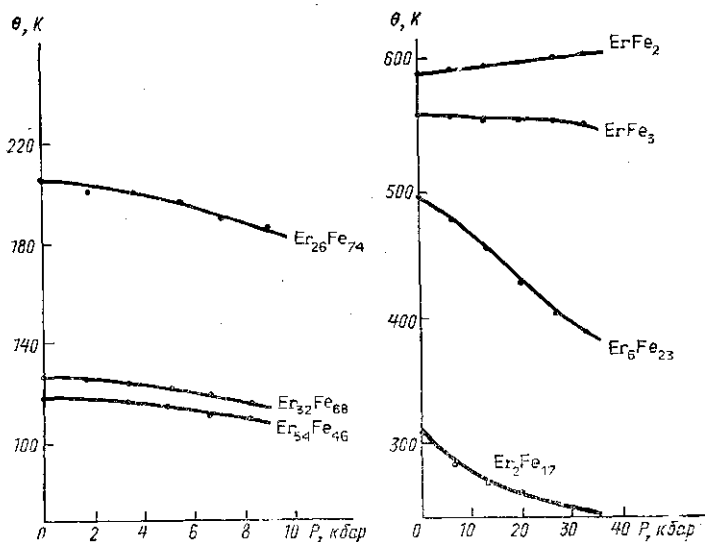


Рис. 4. Зависимость температур Кюри от давления в аморфных и кристаллических сплавах Er—Fe (данные по зависимости $\theta(P)$ для кристаллов взяты из работы [22])

положительные знаки. Это может быть следствием существенного отличия ближнего порядка в аморфных сплавах по сравнению с кристаллами.

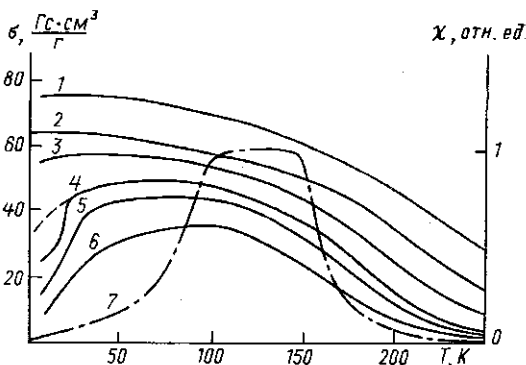
2. Индуцированная давлением антиферромагнитная фаза в ферромагнитном кристаллическом соединении Y_2Fe_{17} и фаза спинового стекла в аморфном сплаве $Y_{19}Fe_{81}$

Известно, что в отличие от кристаллических соединений аморфные сплавы $Y_{100-x}Fe_x$ не являются коллинеарными ферромагнетиками, а имеют более сложные магнитные структуры [14]. Представляет интерес сопоставить магнитные свойства аморфных и кристаллических сплавов Y—Fe, учитывая, что и в том и в другом случае магнитное упорядочение в них определяется обменными взаимодействиями внутри подсистемы γ -Fe. С целью сопоставления магнитных характеристик аморфных и кристаллических сплавов Y—Fe нами были проведены исследования влияния гидростатического давления на намагниченность и магнитную восприимчивость аморфного сплава $Y_{19}Fe_{81}$ и кристаллического соединения Y_2Fe_{17} , имеющего максимальное содержание железа в ряду интерметаллических соединений Y—Fe.

На рис. 5, 6 представлены температурные зависимости намагниченности аморфного сплава $Y_{19}Fe_{81}$ и температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T)$. Из рис. 5, 6 видно, что при уменьшении температуры намагниченность возрастает, а при действии давления — уменьшается. Температура Кюри сплава, определенная методом термодинамических коэффициентов, составила 166 К. В области температуры Кюри наблюдается сильный рост магнитной восприимчивости (см. рис. 5), которая при температуре 160 К достигает своего максимума и выходит на плато. Дальнейшее понижение температуры ниже 120 К приводит к резкому уменьшению восприимчивости. Кривые температурной зависимости намагниченности, приведенные на рис. 5, измеря-

лись в поле при нагреве от 4,2 К из двух состояний: первое получалось охлаждением до 4,2 К в отсутствие поля (сплошные кривые 1—6), второе — охлаждением в поле измерения (пунктирная кривая 4). Из рис. 5 видно, что эти кривые не совпадают. Необратимость кривых $\sigma(T)$

Рис. 5. Зависимости намагниченности σ от температуры аморфного сплава $Y_{19}Fe_{81}$, полученные при отогреве во внешнем магнитном поле после охлаждения до температуры 4,2 К в отсутствие магнитного поля: $H = 14$ (1), 6 (2), 3 (3), 1 (4) (пунктиром показана кривая, полученная охлаждением во внешнем поле 1 кЭ), 0,5 (5) и 0,12 кЭ (6). Кривая 7 — зависимость начальной восприимчивости χ от температуры



свидетельствует о неэргодичности основного магнитного состояния. Такое поведение магнитных свойств ниже некоторой температуры характерно для перехода в состояние спинового стекла при $T < T_f$.

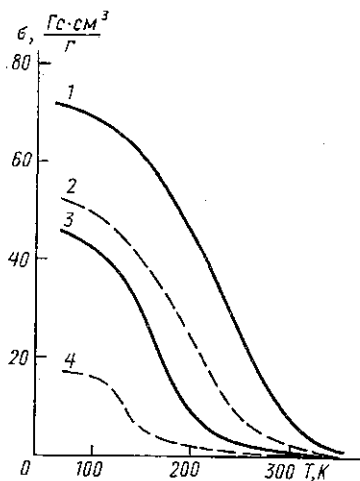


Рис. 6

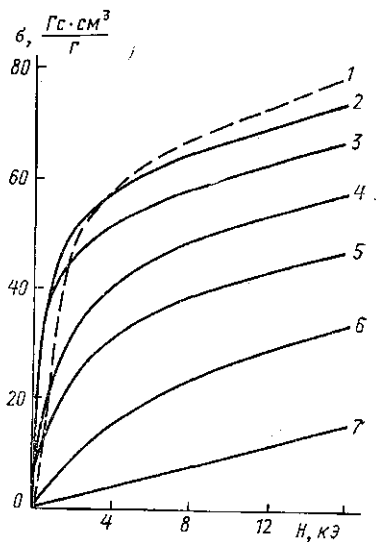


Рис. 7

Рис. 6. Зависимости $\sigma(T)$ сплава при $Y_{19}Fe_{81}$ при атмосферном давлении в поле $H = 13$ (1) и 1 кЭ (3) и при давлении 10 кбар в полях $H = 13$ (2) и 1 кЭ (4)

Рис. 7. Изотермы намагниченности аморфного сплава $Y_{19}Fe_{81}$ при различных температурах: $T = 12$ (1), 90 (2), 120 (3), 165 (4), 190 (5), 230 (6) и 293 К (7)

На рис. 7 приведены изотермы намагниченности $\sigma(H)$ аморфного сплава $Y_{19}Fe_{81}$. Из рис. 7 видно, что во всей области упорядочения при $T < T_c$ насыщения не наблюдается, причем $d\sigma/dH$ — угол наклона кривых $\sigma(H)$ в сильных полях — увеличивается с уменьшением темпе-

ратуры. Анализ полученных результатов дает основание полагать, что неупорядоченный при комнатной температуре аморфный сплав $Y_{19}Fe_{81}$ при понижении температуры ферромагнитно упорядочивается при $T=T_c$, а при дальнейшем понижении температуры ($T < T_f$) переходит в состояние возвратного спинового стекла. Температуру перехода в спиновое стекло T_f можно оценить по началу резкого спада кривой $\chi(T)$. Зависимость $\chi(T)$, наблюдаемая нами, является достаточно характерной. Ранее аналогичные «плато» на кривых $\chi(T)$ были обнаружены в сплавах, имеющих структуру возвратного спинового стекла [24—26]. Следует отметить, что низкотемпературные максимумы на кривых $\sigma(T)$ (см. рис. 1) также соответствуют температурам разрушения спинового стекла, но условия измерения $\sigma(T)$ и $\chi(T)$ существенно различаются и поэтому трудно ожидать совпадения границ температурных областей магнитных фаз.

Из измерений намагниченности под давлением при помощи метода термодинамических коэффициентов было установлено, что температура Кюри при давлении 8,3 кбар равняется 119 К (при атмосферном давлении $T_c=166$ К). Таким образом, смещение температуры Кюри с давлением имело отрицательную величину $\partial T_c/\partial P = -5,7$ К/кбар, что удовлетворительно согласуется с полученными ранее данными для аморфного сплава $Y_{20}Fe_{80}$, где $\partial T_c/\partial P = -4,8$ К/кбар [27].

Из экспериментальных данных по влиянию давления на величину намагниченности σ была вычислена объемная магнитоотрицательность. Термодинамическое соотношение, связывающее эти величины, имеет вид

$$\frac{\partial \omega}{\partial H} = \frac{\partial (\sigma P)}{\partial P}, \quad (7)$$

где ρ — плотность.

Данные расчета представлены на рис. 8. Видно, что в области T_c величина ω возрастает при охлаждении, однако максимум ω в окрестности T_c не наблюдается. Обращает на себя внимание и большая величина $\omega \approx 10^{-4}$.

Измерения магнитной восприимчивости показали, что давление существенно изменяет характер кривой $\chi(T)$ (рис. 9). Плато на кривой восприимчивости при атмосферном давлении, ограниченное температурами T_c и T_f , уменьшается под действием давления и сдвигается в сторону более низких температур. На вставке к рис. 9 приведена фазовая диаграмма $P-T$, на которой выделены три области магнитного состояния: парамагнитное, ферромагнитное и состояние спинового стекла. Экстраполируя можно определить температуру и давление, где два фазовых перехода пара — ферромагнетик — спиновое стекло трансформируются в один фазовый переход парамагнетик—спиновое стекло. Аналогичное поведение наблюдалось ранее для аморфного сплава $Fe_{0,875}La_{0,125}$ [26].

Изменения соотношения между ферро- и антиферромагнитными взаимодействиями в подсистеме Fe под действием гидростатического давления можно ожидать и в кристаллических соединениях

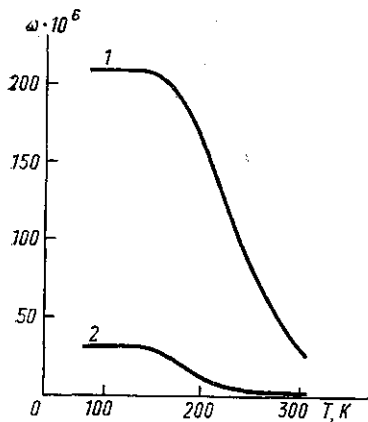


Рис. 8. Зависимость объемной магнитоотрицательности ω от температуры аморфного сплава $Y_{19}Fe_{81}$ в полях 13 (1) и 2 кЭ (2)

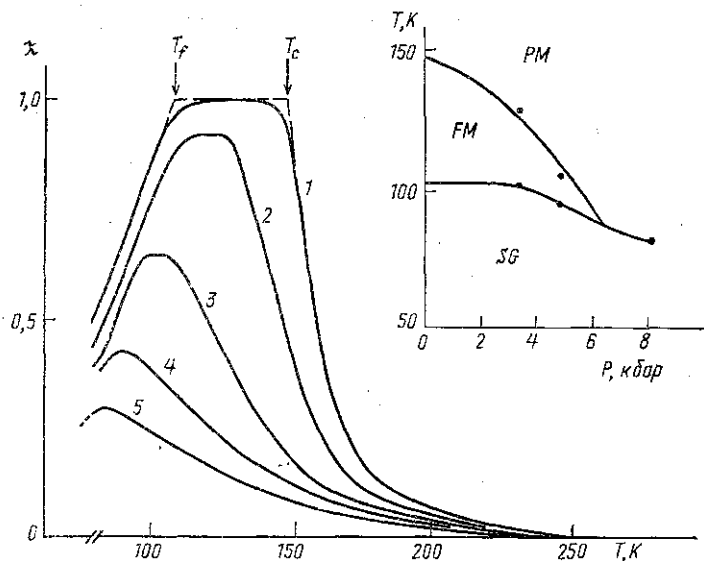


Рис. 9. Зависимость $\chi(T)$ аморфного сплава $Y_{19}Fe_{81}$ при различных давлениях: атмосферное давление (1), $P=3,3$ (2); 4,9 (3); 6,4 (4) и 9,7 кбар (5). На вставке — P — T -диаграмма (PM — парамагнитная, FM — ферромагнитная, SG — фаза спинового стекла)

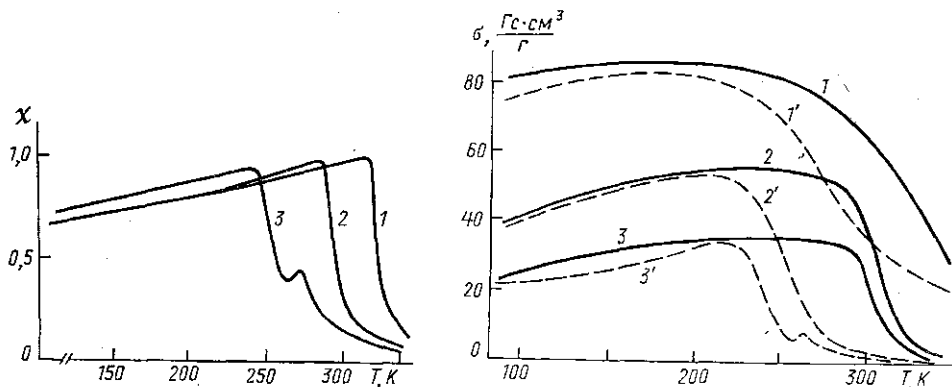


Рис. 10

Рис. 10. Зависимости $\chi(T)$ поликристаллического соединения Y_2Fe_{17} : атмосферное давление (1), $P=3$ (2) и 10 кбар (3)

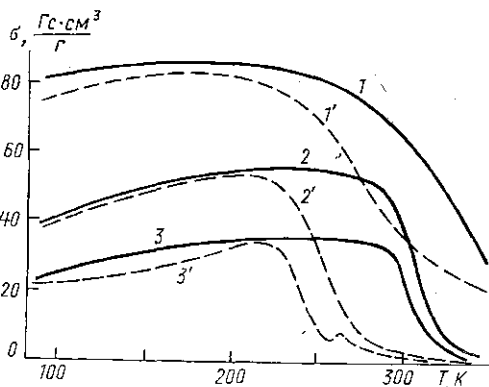


Рис. 11

Рис. 11. Температурные зависимости удельной намагниченности $\sigma(T)$ соединения Y_2Fe_{17} при атмосферном давлении (сплошные линии) и при $P=10$ кбар (штриховые) в поле $H=14$ (1 и 1'), 1 (2 и 2') и 0,5 кЭ (3, 3')

$Y-Fe$. На рис. 10 приведены зависимости динамической восприимчивости поликристаллического образца Y_2Fe_{17} при атмосферном давлении и давлении 6 и 10 кбар [28]. При атмосферном давлении кривая $\chi(T)$ имеет вид, характерный для ферромагнетика — в области температуры Кюри ($T_c=320$ К) наблюдается резкий рост восприимчивости. Под влиянием давления зависимость $\chi(T)$ существенно изменяется: при $P=10$ кбар

появляется максимум, который может соответствовать температуре Нееля, а возрастание восприимчивости в области низких температур, по-видимому, соответствует переходу из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние. Такие кривые $\chi(T)$ характерны для сплавов, в которых наблюдались фазовые переходы парамагнетизм—неколлинеарный антиферромагнетизм—ферромагнетизм, например для $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ [29]. Необходимо отметить, что соединение $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ имеет такую же кристаллическую структуру, как и Y_2Fe_{17} , однако заметно меньшие значения параметров кристаллической решетки.

Как уже отмечалось, магнитные свойства аморфных сплавов Y—Fe определяются обменными взаимодействиями между ионами Fe. Многочисленные экспериментальные и теоретические работы свидетельствуют о том, что эти обменные взаимодействия носят сложный характер. Рассмотрим важнейшие экспериментальные результаты и некоторые модели, описывающие инвариные особенности сплавов на основе Y—Fe.

Аморфные сплавы $\text{Y}_{1-x}\text{Fe}_x$ были получены в широком диапазоне концентраций ($x=0,4 \div 0,9$), и их магнитные свойства исследованы достаточно подробно [30—37]. В ряде работ было установлено, что аморфные сплавы $\text{Y}_{1-x}\text{Fe}_x$ не являются коллинеарными магнетиками, а имеют более сложную магнитную структуру. Экспериментальные исследования позволили установить следующее.

1. Магнитный момент железа в сплавах Y—Fe существенно зависит от концентрации x ; поддающийся оценке μ_{Fe} появляется при $x \geq 0,4$ [32, 33, 35, 38]. Показано, что на величину μ_{Fe} оказывает влияние композиционный порядок [33], а если среди ближайших соседей иона Fe меньше шести атомов Fe, то магнитный момент на данном ионе исчезает [35]. При концентрациях $0,4 < x < 0,8$ магнитные и немагнитные ионы сосуществуют [33].

2. Зависимость величины μ_{Fe} от числа ближайших соседей ионов железа (n) имеет максимум вблизи $n=10$ и уменьшается до $1 \mu_B$ при $n=12$. В работе [36] такое поведение связывается с возникновением зонной структуры, аналогичной кристаллическому соединению Y_2Fe_{17} , свидетельствующее о слабом зонном магнетизме.

3. Согласно работам [32—34] при низких температурах в сплавах с $x > 0,43$ возникает состояние возвратного спинового стекла, исчезающего в сплавах с большим содержанием железа.

Все эти экспериментальные данные свидетельствуют о чрезвычайно сильной зависимости магнитных характеристик аморфных сплавов Y—Fe от межатомных расстояний и могут обсуждаться при помощи теоретических моделей, описывающих инвариные особенности сплавов на основе Y—Fe.

В модели Зинера [19] рассматриваются два типа обменных взаимодействий: ферромагнитное между локализованными $3d$ -электронами, осуществляемое через электроны проводимости (косвенный обмен) и антиферромагнитное — основанное на прямом перекрытии волновых функций $3d$ -электронов ближайших соседей. Отрицательные взаимодействия между соседними атомами железа увеличиваются по абсолютному значению при уменьшении межатомного расстояния, в результате чего возможна трансформация магнитной структуры.

В ряде работ [39, 31, 36] магнитные свойства аморфных сплавов Y—Fe объяснялись на основе эффектов, связанных с локальным окружением атома Fe. Так, в работе [31] существование магнитообъемных эффектов в аморфных сплавах Y—Fe с большим содержанием железа объясняется сохранением ближнего порядка, аналогичного существующему в интерметаллических соединениях Y_2Fe_{17} и Y_6Fe_{23} . Согласно [39,

40], атомы с пониженным магнитным моментом связаны друг с другом антиферромагнитным взаимодействием.

Гидростатическое давление не может, по-видимому, существенно изменять композиционный ближний порядок. Учитывая это, мы предполагаем, что наблюдаемые нами при наложении давления изменения магнитных свойств аморфного сплава $Y_{19}Fe_{81}$ обусловлены относительным усилением интенсивности отрицательных обменных взаимодействий в результате увеличения степени перекрытия волновых функций $3d$ -электронов ближайших соседей. Вследствие возрастания абсолютных величин отрицательных обменных интегралов при уменьшении межатомных расстояний в аморфном сплаве происходит резкое уменьшение температуры Кюри и исчезает температурный интервал, соответствующий ферромагнитному порядку («плато» на кривой $\chi(T)$). В кристаллическом соединении Y_2Fe_{17} при наложении давления также происходят аналогичные процессы, приводящие к возрастанию относительной величины антиферромагнитных обменных взаимодействий по сравнению с ферромагнетиками, что проявляется в возникновении области неколлинеарного расположения магнитных моментов железа.

3. Индуцированная давлением неколлинеарная магнитная фаза в интерметаллическом соединении Er_2Fe_{17}

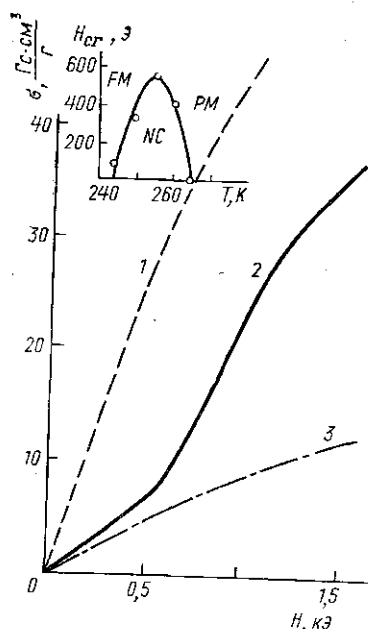
Следует отметить, что объемы элементарных ячеек, промежуточные между объемами для Lu_2Fe_{17} ($v_{el}=583,8 \text{ \AA}^3$) и Y_2Fe_{17} ($v_{el}=594,9 \text{ \AA}^3$) имеют соединения Tm_2Fe_{17} , Er_2Fe_{17} , Ho_2Fe_{17} и Dy_2Fe_{17} . Логично предположить, что под влиянием давления в этих соединениях также может индуцироваться антиферромагнитная неколлинеарная структура в подрешетке железа. Однако существенным отличием этих соединений от Y_2Fe_{17} и Lu_2Fe_{17} является наличие двух магнитных подрешеток — редкоземельной и железной, связанных отрицательным обменным взаимодействием. Это взаимодействие, безусловно, оказывает влияние на магнитную подсистему железа, и одной из задач данной работы было изучение роли междоузельного обмена соединения Er_2Fe_{17} .

На рис. 11 представлены температурные зависимости намагниченности $\sigma(T)$ соединения Er_2Fe_{17} при атмосферном давлении и давлении 10 кбар. Ход кривых $\sigma(T)$ при атмосферном давлении совпадает с данными работы [41]. Температура Кюри, определенная по методу Белова—Горяги, при атмосферном давлении равнялась $\Theta=316 \text{ К}$. Под влиянием гидростатического давления температура Кюри смещалась в сторону более низких температур: $\partial\Theta/\partial P=-5,4 \text{ К/кбар}$, что соответствует литературным данным [3, 24, 41].

Гидростатическое давление, кроме смещения температуры Кюри, приводит также к изменению характера кривых $\sigma(T)$. Из рис. 11 видно, что в малых полях на зависимостях $\sigma(T)$ под влиянием давления 10 кбар появляются особенности вблизи температуры 260 К (кривые 2 и 3). Аномальное поведение в этой области температур обнаружено также на изотермах намагниченности $\sigma(H)$ (рис. 12), измеренных под влиянием давления. Критические поля H_{cr} , при которых наблюдаются изломы на изотермах $\sigma(H)$, имеют зависимость от температуры, представленную на вставке к рис. 12.

Температурные зависимости динамической восприимчивости $\chi(T)$ в окрестности температуры Кюри при различных давлениях представлены на рис. 13. Резкое возрастание $\chi(T)$ с понижением температуры при атмосферном давлении связано с переходом соединения в магнитоупорядоченное состояние. По мере увеличения давления область рез-

кого возрастания $\chi(T)$ смещается в сторону низких температур, а при давлениях $P \geq 2$ кбар на кривых появляются дополнительные аномалии (см. кривые 3, 4, 5; на кривой 2 аномалия менее выражена). При увеличении давления наблюдается общая тенденция смещения этой аномалии в сторону более низких температур.



На основании данных по измерению $\chi(T)$ при различных давлениях построена фазовая $T-P$ -диаграмма (рис. 14). Ветвь 1—2—3 показывает смещение температуры Кюри, а участок 2—4 — смещение аномалии на кривой $\chi(T)$ в результате приложения внешнего гидростатического давления. На вставке к рис. 12 построена по значениям H_{cr} магнитная фазовая диаграмма на плоскости $H-T$.

Кристаллическая структура соединений R_2F_{17} имеет гексагональную симметрию. Элементарная ячейка содержит 34 атома железа, которые занимают в решетке четыре неэквивалентных пози-

Рис. 12. Изотермы намагниченности $\sigma(H)$ соединения Eg_2F_{17} при давлении 9,7 кбар: $T=240$ (1), 255 (2) и 274 (3). На вставке — фазовая $H-T$ -диаграмма при 9,7 кбар; PM , FM и NC — парамагнитная, ферромагнитная и неколлинеарная фазы соответственно

ции (6g, 12j, 12k, 4f), а кратчайшие расстояния между этими атомами распределены в достаточно широком интервале (2,39÷3,0 Å) [43]. Экспериментальные данные [41] указывают на то, что в соединениях

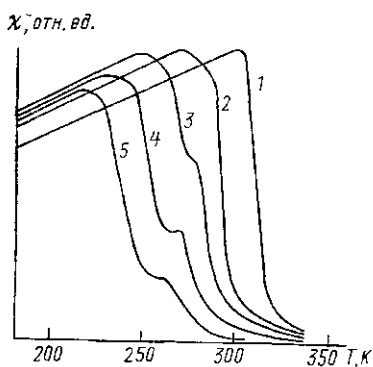


Рис. 13

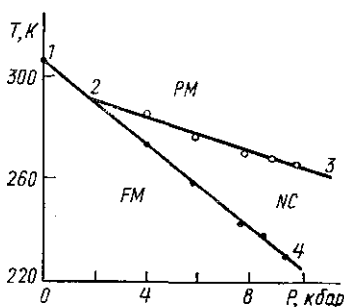


Рис. 14

Рис. 13. Температурные зависимости начальной восприимчивости $\chi(T)$ соединения Eg_2F_{17} при различных давлениях: атмосферное давление (1), $P=4$ (2), 6 (3), 7,9 (4) и 9,7 кбар (5)

Рис. 14. Фазовая $T-P$ -диаграмма соединения Eg_2F_{17} (PM — парамагнитная, FM — ферромагнитная, NC — неколлинеарная фазы)

Er—Fe намагниченности подрешеток эрбия и железа направлены антипараллельно друг другу. Магнитный момент, приходящийся на атом железа в соединениях Er—Fe, близок по величине к магнитному моменту свободного иона Fe: $\mu_{\text{Fe}} \cong 2\mu_B$.

Рассмотрим полученные результаты в сравнении с данными измерений магнитных свойств в присутствии гидростатического давления в соединении Y_2Fe_{17} [28].

Температурные зависимости намагниченности и восприимчивости в присутствии давления в соединениях $\text{Er}_2\text{Fe}_{17}$ и Y_2Fe_{17} имеют ряд общих особенностей, которые позволяют предположить наличие в них индуцированной давлением фазы неколлинеарного антиферромагнитного упорядочения в подсистеме железа. Данные нейтронографических исследований в соединениях $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$, $\text{Tm}_2\text{Fe}_{17}$ и $\text{Ce}_2\text{Fe}_{17}$ [29, 43] подтверждают это предположение. Изломы на кривых $\sigma(H)$ (см. рис. 12) также, по видимому, соответствуют полю разрушения неколлинеарной ферримангнитной структуры внешним магнитным полем.

Причины возникновения неколлинеарной фазы, связанные с изменением соотношения между ферро- и антиферромагнитными обменными взаимодействиями в подрешетке железа, рассмотрены в разделе 2. Рассмотрим некоторые количественные характеристики. В соединении Y_2Fe_{17} неколлинеарная фаза возникла при высоких давлениях $P \gg 7,5$ кбар, в то время как в $\text{Er}_2\text{Fe}_{17}$ давление, индуцирующее неколлинеарное упорядочение, составляло лишь 2 кбар (см. табл. 4). В соединении $\text{Er}_2\text{Fe}_{17}$ на кривых $\sigma(H)$ под влиянием давления не наблюдали критического поля разрушения неколлинеарной структуры, а в $\text{Er}_2\text{Fe}_{17}$ при давлении $P=9,7$ кбар обнаружено критическое поле $H_{\text{cr}} \cong 650$ Э. Поскольку, по данным работы [42], в $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ критическое поле перехода геликоидальный антиферромагнетизм—ферромагнетизм равнялось 2 кЭ, можно сделать вывод о том, что уменьшение объема кристаллической ячейки приводит к увеличению стабильности неколлинеарной антиферромагнитной структуры.

Гамилтониан, описывающий обменные взаимодействия в соединении $\text{Er}_2\text{Fe}_{17}$, очевидно, имеет вид

$$\mathcal{H}_{\text{ex}} = \mathcal{H}_{\text{Fe—Fe}}^F + \mathcal{H}_{\text{Fe—Fe}}^{AF} + \mathcal{H}_{\text{Er—Fe}} + \mathcal{H}_{\text{Er—Er}}. \quad (8)$$

Первое и второе слагаемые описывают ферро- и антиферромагнитные обменные взаимодействия внутри подрешетки железа, третье и четвертое — обменные взаимодействия между подрешетками Er—Fe и внутри подрешетки Er соответственно. Обменные взаимодействия внутри редкоземельной подсистемы малы и последним слагаемым в формуле (8) можно пренебречь. Остальные три слагаемых могут иметь сложные зависимости от межатомных расстояний.

Очевидно, что в соединении Y_2Fe_{17} обменные взаимодействия будут определяться первыми двумя слагаемыми в формуле (8), так как итрий является парамагнетиком Паули и не имеет собственного магнитного момента.

Обычно соотношения между внутриподрешеточными и межподрешеточными обменными взаимодействиями в соединениях R—переходный металл оцениваются по сравнению с соединениями Y—переходный металл, без учета отклонения в параметрах решеток этих соединений. Наши экспериментальные данные позволяют учесть это обстоятельство. В табл. 4 приведены некоторые параметры соединений $\text{Er}_2\text{Fe}_{17}$ и Y_2Fe_{17} . Из табл. 4 видно, что температуры Кюри и величина смещения температуры Кюри под влиянием давления $d\Theta/dP$ в этих соединениях приблизительно равны.

Состав	Объем элементарной ячейки, Å ³	θ, К	∂θ/∂P, К/кбар	Критическое давление появления неколлинейной структуры, кбар	Максимум критического поля разрушения неколлинейной структуры, Э
Y ₂ Fe ₁₇	594,89	320	-4,7	7,5	200
Er ₂ Fe ₁₇	588,35	316	-5,4	2,0	550

Для оценки межподрешеточных взаимодействий в соединении Er₂Fe₁₇ определим, какую температуру Кюри имело бы соединение Y₂Fe₁₇ при объеме элементарной ячейки, равной ячейке Er₂Fe₁₇. Для этого воспользуемся термодинамическим соотношением

$$\Delta V/V = -P/\kappa, \quad (9)$$

где κ — сжимаемость, равная, по данным работы [25], $-1,06 \cdot 10^{-3}$ кбар, а $\Delta V = V_{Y_2Fe_{17}} - V_{Er_2Fe_{17}}$.

Отсюда получим, что объем элементарной ячейки Y₂Fe₁₇ станет равным объему элементарной ячейки Er₂Fe₁₇ при давлении $P = 13,6$ кбар. Под влиянием такого давления температура Кюри сместится у соединения Y₂Fe₁₇ на величину $Pd\theta/dP = \Delta\theta = 64,14$ К (см. табл. 4) и станет равной $\theta^p = 255,8$ К, что значительно ниже температуры Кюри соединения Er₂F₁₇. Разница температур Кюри, очевидно, определяется вкладом межподрешеточного обменного взаимодействия, который достигает для соединения Er₂F₁₇ величины, составляющей около четверти от обменных взаимодействий Fe—Fe.

Выводы

Таким образом, полученные результаты указывают на усиление отрицательных обменных взаимодействий при уменьшении атомного объема как в аморфных, так и кристаллических соединениях иттрий—железо, редкая земля—железо. В кристаллических материалах это приводит к превращению ферромагнетиков в неколлинейрные антиферромагнетики, а в аморфных материалах — к превращению ферромагнетиков в спиновые стекла. Физическая природа этого явления заключается в усилении перекрытия 3d-волновых функций атомов железа, которое ответственно за антиферромагнитные обменные взаимодействия между соседними атомами железа.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Buschow K. H. J.//Handbook of the Physics and Chemistry of Rare Earths/Ed. K. A. Gschneidner. N. Y., 1984. Vol. 7. P. 265. [2] Хандрих А., Кобе С. Аморфные ферро- и антиферромагнетики. М., 1982. С. 239. [3] Buschow K. H. J.//Rep. Prog. Phys. 1977. 40, N 10. P. 1180. [4] Kirchmayer H. R., Poldy C. A.//A Handbook of the Phys. and Chem. of Rare Earths/Ed. K. A. Gschneidner, L. Eyring. N. Y., 1979. Vol. 2. P. 55. [5] Никитин С. А., Бисляев А. М.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1975. 16, № 2. С. 195. [6] Miyazaki T., Hayashi K., Yamaguchi S. et al.//J. Magn. and Magn. Mat. 1988. 77. P. 243. [7] Heiman N., Lee K., Potter R. J.//AIP Conf. Proc. 1976. Vol. 29. P. 130. [8] Burzo E.//Rev. Roum. Phys. 1977. 22, N 6. P. 607. [9] Андреевко А. С., Дамянова Р. Н., Золотухин И. В. и др.//ФТТ. 1988. 30, № 10. С. 3002. [10] Никитин С. А., Бездушный Р. В.//ЖЭТФ. 1987. 93, № 3. С. 1854. [11] Белов К. П., Горюга А. Н.//ФММ. 1956. 2. С. 441. [12] Никитин С. А., Васильковский В. А., Ковтун Н. М. и др.//ФТТ. 1974. 16. С. 3137. [13] Stearns M. B.//Phys. Rev. 1973. 88, N 9. P. 4383. [14] Rhune J.//Handbook of the Physics and Chemistry of Rare Earth/Ed. K. A. Gschneidner, L. Eyring. N. Y. 1979. Vol. 2. P. 259. [15] Cochrane R. W., Harris R., Zukermann M. J.//Phys. Rep. 1978. 48, N 1. P. 1. [16] Broucha M., Buschow K. H. J., Miedema A. R.//IEEE Trans. Magn. 1974. 10, N 2. P. 182. [17] Chow C. P., Davis L. A., Narasimhan M. C.//Scripta Metallurgica. 1977. 11. P. 417. [18] Zener C.//Phys. Rev. 1951. 81, N 4. P. 440.

- [19] Zener C., Heikes R. R.//Rev. Mod. Phys. 1953. 25, N 1. P. 191. [20] Белов К. П., Васильковский В. А., Ковтун Н. М. и др.//ФТТ. 1976. 18, № 8. С. 2244. [21] Brooks M. S. S., Eriksson O., Johanson B.//J. Phys. Condens. Matter. 1989. 1. P. 5861. [22] Broucha M., Buschow K. H. J.//J. Appl. Phys. 1973. 44, N 4. P. 1813. [23] Buschow K. H. J., Broucha M., Biesterbos J. W. M., Dirks A. G.//Physica. 1977. 91B. P. 261. [24] Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф.//УФН. 1989. 157. С. 263. [25] Goldfarb R. B., Rao K. V., Chen H. S.//Solid State Commun. 1985. 54. P. 799. [26] Goto T., Murayama S., Mori N. et al//J. de Physique. 1988. 49. Suppl. P. 1143. [27] Biesterbos J. W. M., Broucha M., Dirks A. G.//AIP Conf. Proc. 1976. 29. P. 184. [28] Андреевко А. С., Никитин С. А., Спичкин Ю. И., Тишин А. М.//ФТТ. 1991. 33, № 8. С. 2463. [29] Strnat K., Hoffer G., Ray A. E.//IEEE Trans. Magn. 1966. 2. P. 489. [30] Heiman N., Kazama N.//Phys. Rev. 1979. B19. P. 1623. [31] Ishio S., Fujikura M., Ishio T., Takahashi M.//J. Magn. and Magn. Mat. 1986. 60. P. 236. [32] Coey J. M. R., Girord D., Lienard A., Rebouillat J. P.//J. Phys. F: Metal. Phys. 1981. 11. P. 2707. [33] Chappert J., Coey J. M. D., Lienard A., Rebouillat J. P.//J. Phys. F: Metal. Phys. 1981. 11. P. 2727. [34] Biesterbos J. W. M., Broucha M., Dirks A. G.//Physica. 1977. 86—88B. P. 770. [35] Chappert J., Arrese-Boggiano R.//J. Magn. and Magn. Mat. 1978. 7. P. 175. [36] Ishio S., Aubertin F., Limbach T. et al.//J. Phys. F: Metal. Phys. 1988. 18. P. 2253. [37] Croat J. J.//J. Appl. Phys. 1982. 53. P. 6932. [38] Van der Kraan A. M., Buschow K. H. J.//Phys. Rev. 1982. B25. P. 3311. [39] Ishio S., Yang X., Miyazaki T.//J. Phys. Condens. Matter. 1989. 1. P. 8979. [40] Kakehashi I.//Phys. Rev. 1988. B38. P. 474. [41] Givord D., Lemaire R., James J. J. et al.//IEEE Trans. Magn. 1971. 7. P. 657. [42] Givord D., Givord E., Lemaire R.//J. de Physique. 1971. 32. Suppl. P. 668.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 1

УДК 538.1

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ И МАГНИТОУПРУГИХ СВОЙСТВ ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКИХ МАГНЕТИКОВ

В. И. Соколов, З. А. Казей

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Проведены систематические экспериментальные исследования магнитных и магнитоупругих свойств серии редкоземельных цирконов, обнаруживающих кооперативный эффект Яна—Теллера (КЭЯТ). Наблюдены характерные аномалии магнитной восприимчивости, намагниченности и магнитной анизотропии в базисной плоскости, обусловленные ЯТ-взаимодействием и КЭЯТ. Обнаружено значительное усиление магнитоупругих характеристик РЗ-цирконов за счет ЯТ-корреляций, а также качественно различное их поведение в кристаллах с подавлением и с усилением ЯТ-корреляций магнитным полем.

Введение

Ян-теллеровские (ЯТ) магнетики — это системы с двумя параметрами порядка (спиновым и псевдоспиновым, или орбитальным), которые, вообще говоря, взаимосвязаны. Наличие двух параметров порядка приводит к тому, что физические свойства ЯТ-магнетиков, как правило, оказываются намного сложнее и интереснее, чем поведение веществ, не содержащих ионы с орбитально-вырожденным основным состоянием. Наиболее известными и изученными ЯТ-ионами являются 3d-ионы и редкоземельные (РЗ) ионы, между которыми существует принципиальное различие, связанное с характерными величинами ЯТ-взаимодействий и энергий в спектре иона.

Для 3d-ионов кристаллическое поле велико по сравнению со спин-орбитальной связью, поэтому велико также ЯТ-взаимодействие, о котором можно судить по температурам кооперативного эффекта Яна—