

## Особенности магнитных фазовых переходов в железомарганцевых арсенидах типа $\text{Fe}_{a-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ( $a \approx 1.6$ )

© В.И. Вальков, Е.А. Хапалюк

Донецкий физико-технический институт Академии наук Украины,  
340114 Донецк, Украина

(Поступила в Редакцию 11 июня 1996 г.)

Исследовано влияние термобарической обработки на каскад магнитных фазовых переходов в сплаве  $\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{1.1}\text{As}$  с тетрагональной кристаллической решеткой  $C38$ . Показано, что после различных режимов термобарической обработки (закалка образца от  $800^\circ\text{C}$  при давлениях 30–60 kbar) переход в низкотемпературную фазу не наблюдается, в результате чего ферромагнитная фаза затягивается до азотных температур. Дан анализ полученных результатов на основе качественной модели, учитывающей конкуренцию ферромагнитных и антиферромагнитных взаимодействий внутри и между неэквивалентными кристаллографическими подсистемами.

В зависимости от степени нестехиометрии сплавы системы  $\text{Fe}_{a-x}\text{Mn}_x\text{As}$  с тетрагональной кристаллической решеткой  $C38$  (пространственная группа  $P4/nmm$ ), особенностью которой является наличие двух неэквивалентных кристаллографических позиций для магнитоактивных ионов, могут быть подразделены на два класса.

В сплавах с  $1.95 \leq a \leq 2.35$  при понижении температуры могут наблюдаться переходы первого рода из антиферромагнитной в угловую ферромагнитную фазу (АФ–УФИМ) [1,2]. Воздействие гидростатического и одноосного (вдоль тетрагональной оси  $4z$ ) давлений приводит к понижению температур перехода  $T_1(a)$  и  $T_2(a)$  при возрастании давления и к увеличению температурного гистерезиса  $\Delta T = T_2 - T_1$ . Внешнее магнитное поле, напротив, увеличивает температуры переходов  $T_1$ ,  $T_2$  и уменьшает температурный гистерезис [3].

При значительном отклонении от стехиометрических составов ( $a \approx 1.5$ ) кристаллическая решетка также сохраняет тетрагональную симметрию, однако высокотемпературное антиферромагнитное состояние исчезает, и каскад магнитных фазовых переходов, наблюдаемый нами при понижении температуры, мы интерпретируем следующим образом: ПМ–УФИМ<sub>1</sub>–УФИМ<sub>2</sub> [4]. Фазы УФИМ<sub>1</sub> и УФИМ<sub>2</sub> — угловые ферромагнитные фазы, которые отличаются величиной спонтанной намагниченности и характером намагничивания в сильных импульсных магнитных полях, ПМ — парамагнитная фаза.

### 1. Экспериментальные результаты

В качестве исследуемого объекта нами использовался монокристаллический образец  $\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{1.1}\text{As}$ , параметры решетки в котором при комнатной температуре имеют значения  $c = 6.120$ ,  $a = 3.753 \text{ \AA}$ . Эти значения близки к аналогичным в ранее исследуемых сплавах  $\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{1.0}\text{As}$  и  $\text{Fe}_{0.55}\text{Mn}_{1.04}\text{As}$  [4]. Температурные зависимости намагниченности  $\sigma$  исследуемого образца, измеренные в статическом магнитном поле, показаны на рис. 1. Переходы, наблюдаемые выше температуры максимума намагниченности ( $T_M$ ), являются переходами второго

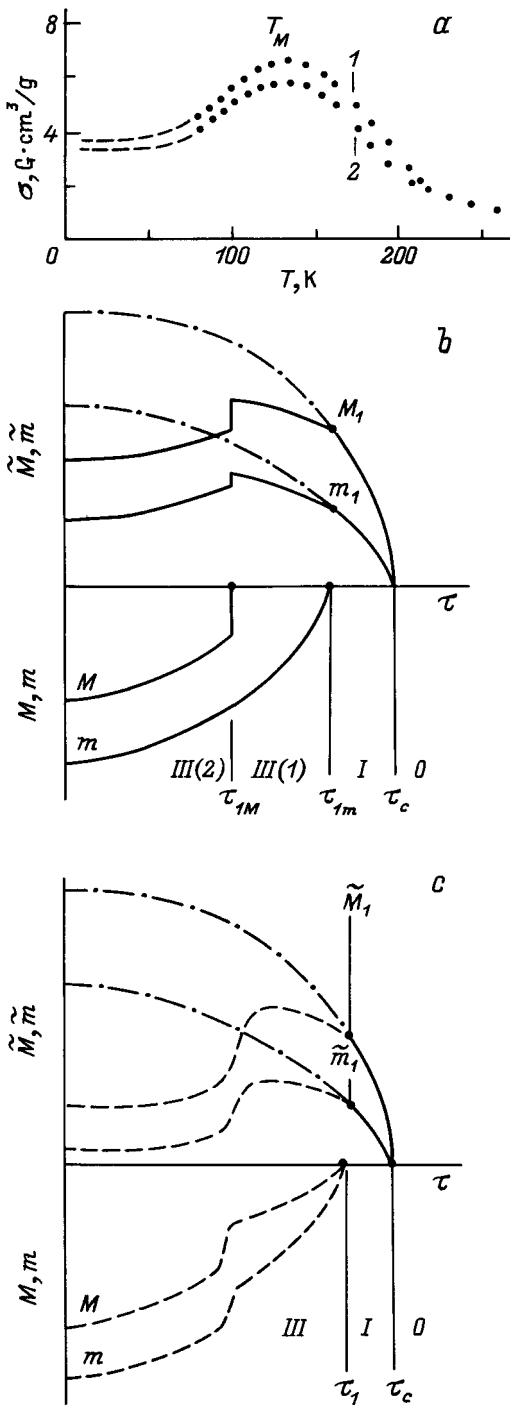
рода (ПМ–УФИМ<sub>1</sub>). Переход УФИМ<sub>1</sub>–УФИМ<sub>2</sub> при  $T < T_M$  — размытый переход первого рода. Из кривых  $\sigma(H)$ , измеренных в статических магнитных полях, видно, что характер анизотропии типа трудная ось (тетрагональная ось четвертого порядка  $4z$ ) сохраняется в обеих магнитоупорядоченных фазах (рис. 2). Измерения в сильных импульсных магнитных полях показали, что при  $T = T_M$  и выше возрастание магнитного поля сопровождается плавным возрастанием намагниченности (кривая 1 на рис. 3). При  $T < T_M$ , т.е. в низкотемпературной (НТ) фазе, наложение импульсного магнитного поля позволяет наблюдать индуцированные переходы первого рода в высокотемпературную (ВТ) фазу. Эти переходы сопровождаются резким возрастанием намагниченности до ее значения в ВТ-фазе в области полей 0–80 кОе и полевым гистерезисом (кривая 2 на рис. 3). Дальнейшее увеличение поля сопровождается практически линейным возрастанием намагниченности вплоть до полей 350 кОе. Вероятнее всего, высокотемпературная (кривая 1 на рис. 3) и индуцированная низкотемпературная (кривая 2 на рис. 3) кривые в области полей выше 80 кОе совпадают. Разница между ними в нашем случае обусловлена, по-видимому, погрешностью измерений малых величин намагниченности в сильных импульсных полях.

На основании полученных результатов мы сделали следующие выводы.

1) Сохранение типа анизотропии в ВТ- и НТ-фазах свидетельствует о том, что переход в НТ-фазу при  $T < T_M$  не является следствием изменения анизотропных свойств.

2) Сильное возрастание намагниченности в НТ- и ВТ-фазах при росте магнитного поля позволяет предположить, что оба состояния (УФИМ<sub>1</sub> и УФИМ<sub>2</sub>) являются фазами сосуществования ферри-антиферромагнетизма или угловыми ферромагнитными фазами. Действительно, аналогичные зависимости кривых  $\sigma(H)$  наблюдаются для сплавов с  $1.95 \leq a \leq 2.35$  в области низких температур, для которых сосуществование доказано на основе мессбауэровских исследований [2].

Дальнейшие исследования этого образца проводились после различных режимов термобарической обработки.



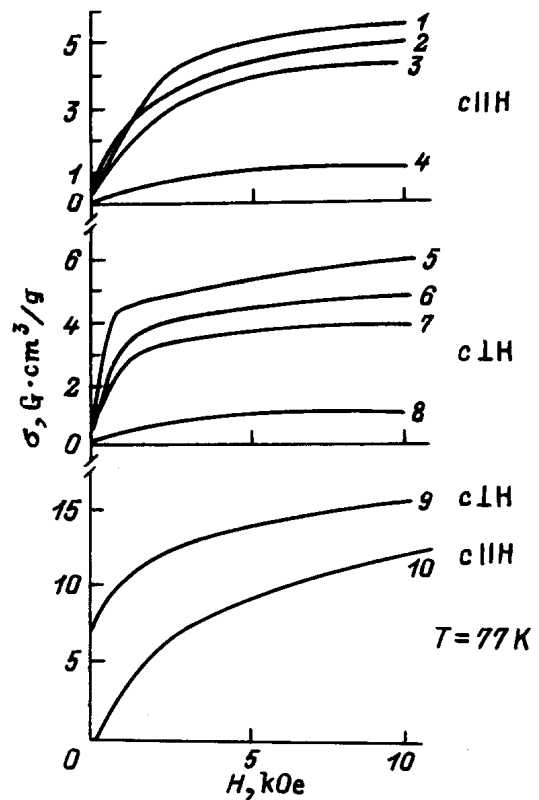
**Рис. 1.** *a* — температурные зависимости намагниченности монокристаллического образца  $Fe_{0.5}Mn_{1.1}As$ : 1 —  $H \perp c$ , 2 —  $H \parallel c$ ; *b, c* — ожидаемые теоретические зависимости параметров порядка от безразмерной температуры  $\tau$ .

Идея подобных экспериментов навеяна результатами работы французских авторов [5], которые провели закалку антиферромагнитного сплава  $FeMnAs$  от  $800^\circ C$  до комнатной температуры под давлением 30 kbar. В результате этого при возвращении к атмосферному давлению антиферромагнитное упорядочение в указанном сплаве

не наблюдалось. Низкотемпературной фазой являлась ФМ-фаза ( $T_c < 211 K$ ).

Термобарическая обработка образца  $Fe_{0.5}Mn_{1.1}As$  проводилась при следующих режимах: 1) сначала образец сжимался до 30, 40 или 60 kbar, затем нагревался до  $800^\circ C$  и резко охлаждался до комнатной температуры, после возвращения к атмосферному давлению измерялись температурные и полевые зависимости намагниченности; 2) обжатие до 30, 40 или 60 kbar проводилось после предварительного нагрева образца до  $800^\circ C$  при атмосферном давлении, а затем производилась закалка до комнатной температуры.

Температурные зависимости  $\sigma(H)$ , измеренные в статическом магнитном поле для первого и второго случаев, приведены на рис. 4, из которого видно, что низкотемпературный переход (ниже  $T_M$ ) не наблюдается. Рентгеновские исследования образцов после термобарической обработки показали сохранение не только типа симметрии решетки, но и величины ее параметров. В связи с этим сохранился и тип анизотропии: тетрагональная ось  $4z$  по-прежнему является осью трудного намагничивания при всех режимах термобарической обработки. В качестве примера на рис. 2 приведены кривые намагничивания сплава  $Fe_{0.5}Mn_{1.1}As$ , подвергнутого термобарической обработке по одному из вышеуказанных режимов.

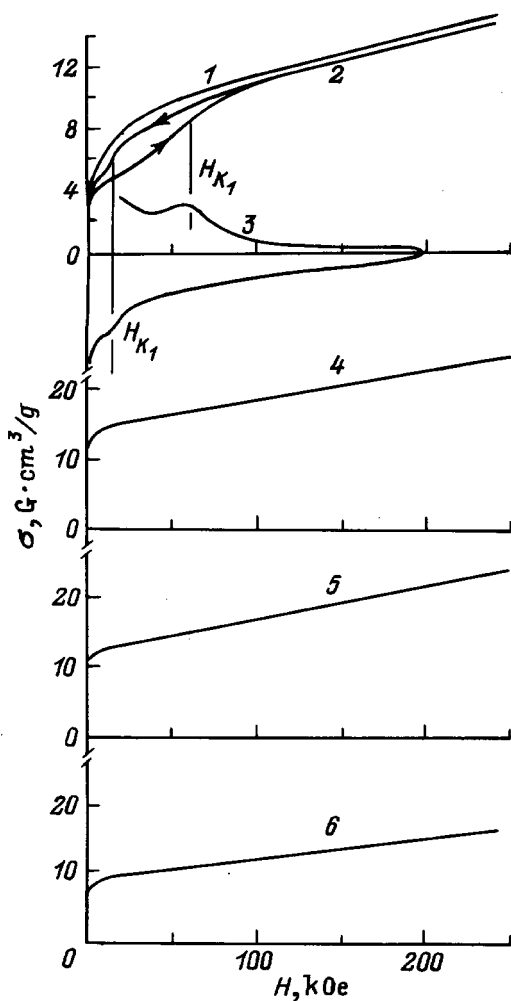


**Рис. 2.** Полевые зависимости намагниченности до (1–8) и после (9, 10) термобарической обработки.  $T$  (K): 1, 5 — 132, 2, 6 — 158, 3, 7 — 174, 4, 8 — 298. Нижние кривые (9, 10) измерены после следующего режима обработки: 30 kbar  $\rightarrow 800^\circ C \rightarrow 20^\circ C \rightarrow 1$  atm.

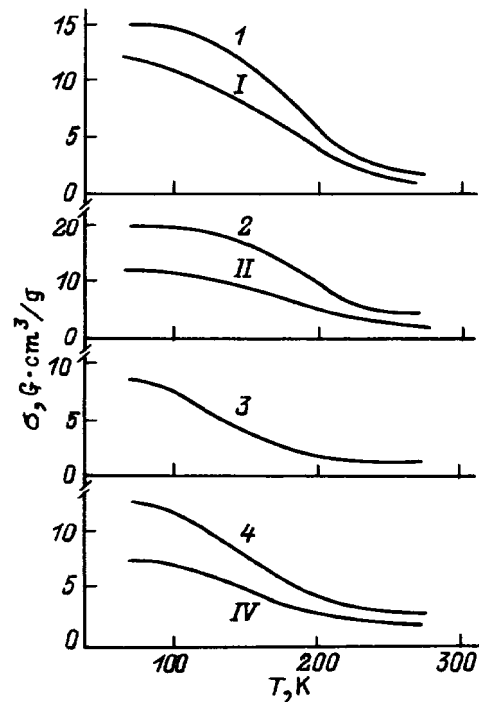
## 2. Обсуждение результатов

Изменение магнитных свойств исследуемого образца в результате термобарической обработки при сохранении типа симметрии и величины параметров кристаллической решетки можно объяснить, исходя из следующих фактов и предположений.

Известно, что после кристаллизации из расплава в твердых трехкомпонентных растворах  $Fe_{a-x}Mn_xAs$  при  $x > 1$  ионы марганца занимают оба междоузлия, а ионы железа — только тетраэдрические позиции. При  $x < 1$  картина меняется на прямо противоположную. В составе же  $FeMnAs$  ионы железа заселяют тетраэдрические, а



**Рис. 3.** Полевые зависимости намагниченности, измеренные в импульсном магнитном поле при  $H \perp c$ . 1, 2 описывают намагничивание образца до термобарической обработки при температурах 139 и 77 К соответственно, 3 — производная намагниченности по полю (измеренная при 77 К), из которой определяются величины критических полей при индуцированных переходах УФМ<sub>1</sub>–УФМ<sub>2</sub>, 4 — термобарическая обработка по схеме 30 kbar → 800°C → 20°C → 1 atm, 5 — то же по схеме 800°C → 30 kbar → 20°C → 1 atm, 6 — то же по схеме 60 kbar → 800°C → 20°C → 1 atm. Кривые 4–6 измерены при 77 К.



**Рис. 4.** Температурные зависимости намагниченности образца после различных режимов термообработки. Кривые, обозначенные арабскими цифрами, соответствуют  $H \perp c$ , а римскими —  $H \parallel c$ : 1, I — 30 kbar → 800°C → 20°C → 1 atm, 2, II — 40 kbar → 800°C → 20°C → 1 atm, 3 — 60 kbar → 800°C → 20°C → 1 atm, 4, IV — 800°C → 30 kbar → 20°C → 1 atm.

ионы марганца — октаэдрические междоузлия. Отсюда следует, что вне зависимости от распределения ионов железа и марганца по неэквивалентным кристаллографическим позициям при  $1.95 \leq a \leq 2.35$  симметрия решетки остается тетрагональной, а ФА-фаза либо предшествует низкотемпературной ферромагнитной фазе, либо сохраняется во всем интервале температур.

Поскольку для сплава  $Fe_{0.5}Mn_{1.1}As$  чистая антиферромагнитная фаза отсутствует, а фазу, появляющуюся при низких температурах, можно представить как фазу сосуществования ферри- и антиферромагнетизма, то это означает, что исчезновения АФ-фазы не происходит, т.е. не происходит инверсии знака обменного взаимодействия, ответственного за тип магнитного упорядочения в кристалле. Другими словами, оба взаимодействия, сохраняя конкуренцию, приводят к сосуществованию взаимосвязанных компонент магнитного момента решетки. Подобная ситуация, на наш взгляд, возникает в результате менее строгого распределения ионов железа и марганца по окта- и тетраэдрическим позициям, в результате образования вакансий в сплавах с большой степенью нестехиометрии. Термобарическая обработка образца, по-видимому, способствует еще более равномерному распределению магнитоактивных ионов по неэквивалентным кристаллографическим позициям.

При сохранении общего количества ионов в решетке подобное перераспределение может нарушить соотношение между величинами ферро- и антиферромагнитных взаимодействий, ответственных за переход ниже  $T_M$ . Все вышесказанное можно проследить исходя из простой феноменологической модели магнитных фазовых переходов в сплавах  $\text{Fe}_{a-x}\text{Mn}_x\text{As}$ . С учетом тетрагональной симметрии представим приведенный (в безразмерных единицах) термодинамический потенциал (ТП) в виде ряда по неполному набору неприводимых магнитных векторов [6]

$$\begin{aligned} \Phi = & \sum_{\tilde{n}=1}^{\tilde{N}} -\frac{1}{2\tilde{n}} \tilde{\alpha}_{2\tilde{n}-1} \tilde{\mathbf{M}}^{2\tilde{n}} + \sum_{n=1}^N -\frac{1}{2n} \alpha_{2n-1} \mathbf{M}^{2n} + \frac{1}{2} \alpha_2 \tilde{\mathbf{M}}^2 \mathbf{M}^2 \\ & + \sum_{\tilde{l}=1}^{\tilde{L}} -\frac{1}{2\tilde{l}} \tilde{\beta}_{2\tilde{l}-1} \tilde{\mathbf{m}}^{2\tilde{l}} + \sum_{l=1}^L -\frac{1}{2l} \beta_{2l-1} \mathbf{m}^{2l} + \frac{1}{2} \beta_2 \tilde{\mathbf{m}}^2 \mathbf{m}^2 \\ & + \frac{1}{2} \tilde{\alpha}_2 \tilde{\mathbf{M}}^2 \mathbf{m}^2 + \frac{1}{2} \tilde{\beta}_2 \tilde{\mathbf{m}}^2 \mathbf{M}^2 - \tilde{b} \tilde{\mathbf{M}} \tilde{\mathbf{m}} - b \mathbf{M} \mathbf{m}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\tilde{\mathbf{M}}$  и  $\tilde{\mathbf{m}}$  — векторы ферромагнетизма для октаэдрической и тетраэдрической подсистем соответственно,  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{m}$  — пара неприводимых векторов, описывающих один из трех известных типов антиферромагнитного порядка в октаэдрической и тетраэдрической подсистемах [6]. Первые три группы слагаемых соответствуют термодинамическому потенциалу изолированной октаэдрической подсистемы, вторые три — изолированной тетраэдрической, последние четыре члена описывают взаимодействие между подсистемами. Члены типа  $(\tilde{\mathbf{M}}\mathbf{M})^2$ ,  $(\tilde{\mathbf{m}}\mathbf{m})^2$ ,  $(\tilde{\mathbf{M}}\mathbf{m})^2$ ,  $(\tilde{\mathbf{m}}\mathbf{M})^2$  опускаем, так как полагаем  $\tilde{\mathbf{M}} \perp \mathbf{m}$ ,  $\mathbf{M} \perp \tilde{\mathbf{m}}$ ,  $\tilde{\mathbf{M}} \perp \mathbf{M}$ ,  $\tilde{\mathbf{m}} \perp \mathbf{m}$ . При  $\tilde{\mathbf{M}} \uparrow\downarrow \tilde{\mathbf{m}}$  и  $\mathbf{M} \uparrow\downarrow \mathbf{m}$  уравнения состояния в скалярной форме имеют вид (2)

$$\begin{aligned} \tilde{M} \left( \sum_{\tilde{n}=1}^{\tilde{N}} \tilde{\alpha}_{2\tilde{n}-1} \tilde{M}^{2\tilde{n}-2} + \alpha_2 \mathbf{M}^2 + \tilde{\alpha}_2 \mathbf{m}^2 \right) - \tilde{b} \tilde{m} &= 0, \\ \tilde{m} \left( \sum_{\tilde{l}=1}^{\tilde{L}} \tilde{\beta}_{2\tilde{l}-1} \tilde{m}^{2\tilde{l}-2} + \beta_2 \mathbf{m}^2 + \tilde{\beta}_2 \mathbf{M}^2 \right) - \tilde{b} \tilde{M} &= 0, \\ M \left( \sum_{n=1}^N \alpha_{2n-1} M^{2n-2} + \alpha_2 \tilde{M}^2 + \tilde{\beta}_2 \tilde{m}^2 \right) - b m &= 0, \\ m \left( \sum_{l=1}^L \beta_{2l-1} m^{2l-2} + \tilde{\alpha}_2 \tilde{M}^2 + \beta_2 \tilde{m}^2 \right) - b M &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Система (2) допускает формально четыре типа решений. 0:  $\tilde{M} = \tilde{m} = M = 0$  — парамагнитное (ПМ), I:  $\tilde{M} > 0$ ,  $\tilde{m} > 0$ ,  $M = m = 0$  — чистое ферромагнитное (ФИМ), II:  $\tilde{M} = \tilde{m} = 0$ ,  $M > 0$ ,  $m > 0$  — чистое антиферромагнитное (АФ), III:  $\tilde{M} > 0$ ,  $\tilde{m} > 0$ ,  $M > 0$ ,  $m > 0$  — смешанное, описывающее фазу сосуществования ферри- и антиферромагнетизма или угловую ферриферромагнитную фазу.

При фиксированной температуре  $\tau$  и давлении  $p$ , функциями которых являются коэффициенты ТП, его минимуму будут отвечать те решения, для которых выполняется условие

$$D = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{vmatrix} > 0, \quad D_{ii} > 0, \quad (3)$$

где  $D_{ii}$  — главные миноры определителя  $D$ ,  $a_{11} = \partial^2 \Phi / \partial \tilde{M}^2$ ,  $a_{22} = \partial^2 \Phi / \partial \tilde{m}^2$ ,  $a_{33} = \partial^2 \Phi / \partial M^2$ ,  $a_{44} = \partial^2 \Phi / \partial m^2$ . Знакопеременными и уменьшающимися с понижением температуры будем считать только коэффициенты  $\tilde{\alpha}_1$ ,  $\alpha_1$ ,  $\tilde{\beta}_1$ ,  $\beta_1$ . Все остальные допускаются положительными при любых  $\tau$  и  $p$ . Тогда потеря устойчивости ПМ-решения при изменении внешних условий происходит на одной из  $\tau$ - $p$ -линий, определяемых из уравнений

$$\tilde{\alpha}_1 \tilde{\beta}_1 - \tilde{b}^2 = 0, \quad \alpha_1 \beta_1 - b^2 = 0. \quad (4)$$

Здесь первое уравнение определяет температуру  $\tau_c(p)$  (температуру перехода 0–I), второе —  $\tau_N$  (температуру перехода 0–II). При фиксированном  $p$ , если  $\tau_c > \tau_N$ , при понижении температуры вначале происходит переход второго рода 0–I (ПМ–ФИМ). При более низкой температуре  $\tau_1 < \tau_N$  компоненты  $M$  и  $m$  могут приобрести отличное от нуля значение с сохранением конечных значений компонент  $\tilde{M}$  и  $\tilde{m}$ . Эта ситуация отвечает переходу I–III.

Из (2) легко видеть, что отличные от нуля значения  $M$  и  $m$  допускаются только в случае, если совместимы следующие три уравнения:

$$\begin{aligned} \sum_{\tilde{n}=1}^{\tilde{N}} \tilde{\alpha}_{2\tilde{n}-1} \tilde{M}^{2\tilde{n}-2} - \tilde{b} \tilde{m} = 0, \quad \sum_{\tilde{l}=1}^{\tilde{L}} \tilde{\beta}_{2\tilde{l}-1} \tilde{m}^{2\tilde{l}-2} - \tilde{b} \tilde{M} = 0, \\ (\alpha_1 + \alpha_2 \tilde{M}^2 + \tilde{\beta}_2 \tilde{m}^2) (\beta_1 + \tilde{\alpha}_2 \tilde{M}^2 + \beta_2 \tilde{m}^2) - b^2 = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Температура  $\tau_1$  определяется из последнего уравнения системы (5) после подстановки в него выражений  $\tilde{M}(\tau)$ ,  $\tilde{m}(\tau)$ , полученных из решения двух первых уравнений системы.

Переходы 0–I при  $\tau_c$  и I–III при  $\tau_c$  могут быть второго или первого рода в зависимости от соотношения между коэффициентами ТП. Если величина  $\Delta > 0$ , переход 0–I второго рода, а при  $\Delta < 0$  — первого рода,

$$\Delta = \tilde{\alpha}_1(\tau_c) \tilde{\beta}_3 + \beta_1^2(\tau_c) \tilde{\alpha}_3. \quad (6)$$

Соотношения между коэффициентами ТП, определяющие род перехода I–III, в общем случае не могут быть получены в простом виде. В неявной форме они определяются из следующих условий.

При  $D > 0$  переход I–III второго рода, при  $D < 0$  переход I–III первого рода. Здесь в выражение для  $D$ , используемого в (3), необходимо подставить значение

$\tilde{M} = \tilde{M}(\tau_1)$ ,  $\tilde{m} = \tilde{m}(\tau_1)$  и дальнейшие вычисления производят, полагая  $M \rightarrow 0$ ,  $m \rightarrow 0$ .

Вне зависимости от рода переходов I–III состояние III является основным, если неравенства (3) выполняются во всем интервале температур  $0 \leq \tau \leq \tau_1$  при конечных значениях всех параметров магнитного порядка  $\tilde{M}$ ,  $\tilde{m}$ ,  $M$ ,  $m$ . При этом намагниченность системы в состоянии III уменьшается, если  $\alpha_2 > \tilde{\alpha}_2 > 0$  и  $\tilde{\beta}_2 > \beta_2 > 0$ . Подобная ситуация характерна для низкотемпературных переходов, обнаруженных в изоструктурных сплавах  $Mn_{2-x}Cr_xSb$  [7] и в сплавах  $Ce(Fe_{1-x}Al_x)_2$  с кубической решеткой типа  $MgCu_2$  [8].

В рассматриваемом случае, когда НТ- ( $T < T_M$ ) и ВТ- ( $T_C > T > T_M$ ) фазы проявляют свойства угловых магнитных структур, наша модель может быть пригодна при следующих допущениях.

Предположим, что связь между компонентами  $M$  и  $m$  отсутствует, т. е.  $b = 0$ , тогда, согласно (5) появление каждой из указанных компонент происходит при различных температурах, определяемых выражениями

$$\tau_{1m} = \frac{\beta_{10} - (\tilde{\alpha}_2 \tilde{M}^2 + \beta_2 \tilde{m}^2)}{k}, \quad \tau_{1M} = \frac{\alpha_{10} - (\alpha_2 \tilde{M}^2 + \tilde{\beta}_2 \tilde{m}^2)}{\bar{k}},$$

где

$$k = \left. \frac{\partial \beta_1}{\partial \tau} \right|_{\tau=0}, \quad \bar{k} = \left. \frac{\partial \alpha_1}{\partial \tau} \right|_{\tau=0},$$

$$\beta_{10} = \beta_1 = -\beta(\tau = 0) > 0, \quad \alpha_{10} = \alpha_1 = -\alpha(\tau = 0) > 0.$$

Предположим, что  $\tau_{1m} > \tau_{1M}$  и переход при  $\tau_{1m}$  — переход второго рода, а переход при  $\tau_{1M}$  — первого, тогда в интервале  $\tau_{1M} < \tau < \tau_{1m}$  отличны от нуля три параметра порядка ( $\tilde{M} > 0$ ,  $\tilde{m} > 0$ ,  $m > 0$ ),  $M = 0$ . В интервале  $0 \leq \tau \leq \tau_{1m}$  сосуществуют все четыре параметра магнитного порядка  $\tilde{M} > 0$ ,  $\tilde{m} > 0$ ,  $M > 0$ ,  $m > 0$ . В указанных температурных интервалах магнитоупорядоченные фазы с сосуществующими ферро- и антиферромагнитными параметрами можно обозначить соответственно III(1) и III(2). На рис. 1, *b* приведены температурные зависимости параметров порядка при  $b = 0$  (сплошные линии). Штриховыми линиями показаны те же зависимости при отличном от нуля значении коэффициента (рис. 1, *c*). Совмещение с экспериментальными зависимостями  $\sigma(T)$ , приведенными на рис. 1, *a*, дает представление о связи между интегральными (удельная намагниченность  $\sigma$ ) и микроскопическими ( $\tilde{M}$ ,  $M$ ,  $\tilde{m}$ ,  $m$ ) характеристиками исследуемого образца. Как показано в [4], выделение состояний III(1) и III(2) на зависимости  $\sigma(T)$  позволяет понять качественно различный характер намагничивания образца при  $T > T_M$  и  $T < T_M$ . В первом случае (фаза УФИМ<sub>1</sub>) увеличение магнитного поля приводит к плавному возрастанию намагниченности, что, согласно модели, означает плавное увеличение параметров  $\tilde{M}$ ,  $\tilde{m}$  и плавное уменьшение параметра  $m$ . Воздействие магнитного поля при  $T < T_M$  приводит вначале к возникновению индуцированного перехода первого рода УФИМ<sub>2</sub>–УФИМ<sub>1</sub> или, согласно

модели, III(2)–III(1), а затем к плавному возрастанию намагниченности с сохранением состояния III(1).

Термобарическая обработка образца приводит к такому изменению соотношений между величинами конкурирующих обменных взаимодействий, при которых переход I–III(1) сохраняется ( $\tau_{1m} > 0$ ), а переход III(1)–III(2) не возникает ( $\tau_{1M} < 0$ ). В последнем случае, согласно (6), это связано либо с сильным уменьшением коэффициента  $\alpha_{10}$ , либо с увеличением коэффициентов  $\alpha_2$ ,  $\tilde{\beta}_2$ . Увеличение намагниченности в области  $T = T_M$  после термобарической обработки может свидетельствовать о том, что и  $\tau_{1m}$  приобретает более низкое, но конечное значение.

Действительно, из теоретической зависимости  $\tilde{M}(\tau)$ ,  $\tilde{m}(\tau)$  (рис. 1) видно, что более низким значениям  $\tau_{1m}$ ,  $\tau_{1M}$  соответствует более высокое значение  $\tilde{M}_1$ ,  $\tilde{m}_1$ , так как возрастание параметров  $\tilde{m}$  и  $\tilde{M}$  в состоянии II идет по штрихпунктирной, а в состоянии III(1) — по сплошной или штриховой ( $b > 0$ ) кривым.

В заключение отметим, что в настоящей работе теоретические зависимости не являются расчетными, а отражают лишь качественный характер возможных расчетных кривых. В [4] приведены подобные расчеты для определенного набора коэффициентов и минимально необходимого количества членов разложения по степеням параметров порядка термодинамического потенциала. Более детальные исследования локальных характеристик образца мессбауэровскими и нейтронографическими методами позволили бы подробнее остановиться на выражении термодинамического потенциала. В этом случае численные расчеты были бы реалистичней.

## Список литературы

- [1] R. Rosenberg, W. Cloud, F. Darnel, R. Flipper. Phys. Rev. **A25**, 10, 723 (1967).
- [2] T. Goto. J. Magn. Magn. Mater. **51–57**, Pt. 2, 931 (1986).
- [3] С.А. Бужинский, В.И. Вальков, Н.А. Романова. ФТТ **33**, 7, 1936 (1991).
- [4] В.И. Вальков, Э.А. Завадский, Е.А. Хапалюк. ФНТ **20**, 4, 314 (1994).
- [5] J.P. Senateur, A. Rouault, R. Fruchart, J.J. Capponi, M. Perroux. Mat. Res. Bul. **11**, 631 (1976).
- [6] В.И. Вальков, Е.П. Стефановский. ФТТ **34**, 1, 49 (1992).
- [7] W.H. Cloud, F.J. Darnel, U.S. Jarrett. Phys. Rev. **130**, 2, 647 (1963).
- [8] F. Franceschini, S. Cunha. J. Magn. Magn. Mater. **51**, 3, 280 (1985).