

УДК 621.318.151

ПРИРОДА МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ СОСТОЯНИЙ В ЖЕЛЕЗОМАРГАНЦЕВЫХ АРСЕНИДАХ СО СТРУКТУРОЙ С38

С. А. Бужинский, В. И. Вальков, Э. А. Завадский

Экспериментально исследованы ряд сплавов системы $Fe_{a-x}Mn_xAs$ с кристаллической структурой С38 в широком диапазоне температур, давлений и магнитных полей. Наблюдаемые переходы антиферромагнетизм—ферримагнетизм (АФ—ФИМ) объясняются с позиции модели, учитывающей возможность независимого разупорядочения магнитных подрешеток m и μ с тетраэдрическим и октаэдрическим окружением магнитоактивных атомов в этих подрешетках. Рассматриваются возможные типы магнитных структур для состояний АФ и ФИМ. Предсказанная зависимость намагниченности насыщения от давления подтверждается экспериментальными исследованиями, проведенными на образце $Fe_{0.82}Mn_{1.48}As$. На основе модели получено хорошее совпадение всей совокупности экспериментальных данных и расчетных в приближении среднего поля.

Предположение об угловой магнитной структуре магнитных подрешеток ферримагнитного состояния (ФИМ) в сплавах $Fe_{a-x}Mn_xAs$ ($1.95 \leq a \leq 2.35$), высказанное в [1], оказалось плодотворным для объяснения целого ряда экспериментальных результатов, измеренных на образцах этой системы. К такому можно отнести соответствие между величиной намагниченности насыщения при $T=0$ и величинами магнитных моментов железа и марганца, возрастание намагниченности насыщения σ_0 с увеличением внешнего магнитного поля по линейному закону $d\sigma_0/dH = (1.8 \div 2.7) \cdot 10^{-5} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$, а также существование перехода в антиферромагнитное (АФ) состояние реализующегося без скачкообразного изменения намагниченности и параметров кристаллической решетки c и a . В [1] переходы порядок—порядок объяснялись как необходимое следствие магнитного разупорядочения подрешетки m , образованной магнитными моментами атомов с тетраэдрическим окружением. В зависимости от величины магнитоупругой связи находили свое объяснение как превращения первого, так и второго рода.

Однако, как следует из [2], сверхтонкое поле $H_{\text{стт}}$ на ядрах ^{57}Fe , внедренных в подрешетку m , хотя и испытывает скачкообразное уменьшение, но не достигает нулевого значения при температуре перехода ФИМ \rightarrow АФ— T_1 . Парамагнитное значение достигается лишь при температуре Нееля — $T_N > T_1$. По мнению авторов [2], величина скачка $\Delta H_{\text{стт}} = 85 \text{ кЭ}$ при T_1 связана с изменением абсолютного значения локальных магнитных моментов как подрешетки m , так и подрешетки μ , образованной магнитными моментами марганца в узлах с октаэдрическим окружением. Этим же в [2] объясняется несоответствие между наблюдаемой величиной скачка энтропии $\Delta S = 0.3 \text{ кал/моль}$ и расчетным решеточным вкладом $\Delta S = 0.184 \text{ кал/моль}$ [3].

В [2] также обнаружено, что при $T < T_1$ в спектре распределения $H_{\text{стт}}$ наряду с компонентой ферримагнитного состояния $H_{\text{стт}}^{\Phi} = 125 \text{ кЭ}$ сохраняется компонента состояния АФ с $H_{\text{стт}} = 45 \text{ кЭ}$, что, по мнению авторов, является следствием сосуществования обеих состояний. В идейном плане такое предположение основано на результатах феноменологи-

ческой модели сосуществования ферромагнетизма и антиферромагнетизма, развитой в [4] для изотропной среды и $T=0$. Однако в [2, 3] отсутствует анализ типа сосуществующих магнитоупорядоченных фаз, а также не обсуждается возможный механизм переходов порядок—порядок с сопутствующими ему явлениями.

В настоящей работе мы предлагаем модель, качественно объясняющую основные экспериментальные данные в широком диапазоне температур и магнитных полей с увязкой исходных положений модели с реальной многоподрешеточной анизотропной кристаллической структурой, совместимой с симметрией $R4/nmm$ [1]. При возрастании температуры угловая фаза ФИМ переходит в коллинеарную антиферромагнитную фазу АФ₃, магнитная структура которой такая же, как и в изоструктурном

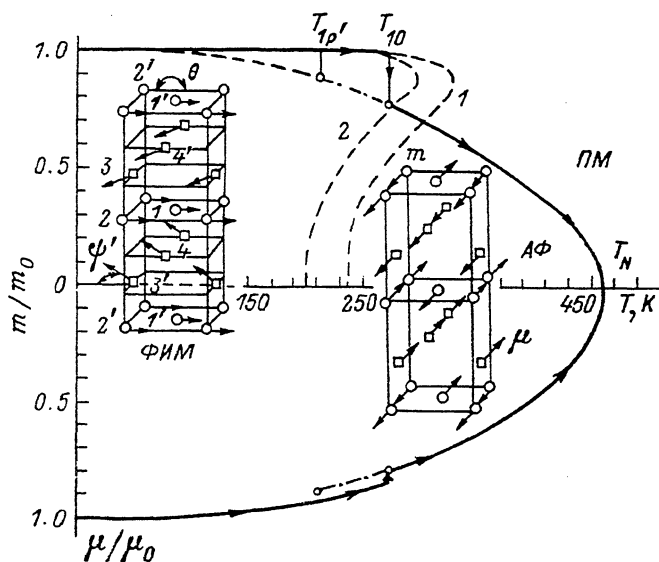


Рис. 1. Расчетные кривые намагниченности подрешеток m , μ и магнитные структуры магнитоупорядоченных состояний применительно к образцу $Fe_{0.69}Mn_{1.31}As$ при атмосферном (1) и гидростатическом (2) давлении.

соединении Sr_2As [5] (рис. 1). Отличительной особенностью этой работы от [1] является то, что при $T \geq T_1$ происходит лишь частичное разупорядочение подрешетки m в полном соответствии с [2]. Поэтому ясно, что результаты в [1] являются частным случаем настоящей работы, так как в [1] не учтена дополнительная степень свободы векторов m_1 и m_2 . Из рис. 1 легко также видеть, что угловая фаза является суперпозицией однородной $M_0 = \mu_3 + \mu_1 + m_1 + m_2$ и периодической $M_q = (\mu_3 - \mu_1) \perp M_0$ ($q = \pi/c$) компонент намагниченности. При этом сохранение M_q при температурах ниже и выше T_1 отражает смесь спектров АФ и ФИМ в распределении $H_{отп}$. В п. 2 показывается, что различие в величинах обменно-стрикционных вкладов в энергию системы для состояний АФ и ФИМ обеспечивает энергетический разбаланс в пользу фазы ФИМ при низких температурах, а также к протеканию переходов АФ—ПМ при T_N как превращения второго рода вне зависимости от наличия гигантской магнитострикции при T_1 ($\Delta c/c \leq 3\%$).

1. Термодинамический потенциал и тип магнитоупругой связи

Выражение для Φ аналогично приведенному в [1] при учете упругой энергии для решетки СЗ8, магнитоупругой и биквадратичного взаимодействия β_2

$$\begin{aligned} \Phi/8N = & 2n_1\mu^2 \cos^2 \psi - (n_1 - n) \mu^2 + 2m\mu (3 + \alpha\Delta\omega) \cos \psi \cos \theta - \\ & - \beta_2 (m\mu)^2 (1 + \cos 2\psi \cos 2\theta) + (\gamma_1 \cos 2\theta - \gamma_2) m^2 + P (e_1 + e_2 + e_3) + \\ & + H\mu_B (\mu \cos \psi + m \cos \theta)/2 - K_B T (S_\mu + S_m)/4 + \\ & + \{C_{11}e_1^2/2 + C_{12}e_1 (e_2 + e_3) + C_{22} (e_2^2 + e_3^2)/2\}/8N. \end{aligned} \quad (1)$$

Углы $\psi=180-\psi'$, θ определяют направление намагниченностей \mathbf{m} , $\boldsymbol{\mu}$ относительно оси, соединяющей позиции $3-3$, $3'-3'$ в плоскости базиса (рис. 1). Энергия анизотропии типа легкая плоскость не изменяется при переходах порядок—порядок, поэтому \mathbf{m} и $\boldsymbol{\mu}$ имеют лишь компоненты, перпендикулярные тетрагональной оси c , описываемые углами ψ и θ . При выборе типа магнитоупругой энергии $E_{\mu\gamma} = \mathbf{m}\boldsymbol{\mu}\Delta\omega$ мы исходили из наиболее простой ее формы, ограничившись лишь зависимостью обменного параметра β от угла катон—анион—катон связи ω между моментами \mathbf{m}_1 , $\boldsymbol{\mu}_3$ и \mathbf{m}_1 , $\boldsymbol{\mu}_4$ [6] (рис. 1). И поскольку для симметрии C38 этот угол однозначно задается отношением величин параметров c/a , то $\Delta\omega$ можно выразить через компоненты деформации вдоль оси c — e_1 и a_x — e_2 , a_y — e_3 .

Сдвиговые деформации типа e_{12} , e_{23} не учитывались при записи (1)

$$\Delta\omega = \Delta(c/a) = e_1 - (e_2 + e_3)/2. \quad (2)$$

Как будет показано ниже, переход АФ—ФИМ в этом случае сопровождается скачкообразным изменением e_1 , $e_2=e_3$ и e_1-e_2 . При этом именно величина c/a испытывает наибольшее изменение, что согласуется с данными [7-9]. Обменный параметр γ_1 описывает связь между m_1 и m_2 , m_1 и m_1' ; γ_2 — то же, но между m_1 и m_1' , m_1 и m_2' ; n_1 — то же, но между μ_3 и μ_4 трехслойного блока $3-1-4$; n — то же, но между μ_3' и μ_4' различных блоков; β_2 — описывает биквадратное обменное взаимодействие между m_1 , μ_3 ; m_1 , μ_4 . Его введение связано с невозможностью описания связи подрешеток m и μ в состоянии АФ₃ в приближении среднего поля из-за полной компенсации средних полей на центрах m , создаваемых центрами μ [6]. K_B , μ_B , N — константа Больцмана, магнетон Бора, число элементарных ячеек на единицу объема. Четыре последние группы членов в (1) описывают воздействие гидростатического давления P , магнитного поля $H \perp c$, упругую энергию и энтропию спиновой системы. Расчетные значения параметров модели выбирались для согласования с экспериментальными данными, такими как T_1 , T_N , σ_0 , $d\sigma_0/dH$ применительно к стехиометрическому образцу ($a=2$) $\text{Fe}_{0.69}\text{Mn}_{1.31}\text{As}$. Для $\mu_0=3.6\mu_B$ — такое же значение, как и μ_0 в близком по составу образце FeMnAs , $m_0=m_{01} (2-x) + (x-1) m_{20}=1.285\mu_B$, где m_{10} , m_{20} — величины локальных моментов атомов Fe и Mn в плоскости тетраэдрических междоузлий. Поэтому приближенно $S_\mu=S_2(y_2)$, $S_m=S_{1/2}(y_1)$, где правые части соответствуют интегралам от обратных функций Бриллюэна для полных моментов количества движения $j=2=2$ и $j=1/2$ соответственно.

Равновесные значения e_1 , e_2 , $\Delta\omega$ приведены ниже

$$e_1 = -2A (C_{22} + C_{23} + C_{12})/\Delta - P (C_{22} + C_{12} \cdot 2)/\Delta, \quad (3)$$

$$e_2 = A (2C_{22} + C_{11} + C_{12} + C_{23})/\Delta - P (C_{11} - C_{12})/\Delta = e_3, \quad (4)$$

$$\alpha\Delta\omega = 2\eta n_1 m_0^{-1} y_1 y_2 \mu_0 \cos \psi \cos \theta - P\beta\alpha x, \quad (5)$$

где

$$A = 8Nm\mu \cos \psi \cos \theta, \quad \Delta = C_{11} (C_{22} + C_{23}) - 2C_{12}^2 > 0,$$

$$x = (C_{22} + C_{23} - C_{12} - C_{11})/(\beta\Delta) > 0,$$

$$\eta = 4Nm_0^2\alpha^2 (2C_{22} + 4C_{12} + C_{23} + C_{11})/(n_1\Delta) > 0.$$

После замены деформаций выражениями (3)—(5) для Φ имеем

$$\begin{aligned} \Phi/8N = & 2n_1\mu^2 \cos^2 \psi - (n_1 - n) \mu^2 + 2m\mu\beta \cos \psi \cos \theta - \beta_2 (m\mu)^2 (1 + \cos 2\psi \cos 2\theta) + \\ & + (\gamma_1 \cos 2\theta - \gamma_2) m^2 - 2P'm\mu\beta \cos \psi \cos \theta + H\mu_B (\mu \cos \psi + m \cos \theta)/2 - \\ & - K_B T [S_2(y_2) + S_{1/2}(y_1)]/4 - 2n_1 m^2 \mu^2 \cos^2 \psi \cos^2 \theta \eta/m_0^2, \end{aligned} \quad (6)$$

где $P' = P\alpha x$, а последний член описывает обменно-стрикционный вклад.

$\text{Эрг} \cdot 10^{-15}$	n_1	$\gamma_2 - \gamma_1$	$\gamma_2 + \gamma_1$	β	β_2	$G \cdot \text{см}^3/\text{г}$	$\frac{d\sigma_0/dH}{G \cdot \text{см}^3/\text{г} \cdot \text{Э}}$	μ_0	m_0	η	$\cos \psi_0$
0.94	2.17	-1.017	4.807	3.834	-0.065	14	$2.7 \cdot 10^{-5}$	3.6	1.285	0.4	-0.486

Из уравнений $\Phi'_\psi = \Phi'_\theta = \Phi'_\mu = \Phi'_m = 0$ определяются соответствующие равновесные значения. Для ψ и θ , кроме тривиальных решений $\psi = \theta = 0$, $\psi = \theta = 180^\circ$, существуют и другие

$$\cos \psi = - [C^{1/2} y_1 \cos \theta (1 - P') + h m_0^{-1} \mu_0] / [1 - y_1^2 (\eta' \cos^2 \theta + \beta_2)] y_2, \quad (7)$$

$$\cos^2 \theta = [C^{1/2} y_2 \cos \psi (1 - P') + h] / (\eta' \cos^2 \psi - bC) y_1, \quad (8)$$

где

$$h = H m_0 \mu_B / 8 n_1 \mu_0^2, \quad \eta = \eta + 2\beta_2, \quad \beta_2 = m_0^2 (\beta_2 / n_1), \quad \tilde{\beta}_2 = \beta_2 / C, \quad C = (3m_0 / 2n_1 \mu_0)^2, \\ b = 2\gamma_1' + \tilde{\beta}_2, \quad 2\gamma_1' = 4\gamma_1 / (\beta_2^2 / n_1).$$

Анализ (7), (8) показывает, что минимуму Φ при $H=0$ соответствуют решения $\theta=0$, $\cos \psi_0 < 0$, $\psi = \theta = 90^\circ$. При $H \neq 0$ существуют решения $\theta > 90^\circ$, $\psi > 90^\circ$, $\theta=0$, $\psi_h > \psi_0$, а также ψ_h и $\theta \geq 90^\circ$. Решения $\psi = \psi_h$, $\theta=0$ описывают структуру угловой фазы ФИМ₁ как в присутствии поля, так и без него (рис. 1). Решение $\psi = \theta = 90^\circ$ соответствует фазе АФ₃ при $H=0$. Решение $\psi = \theta = 180^\circ$ описывает новую фазу ФИМ₂ в очень сильных магнитных полях, намагниченность которой значительно больше намагниченности спонтанного состояния ФИМ₁. Переход ФИМ₁—ФИМ₂ мы рассматривать не будем, так как нам пока неизвестны соответствующие эксперименты. Однако заметим, что подобный переход может быть превращением первого рода. Необходимость выполнения условий $\Phi_{\psi, \theta}'' > 0$, $\Phi_{\psi, \theta}'' - (\Phi_{\psi, \theta}')^2 > 0$ приводит при $\theta=0$, $\psi = \psi_0$ к выполнению неравенства $(1 - \eta_e y_1^2) > 0$ и $|\cos \psi_0| < 1$. В случае $\theta = \psi = 90^\circ$ имеем $2\gamma_1' > (1 + \beta_2 y_1^2) - \beta_2 y_2^2$.

Температурные зависимости намагниченности подрешеток

Для ферромагнитного решения при $H=0$ выражения для $y_1(T)$ и $y_2(T)$ можно получить из уравнений

$$-\tau (1 + \gamma'_0) = y_1 \{ (1 - P')^2 / (1 - \eta_e y_1^2)^2 + \gamma'_0 \} / (dS_{1/2} / dy_1), \quad (9)$$

$$-\tau (1 + \gamma'_0) = y_2 (1 - t) / 2C (dS_2 / dy_2), \quad (10)$$

где

$$\eta_e = \eta + \beta_2, \quad \gamma'_0, a = 2n_1 (\gamma_2 \mp \gamma_1) / \beta_2^2, \quad t = n / n_1, \quad \tau = K_B T / [4m_0^2 \beta_2^2 (1 + \gamma'_0)] n_1^{-1}.$$

Из (9) следует, что при определенной величине η_e разупорядочение подрешетки m может происходить как превращение первого рода и значительно раньше, нежели в подрешетке μ (10). Для используемых значений параметров модели (см. таблицу) это так и происходит. Однако энергетически более выгодным оказывается не переход в состояние ПМ для m , а изменение типа магнитной структуры от ФИМ к АФ₃ (рис. 1). Уравнения для намагниченностей подрешеток в этой фазе приведены ниже

$$-\tau (1 + \gamma'_0) = y_1 (\gamma'_a + y_2^2 \tilde{\beta}_2) / (dS_{1/2} / dy_1), \quad (11)$$

$$-\tau (1 + \gamma'_0) = y_2 \{ (1 + t) / 2C + \tilde{\beta}_2 y_1^2 \} / (dS_2 / dy_2). \quad (12)$$

Температура перехода ФИМ—АФ, обозначаемая на рис. 1 T_{10} при $P=0$ и T_{1p} при $P > 0$, определяется из условия равенства термодинамических потенциалов фаз ФИМ и АФ₃. Температура абсолютной устойчивости состояния ФИМ, определяемая из условия $d^2 \tau / dy_1^2 < 0$, значительно

превосходит T_1 . Это может приводить к существованию широкой метастабильной области по T и P . При $T=T_N$ происходит магнитное разупорядочение в обеих подрешетках как превращение второго рода, поскольку обменно-стрикционный вклад в потенциал Φ для фазы АФ₃ равен нулю. Из рис. 1 также следует, что при $T=T_1$ намагниченность обеих подрешеток уменьшается скачком, что может приводить к дополнительному вкладу в изменение ΔS и $\Delta H_{\text{срт}}$ [1, 8, 10].

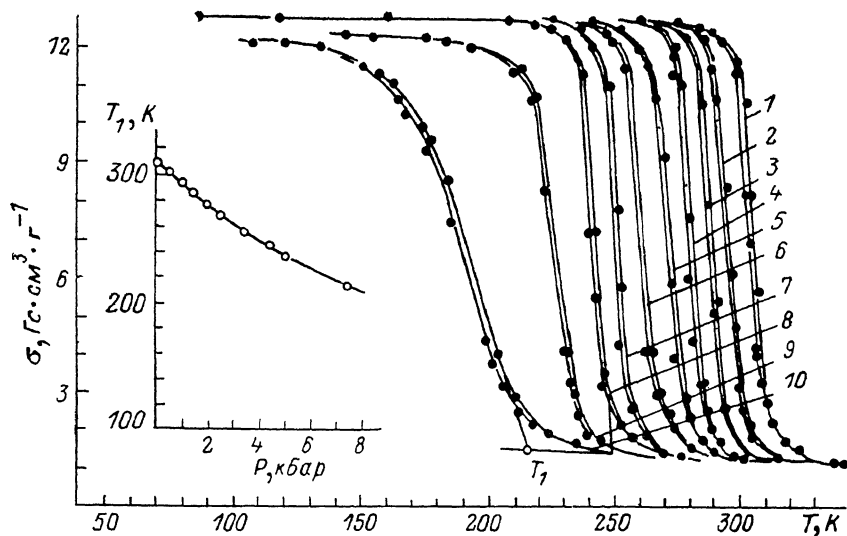


Рис. 2. Температурные зависимости спонтанной намагниченности, измеренные при различных величинах гидростатического давления для монокристаллического образца $\text{Fe}_{0.82}\text{Mn}_{1.48}\text{As}$ при $H \perp c$.

Измерения проводились на магнитометре с вибрирующими катушками в поле напряженностью $H=10$ кЭ. P , кбар: 1 — 0, 2 — 0.5, 3 — 1.0, 4 — 1.5, 5 — 2.0, 6 — 2.5, 7 — 3.5, 8 — 4.5, 9 — 5.0, 10 — 7.5. На вставке — зависимость температуры перехода (ФИМ \rightarrow АФ) T_1 от давления.

3. Поведение спонтанного магнитного момента при изменении давления и температуры

Величина спонтанной намагниченности образца определяется из выражения $\sigma \sim M = \mu \cos \psi + m \cos \theta$, $M=0$ при $T > T_1$, когда $\psi = \theta = 90^\circ$ и $H=0$. При $T < T_1$, $\psi = \psi_0$, $\theta = 0$

$$M = m_0 y_1 \{1 - \beta(1 - P') (1 - \eta_e y_1^2)^{-1/2 n_1}\} < 0 \quad (13)$$

при условии $|\mu \cos \psi| > m$.

Из (13) вытекает, что при увеличении давления должно происходить уменьшение намагниченности насыщения M_0 даже при $T=0$. Зависимости $\sigma(T)$ при различных давлениях (рис. 2) качественно согласуются с расчетными кривыми (рис. 3). Вогнутость кривой $T_1(P)$ на рис. 2 также согласуется с расчетной кривой на рис. 3. С другой стороны, существование слабой зависимости $T_N(P)$, $(dT_N/dP) \leq 5$ К/кбар [1, 10] не укладывается в рамки модели. Это противоречие не является неизбежным следствием модели и отражает используемое приближение — независимость параметров γ от параметров решетки.

4. Влияние сильного магнитного поля на переходы АФ—ФИМ

Как известно [7, 9, 11, 12], наложение импульсного магнитного поля при $T > T_1$ приводит к индуцированным переходам АФ \rightarrow ФИМ (рис. 4, 1—4). При этом $dH_k/dT \approx 1 \div 3$ кЭ/К. При $T < T_1$ зависимости $\sigma_0(H)$ (рис. 4, 4) являются линейными функциями магнитного поля при

любой его ориентации по отношению к осям кристалла [1]. Особенностью индуцированных полей превращений является то, что при $T > T_1$ индуцированная намагниченность может превосходить по величине значение спонтанной намагниченности при $T=0$. Все эти особенности описываются моделью, однако здесь мы будем рассматривать простейший случай: $M(H)$ при $T=0$. На рис. 5 приведена расчетная зависимость относительной намагниченности от поля при $T=0$ для случая, когда основному

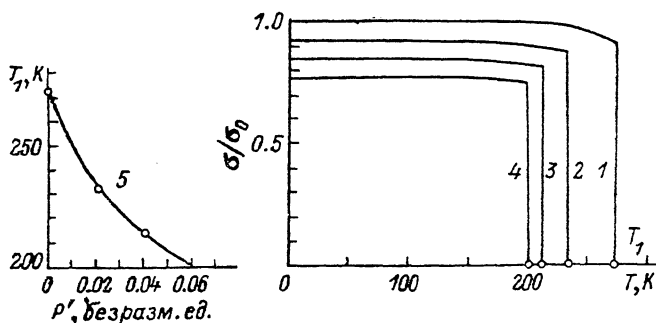


Рис. 3. Расчетные зависимости намагниченности от температуры при различных величинах давления и P' - T диаграмма состояний ФИМ-АФ.

P' (в безразмерных ед.): 1 - 0, 2 - 0.02, 3 - 0.04, 4 - 0.06.

состоянию соответствует АФ₃ состояние. Подобная ситуация имеет место для образцов с обедненным содержанием марганца. Например, в образце $Fe_{0.78}Mn_{1.17}As$ спонтанный переход АФ → ФИМ не происходит вплоть до 0 К, но, как показано нами в [12] (рис. 5, 1, 2), возможно наблюдение необратимого индуцированного превращения в состояние ФИМ (рис. 5, 1). Последующее воздействие поля позволяет наблюдать зависимость $\sigma_0(H)$, такую же, как и в образцах, имеющих спонтанный переход [1]. В модельном описании состояние АФ при $T=0$ реализуется при увеличении γ'_1

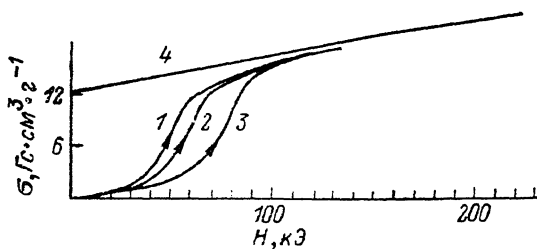


Рис. 4. Кривые намагничивания монокристаллического образца $Fe_{0.82}Mn_{1.48}As$ ниже и выше температуры спонтанного перехода ФИМ → АФ $T_1 = 311$ К при $H \perp c$.

T , К: 1 - 312, 2 - 314, 3 - 316, 4 - 77.

от значения $2\gamma'_1 = 1.715$, используемого при построении рис. 1 до $2\gamma'_1 = 2.15$. При таком значении этого параметра состояние АФ ($\psi = \theta = 90^\circ$) энергетически более выгодно состоянию ФИМ при $H=0$. При возрастании напряженности магнитного поля до $H=267$ кЭ величина M плавно увеличивается. При $H=H_k=267$ кЭ энергии состояний АФ и ФИМ сравниваются, и при $H > H_k$ минимуму энергии соответствует состояние ФИМ ($\cos \psi = \cos \psi_h$) $\psi_h > \psi_0$. Здесь $\cos \psi_0 = -0.486$ при $H=0$, $\theta=0$, $T=0$. Дальнейшее увеличение намагниченности происходит по закону (14), который согласуется с экспериментальными кривыми на рис. 5

$$\sigma_{0h} \sim |M| = |M_0| + h^2 \gamma'_1 / m_s (1 - \eta_c). \quad (14)$$

В заключение отметим, что выражение для Φ в виде (1) является далеко не бесспорным в применении его к металлическим магнетикам. Однако это вынужденный шаг, поскольку использовать разложение для Φ в аналитической форме, вытекающее из современной флуктуационной теории зонного магнетизма [13, 14], скорее пригодно для слабого зонного

магнетизма с более простыми типами магнитного порядка. Поскольку, на наш взгляд, учет в расчетах лишь одноцентровых взаимодействий вряд ли обеспечит удовлетворительное согласие между реальной и вычис-

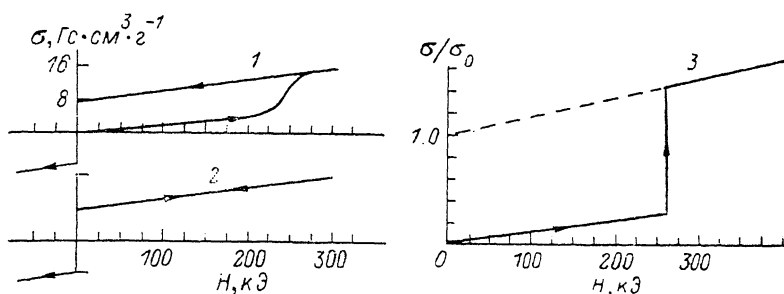


Рис. 5. Экспериментальные (1, 2) и расчетная (3) кривые намагничивания образца $\text{Fe}_{0.73}\text{Mn}_{1.17}\text{As}$ в исходном (1) и индуцированном (2) состояниях. $T=77\text{ K}$, $H \perp c$.

ляемой плотностью состояний, то и коэффициенты разложения Φ по M (плотности магнитного момента) [14] должны быть подгрупповыми параметрами. Последнее приводит к опять-таки качественной картине наблюдаемых превращений.

Список литературы

- [1] Бужинский С. А., Вальков В. И., Завадский Э. А. и др. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 12. С. 3534—3539.
- [2] Goto T. // J. Magn. Magn. Mat. 1986. V. 54—57. P. 931—932.
- [3] Kanomata M., Shirasawa K., Kaneko T. // Phys. Lett. A. 1987. V. 124, N 12. P. 100—102.
- [4] Moriya T. Usami K. // Sol. St. Comm. 1977. V. 23. P. 935—938.
- [5] Yamaguchi Y., Watanabe H., Yamauchi H. // J. Phys. Soc. Jap. 1972. V. 32. N 4. P. 958—963.
- [6] Гордиенко В. А., Дюльдина К. А. // ФММ. 1984. Т. 58. № 2. С. 306—316.
- [7] Rosenberg R. M., Cloud W. H., Darnell F. J. et al. // J. Appl. Phys. 1969. V. 43. Pt 2. N 2. P. 1361—1363.
- [8] Kanomata T., Goto T., Ido H. // J. Phys. Soc. Jap. 1977. V. 43. N 4. P. 1178—1184.
- [9] Вальков В. И., Завадский Э. А., Каменев В. И., Кирбитов В. М. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 3. С. 870—872.
- [10] Вальков В. И., Кирбитов В. М. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 9. С. 2727—2739.
- [11] Завадский Э. А., Смирнов В. М., Урушадзе А. Г. // Тез. докл. XVII Всес. совещ. по физике низких температур. Донецк, 1972. С. 194—195.
- [12] Вальков В. И., Завадский Э. А., Кирбитов В. М. и др. // УФЖ. 1987. Т. 32. № 9. С. 1418—1420.
- [13] Мория Т. // УФН. 1981. Т. 135, № 1. С. 117—170.
- [14] Shimizu M. // J. Magn. Magn. Mat. 1984. V. 45. P. 144—150.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
23 мая 1988 г.
В окончательной редакции
6 февраля 1989 г.