

Необратимые переходы в обменно-стрикционной модели спин-стекольного состояния

В.И. Вальков¹, А.В. Головчан^{1,2}

¹Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: valkov09@gmail.com

²Донецкий национальный университет, ул. Университетская, 24, г. Донецк, 83055, Украина

Статья поступила в редакцию 3 февраля 2014 г., опубликована онлайн 23 июня 2014 г.

При допущении отрицательной объемной зависимости случайных обменных интегралов осуществляется переход к сжимаемой модели спин-стекольного состояния Шеррингтона–Киркпатрика. В рамках предложенной модели рассчитаны диаграммы состояния в координатах температура–давление и предсказаны индуцированные давлением и магнитным полем переходы первого рода в ферромагнитное состояние из исходных парамагнитного и спин-стекольного состояний. Показано, что в спин-стекольном состоянии воздействие давления приводит не только к возрастанию и смещению магнитной восприимчивости, но и к снижению критических значений напряженности магнитного поля при необратимых индуцированных переходах спиновое стекло–ферромагнетик. Полученные результаты апробируются при описании спин-стекольного состояния в $(\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x)_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$.

При допущенні від'ємної об'ємної залежності випадкових обмінних інтегралів здійснюється перехід до моделі спин-скляного стану Шеррингтона–Кіркпатрика, що стискається. У рамках запропонованої моделі розраховано діаграми стану в координатах температура–тиск і передбачено індуковані тиском та магнітним полем переходи першого роду у феромагнітний стан з початкових парамагнітного та спин-скляного станів. Показано, що у спин-скляному стані дія тиску призводить не лише до зростання і зміщення магнітної сприйнятливості, але і до зниження критичних значень напруженості магнітного поля при безповоротних індукованих переходах спінове скло–феромагнетик. Отримані результати апробуються при описі спин-скляного стану у $(\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x)_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$.

PACS: 75.30.Kz Границы магнитных фаз;

75.50.Lk Спиновые стекла и другие неупорядоченные магнетики.

Ключевые слова: спиновые стекла, фазовые P – T -диаграммы, манганиты.

1. Введение

Проведенные под руководством академика АН УССР А.А. Галкина и член корр. НАНУ Э.А. Завадского работы [1–3], в которых исследовались необратимые индуцированные магнитным полем переходы первого рода парамагнетизм–ферромагнетизм (PM–FM) и антиферромагнетизм–ферромагнетизм (AF–FM), стимулировали развитие теоретических представлений о природе возникновения устойчивых метастабильных состояний в магнетиках с гигантской магнитострикцией [4,5]. Согласно этим представлениям, энергетический барьер, разделяющий конкурирующие фазы, формируется за счет механизма магнитострикционной блокировки об-

разования зародышей фазы с большим удельным объемом (FM) в матрице (PM/AF) с меньшим удельным объемом. Эта блокировка может расширять область существования фаз вплоть до границ лабильности, обусловленных только магнитоупругими постоянными материала без учета процессов зародышеобразования. Микроскопическая природа магнитоупругих взаимодействий, приводящих к магнитострикции, при феноменологических подходах [6] не обсуждалась. Поэтому в некоторых моделях речь шла об обменной стрикции как результате объемной зависимости эффективного межатомного обменного интеграла от упругих деформаций [3,7]. Нам представляется интересным обобщение такого подхода на случай конкуренции фаз с более

сложной магнитной структурой, например ферромагнитной и спин-стекольной (SG). Подобное сочетание конкурирующих фаз характерно для полугейслеровых металлических сплавов, например $Mn_{1-y}Fe_yNiGe$ ($y > 0,26$) [8] и для некоторых манганитов $(Sm_{1-x}Gd_x)_{0,55}Sr_{0,45}MnO_3$ ($x \approx 0,6$) [9], в которых низкотемпературное состояние проявляет спин-стекольное поведение, а характеристики индуцированных магнитным полем переходов из диэлектрической SG фазы в металлическую FM фазу показывают сильную барическую зависимость [10].

2. Модель

Среди множества магнитных состояний веществ особое место принадлежит спин-стекольным состояниям, которые отличаются от РМ тем, что в РМ состоянии пространственно разориентированные магнитные моменты в отдельных узлах флуктуируют во времени, а в SG состоянии пространственный беспорядок заморожен. Естественно, общим для обоих состояний является отсутствие спонтанной намагниченности. При описании SG состояния Д. Шеррингтон и С. Киркпатрик исходили из модельного гамильтониана Изинга (1) с бесконечным радиусом взаимодействия (энергия обменного взаимодействия J_{ij} не зависит от расстояния между спинами i, j). Эта модель имеет точное решение в приближении среднего поля [11,12]. Гамильтониан Изинга в присутствии внешнего магнитного поля H_0 имеет вид

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} J_{ij} S_i S_j - \sum_i g \mu_B H_0 S_i, \quad (1)$$

где g — фактор Ланде, μ_B — магнетон Бора.

В основе модельного подхода Шеррингтона–Киркпатрика лежит предположение Эдвардса и Андерсона [13] о существовании в фазе спинового стекла параметра порядка

$$q = \lim_{t \rightarrow \infty} \langle \langle S_i(0) S_i(t) \rangle \rangle_c,$$

который определяется конфигурационным усреднением $\langle \rangle_c$ термодинамического среднего $\langle S_i(0) S_i(t) \rangle$ и отражает существование долговременной корреляции между спинами, взятыми в одном и том же узле решетки. Согласно [12], эта величина может быть идентифицирована с репличным средним $q = q^{\alpha\beta} = \langle \langle S_i^\alpha S_i^\beta \rangle \rangle_c$, где различные реплики $\alpha = 1, 2, \dots, n$ определяются из представления свободной энергии $\tilde{F} = \langle f \rangle_c = -kT \langle \ln Z \rangle_c$ в виде

$$-kT \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{n} \left(\langle Z^n \rangle_c - 1 \right),$$

где

$$Z^n = \text{Sp} \exp \left(\frac{1}{2T} \sum_{\alpha=1}^n \sum_{i,j} J_{i,j} S_i^\alpha S_j^\alpha \right)$$

и каждая из реплик интерпретируется как «портрет» одной и той же системы в различные моменты времени α . Усреднение по хаотическому распределению ориентаций замороженных спинов атомов (конфигурационное усреднение $\langle \rangle_c$) заменяется усреднением по случайному распределению обменных интегралов J_{ij} , которое предполагается независимым и распределенным по закону Гаусса (2). Функция распределения случайных величин J_{ij} $P(J_{ij})$ имеет вид

$$P(J_{ij}) = \sqrt{N/2\pi} \left(\frac{1}{\tilde{J}} \right) \exp \left[-\frac{(J_{ij} - \tilde{J}_0/N)^2 N}{2\tilde{J}^2} \right], \quad (2)$$

где N — число спинов, $\tilde{J}^2 = \langle J_{ij}^2 \rangle_c - \langle J_{ij} \rangle_c^2$, $\tilde{J}_0 = \langle J_{ij} \rangle_c$ $\langle \rangle_c$ — конфигурационное усреднение с функцией распределения $P(J_{ij})$. После конфигурационного усреднения репличных вкладов статистическая сумма вычисляется путем трехкратного применения преобразования Стратоновича–Хаббарда

$$\exp(\lambda a^2) = (2\pi)^{-1/2} \int dx \exp \left(-\frac{1}{2} x^2 + (2\lambda)^{1/2} x \right) dx.$$

Результатом чего стало появление спиновых полей x_α и y_n , сопряженных линейным (S^α) и биквадратичным $[(\sum_\alpha S^\alpha)^2 - n]$ репличным вкладом спиновых операторов.

Выражение для свободной энергии $G(\tilde{J}_0, m, \tilde{J}, q)$, в котором эти поля выражаются через ферромагнитный m и спин-стекольный q параметры порядка, имеет вид

$$\tilde{G} = \tilde{G} = -N \frac{\tilde{J}^2}{4kT} (1-q)^2 + N \frac{\tilde{J}_0 m^2}{2} - NkT \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{\sqrt{2\pi}} \exp(-x^2/2) \ln(2 \text{ch}(Z)), \quad (3)$$

где $Z = (\tilde{J} x \sqrt{q} + \tilde{J}_0 m + g \mu_B H) / kT$.

Для перехода к сжимаемой модели Шеррингтона–Киркпатрика будем считать, что случайные обменные интегралы J_{ij} зависят от относительного объема $\omega = (V - V_0) / V_0$,

$$J_{ij}(\omega) = J_{ij}(0) - \beta_{ij} \omega \equiv \langle J_{ij} \rangle_c + \delta J_{ij}(0) - \langle \beta_{ij} \rangle_c \omega - \delta \beta_{ij} \omega. \quad (4)$$

Тогда

$$\tilde{J}_0(\omega) = \langle J_{ij}(0) - \beta_{ij} \omega \rangle_c = \langle J_{ij}(0) \rangle_c \left[1 - \omega \langle \beta_{ij} \rangle_c / \langle J_{ij}(0) \rangle_c \right] \equiv \tilde{J}_0(1 - \beta \omega), \quad (5)$$

где $\tilde{J}_0 = \langle J_{ij}(0) \rangle_c$, $\beta = \langle \beta_{ij} \rangle_c / \langle J_{ij}(0) \rangle_c \equiv \langle \beta_{ij} \rangle_c / \tilde{J}_0$.

Полагаем флуктуации $\delta J_{ij}(0)$ и $\delta \beta_{ij}$ независимыми ($\langle \delta J_{ij} \delta \beta_{ij} \rangle_c = 0$) [14]. В этом случае зависимость дисперсии от объема

$$J^2(\omega) = \left\langle \left(J_{ij}(0) - \beta_{ij} \omega \right)^2 \right\rangle_c - \left\langle \left(J_{ij}(0) - \beta_{ij} \omega \right) \right\rangle_c^2,$$

может быть приведена к виду

$$J^2(\omega) = J^2(1 + \gamma^2\omega^2), \quad (6)$$

где $J^2 = \langle\langle \delta J_{ij} \rangle\rangle_c$, $\gamma^2 = \langle\langle \delta \beta_{ij} \rangle\rangle_c / \langle\langle \delta J_{ij} \rangle\rangle_c$.

Тогда выражение для «обезразмеренной» свободной энергии Гиббса в расчете на единицу объема для сжимаемой модели Шеррингтона–Киркпатрика можно представить в виде функции m и q , которые рассматриваются как неравновесные параметры порядка

$$G = \tilde{G}/J = -N \frac{1 + \gamma^2\omega^2}{4\tau} (1-q)^2 + N \frac{J_0(1-\beta\omega)m^2}{2} - N\tau \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{\sqrt{2\pi}} \exp(-x^2/2) \ln(2 \operatorname{ch}(Z)) + \frac{P\omega}{J} + \frac{\omega^2}{2J\kappa}. \quad (7)$$

Здесь $Z = [(1 + \gamma^2\omega^2/2)x\sqrt{q} + J_0(1-\beta\omega)m + h]/\tau$, $\tau = kT/J$, $h = g\mu_B H_0/J$, $J_0 = \tilde{J}_0/J$ и N , V_0 , κ — концентрация магнитоактивных атомов, исходный недеформируемый объем и объемная сжимаемость системы соответственно. В (7) предпоследнее и последнее слагаемые учитывают влияние гидростатического давления P и упругую энергию.

Отметим, что в [15] сжимаемую модель Шеррингтона–Киркпатрика рассматривали путем введения объемной зависимости микроскопического параметра обмена $J_{ij}[1 - \beta(V - V_0)]$ для исходного гамильтониана Изинга без учета различий во флуктуациях параметров $\beta_{ij} = \beta J_{ij}$ и J_{ij} .

Самосогласованная система уравнений для определения ферромагнитного m и спин-стеклового q параметров порядка и равновесного объема определяется из условий $\partial G / \partial m = \partial G / \partial q = \partial G / \partial \omega = 0$ и имеет вид

$$m = \langle\langle S_i \rangle\rangle_c = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{\sqrt{2\pi}} \exp(-x^2/2) (\operatorname{th}(Z)), \quad (8a)$$

$$q = \langle\langle S_i^2 \rangle\rangle_c = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{\sqrt{2\pi}} \exp(-x^2/2) (\operatorname{th}^2(Z)), \quad (8б)$$

$$\beta\omega(P, m, q) = \frac{-\tilde{P} - \eta_0 m^2 / 2}{1 - \alpha^2 \eta_0 (1 - q^2) / 2 \tau J_0}, \quad (9)$$

где $\eta_0 = N\beta^2 \tilde{J}_0 \kappa = N\beta^2 J_0 J \kappa$, $\alpha^2 = \gamma^2 / \beta^2$, $P' = P\kappa\beta$, и термодинамическое усреднение обозначается как $\langle\langle \rangle\rangle$. Отметим, что решение (9) получено из уравнения $\partial G / \partial \omega = 0$ без учета кубических по ω слагаемых типа $NJ\gamma^4 \omega^3 q^2 / \tau$.

Похожие уравнения для модели Изинга при $\alpha = \eta = 0$ получены в работе [16] в рамках теории случайного поля без привлечения идей иерархической структуры SG и метода реплик. Таким образом, можно полагать, что уравнения (5) вне зависимости от теоре-

тических подходов носят общий характер для материалов со случайными обменными взаимодействиями.

Анализ уравнений (8) показал существование критической температуры, ниже которой эти уравнения всегда имеют отличные от нуля решения, которые в модели Шеррингтона–Киркпатрика описывают соответствующие магнитные фазы. При $J_0 > 1$ и $\alpha^2 \equiv (\gamma/\beta)^2 \ll 1$ это ферромагнитная фаза с относительной температурой Кюри $\tau_{C0} = \tau_{C1} = J_0(1 + P\kappa\beta)$. Для нее характерно существование спонтанного момента $m \neq 0$ при $h = 0$ и отличный от нуля параметр $q \geq m^2$. Переход FM ($m = q = 0$)–FM ($m \neq 0, q \neq 0$) при $\tau_{C0} = \tau_{C1} = J_0(1 + P\kappa\beta)$ реализуется как превращение первого рода при выполнении неравенства $\eta_0 \geq J_0^2(1 + P\kappa\beta)^3 / [J_0^2(1 + P\kappa\beta)^2 - 1]$, которое определяется из условия

$$m^2 \left[(\partial^2 G / \partial m^2)(\partial^2 G / \partial \omega^2) - (\partial^2 G / \partial \omega \partial m)^2 \right]_{\tau=\tau_{C1}, m \rightarrow 0} \leq 0. \quad (10)$$

При $J_0 < 1$ ($\tilde{J}_0 < J$) FM фаза спонтанно не реализуется, но ниже температуры замерзания $\tau_{SG}(P\kappa\beta)$ возникает решение $m = 0, q \neq 0$, соответствующее спин-стеклольной фазе. Температура замерзания находится из уравнения $\tau_{SG}^2 = [1 + \alpha^2 \omega^2 (\tau_{SG}, P\kappa\beta) / 2]$. При $\alpha^2 \equiv (\gamma/\beta)^2 \ll 1$ барическая зависимость этой величины не зависит от знака β и приводится к виду

$$\tau_{SG}(P\kappa\beta) \approx 1 + (P\kappa\beta)^2 \alpha^2 / 4. \quad (11)$$

Температурные зависимости величин $m(\tau)$, $\sqrt{q(\tau)}$ как решений уравнений (8) приведены на рис. 1 для различных значениях параметров модели α , η_0 и J_0 . Видно, что для $J_0 > 1$ при понижении температуры спонтанно возникает FM состояние. Параметр $q(m)$ в этом случае не является самостоятельной величиной и при исчезновении ферромагнитного состояния также исчезает. При этом изменение обоих параметров происходит плавно ($\eta = 0$, рис. 1(а)), скачкообразно ($\eta = 4$, рис. 1(в)) или более сложным образом ($\eta = 2, 7$, рис. 1(в)) в зависимости от величины η_0 . Если первые два случая типичны для обменно-стрикционных моделей магнитного упорядочения и не противоречат условию (10), то последний демонстрирует особенности, свойственные только сжимаемой модели Шеррингтона–Киркпатрика. Действительно, как видно на вставке на рис. 1(в), для промежуточных значений параметра η понижение температуры в области $\tau_{C1} < \tau \leq \tau_{C0}$ приводит вначале к плавному, а затем (при $\tau_{C1} = \tau$) скачкообразному возникновению FM упорядочения. Напротив, при повышении температуры переход в разупорядоченное состояние при $\tau = \tau_{C2}$ сопровождается скачкообразным изменением параметров $m, q(m)$.

При $J_0 = 0,9$ ($\tilde{J}_0 < J$) (рис. 1(б)) решения уравнений (8) анализируются для $\eta_0 = 4$ и двух значений α . В этом случае зависимость $q(\tau)$ при $m(\tau) \equiv 0$ описывает спин-стеклольное поведение при $\tau \leq \tau_{SG} = 1$ (рис. 1(г)).

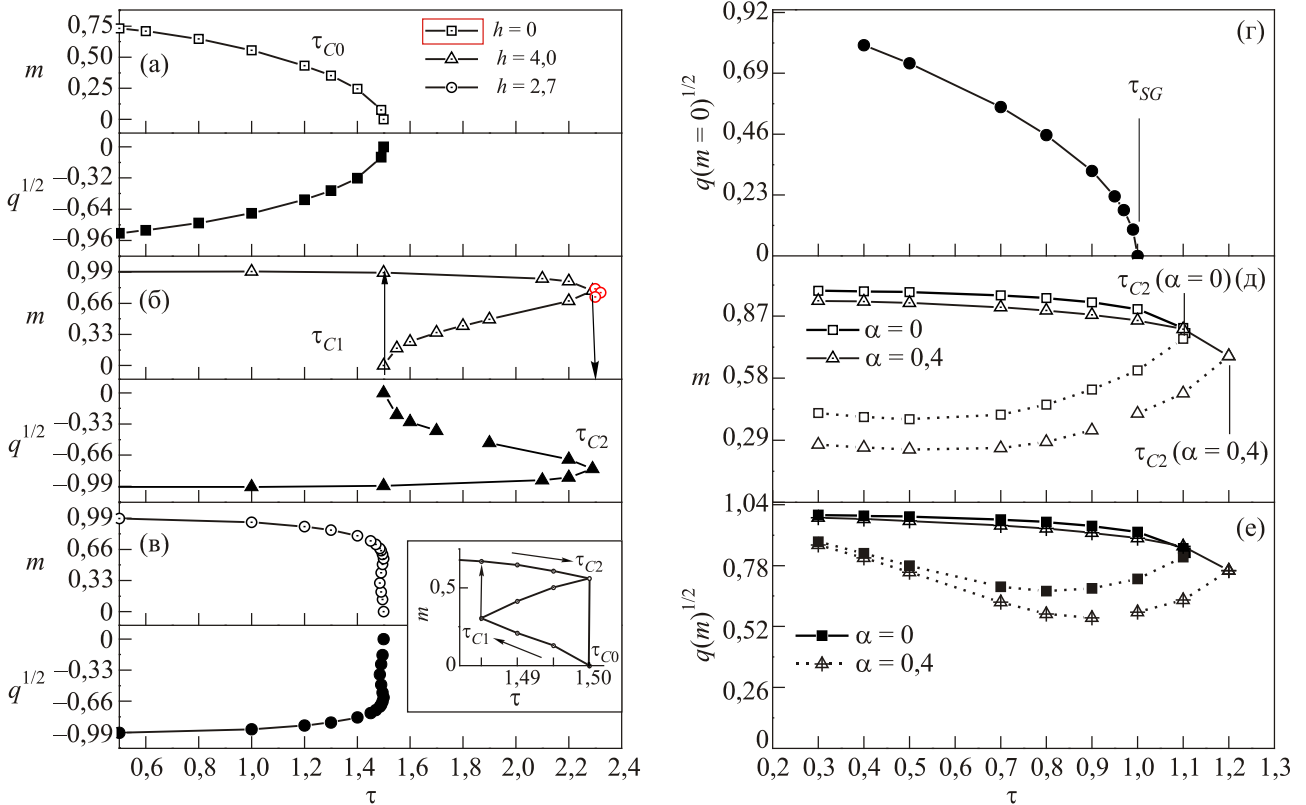


Рис. 1. Температурные зависимости параметров порядка сжимаемой модели Шеррингтона–Киркпатрика, описывающие различные типы ферромагнитного и спин-стекольного упорядочения при различных значениях J , η и α . Переходы РМ–ФМ ($J = 1,5$) при различных значениях η (а)–(в); переход РМ–SG при $J = 0,9$, $\eta = 4, \alpha = 0$; температурные зависимости параметров магнитного порядка m и $q(m)$ в метастабильной фазе ФМ (д), (е); пунктирные кривые на этих зависимостях соответствуют состояниям энергетического барьера, разделяющего ФМ, РМ ($\tau > \tau_{SG}$) и ФМ, SG ($\tau < \tau_{SG} = 1$) состояния.

Это решение не чувствительно к параметру α в отличие от решений $q(m(\tau))$, $m(\tau) \gg 0$, которые соответствуют ферромагнитному метастабильному состоянию (рис. 1(д),(е)). Ферромагнитное состояние не возникает спонтанно при понижении температуры, но может необратимо стабилизироваться под воздействием однократных импульсов давления (рис. 2(а),(б)) или магнитного поля (рис. 3(а),(б)). Необратимые переходы под давлением могут реализоваться в том случае, когда амплитуда нарастания импульса сжатия достигает значения P_{C1} , а амплитуда растяжения не достигает значения P_{C2} . Для необратимых переходов в магнитном поле эти условия приводятся к виду $h \geq h_{C1}$ и $h_{C2} < 0$. Причем в зависимости от температуры необратимые переходы будут соответствовать переходам РМ–ФМ при $\tau_{C2} > \tau > \tau_{SG}$ или SG–ФМ при $\tau < \tau_{SG}$, рис. 2(а),(б). Увеличение давления, так же как и учет объемной зависимости дисперсии $J^2(\omega) = J^2(1 + \gamma^2\omega^2)$, при введении конечного значения $\alpha^2 = \gamma^2/\beta^2$ смещает индуцированные полем переходы в область меньших магнитных полей (рис. 3) и увеличивает температуру спонтанного исчезновения метастабильного ФМ состояния (рис. 1(д),(е)).

Барические зависимости ферромагнитного ($m(P')$) и спин-стекольного ($q^{1/2}(P')$) параметров порядка при $\tau > \tau_{SG}$, так же как и температурные, могут обнаруживать присущие только рассматриваемой модели особенности. Как видно на рис. 2(в),(г), при увеличении давления переходу первого рода РМ–ФМ при $P_{C\beta} = P' = P'_{C1}$ предшествует плавное нарастание намагниченности в области $P'_{C0} \leq P' < P'_{C1}$. Зависимости $\tau(P'_{C0})$ формируют дополнительную линию переходов второго рода на фазовой диаграмме (рис. 4), которая построена на основе барических смещений кривых $m(P')$ (рис. 2). $\tau - P'$ — область между границей исчезновения $\tau_{C2} = \tau(P'_{C2})$ и границами возникновения $\tau_{C1} = \tau(P'_{C1})$, $\tau(P'_{C0})$ ($\tau > \tau_{max}$) ФМ состояния — соответствует области необратимых индуцированных магнитным полем переходов первого рода. Для этой области кривые намагничивания имеют вид, приведенный на рис. 3(а). Для них характерно присутствие только критического поля возникновения ФМ состояния (отмеченное стрелками вверх). Поле исчезновения ФМ состояния (отмеченное стрелками вниз) отсутствует. Поэтому при наличии большой магнито-стрикции индуцированное магнитным полем ФМ состояние сохраняется и без поля. Линия $\tau_{max}(P')$ на диа-

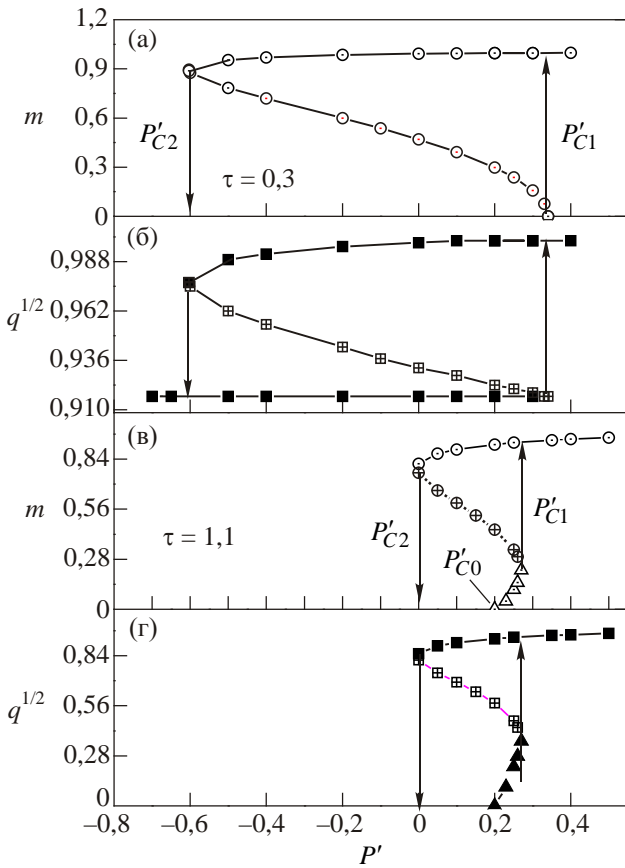


Рис. 2. Барические зависимости параметров магнитного порядка сжимаемой модели Шеррингтона–Киркпатрика. Зависимости $m(P)$, $q(P)$, описывающие необратимые (а), (б) и обратимые (в), (г) индуцированные давлением переходы SG–FM (PM–FM); стрелочки вверх(вниз) определяют границы возникновения (исчезновения) FM состояние по давлению.

грамме соответствует температурам максимума изобарических зависимостей магнитной восприимчивости от температуры $\chi(\tau)$ (рис. 6). На практике эти температу-

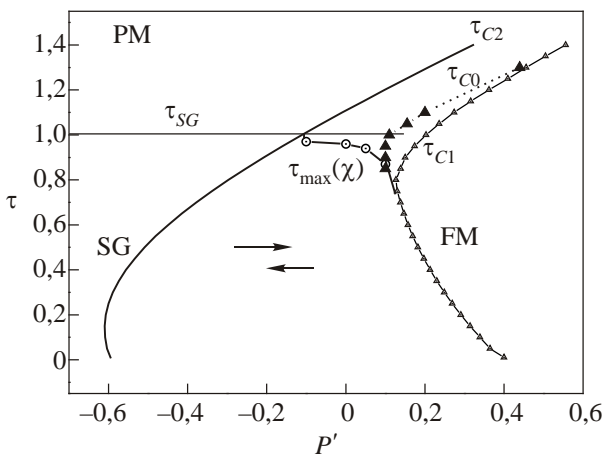


Рис. 4. Теоретическая $\tau(P')$ диаграмма сжимаемой модели, рассчитанная для $\eta = 4$, $J_0 = 0,9$, $h = \alpha = 0$. Линии τ_{SG} , $\tau_{\max}(\chi)$ описывают барические зависимости температуры τ_{SG} (рис. 1(г)) и температуры максимуму магнитной восприимчивости (рис. 6 (а)).

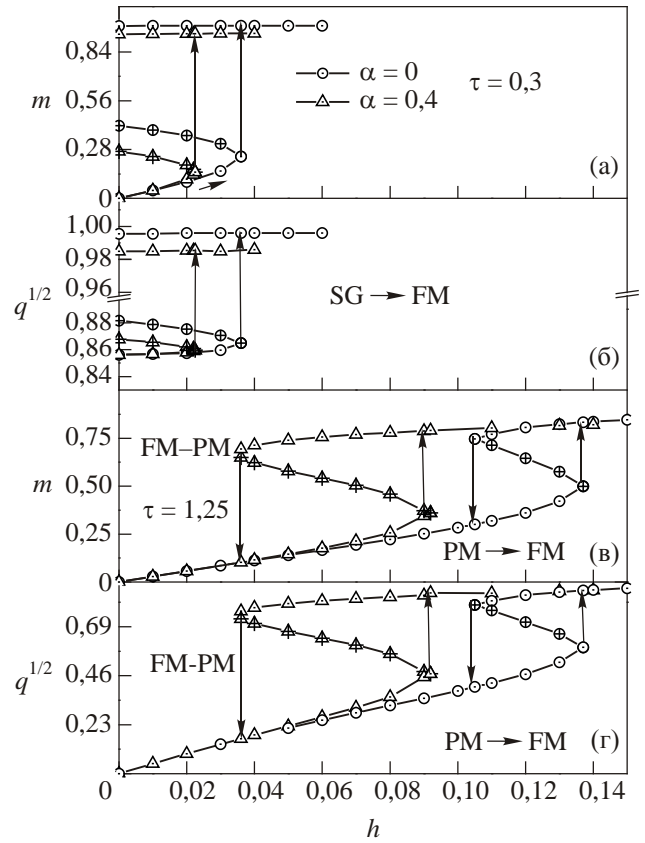


Рис. 3. Полевые зависимости параметров магнитного порядка сжимаемой модели Шеррингтона–Киркпатрика. Зависимости $m(h)$, $q(h)$, описывающие обратимые индуцированные полем переходы SG–FM (PM–FM)); стрелочки вверх(вниз) определяют поля возникновения h_{C1} (исчезновения h_{C2}) FM состояния.

ры отождествляются с температурами τ_{SG} , которые соответствуют температуре перехода спин-стеклового состояния в парамагнитное и не зависят от давления (11). Однако величина магнитной восприимчивости χ в сла-

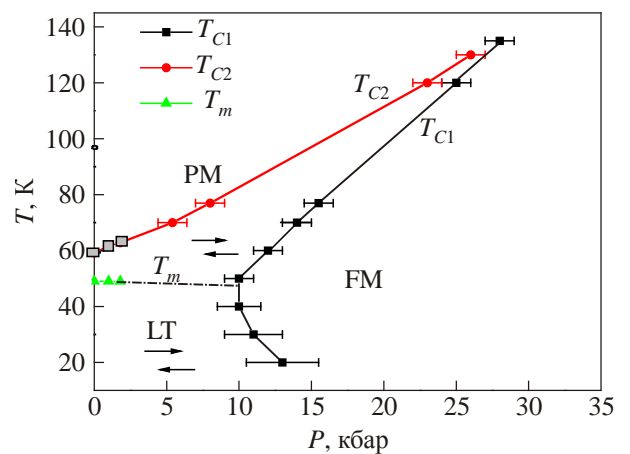


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Экспериментальная T - P -диаграмма поликристаллического соединения $(\text{Sm}_{0,5}\text{Gd}_{0,5})_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ [10]. T_m — температура максимуму восприимчивости.

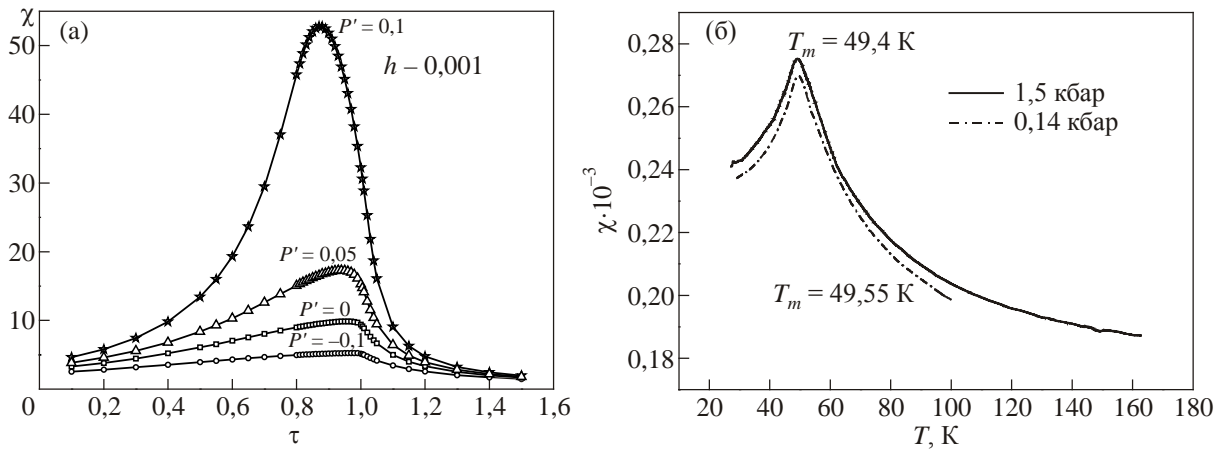


Рис. 6. Смещение температурной зависимости начальной магнитной восприимчивости χ при возрастании давления. модельные кривые $\chi(\tau, h = 0,001)$ при различных значениях безразмерного давления $P' = P\beta\kappa$ (а); экспериментальные зависимости $\chi(T)$, измеренные для двух значений давления, в переменном магнитном поле с частотой 1000 Гц ($H_0 = 0$ Э) в поликристаллическом образце $(\text{Sm}_{0,5}\text{Gd}_{0,5})_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$.

бых полях для сжимаемой модели Шеррингтона–Киркпатрика возрастает с увеличением давления:

$$\chi(\tau) = (1 - q(\tau)) / [\tau - J_0(1 - q(\tau)(1 + P\kappa\beta))]. \quad (12)$$

При этом температура максимума τ_{\max} зависимости $\chi(\tau)$ убывает при возрастании давления (рис. 6). При увеличении напряженности слабого магнитного поля этот максимум размывается и смещается в область низких температур; величина восприимчивости в максимуме при этом уменьшается (рис. 7(а)). Именно эти результаты теории Шеррингтона–Киркпатрика для спиновых стекол, подтвержденные экспериментальными данными (рис. 7(б)) [15], делают ее столь же значимой,

сколько и теория молекулярного поля для магнитоупорядоченных веществ.

Простота модели Шеррингтона–Киркпатрика, обусловленная ее реплично-симметричным характером, одновременно порождает и ее известный существенный недостаток — отрицательность энтропии при низких температурах и, как следствие, неустойчивость решений уравнений (8) [16]. Эти решения, соответствующие экстремумам свободной энергии, являются не минимумом энергии, а седловой точкой (рис. 8).

В заключение отметим, что, несмотря на указанные недостатки исходной модели, полученные для сжимаемой модели Шеррингтона–Киркпатрика результаты позволили распространить представления о метаста-

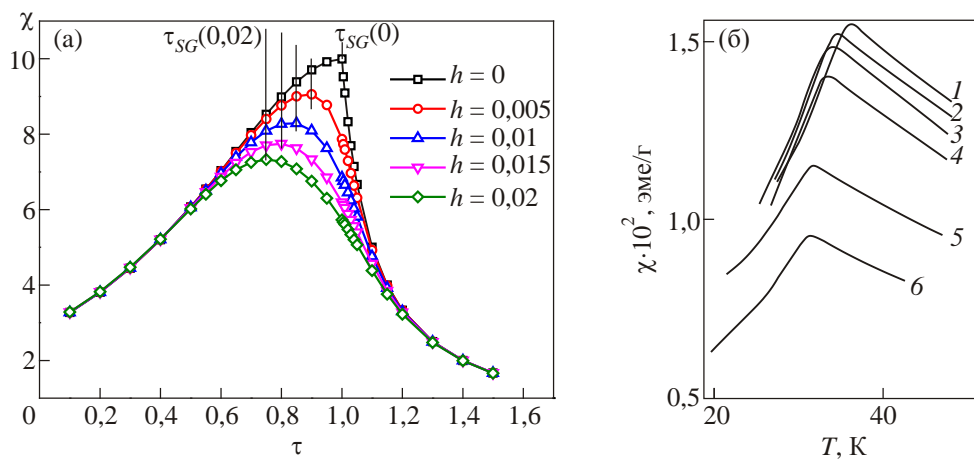


Рис. 7. (Онлайн в цвете) Смещение температурной зависимости начальной магнитной восприимчивости χ при возрастании магнитного поля. Модельные кривые $\chi(\tau, P\kappa\beta = 0)$ при различных значениях безразмерного магнитного поля h (а); экспериментальные зависимости $\chi(T, P = 0)$ в переменном магнитном поле с частотой 500 Гц ($H_0 = 0,3$ Э) и воздействие на эту зависимость постоянного магнитного поля H , кЭ: 0 (1), 10 (2), 20 (3), 35 (4), 50 (5) и 70 (6) (б) для состава $\text{Fe}_{0,67}\text{Cr}_{1,33}\text{Sn}_{0,67}\text{S}_4$. Постоянное магнитное поле приложено параллельно переменному [15].

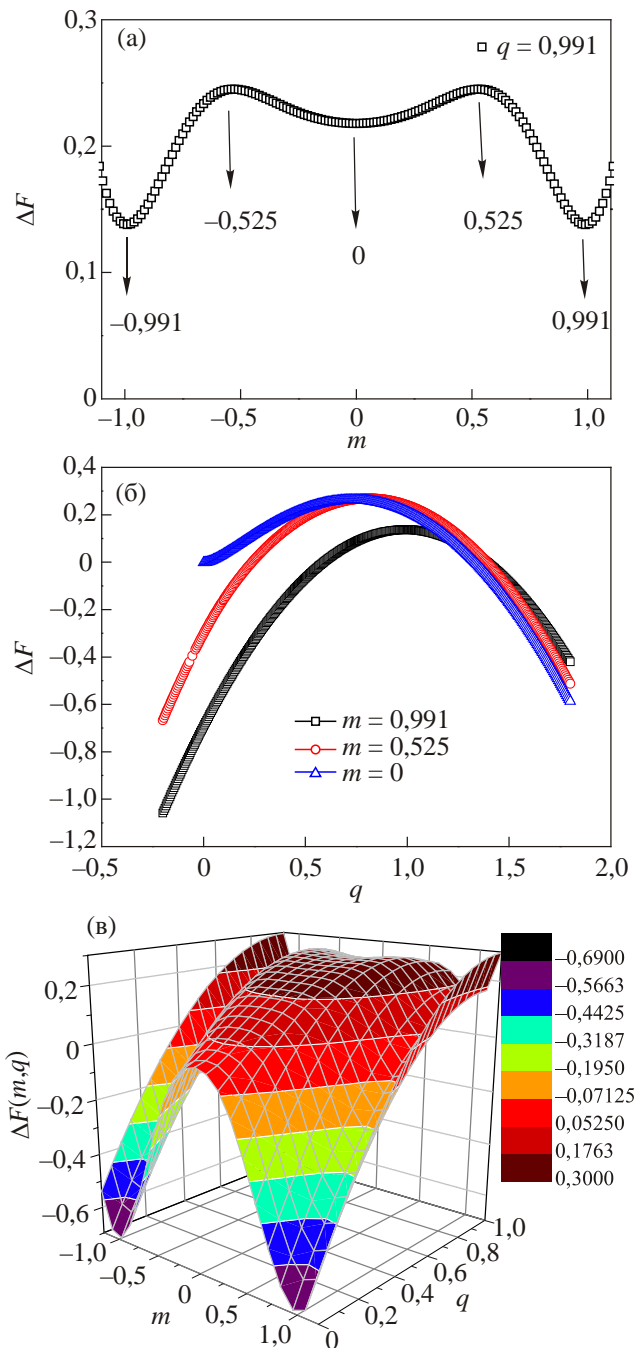


Рис. 8. (Онлайн в цвете) Зависимость свободной энергии от параметров спин-стекольного и ферромагнитного порядков в метастабильной области $\tau - P'$ -диаграммы при $\tau = 0,3$, $h = 0$. $\Delta F(m, q = 0,991)$ (а); $\Delta F(m = \text{const}, q)$ (б); $\Delta F(m, q)$ (в).

бильной $P-T$ -области и необратимых индуцированных магнитным полем переходов на спин-стекольные материалы. Рассмотренная обменно-стрикционная модель магнитных фазовых переходов с двумя параметрами порядка, которые описывают ферромагнитное и спин-стекольное состояния, качественно верно отражает основные экспериментальные особенности $P-T-H$ -диаграмм $(\text{Sm}_{0,5}\text{Gd}_{0,5})_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ (рис. 5). Модель позволила показать, что вероятным механизмом формирования

магнитоупорядоченных фаз в $(\text{Sm}_{0,5}\text{Gd}_{0,5})_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ может являться обменно-стрикционный, дополненный вкладом от конкуренции ферромагнитного m и спин-стекольного q параметров порядка.

Авторы выражают благодарность Б.М. Тодрису за предоставленные результаты по измерению барических зависимостей магнитной восприимчивости и материалы будущей публикации об измерениях частотной зависимости восприимчивости, подтверждающие наличие спин-стекольного состояния в системе $(\text{Sm}_{0,5}\text{Gd}_{0,5})_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$.

1. А.А. Галкин, Э.А. Завадский, В.М. Смирнов, В.И. Вальков, *ДАН СССР* **218**, 552 (1974).
2. А.А. Галкин, Э.А. Завадский, В.М. Смирнов, В.И. Вальков, *Письма ЖЭТФ* **20**, 253 (1974).
3. Э.А. Завадский, В.И. Вальков, *Магнитные фазовые переходы*, Наукова думка, Киев (1980).
4. И.Н. Нечипоренко, *ФНТ* **1**, 1481 (1975) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **1**, 712 (1975)].
5. В.Г. Барьяхтар, И.М. Витебский, Д.А. Яблонский, *ФТТ* **23**, 1448 (1981).
6. Э.А. Завадский, В.И. Каменев, Е.П. Стефановский, А.Л. Сукстанский, Д.А. Яблонский, *Препринт ДонФТИ* 91–14 (1991), 52 с.
7. В.А. Гордиенко, К.А. Дюльдина, *ФММ* **58**, 36 (1984).
8. E. Liu, W. Wang, L. Feng, W. Zhu, G. Li, J. Chen, H. Zhang, G. Wu, C. Jiang, H. Xu, and F. de Boer, *Nature Commun.* **3**, 873 (2013).
9. Y. Tomioka, Y. Okimoto, J.H. Jung, R. Kumai, and Y. Tokura, *Phys. Rev. B* **68**, 094417 (2003).
10. Б.М. Тодрис, Е.А. Дворников, Ф.Н. Буханько, В.И. Вальков, *ФНТ* **35**, 998 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 782 (2009)].
11. D. Sherrington and S. Kirkpatrick, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1792 (1975).
12. S. Kirkpatrick and D. Sherrington, *Phys. Rev. B* **17**, 4384 (1978).
13. S.F. Edwards and P.W. Anderson, *J. Phys. F* **5**, 965 (1975).
14. В.И. Вальков, А.В. Головчан, А.В. Росляк, *ФТВД* **21**, 7 (2011).
15. D.B. Liarte, S.R. Salinas, and C.S.O. Yokoi, *J. Phys. A: Math. Theor.* **42**, 205002 (2009).
16. В.И. Белоконов, К.В. Нефедев, М.А. Савунов, *ФТТ* **48**, 1649 (2006).
17. В.А. Гордиенко, К.А. Дюльдина, *ФММ* **58**, №2, 36 (1984).
18. И.Я. Коренбит, Е.Ф. Шендер, *УФН* **157**, 267 (1989).

Irreversible transitions in the exchange-stricton model of spin-glass state

V.I. Valkov and A.V. Golovchan

Assuming the negative volume dependence of exchange integrals makes it possible to turn to a compressible Sherrington–Kirkpatrick spin-glass model. Within

the proposed model the temperature-pressure phase diagrams were calculated and pressure- and magnetic field-induced first-order phase transitions from original paramagnetic and spin-glass states to ferromagnetic one were predicted. It is shown that the application of pressure in the spin-glass state not only increases and shifts magnetic susceptibility, but also reduces the critical values of magnetic field-induced irreversible phase transitions from spin-glass to ferromagnetic state.

The obtained results are used to describe the spin-glass state in $(\text{Sm}_{1-x}\text{Gd}_x)_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$.

PACS: 75.30.Kz Magnetic phase boundaries;
75.50.Lk Spin glasses and other random magnets.

Keywords: spin-glass, phase P - T diagrams, manganites