

УДК 536.46 : 538.214

## НЕЛИНЕЙНАЯ МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ И ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД «ПАРАМАГНЕТИК—СПИНОВОЕ СТЕКЛО» В СПЛАВАХ 3d-ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Г. А. Такзей

Динамическим методом изучены нелинейные магнитные восприимчивости кристаллических (FeNiCr, PdFeMn) и аморфного (FeNi) спиновых стекол. Показано, что во всех случаях превращение из парамагнитного в спин-стекольное состояние имеет характер кооперативного процесса, развивающегося при конечной критической температуре. Определены критические индексы, оказавшиеся близкими для спиновых стекол с разными типами конкурирующего обменного взаимодействия.

Теоретическое рассмотрение спиновых стекол (СС) в приближении молекулярного поля с бесконечным радиусом взаимодействия, а также машинное моделирование анизотропных гейзенберговских СС с РККИ-обменом и изинговских СС с взаимодействием ближайших соседей показывает, что превращение «парамагнетик—СС» (ПМ—СС) должно иметь кооперативный характер и происходить при конечной критической температуре (см., например, обзор [1]). Экспериментально наличие фазового перехода ПМ—СС, главным образом по результатам исследований нелинейной магнитной восприимчивости, было подтверждено для большого количества разбавленных сплавов благородных металлов с 3d-переходными [2, 3], в которых замороженное состояние возникает из-за наличия в них дальнего действующего знакопеременного РККИ-обмена.

Гораздо хуже обстоит дело с экспериментальным изучением металлических кристаллических и аморфных спин-стекольных систем, в которых преобладающим типом обменного взаимодействия является прямой обмен разных знаков между магнитоактивными атомами в пределах одной-двух координационных сфер. Например, в работах [4-8] показано, что в разупорядоченных ГЦК-сплавах FeNiCr и FeNiMn фазовый переход ПМ—СС существует, а в работе [9] его наличие отрицается. В то же время фазовый переход ПМ—СС должен описываться законами подобия и характеризоваться степенными расходимостями нелинейных восприимчивостей вблизи критической температуры [1, 10].

В настоящей работе, посвященной изучению нелинейных магнитных восприимчивостей кристаллических и аморфных концентрированных СС, показано, что и в сплавах с РККИ-обменом и в сплавах с короткодействующим конкурирующим обменом превращение ПМ—СС имеет кооперативный характер, развивается при конечной критической температуре и характеризуется близкими значениями критических индексов.

### 1. М е т о д и к а э к с п е р и м е н т а

Намагниченность  $M$  магнетика, помещенного в малое магнитное поле  $H$ , можно представить в виде

$$M = M_0 + \chi_0 H + \chi_1 H^2 + \chi_2 H^3 + \dots, \quad (1)$$

где  $M_0$  — спонтанная намагниченность,  $\chi_0$  — линейная, а  $\chi_1, \chi_2$  и т. д. — нелинейные магнитные восприимчивости. Из соображений симметрии ясно, что в отсутствие магнитного порядка ( $M_0=0$ ), например, для СС нелинейные восприимчивости  $\chi_1, \chi_3$  и т. д. тождественно равны нулю. Другими словами, в СС могут существовать лишь нелинейные восприимчивости  $\chi_{2n}$ , где  $n=1, 2, \dots$ .

В настоящее время нелинейные восприимчивости  $\chi_{2n}$  обычно исследуют двумя методами: статическим и динамическим. В первом случае изучается сингулярная часть  $\chi_s$  магнитной восприимчивости, определяемая соотношением

$$\chi_s = M/H - \chi_0,$$

где  $M/H$  — полная, а  $\chi_0 = (dM/dH)_{H \rightarrow 0}$  — начальная магнитная восприимчивость. Очевидно, для СС в  $\chi_s$  входят все члены ряда (1) при нечетных степенях магнитного поля. Поэтому выделение компонент  $\chi_{2n}$  в статическом эксперименте возможно лишь с помощью машинной обработки при варьировании достаточно большого числа параметров. Обычно  $\chi_2 \approx (10^{-1} - 10^{-3}) \chi'_0$ , а восприимчивости  $\chi_4$  и т. д. оказываются еще меньшими [11]. Поэтому при применении статических методов предъявляются очень жесткие требования к точности измерений. В то же время в динамическом методе при условии подавления сигнала от высших и низших гармоник соответствующие нелинейные восприимчивости  $\chi_{2n}$  могут быть непосредственно измерены на третьей, пятой и т. д. гармониках основной частоты синусоидального магнитного поля (формула (1)). В силу указанных причин в настоящей работе нелинейные магнитные восприимчивости СС исследовались динамическим методом. Во избежание влияния на результаты измерений паразитных сигналов от основной и высших гармоник применялись режекторные фильтры, позволившие дополнительно подавить отмеченные паразитные сигналы в 100 и более раз.

Для исследования были выбраны сплавы ГЦК-систем  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{80-x}\text{Cr}_{20}$  ( $x=3, 4, 58$  ат.%),  $\text{Pd}_{98-x}\text{Fe}_2\text{Mn}_x$  ( $x=9$  ат.%), а также аморфный сплав  $(\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x})_{77}\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$  ( $x=0.07$ ). В области составов  $x < 5$  ат.%, в сплавах  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{80-x}\text{Cr}_{20}$  основную роль в формировании СС играет РККИ-обмен между атомами железа, растворенными в ПМ матрице NiCr [12]. В области составов  $x \approx 55$  ат.%, для той же системы сплавов, так же как и для сплава  $\text{Pd}_{81}\text{Fe}_2\text{Mn}_9$ , преобладает прямой знакопеременный обмен между соседними атомами [13, 14]. В аморфном сплаве  $(\text{Fe}_{0.07}\text{Ni}_{0.93})_{77}\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$ , по-видимому, знакопеременный обмен отсутствует, а состояние СС образуется из-за значительной дисперсии обменного интеграла [15].

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В ряде работ показано [10, 16], что фазовый переход ПМ—СС должен описываться скейлинговым уравнением, для сингулярной части  $\chi_s$  восприимчивости СС имеющим вид (при условии малости измерительного магнитного поля)

$$\chi_s = \tau^\beta F(h^2/\tau^\varphi) = a_2 h^2 \tau^{\beta-\varphi} + a_4 h^4 \tau^{\beta-2\varphi} + \dots, \quad (2)$$

где  $F(x)$  — скейлинговая функция;  $\tau = (T/T_c - 1)$  — приведенная температура;  $h = \mu g H / k_B T_c$  — приведенное магнитное поле;  $a_{2n}$  — коэффициенты разложения  $\chi_s$  в ряд по степеням  $h^2 \tau^{-\varphi}$ ;  $\varphi = \gamma + \beta$ ;  $\gamma$  и  $\beta$  — соответственно критические индексы обобщенной восприимчивости  $\chi_{EA} = 1/N \cdot \sum_{i,j} \langle \langle S_i S_j \rangle_T - \langle S_i \rangle_T \langle S_j \rangle_T \rangle_T$  и параметра порядка  $q_{EA} = \langle \langle S_i \rangle_T^2 \rangle_T$  СС. Здесь  $\langle \dots \rangle_T$  означает термодинамическое, а  $\langle \dots \rangle_I$  конфигурационное усреднение. Отметим, что члены ряда (2) пропорциональны определяемым экспериментально нелинейным восприимчивостям, т. е.  $a_{2n} \tau^{\beta-n\varphi} = \chi_{2n}$ , где  $n=1, 2, \dots$ .

На рис. 1 в качестве примера приведены типичные температурные зависимости линейной динамической восприимчивости  $\chi'_0$  и нелинейных

восприимчивостей  $\chi_2$ ,  $\chi_4$  аморфного СС ( $\text{Fe}_{0.07}\text{Ni}_{0.93}\text{B}_{77}\text{Si}_{10}$ ). Видно, что вблизи температуры  $T_f$  излома зависимости  $\chi'_0(T)$  наблюдаются резкие аномалии  $\chi_2(T)$  и  $\chi_4(T)$ .

По полученным экспериментальным зависимостям  $\chi_2(T)$  и  $\chi_4(T)$  можно судить о наличии или отсутствии фазового перехода ПМ—СС в исследуемых системах. Действительно, из разложения (2) следует

$$\chi_2 \sim \tau^{-\gamma}, \quad \chi_4 \sim \tau^{-(\beta+2\gamma)}, \quad (3), (4)$$

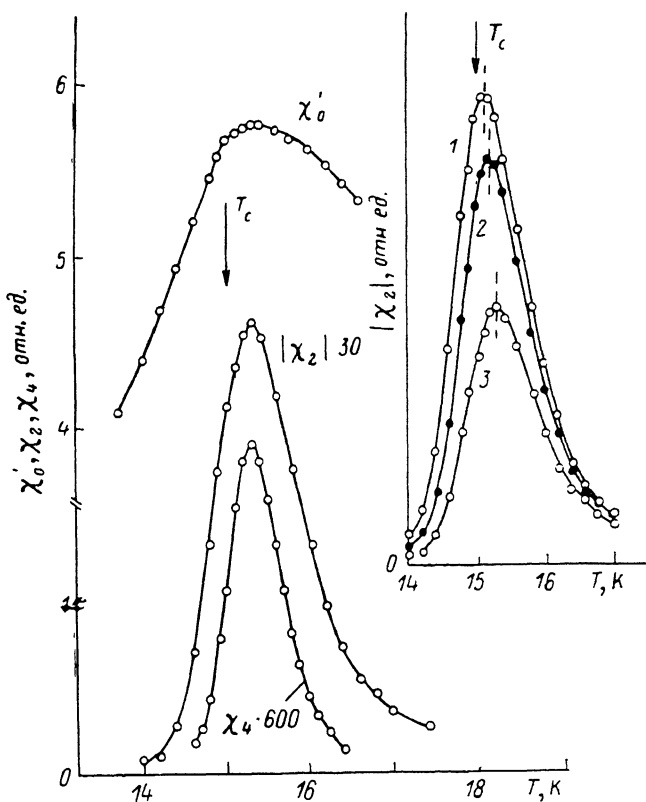


Рис. 1. Температурные зависимости линейной  $\chi'_0$  и нелинейных  $\chi_2$ ,  $\chi_4$  восприимчивостей для аморфного спиновое стекла ( $\text{Fe}_{0.07}\text{Ni}_{0.93}\text{B}_{77}\text{Si}_{10}$ ).

Напряженность измерительного поля 3 Э, частота 200 Гц. На вставке — температурная зависимость  $|\chi_2|$  при различных частотах перемещающегося поля. 1 — 60, 2 — 120, 3 — 240 Гц.

откуда для температур  $T > T_c$  получаем

$$|\chi_4/\chi_2| \sim |\chi_2|^{(1+\beta/\gamma)}. \quad (5)$$

Таким образом, если соотношение (5) выполняется на эксперименте, это однозначно свидетельствует о справедливости разложения (2) и переход ПМ—СС является истинным фазовым переходом, описываемым скейлинговым уравнением состояния.

На рис. 2 в качестве примера в двойном логарифмическом масштабе приведены результаты сопоставления  $\chi_2$  и  $\chi_4$  для аморфного и кристаллического СС. Видно, что в обоих случаях соотношение (5) выполняется в широком температурном интервале и, следовательно, в рассмотренных сплавах происходит кооперативный фазовый переход ПМ—СС. Из приведенных данных можно определить показатель степени при  $|\chi_2|$  (формула (5)), который, например, для аморфного СС ( $\text{Fe}_{0.07}\text{Ni}_{0.93}\text{B}_{77}\text{Si}_{10}$ ) составил  $1+\beta/\gamma=1.18\pm 0.10$  и для кристаллического СС  $\text{Fe}_{58}\text{Ni}_{22}\text{Cr}_{20}$   $1+\beta/\gamma=1.43\pm 0.10$ .

Температуры  $T_c$  фазового перехода и критические индексы для некоторых спиновых стекол

Состав	$T_c$ , К	$\gamma$	$\beta$	$\delta$	$\nu$
Теория молекулярного поля		1	1		
$\text{Fe}_{58}\text{Ni}_{22}\text{Cr}_{20}$	$15.6 \pm 0.1$	$2.1 \pm 0.1$	$0.9 \pm 0.1$	$3.3 \pm 0.2$	$1.3 \pm 0.2$
$\text{Fe}_3\text{Ni}_{77}\text{Cr}_{20}$	$4.6 \pm 0.05$	$2.15 \pm 0.10$	$1.0 \pm 0.1$	$3.2 \pm 0.2$	$1.4 \pm 0.2$
$\text{Fe}_4\text{Ni}_{76}\text{Cr}_{20}$	$8.4 \pm 0.1$	$2.0 \pm 0.1$			
$\text{Pd}_{89}\text{Fe}_2\text{Mn}_9$	$11.1 \pm 0.1$	$2.2 \pm 0.1$	$0.95 \pm 0.10$	$3.3 \pm 0.2$	$1.4 \pm 0.2$
$(\text{Fe}_{0.07}\text{Ni}_{0.93})_{77}\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$	$15.0 \pm 0.1$	$2.05 \pm 0.10$	$0.38 \pm 0.10$	$6.4 \pm 0.2$	$0.9 \pm 0.2$
$\text{Ag}_{99.5}\text{Mn}_{0.5}$ [21]	$2.94 \pm 0.01$	$2.1 \pm 0.1$	$0.9 \pm 0.2$	$3.3 \pm 0.2$	$1.3 \pm 0.2$
$\text{Ag}_{99.5}\text{Mn}_{0.5}$ [30]		$2.2 \pm 0.2$	$1.0 \pm 0.1$		
$\text{Ag}_{79.5}\text{Mn}_{20.5}$ [30]		$2.2 \pm 0.2$	$1.0 \pm 0.1$		
$\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{20}\text{Cr}_{15}$ [7]	$20.6 \pm 0.1$	$2.75 \pm 0.07$	$0.55 \pm 0.05$		
$\text{Fe}_{70}\text{Ni}_{20}\text{Cr}_{10}$ [7]	$21.2 \pm 0.1$	$2.65 \pm 0.10$	$0.60 \pm 0.05$		

Таким образом, мы убедились, что для рассматриваемых СС применимо разложение (2). Это означает, что температурные зависимости  $\chi_2$  подчиняются степенному закону (3), что подтверждается данными (рис. 3). Выполненная на ЭВМ по методу наименьших квадратов обработка температурных зависимостей  $\chi_2$  по формуле (3) позволила определить критические температуры  $T_c$  всех изученных СС (отмечено вертикальными стрелками на рис. 1; см. также таблицу), величины которых совпали с их зна-

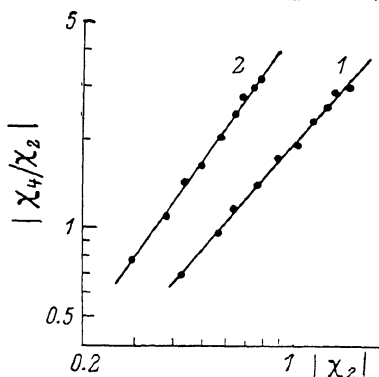


Рис. 2. Зависимость  $|\chi_4/\chi_2|$  от  $|\chi_2|$  в двойном логарифмическом масштабе для спиновых стекол  $(\text{Fe}_{0.07}\text{Ni}_{0.93})_{77}\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$  (1) и  $\text{Fe}_{65}\text{Ni}_{20}\text{Cr}_{15}$  (2).

чениями, полученными из исследований низкочастотной критической динамики [4, 5, 17]. Обращает на себя внимание тот факт, что критическая температура  $T_c$  не совпадает ни с температурой излома на зависимости  $\chi'_0(T)$ , ни с температурой максимумов  $|\chi_2(T)|$  и  $\chi_4(T)$  (рис. 1). Причины этого явления будут рассмотрены ниже.

С помощью описанной процедуры был определен также критический индекс  $\gamma$  для всех рассмотренных СС, значения которого оказались близкими к 2 (см. таблицу).

Эксперименты, выполненные рядом авторов (см. обзоры [2, 3]), показывают, что значения критического индекса  $\gamma$  нелинейной восприимчивости  $\chi_2$  колеблются в пределах от 0 до 3.8 и зависят от типа изучаемых систем, способа измерения нелинейной восприимчивости и условий эксперимента. В связи с этим отметим следующие два обстоятельства.

Во-первых, из-за наличия в металлических СС анизотропии Дзялошинского—Мория [18, 19] величина  $\gamma$  может зависеть от напряженности измерительного магнитного поля и температуры. Например, для разбавленного СС  $\text{Cu}_{99.8}\text{Mn}_{0.2}$  в малых полях ( $H \leq 300$  Э) вблизи  $T_c$   $\gamma = 2.2 \pm 0.1$  (случай сильной анизотропии), а в более сильных полях ( $H \geq 1000$  Э) и при более высоких температурах  $\gamma = 3.3 \pm 0.3$  (случай слабой анизотропии) [20].

Во-вторых, выполненные в настоящей работе эксперименты показывают, что в присутствии даже небольшого постоянного магнитного поля вблизи температуры  $T_f$  экстремумов  $\chi'_0(T)$ ,  $\chi_2(T)$  и  $\chi_4(T)$  возникают четные по магнитному полю нелинейные восприимчивости  $\chi_1, \chi_3$  и т. д. (см. формулу (1)). Например, для аморфного СС  $(\text{Fe}_{0.07}\text{Ni}_{0.93})_{77}\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$  в магнитном

поле Земли вблизи  $T_c$ ,  $\chi_1$  составила  $\sim(0.008 \div 0.012) \chi_0'$  и исчезла при полной компенсации геомагнитного поля. Аналогичное явление наблюдалось авторами [21] в разбавленных СС AgMn. Следовательно, если не предпринимать специальных мер, нелинейные восприимчивости  $\chi_1$ ,  $\chi_3$  и т. д. в критической области будут иметь заметную величину и, как легко видеть, нарушится справедливость разложения (2). Естественно, при этом неверно будут определены критические индексы. Указанное обстоятельство полностью игнорируется в большинстве работ, посвященных исследованиям нелинейной магнитной восприимчивости СС статическими методами. Попутно отметим, что непосредственное наблюдение в процессе проведения эксперимента нелинейных восприимчивостей  $\chi_1$ ,  $\chi_3$  и т. д. возможно только при использовании динамического метода измерения восприимчивости, что подтверждает правильность выбранной в настоящей работе экспериментальной методики.

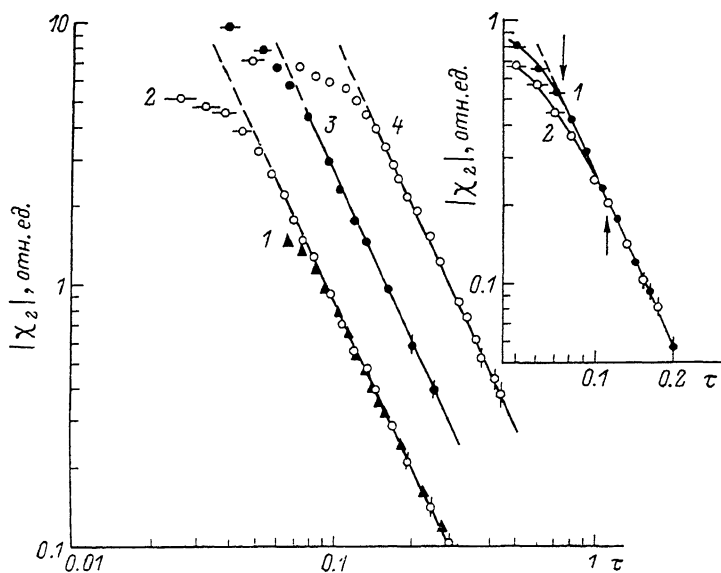


Рис. 3. Зависимость нелинейной магнитной восприимчивости  $|\chi_2|$  от приведенной температуры  $\tau$  для спиновых стекол  $\text{Pd}_{89}\text{Fe}_2\text{Mn}_9$  (1),  $\text{Fe}_{53}\text{Ni}_{22}\text{Cr}_{20}$  (2),  $(\text{Fe}_{0.07}\text{Ni}_{0.93})_{77}\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$  (3),  $\text{Fe}_4\text{Ni}_{76}\text{Cr}_{20}$  (4).

На вставке — зависимости  $|\chi_2(\tau)|$  для спинового стекла  $(\text{Fe}_{0.07}\text{Ni}_{0.93})_{77}\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$ , измеренные на частотах 60 (1) и 200 Гц (2).

С помощью полученных выше значений  $1 + \beta/\gamma$  и  $\gamma$  нетрудно определить величины критического индекса  $\beta$  параметра порядка СС. Для большинства изученных концентрированных СС  $\beta$  оказался близким к 1 (см. таблицу). Такое значение  $\beta$  находится в хорошем согласии с величиной, предсказываемой теорией молекулярного поля [1] и независимо определенной в [4, 22] из температурных зависимостей параметра порядка Эдвардса—Андерсона  $q_{EA}$ . В то же время малая величина  $\beta$ , полученная для аморфного СС  $(\text{Fe}_{0.07}\text{Ni}_{0.93})_{77}\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$ , может быть связана с близостью состава данного сплава к критической концентрации возникновения дальнего ферромагнитного порядка в системе  $(\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x})_{77}\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$  [15]. Как показано в [22], при таких условиях определение  $\beta$  из температурных зависимостей  $q_{EA}$  крайне затруднительно или совсем невозможно. Из сказанного следует, что метод определения  $\beta$  из данных по нелинейным восприимчивостям СС, по-видимому, является наиболее универсальным.

Найденные значения  $\gamma$  и  $\beta$  позволяют, пользуясь скейлинговыми соотношениями [23]

$$\beta\delta = \gamma + \beta, \quad \nu d = 2\beta + \gamma$$

( $d=3$  — размерность пространства), вычислить другие критические индексы, например  $\delta$ ,  $\nu$  (см. таблицу). Весьма существенно, что для концент-

пированных СС  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{80-x}\text{Cr}_{20}$  и  $\text{Pd}_{89}\text{Fe}_2\text{Mn}_9$ , значения всех критических индексов хорошо согласуются с их величинами, определенными в [21] для разбавленных РККИ—СС  $\text{AgMn}$ .

Как известно, одним из фундаментальных свойств СС является зависимость температуры  $T_f$  максимума  $\chi'_0$  от характерного времени эксперимента [2, 3, 24]. Такие же зависимости характерны и для температур экстремумов  $\chi_2$  (рис. 1; см. также [25]). Следует также отметить, что, как и в разбавленных РККИ—СС [21, 26], в изученных в настоящей работе системах наблюдается насыщение  $\chi_2(\tau)$ , заметное при  $\tau \leq 0.05\text{--}0.1$  (рис. 3), причем область, в которой отмечается отклонение  $\chi_2(\tau)$  от зависимости (3), возрастает при увеличении измерительной частоты (вставка на рис. 3).

Отмеченные явления, а также тот факт, что всегда  $T_f > T_c$ , естественно связать с проявлением динамических черт критических явлений, сопровождающих фазовый переход ПМ—СС. Действительно, при приближении к  $T_c$  из ПМ области расходимость нелинейных восприимчивостей  $\chi_{2\pi}$  свидетельствует о критическом возрастании корреляционного радиуса  $r_c$  СС по закону  $r_c \sim \tau^{-\nu}$  [27], где  $\nu$  — критический индекс корреляционного радиуса. Например, для разбавленного СС  $\text{AgMn}$  при  $\tau \approx 10^{-2}$   $r_c \approx 2 \times 10^3 \text{ \AA}$  [21]. С другой стороны, из теории динамического скейлинга [24] следует, что характерное время  $\Gamma_0^{-1}$  релаксации критических флуктуаций связано с их размерами соотношением  $\Gamma_0^{-1} \sim r_c^z$ , где  $z$  — динамический критический индекс. Очевидно, если  $\Gamma_0^{-1}$  становится сравнимым с характерным временем эксперимента ( $2\pi/\omega$ ), это должно приводить к наблюдаемому нарушению зависимости (3) в области приведенных температур, где  $(2\pi/\omega) \leq \Gamma_0^{-1}$ . Естественно, при меньших характерных временах измерения (бóльших измерительных частотах  $\omega/2\pi$ ) такое отклонение должно наблюдаться при бóльших  $\tau$ , что и происходит в действительности (вставка на рис. 3).

Рассмотрим теперь частотные сдвиги температуры  $T_f$  экстремумов  $\chi_2$  (рис. 1). При увеличении измерительной частоты  $\omega/2\pi$  на порядок для СС ( $\text{Fe}_{0.07}\text{Ni}_{0.93}\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$   $T_f$  сдвигается на  $\Delta T_f \approx 0.3 \text{ K}$ , т. е. относительный сдвиг составляет  $\Delta T_f/T_f \approx 2 \cdot 10^{-2}$ . Относительные сдвиги такого же порядка наблюдаются в других спин-стекольных системах ( $\text{EuSrS}$  [28],  $\text{AgMn}$  [21],  $\text{FeNiMn}$  [9]) и совпадают с относительной шириной наблюдаемой флуктуационной области при измерительных частотах 10—100 Гц. Кроме того, определенные в настоящей работе температуры  $T_c$  фазового перехода ПМ—СС для разных систем сплавов очень хорошо согласуются с температурами максимумов статической намагниченности соответствующих СС, измеренной в минимальных (1—2 Э) магнитных полях [29]. В последнем случае характерные времена эксперимента составляют  $\sim 10^2 \text{ с}$ , т. е. практически достигается статический предел. Из сказанного следует, что температуры  $T_f$  максимумов  $\chi'_0(T)$  и  $|\chi_2(T)|$ , которые часто отождествляются с температурами фазового перехода ПМ—СС, строго говоря, таковыми не являются. Критические температуры  $T_c$  могут быть корректно определены либо из описанной выше скейлинговой обработки, либо из измерений восприимчивости при условии  $H \rightarrow 0$  и  $2\pi/\omega \rightarrow \infty$ .

Таким образом, в настоящей работе показано, что в концентрированных СС на основе сплавов переходных металлов, в которых реализуются различные типы флуктуирующего обмена, превращение ПМ—СС происходит как фазовый переход при конечной критической температуре. Такой переход может быть описан законами подобия и характеризуется степенными расходимостями нелинейных магнитных восприимчивостей. Значения критического индекса  $\gamma$  нелинейной восприимчивости  $\chi_2$  оказываются в два раза большими, чем предсказывает теория молекулярного поля [10], и практически одинаковы для изученных СС разных типов. Найденные величины критического индекса  $\beta$  параметра порядка СС для большинства СС согласуются с предсказанными теорией молекулярного поля [1, 10] значениями. Исключение составляет лишь аморфный сплав

$(\text{Fe}_{0,07}\text{Ni}_{0,93})_{77}\text{B}_{13}\text{Si}_{10}$ , в котором весьма значителен вклад ферромагнитного обмена в общую обменную энергию.

Существенно, что весьма близкие значения критических индексов  $\gamma$  и  $\beta$  получены в недавних, тщательно выполненных экспериментах на классических СС  $\text{AgMn}$  [21, 30]. Следовательно, все перечисленные системы можно отнести к одному классу универсальности. Что касается имеющих в литературе данных о СС, для которых  $\gamma$  принимает значения от 0 до 3,8, то, по-видимому, эти результаты должны быть пересмотрены с точки зрения экспериментальной методики их получения.

Автор благодарит А. М. Костышина за проведение некоторых экспериментов, В. Г. Барьяхтара и А. Г. Лесника за полезные дискуссии.

#### Список литературы

- [1] Binder K., Yuong A. P. // *Rev. Mod. Phys.* 1986. Vol. 58. N 4. P. 801—976.
- [2] Fischer K. H. // *Phys. St. Sol.* 1985. V. B130. N 1. P. 13—71.
- [3] Tholence J. L. // *Physica*. 1984. V. B126. N. 1. P. 157—164.
- [4] Такзей Г. А., Костышин А. М., Гребенюк Ю. П. и др. // *ЖЭТФ*. 1986. Т. 90. № 5. С. 1843—1851.
- [5] Костышин А. М., Такзей Г. А. // *ФТТ*, 1986. Т. 28. № 5. С. 1525—1528.
- [6] Гребенюк Ю. П., Такзей Г. А. // *Препринт ИМФ АН УССР*, № 29. Киев, 1988. 51 с.
- [7] Дерябин А. В., Казанцев В. К., Захаров И. В., и др. // *ЖЭТФ*. 1986. Т. 91. № 8. С. 607—620.
- [8] Дерябин А. В., Казанцев В. К., Тьков А. В. и др. // *ФТТ*. 1986. Т. 28. № 6. С. 1654—1658.
- [9] Дерябин А. В., Тьков А. В. // *Письма в ЖЭТФ*. 1984. Т. 39. № 3. С. 129—131.
- [10] Suzuki M. // *Progr. Theor. Phys.* 1977. V. 58. N 4. P. 1151—1165.
- [11] Miyako Y., Taniguchi T. // *J. Magn. Magn. Mater.* 1986. V. 54—57. Pt 1. P. 131—132.
- [12] Такзей Г. А., Сыч И. И., Костышин А. М. и др. // *Металлофизика*. 1983. Т. 5. № 1. С. 113—115.
- [13] Меньшиков А. З., Кузьмин Н. Н., Казанцев В. А. и др. // *ФММ*. 1975. Т. 40. № 3. С. 647—650.
- [14] Затошляев А. К., Меньшиков А. З., Такзей Г. А. // *Тез. XVIII Всес. конф. по физике магнитных явлений*. Калинин, 1988. Т. 3. С. 598—599.
- [15] Moorjani K., Coey J. M. C. *Magnetic glasses*. Amsterdam: Elsevier, 1984. 525 p.
- [16] Omari R., Prejean J. J., Souletie J. *Lecture Notes in Physics*. Berlin: Springer-Verlag, 1983. V. 192. P. 70—78.
- [17] Костышин А. М., Такзей Г. А. // *ФММ*. 1986. Т. 62. № 1. С. 84—88.
- [18] Levy P. M., Fert A. // *Phys. Rev.* 1981. V. B23. N 9. P. 4667—4690.
- [19] Kotliar G., Sompolinsky H. // *Phys. Rev. Lett.* 1984. V. 53. N 18. P. 1751—1754.
- [20] de Courtenay N., Bouchiat H., Hurdequint H. et al. // *J. Appl. Phys.* 1987. V. 61. N 8. P. 4097—4099.
- [21] Levy L. P., Ogielski A. T. // *Phys. Lett.* 1986. V. 57. N 26. P. 3188—3191.
- [22] Такзей Г. А., Костышин А. М., Гребенюк Ю. П. и др. // *Укр. физ. журн.* 1986. Т. 31. № 8. С. 1247—1250.
- [23] Стенли Г. *Фазовые переходы и критические явления*. М.: Мир, 1973. 419 с.
- [24] Tholence J. L. // *Sol. St. Comm.* 1980. V. 35. N 1. P. 113—117.
- [25] Chikazawa S., Sandberg C. J., Miyako Y. // *J. Phys. Soc. Jap.* 1981. V. 50. N 9. P. 2884—2890.
- [26] Taniguchi T., Matsuyama H., Chikazawa S. et al. // *J. Phys. Sol. Jap.* 1983. V. 52. N 12. P. 4323—4330.
- [27] Ogielski A. T. // *Phys. Rev.* 1985. V. B32. N 11. P. 7384—7398.
- [28] Maletta H., Felsch W. // *Phys. Rev.* 1979. V. B20. N 3. P. 1345—1360.
- [29] Костышин А. М., Такзей Г. А. // *ЖЭТФ*. 1986. Т. 91. № 11. С. 1938—1943.
- [30] Bouchiat H., Monod P. // *J. Magn. Magn. Mater.* 1986. V. 54—57. Pt 1. P. 124—126.

Институт металлофизики АН УССР  
Лиев

Поступило в Редакцию  
14 февраля 1989 г.