

**ТЕПЛОВАЯ ДЕСТРУКЦИЯ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ОБМЕННЫХ СВЯЗЕЙ  
Fe–Fe И МЕХАНИЗМ ПЕРЕХОДА В СОСТОЯНИЕ СПИНОВОГО СТЕКЛА В  
СИСТЕМЕ С КОНКУРИРУЮЩИМИ ОБМЕННЫМИ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ  $(\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35})_{1-x}\text{Mn}_x$**

*Н. Н. Делягин<sup>a\*</sup>, А. Л. Ерзинкян<sup>a†</sup>, Г. М. Гуревич<sup>b</sup>,  
В. П. Парфенова<sup>a</sup>, С. И. Рейман<sup>a</sup>, Я. Дупак<sup>c</sup>*

<sup>a</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова  
119899, Москва, Россия

<sup>b</sup> Институт ядерных исследований Российской академии наук  
117312, Москва, Россия

<sup>c</sup> Институт научного приборостроения Чешской академии наук  
Брно, Чешская Республика

Поступила в редакцию 24 июля 1998 г.

Исследована температурная эволюция конкуренции ферро- и антиферромагнитных обменных взаимодействий в системе сплавов  $(\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35})_{1-x}\text{Mn}_x$ , проявляющих различные магнитные свойства в зависимости от состава и температуры. Функции распределения магнитных сверхтонких полей  $P(B_{hf})$  для  $^{57}\text{Fe}$  определены методом мессбауэровской спектроскопии в диапазоне температур 5–300 К для сплавов с  $x = 0, 0.024, 0.082, 0.136, 0.195$  и  $0.252$ . Проведен анализ температурных зависимостей интегральных интенсивностей  $I_s(T)$  для низкополевых и высокополевых областей распределений  $P(B_{hf})$ . Найденные особенности поведения  $I_s(T)$  интерпретируются как результат изменения соотношения между конкурирующими обменными взаимодействиями разного знака вследствие тепловой деструкции антиферромагнитных обменных связей Fe–Fe. Показано, что изменения спиновой структуры в низкотемпературном диапазоне обусловлены явлением тепловой деструкции антиферромагнитных обменных связей Fe–Fe. Одним из следствий этой деструкции является обнаруженный «эффект возврата» (рост сверхтонкого поля при повышении температуры для части атомов Fe). Рассмотрена взаимосвязь между тепловой деструкцией обменных связей Fe–Fe и магнитными переходами системы Fe–Ni–Mn в состояние спинового стекла.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитные системы с конкурирующими обменными взаимодействиями разного знака проявляют большое разнообразие типов магнитного упорядочения (ферромагнетизм, антиферромагнетизм, спиновое стекло, реентрантное спиновое стекло). Наиболее характерными в этом отношении являются концентрированные магнитные системы, в которых все атомы (или большинство атомов) имеют отличный от нуля магнитный момент. Теоретический анализ магнитного поведения таких магнетиков весьма сложен.

\* E-mail: delyagin@srdlan.npi.msu.su

† E-mail: erzink@srdlan.npi.msu.su

Результаты расчетов, выполненных для простых модельных систем, трудно применить к реальным магнетикам, содержащим магнитные атомы разного типа. Экспериментальные исследования взаимосвязи между поведением конкурирующих обменных взаимодействий и магнитной структурой на микроскопическом уровне представляются весьма актуальными.

Характерным примером систем с конкурирующими обменными взаимодействиями и сильной пространственной неоднородностью распределения обменных полей являются неупорядоченные сплавы Fe–Ni–Mn с ГЦК-структурой. В ферромагнитном сплаве  $\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35}$  константы ферромагнитных (FM) обменных взаимодействий  $J_{\text{FeNi}}$  и  $J_{\text{NiNi}}$  (равные соответственно 450 и 600 K) в несколько раз превышают константу антиферромагнитного (AFM) взаимодействия  $J_{\text{FeFe}}$  [1]. Тем не менее в областях с высокой локальной концентрацией железа ферромагнитная спиновая структура становится нестабильной и создаются условия для формирования фрустрированных состояний и состояний с антиферромагнитной ориентацией спинов ([2, 3] и ссылки в этих работах). Обменное взаимодействие Mn–Fe в ГЦК-решетке антиферромагнитно и велико (по сравнению с обменным взаимодействием Fe–Fe), поэтому даже малая примесь Mn увеличивает конкуренцию обменных взаимодействий разного знака и вызывает локальные возмущения ферромагнитной структуры сплавов. Магнитные свойства сплавов Fe–Ni–Mn сильно зависят от состава и температуры. Исследования магнитных фазовых диаграмм систем  $\text{Fe}_{0.65}(\text{Ni}_{1-x}\text{Mn}_x)_{0.35}$  [3],  $(\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35})_{1-x}(\text{Fe}_{0.84}\text{Mn}_{0.16})_x$  [4] и  $(\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35})_{1-x}\text{Mn}_x$  [5] показали, что для этих сплавов при низких температурах характерен переход в состояние спинового стекла (SG). В широком диапазоне концентраций наблюдались два магнитных перехода (реентрантное спиновое стекло), а также образование смешанной (FM + SG)-фазы. Для SG-фазы сплавов  $(\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35})_{1-x}\text{Mn}_x$  даже в очень слабых магнитных полях (10–60 мТл) наблюдалась значительная поляризация спинов; в более сильных полях наблюдались существенные сдвиги характеристических температур [5, 6].

Необычное поведение SG-фазы во внешнем магнитном поле было объяснено в рамках феноменологической кластерной модели Шига и др. [3], однако вопрос о механизме формирования SG-фазы в системе Fe–Ni–Mn остается открытым. Необходимым условием образования SG-фазы является присутствие знакопеременного обменного взаимодействия между магнитными центрами (атомами или магнитными кластерами). Для «классических» (магнитно-разбавленных) спиновых стекол в качестве такого взаимодействия традиционно рассматривается косвенное дальнедействующее обменное взаимодействие через электроны проводимости. В случае концентрированных спиновых стекол (к которым относится SG-фаза системы Fe–Ni–Mn) это взаимодействие не может играть определяющей роли и формирование SG-фазы следует рассматривать как следствие конкуренции обменных взаимодействий между атомами разного типа на малых расстояниях. Выяснение конкретных механизмов формирования и распада SG-фазы в системе Fe–Ni–Mn может иметь принципиальное значение для развития теории концентрированных спиновых стекол.

Метод мессбауэровской спектроскопии предоставляет возможность наблюдать спиновые конфигурации разного типа и классифицировать эти состояния по величине магнитного сверхтонкого поля  $B_{hf}$ . Возможность проведения измерений в широком диапазоне температур позволяет, в частности, получить данные об эффективных обменных полях и термической стабильности возмущенных спиновых конфигураций. Применение этой методики для изучения неупорядоченных сплавов Fe–Ni–Mn основано на анализе функций распределения сверхтонких полей  $P(B_{hf})$ . В данной

работе проведены мессбауэровские исследования функций  $P(B_{hf})$  для  $^{57}\text{Fe}$  в сплавах  $(\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35})_{1-x}\text{Mn}_x$  в диапазоне концентраций  $0 \leq x \leq 0.252$ . Основное внимание было уделено изучению температурных зависимостей функций  $P(B_{hf})$  для различных диапазонов величин  $B_{hf}$ . Особенности этих зависимостей интерпретируются как результат влияния температуры на конкуренцию обменных взаимодействий разного знака. Ранее сплавы  $(\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35})_{1-x}\text{Mn}_x$  исследовались методом мессбауэровской спектроскопии в работе [7]. В этой работе были получены зависимости среднего сверхтонкого поля  $\langle B_{hf} \rangle$  от состава и температуры. Температурные зависимости структуры функций  $P(B_{hf})$  в работе [7] не рассматривались.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследованные образцы  $(\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35})_{1-x}\text{Mn}_x$  были приготовлены сплавлением металлов чистотой не хуже 99.9%; слитки были прокатаны в фольги толщиной  $\approx 10$  мкм и быстро закалены. Состав и однородность сплавов контролировались методом флуоресцентного рентгеновского микроанализа; отклонения концентраций компонент от номинального состава не превышали 0.1 ат.%. Выбранный диапазон концентраций марганца ( $0 \leq x \leq 0.252$ ) перекрывает всю последовательность магнитных фаз этой системы (FM, FM + SG, SG, AFM) [5]. Спектры мессбауэровского поглощения были измерены в диапазоне температур 5–300 К. С целью повышения величины эффекта резонансного поглощения и разрешающей способности для регистрации мессбауэровского излучения с энергией 14.4 кэВ применялись резонансные детекторы.

Расчеты функций распределения магнитных сверхтонких полей  $P(B_{hf})$  проводились гистограммным методом [8]. Результирующий мессбауэровский спектр представлялся сверткой функции распределения  $P(B_{hf})$  и элементарного магнитного секстета. Ширины интервалов гистограммы выбирались таким образом, чтобы они несколько превышали аппаратную ширину компонент магнитных секстетов. Это позволило использовать прямой метод минимизации  $\chi^2$ -функционала (с помощью программы минимизации FUMILI) и исключить необходимость применения процедуры сглаживания. При минимизации  $\chi^2$ -функционала варьируемыми параметрами являлись: компоненты гистограммы функции  $P(B_{hf})$ , относительные интенсивности второй и пятой компонент магнитных секстетов  $\alpha$ , ширины линий, изомерный сдвиг, а также коэффициенты корреляции между величиной сверхтонкого поля и квадрупольным сдвигом. (Эта корреляция вводилась для учета слабой асимметрии спектров поглощения.) Для спектров с разрешенной сверхтонкой структурой варьируемый параметр  $\alpha$  отличался от величины 2.0 не более чем на 10% (что соответствует случайной ориентации спинов в образце). Обработка спектров с плохо разрешенной структурой проводилась при фиксированном параметре  $\alpha = 2.0$ . Некоторые другие особенности методики обработки спектров приведены в работе [8].

В большинстве случаев (для сплавов с высокой концентрацией марганца и для всех сплавов при высоких температурах) сателлитная структура функций  $P(B_{hf})$  сложна и плохо разрешена. В этой связи при анализе температурных зависимостей компонент функций была применена методика, основанная на рассмотрении суммарных (интегральных) интенсивностей  $I_s$  в избранных диапазонах изменения  $B_{hf}$ . Такой метод анализа данных позволил исключить возможные погрешности в определении интенсивностей отдельных компонент функций  $P(B_{hf})$  и представить температурные зави-

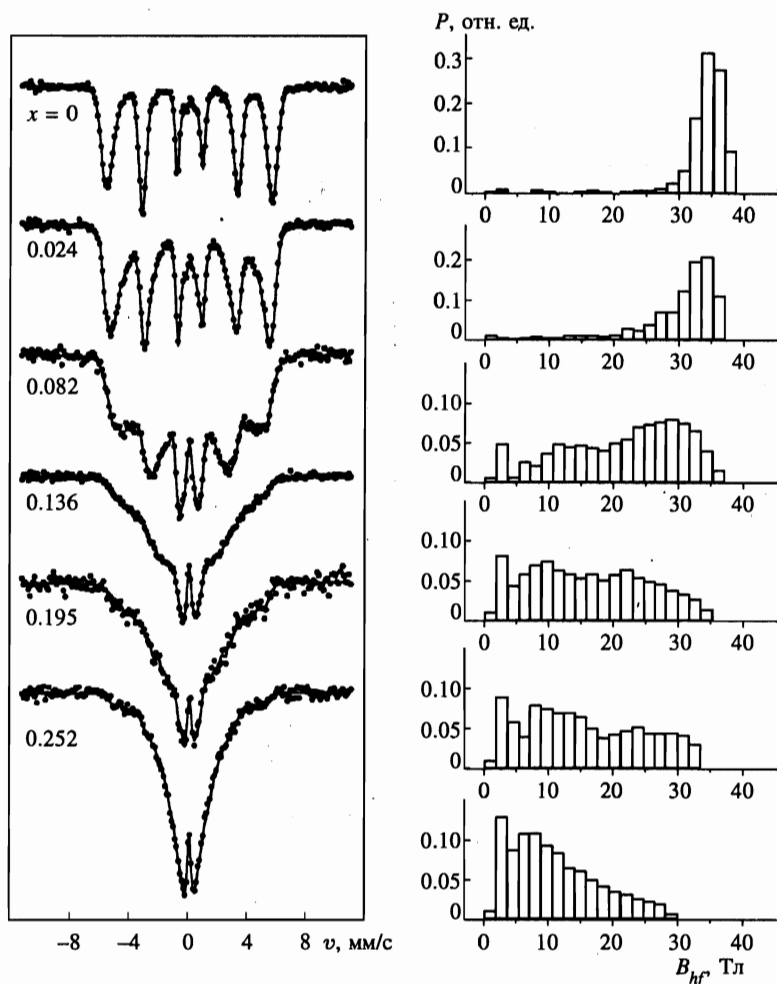


Рис. 1. Спектры мессбауэровского поглощения, измеренные при 5 К, (слева) и соответствующие функции распределения сверхтонких полей  $P$  (справа) для сплавов  $(\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35})_{1-x}\text{Mn}_x$ . Сплошные линии на рисунках слева рассчитаны при помощи метода, рассмотренного в тексте

симости низкополевых и высокополевых интенсивностей  $I_s(T)$  в простой и наглядной форме.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 показаны спектры мессбауэровского поглощения, измеренные при температуре 5 К, и соответствующие функции распределения сверхтонких полей  $P(B_{hf})$  для сплавов с  $x = 0, 0.024, 0.082, 0.136, 0.195$  и  $0.252$ . Распределения сверхтонких полей  $P(B_{hf})$  для этих же сплавов при различных температурах показаны на рис. 2 и 3.

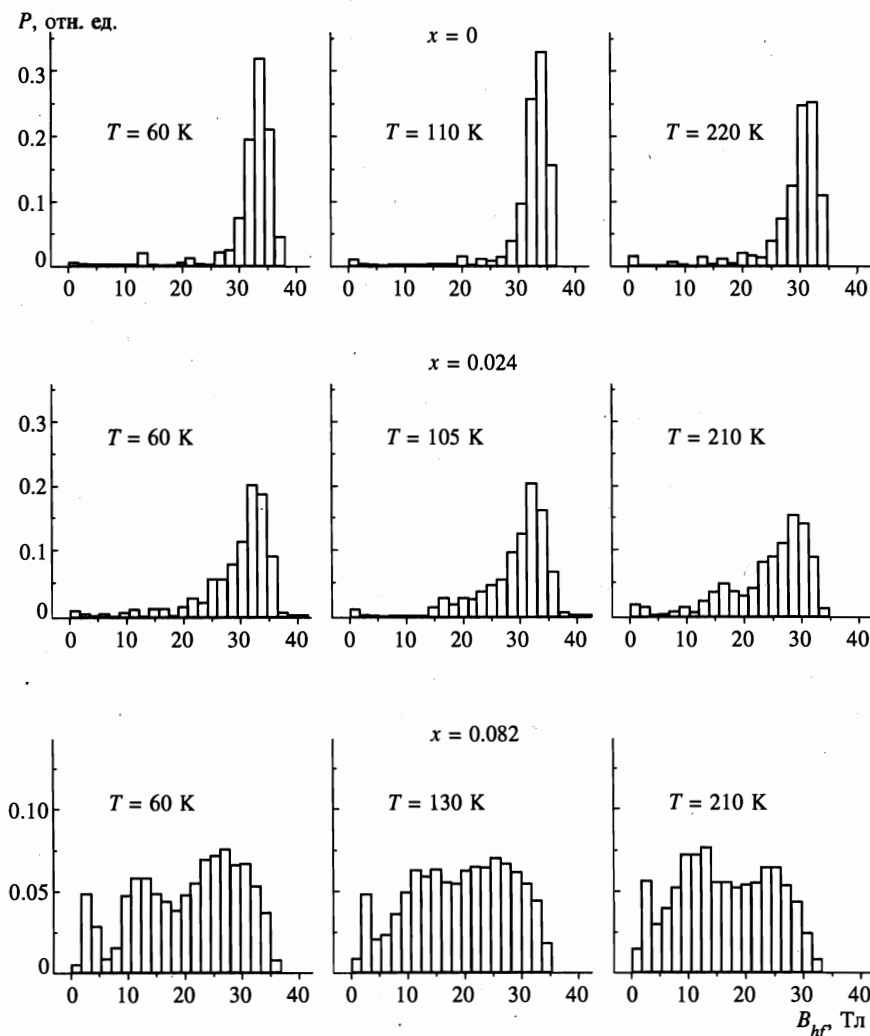


Рис. 2. Распределения сверхтонких полей  $P(B_{hf})$  для сплавов с  $x = 0, 0.024$  и  $0.082$  при различных температурах

### 3.1. Распределения сверхтонких полей $P(B_{hf})$ при 5 К

Кратко рассмотрим некоторые особенности структуры функций  $P(B_{hf})$  при 5 К. Для сплава  $Fe_{0.65}Ni_{0.35}$  более 90% интенсивности приходится на главный максимум, центр которого соответствует  $B_{hf} = 34.5$  Тл. Профиль главного максимума распределения  $P(B_{hf})$  легко интерпретируется в рамках предположения о статистическом распределении атомов Fe и Ni в узлах решетки, если для величины магнитного сверхтонкого поля, действующего на ядро атома Fe в данной атомной конфигурации, использовать известную формулу:

$$B_{hf} = a\mu_{Fe} + b[n_{Fe}\mu_{Fe} + (12 - n_{Fe})\mu_{Ni}], \quad (1)$$

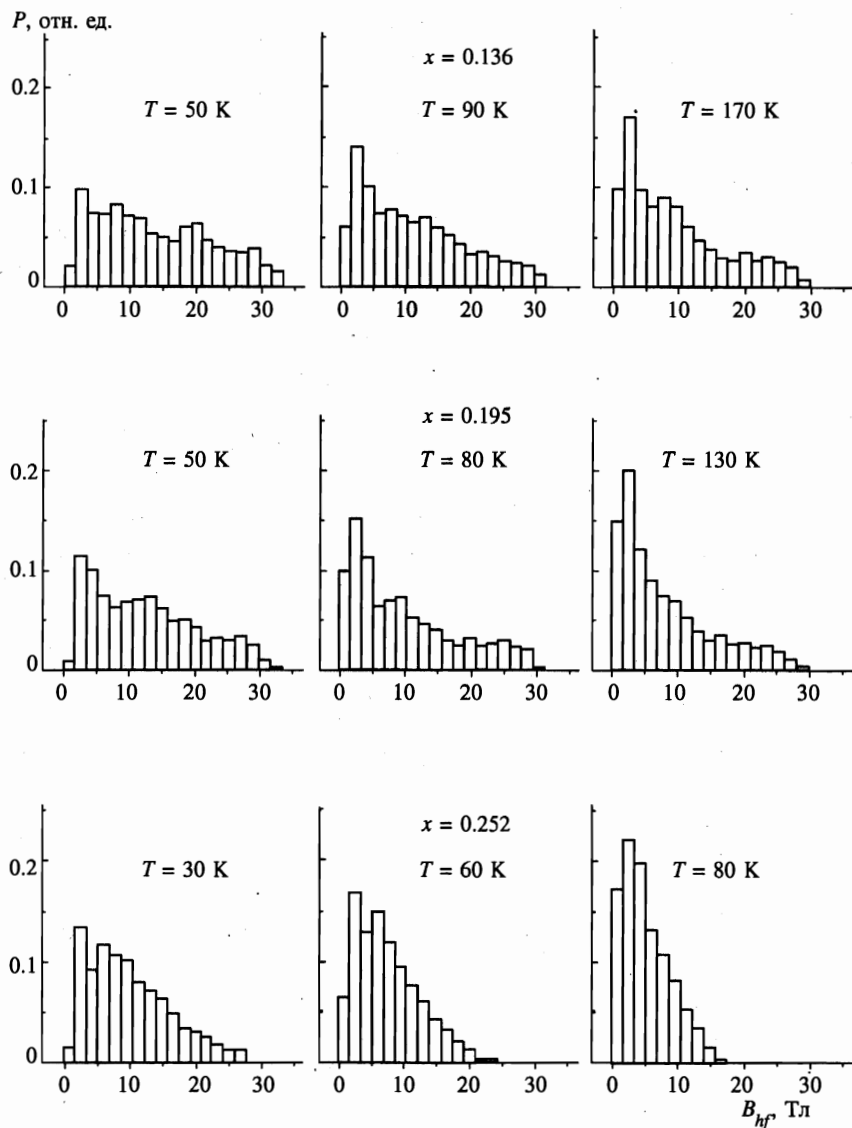


Рис. 3. Распределения сверхтонких полей  $P(B_{hf})$  для сплавов с  $x = 0.136$ ,  $0.195$  и  $0.252$  при различных температурах

где  $\mu_{Fe}$  и  $\mu_{Ni}$  — магнитные моменты атомов Fe и Ni,  $n_{Fe}$  — число ближайших соседних атомов Fe в данной конфигурации. Первый член этой формулы является вкладом в  $B_{hf}$  от собственного момента данного атома, второй член — суммарный вклад в  $B_{hf}$  от атомов ближайшего окружения. При  $\mu_{Fe} = 2.5\mu_B$ ,  $\mu_{Ni} = 0.6\mu_B$  в результате сравнения наблюдаемого профиля главного максимума с расчетом по формуле (1) (с учетом биномиального распределения атомов разного типа в ближайшей координационной сфере)

были найдены следующие значения коэффициентов:

$$a = 9.4 \text{ Тл}/\mu_B, \quad b = 0.5 \text{ Тл}/\mu_B.$$

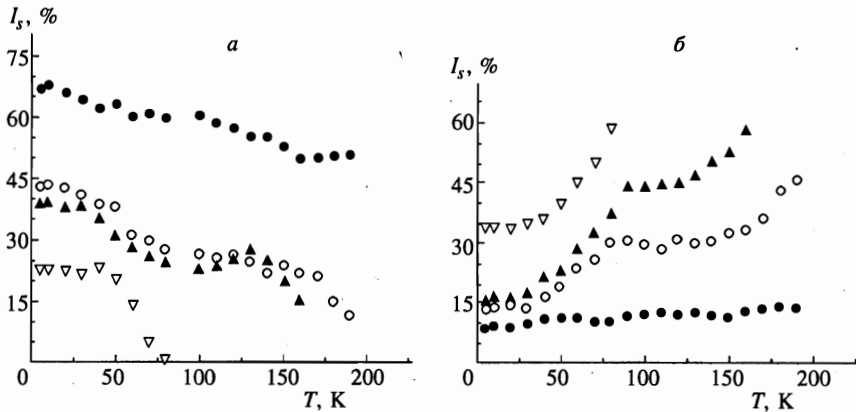
(При анализе профиля главного максимума использовалось вдвое большее число интервалов гистограммы, чем это показано на рис. 1.) Найденные значения коэффициентов  $a$  и  $b$  типичны для ферромагнитных сплавов железа. Присутствие слабых сателлитных линий (с суммарной интенсивностью 6–8%) может быть объяснено формированием возмущенных спиновых конфигураций в областях с высокой локальной концентрацией железа [2, 7].

Замещение атомов Fe и Ni атомами Mn быстро разрушает ферромагнитную спиновую структуру сплава. Для сплава с  $x = 0.024$  слева от главного максимума возникают интенсивные сателлиты с  $B_{hf} \approx 22$  Тл и  $B_{hf} \approx 28$  Тл, что легко объясняется в рамках формулы (1) переориентацией спина для некоторых атомов Fe под влиянием антиферромагнитного взаимодействия Mn–Fe. Повышение концентрации Mn до 8.2% сопровождается разрушением главного максимума и формированием широкого распределения сверхтонких полей в диапазоне 9–36 Тл. При дальнейшем увеличении концентрации Mn наблюдаются быстрый рост интенсивности низкополевых компонент и общий сдвиг распределения сверхтонких полей в область меньших значений  $B_{hf}$ . Интегральная интенсивность в диапазоне  $B_{hf} < 4$  Тл для сплавов с  $x = 0.082, 0.136, 0.195$  и  $0.252$  равна соответственно 8, 13, 16 и 33%. Повышение концентрации марганца сопровождается быстрым уменьшением среднего значения сверхтонкого поля  $\langle B_{hf} \rangle$ , которое для сплавов с  $x = 0, 0.024, 0.082, 0.136, 0.195$  и  $0.252$  равно соответственно 32.6, 28.9, 21.9, 16.1, 14.5 и 11.9 Тл.

Величины  $B_{hf}$ , превышающие 8–10 Тл, могут быть объяснены в рамках приближения формулы (1) эффектом спиновой переориентации под влиянием обменных взаимодействий Fe–Fe и Mn–Fe антиферромагнитного типа. Состояния с  $B_{hf} < 8$  Тл не могут быть объяснены только переориентацией спинов. Атомы Fe в таких состояниях должны иметь тепловое среднее значение магнитного момента  $\langle \mu \rangle_T$  меньше, чем номинальная величина  $\mu_{Fe}$ . Уменьшение  $\langle \mu \rangle_T$  означает, что для некоторых узлов Fe обменные поля оказываются очень малыми и локальная намагниченность не находится в состоянии насыщения даже при  $T = 5$  К. Возможность образования таких состояний следует из теоретического анализа систем с конкурирующими обменными взаимодействиями [9].

### 3.2. Влияние тепловой деструкции обменных связей Fe–Fe на конкуренцию обменных взаимодействий

Как видно из рис. 1 и 2, для сплавов с низкими концентрациями марганца структура функций  $P(B_{hf})$  относительно стабильна в широком диапазоне температур. В частности, повышение температуры до  $\sim 200$  К не сопровождается существенным увеличением интенсивности в низкополевой области. Это означает, что при малых концентрациях марганца большинство возмущенных спиновых конфигураций характеризуется высокой термической стабильностью. Можно сделать вывод, что (в согласии с данными работы [10]) константа обменного взаимодействия  $J_{MnFe}$  весьма велика и, вероятно, близка к 200 К. Для сплавов с  $x \geq 0.136$  (рис. 1 и 3) повышение температуры сопровождается быстрым сдвигом распределений  $P(B_{hf})$  в область меньших сверхтонких полей и ростом интенсивности вблизи  $B_{hf} \approx 0$ . Увеличение интенсивности вблизи нулевых значений  $B_{hf}$  ясно указывает на развитие процесса «плавления» фрустрированных спи-



**Рис. 4.** Температурные зависимости интегральных интенсивностей  $I_s(T)$ : *a* — в области больших полей ( $B_{hf} > 17$  Тл) и *б* — в области малых полей ( $B_{hf} < 5$  Тл) для сплавов с  $x = 0.082$  (●),  $x = 0.136$  (○),  $x = 0.195$  (▲),  $x = 0.252$  (▽). Ошибки измерений не превышают размера символов

нов, рассмотренного в теории систем с конкурирующими обменными взаимодействиями [9].

Дальнейший анализ поведения функций  $P(B_{hf})$  для сплавов разного состава был проведен с применением методики интегральных интенсивностей (см. разд. 2). Для сплавов с  $x \geq 0.082$  сравнивались температурные зависимости интегральных интенсивностей  $I_s(T)$  для низкополюсового ( $B_{hf} < 5$  Тл) и высокополюсового ( $B_{hf} > 17$  Тл) диапазонов, в которых особенности поведения  $I_s(T)$  проявляются наиболее отчетливо. Низкополюсовый диапазон включает только те состояния атомов Fe, для которых (как было указано выше) при 5 К обменные поля заведомо малы (т. е. фрустрированные или почти фрустрированные состояния). Состояния высокополюсового диапазона с большими значениями  $B_{hf}$  при 5 К, напротив, характеризуются тепловыми средними значениями  $\langle \mu \rangle_T$  равными (или близкими) номинальной величине магнитного момента  $\mu_{Fe}$ . Для сплавов с  $x = 0$  и 0.024 интенсивность низкополюсовых сателлитов очень мала, поэтому в этих случаях рассматривалась только температурная зависимость  $I_s(T)$  для диапазона главного максимума ( $B_{hf} = 30\text{--}38$  Тл). Результаты представлены на рис. 4 и 5. Как видно из рис. 4, для сплавов с высокими концентрациями марганца температурные зависимости высокополюсовой и низкополюсовой интегральных интенсивностей в области больших и малых полей имеют характерные особенности, которые наиболее отчетливо проявляются для сплавов с  $x = 0.136$  и  $x = 0.195$ . В температурном диапазоне 40–70 К наблюдаются быстрый рост интегральной интенсивности в области малых полей и синхронное уменьшение в области больших полей. При дальнейшем повышении температуры прекращается как увеличение интенсивности в области малых полей, так и уменьшение в области больших. При этом для сплава с  $x = 0.136$  эти интенсивности остаются постоянными в широком температурном диапазоне. Для сплава с  $x = 0.195$  при повышении температуры в диапазоне  $T = 110\text{--}130$  К ясно виден аномальный рост интегральной интенсивности в области больших полей, т. е. возврат части атомов Fe в состояние с большими  $B_{hf}$  («эффект возврата»). Для сплавов с  $x = 0$  и 0.024 интенсивность главного максимума быстро (для сплава с  $x = 0$  почти скачкообразно)



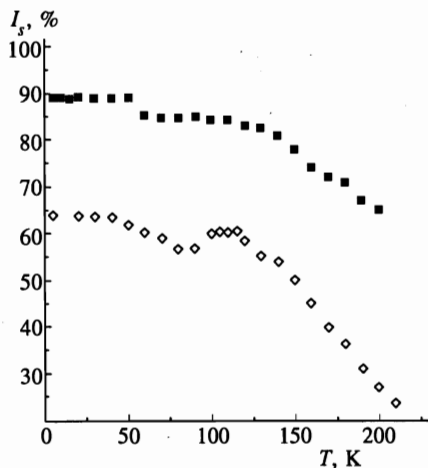


Рис. 5. Температурные зависимости интегральных интенсивностей  $I_s(T)$  области главного максимума ( $B_{hf} = 30\text{--}38$  Тл) для сплавов с  $x = 0$  (■) и  $x = 0.024$  (◇). Ошибки измерений не превышают размера символов

уменьшается при повышении температуры в диапазоне 50–70 К (рис. 5). В диапазоне 110–130 К для сплава с  $x = 0$  интенсивность остается постоянной, а для сплава с  $x = 0.024$  ясно виден рост интегральной интенсивности, что соответствует указанному выше «эффекту возврата».

Существенно, что для сплавов с разной концентрацией марганца эти особенности поведения  $I_s(T)$  наблюдаются в одних и тех же температурных диапазонах. Очевидно, что при этих температурах имеет место существенная перестройка спиновой структуры сплавов, обусловленная изменением соотношения между вкладами в обменное взаимодействие. Естественно предположить, что такое изменение соотношения между обменными взаимодействиями разного знака связано с обменным взаимодействием Fe–Fe антиферромагнитного характера, имеющим весьма низкую характеристическую температуру  $\Theta$ . Повышение температуры должно вызывать тепловую деструкцию обменных связей Fe–Fe и, как следствие этого, изменение баланса конкурирующих взаимодействий (особенно существенное в областях с высокой локальной концентрацией железа). Очевидным следствием тепловой деструкции обменных связей Fe–Fe является уменьшение антиферромагнитного вклада в обменное взаимодействие при температурах, близких к  $\Theta$ . Соответствующее изменение баланса вкладов в обменное поле должно проявиться в поведении локальной намагниченности и  $B_{hf}$  прежде всего для тех узлов Fe, для которых энергия обменного взаимодействия сравнима с  $k\Theta$ . Для таких узлов  $B_{hf}$  быстро уменьшается при повышении температуры, однако при температурах выше  $\approx 50$  К тепловая деструкция связей Fe–Fe вызывает увеличение результирующего обменного поля и соответствующий рост  $B_{hf}$ . Увеличение  $B_{hf}$  при повышении температуры объясняет «эффект возврата», который проявляется в эксперименте как плато на температурных зависимостях интегральной интенсивности в области больших полей (или даже как рост этой интенсивности для сплавов с  $x = 0.024$  и  $x = 0.195$ ). Диапазон температур, в котором наблюдается «эффект возврата», хорошо согласуется с оценкой константы обменного взаимодействия  $J_{FeFe}$ , найденной методом малоуглового рассеяния нейтронов [1].

Рассмотренные явления должны в той или иной степени иметь место для всех исследованных сплавов, однако для сплава с  $x = 0.082$  плавление спинов и «эффект воз-

врата» трудно наблюдаемы из-за низкой концентрации состояний с малыми обменными полями и сложной сателлитной структуры распределения сверхтонких полей. Для сплава с  $x = 0.252$  «эффект возврата» не наблюдается из-за низкой температуры перехода этого сплава в парамагнитное состояние.

Явление тепловой деструкции обменных связей Fe–Fe позволяет объяснить особенности магнитной фазовой диаграммы системы  $(\text{Fe}_{0.65}\text{Ni}_{0.35})_{1-x}\text{Mn}_x$  и механизм формирования SG-фазы в этих сплавах. Обратим внимание на то, что температурный диапазон, в котором наблюдаются рассмотренные выше аномалии  $I_s(T)$ , совпадает с температурным диапазоном переходов в SG-фазу (или смешанную (FM + SG)-фазу). Заметим также, что температуры этих переходов слабо зависят от концентрации марганца [5]. Это позволяет предположить существование прямой взаимосвязи между переходом в SG-фазу и тепловой эволюцией обменных связей Fe–Fe. Кластерная модель SG-фазы системы Fe–Ni–Mn, предложенная Шига и др. [3], объясняет поведение этой фазы во внешних магнитных полях, но не конкретизирует природу знакопеременного обменного взаимодействия между кластерами. В рассматриваемых сплавах железо является доминирующей компонентой, поэтому даже в сплавах со значительной концентрацией марганца антиферромагнитные обменные связи Fe–Fe должны играть определяющую роль в формировании узлов с малыми знакопеременными обменными полями. Магнитные кластеры образуются в областях с большим вкладом ферромагнитных обменных связей Ni–Ni, Ni–Fe и Ni–Mn, тогда как относительно слабое знакопеременное взаимодействие формируется в областях с высокой локальной концентрацией железа. При этом температурный диапазон стабильности SG-фазы должен совпадать с диапазоном стабильности обменных связей Fe–Fe, что и наблюдается в рассматриваемых сплавах. Относительная независимость критической температуры распада SG-фазы от состава является естественным следствием такого механизма формирования и распада знакопеременного обменного взаимодействия. Существование области смешанной (FM + SG)-фазы объясняется пространственными флуктуациями локальной концентрации железа и постепенностью разрушения знакопеременного обменного взаимодействия при повышении температуры. В сплавах с  $x \leq 0.04$  SG-фаза не образуется вследствие низкой концентрации узлов Fe с малыми обменными полями.

Следует обратить внимание на то, что, согласно результатам наших измерений, в сплавах с  $x = 0.136$  и  $0.195$  часть атомов Fe остается в магнитно-упорядоченном состоянии при температурах выше 50–70 К (т. е. выше номинальных температур распада SG-фазы, найденных из анализа кривых намагниченности [5]). Быстрое увеличение интегральной интенсивности в области малых полей в диапазоне 50–70 К соответствует распаду SG-фазы, однако полного перехода системы в парамагнитное состояние не происходит. Как следует из вида магнитной фазовой диаграммы [5], это расхождение с данными работы [5] не может быть объяснено особенностями приготовления образцов или малыми вариациями состава сплавов. Можно предположить, что в области концентраций  $x \geq 0.14$  при температурах выше номинальной температуры перехода в SG-фазу существует область смешанной фазы, которая не проявляется в магнитных измерениях из-за малого вклада в намагниченность и сильной размытости магнитного перехода. Наши измерения не позволяют идентифицировать тип магнитного упорядочения, но существование магнитно-упорядоченной фазы при  $T > 70$  К однозначно следует из данных, представленных на рис. 3 и 4. Для сплава с  $x = 0.252$  температура магнитного перехода найдена равной  $\sim 90$  К в согласии с данными, представленными на магнитной фазовой диаграмме [5]. В контрольных измерениях мессбауэровских

спектров, проведенных нами для сплава с  $x = 0.082$  в слабых магнитных полях, температура реэнтрантного перехода в SG-фазу найдена равной  $\sim 40$  К, что также согласуется с результатами работы [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 97-02-16479).

## Литература

1. M. Hatherly, K. Hirakawa, D. Lowder, J. F. Mallett, M. W. Stringfellow, and B. N. Torrie, Proc. Phys. Soc. **84**, 55 (1964).
2. J. B. Müller and J. Hesse, Zeits. Phys. B **54**, 35 (1987).
3. M. Shiga, T. Satake, Y. Wada, and Y. Nakamura, J. Magn. and Magn. Mater. **51**, 123 (1985).
4. T. Miyazaki, Y. Ando, and M. Takahashi, Phys. Rev. B **34**, 6334 (1986).
5. J. Hesse, Ch. Böttger, A. Wulfes et al., Phys. Status Solidi (a) **135**, 343 (1993).
6. Ch. Böttger, R. Stasch, A. Wulfes, and J. Hesse, J. Magn. Magn. Mater. **99**, 280 (1991); M. Fricke and J. Hesse, Hyperf. Inter. **93**, 1537 (1994).
7. B. Huck and J. Hesse, J. Magn. and Magn. Mater. **78**, 247 (1988).
8. Н. Н. Делягин, Г. М. Гуревич, А. Л. Ерзинкян, В. П. Парфенова, С. И. Рейман, С. В. Топалов, М. Трхлик, ЖЭТФ **109**, 1451 (1996).
9. W. W. Saslow and G. Parker, Phys. Rev. Lett. **56**, 1074 (1986).
10. B. Huck, F. Sauerbach, and J. Hesse, Hyperf. Inter. **28**, 479 (1986).