

**РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПОЛЕЙ  
И ФЕРРОМАГНИТНЫЕ КЛАСТЕРЫ  
В РАЗБАВЛЕННЫХ СПЛАВАХ PdFe:  
МЁССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ПАРАМАГНИТНОЙ ФАЗЫ**

*В. А. Андрианов, М. Г. Козин, А. Ю. Пентин,  
В. С. Шпинель, А. С. Меченов, В. П. Горьков*

Методом эмиссионной мёссбауэровской спектроскопии исследовано парамагнитное поведение двух сплавов PdFe с концентрацией железа 0.15 и 0.06 ат.%. Мёссбауэровские спектры, измеренные при температурах 4.2 и 1.5 К во внешних магнитных полях до 30 кЭ, характеризуются распределениями сверхтонких полей, которые эквивалентны распределениям локальной намагниченности атомов Fe. Анализ экспериментальных результатов проводится на основе модели молекулярного поля и модели взаимодействующих кластеров. Показано, что магнитные свойства сплавов определяются присутствием в них ферромагнитных кластеров, образованных близко расположенными атомами Fe. В сплаве Pd 0.06 ат.% Fe обнаружены отрицательные молекулярные поля, которые при низких температурах вызывают переход системы в состояние кластерного спинового стекла. Величина критического расстояния, на котором потенциал РККИ обменного взаимодействия начинает превалировать над ферромагнитным потенциалом, оценена 21 Å.

Метод мёссбауэровской спектроскопии благодаря локальному характеру получаемой информации широко используется при изучении свойств неупорядоченных магнетиков при температурах ниже магнитного перехода. В ряде случаев он может быть применен и при исследовании их парамагнитного поведения. Как известно, в мёссбауэровских экспериментах может быть измерена величина сверхтонкого (СТ) магнитного поля, действующего на атомное ядро. Для наиболее широко используемого мёссбауэровского изотопа  $^{57}\text{Fe}$  эта величина в широком классе магнетиков пропорциональна электронной намагниченности атома Fe

$$H_{\text{hf}} = H_{\text{sat}} \frac{\langle M \rangle}{M}, \quad (1)$$

где  $H_{\text{hf}}$  — СТ поле;  $H_{\text{sat}}$  — СТ поле насыщения;  $M$ ,  $\langle M \rangle$  — соответственно магнитный момент атома Fe и его среднее значение. Следовательно, измерение СТ поля фактически позволяет определить величину приведенной локальной намагниченности

$$c = \langle M \rangle / M = H_{\text{hf}} / H_{\text{sat}}. \quad (2)$$

Исследования парамагнитной фазы проводятся при наложении внешнего магнитного поля. В этом случае намагниченность атомов зависит как от величины внешнего магнитного поля, так и от обменного взаимодействия между магнитными атомами. В рамках модели молекулярного поля намагниченность  $i$ -го атома описывается выражением

$$c_i = B_S \{ M (H_0 + H_{\text{m}i}^i) / k_B T \}, \quad (3)$$

где  $B_S(x)$  — функция Бриллюэна;  $S$  — спин атома;  $H_0$  — внешнее магнитное поле;  $T$  — температура;  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $H_{\text{mol}}^i$  — молекулярное поле, действующее на  $i$ -й атом

$$H_{\text{mol}}^i = SM^{-1} \sum_j V(r_{ij}) \langle S_j \rangle, \quad (4)$$

где  $V(r_{ij})$  — обменный интеграл взаимодействия атомов, удаленных на расстояние  $r_{ij}$ ;  $\langle S_j \rangle$  — среднее значение спина  $i$ -го атома.

В неупорядоченных магнетиках флуктуации в расположении атомов приводят к возникновению разброса величин молекулярных полей и, следовательно, к различной намагниченности атомов. Мёссбауэровские спектры таких магнетиков представляют собой суперпозицию подспектров с различными СТ полями и характеризуются функцией распределения СТ полей  $P(H_{\text{hf}})$ . Эта функция может быть извлечена из экспериментальных спектров при соответствующей математической обработке. Так как СТ поле пропорционально намагниченности атома, функция распределения СТ полей эквивалентна функции распределения локальной приведенной намагниченности  $P(\sigma)$ . Таким образом, эффект Мёссбауэра позволяет получить достаточно полную информацию о магнитных свойствах неупорядоченных систем в парамагнитной фазе.

## 1. Магнитные свойства системы PdFe

Настоящая работа посвящена изучению парамагнитных свойств разбавленных сплавов палладия с железом. Эти сплавы известны как сплавы с гигантскими моментами. В них вокруг атомов Fe происходит образование поляризованных электронных облаков, в результате чего магнитный момент, приходящийся на примесный атом возрастает до  $\approx 10 \mu_B$ . Потенциал обменного взаимодействия между атомами Fe в Pd содержит два слагаемых [1]: первое описывает ферромагнитное взаимодействие

$$V_F(r) = V_0 \frac{R}{r} \exp\left(-\frac{r}{R}\right), \quad (5)$$

где  $r$  — расстояние между атомами Fe,  $V_0$  и  $R$  — константы; второе соответствует взаимодействию типа РККИ

$$V_{\text{РККИ}}(r) = V_1 \frac{\cos(2k_F r)}{(k_F r)^3}, \quad (6)$$

где  $k_F$  — волновой вектор электронов на поверхности Ферми,  $V_1$  — константа. На расстояниях, меньших некоторого критического расстояния  $R_c$ , доминирующим является первое слагаемое, поэтому сплавы с концентрацией Fe свыше  $\approx 0.1$  ат. % испытывают ферромагнитное упорядочение (явление примесного ферромагнетизма). При меньших концентрациях  $3d$ -атомов основную роль начинает играть второе слагаемое и в сплавах наблюдаются свойства, характерные для спиновых стекол [2-4].

В настоящей работе были исследованы два сплава PdFe с концентрациями Fe 0.15 и 0.06 ат. %. Сплав Pd 0.15 ат. % Fe испытывает ферромагнитный переход при  $T_c = 1.40$  (3) К. Сплав Pd 0.06 ат. % Fe обладает свойствами спинового стекла с температурой замерзания около 0.1 К [3].

## 2. Экспериментальные результаты

Мёссбауэровские измерения проводились во внешних магнитных полях до 30 кЭ для сплава Pd 0.15 ат. % Fe при температуре 4.2 К, для сплава Pd 0.06 ат. % Fe при температуре 1.5 К. Исследуемые образцы представляли собой  $p/a$  источники  $^{57}\text{Co}$ , содержание которого в сплавах составляло  $\sim 10^{-3}$  ат. %. Гамма-излучение регистрировалось резонансным счетчиком вдоль направления магнитного поля. Методика приготовления образцов и использованная аппаратура описаны ранее [4].

На рис. 1 приведены мессбауэровские спектры ферромагнитного сплава Pd 0.15 ат.% Fe, измеренные при различных значениях внешнего поля.<sup>1</sup> Спектры имеют характерный вид, свидетельствующий о наличии распределений резонансных ядер  $^{57}\text{Fe}$  по величинам СТ магнитного поля. Соответствующие распределения  $P(H_{\text{hf}})$  приведены на рис. 2. Для их

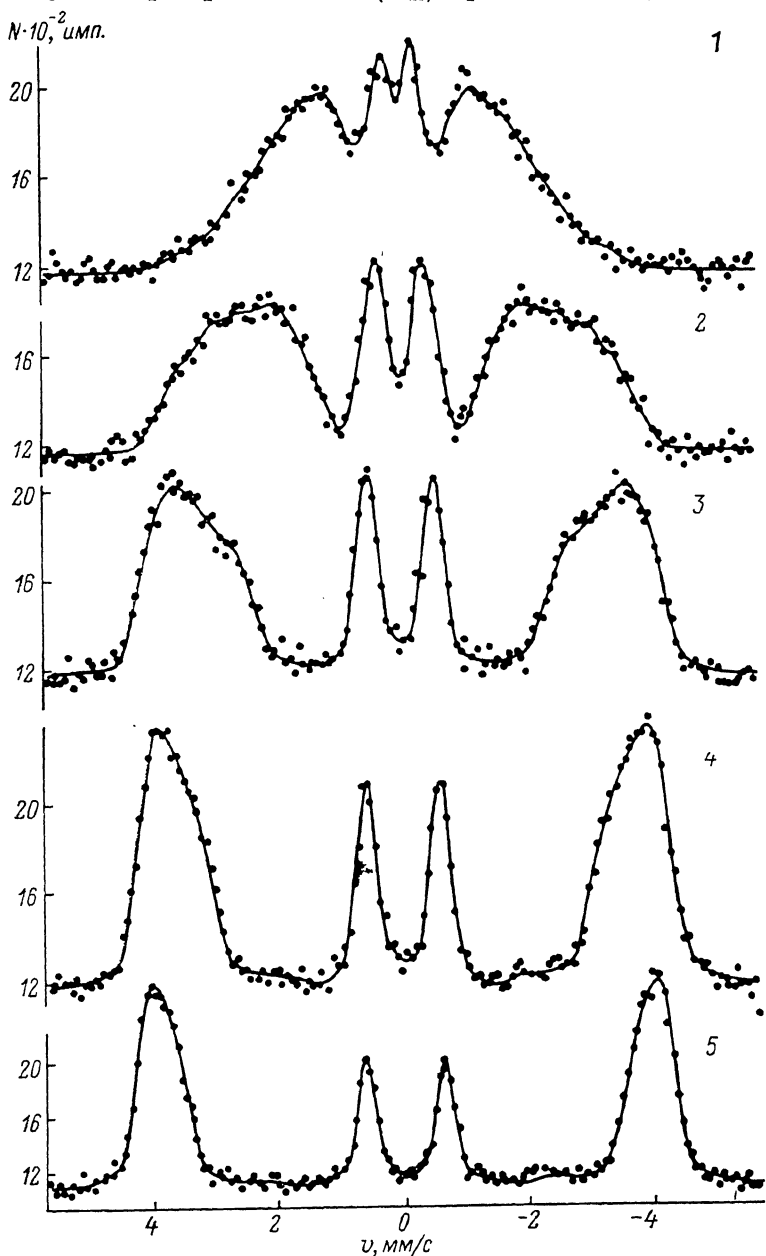


Рис. 1. Мессбауэровские спектры сплава Pd 0.15 ат.% Fe при 4.2 К.  
 $H_0$ , кЭ: 1 — 1.9, 2 — 4, 3 — 8, 4 — 12, 5 — 17.9.

получения была применена математическая обработка спектров на ЭВМ регуляризованным методом наименьших квадратов [5], представляющим статистический аналог метода регуляризации решений интегральных

<sup>1</sup> В отсутствие внешнего поля мессбауэровские спектры обоих образцов представляют собой одиночную линию с шириной, близкой к аппаратурной ширине,  $\Gamma = 0.38$  мм/с.

уравнений 1-го рода [6]. В малых внешних полях распределения характеризуются значительной шириной, что свидетельствует о существенно неоднородной намагниченности сплава. С ростом поля намагниченность атомов стремится к насыщению и распределения  $P(H_{hf})$  сужаются.

В области больших полей ( $H_0 \geq 20$  кЭ) распределения приобретают вид  $\delta$ -функции.

На рис. 3 приведена зависимость среднего СТ поля  $\bar{H}_{hf}$  от отношения внешнего поля  $H_0$  к температуре (точки на кривой 3).  $\bar{H}_{hf}$  определялось из полученных распределений  $P(H_{hf})$  согласно соотношению

$$\bar{H}_{hf} = \int_0^{H_{sat}} H_{hf} P(H_{hf}) dH_{hf}. \quad (7)$$

Напомним, что среднее СТ поле с точностью до постоянного множителя равно макроскопической намагниченности сплава. Для сравнения на рис. 3 приведена зависимость СТ поля на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  от внешнего поля, полученная нами для сильно разбавленного сплава Pd 0.01 ат. % Fe при температуре 4.2 К (точки на кривой 1). Эта зависимость соответствует кривой намагниченности изолированного атома Fe в матрице Pd и может быть

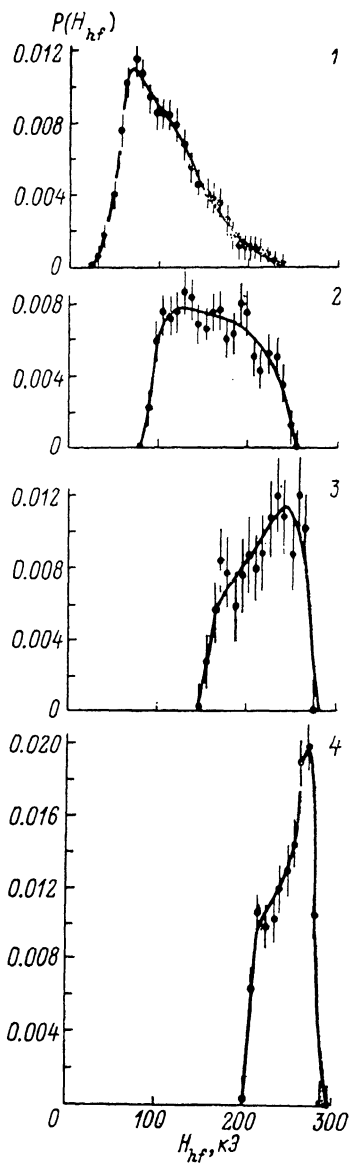


Рис. 2. Распределения СТ полей на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  в сплаве Pd 0.15 ат. % Fe, полученные из мёсбауэровских спектров, измеренных в магнитных полях при 4.2 К.  
 $H_0$ , кЭ: 1 — 1.9, 2 — 4, 3 — 8, 4 — 12.

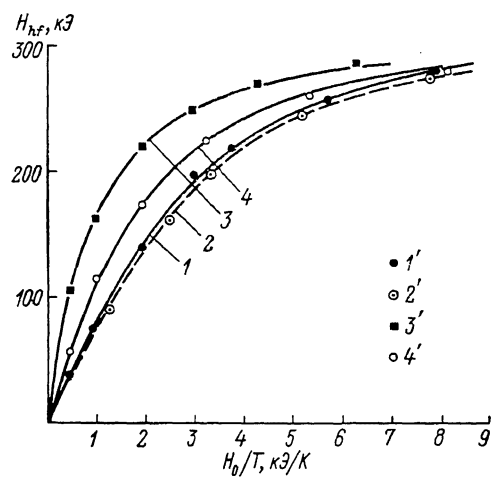


Рис. 3. Зависимость величины СТ поля на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  от отношения внешнего магнитного поля  $H_0$  к температуре.  
 Точки 1', 2' — сплав Pd 0.01 ат. % Fe при 4.2 и 1.5 К соответственно; 3' —  $\bar{H}_{hf}$  в сплаве Pd 0.15 ат. % Fe при 4.2 К; 4' —  $\bar{H}_{hf}$  в сплаве Pd 0.06 ат. % Fe при 1.5 К.

описана функцией Бриллюэна со следующими параметрами:  $S=3.5$ ,  $M=9.4 \mu_B$ ,  $H_{sat}=306$  кЭ (кривая 1). Кривая 2 — аналогичная зависимость, полученная при температуре 1.5 К. Она описывается бриллюэновской кривой с параметрами:  $S=3.5$ ,  $M=8.85 \mu_B$ ,  $H_{sat}=306$  кЭ. Возможной причиной уменьшения величины гигантского момента с температурой является взаимодействие примесного атома Fe с парамагнетиками палладия [7, 8]. Сравнение кривых 3 и 1 показывает, что намагничивание сплава Pd 0.15 ат. % Fe происходит существенно быстрее,

чем в случае изолированной примеси, свидетельствуя о ферромагнитном характере обменных взаимодействий.

Для описания зависимости  $\dot{H}_{hf}$  от внешнего поля воспользуемся приближением молекулярного поля

$$\bar{\sigma}(H_0) = B_S \{M(H_0 + \dot{H}_{mol}\bar{\sigma})/k_B T\}, \quad (8)$$

где  $\bar{\sigma}$  — средняя приведенная намагниченность сплава,  $\dot{H}_{mol}$  — среднее молекулярное поле. Кривая 3 на рис. 3 представляет собой аппрокси-

$N \cdot 10^{-2}$ , имп.

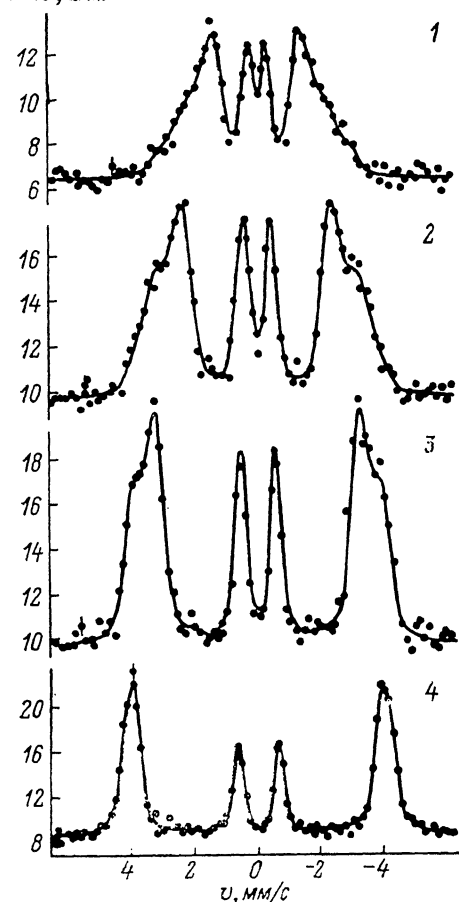


Рис. 4. Мёсбауэровские спектры сплава Pd 0.06 ат.% Fe при  $T=1.5$  К.  $H_0$ , кЭ: 1 — 1, 2 — 2.8, 3 — 4.7, 4 — 7.8.

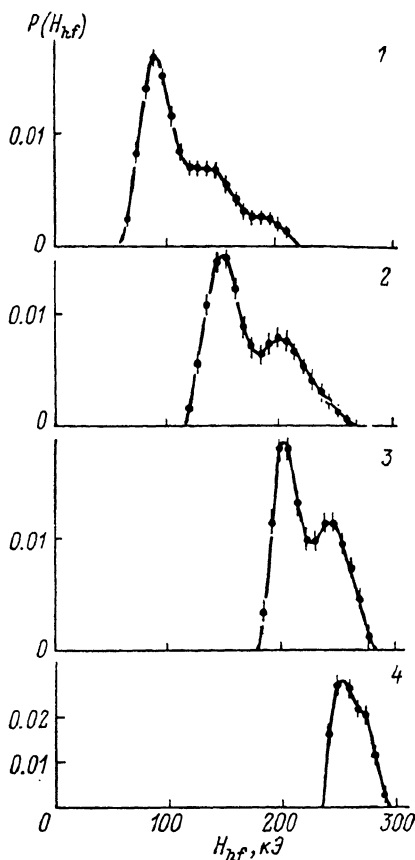


Рис. 5. Распределения СТ полей на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  в сплаве Pd 0.06 ат.% Fe, полученные из мёсбауэровских спектров, измеренных в магнитных полях при 1.5 К.  $H_0$ , кЭ: 1 — 1.5, 2 — 2.8, 3 — 4.7, 4 — 7.8.

мацию экспериментальной зависимости  $\dot{H}_{hf}(H_0)$  выражением (8). Величина  $\dot{H}_{mol}$  определена равной  $+11.1$  кЭ.

Экспериментальные спектры, полученные для сплава Pd 0.06 ат.% Fe при температурах вблизи 1.5 К, приведены на рис. 4. Они аналогичны спектрам предыдущего образца, однако уширение линий за счет разброса СТ полей имеет несколько меньшую величину. Распределения СТ полей  $P(H_{hf})$  приведены на рис. 5. В отличие от распределений, полученных для сплава 0.15 ат.% Fe, распределения  $P(H_{hf})$  этого образца в полях, больших 1.4 кЭ, состоит из двух пиков. Зависимость среднего СТ поля от внешнего поля  $H_0$ , рассчитанная из распределений  $P(H_{hf})$ ,

изображена на рис. 3 (точки на кривой 4). Кривая 4 — аппроксимация экспериментальной зависимости выражением (8) с величиной среднего молекулярного поля  $H_{mol}$ , равной +2.0 кЭ.

Особенностью результатов, полученных для сплава Pd 0.06 ат.% Fe, является положительная величина среднего молекулярного поля, в то время как при низких температурах сплав демонстрирует свойства спинового стекла, и, следовательно, существенное значение должны иметь отрицательные обменные взаимодействия.

Рассматривая наш сплав как систему гигантских моментов, взаимодействующих по модели молекулярного поля, мы получили хорошее описание зависимости среднего СТ поля от  $H_0/T$ . Однако, как показывают результаты (см. раздел 3), такое рассмотрение не вполне корректно, поэтому полученные величины средних молекулярных полей носят формальный характер.

### 3. Обсуждение результатов.

Распределения молекулярных полей. Для интерпретации распределений локальной намагниченности воспользуемся вначале теорией молекулярного поля для ансамбля гигантских магнитных моментов. В этом приближении различная намагниченность атомов объясняется распределением молекулярных полей  $P(H_{mol})$ . Эти распределения могут быть рассчитаны из экспериментальных распределений  $P(H_{ht})$  с помощью соотношения

$$P(H_{mol}) = P(\sigma) \frac{d\sigma}{dH_{mol}}, \quad (9)$$

где зависимость приведенной намагниченности от молекулярного поля дается выражением (3) с параметрами кривой Бриллюэна, определенными в экспериментах со сплавом Pd 0.01 ат.% Fe при соответствующих температурах.

Некоторые из полученных таким образом распределений  $P(H_{mol})$  для исследованных сплавов приведены на рис. 6, а, б. Распределения для обоих образцов отличаются масштабом молекулярных полей. Видно, что молекулярные поля имеют преимущественно положительный знак, что свидетельствует о доминирующей роли ферромагнитных взаимодействий. Для сплава Pd 0.15 ат.% Fe отрицательные молекулярные поля в пределах точности эксперимента не наблюдаются. Для сплава Pd 0.06 ат.% Fe наряду с положительными имеются и отрицательные молекулярные поля, воздействие которых испытывает около 10 % атомов Fe.

Характерной особенностью распределений  $P(H_{mol})$  для обоих исследованных сплавов является наличие значительной доли атомов, на которые действуют большие молекулярные поля, соответствующие обменной энергии, превышающей тепловую, т. е. удовлетворяющие неравенству  $MH_{mol} \geq k_B T$  (при 4.2 К — это поля свыше 6.4 кЭ, при 1.5 К — свыше 2.5 кЭ). Этот факт свидетельствует о существовании в сплавах магнитных кластеров, т. е. групп близко расположенных примесных атомов, жестко связанных обменным взаимодействием.

Очевидно, что для описания намагничивания сплавов с кластерами теория молекулярного поля для идентичных магнитных моментов неприменима. Действительно, если атом принадлежит кластеру, то его намагниченность будет определяться не величиной молекулярного поля (4), а в первую очередь величиной магнитного момента кластера, которому атом принадлежит. Поэтому области распределений  $P(H_{mol})$ , отвечающие большим молекулярным полям на рис. 6, в действительности соответствуют ферромагнитным кластерам, состоящим из нескольких атомов Fe. Относительно величин молекулярных полей, действующих на эти атомы, можно лишь сделать вывод, что они больше  $k_B T/M$ .

Механизм возникновения кластеров в разбавленных сплавах 3d-атомов с палладием был теоретически рассмотрен в [1]. Он обусловлен

экспоненциально быстрым уменьшением ферромагнитного потенциала (5) с расстоянием. При малых концентрациях, когда среднее расстояние между  $3d$ -атомами много больше характерного радиуса потенциала  $R$ , существенными оказываются лишь взаимодействия между наиболее близкими  $3d$ -атомами. Образование ферромагнитных кластеров происходит в тех случаях, когда величина обменного взаимодействия таких атомов превышает тепловую энергию.

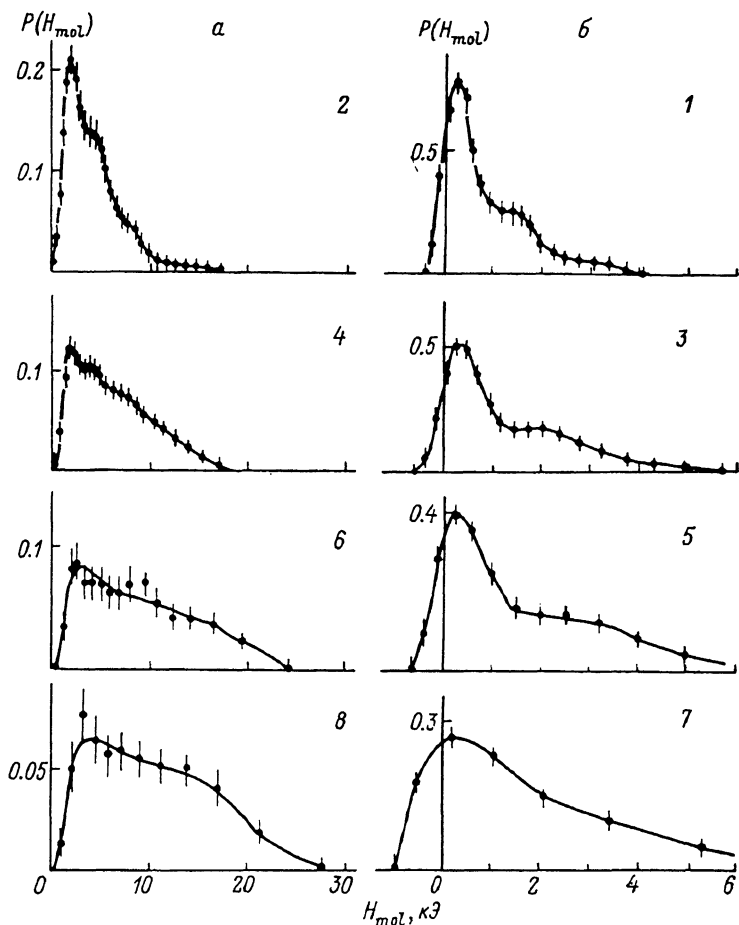


Рис. 6. Распределения молекулярных полей  $P(H_{mol})$  для сплавов Pd 0.15 ат. % Fe, 4.2 К (а) и Pd 0.06 ат. % Fe, 1.5 К (б).

$H_0$ , кЭ: 1 — 1.5, 2 — 1.9, 3 — 2.8, 4 — 4, 5 — 4.7, 6 — 8, 7 — 7.8, 8 — 12.3.

Модель невзаимодействующих кластеров. Если пренебречь взаимодействием между кластерами, намагниченность атомов во внешнем поле будет определяться следующим выражением:

$$\sigma_i = B_{S'}(M' H_0 / k_B T), \quad (10)$$

где  $S'$ ,  $M'$  — соответственно суммарный спин и магнитный момент кластера, в который входит  $i$ -атом Fe. В этом приближении различная намагниченность атомов в сплаве есть результат существования кластеров разного размера. Распределения кластеров по величинам их магнитных моментов могут быть рассчитаны из экспериментальных распределений локальной намагниченности  $P(\sigma)$  с использованием соотношения

$$P(M') = P(\sigma) (d\sigma/dM'), \quad (11)$$

где зависимость  $\sigma$  от величины магнитного момента кластера  $M'$  описывается выражением (10).

Несколько из рассчитанных таким образом распределений для обоих исследованных сплавов изображено на рис. 7, *a*, *б* (учитывая приближенный характер расчетов, значение спина кластеров принималось равным 3.5). Из рис. 7 видно, что распределения  $P(M')$  слабо зависят от величины внешнего поля. Некоторое сужение распределений  $P(M')$ , наблюдаемое при увеличении внешнего поля, по-видимому, связано

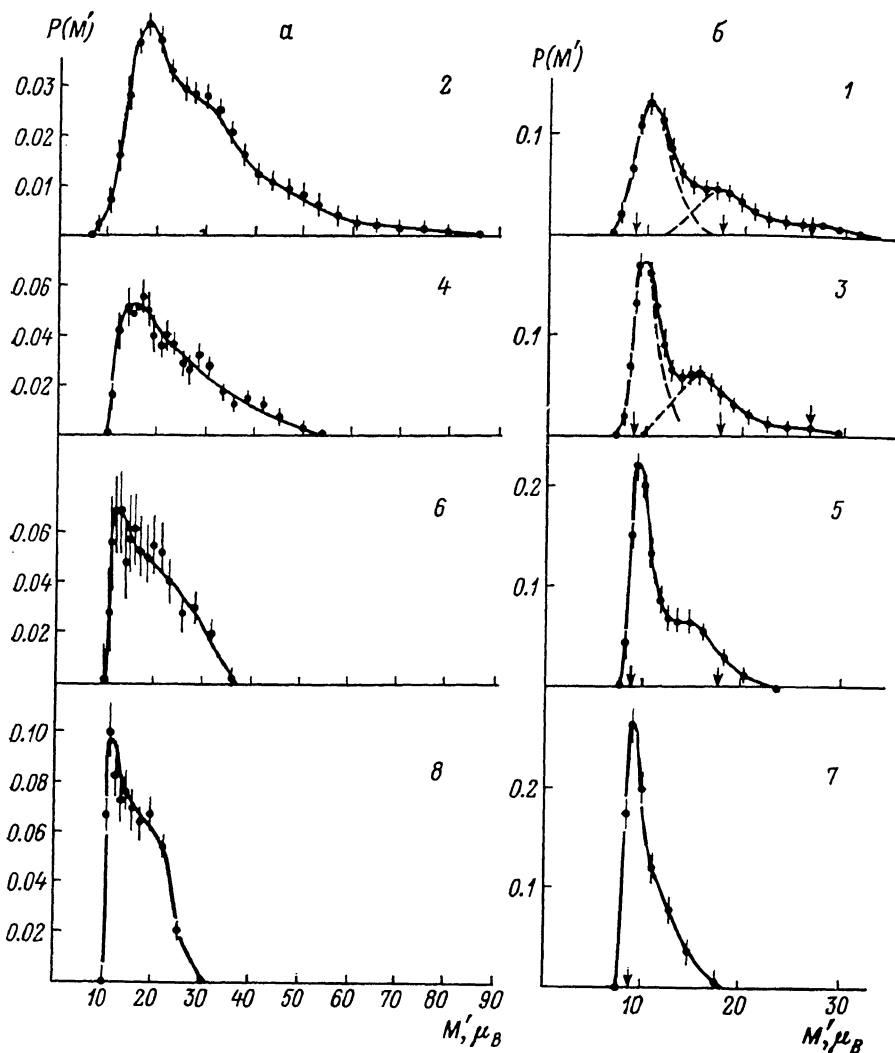


Рис. 7. Распределения магнитных моментов кластеров  $P(M')$  для сплавов Pd 0.15 ат.% Fe, 4.2 К (*a*) и Pd 0.06 ат.% Fe, 1.0 К (*б*).

$H_0$ , кЭ: 1 — 1.5, 2 — 1.9, 3 — 2.8, 4 — 4, 5 — 4.7, 6 — 8, 7 — 7.8, 8 — 12.

с разрывом наиболее слабых обменных связей. Кривые, полученные для сплава Pd 0.15 ат.% Fe, указывают на существование кластеров с магнитными моментами в интервале от 10  $\mu_B$  до 70—80  $\mu_B$ , т. е. содержащих до 7—8 атомов Fe.

Распределения  $P(M')$  для сплава Pd 0.06 ат.% Fe заметно уже, размер кластеров не превышает 2—3 атомов Fe. В распределениях, полученных в магнитных полях  $H_0 \leq 4.7$  кЭ, можно выделить два максимума, один из которых локализован вблизи  $\sim 10 \mu_B$ , другой — в области 20  $\mu_B$ . Очевидно, что первый максимум соответствует одиночным нескоррелированным атомам Fe, а второй парным кластерам. Существование в основном этих двух групп атомов и определяет появление достаточно выраженной «двугорбой» структуры в распределениях намагниченности  $P(\sigma)$



(рис. 5). Самым приближенным образом производя разложение распределений  $P(M')$  на два вклада (рис. 7, б), можно получить, что при температуре измерения 1.5 К одиночные атомы составляют около 60 % общего числа атомов Fe. Согласно [1], доля одиночных атомов Fe ( $P_1$ ) равна вероятности отсутствия у атома магнитных соседей на расстояниях короче радиуса взаимодействия  $r_{\text{int}}(T)$ , который определяется из соотношения

$$S^2 V_F(r_{\text{int}}(T)) = k_B T. \quad (12)$$

Для разбавленных сплавов эта вероятность дается распределением Пуассона:  $P_1 = \exp\{-4/3\pi r_{\text{int}}^3(T)n\}$ , где  $n$  — число примесных атомов в единице объема. Используя параметры обменного потенциала (5) из работы [1], для сплава 0.06 ат. % Fe получим  $r_{\text{int}}(1.5 \text{ К}) = 16 \text{ \AA}$  и  $P_1 = 40\%$ . Таким образом, учитывая приближенный характер теоретической оценки, можно сказать, что она находится в удовлетворительном согласии с экспериментом.

Для сплава 0.15 ат. % Fe выделить из распределений  $P(M')$  вклады от нескоррелированных атомов и кластеров различных размеров оказалось невозможным. Отметим, что и в сплаве 0.06 ат. % Fe максимум, соответствующий одиночным атомам, имеет заметную ширину, а вклады парных и тройных кластеров не разрешены. Это означает, что пренебрежение взаимодействием между кластерами некорректно. В парамагнитной области температур возможность выделения кластеров определяется параметром  $\xi$ , равным среднему числу атомов Fe в шаровом слое радиуса  $r_{\text{int}}(T)$  и толщиной  $R$ :  $\xi = 4\pi r_{\text{int}}^2(T) R n$ . Если параметр  $\xi \ll 1$ , то в большинстве своем кластеры не перекрываются между собой и их можно считать практически свободными; если  $\xi \geq 1$ , то вероятность перекрытия кластеров велика и взаимодействие между ними имеет существенное значение. Для исследованных сплавов параметр  $\xi$  не мал (для 0.15 ат. % Fe  $\xi \approx 0.9$ , для 0.06 ат. % Fe  $\xi \approx 0.6$ ). Следовательно, в случае этих сплавов модель свободных кластеров пригодна только для качественного анализа данных. Флуктуации обменного взаимодействия, обусловленные случайным расположением атомов Fe, приводят к сильно скоррелированному движению части примесных спинов, однако выделение ферромагнитных кластеров, взаимодействием которых с окружением можно было бы пренебречь, оказалось в данном случае невозможным.

Таким образом, существующие теоретические представления [1] дают правильную качественную картину поведения разбавленных сплавов палладия с железом, но не позволяют адекватно учесть эффекты ближнего магнитного порядка. Существование ближнего магнитного порядка в парамагнитной фазе является общей особенностью широкого класса неупорядоченных систем. В частности, в работах [9, 10] этими эффектами были объяснены отклонения от закона Кюри-Вейса, наблюдаемые в спиновых стеклах CuMn, PtMn и др. Использование более реалистических теоретических моделей, учитывающих как формирование магнитных кластеров, так и взаимодействие между ними, должно позволить корректно описать полученные в настоящей работе экспериментальные данные и, что особенно важно, определить зависимость потенциала обменного взаимодействия от расстояния.

**Р о л ь а н т и ф е р р о м а г н и т н ы х в з а и м о д е й с т в и й.**  
В заключение рассмотрим вопрос о характере магнитного упорядочения сплава Pd 0.06 ат. % Fe. Переход в состояние спинового стекла определяется РККИ потенциалом (6), действующим между атомами, удаленными друг от друга на расстояние, превышающее критическое расстояние  $R_c$ , на котором РККИ потенциал становится больше ферромагнитного потенциала (5). Очевидно, что при измерениях в парамагнитной фазе антиферромагнитные взаимодействия должны проявлять себя наличием отрицательных молекулярных полей. Экспериментальные данные указывают, что для сплава 0.06 ат. % Fe воздействие отрицательных молекулярных полей испытывает около 10 % атомов вместо примерно

50 % в случае, когда обменное взаимодействие определяется только потенциалом РККИ. Малый вес антиферромагнитных взаимодействий не противоречит факту перехода сплава в фазу спинового стекла, поскольку магнитный порядок определяется атомами, удаленными на расстояния порядка среднего. Близко расположенные атомы, как уже упоминалось, объединены в ферромагнитные кластеры и дают большой положительный вклад в распределения молекулярных полей, полученные в эксперименте. С учетом формирования ферромагнитных кластеров низкотемпературная фаза сплава Pd 0.06 ат.% Fe является кластерным спиновым стеклом. Наблюдаемые отрицательные молекулярные поля соответствуют антиферромагнитным взаимодействиям отдельных атомов. Антиферромагнитные взаимодействия кластеров в распределениях  $P(H_{\text{mol}})$  не проявляются, поскольку намагниченность атомов, входящих в кластеры, определяется в первую очередь размерами кластеров.

Полученные данные позволяют оценить величину критического расстояния  $R_c$ . Доля атомов, не имеющих ближайших соседей в сфере радиуса  $R_c$ , равна  $P(R_c) = \exp\{-4/3\pi R_c^3 n\}$ . Эти атомы взаимодействуют с окружением посредством потенциала РККИ и примерно с одинаковой вероятностью испытывают воздействие как положительных, так и отрицательных обменных полей. Поэтому  $P(R_c)$  равно удвоенному числу атомов с отрицательными молекулярными полями, т. е.  $P(R_c) \approx 20\%$ . Отсюда для величины критического расстояния получим  $R_c \approx 21 \text{ \AA}$ . Близкое значение  $R_c$ , равное 22 А, было получено в работе [11] на основании эмпирического анализа экспериментальных данных.

Отметим, что обнаружение отрицательных молекулярных полей является непосредственным экспериментальным подтверждением наличия осциллирующего обменного взаимодействия типа РККИ в сплавах на основе Pd.

В заключение можно сделать следующие выводы.

1. В парамагнитной области температур магнитные свойства сплавов системы PdFe определяются эффектами ближнего магнитного порядка. В сплаве Pd 0.15 ат.% Fe зарегистрированы ферромагнитные кластеры, содержащие до 7–8 атомов Fe, а в сплаве Pd 0.06 ат.% Fe — кластеры из 2–3 атомов.

2. В сплаве Pd 0.06 ат.% Fe удалось обнаружить существование антиферромагнитных обменных взаимодействий, ответственных за переход системы в фазу кластерного спинового стекла. Оценена величина критического радиуса, соответствующего изменению характера обменного взаимодействия атомов Fe в матрице Pd,  $R_c \approx 21 \text{ \AA}$ .

3. Полученные результаты находятся в качественном согласии с теоретическими представлениями, изложенными в работе [1].

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф. УФН, 1978, т. 126, № 2, с. 233–268.
- [2] Peters R. P. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, vol. 53, N 11, p. 1108–1111.
- [3] Андрианов В. А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 1, с. 42–44.
- [4] Андрианов В. А., Козин М. Г. и др. ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 2, с. 627–641.
- [5] Меченов А. С. В кн.: Методы математического моделирования, автоматизация обработки измерений и их применения. М., 1986, с. 88–92.
- [6] Тихонов А. Н. ДАН СССР, 1963, т. 151, № 3, с. 501–504.
- [7] Ларкин А. И., Мельников В. И. ЖЭТФ, 1971, т. 61, № 3, с. 1231–1242.
- [8] Андрианов В. А., Козин М. Г., Пенгин А. Ю. и др. Тез. докл. 23-го Всес. совещ. по физике низких температур. Таллин, 1984, ч. 3, с. 6–7.
- [9] Morgownik A. F. J., Mydosh J. A. Sol. St. Commun., 1983, vol. 47, N 5, p. 321–324.
- [10] Morgownik A. F. J. et al. Phys. Rev. B, 1984, vol. 29, N 7, p. 4144–4146.
- [11] Ododo J. L. J. Phys. F: Met. Phys., 1983, vol. 13, N 6, p. 1291–1309.