

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р 951

P14-89-464

Г.М.Гуревич¹, А.Л.Ерзинкян², В.Н.Павлов,
В.П.Парфенова², Б.Седлак³, С.В.Топалов¹,
М.Трхлик³

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ
ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ Mn В РАЗБАВЛЕННЫХ
СПЛАВАХ PtFe И Pd(Co, Fe)
ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики"

-
- ¹ Институт ядерных исследований АН СССР, Москва
 - ² Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва
 - ³ Карлов университет, Прага

Гуревич Г.М. и др.

P14-89-464

Особенности магнитного упорядочения
примесных атомов Mn в разбавленных сплавах PtFe и Pd(Co, Fe)
при низких температурах

С помощью методики низкотемпературной ядерной ориентации исследовалась локальная намагниченность атомных спинов ^{54}Mn в парамагнитных ($\text{Pt} + 0,05$ ат.% Fe и $\text{Pt} + 0,1$ ат.% Fe) и ферромагнитных ($\text{Pt} + 1$ ат.% Fe, $\text{Pd} + 1$ ат.% (Co, Fe), $\text{Pd} + 1$ ат.% Fe) матрицах. Наблюдавшиеся зависимости эффективного магнитного поля на ядре ^{54}Mn от температуры и внешнего магнитного поля интерпретируются как проявление неколлинеарности магнитных моментов Mn относительно направления макроскопической намагниченности. Эта неколлинеарность, возрастающая с увеличением концентрации Fe в сплавах, может быть связана с наличием в системе конкурирующих ферро- и антиферромагнитного взаимодействий.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод авторов

Gurevich G.M. et al.

P14-89-464

Singularities of Magnetic Ordering for Impurity Atoms Mn
in Diluted Alloys PtFe and Pd(Co, Fe) at Low Temperatures

Low temperature nuclear orientation of ^{54}Mn in PtFe hosts with Fe content 0.05, 0.1 and 1 at. % as well as in Pd + 1 at. Fe and Pt + 1 at. (Co_{0.8} Fe_{0.2}) hosts was studied. The temperature and external magnetic field dependencies of the effective magnetic field of ^{54}Mn were interpreted as noncollinearity of the magnetic moments of Mn with reference to the direction of the macroscopic magnetization. This noncollinearity increases with Fe content in alloys studied and may be related to the existence of competing ferro- and antiferromagnetic interactions in these systems.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что добавление Fe и Co в палладий и платину, которые являются парамагнетиками с большим обменным усилением, приводит к дальнедействующей положительной спиновой поляризации 4d- и 5d-электронов и к возникновению ферромагнитного упорядочения уже при весьма низких концентрациях 3d-примеси. Эта поляризация ведет к образованию "гигантских" магнитных моментов, связанных с 3d-примесью. Различие в факторах обменного усиления для Pd и Pt приводит к тому, что гигантские моменты в Pt ниже, чем в Pd, а критическая концентрация для возникновения ферромагнетизма, соответственно, более высокая. Например, для $\underline{\text{PdFe}}$ эта концентрация равна $\sim 0,1$ ат. %^{1/}, а для $\underline{\text{PtFe}}$ — 0,76 ат. %^{2/}. Примесь Mn в Pd также ведет к образованию гигантского момента и при концентрациях от 0,15 до 3 ат. % вызывает ферромагнитное упорядочение. Mn в Pt не образует гигантских моментов и не вызывает ферромагнетизма^{3/}. При концентрациях Mn от 0,05 до 3,8 ат. % в системе $\underline{\text{PtMn}}$ наблюдалось образование спинового стекла^{3, 4/}. В этом отношении сплавы $\underline{\text{PtMn}}$ качественно отличаются от сплавов $\underline{\text{PdMn}}$.

Широко используемые для изучения магнитного поведения разбавленных сплавов макроскопические методы (такие, как измерение магнитной восприимчивости и намагниченности, удельной теплоемкости, электросопротивления и т.п.) не всегда пригодны в случае низких концентраций примеси. Применение ядерных методов (эффект Мессбауэра, возмущенные угловые корреляции, ядерная ориентация) позволяет проводить исследования в диапазоне концентраций примеси, недоступных макрометодам. В частности, метод ориентированных ядер благодаря высокой чувствительности регистрации радиоактивного излучения оказался удобным для изучения систем с предельно низкими концентрациями примеси. Кроме того, этот метод весьма эффективен для изучения локальной намагниченности примесных атомов^{5/}.

Наблюдаемой величиной в экспериментах с ориентированными ядрами является анизотропия углового распределения ядерного излучения (обычно γ -излучения). Для ядерного ансамбля с аксиальной симметрией анизотропия, измеренная под углом θ относительно оси ядерной ориентации, имеет вид



$$W(\theta, T) = \sum_{k \text{ четн}} A_k U_k Q_k V_k(T) P_k(\cos \theta), \quad (1)$$

где коэффициенты A_k , U_k определяются ядерным распадом, Q_k — геометрический фактор, $V_k(T)$ — функции ориентации материнского ядра, полностью описываемые заселенностями ядерных подуровней, $P_k(\cos \theta)$ — полиномы Лежандра. Заселенности ядерных подуровней в случае чисто магнитного взаимодействия определяются отношением энергии расщепления основного состояния ядра $\mu B/I$ к тепловой энергии $T(\mu, I$ — магнитный момент и спин ядра, B — магнитное поле на ядре, T — температура). Если все ядерные параметры, а также температура известны, из измеренной угловой анизотропии можно определить магнитное поле на ядре.

Гамильтониан взаимодействия для магнитного атома во внешнем магнитном поле $B_{\text{вн}}$ имеет вид

$$\mathcal{H} = A \vec{I} \vec{S} + g \mu_B \vec{B}_{\text{вн}} + g_n \mu_n \vec{B}_{\text{вн}} \vec{I}, \quad (2)$$

где S — электронный спин, g , g_n — электронный и ядерный g -факторы, μ_B — магнетон Бора, μ_n — ядерный магнетон, A — константа сверхтонкого взаимодействия.

В том случае, когда электронные моменты полностью выстроены во внешнем магнитном поле, локальные оси квантования для каждого ядра совпадают с осью макроскопической намагниченности \vec{Z}_0 , определяемой направлением внешнего магнитного поля. При этом магнитное поле на ядре представляет собой сумму сверхтонкого и внешнего полей:

$$B = B_{\text{ст}} + B_{\text{вн}}. \quad (3)$$

Согласно (2) магнитное сверхтонкое поле $B_{\text{ст}} = A S/g_n \mu_n$. Если локальные оси ориентации ядра \vec{Z}_i не совпадают с макроскопической осью Z_0 , то измеренная вдоль Z_0 величина W будет соответствовать некоторому эффективному магнитному полю, отличному от (3). Рассчитанное на основе (1) эффективное поле $B_{\text{эфф}}$ в случае несовпадения локальных и макроскопической осей симметрии оказывается зависящим от температуры^{6,7/}. Это обстоятельство легко понять, поскольку угловые распределения (1) для разных температур различны. Указанная особенность температурной зависимости $W(\theta)$ обуславливает большую чувствительность ядерно-ориентационных экспериментов к эффектам локального нарушения макроскопической симметрии. Как отмечалось^{6/}, методика ядерной ориентации существенно более чувствительна к неколлинеарности (\vec{Z}_1, \vec{Z}_0), чем эксперименты по намагниченности.

В настоящей работе метод низкотемпературной ядерной ориентации использовался для изучения магнитного поведения разбавленной примеси ^{54}Mn в сплавах $\text{Pt} + 0,05 \text{ ат.}\% \text{Fe}$, $\text{Pt} + 0,1 \text{ ат.}\% \text{Fe}$, $\text{Pt} + 1 \text{ ат.}\% \text{Fe}$, а также в сплавах $\text{Pd} + 1 \text{ ат.}\% \text{Fe}$ и $\text{Pd} + 1 \text{ ат.}\% (\text{Co}_{0,8}\text{Fe}_{0,2})$.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Содержание Fe и Co в образцах исследовавшихся сплавов было проанализировано с помощью сканирующего рентгеновского микроскопа. Анализ показал достаточно равномерное распределение Fe и Co в сплавах. Для внедрения ^{54}Mn на подложки из сплавов наносилась капля раствора $^{54}\text{MnCl}_2$. После высушивания подложки с нанесенной активностью подвергались переплавлению в вакууме и последующей прокатке. Готовые образцы имели вид фольг толщиной 3-5 мкм. Концентрация Mn в образцах не превышала 10^{-5} (с учетом содержания стабильного Mn в радиоактивном сырье). Образцы, содержащие Pd, непосредственно перед измерениями подвергались кратковременному отжигу в вакууме при 800°C для удаления сорбированного водорода, который может повлиять на результаты исследования^{8/}.

Эксперименты по ядерной ориентации были выполнены на установке СПИН^{9/}. Образцы припаивались мягким припоем к теплообменнику с развитой поверхностью вместе с ядерным термометром $^{60}\text{CoFe}$ и помещались в камеру растворения рефрижератора $^3\text{He} - ^4\text{He}$. γ -излучение ^{54}Mn (835 кэВ) и ^{60}Co (1173 и 1332 кэВ) регистрировалось двумя Ge(Li)-детекторами, установленными под углами $\theta = 0^\circ$ и 90° относительно направления внешнего магнитного поля, создаваемого парой сверхпроводящих катушек.

В эксперименте величина $W(\theta)$ определялась для углов $\theta = 0^\circ$ и 90° как отношение N_T/N_∞ , где N_T, N_∞ — соответственно скорости счета при низкой температуре T и при "высокой" температуре (0,6 — 1 К), когда ориентация ядер отсутствует (излучение изотропно). Коррекция измеренных скоростей счета на фон и на дрейф спектрометрического тракта осуществлялась с помощью ЭВМ. Измерения были проведены в интервале температур 11-50 мК во внешнем магнитном поле до 1,2 Тл.

Из измеренной анизотропии углового распределения γ -излучения с помощью соотношения (1) определялось эффективное магнитное поле $B_{\text{эфф}}$ на ядре ^{54}Mn . $B_{\text{эфф}}$ соответствует магнитному полю, действующему на ядра вдоль направления внешнего поля и вызывающему измеренную величину анизотропии. Преимущество такого представления заключается в том, что в случае локального нарушения симметрии

относительно направления внешнего поля возникает зависимость $V_{эфф}$ от температуры [6,7].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. ^{54}Mn : PtFe

Измерялась γ -анизотропия $W(0^\circ)$ и $W(90^\circ)$ ^{54}Mn в сплавах PtFe с концентрациями Fe 0,05, 0,1 и 1% в зависимости от внешнего магнитного поля и от температуры. Полевая зависимость γ -анизотропии $W(0^\circ)$ была измерена при температуре $T \approx 12$ мК. Величины $V_{эфф}$ для ряда значений внешнего магнитного поля приведены на рис. 1. Из рисунка следует, что для всех трех сплавов $V_{эфф}$ на Mn не достигает насыщения в приложенных внешних полях. Такое поведение $V_{эфф}$ может быть связано либо с отсутствием полного выстраивания электронных моментов, либо с образованием спин-компенсированного состояния на узле Mn (эффект Кондо).

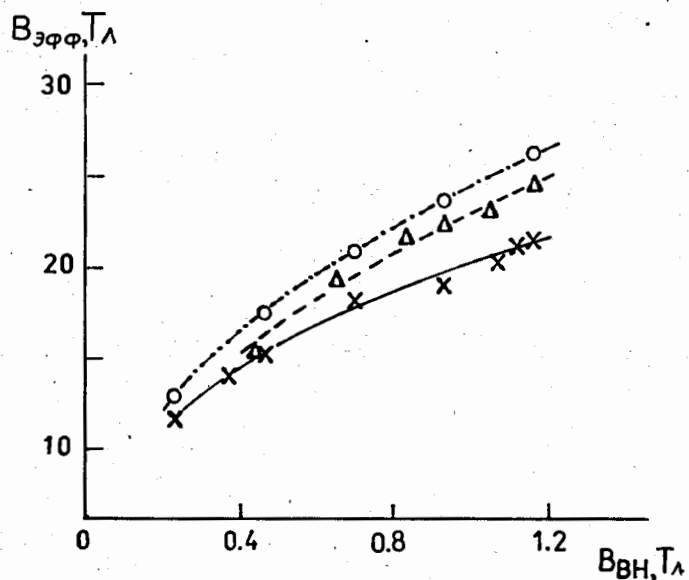


Рис. 1. Зависимости $V_{эфф}$ на ядре ^{54}Mn от внешнего магнитного поля при постоянной температуре $T = 12$ мК для сплавов PtFe (\circ – 0,05; Δ – 0,1 и \times – 1 ат.% Fe). Линии проведены для наглядности. На всех рисунках указаны статистические ошибки, за исключением случаев, когда они не превышают размеров точек.

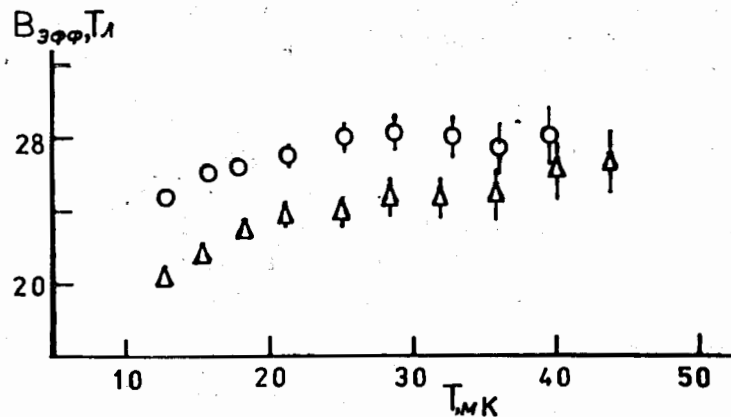


Рис. 2. Зависимости $V_{эфф}$ на ^{54}Mn от температуры сплава $\text{Pt} + 0,1$ ат.% Fe при постоянном внешнем поле: \circ – 1,16 Тл, Δ – 0,69 Тл.

Чтобы понять, чем обусловлен наблюдавшийся ход полевой зависимости, обратимся к рассмотрению температурного хода $V_{эфф}$ (температурные зависимости были измерены при двух или трех значениях внешнего поля: $B_{вн} = 0,69$; 0,93 и 1,16 Тл). Из рис. 2 и 3 видно, что $V_{эфф}$ с понижением температуры уменьшается. Такое поведение $V_{эфф}$, как отмечалось выше, однозначно указывает на то, что локальные оси квантования ядра, совпадающие с направлением электронных моментов Mn, отклоняются от оси макроскопической симметрии, определяемой внешним магнитным полем.

Рис. 3. Зависимости $V_{эфф}$ на ^{54}Mn от температуры для сплавов PtFe с содержанием железа 0,05 и 1 ат.% при постоянном внешнем поле: \circ – 1,16 Тл, Δ – 0,69 Тл ($\text{Pt} + 0,05\%$ Fe) и \square – 1,16 Тл, \times – 0,93 Тл ($\text{Pt} + 1\%$ Fe).

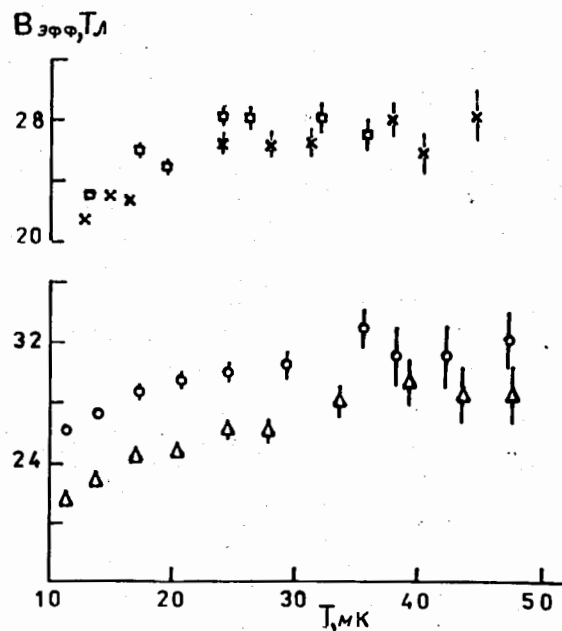


Таблица 1. Параметры аппроксимации температурной зависимости
угловой анизотропии γ -излучения ^{54}Mn для сплавов PtFe

Содержание Fe в сплаве, ат.%	$V_{\text{вн}}$ (Тл)	Аппроксимация с одним углом		Распределение Лоренца*	
		$V_{\text{я}}$ (Тл)	$\cos \phi_0$	$V_{\text{я}}$ (Тл)	Γ
0,05	1,16	36,2 (3)	0,920 (2)	37,1 (3)	0,099 (3)
	0,69	35,0 (3)	0,873 (2)	36,7 (4)	0,198 (5)
0,1	1,16	34,0 (6)	0,908 (4)	35,0 (6)	0,120 (8)
	0,93	33,9 (7)	0,891 (5)	34,9 (8)	0,154 (11)
	0,69	33,8 (6)	0,857 (4)	35,8 (8)	0,242 (11)
1	1,16	36,8 (8)	0,870 (5)	38,7 (10)	0,223 (13)
	0,93	36,8 (7)	0,855 (4)	38,9 (8)	0,276 (13)

* Во всех случаях получено, что $(\cos \phi)_m = 1$.

Для оценки степени наблюдавшейся неколлинеарности были проведены расчеты в предположении, что для всех атомов Mn угол отклонения одинаков. Проводилась аппроксимация по методу наименьших квадратов экспериментальной температурной зависимости $W(T)$ с двумя параметрами: $\cos \phi_0^{**}$ и $V_{\text{я}}$ (величина поля на ядре $V_{\text{я}}$ равна векторной сумме $V_{\text{вн}}$ и $V_{\text{ст}}$). Полученные параметры представлены в табл. 1. Результаты аппроксимации для системы Pt + 1%Fe показаны на рис. 4.

В качестве более реалистического представления поведения спинов Mn были выполнены расчеты в предположении лоренцева или гауссова распределений ориентаций моментов Mn относительно направления внешнего поля. Параметры аппроксимации в этом случае — $V_{\text{я}}$, $(\cos \phi)_m$, соответствующий максимуму распределения, и полуширина распределения Γ или дисперсия σ соответственно для распределений Лоренца или Гаусса***. На первом этапе расчетов, когда использовались данные,

** В данном случае $\cos \phi$ характеризует намагниченность: $M = M_0 \cos \phi$.

*** Распределения Лоренца и Гаусса были взяты в стандартной форме:

$$L(x) = \frac{(\Gamma/2)^2}{(\Gamma/2)^2 + (x_m - x)^2} \quad \text{и} \quad G(x) = \exp[-(x_m - x)^2 / 2\sigma^2],$$

где $x = \cos \phi$, $x_m = (\cos \phi)_m$.

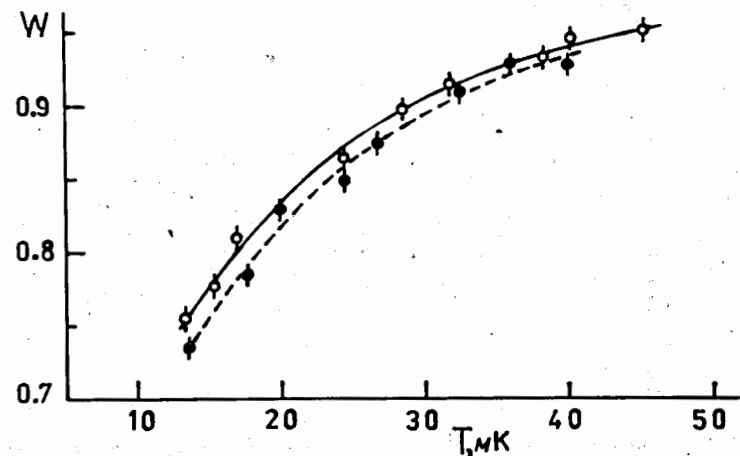


Рис. 4. Температурная зависимость γ -анизотропии $w(0^\circ, T)$ ^{54}Mn для образца $^{54}\text{Mn} : \text{Pt} + 1\% \text{Fe}$, при постоянном внешнем поле (\bullet — 1,16 Тл, \circ — 0,93 Тл). Линии на рисунке соответствуют аппроксимации в предположении одинакового отклонения моментов всех примесных атомов от направления внешнего поля.

полученные при измерении только вдоль внешнего магнитного поля, $W(0^\circ, T)$, критерий согласия χ^2 для распределений Лоренца и Гаусса существенно не различались. В том случае, когда аппроксимация проводилась совместно по данным $W(0^\circ, T)$ и $W(90^\circ, T)$, критерий согласия оказался лучшим для распределения Лоренца, хотя подгоночные параметры практически не изменились. В рамках обеих моделей расчета было получено, что для всех трех систем $(\cos \phi)_m = 1$ при всех значениях внешнего поля. Результаты расчетов для распределения Лоренца приведены в табл. 1.

3.2. $^{54}\text{Mn} : \text{PdFe}$ и $^{54}\text{Mn} : \text{Pd}(\text{Co}, \text{Fe})$

Были проведены аналогичные исследования ядерной ориентации ^{54}Mn в ферромагнитных матрицах Pd + 1%Fe и Pd + 1% ($\text{Co}_{0,8}\text{Fe}_{0,2}$). На рис. 5 приводятся полевые зависимости $V_{\text{эфф}}$, из которых следует, что в данном случае значения $V_{\text{эфф}}$ для Mn в обеих системах существенно выше, чем для матриц PtFe при тех же значениях $V_{\text{вн}}$, хотя полного насыщения не наблюдается. При $V_{\text{вн}} = 1,16$ Тл поля близки к величине $V_{\text{ст}}$ для Mn в Pd: $V_{\text{ст}} = 38,0$ Тл^{10/}. В этом случае так же, как и в сплавах с Pt, зависимость $V_{\text{эфф}}(V_{\text{вн}})$ лежит несколько ниже для сплава с большим содержанием Fe.

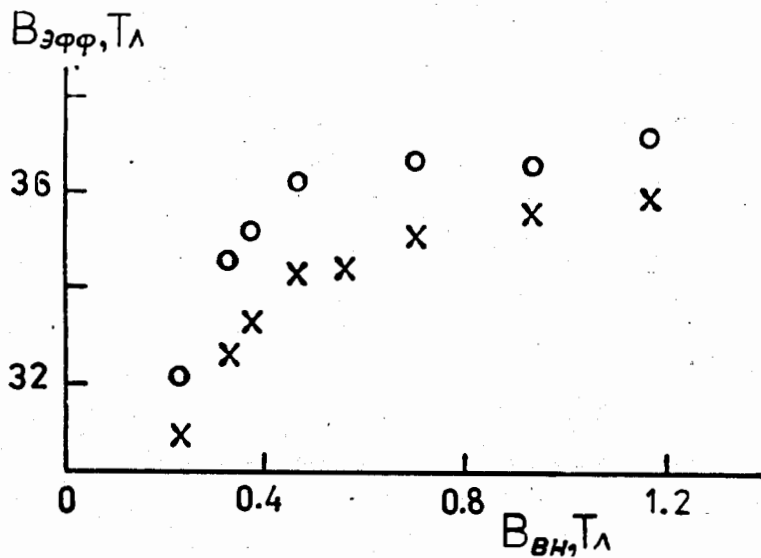


Рис. 5. Зависимость $V_{эфф}$ на ^{54}Mn от внешнего магнитного поля при постоянной температуре $T = 12 \text{ мК}$ для сплавов Pd с Fe и Co: O — Pd + 1 ат.% (Co, Fe), x — Pd + 1 ат.% Fe.

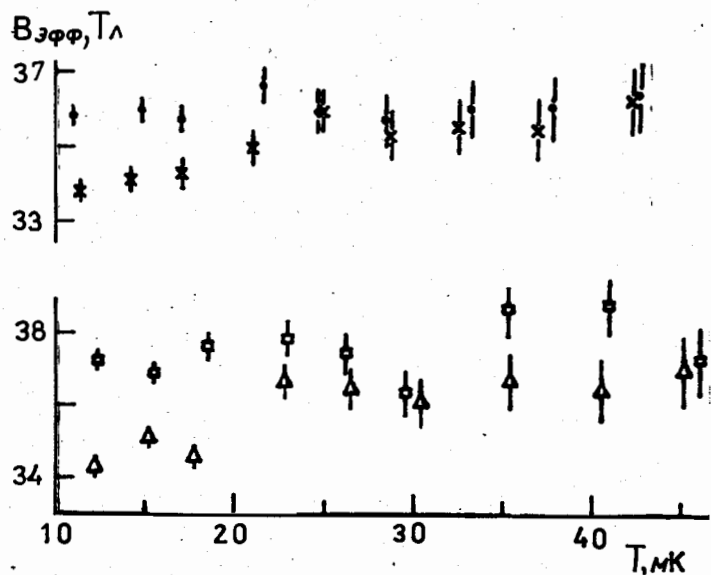


Рис. 6. Зависимость $V_{эфф}$ на ^{54}Mn от температуры при постоянном внешнем поле для сплавов Pd + 1% Fe (● — 1,16 Тл, x — 0,37 Тл) и Pd + 1% (Co, Fe) (□ — 1,16 Тл, Δ — 0,32 Тл).

Таблица 2. Параметры лоренцевой аппроксимации температурной зависимости угловой анизотропии γ -излучения ^{54}Mn для сплавов на основе Pd (во всех случаях получено $(\cos \phi)_m = 1$)

Сплав	$V_{вн}$ (Тл)	$V_{я}$ (Тл)	Γ
Pd + 1% Fe	0,56	37,3 (2)	0,012 (1)
	0,37	38,3 (2)	0,026 (1)
Pd + 1%(Co _{0,8} Fe _{0,2})	0,32	38,0 (3)	0,020 (2)

Были измерены также температурные зависимости $W(0^\circ, T)$ при $V_{вн} = 0,37; 0,56$ и $1,16 \text{ Тл}$ для Pd + 1% Fe и при $V_{вн} = 0,32$ и $1,16 \text{ Тл}$ для Pd + 1% (Co, Fe). При $V_{вн} = 1,16 \text{ Тл}$ температурная зависимость $V_{эфф}$ выражена слабо (см. рис. 6), что свидетельствует о том, что магнитные моменты Mn почти выстроены. При более низких значениях внешнего поля наблюдается явная зависимость $V_{эфф}$ от температуры. Для низкополевых температурных зависимостей $W(0^\circ, T)$ была выполнена аппроксимация с лоренцевым распределением по описанной выше процедуре. При этом для обоих сплавов были получены одинаковые значения $V_{я} \approx 38 \text{ Тл}$, в полном соответствии с ^{10/}, см. табл.2.

3.3. Обсуждение результатов

Основные результаты по системе ^{54}Mn : PtFe.

а) Для сплавов Pt + 0,05% Fe и Pt + 1% Fe магнитное поле на ядре $V_{я}$ хорошо согласуется с известной величиной $V_{ст}$ для Mn в Pt: $V_{ст} = 37,5 \text{ Тл}$ ^{11/}. Несколько более низкое значение $V_{я}$ получено для сплава Pt + 0,1% Fe.

б) Степень неколлинеарности, определяемая величинами $\cos \phi_0$ и Γ (или σ), соответственно в моделях с одним углом и распределением Лоренца (или Гаусса) возрастает с увеличением концентрации Fe в сплаве.

в) $\cos \phi_0$, Γ (и σ) уменьшаются с ростом $V_{вн}$ (для $V_{я}$ корреляции с $V_{вн}$ не наблюдается). Как было показано в недавних измерениях ядерной ориентации, выполненных в Левене (Бельгия)*, полного выстраивания спинов Mn в Pt + 1% Fe не достигается вплоть до величины внешнего магнитного поля 8 Тл. Для образцов Pt + 0,05% Fe и Pt +

* Эти результаты были сообщены М.Трхликом и Б.Седлаком.

+ 0,1% Fe насыщение $V_{эфф}$ наступает во внешних полях соответственно 4 и 6 Тл. Для сравнения укажем, что в сплавах с содержанием Fe в Pt $\approx 3\text{ppm}$ эффекты неколлинеарности Mn исчезают при значении $B_{вн} = 0,69 \text{ Тл}^{1/2}$.

г) Поскольку по критерию согласия модель с распределением Лоренца оказывается предпочтительней, чем с распределением Гаусса, можно предположить, что заметная доля спинов Mn имеет большие углы отклонения от макроскопической оси намагниченности.

Обнаруженная неколлинеарность спинов Mn в сплавах PtFe ставит вопрос о магнитном насыщении матрицы. Для прояснения этого обстоятельства нами были проведены в аналогичных условиях измерения ядерной ориентации магнитной примеси ^{60}Co в этих же матрицах. Измерения показали, что в приложенных внешних полях $V_{эфф}$ для Co достигает насыщения, а температурная зависимость $V_{эфф}$ отсутствует. Полученные результаты, очевидно, указывают, что матрица магнитно насыщена. Заметим, что для ферромагнитного образца $^{60}\text{Co} : \text{Pt} + 1\% \text{Fe}$, $V_{эфф}$ достигает насыщения быстрее, чем для остальных двух образцов, в то время как для примеси Mn ситуация прямо противоположная (см. рис. 1).

Таким образом, можно заключить, что в системах $^{54}\text{Mn} : \text{PtFe}$ имеет место сосуществование двух типов магнитного поведения: неколлинеарности ("кантинга") спинов Mn и магнитно упорядоченной матрицы. Значительная разориентация спинов Mn свидетельствует о наличии в системе взаимодействий, препятствующих выстраиванию Mn вдоль направления внешнего поля. Возрастание степени неколлинеарности Mn с увеличением содержания Fe в сплаве с несомненностью указывает на то, что источником взаимодействий, вызывающих отклонение моментов Mn от направления макроскопической намагниченности, являются атомы Fe.

Известно, что прямое взаимодействие Mn-Mn и Mn-Fe является антиферромагнитным. Косвенная антиферромагнитная связь также может возникнуть вследствие знакопеременного взаимодействия РККИ-типа. Нужно заметить, однако, что из-за низкой концентрации Mn ($\leq 10^{-5}$) в исследуемых образцах прямая связь Mn-Mn вряд ли возможна. Остается предположить, что основным взаимодействием, ответственным за неколлинеарность моментов Mn относительно направления внешнего магнитного поля, является антиферромагнитное взаимодействие Mn-Fe.

Результаты, полученные для ^{54}Mn в Pd(Co, Fe), свидетельствуют о затрудненности выстраивания моментов Mn, тем большей, чем выше концентрация Fe в сплаве. То обстоятельство, что эффекты неколлинеарности для сплавов на основе Pd выражены слабее, связано, очевидно,

с существованием ферромагнитного взаимодействия гигантских моментов Mn и Fe (или Co) в Pd. Аналогичные эффекты неколлинеарности спинов Mn, вызванные межпримесным взаимодействием Mn-Fe, наблюдались ранее при очень низких концентрациях Fe в Pd в слабых магнитных полях^{/6/}.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В исследованиях ядерной ориентации при низких температурах обнаружено, что как в ферромагнитных, так и в парамагнитных сплавах PtFe и PdFe, Pd(Co, Fe) примесь Mn находится в кантированном состоянии. Степень кантинга уменьшается с ростом внешнего поля и с понижением содержания железа, однако еще достаточно велика даже при концентрации Fe 0,05% в Pt. Наблюдавшаяся угловая анизотропия хорошо описывается в предположении лоренцева распределения ориентаций магнитных моментов атомов Mn.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что метод ядерной ориентации обладает большой чувствительностью к типу магнитного поведения примеси. В частности, оказывается возможным детектировать существование пространственно-неупорядоченных подсистем локализованных моментов в ферромагнитной или парамагнитной системах.

Авторы благодарят за помощь в выполнении эксперимента П.Малинского, П.Чижека, Л.Лештака, а также М.Фингера за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Crangle J., Scott W.R. – *J. Appl. Phys.*, 1965, v.36, p.921.
2. Ododo J.C. – *J. Phys. F: Met. Phys.*, 1979, v.9, p.1441.
3. Kästner et al. – *J. Phys. F: Met. Phys.*, 1979, v.8, p.103.
4. Kiyamac K., Finn C.B.P. – *J. Phys. F: Met. Phys.*, 1982, v.12, p.333.
5. Thrlük M. et al. – *J. Phys. F: Met. Phys.*, 1988, v.18, p.L237.
6. Flouquet J.F. et al. – *Phys. Rev.*, 1978, v.B18, p.54.
7. Brewer W.D. – *Low Temperature Nuclear Orientation*, ed. N.J.Stone and H.Postma (Amsterdam North Holland), 1986, p.407.
8. Гуревич Г.М. и др. – *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1986, т.50, с.2326.
9. Finger M. et al. – *Hyperf. Inter.*, 1985, v.22, p.461.
10. Le Dong Khoi, Veillet P., Campbell I.A. – *J. Phys. F: Met. Phys.*, 1976, v.6, p.L197.
11. Flouquet J. – *Annals Phys.*, 1974, v.8, p.5.
12. Thompson J.R. et al. – *J. Phys. F: Met. Phys.*, 1978, v.8, p.169.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июня 1989 года.