

ИЗУЧЕНИЕ ЯДЕРНОЙ СПИН-РЕШЕТОЧНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ^{60}Co В $\text{Pd}_{99}\text{Fe}_1$ И $\text{Pt}_{99}\text{Fe}_1$ МЕТОДОМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЯДЕРНОЙ ОРИЕНТАЦИИ

Г.М.Гуревич, А.Л.Ерзинкян, Л.Лештак, П.Малинский, В.П.Парфенова,
Б.Седлак, С.В. Топалов, М. Трхлик, П.Чижек

Исследована ядерная спин-решеточная релаксация ^{60}Co в ферромагнитных сплавах $\text{Pd}_{99}\text{Fe}_1$ и $\text{Pt}_{99}\text{Fe}_1$ при температурах 15-25 мК. Обнаруженное совпадение скоростей релаксации для двух сплавов указывает на близость плотностей электронных состояний вблизи границы Ферми как у чистых Pd и Pt.

Низкотемпературная ядерная ориентация является чувствительным методом изучения сверхтонких взаимодействий, особенно в случае сильно разбавленных магнитных систем, которые не удается исследовать традиционной методикой (например, ЯМР). Этот метод позволяет получать информацию о магнитных сверхтонких полях и градиентах электрического поля. Развитые в последние годы варианты метода (ЯМР на ориентированных ядрах, метод термоциклирования) позволяют исследовать также динамические процессы в системе, в частности, ядерную спин-решеточную релаксацию (СРР), которая может дать дополнительную информацию о сверхтонких взаимодействиях.

В металлах СРР можно характеризовать одним параметром — константой Корринги S_K , которая при высоких температурах T связана с временем СРР T_1 простым соотношением $S_K = T_1 T$. При низких температурах, определяемых условием $\mu B \sim kT$ (μ — ядерный магнитный момент, B — магнитное поле на ядре, k — постоянная Больцмана), когда энергия сверхтонкого расщепления сравнима с энергией теплового движения kT , и при этом заселенности магнитных подуровней не одинаковы, процесс СРР нельзя описывать одной экспонентой с одним характерным параметром T_1 . Однако и в этом случае процесс СРР можно характеризовать одной константой S_K .

В работе /1/ выполнены измерения СРР ^{60}Co в ферромагнитных сплавах $\text{Pd}_{99}\text{Co}_1$ и $\text{Pt}_{99}\text{Co}_1$. Разбавленные сплавы ряда 3d-элементов с палладием и платиной являются системами с гигантскими магнитными моментами, связанными с примесными 3d-атомами. Эти сплавы ферромагнитны уже при концентрациях 3d-элементов (Co, Fe) $> 0,1$ ат.%. В /1/ также обнаружено, что ядерная СРР ^{60}Co в $\text{Pd}_{99}\text{Co}_1$ почти на два порядка медленнее, чем в $\text{Pt}_{99}\text{Co}_1$. Хотя природа этого различия пока не ясна, можно отметить, что оно коррелирует с аномальным различием знаков сверхтонкого магнитного поля: $V_{hf} > 0$ в PdCo и $V_{hf} < 0$ в PtCo .

В данной работе измерялись релаксация и сверхтонкое магнитное поле для ядер ^{60}Co в системах $\text{Pd}_{99}\text{Fe}_1$ и $\text{Pt}_{99}\text{Fe}_1$. В этих сплавах ферромагнетизм определяется атомами Fe, тем не менее их магнитные характеристики (точки Кюри, значения гигантских моментов) мало отличаются от соответствующих характеристик сплавов $\text{Pd}_{99}\text{Co}_1$ и $\text{Pt}_{99}\text{Co}_1$. Поэтому можно было ожидать, что и скорости релаксации (S_K^{-1}) ^{60}Co в сплавах Pd и Pt с железом будут близки по величине к данным /1/. Однако эксперимент не подтвердил этого предположения.

Ядерная ориентация осуществлялась при температуре $T \geq 11$ мК, получаемой в рефрижераторе растворения $^3\text{He}-^4\text{He}$ при напряженности внешнего магнитного поля до 1,2 Т (установка СПИН ОИЯИ /2/). Образцы для исследования представляли собой фольги толщиной 3 — 5 мкм площадью 2×2 мм², активированные изотопом ^{60}Co (активность 0,07 — 0,18 МБк). Образцы ^{60}Co ($\text{Pd}_{99}\text{Fe}_1$) непосредственно перед экспериментом подвергались отжигу в вакууме при 800 °С для удаления растворенного водорода, который, как показано в /3/, сильно влияет на сверхтонкое взаимодействие.

Для измерения СРР использовался метод термоциклирования /4/, основанный на быстром изменении температуры кристаллической решетки между двумя значениями при включении и выключении высоко-частотного нагрева. Релаксация ядерной спин-системы к новой температуре решетки проявляется во

временной зависимости анизотропии углового распределения гамма-излучения ориентированных ядер ^{60}Co .

Исследуемые образцы припаивались на серебряную подложку, соединенную серебряной проволокой с теплообменником из спеченного серебряного порошка, с помощью оловянно-свинцового припоя, обладающего низкой ядерной теплоемкостью, и помещались в камеру растворения рефрижератора. Площадь контакта теплообменника с жидкой смесью ^3He — ^4He составляла около 10 м^2 . Гамма-излучение, испускаемое радиоактивным образцом в направлении внешнего ориентирующего магнитного поля, определяющего ось ядерной ориентации, регистрировалось сцинтилляционным детектором с кристаллом NaJ(Tl) диаметром 150 мм толщиной 100 мм . Для определения магнитного сверхтонкого поля на ^{60}Co измерялась температурная зависимость анизотропии углового распределения гамма-излучения ориентированных ядер ^{60}Co в интервале температур 11 — 40 мК . Температура измерялась ядерным термометром $^{54}\text{MnNi}$, который припаивался вместе с исследуемым образцом на подложку теплообменника. Гамма-излучение ^{60}Co и ^{54}Mn регистрировалось двумя Ge(Li) -детекторами, расположенными под углами $\theta = 0^\circ$ и 90° относительно оси ядерной ориентации.

В релаксационных измерениях в месте расположения подложки с образцом создавалось ВЧ поле (частотой 10 МГц), включаемое в импульсном режиме. Параметры системы теплообменник-образец, а также длительность ВЧ импульса и скважность выбраны таким образом, чтобы в течение всего цикла теплообменник находился при температуре камеры растворения, а изменение температуры происходило только на подложке. Определяющим условием данной методики является соотношение $\tau \ll T_1$, где τ — временная тепловая постоянная системы подложка-теплообменник. Для оценки τ были проведены измерения СРР ядер ^{54}Mn в матрице Cu , для которых время спин-решеточной релаксации известно ($T_1 = 10\text{ мкс}$ при $T = 30\text{ мК}$) [5]. На основании этих измерений для временной постоянной нашего экспериментального устройства получено значение $\tau \lesssim 1\text{ мс}$.

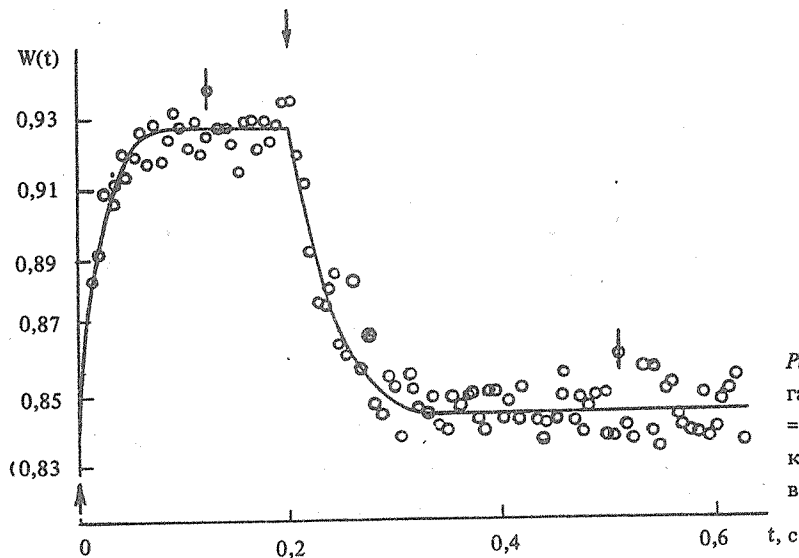


Рис. 1. Временная зависимость анизотропии гамма-излучения ^{60}Co в $\text{Pd}_{99}\text{Fe}_1$ ($B_{\text{ext}} = 1,2\text{ Т}$, $T_i = 16,9\text{ мК}$, $T_f = 25,5\text{ мК}$). Стрелками показаны моменты включения и выключения ВЧ поля.

В качестве примера на рис. 1 приведена измеренная временная зависимость угловой анизотропии гамма-излучения ядер ^{60}Co , ориентированных в матрице $\text{Pd}_{99}\text{Fe}_1$ при значении внешнего магнитного поля $B_{\text{ext}} = 1,2\text{ Т}$. Стрелками показаны моменты включения и выключения высокочастотного нагрева. Экспери-

ментальные результаты были аппроксимированы выражением $W(\theta, t) = \sum_{i=0}^{2I} a_i \exp(\lambda_i t)$ с одним неизвестным параметром C_K . Здесь λ_i характеризуют вероятности переходов между ядерными подуровнями

и пропорциональны $1/C_K$, а a_i зависят от ядерных параметров, энергии сверхтонкого расщепления, угла θ между направлением регистрации гамма-квантов и осью ядерной ориентации, температуры T и начальной заселенности $\rho_m(0)$. Начало отсчета ($t=0$) совпадает с моментом включения высокочастотного нагрева.

Необходимые для расчета C_K начальная T_i и конечная T_f температуры могут быть получены из равновесных участков временного спектра. Сплошная линия на рисунке представляет результат аппроксимации. Полученные значения C_K приведены в таблице. Для сравнения в той же таблице приводятся значения C_K ^{60}Co в сплавах $\text{Pd}_{99}\text{Co}_1$ и $\text{Pt}_{99}\text{Co}_1$ [1].

Т а б л и ц а 1

Значения констант Корринги для ^{60}Co в сплавах 3d-элементов с палладием и платиной.

Матрица	$\text{Pd}_{99}\text{Fe}_1$	$\text{Pt}_{99}\text{Fe}_1$	$\text{Pd}_{99}\text{Co}_1$	$\text{Pt}_{99}\text{Co}_1$
C_K , с.к	$(7,2 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}$	$(6,6 \pm 1,8) \cdot 10^{-4}$	$(4,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$	$(9,6 \pm 0,8) \cdot 10^{-5}$

Как видно из таблицы, скорости релаксации ^{60}Co в сплавах $\text{Pd}_{99}\text{Fe}_1$ и $\text{Pt}_{99}\text{Fe}_1$ практически одинаковы.

Поскольку для систем PdCo и PtCo обнаружено существенное различие величин C_K , которое коррелирует с противоположными знаками сверхтонкого магнитного поля на ядре Co , возник естественный вопрос о знаках сверхтонкого поля на ядрах примесных атомов Co в сплавах PdFe и PtFe . Экспериментально сверхтонкое поле на ядре Co в этих системах ранее не определялось. Нет оснований сомневаться, что в случае PtFe сверхтонкое поле на ядре Co отрицательно, также как и в PtCo . Этому не противоречит и наблюдаемый здесь ход эффективного магнитного поля ($V_{\text{eff}} = V_{\text{hf}} \pm V_{\text{ext}}$) в зависимости от внешнего поля V_{ext} . Из данных измерений следует значение $V_{\text{hf}}(^{60}\text{Co}(\text{Pt}_{99}\text{Fe}_1)) = 20,1 \pm 0,5$ Т.

Для образца $^{60}\text{Co}(\text{Pd}_{99}\text{Fe}_1)$ зависимость $V_{\text{eff}}(V_{\text{ext}})$ можно аппроксимировать по методу наименьших квадратов соотношением $V_{\text{eff}} = 22,5\text{T} - (0,32 \pm 0,16)V_{\text{ext}}$. Хотя полученная зависимость вследствие небольших по сравнению с V_{hf} значений V_{ext} (максимальное значение 1,2 Т) не позволяет надежно установить знак сверхтонкого поля, она не исключает возможность отрицательного V_{hf} для ^{60}Co в $\text{Pd}_{99}\text{Fe}_1$. Если допустить, что знаки V_{hf} на Co в матрицах $\text{Pd}_{99}\text{Fe}_1$ и $\text{Pt}_{99}\text{Fe}_1$ одинаковы, то можно сделать вывод об одинаковом характере сверхтонких взаимодействий в обеих системах. Тогда становится понятным совпадение скоростей СРР ^{60}Co в $\text{Pd}_{99}\text{Fe}_1$ и $\text{Pt}_{99}\text{Fe}_1$. Согласно обычным теоретическим представлениям, скорость ядерной СРР в металлах пропорциональна квадрату плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми. Таким образом, результаты данной работы свидетельствуют о близости электронных плотностей в сплавах Pd и Pt с 1 ат.% Fe , что имеет место для чистых Pd и Pt [6,7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Бартош М. и др. ЖЭТФ, 93, в. 1(7), 242 (1987).
2. Finger M. et al. Hyperf. Inter., 22, 461 (1985).
3. Гуревич Г.М. и др. Изв. АН СССР (сер. физ.), 50, № 12, 2326 (1986).
4. Klein E. Hyperf. Inter., 3, 389 (1977).
5. Brewer W. D., Ketttschau A., Klein E. Hyperf. Int., 15/16, 585 (1983).
6. Смирнов Ю.Н., Тимошенко В.М. Письма в ЖЭТФ, 15, 473 (1972).
7. Weinberger P. J. J. Phys. F, 12, 2171 (1982).

Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию 18 февраля 1988 г.