

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P6-86-357

М.Бартош,¹ Г.М.Гуревич,² А.Л.Ерзинкян,³ В.Н.Павлов,
В.П.Парфенова,² М.Роттер,¹ Б.Седлак,¹ С.В.Топалов,²
М.Трхлик,¹ П.Чижек

ЯДЕРНАЯ СПИН-РЕШЕТОЧНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ^{60}Co
В $(\text{Pd}_{1-x}\text{Pt}_x)_{99}\text{Co}_1$
ПРИ СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Направлено в журнал "Письма в ЖЭТФ"

¹ Карлов университет, Прага

² Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

³ Научно-исследовательский институт ядерной физики
МГУ им. М.В. Ломоносова

1986

I. Сплавы Pd и Pt с I ат.% Co являются хорошо известными ферромагнитными системами с гигантскими магнитными моментами, связанными с 3d-примесью. Экспериментально обнаружено, что магнитное сверхтонкое поле V_{CT} на Co в Pt отрицательно, в то время как на Co в Pd положительно $/I_{CT}^2/$. Это различие между двумя системами до сих пор не получило удовлетворительного объяснения.

V_{CT} для 3d-атомов определяется прежде всего поляризацией остова, который дает отрицательный вклад. Положительный вклад в поле, который для CoPd преобладает, может быть обусловлен

- а) поляризацией внешних 4s-электронов (электронов проводимости) и
- б) незамороженным орбитальным d-моментом^{*}.

Ядерная спин-решеточная релаксация (СРР) как динамический процесс дает дополнительную информацию о сверхтонких взаимодействиях. В металлах СРР можно характеризовать одним параметром - константой Корринги С (см., например, ^{/3/}), которая при высоких температурах Т связана с временем спин-решеточной релаксации T_1 простым соотношением $C = T_1 \cdot T$. Основные вклады в СРР дают контактное взаимодействие с электронами проводимости и электронами остова (C_K), орбитальный момент d-электронов (C_{OPO}) и косвенное взаимодействие со спиновыми волнами (C_{CB}). Результирующее значение константы релаксации (её обратное значение характеризует скорость релаксации) определяется соотношением

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_K} + \frac{1}{C_{OPO}} + \frac{1}{C_{CB}} + \dots \quad (I)$$

При низких температурах ($\mu V_{CT} \sim kT$) СРР нельзя описывать одной экспонентой с одним параметром T_1 , но и в этом случае СРР можно характеризовать одной константой С. В общем случае СРР имеет сложный харак-

* Наблюдаемое положительное сверхтонкое поле на Co в Pd можно объяснить, предположив, что связь атома Co с окружающими его атомами Pd антиферромагнитна. При этом магнитный момент Co антипараллелен намагниченности образца, и V_{CT} отрицательно относительно момента Co.

тер и зависит от состояния ядерной системы в начале релаксационного процесса и от температуры решетки (см. подробнее в ^{/4/}).

2. В настоящей работе приведены результаты измерений V_{CT} и С для ^{60}Co в ферромагнитных сплавах ($Pd_{1-x}Pt_x$)₉₉Co₁ с $x = 0; 0,2$ и I. Образцы в виде фольги толщиной 0,6±8 мкм облучались тепловыми нейтронами в реакторе для получения ^{60}Co . Непосредственно перед экспериментом образцы подвергались отжигу в вакууме при 800°C.

Измерения проводились на установке СПИН^{/5/} методом ядерной ориентации. Измерялась анизотропия углового распределения γ -излучения ориентированных ядер ^{60}Co под углом 0° в интервале температур 10±40 мК и во внешнем магнитном поле $V_{вн}$ до 1,2 Т. Температура измерялась ядерным термометром $^{54}MnNi$. Для измерения ядерной СРР использовался модифицированный вариант метода термоциклирования, предложенного Клейном^{/6/}. Метод основан на быстром изменении температуры кристаллической решетки между двумя значениями при последовательном включении и выключении высокочастотного нагрева. Релаксация ядерной спин-системы к новой температуре кристаллической решетки детектируется по временной зависимости анизотропии γ -излучения ^{60}Co . На рис. I

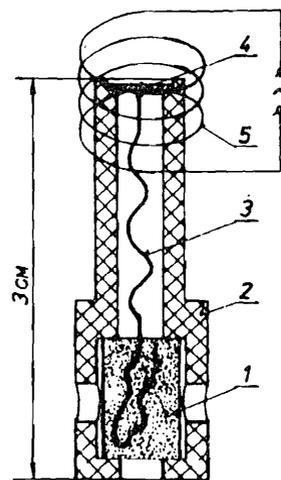


Рис. I. Схема узла теплообменник-образец для измерения спин-решеточной релаксации (обозначения в тексте).

представлена схема узла теплообменник-образец. Теплообменник I из спеченного серебряного порошка соединен серебряной проволокой 3 с серебряной подложкой 4, к которой мягким припоем припаявался исследуемый образец. Образец с теплообменником во фторопластовом держателе 2 помещался в камеру растворения рефрижератора $^3He - ^4He$. ВЧ-поле (частота 10 МГц) в месте расположения подложки с образцом создавалось катушкой 5. Параметры системы выбраны таким образом, чтобы в течение всего цикла теплообменник находился при температуре камеры растворения, а изменение температуры происходило только на подложке. Определяющим условием данного эксперимента является соотношение $T_1 \gg \tau$, где τ - временная тепловая константа системы подложка-теплообменник. По-

сколькx тепловое сопротивление проволоки $R_{\text{пров}}$ много больше теплового сопротивления теплообменника (определяемого сопротивлением Капицы), $\tau = R_{\text{пров}} \cdot C_3$, где C_3 - электронная теплоемкость подложки. Расчетная оценка $\tau \approx 0,1$ мс была подтверждена измерениями с "быстрым" термометром $^{54}\text{MnCu}$, для которого $T_I = 10$ мкс при 30 мк [7]. В случае системы, содержащей 1% Co, при оценке тепловой константы необходимо учитывать также ядерную теплоемкость ^{59}Co , что дает $\tau \approx 1$ мс.

3. На рис. 2. представлен пример полученной временной зависимости анизотропии γ -излучения ^{60}Co в $\text{Pd}_{99}\text{Co}_1$ при $B_{\text{вн}} = 1,2$ Т. Экспериментальные результаты были обработаны в приближениях спиновой температуры и изолированных спинов методом минимизации χ^2 с одним параметром C . Необходимые для анализа начальная T_I и конечная T_f температуры рассчитывались из равновесных участков временного спектра. Оба приближения дали результаты, совпадающие в пределах точности эксперимента (кривая на рис. 2). Установлено, что при $B_{\text{вн}} > 0,5$ Т константа C достигает высокополюсового предела. В таблице приведены $B_{\text{ст}}$ и C , полученные в данной работе. Значения $B_{\text{ст}}$ согласуются с известными из литературы [2,8,9]. Значение C для $\text{Pd}_{99}\text{Co}_1$ значительно отличается от величины $6 \cdot 10^{-4}$ с·К, которая следует из [9], где T_I оценивалось из измерения времени спин-спиновой релаксации T_2 (ЯМР на ^{59}Co).

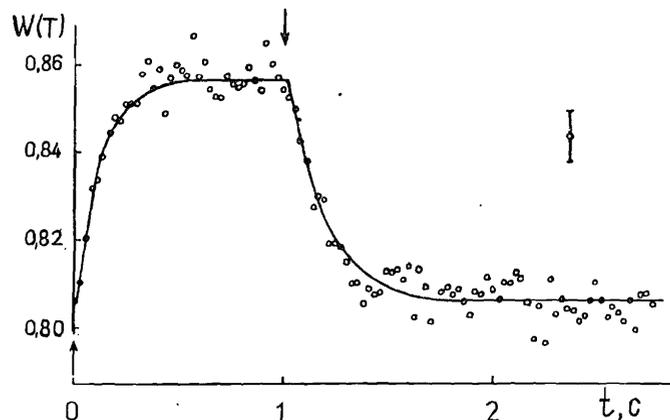


Рис. 2. Временная зависимость анизотропии γ -излучения ^{60}Co в $\text{Pd}_{99}\text{Co}_1$ ($B_{\text{вн}} = 1,2$ Т, $T_I = 16,2$ мК, $T_f = 19,3$ мК). Стрелками показаны моменты включения и выключения ВЧ-поля.

Экспериментальные результаты были обработаны в приближениях спиновой температуры и изолированных спинов методом минимизации χ^2 с одним параметром C . Необходимые для анализа начальная T_I и конечная T_f температуры рассчитывались из равновесных участков временного спектра. Оба приближения дали результаты, совпадающие в пределах точности эксперимента (кривая на рис. 2). Установлено, что при $B_{\text{вн}} > 0,5$ Т константа C достигает высокополюсового предела. В таблице приведены $B_{\text{ст}}$ и C , полученные в данной работе. Значения $B_{\text{ст}}$ согласуются с известными из литературы [2,8,9]. Значение C для $\text{Pd}_{99}\text{Co}_1$ значительно отличается от величины $6 \cdot 10^{-4}$ с·К, которая следует из [9], где T_I оценивалось из измерения времени спин-спиновой релаксации T_2 (ЯМР на ^{59}Co).

Таблица

X	0	0,2	I
$B_{\text{ст}}(\text{T})$	+21,6(5)	+10,5(4)	-19,3(5)
$C(\text{с} \cdot \text{K})$	$4,9(3) \cdot 10^{-3}$	$4,6(8) \cdot 10^{-4}$	$8(4) \cdot 10^{-5}$

Неожиданным результатом настоящей работы является обнаруженное различие на два порядка скоростей релаксации для примесного атома Co соответственно в Pd и Pt. С другой стороны, скорость СРР $(g^2 T_I T)^{-1}$ (где g - ядерный g -фактор) для ядер матрицы в чистых Pd и Pt практически одинакова [10,11]. Следовательно, наблюдаемую разницу в скоростях релаксации ^{60}Co в Pd и Pt нельзя объяснить только различием электронных структур матриц. Причину, по-видимому, нужно искать в специфике взаимодействия атомов Co с окружением, которая отчетливо проявляется в изменении знака $B_{\text{ст}}$ для Co при переходе от Pd к Pt. Замедление СРР Co в Pd по сравнению с Pt противоречит предположению о незамороженном орбитальном моменте Co в Pd как источнике положительного сверхтонкого поля, поскольку орбитальный момент должен также вносить вклад в СРР (см. (I)).

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность М.Фингеру за постоянный интерес к работе, П.Малинскому за приготовление образцов, С.Капусте и Т.Лешнеру за помощь в проведении эксперимента, а также Б.С.Думешу за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Cracknell M.F., Callor J.C., Wilson G.V.H. Phys.Lett., **24A**, 719, 1967.
2. Callor J.C., Campbell I.A. Solid State Com., 1968, **6**, 831.
3. Turrell B.G. Hyperf.Inter., 1981, **1**, 429.
4. Bacon F., Barclay J.A., Brewer W.D., Shirley D.A., Templeton J.E. Phys.Rev., 1972, **B5**, 2397.
5. Громова И.И., Дупак Я., Коничек Я., Крацикова Т.И., Лебедев Н.А., Махова А., Неганов Б.С., Ота Й., Павлов В.Н., Прохазка И., Ржижковска И., Фингер М., Фоминых В.И., Хан Хен Мо, Цупко-Ситников В.М., Шусь А.Ф., Яноут В. Прикладная ядерная спектроскопия, 1979, Атомиздат, М., с.3.
6. Klein E. Hyperf.Inter., 1977, **2**, 389.
7. Brewer W.D., Kettshau A., Klein E. Hyperf.Inter., 1983, **15/16**, 585.

8. Ерзинкян А.Л., Парфенова В.П. ЖЭТФ, 1974, 67, 1886.
 9. Katayama M., Kumagai K., Kohara T., Asayama K., Campbell I.A.,
 Sano N., Kobayashi S., Itoh J., J.Phys.Soc.Japan, 1976, 67, 429.
 10. Takigawa M., Yasuoka H. J.Phys.Soc.Japan, 1982, 51, 787.
 11. Shaham M., El-Nanany U., Zawir D. Phys.Rev., 1978, B17, 3513.

Рукопись поступила в издательский отдел
 5 июня 1986 года.

Бартош М. и др. P6-86-357
 Ядерная спин-решеточная релаксация ^{60}Co в $(\text{Pd}_{1-x}\text{Pt}_x)_{99}\text{Co}_1$
 при сверхнизких температурах

Проведено исследование времени ядерной спин-решеточной релаксации ^{60}Co в сплавах с гигантскими магнитными моментами на основе Pd и Pt при температурах 10 ± 40 мК. Обнаружено резкое уменьшение времени спин-решеточной релаксации при возрастании концентрации Pt в сплаве $(\text{Pd}_{1-x}\text{Pt}_x)_{99}\text{Co}_1$, тогда как скорость релаксации для ^{60}Co в чистых Pd и Pt практически одинакова. Причину явления, по-видимому, нужно искать в специфике взаимодействия атомов Co с окружающей их частью кристаллической решетки. Замедление спин-решеточной релаксации Co в Pd по сравнению с Pt противоречит предположению о незамороженном орбитальном моменте Co в Pd как источнике положительного сверхтонкого поля, поскольку орбитальный момент должен также вносить вклад в релаксацию.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод авторов

Bartoš M. et al. P6-86-357
 Nuclear Spin-Lattice Relaxation of ^{60}Co in $(\text{Pd}_{1-x}\text{Pt}_x)_{99}\text{Co}_1$
 at Very Low Temperatures

Time of nuclear spin-lattice relaxation of ^{60}Co in 10 ± 40 mK temperature range has been investigated in Pd and Pt based alloys with giant magnetic momenta. Abrupt decrease of spin-lattice relaxation time has been observed with increasing Pt content in $(\text{Pd}_{1-x}\text{Pt}_x)_{99}\text{Co}_1$ alloy, while the relaxation rate of ^{60}Co in pure Pd and Pt is practically the same. The reason for this effect seems to be in specific mechanism of interaction Co atoms with their crystal neighbourhood. Decreasing of spin-lattice relaxation time of ^{60}Co in Pd in comparison to Pt is in disagreement with the supposition of non-frozen orbital momentum of Co in Pd as a source of positive hyperfine field, since the orbital momentum should also contribute to the relaxation mechanism.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986.