

С 326

20/II-71

Б-201

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

4187/2-71

P14 - 6105

6105

МАССОНОВИЧ СЛЕДЫ РЕАКЦИИ

А.Баланда, К.Круляс, Я.Стычень, А.З.Хрынкевич

ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ПОЛЕЙ НА ЯДРАХ Zn
В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ РЕШЕТКАХ Fe, Co и Ni

1971

P14 - 6105

А.Баланда, К.Круляс, Я.Стычень, А.З.Хрынкевич

ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ПОЛЕЙ НА ЯДРАХ Zn
В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ РЕШЕТКАХ Fe, Co И Ni

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. Введение

Вопрос о природе эффективных полей обсуждался несколькими авторами. Фриман и Ватсон /1/ предложили возможные механизмы возникновения полей. Расчеты величин вкладов от разных механизмов довольно сложны и вычисления часто имеют полуэмпирический характер /2,3/.

Продолжение экспериментальных исследований полей представляет интерес для понимания электронной структуры примесных сплавов, а результаты этих экспериментов могут быть использованы также для определения магнитных моментов возбужденных состояний ядер. Эффективные поля на ядрах атомов с замкнутой $3d$ электронной оболочкой до сих пор мало исследованы. Для определения главных механизмов возникновения полей в этой области было бы желательно сравнить их с хорошо известными полями в области замкнутой $4d$ оболочки. Эффективное поле $H_{Zn}(Fe)$, действующее на ядра атомов Zn с оболочкой $3d^{10}4s^2$ в решетке Fe , исследовалось Р. Иней и другими /4/. Предварительные результаты измерений $H_{Zn}(Co)$ опубликованы нами в /5/. В настоящей работе представлены результаты измерений эффективных полей $H_{Zn}(Fe)$, $H_{Zn}(Co)$ и $H_{Zn}(Ni)$ методом возмущенных угловых корреляций гамма-квантов. Использован гамма-каскад 206-184 кэв при распаде ^{67}Ga . Величина g -фактора промежуточного состояния 184 кэв ядра ^{67}Zn измерена в работах /6,7/.

2. Источник

Источник ^{67}Ga с периодом полураспада 78 часов был получен в реакции $^{59}\text{Co} (^{12}\text{C}, 4n) ^{67}\text{As} \rightarrow ^{67}\text{Ge} \rightarrow ^{67}\text{Ga}$ на циклотроне У-300 в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Мишень — фольга Co толщиной 6 мг/см² бомбардировалась ионами ^{12}C с энергией 81 Мэв. Облучения продолжались 3 часа, а измерения начинались спустя двое суток после облучения.

В измерениях эффективного поля в решетке Co источником являлась облученная фольга. Для получения активности в решетках Fe и Ni во время облучения за мишенью устанавливалась соответствующая фольга, задерживающая ядра отдачи. Толщина фольги была — 3 мг/см². Такой метод приготовления источника гарантировал попадание всех ядер отдачи внутрь ферромагнитного материала. В сборнике находилось 30% активности, возникающей в мишени. Полученные источники были достаточно чистыми. Спустя двое суток после облучения в кобальтовой мишени активность примесей (в основном ^{66}Ga) была меньше 2% активности ^{67}Ga . В железном сборнике активность примесей составляла ~ 5% (^{66}Ga), а в никелевом ~ 10% (^{71}As , ^{69}Ge) активности ^{67}Ga .

Во время измерений фольга помещалась в магнитное поле, поляризующее домены ферромагнетика. Для намагничивания до насыщения фольг Fe и Ni применялось магнитное поле 1 кэ, а для трудно намагничивающейся кобальтовой фольги — 1,8 кэ. При такой величине поляризующего поля наблюдалось насыщение регистрируемого эффекта, что согласуется с результатами работы /8/.

3. Измерения и результаты

Для источника ^{67}Ga в решетке Fe , в отличие от работы /4/, возмущенная угловая корреляция гамма-квантов 206 — 184 кэв была измерена дифференциальным методом. Использовалась установка с двумя сцинтилляционными счетчиками с кристаллами NaJ(Tl) и стандартная схема быстро-медленных совпадений с время-амплитудным преобразователем. Собствен-

ное разрешающее время установки для энергий в обоих каналах 160 – 230 кэв составляло $2\tau_0 = 2,1 \cdot 10^{-9}$ сек. Временные спектры совпадений измерялись для углов $\theta = 135$ и 225° при двух направлениях поляризуемого поля. Из числа совпадений при поле, направленном вверх N_+ и вниз N_- , вычислена функция $R(t) = \frac{2(N_+ - N_-)}{N_+ + N_- - 2N_p}$, где N_p – число случайных совпадений. Зависимость $R(t)$ (рис. 1) аппроксимировалась выражением

$$R(t) = \frac{2b_2 \int_0^\infty e^{-x/\tau} [P(t-x) - P(t+x)] \sin(2\omega x) dx}{\int_0^\infty e^{-x/\tau} [P(t-x) + P(t+x)] dx}, \quad (1)$$

где $P(t-x)$ – экспериментальная кривая быстрых совпадений, τ – среднее время жизни уровня 184 кэв, равное $1,47 \cdot 10^{-9}$ сек, а функция корреляции принята в виде $W(\theta) = 1 + b_2 \cos 2\theta$; так как b_4 равно нулю [6,7]. В результате сравнения кривой (1) с экспериментальными данными путем вычисления χ^2 получен коэффициент b_2 и частота ω прецессии Лармора магнитного момента ядра ^{67}Zn в состоянии 184 кэв во внутреннем поле

$$b_2 = 0,162 \pm 0,005$$

$$\omega = (0,182 \pm 0,010) 10^9 \text{ сек}^{-1}. \quad (2)$$

Измерения эффективных полей в решетках Co и Ni , а также повторное измерение в Fe проводились интегральным методом. Для этого использовалась установка совпадений $\text{NaJ(Tl)} - \text{Ge(Li)}$ с разрешающей способностью 100 нсек. Наблюдался спектр счетчика Ge(Li) в совпадении с импульсами в области энергии 160–230 кэв от счетчика NaJ(Tl) для $\theta = 135^\circ$ и направлениях поляризуемого поля вверх и вниз. Полученные спектры представлены на рис. 2. Число случайных совпадений в пиках 184 и 206 кэв определено по интенсивности пика 93 кэв. Величина R была вычислена отдельно для пиков 184 и 206 кэв. Выполнение в пределах статистической ошибки равенства $R(184) = -R(206)$ свидетельствовало о правильном ходе эксперимента.

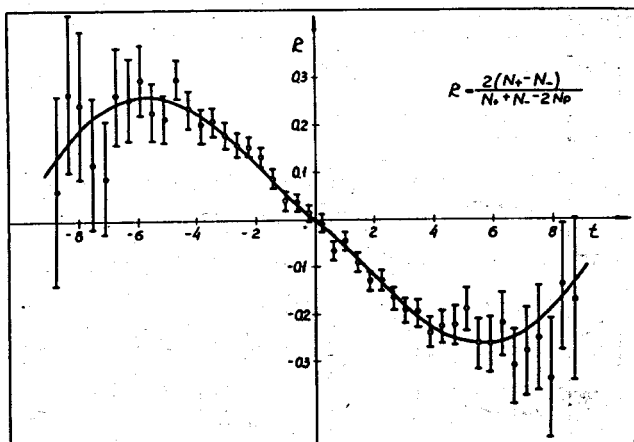


Рис. 1. Зависимость R от времени задержки t (нсек). Сплошная кривая представляет лучшую подгонку теоретической функции к экспериментальным точкам.

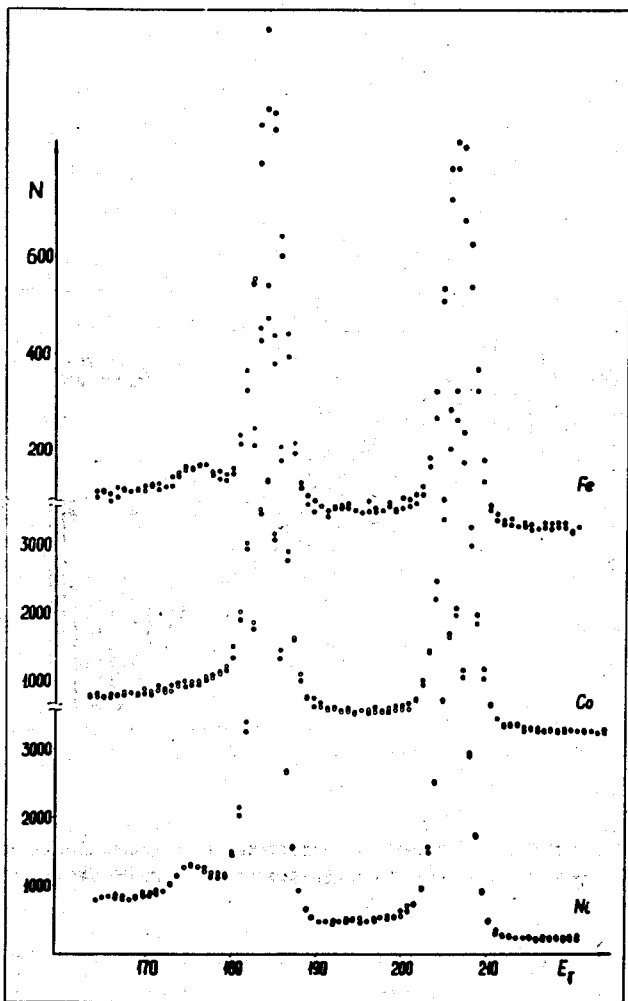


Рис. 2. Спектры совпадений для источников в Fe , Co и Ni . Точки \circ соответствуют направлению поляризуемого поля вверх, точки \bullet - вниз.

Из формулы

$$R = \frac{1}{2} [R(184) - R(206)] = \frac{2b_2 2\omega\tau}{1 + (2\omega\tau)^2} \quad (3)$$

определялось произведение частоты прецессии и времени жизни уровня $\omega\tau$. В уравнении (3) b_2 принималось из измерений для Fe дифференциальным методом с учетом различия геометрии экспериментов, использующих интегральный и дифференциальный методы. Значение $b_2 = 0,159 \pm \pm 0,006$, которое после учета геометрических поправок равно $0,183 \pm \pm 0,009$, хорошо согласуется с результатами измерений в жидком источнике ^{67}Ga /4,6,7/ и источнике ^{67}Ga в Cu /6/.

Коэффициент b_2 определялся также для источников в Co и Ni . Получены следующие результаты:

$$\bar{b}_2(\text{Co}) = 0,141 \quad \bar{b}_2(\text{Ni}) = 0,160.$$

Во время этих измерений фольги Co и Ni не были поляризованы и поэтому учитывалось ослабление угловой корреляции из-за действия магнитного поля от неупорядоченных доменов /9/, в то время как возможное квадрупольное взаимодействие в случае источника в Co в расчет не принималось. Получены результаты, представленные в табл. 1. Совпадение в пределах статистической ошибки результатов $b_2(\text{Fe})$, $b_2(\text{Co})$, и $b_2(\text{Ni})$ может свидетельствовать о том, что взаимодействие квадрупольного момента ядра ^{67}Zn в возбужденном состоянии 184 кэВ с градиентом электрического поля гексагональной решетки Co гораздо слабее магнитного взаимодействия.

Принимая среднее значение для τ и g , используя результаты работ /6,7/ $\tau = 1,47 \pm 0,05$ нсек и $g = +0,31 \pm 0,04$, мы нашли H_{Zn} соответственно в Fe , Co и Ni . Результаты представлены в табл. 1. Основной причиной ошибки определения полей является неточность определения g . Более точно можно определить отношение полей как

$$H_{Zn}(\text{Fe}) : H_{Zn}(\text{Co}) : H_{Zn}(\text{Ni}) = 1 : (0,60 \pm 0,06) : (0,13 \pm 0,03).$$

Таблица 1
 Результаты измерений

Материал матрицы	b_2	ωr	$10^{-9} \omega$ [сек $^{-1}$]	H_{zn} [кэ]
Fe	0,159±0,006 ^a		0,182±0,010 ^a	-123±17
		0,26± $\frac{0,06}{0,05}$	0,18± $\frac{0,04}{0,03}$	
Co	0,148±0,010	0,160±0,012	0,109±0,009	-73±11
Ni	0,160±0,008	0,033±0,008	0,023±0,005	-16±4
Cu	0,153±0,017 ^b			

а) Измерения дифференциальным методом

б) Из работы /8/ после учета геометрии наших измерений

4. Обсуждение результатов

Основной причиной возникновения магнитного поля на ядрах примесных атомов Zn в ферромагнитном металле является поляризация электронов проводимости - СЕР /3/. Иниа и др. /4/ провели сравнение между экспериментально найденной величиной $H_{zn}(Fe)$ - 105 кэ и рассчитанной при учете эффекта СЕР $H_{zn}(Fe) = -250$ кэ, которые не согласуются между собой.

С другой стороны, полуэмпирическая модель Балабанова и Делягина /2/ предсказывает значение $H_{zn}(Fe) = -140$ кэ. Как видно из таблицы 1, $H_{zn}(Fe)$ находится в хорошем согласии с расчетами работы /2/. В своей модели Балабанов и Делягин принимают, что должна иметь место линейная зависимость эффективного поля от магнитного момента атомов матрицы. Эффективное поле, вызванное механизмом СЕР, указывает на такую же зависимость /10/. Однако в случае Zn мы

получили четкую нелинейность. Это, по-видимому, свидетельствует о существовании других механизмов возникновения эффективного поля, вклад которых не учитывается в теоретических расчетах.

Литература

1. R.E. Watson, A.J. Freeman. Phys.Rev., 123, 2027 (1961).
2. А.Е. Балабанов, Н.Н. Делягин. ЖЭТФ, 54, 1402 (1968).
3. D.A. Shirley, S.S. Rosenblum, E. Matthias. Phys.Rev., 170, 363(1968).
4. P. Inia, Y.K. Agarwal, H. de Waard. Phys.Rev., 188, 605 (1969).
5. А. Балабанов, К. Круляк, А.З. Хрынкевич. Препринт ОИЯИ, Д6-5783, стр. 69, Дубна, 1971.
6. R.M. Lieder, M. Fleck, K. Kiling, M. Forker, K.H. Speidel, E. Bodenstedt. Nucl.Phys., A106, 389 (1968).
7. E. Bozek, R. Broda, J. Golczewski, A.Z. Hryniewicz, R. Kulesa, M. Rybicka, S. Szymczyk, W. Walus. Acta Phys.Pol., 36, 1065(1969).
8. D.E. Murnick, L. Grodzins, J.D. Bronson, B. Herskind, R.R. Borchers. Phys.Rev., 163, 254 (1967).
9. E. Matthias, S.S. Rosenblum, D.A. Shirley. Phys.Rev.Lett., 14, 46(1965).
10. L.D. Roberts, J.O. Thomson. Phys.Rev., 129, 664 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
29 октября 1971 года.