

УДК 539.143.43 : 669.225  
 © 1991

## ЯМР РЕЛАКСАЦИЯ ЯДЕР $^{59}\text{Co}$ В ГЦК $\text{Co—Fe—Ni}$ СПЛАВАХ

В. С. Покатилов, С. В. Капельницкий

Методами двухимпульсного и стимулированного эха ядер  $^{59}\text{Co}$  исследованы ГЦК  $\text{Co—Fe—Ni}$  сплавы составов  $\text{Co}_x(\text{Fe}_{0.5}\text{Ni}_{0.5})_{1-x}$ ,  $x=0.03\div 0.8$ ;  $\text{Co}_x\text{Fe}_{0.5-x}\text{Ni}_{0.5}$ ,  $x=0.03\div 0.5$ ;  $\text{Co}_{58}\text{Fe}_{11}\text{Ni}_{31}$ ;  $\text{Co}_{78}\text{Ni}_{22}$ ; чистый  $\text{Co}$ , а также сплав 10 % ат.  $\text{Ni}+90\%$   $^{57}\text{Fe}$  (на ядрах  $^{57}\text{Fe}$ ). Зависимости скоростей продольной и поперечной ядерной релаксации от амплитуды возбуждения и кинетика спада стимулированного эха указывают на широкое распределение времен продольной и поперечной релаксации. Показано, что концентрационная зависимость скоростей поперечной релаксации при  $T=4.2\text{ K}$  объясняется сул-накамуровским взаимодействием в системе с микроскопической неоднородностью сверхтонкого поля. При  $T=4.2\text{ K}$  наблюдается увеличение скорости спада двухимпульсного эха при увеличении расстояния между возбуждающими импульсами. Временные спады двухимпульсного эха ядер  $^{59}\text{Co}$  в  $\text{Co—Fe—Ni}$  сплавах и ядер  $^{57}\text{Fe}$  в сплаве  $\text{Ni—}^{57}\text{Fe}$  описываются произведением экспоненты и гауссианы в отличие от чистого кобальта, для которого логарифм неэкспоненциального множителя пропорционален кубу расстояния между импульсами.

Механизмы ядерной релаксации для ферромагнетиков, находящихся в нулевом внешнем поле, рассмотрены в ряде работ [1<sup>–5</sup>]. При наличии доменной структуры основной вклад в сигнал ядерного магнитного резонанса дают ядра, находящиеся в доменных границах, и имеет место широкое распределение времен ядерной релаксации и коэффициентов усиления радиочастотного (РЧ) поля [1, 2, 5, 6]. При увеличении амплитуды возбуждающих радиочастотных импульсов  $h_1$  увеличивается относительный вклад в сигнал спин-эха от ядер, обладающих меньшим коэффициентом усиления  $\eta$  ( $\eta=H\sim/h_1$ , где  $H\sim$  — переменная компонента сверхтонкого поля, действующая на ядро при приложении  $h_1$  [1, 5]).

Зависимости амплитуд двухимпульсного эха (ДЭ)  $A(2\tau)$  и стимулированного эха (СЭ)  $A(\tau+\tau_{13})$  от расстояния между возбуждающими РЧ импульсами обычно рассматривают как сумму экспоненциальных спадов [1]. При этом мгновенные скорости спадов ДЭ и СЭ должны уменьшаться с ростом  $\tau$  и  $\tau_{13}$  соответственно ( $\tau$  — расстояние между первым и вторым возбуждающим РЧ импульсами,  $\tau_{13}$  — между первым и третьим). Однако при гелиевых температурах в некоторых случаях наблюдалось увеличение мгновенной скорости спада ДЭ при увеличении  $\tau$ , что не может быть объяснено каким-либо распределением скоростей поперечной релаксации [1, 7–11]. В работе [10] кинетика спада ДЭ ядер  $^{59}\text{Co}$  в тонких магнитных пленках (ТМП)  $\text{Co}$ ,  $\text{Co}_{78}\text{Ni}_{22}$ ,  $\text{Co}_{58}\text{Fe}_{11}\text{Ni}_{31}$ ,  $\text{Co}_{58}\text{Fe}_{31}\text{Ni}_{11}$  при  $T=4.2$  аппроксимировалась выражением

$$A(2\tau) \propto \exp(-2\tau/T_2) \exp(-\alpha(\tau/B)^\alpha). \quad (1)$$

Оказалось, что  $\alpha=3$  для ТМП чистого  $\text{Co}$  и  $\alpha=2$  для ТМП сплавов. Увеличение скорости спада ДЭ с ростом  $\tau$  авторами [8] качественно интерпретировалось в рамках модели электронно-ядерной релаксации [12]. Согласно [11], сул-накамуровское взаимодействие нерезонансных ядер, дипольно-связанных с резонансными ядрами, может быть причиной квази-гауссовской кинетики спада ДЭ ядер  $^{11}\text{B}$  в аморфном сплаве  $\text{Co}_{80}\text{B}_{20}$ .

В настоящей работе методом импульсного ЯМР на ядрах  $^{59}\text{Co}$  изучаются ГЦК сплавы системы  $\text{Co—Fe—Ni}$ . Целью работы является эксперимен-

тальное исследование зависимости параметров ядерной релаксации от состава, температуры и параметров возбуждающих РЧ импульсов. Анализ скоростей поперечной релаксации в широком концентрационном интервале позволяет сделать выводы о природе спин-спиновой релаксации в ГЦК Co—Fe—Ni сплавах.

## 1. Образцы и методика измерений

Методом импульсного ЯМР при  $T=4.2$  К исследовались образцы в виде фольг сплавов двух концентрационных разрезов: I)  $\text{Co}_x \times (\text{Fe}_{0.5}\text{Ni}_{0.5})_{1-x}$ ,  $x=0.028 \div 0.8$ ; II)  $\text{Co}_x \text{Fe}_{0.5-x} \text{Ni}_{0.5}$ ,  $x=0.028 \div 0.5$ ; толщина фольг 20 мкм. Был проведен химический анализ сплавов. Здесь и далее сплавы составов  $\text{Co}_{2.8}\text{Fe}_{48.2}\text{Ni}_{49}$ ,  $\text{Co}_{4.5}\text{Fe}_{41}\text{Ni}_{51.5}$ ,  $\text{Co}_{5.6}\text{Fe}_{45.4}\text{Ni}_{49}$ , лежащие вблизи  $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$ , обозначены как принадлежащие одновременно двум разрезам. Составы остальных сплавов отличаются от заданных не более чем на 1 %. Все фольги разрезов I и II отжигались в течение 1 ч в атмосфере аргона при 1000 °С и затем закаливались в воде. Сплав  $\text{Co}_{49}\text{Ni}_{51}$  был также исследован в деформированном состоянии (холодная прокатка от 1 мм до 20 мкм). Исследовались также ТМП Co,  $\text{Co}_{78}\text{Ni}_{22}$ ,  $\text{Co}_{53}\text{Fe}_{11}\text{Ni}_{31}$  толщиной 1500 Å (те же, что и в работе [10]). Тонкие магнитные пленки обладали наведенной одноосной анизотропией. Сигнал спин-эха наблюдался при приложении поля РЧ импульсов  $h_1$  перпендикулярно оси легкого намагничивания (ОЛН) в плоскости пленки и не регистрировался при приложении  $h_1$  вдоль ОЛН. Спады ДЭ на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  в образце  $^{57}\text{Fe} + 10\%$  ат.Ni (Ni естественного изотопического состава) были измерены при  $T=4.2$  К.

Импульсный ЯМР спектрометр позволял контролировать амплитуду возбуждающих РЧ импульсов и учитывать изменение коэффициента усиления приемного тракта при изменении частоты и амплитуды сигнала. Спектры спинового эха ядер  $^{59}\text{Co}$  измерялись методом двухимпульсного эха (ДЭ), а ЯМР релаксация — методами ДЭ и стимулированного эха (СЭ). Возбуждающие РЧ импульсы имели одинаковые амплитуды и длительности. Спектральная плотность  $g(H)$ , где  $\int g(H) dH=1$ , рассчитывалась при  $H=\bar{H}$  из спектров спин эха ядер  $^{59}\text{Co}$  согласно [13].

При измерениях методом СЭ расстояние между первым и вторым импульсами поддерживалось равным 10 мкс, а расстояние между первым и третьим импульсами изменялось. Измерения спадов ДЭ и СЭ проводились при частотах, соответствующих среднему сверхтонкому полю  $\bar{H}$ . Измерялись также зависимости спадов ДЭ и СЭ от амплитуды возбуждения и длительности РЧ импульсов. Параметры релаксации, если не указываются условия возбуждения, соответствуют длительности РЧ импульсов 1 мкс и такой амплитуде возбуждения, при которой наблюдается максимальная амплитуда ДЭ.

Кинетика спада ДЭ при  $T=4.2$  К аппроксимировалась выражением (4). Параметры  $\alpha$ ,  $T_2$ ,  $B$  в (4) определялись на ЭВМ по стандартной программе нелинейной регрессии (метод Марквардта) [14]. При определении  $\alpha$  из единичного спада ДЭ (около 30 экспериментальных точек) оказалось, что погрешность определения параметра  $\alpha$  слишком велика ( $\pm 10\%$ ) и в пределах погрешности  $\alpha=2$ . С целью увеличения точности для сплавов разрезов I и II параметр  $\alpha$  оценивался как общий для всех сплавов, у которых сигнал эха можно было измерить при  $\tau > 200$  мкс. Обработка экспериментальных данных для  $^{59}\text{Co}$  в фольгах сплавов разрезов I и II дала  $\alpha=2.01 \pm 0.02$ . Для сплава 10 % ат.Ni+90 % ат. $^{57}\text{Fe}$  спады ДЭ наблюдались на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  при  $f=47$  МГц и параметр  $\alpha=2.0 \pm 0.1$  определялся как общий для нескольких измерений при различных значениях  $h_1$ .

Для всех тех спадов ДЭ, которые наблюдались при  $\tau > 200$  мкс, параметры  $T_2$  и  $B$  определялись по формуле (1) при фиксированном параметре  $\alpha$ ; полагалось, что для чистого кобальта  $\alpha=3$ , а для всех сплавов  $\alpha=2$ . Если сигнал эха был слишком мал при  $\tau > 200$  мкс, то определялся

только параметр  $T_2$  из (1) при фиксированной величине  $B$ , которая бралась из линейной экстраполяции концентрационной зависимости величины  $B$ . При  $T=77$  и  $293$  К амплитуда эха значительно меньше, чем при  $T=4.2$  К, и спад ДЭ аппроксимировался экспоненциальной зависимостью  $A \propto \exp(-2\tau/T_2)$ .

## 2. Экспериментальные результаты и обсуждение

1) Спады двухимпульсного и стимулированного эха. Распределение времен релаксации. Спады ДЭ и СЭ при  $T=4.2$  К для сплава  $\text{Co}_{19}\text{Ni}_{51}$  в закаленном и деформированном состояниях показаны на рис. 1. Видно, что скорости спадов ДЭ и СЭ для деформированного образца значительно меньше, чем для закаленного. Мгновенная скорость спада СЭ  $1/T_1 = -\partial \ln A / \partial \tau_{13}$  уменьшается с ростом  $\tau_{13}$ , а мгновенная скорость спада ДЭ  $1/T_2 = -\partial \ln A / \partial (2\tau)$  увеличивается с ростом  $\tau$ . Увеличение скорости спада ДЭ наблюдалось при  $T=4.2$  К для всех тех образцов, у которых амплитуда эха была

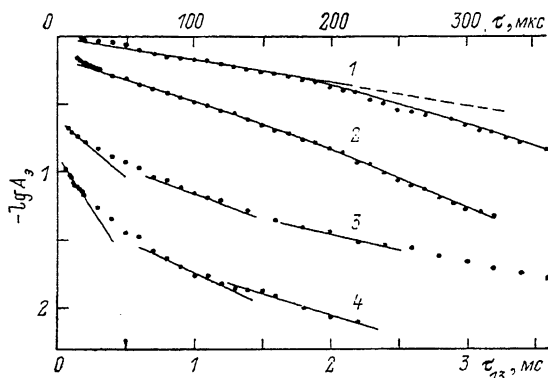


Рис. 1. Спады двухимпульсного эха (1, 2) в зависимости от расстояния между импульсами  $\tau$  и стимулированного эха (3, 4) в зависимости от  $\tau_{13}$  при  $\tau=10$  мкс деформированного (1, 3) и закаленного (2, 4) образцов  $\text{Co}_{19}\text{Ni}_{51}$  при  $T=4.2$  К.

1, 2 — ДЭ. Кривые рассчитаны по формуле (1) при  $\alpha=2$ ,  $B=354$  мкс,  $T_2=810$  (1) и  $T_2=286$  мкс; 3 — СЭ. Касательные соответствуют  $T_{1S}=0.56$ ,  $T_{1M}=0.9$ ,  $T_{1L}=1.9$  мс; 4 — СЭ.  $T_{1S}=0.32$ ,  $T_{1M}=0.53$ ,  $T_{1L}=1.4$  мс.

достаточно большой для измерений при  $\tau > 200$  мкс. Спады СЭ при  $T=4.2$  К аппроксимировались экспоненциальной зависимостью  $A(\tau + \tau_{13}) \propto \exp(-\tau_{13}/T_1)$  на начальных, средних и конечных участках спада эха соответственно при  $\tau_{13}=100$ ,  $\tau_{13}=1000$  и  $\tau_{13}=2000$  мкс. Соответствующие времена релаксации обозначены  $T_{1S}$ ,  $T_{1M}$  и  $T_{1L}$ . Для исследованных сплавов при  $T=4.2$  К  $T_{1L}/T_{1S}=4+6$ .

На рис. 2, 3 приведены зависимости  $A_3$ ,  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $B$  от амплитуды  $h_1$  и полосы возбуждения  $(\tau_1)^{-1}$  ( $\tau_1$  — длительность РЧ импульса) для ТМН  $\text{Co}_{78}\text{Ni}_{22}$  и  $\text{Co}$  при  $T=4.2$  К. Видно, что с ростом  $h_1$  времена  $T_1$  и  $T_2$  увеличиваются и при  $h_1 > h_1(A_{\max})$  зависимость  $T_2(h_1)$  выходит на насыщение. Такое же поведение  $T_2(h_1)$  наблюдалось для всех образцов (массивных и пленочных) при всех температурах измерений.

Уменьшение мгновенной скорости спада СЭ при увеличении  $\tau_{13}$  (рис. 1), которое наблюдалось при всех температурах для тонкопленочных и массивных образцов, может объясняться существованием распределения  $T_1$  [1, 6] и влиянием спектральной диффузии [15]. Увеличение  $T_1$  и  $T_2$  с ростом  $h_1$  (рис. 2, 3) объясняется тем, что с ростом  $h_1$  вклад в  $A_3$  дают ядра с меньшими коэффициентами усиления, которые имеют более длинные времена релаксации [1].

Согласно существующим представлениям, основными механизмами продольной релаксации являются процессы рассеяния термических внутридоменных и внутриграницных магнонов на ядерном спине и одномагнонный

процесс с участием электронов проводимости [1<sup>-4</sup>]. Температурная зависимость времени продольной релаксации, обусловленной этими процессами, описывается соотношением Корринги  $T_1 T = \text{const}$ . В металлических ферромагнетиках локальные  $T_1$  и  $T_2$  ядер в центре доменной границы и ядер в домене бывают пропорциональны  $T^{-1}$  [1, 3, 5, 16].

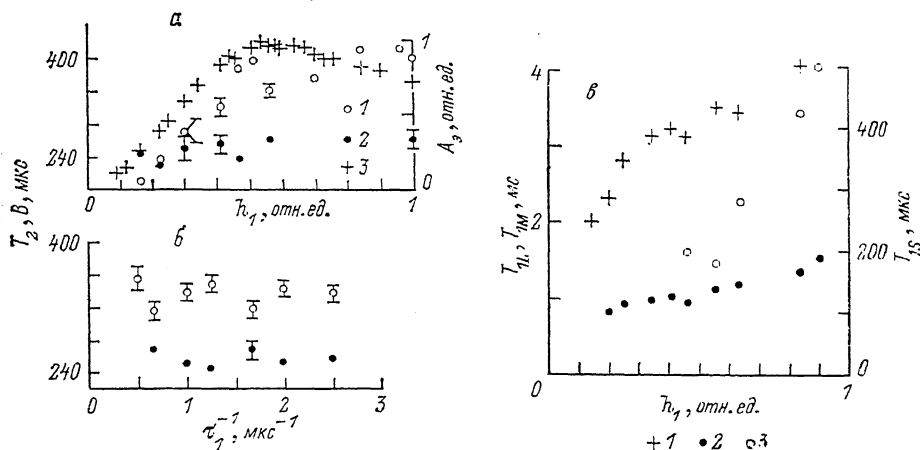


Рис. 2. Зависимости амплитуды эха и констант релаксации ТМП  $\text{Co}_{78}\text{Ni}_{22}$  при  $T=4.2$  К от амплитуды и длительности возбуждающих РЧ импульсов  $h_1$  и  $\tau_1$ .

а — зависимости  $T_2$  (1),  $B$  (2),  $A_3$  (3) от  $h_1$  при  $\tau_1=1.5$  мкс; б — зависимость  $T_2, B$  от полосы возбуждения ( $1/\tau_1$ ) при  $\tau_1 h_1=0.48$ ; в — зависимость мгновенных времен продольной релаксации на начальном, среднем и конечном участках спада эха  $T_{1S}$  (1),  $T_{1M}$  (2),  $T_{1L}$  (3) от амплитуды  $h_0$ .

Если спад эха является суммой экспоненциальных спадов и локальные коэффициенты усиления не зависят от температуры, а локальные времена релаксации  $\propto 1/T$ , то зависимости амплитуд ДЭ от  $(\tau T)$ , измеренные при различных температурах, должны отличаться лишь постоянным множителем. Аналогичные соображения применимы для стимулирован-

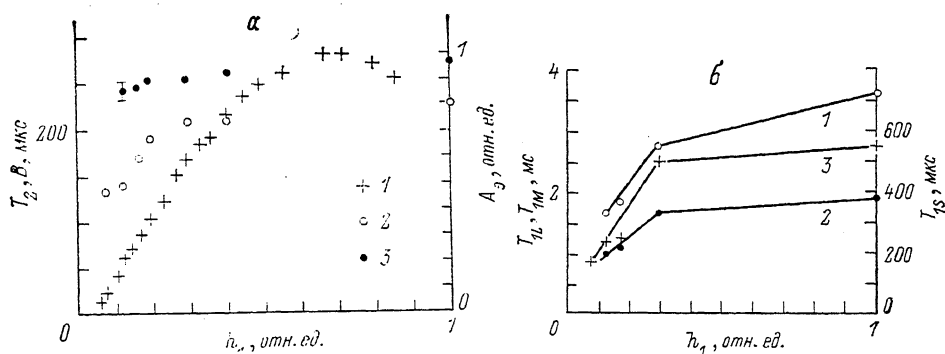


Рис. 3. Зависимости амплитуды эха и констант релаксации ТМП  $\text{Co}$  от амплитуды  $h_1$  при  $T=4.2$  К,  $\tau_1=0.75$  мкс.

а: 1 —  $A_3$ , 2 —  $T_2$ , 3 —  $B$ . Константы  $T_2, B$  рассчитаны по формуле (1) при  $\alpha=3$ ; б: 1 — зависимости  $T_{1S}$ , 2 —  $T_{1M}$ , 3 —  $T_{1L}$ .

ного эха. Это значит, что мгновенные скорости спада ДЭ и СЭ должны быть пропорциональны  $1/T$ , если измерены при  $\tau T = \text{const}$  (ДЭ) и  $\tau_{13} T = \text{const}$ ,  $\tau T = \text{const}$  (СЭ).

Температурная зависимость амплитуды двухимпульсного эха измерялась при  $T=4.2, 77, 290$  К для ТМП  $\text{Co}_{58}\text{Fe}_{11}\text{Ni}_{31}$ . Наблюдавшаяся зависимость  $A_3 \propto 1/T$  свидетельствует о том, что средний коэффициент усиления  $\eta$  не зависит (или зависит слабо) от температуры, так как  $A_3 \propto \eta m$ ,  $m \propto 1/T$  (где  $m$  — ядерная намагниченность) [13]. Такое поведение  $\eta(T)$  согласуется с тем, что в ТМП наведенная магнитная анизотропия вдали от тем-

пературы Кюри имеет слабую температурную зависимость  $\propto M$  или  $M^2$  [17], где  $M$  — намагниченность.

«Мгновенные» времена спадов СЭ ТМП Со и  $\text{Co}_{58}\text{Fe}_{11}\text{Ni}_{31}$  (рис. 4) измерены при  $\tau=10$  и  $\tau_{13}T=10^4$  мкс·К. Зависимость  $T_1$  от температуры согласуется с соотношением Корринги  $T_1T=\text{const}$ .

При  $T=4.2$  К значения постоянной Корринги  $C=T_{1L}T$  изменяются в зависимости от состава сплава в пределах 5—8 мс·К. Для сравнения укажем, что в центре доменной границы чистого ГПУ Со при  $T < 77$  К  $T_1T=2$  мс·К [16]. Для скоростей спадов СЭ на начальных участках при всех амплитудах РЧ импульсов наблюдалось соотношение  $T_{1S}/T_2=1.5\div 2$ .

2) Поперечная ядерная релаксация. Время поперечной релаксации  $T_2$ , как видно на рис. 4, при понижении температуры  $T$  растет медленнее, чем  $(1/T)$ . Отметим, что измерить  $T_2$  при таких задержках, чтобы удовлетворить условию  $\tau T=\text{const}$ , не удалось, так как отношение сигнала ДЭ к шуму было слишком мало. Поэтому на рис. 4 в качестве  $T_2$  приведены «мгновенные» времена

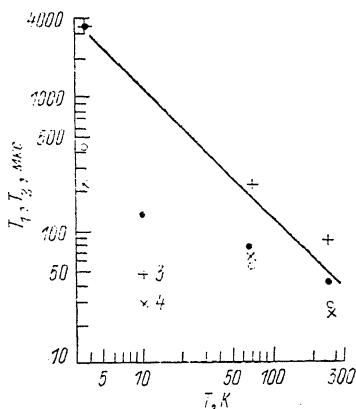


Рис. 4. Температурные зависимости мгновенных времен релаксации ТМП  $\text{Co}_{58}\text{Fe}_{11}\text{Ni}_{31}$  (1 —  $T_1$ , 2 —  $T_2$ ) и ТМП Со (3 —  $T_1$ , 4 —  $T_2$ ).

$T_1$  измерялись при  $\tau=10$  мкс и  $\tau_{13}T=\text{const}$ . Прямая линия соответствует обратно пропорциональной температурной зависимости.

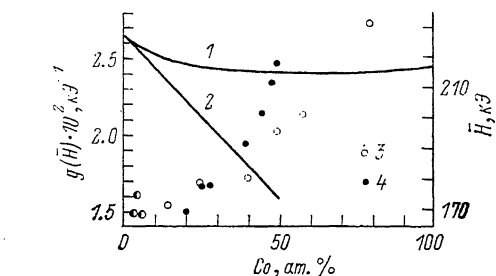


Рис. 5. Концентрационные зависимости среднего СТП на ядрах  $^{59}\text{CoH}$  [20] (кривые 1, 2) и спектральной плотности  $g(H)$  (точки) для сплавов  $\text{Co}_x(\text{Fe}_{0.5}\text{Ni}_{0.5})_{1-x}$  (1, 3) и  $\text{Co}_x\text{Fe}_{0.5-x}\text{Ni}_{0.5}$  (2, 4).

релаксации, которые соответствуют начальным участкам спада ДЭ ( $\tau < 100$  мкс). Однако при  $T=4.2$  К с ростом  $\tau$  скорость спада ДЭ увеличивается (рис. 1, а) и, значит, увеличивается отклонение  $T_2$  от обратно пропорциональной температурной зависимости.

Согласно литературным данным, для ферромагнетиков в нулевом внешнем поле главный вклад в ЯМР релаксацию дают следующие механизмы. 1) Одномагнитный процесс с участием внутридоменных магнов [1] и термические флуктуации доменных границ, при которых возбуждаются внутриграницные магны [1, 2]. Вдали от  $T_c$  времена релаксации  $T_1$  и  $T_2$  пропорциональны  $T^{-1}H^{-2}$  ( $T$  — температура,  $H$  — сверхтонкое поле). 2) Косвенное взаимодействие ядерных спинов с электронами проводимости через магн [3, 4]. Зависимость  $T_1$  и  $T_2$  от температуры и СТП такая же, как и для механизма «1». 3) Сул-накамуровское взаимодействие [18, 19] — косвенное взаимодействие поперечных компонент ядерных спинов через виртуальный магн. Такое взаимодействие ядер с близкими резонансными частотами приводит к поперечной релаксации. Так как магн — виртуальный, скорость сул-накамуровской релаксации не имеет явной зависимости от температуры. Из теории сул-накамуровской релаксации в системе с неоднородным уширением резонансной линии НННР [19] следует, что

$$1/T_{2SN} \propto H^4 x g(H) / J^2, \quad (2)$$

где  $H$  — сверхтонкое поле, соответствующее частоте измерения;  $J$  — обменный интеграл;  $x$  — концентрация резонансных ядер;  $g(H)$  — спектральная плотность. В (2) опущен множитель, зависящий от радиуса сул-накамуровского взаимодействия [2, 5, 18, 19].

Оценку доли сул-накамуровской релаксации можно сделать из температурной зависимости  $T_2$ . Представим скорость поперечной релаксации в виде суммы двух членов:  $1/T_2 = 1/T_{2SN} + 1/T_{2T}$ , где  $1/T_{2T} \propto T$ ,  $1/T_{2SN} = \text{const}$ . Для ТМП  $\text{Co}_{58}\text{Fe}_{11}\text{Ni}_{31}$  при  $T=290$  К  $1/T_2 = 40$   $\text{мс}^{-1}$ , при  $T=4.2$  К  $1/T_2 = 3.1$   $\text{мс}^{-1}$ . Следовательно,  $1/T_{2SN} \leq 3.1$   $\text{мс}^{-1}$  при всех температурах, а при  $T=4.2$  К  $1/T_{2T} \leq 0.13$   $\text{мс}^{-1}$ . Поэтому можно предположить, что для сплава  $\text{Co}_{58}\text{Fe}_{11}\text{Ni}_{31}$  с высоким содержанием кобальта поперечная релаксация при  $T=290$  К определяется механизмами «1» и «2», а при  $T=4.2$  К — механизмом «3», т. е. сул-накамуровским взаимодействием.

Для сравнения с теорией НЖНР [19] сул-накамуровской релаксации в системах с микроскопической неоднородностью сверхтонкого поля мы

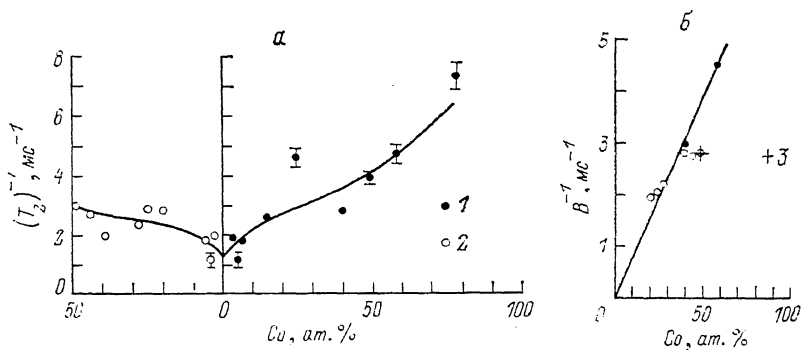


Рис. 6. Концентрационные зависимости параметров релаксации ядер  $^{59}\text{Co}$  в сплавах  $\text{Co}_x(\text{Fe}_{0.5}\text{Ni}_{0.5})_{1-x}$  (1),  $\text{Co}_x\text{Fe}_{0.5-x}\text{Ni}_{0.5}$  (2) при  $T=4.2$  К.

Параметры  $T_2$ ,  $B$  получены из (1) при  $\alpha=2$ . а — скорость поперечной релаксации ( $1/T_2$ ). Теоретическая кривая рассчитана по формуле (3) при  $A_1=1.2$   $\text{мс}^{-1}$ ,  $A_2=0.2$   $\text{мс}^{-1}\cdot\text{К}^{-2}\cdot\text{кЭ}^{-4}$ ; б — параметр релаксации  $B$  из (1); 3 — деформированный образец сплава  $\text{Co}_{49}\text{Ni}_{51}$ .

проанализировали концентрационную зависимость скорости поперечной релаксации сплавов разрезов I и II. В качестве уравнения регрессии использовалась формула, следующая из (2)

$$1/T_2 = A_1 + A_2 \bar{H}^4 x g(H) / T_c^2, \quad (3)$$

где  $A_1$ ,  $A_2$  — параметры регрессии;  $A_1$  имеет смысл скорости релаксации, природа которой иная, чем сул-накамуровское взаимодействие; концентрационной зависимостью этого вклада пренебрегаем. В (3) вместо  $H$  подставлена величина  $\bar{H}$ , так как измерения спадов ДЭ проводились при частоте, соответствующей среднему сверхтонкому полю. Концентрационные зависимости  $\bar{H}$  [20] и  $g(H)$  приведены на рис. 5. Для грубой оценки зависимости величины  $J$  от состава мы воспользовались соотношением  $J \propto T_c^6$ , следующим из теории молекулярного поля; величины  $T_c$  взяты из [21].

На рис. 6 приведена концентрационная зависимость скорости поперечной релаксации  $1/T_2$ , рассчитанная по формуле (3) при  $A_1=1.2$   $\text{мс}^{-1}$ ,  $A_2=0.2$   $\text{мс}^{-1}\cdot\text{К}^{-2}\cdot\text{кЭ}^{-4}$ ; видно, что она согласуется с экспериментом. Таким образом, при  $T=4.2$  К концентрационная зависимость скорости поперечной релаксации ядер  $^{59}\text{Co}$  в сплавах  $\text{Co}_x(\text{Fe}_{0.5}\text{Ni}_{0.5})_{1-x}$  и  $\text{Co}_x\text{Fe}_{0.5-x}\text{Ni}_{0.5}$  согласуется с теорией НЖНР [19].

3) Кинетика спада двухимпульсного эха. Увеличение скорости спада ДЭ при увеличении расстояния между импульсами при  $T=4.2$  К (рис. 1) означает, что спад ДЭ не может быть описан как сумма экспоненциальных спадов. Обработка экспериментальных данных

по эмпирической формуле (1) позволила определить вид кинетики спада ДЭ ядер  $^{59}\text{Co}$  в чистом кобальте и  $\text{Co—Fe—Ni}$  сплавах. Оказалось, что в формуле (1) показатель степени  $\alpha=3$  для чистого кобальта и  $\alpha=2$  для массивных и тонкопленочных образцов сплавов (см. раздел 1 и [10]).

Предварительные результаты измерений на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  в образцах состава 90 %  $^{57}\text{Fe}+10$  %  $\text{Ni}$  ( $\text{Ni}$  естественного изотопического состава) согласуются с результатами для  $^{59}\text{Co}$  в  $\text{Co—Fe—Ni}$  сплавах. Оказалось, что кривые спада ДЭ ядер  $^{57}\text{Fe}$  для  $\tau > 30$  мс описываются выражением (1) при  $\alpha=2.01+0.1$ ,  $T_2=46\pm 6$  мс,  $B=23\pm 0.7$  мс. Отметим, что для  $^{57}\text{Fe}$  и для  $^{59}\text{Co}$  в сплавах  $\alpha=2$  и при  $h_1$ , соответствующем максимуму  $A$ ,  $T_2/B=1\div 2$ . Наблюдаемое нами отличие кинетики спада ДЭ чистого кобальта от кинетики ДЭ сплавов, возможно, связано с тем, что неоднородность СТП в ТМП кобальта не является микроскопической.

Рассмотрим экспериментальные зависимости константы неэкспоненциального спада  $B$  из (1) от состава, параметров возбуждающих РЧ импульсов и способа приготовления образца. Для сплавов концентрационных разрезов I и II величина  $1/B$  убывает при уменьшении содержания кобальта (рис. 6, б). Это согласуется с результатами работ [7, 11], где наблюдался переход от экспоненциальной к квазигавссовской кинетике спада ДЭ ядер  $^{11}\text{B}$  при увеличении содержания магнитноактивных ядер  $^{59}\text{Co}$  в аморфных сплавах  $(\text{CoFe})_{80}\text{B}_{20}$ . Константа  $B$  зависит слабо от амплитуды возбуждающих РЧ импульсов и от полосы возбуждения (рис. 2, 3). Оказалось, что величина  $B$  не зависит от способа приготовления образца. Так, для ТМП и порошка  $\text{Co}_{58}\text{Fe}_{11}\text{Ni}_{31}$  величины  $B$  совпадают (тогда как  $\eta$  (ТМП)/ $\eta$  (массив)=4) [10]. В деформированном и закаленном образцах  $\text{Co}_{49}\text{Ni}_{51}$  (с существенно различными величинами  $\eta$ ) времена поперечной релаксации  $T_2$  различаются почти в 2 раза, а величина  $B$  для деформированного образца лежит вблизи значений для закаленных образцов (рис. 1 и 6, б). Совпадение параметров  $B$  для образцов сплавов одинакового состава с существенно различными коэффициентами усиления и в гексагональной и кубической фазах кобальта [10] указывает на то, что динамический сдвиг частоты [22] и квадрупольное взаимодействие [23] не могут объяснить неэкспоненциальность спада ДЭ в наших образцах.

В теоретической работе Цифриновича [12] было показано, что в условиях связи электронной и ядерной подсистем ферромагнетика при наличии микроскопической неоднородности сверхтонкого поля (СТП) спад ДЭ описывается выражением

$$\ln A(2\tau) = \text{const} - 2\tau/T_2 - (\tau/T_1)^2 \Gamma_x / (2\Gamma_3), \quad (4)$$

где  $\Gamma_x$  — параметр электронно-ядерной релаксации,  $\Gamma_x \propto \chi''$ ;  $\chi$  — комплексная восприимчивость электронной подсистемы;  $\Gamma_3$  — время обратной расфазировки ядерных спинов за счет неоднородности СТП. Из наших измерений следует, что для сплавов при  $T=4.2$  К кинетика спада ДЭ описывается выражением (1) при  $\alpha=2$ , которое согласуется с (4).

Наблюдаемые нами зависимости  $T_1$  и  $B$  от амплитуды  $h_1$  не согласуются с формулой (4), которая следует из модели ЭЯР [12]. Действительно, из (1) и (4) имеем  $B \propto T_1 / (\chi'')^{1/2}$ . При уменьшении  $h_1$ , увеличивается относительный вклад в  $A$ , тех ядер, которые имеют больший локальный коэффициент усиления и соответственно более высокие значения  $\chi''$  и более короткие времена релаксации  $T_1$  [1, 6]. Поэтому из (4) следовало бы, что при уменьшении  $h_1$  относительное изменение величины  $B$  должно быть больше, чем величины  $T_1$ . Однако из рис. 2, 3 видно, что зависимость  $B(h_1)$  более слабая, чем  $T_1(h_1)$  и  $T_2(h_1)$ . Следует отметить, что (4) получена в предположении  $\pi/2 - \pi$  возбуждающих импульсов, тогда как в наших измерениях использовались одинаковые РЧ импульсы и имеет место распределение коэффициентов усиления  $\eta$ .

В работе Вельца [11] был развит метод моментов Ван Флека для микроскопически неоднородных систем. Расчеты показали, что диполь-дипольное взаимодействие резонансных ядер с нерезонансными при наличии сул-накамуровского взаимодействия между нерезонансными ядрами может

привести к экспоненциальному или квазигауссовскому виду кинетики спада ДЭ в зависимости от соотношения между параметрами взаимодействия. Применительно к нашим сплавам роль нерезонансных могут играть те ядра  $^{59}\text{Co}$ , ларморовские частоты которые лежат вне частотной полосы ( $\approx 1$  МГц) возбуждающих РЧ импульсов. К сожалению, результаты [11] не позволяют разделить спад ДЭ на экспоненциальную и неэкспоненциальную компоненты в виде (1) и сделать выводы о природе констант неэкспоненциального спада  $\alpha$  и  $B$ , а также о зависимости этих констант от состава сплава и параметров возбуждающих РЧ импульсов.

По-видимому, требуется дальнейший теоретический анализ кинетики спада двухимпульсного эха.

#### Список литературы

- [1] Stearns M. B. // Phys. Rev. 1969. V. 97. N 2. P. 304—310.
- [2] Winter J. M. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 2. P. 452—459.
- [3] Weger M. // Phys. Rev. 1962. V. 128. N 4. P. 1505—1511.
- [4] Куркин М. И., Иванов С. В. // ФММ. 1986. Т. 62. № 4. С. 709—713.
- [5] Туров Е. А., Петров М. П. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1969. 260 с.
- [6] Куркин М. И., Туров Е. А. // ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применения. М.: Наука, 1990. 248 с.
- [7] Erdmann K., Welz D., Lerchner H., Rosenberg M. // Нур. Int. 1983. V. 15/16. N 2. P. 582—592.
- [8] Погорельый А. Н., Котов В. В. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 4. С. 1013—1016.
- [9] Мамниашвили Г. И., Чекмарев В. П. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 10. С. 2996—3001.
- [10] Покатилов В. С., Капельницкий С. В., Каразеев В. Н. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 7. С. 1982—1991.
- [11] Welz D. // Physica B. 1986. V. 141B. N 2. P. 121—129.
- [12] Цифринович В. И. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 6. С. 1657—1660.
- [13] Dean R. H., Urwin R. J. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1970. V. 3. N 8. P. 1143—1152.
- [14] Математическое обеспечение ЕС ЭВМ. Пакет научных программ. Минск, 1983. 10. 225 с.
- [15] Weger M., Hahn E. L., Portis A. M. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 3. P. 124S—125S.
- [16] Enokiya H. // J. Phys. Soc. Jap. 1977. V. 42. N 3. P. 796—804.
- [17] Лесник А. Г. // Наведенная магнитная анизотропия. Киев: Наукова думка, 1976. 164 с.
- [18] Suhl H. // Phys. Rev. 1958. V. 109. N 2. P. 606—607.
- [19] Hone D., Jaccarino V., Ngve T., Pincus P. // Phys. Rev. 1969. V. 186. N 2. P. 292—305.
- [20] Капельницкий С. В., Покатилов В. С., Голикова В. В. // ФТТ. 1980. Т. 31. № 4. С. 261—263.
- [21] Landolt—Bornstein. Numerical data and functional relationships in Science and technology. New series / Ed. in Chief Hellwege K.-H., Madelung O. Groupe III. Crystall and Solid State Physics. V. 19: Magnetic Properties of Metals. Subvol. a: 3d, 4d, 5d Elements, Alloys and compounds / Ed. Wijn H. P. J. Berlin, 1986. 653 p.
- [22] Боровик-Романов А. С., Буньков Ю. М., Думеш Б. С., Куркин М. И., Петров М. П., Чекмарев В. П. // УФН. 1984. Т. 142. № 4. С. 537—570.
- [23] Abe H., Yasuoka H., Hirai A. // J. Phys. Soc. Jap. 1966. V. 21. N 1. P. 77—89.

Центральный научно-исследовательский институт  
черной металлургии  
им. И. П. Бардина ЦНИИчермет  
Москва

Поступило в Редакцию  
3 июля 1990 г.  
В окончательной редакции  
6 марта 1991 г.