

Многократное ядерное спиновое эхо в тонких поликристаллических ферромагнитных пленках

© В.О. Голуб, В.В. Котов, А.Н. Погорелый

Институт магнетизма Академии наук Украины,
252142 Киев, Украина

(Поступила в Редакцию 17 ноября 1997 г.)

Изучалось формирование сигналов многократного ядерного спинового эха в тонких ферромагнитных поликристаллических пленках 3d-металлов и их сплавов с наведенной анизотропией в интервале температур от 2.2 до 300 К при двухимпульсном и трехимпульсном возбуждении. Предложена методика экспериментального определения вкладов различных механизмов в формирование сигналов спинового эха в случае магнетиков с большой неоднородностью зеемановского и квадрупольного взаимодействий. Показано, что в ферромагнетиках с большим коэффициентом усиления радиочастотного поля на ядре при наблюдении сигналов ядерного спинового эха на ядрах с большой величиной магнитного момента уже при температурах жидкого гелия существенное влияние оказывает механизм частотной модуляции.

Большинство экспериментальных исследований по ядерному магнитному резонансу в магнетиках проводится импульсными методами. Основные наблюдаемые сигналы — двухимпульсное и трехимпульсное (стимулированное) эхо. Однако в ряде случаев помимо основных эхо-сигналов возникают дополнительные (см., например, [1–4]). Такое явление получило название многократного эха. К концу семидесятых годов были выяснены причины возникновения сигналов многократного эха: рассмотрено влияние косвенного взаимодействия ядерных спинов через электронную подсистему [2,3,5] и многоквантовых каскадных переходов для ядер со спином $I > 1/2$ [1,6–8].

Поскольку неоднородность сверхтонких полей на ядрах $\Delta\omega$ в реальных магнетиках имеет микроскопический характер, а величина этой неоднородности значительно превышает величину сул-накамуровского уширения, влияние косвенного взаимодействия между ядерными спинами через электронную подсистему будет существенно зависеть от соотношения величин $\Delta\omega$ и динамического сдвига частоты

$$\omega_p = D \frac{m_z}{m_0}, \quad (1)$$

характеризующего величину этого взаимодействия [9], где D — параметр динамического сдвига частоты, m_z — продольная составляющая ядерной намагниченности, m_0 — равновесное значение ядерной намагниченности.

1) $\omega_p \ll \Delta\omega$. Систему ядерных спинов можно считать набором невзаимодействующих осцилляторов и использовать формальный подход: появляющийся сигнал спинового эха, усиливаясь через электронную подсистему, действует как возбуждающий импульс, что приводит к появлению дополнительных эхо-сигналов (механизм эхо-импульса [2,3]). Относительная амплитуда и количество таких сигналов пропорциональны D . Данный подход можно распространить и на случай с $I > 1/2$ (анализ этой ситуации проведен в [10]).

2) $\omega_p > \Delta\omega$. В этом случае движение ядерных спинов будет сильно коррелированным. Уравнение, описывающее движение ядерной намагниченности, становится

нелинейным. Это приводит к появлению дополнительных сигналов эха (механизм частотной модуляции [5]). Количество и амплитуда этих эхо-сигналов зависят от величины ω_p .

3) Случай $\omega_p \approx \Delta\omega$ практически не изучен.

Методика многократного ядерного спинового эха позволяет получать уникальную информацию о кристаллической и магнитной структуре вещества. Однако ее применение для исследования широкого класса неоднородных магнетиков (в том числе и тонких поликристаллических магнитных пленок) сильно усложняется невозможностью использования мощностных и частотных зависимостей из-за сильного разброса величин сверхтонких полей и коэффициентов усиления радиочастотного поля на ядрах. Таким образом, исследование формирования многократного эха в неоднородных магнетиках по-прежнему остается актуальной задачей.

1. Объекты исследований

В качестве основных объектов исследований в данной работе были выбраны поликристаллические пленки Fe, Co, FeCo, Fe₂₀Ni₈₀ с наведенной магнитной анизотропией. Выбор объектов обусловлен следующими причинами: 1) большая величина сигнала ЯМР во всем исследуемом интервале температур (от 2.2 до 300 К); 2) отсутствие в этом температурном интервале фазовых переходов и связанных с ними эффектов, которые могли бы затруднить интерпретацию полученных результатов; 3) наличие большого массива справочной литературы по магнитным и кристаллическим свойствам этих образцов; 4) возможность исследования многоквантовых эффектов на ядрах с $I > 1/2$ (Ni⁶¹ — $I = 3/2$, Co⁵⁹ — $I = 7/2$); 5) возможность численного расчета таких параметров ЯМР, как коэффициент усиления радиочастотного поля на ядре η и параметр динамического сдвига частоты D .

Основные выводы были проверены на пленках других магнетиков. В контрольных экспериментах использовались также порошки этих и других материалов.

Параметры некоторых использовавшихся в работе пленок

Пленка	Ядро	I	μ_B (ядерные магнетоны)	μ_e (магнетоны Бора)	n_n , %	$\omega_0/2\pi$, MHz	H_n , kOe	H_A , Oe	$DT/2\pi$, MHz · K		δQ , MHz
									теор.	эксп.	
Fe	Fe ⁵⁷	1/2	0.09	2.22	95	47	332	10	0.039	0.02	—
Fe ₂₀ Ni ₈₀	Ni ⁶¹	3/2	0.75	0.75	65	58	154	4	1.3	1	0.6
Co (ГЦК)	Co ⁵⁹	7/2	4.65	1.72	~ 50	213	211	30	15	3.5 (77 K) 12 (300 K)	0.4
FeCo	Co ⁵⁹	7/2	4.65	2.42	50	284	284	40	22	15	1

Все исследуемые в работе пленки были изготовлены методом конденсации паров металлов на холодные и подогретые подложки из слюды. Во время осаждения в камере поддерживалось давление 10^{-6} Torr. Скорость осаждения регулировалась изменением тока электронно-лучевой пушки и составляла в большинстве случаев 0.5–0.6 mm/s. Чтобы создать одноосную анизотропию, в плоскости подложки прикладывалось магнитное поле порядка 70 Oe. Поле наведенной анизотропии определялось методом низкочастотного ферромагнитного резонанса. Параметры некоторых использовавшихся в этой работе пленок приведены в таблице. Для проведения температурных измерений резонатор с образцом помещался в гелиевый криостат. Чтобы изменить коэффициент связи между ядерной и электронной подсистемами, к образцу прикладывалось магнитное поле 0–200 Oe, создаваемое катушками Гельмгольца, параллельно или перпендикулярно оси легкого намагничивания.

2. Двухимпульсная методика

Как отмечалось выше, зеемановское и квадрупольное взаимодействия в наших образцах существенно неоднородны, поэтому практически невозможно исследовать особенности формирования сигналов многократного спинового эха по спектрам ЯМР. Значительная неоднородность поля анизотропии (а следовательно, и η) сильно затрудняет использование мощностных характеристик. В этом случае, как было нами показано [11], хорошие результаты дает изучение зависимостей амплитуды сигналов эха от временного интервала между возбуждающими импульсами τ [11].

В [11] было показано, что при высоких температурах на ядрах со спином $I > 1/2$ четные эхо-сигналы (возникающие в моменты времени $t = 2n\tau$, $2n \leq 2I$, n — натуральное число) быстро спадают до нуля с характерным временем, обратно пропорциональным неоднородности квадрупольного взаимодействия δQ . Значения δQ для наших пленок, определенные по этим зависимостям, представлены в таблице. Следует отметить, что во всех исследованных образцах это характерное время практически не зависело от температуры.

По мере понижения температуры на зависимости интенсивности четных эхо-сигналов E_{2n} от τ появляется

второй участок. Характерное время спада на этом участке возрастает с понижением температуры аналогично тому, как это наблюдается для обычного "хановского" эха. Появление второго участка невозможно объяснить, рассматривая лишь многоквантовые каскадные переходы [11]. Вклад этого участка возрастает с понижением температуры. При относительно высоких температурах, когда величина D много меньше ширины спектра возбужденных ядер $2\pi/\tau_e$ (где τ_e — длительность первого эха), формирование четных эхо-сигналов, по-видимому, должно описываться теорией "эхо-импульса" [2,3,10]. Тогда, согласно [3], при оптимальных условиях возбуждения второго эхо-сигнала (при $\tau \gg 1/\delta Q$ и в пренебрежении релаксационными процессами) отношение амплитуд первого и второго сигналов эха есть

$$E_2/E_1 = D\tau_e. \tag{2}$$

Таким образом, E_2/E_1 должно возрастать с уменьшением спектра "эхо-импульса" (увеличением τ_e). На рис. 1 представлена зависимость E_2/E_1 от τ_e в пленках Fe₂₀Ni₈₀ на ядрах Ni⁶¹ при $T = 77$ K. Экспериментальные результаты с точностью до ошибки измерений хорошо описываются (2). Аналогичные результаты были получены на пленках FeCo (на ядрах Co⁵⁹) и Co (Co⁵⁹) в ГЦК- и ГПУ-фазах (соотношение фаз в пленке было ~ 50/50) при $T = 77$ и 300 K и на пленках Fe (обогащенного Fe⁵⁷) при $T = 4.2$ K (контрольные измерения для ядер со спином $I = 1/2$).

Полученные из эксперимента значения параметра D

$$D = \frac{1}{\tau_e} \frac{E_2}{E_1} \tag{3}$$

сравнивались с полученными в результате теоретического расчета с учетом реальных параметров пленки. Расчет проводился по формуле

$$D = \omega_0 \eta \frac{\mu_n(I+1)}{3\mu_e} \frac{\hbar\omega_0}{k_B T} n_n, \tag{4}$$

где ω_0 — частота ЯМР, $\eta = H_n/H_A$, μ_n — магнитный момент ядра, μ_e — магнитный момент на атом, k_B — постоянная Больцмана, n_n — концентрация ядер данного сорта в образце. Результаты сравнения приведены в таблице.

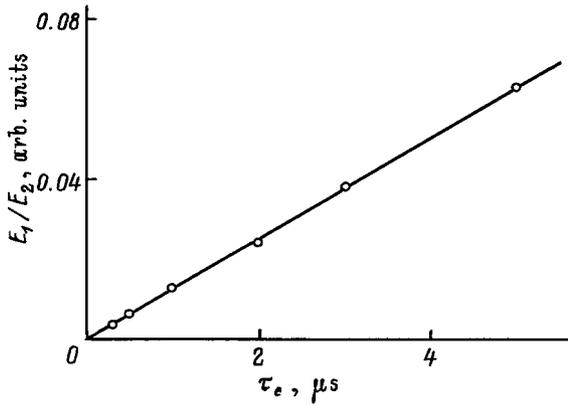


Рис. 1. Зависимость отношения амплитуд второго и первого эхо-сигналов от длительности первого эха в пленке $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$. $T = 77 \text{ K}$.

Из таблицы видно, что если для пленок $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ наблюдается хорошее соответствие между теорией и экспериментом, то для пленок Fe и FeCo оно несколько хуже, а для пленок Co имеется существенное различие в результатах измерений при различных температурах: если при комнатной температуре значение параметра D , полученное из эксперимента, близко к теоретическому, то при $T = 77 \text{ K}$ отличие существенно. Это связано с тем, что в пленках кобальта по мере понижения температуры происходит уменьшение η . Эффекты такого рода описаны ранее в [12] и связывались с магнитострикционным вкладом (в наших теоретических расчетах этот вклад не учитывался). Так, в наших пленках сигнал спинового эха практически не менялся в интервале температур от 77 до 300 K и лишь в районе азотных температур начинал увеличиваться с понижением температуры, как предсказывает теория. Таким образом, приведенная в таблице теоретическая оценка является не совсем корректной: для $T = 77 \text{ K}$ значение η должно быть уменьшено в 4 раза, что соответствует $D T / 2\pi = 5 \text{ MHz} \cdot \text{K}$ (это довольно хорошо согласуется с экспериментом). Пленка пермаллоя имеет немагнитострикционный состав, и сигнал обычного "хановского" эха возрастает обратно пропорционально температуре, т.е. η не меняется. В пленках Fe и FeCo коэффициент усиления также несколько меняется с изменением температуры, однако в гораздо меньшей степени, чем в пленках Co.

Зависимость коэффициента усиления от температуры связана с технологией приготовления пленок [12]. Были подобраны образцы Co, в которых η практически не зависит от температуры. Для них параметр D близок к теоретическому.

Исследовались также зависимости E_2/E_1 от η . Для уменьшения η постоянное магнитное поле прикладывалось параллельно оси легкого намагничивания пленки, а для увеличения — перпендикулярно оси, аналогично тому, как это делалось в работах по совмещению частот ЯМР и ФМР [13,14]. Отношение амплитуд второго и первого эха возрастало с увеличением $\eta(D)$, как и

предсказывается (2). Такие же результаты были получены в двухслойных пленках Co/FeNi на ядрах Co^{59} , в которых за счет взаимодействия слоев кобальта и пермаллоя действует эффективная анизотропия, величина которой зависит от толщины слоев и уменьшается с уменьшением отношения толщины слоя кобальта к толщине пермаллоя [15].

На основании вышеизложенного можно считать, что формирование четных эхо-сигналов при относительно высоких температурах достаточно хорошо описывается теорией "эхо-импульса" [2,3]. Для пленок Fe и $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ это хорошее приближение вплоть до самых низких, достигающихся в наших опытах температур ($\sim 2.2 \text{ K}$), что находится в полном соответствии с теорией, поскольку для этих пленок $D \ll \Delta\omega$. Однако для пленок Co и FeCo величина D при гелиевых температурах становится сравнимой с неоднородностью зеемановского взаимодействия (см. таблицу), и поэтому могут появляться некие особенности в формировании эхо-сигналов.

Если при высоких температурах (малых значениях D) максимальное количество дополнительных эхо-сигналов наблюдается при условиях, близких к оптимальным для возбуждения первого эхо-сигнала, то при $D \sim \Delta\omega$ максимальное их количество возникает при мощности возбуждающих импульсов, много меньшей той, которая необходима для получения максимальной амплитуды обычного эха.

На рис. 2 представлена зависимость амплитуд некоторых дополнительных эхо-сигналов E_n от мощности возбуждающих импульсов в пленке FeCo при $T = 2.2 \text{ K}$. Зависимости амплитуды эхо-сигналов (возникающих в моменты времени $t = n\tau$) с малыми номерами n имеют два пика (в области большой и малой мощности), в то время как для сигналов с большим n существует только один пик в области низкой мощности. С уменьшением n относительная величина пика в области больших мощностей возрастает.

Для выяснения причин подобных закономерностей снова воспользуемся зависимостями амплитуды эхо-сигналов от временного интервала между возбуждающими

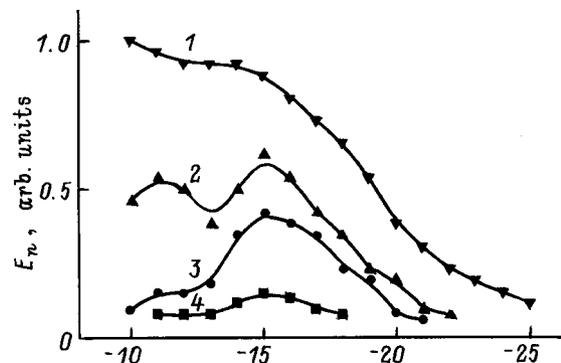


Рис. 2. Зависимость амплитуды эхо-сигналов от мощности возбуждающих импульсов P для первого (1), четвертого (2), восьмого (3), семнадцатого (4) эха в пленке FeCo на ядрах Co^{59} . $T = 2.2 \text{ K}$, $\omega_0/2\pi = 288 \text{ MHz}$.

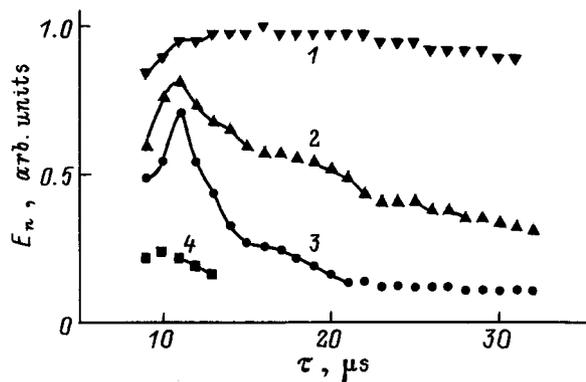


Рис. 3. Зависимость амплитуды эхо-сигналов от временного интервала между возбуждающими импульсами. Обозначения кривых те же, что и на рис. 2. $P = -16$ dB.

ми импульсами. На рис. 3 представлены такие зависимости для малых мощностей возбуждающих импульсов. Амплитуда всех эхо-сигналов вначале возрастает с увеличением τ , а затем спадает обычным образом. По мере увеличения мощности возбуждающих импульсов участок подъема превращается в "полку", а затем в участок пологого спуска: зависимость $E_n(\tau)$ приближается к экспоненциальной. То же происходит и при увеличении температуры. Эффекты, подобные этому, наблюдались в работе [13] по исследованию процессов релаксации в области совмещения частот ЯМР и ФМР для обычного эхо-сигнала в пленках FeNiCo немагнитострикционного состава (по нашим расчетам, при внешнем магнитном поле $H = 2H_A$, приложенном перпендикулярно оси легкого намагничивания пленки, $DT/2\pi \approx 10$ MHz · K).

Количество эхо-сигналов при малой мощности импульсов может существенно превышать $2I$ (количество эхо-сигналов, формирующихся за счет многоквантовых каскадных переходов в таких образцах [11]). Так, в пленках FeCo ($2I = 7$) при $T = 2.2$ K наблюдалось свыше двадцати эхо-сигналов, а в пленках Co со слабой зависимостью $\eta(T)$ — до тридцати (см. также [4]). При этом наблюдается монотонная зависимость амплитуд эхо-сигналов от номера n . По мере увеличения мощности импульсов эта зависимость становится немонотонной, и в некоторых случаях (для ядер с $I > 1/2$ при не очень больших значениях D) амплитуды четных эхо-сигналов становятся меньше, чем амплитуды непосредственно следующих за ними нечетных сигналов (рис. 4).

Проанализируем полученные результаты. При малой мощности возбуждающих импульсов, когда изменение продольной составляющей ядерной намагниченности m_z невелико, значение динамического сдвига частоты максимумально ($\omega_p \approx D$, см. (1)). Поскольку параметр динамического сдвига частоты в пленках Co и FeCo при гелиевых температурах порядка ширины спектра возбужденных ядер, должна наблюдаться существенная корреляция в движении ядерных спинов. И временные, и мощностные зависимости подтверждают это предположение. Действительно, согласно [5], при больших

значениях ω_p амплитуды сигналов эха должны вначале возрастать с увеличением τ , а их количество увеличиваться с ростом D (система становится все более нелинейной). Это и наблюдается экспериментально. По мере увеличения D уменьшается и мощность возбуждающих импульсов, необходимая для формирования эхо-сигналов, что также находится в полном соответствии с [5]. Увеличивая мощность возбуждающих импульсов, мы увеличиваем отклонение ядерной намагниченности от положения равновесия, тем самым уменьшая ω_p [9]. Это приводит к уменьшению влияния механизма частотной модуляции [5]. Между тем появляются сигналы эха, обусловленные многоквантовыми каскадными переходами, которые, действуя как рефокусирующие импульсы, приводят к формированию дополнительных эхо-сигналов и т.д. Этим объясняется появление второго пика на мощностной зависимости (рис. 2).

Таким образом, в широком температурном интервале в образовании сигналов многократного ядерного спино-

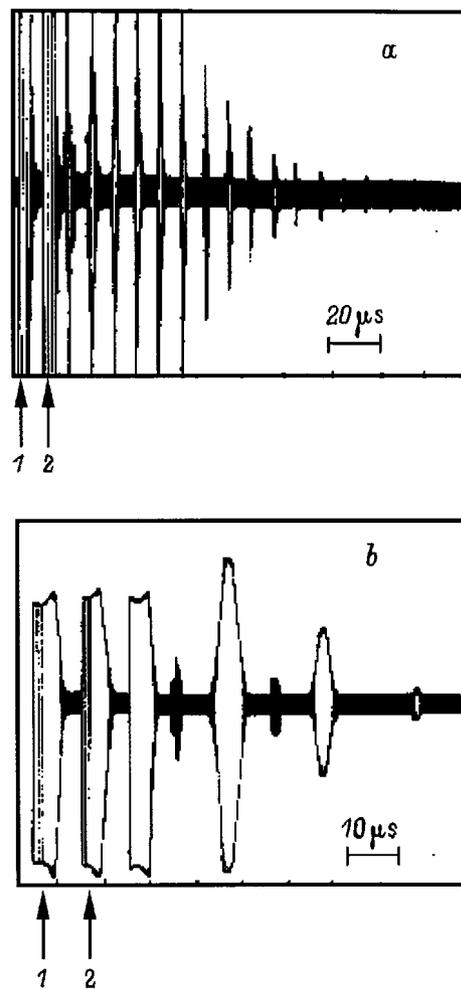


Рис. 4. Осциллограмма эхо-сигналов в пленке кобальта (ГЦК-фаза) на ядрах Co^{59} при малой (a) и большой (b) мощности возбуждающих импульсов. 1 и 2 — первый и второй возбуждающие импульсы соответственно. $T = 2.2$ K, $\omega_0/2\pi = 212$ MHz, разовый запуск.

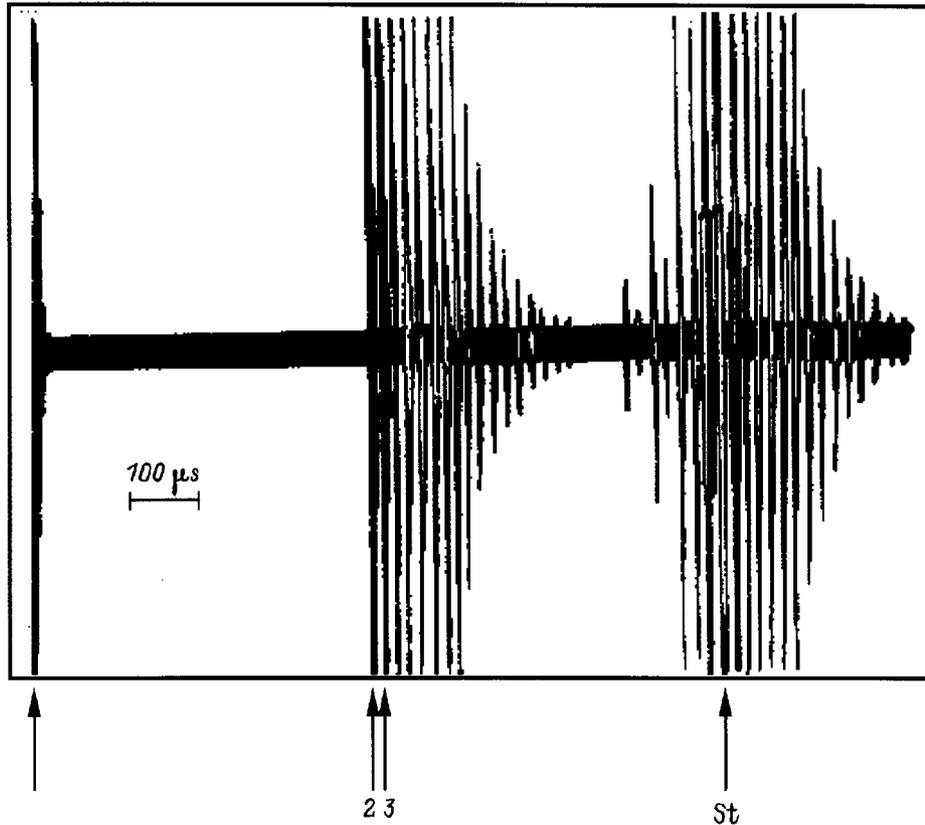


Рис. 5. Оциллограмма эхо-сигналов в пленке FeCo на ядрах Co^{59} при нестандартном временном расположении возбуждающих импульсов. 1–3 — первый, второй и третий возбуждающие импульсы соответственно, St — стимулированное эхо. $T = 2.2 \text{ K}$, $\omega_0/2\pi = 288 \text{ MHz}$, разовый запуск.

вого эха участвует несколько механизмов, что приводит к сложным временным и мощностным зависимостям. Следует отметить, что подобные эффекты могут наблюдаться и в массивных образцах за счет большого коэффициента усиления радиочастотного поля на ядре в доменных границах. Такие эксперименты были проведены в рамках данной работы, однако в связи с тем, что их интерпретация слишком сложна из-за невозможности оценить реальное распределение η в образцах и провести численные расчеты основных параметров, эти результаты здесь не приводятся.

Сформулируем некоторые основные результаты, полученные в этом разделе. Экспериментально показано влияние различных механизмов на формирование сигналов многократного ядерного спинового эха в тонких ферромагнитных пленках. При высоких температурах основной вклад в их образование вносят многоквантовые каскадные переходы для ядер с $I > 1/2$. По мере понижения температуры существенную роль начинает играть образование эхо-сигналов за счет рефокусирующего действия эхо-импульсов. Наконец, при низких температурах вступает в действие механизм частотной модуляции. Показано, что при проведении экспериментов по ЯМР на ядрах с большой величиной магнитного момента в тонких ферромагнитных пленках с малой анизотропией

влияние этого механизма необходимо учитывать уже при гелиевых температурах (что практически никогда не делалось до сих пор).

3. Трехимпульсное возбуждение. Нестандартное расположение импульсов

Основное внимание в этом разделе будет уделено формированию сигналов многократного ядерного спинового эха при нестандартном временном расположении возбуждающих импульсов, когда $\tau_{12} \gg \tau_{23}$ (где τ_{12} и τ_{23} — временные интервалы между первым и вторым и вторым и третьим возбуждающими импульсами соответственно). Особый интерес представляют эхо-сигналы, формирующиеся непосредственно перед стимулированным эхом, возникающим в момент времени $t = \tau_{12}$ после третьего возбуждающего импульса. Как было нами показано в [16], появление этих сигналов происходит за счет многоквантовых переходов с понижением собственных значений оператора ядерного спина I_z . Кроме того, наблюдается еще целый ряд особенностей в формировании таких эхо-сигналов.

Возникновение сигналов многократного эха непосредственно перед стимулированным эхом невозможно объяснить никакими комбинациями радиоимпульсов и эхо-сигналов, т.е. механизм "эхо-импульса" не может привести к их формированию. По той же причине подобные дополнительные эхо-сигналы нельзя получить на ядрах со спином $I = 1/2$. Если спин ядра $I > 1/2$, то, как показано в [16], появление таких сигналов становится возможным. В принципе эти эхо-сигналы, действуя как рефокусирующие импульсы, могут влиять на формирование следующих за ними эхо-сигналов. Однако нетрудно показать, что для сигналов, возникающих в моменты времени $t = \tau_{12} - n\tau_{23}$, это влияние невелико (хотя и заметно).

Нельзя объяснить формирование этих сигналов и с помощью механизма частотной модуляции. Проще всего показать это экспериментально. Пленки FeCo охладились до температуры $T = 2.2$ К. Для увеличения коэффициента усиления радиочастотного поля на ядре (а следовательно, и динамического сдвига частоты) перпендикулярно оси легкого намагничивания прикладывалось постоянное магнитное поле $H \approx H_A$. Количество эхо-сигналов непосредственно перед стимулированным эхом никогда не превышало $2I = 7$ (ядра Co^{59}), в то время как за стимулированным эхом наблюдалось до пятнадцати эхо-сигналов (рис. 5). И мощностные, и временные зависимости показали, что основным механизмом формирования всех эхо-сигналов, кроме непосредственно предшествующих стимулированному, являлся механизм частотной модуляции [5]. В то же время эхо-сигналы, возникавшие непосредственно перед стимулированным, по-прежнему формировались только за счет многоквантовых переходов. При $\tau_{23} \gg 1/\delta Q$ амплитуда сигналов, возникающих в момент времени $t = \tau_{12} - 2n\tau_{23}$, становилась меньше, чем у возникающих в моменты времени $t = \tau_{12} - (2n + 1)\tau_{23}$ (пропуски в серии). Для всех остальных сигналов в этом случае добиться пропусков не удавалось.

Таким образом, данная работа представляет собой экспериментальную попытку разделить вклады различных механизмов возбуждения ядерного спинового эха в магнетиках с большой неоднородностью зеэмановского и квадрупольного взаимодействий по температурным, временным и мощностным зависимостям амплитуды эхо-сигналов при двухимпульсном и трехимпульсном возбуждении (включая применение предложенного нами ранее нестандартного расположения возбуждающих импульсов [16]). Перечислим еще раз некоторые основные результаты данной работы.

Не зависящий от температуры спад амплитуды четных эхо-сигналов при двухимпульсном и трехимпульсом возбуждении определяется неоднородностью квадрупольного взаимодействия. Возникновение остаточных эхо-сигналов в случае, когда интервал между возбуждающими импульсами гораздо больше $1/\delta Q$, обусловлено взаимодействием ядерных спинов через электронную подсистему. Используя формализм эхо-импульса, удалось

достаточно точно определить параметр динамического сдвига частоты в различных образцах (см. соответствие расчетных и экспериментальных данных, приведенных в таблице). Несоответствие некоторых расчетных и экспериментальных значений объясняется трудностью корректного вычисления коэффициента усиления радиочастотного поля на ядре.

Впервые экспериментально показано, что в ферромагнитных веществах с большой величиной коэффициента усиления радиочастотного поля на ядре существенное влияние на формирование сигналов спинового эха от ядер с большой величиной магнитного момента уже при гелиевых температурах оказывает частотная модуляция [5] (т.е. параметр динамического сдвига частоты становится сравнимым с шириной линии ЯМР). Исключение составляют лишь сигналы многократного эха, возникающие непосредственно перед стимулированным эхом при нестандартном временном расположении возбуждающих импульсов, формирование которых определяется многоквантовыми переходами даже тогда, когда основной вклад в формирование остальных эхо-сигналов вносит механизм частотной модуляции [5].

Список литературы

- [1] I. Solomon. Phys. Rev. **110**, 1, 61 (1950).
- [2] C.W. Searle, J. Davis, A. Hirai, K. Fukuda. Phys. Rev. Lett. **27**, 20, 1380 (1971).
- [3] М.П. Петров, В.В. Москалев, Г.А. Смоленский. Письма в ЖЭТФ **15**, 3, 32 (1972).
- [4] А.Н. Погорельый, В.В. Котов. ФТТ **22**, 4, 1013 (1980).
- [5] А.С. Боровик-Романов, Ю.М. Буньков, Б.С. Думеш, М.И. Куркин, М.П. Петров, В.П. Чекмарев. УФН **142**, 4, 537 (1984).
- [6] H. Abe, H. Yasuoka, A. Hirai. J. Phys. Soc. Jap. **21**, 1, 77 (1966).
- [7] Г.Н. Абельяшев, В.Н. Бержанский, Н.А. Сергеев, Ю.В. Федотов. ЖЭТФ **94**, 1, 227 (1988).
- [8] В.И. Цифринович. ЖЭТФ **94**, 7, 208 (1988).
- [9] P.G. de Gennes, P.A. Pincus, F. Hartmann-Boutron, J.M. Winter. Phys. Rev. **129**, 3, 1105 (1963).
- [10] В.И. Цифринович. ФММ **2**, 16 (1990).
- [11] В.О. Голуб, В.В. Котов, А.Н. Погорельый, Ю.А. Подъелец. ФТТ **31**, 11, 48 (1989).
- [12] А.Н. Погорельый, Н.А. Лесник, Н.А. Белоус. ФТТ **15**, 2, 345 (1973).
- [13] А.Н. Погорельый, В.В. Котов. Письма в ЖЭТФ **21**, 8, 472 (1971).
- [14] В.К. Мальцев, А.Е. Рейнгардт, В.И. Цифринович. ФТТ **24**, 1, 3 (1982).
- [15] Н.А. Лесник, В.О. Голуб. Металлофизика **14**, 9, 85 (1992).
- [16] В.В. Котов, Ю.А. Подъелец, В.И. Чернецкий, В.О. Голуб. ФТТ **32**, 4, 1108 (1990).