

Влияние низкочастотного магнитного поля на свойства основного и дополнительного сигналов эха в марганцевом феррите

Г.И. Мамнишвили, Т.О. Гегечкори

*Тбилисский государственный университет им. И. Джавахишвили, Институт физики им. Э. Андроникашвили,
ул. Тамарашвили, 6, г. Тбилиси, 0177, Грузия*
E-mail: mgrigor@rocketmail.com

Ц.А. Гавашели

*Тбилисский государственный университет им. И. Джавахишвили,
пр. Чавчавадзе, 1, г. Тбилиси, 0179, Грузия*
E-mail: tsismari.gavasheli@tsu.ge

Статья поступила в редакцию 13 февраля 2019 г., опубликована онлайн 28 мая 2019 г.

Экспериментально исследованы особенности формирования сигналов дополнительного эха, механизм формирования которого отличен от классического механизма Хана, в системе $Mn_xFe_{2-x}O_4$ в области гелиевых температур. Обнаружено, что в системе $Mn_xFe_{2-x}O_4$ максимальная интенсивность дополнительного эха соответствует ферриту с минимальной магнитокристаллической анизотропией. Применение метода воздействия низкочастотным магнитным полем привело к обнаружению эффекта корреляции изменения сигналов основного и дополнительного эха в марганцевом феррите при гелиевых температурах, что указывает на их внутриграничное происхождение в противоречии с известными интерпретациями спектра ЯМР в марганцевом феррите. Обсуждается возможная физическая природа наблюдаемого эффекта.

Ключевые слова: ЯМР эхо, низкочастотное поле, магнитный видеоимпульс, динамический сдвиг частоты, доменная граница.

1. Введение

Исследование ядерного спинового эха в магнетиках при воздействии низкочастотного (НЧ) магнитного поля (магнитной накачки) или дополнительного импульса постоянного магнитного поля (магнитного видеоимпульса (МВИ)) позволяет получить дополнительную ценную информацию о природе линии ЯМР в магнетиках, локальном сверхтонком поле (СТП), динамике доменных границ (ДГ) и другую, которая недоступна стандартным методам ЯМР в магнетиках [1–13].

Метод воздействия НЧ магнитного поля на ядерное спиновое эхо в магнетиках впервые применен в работе [2] для исследования анизотропной части сверхтонкого взаимодействия (СТВ) H_{hf} и природы линии ЯМР в гексагональном кобальте. Далее он был успешно использован для исследования природы линии ЯМР в слабоанизотропных магнетиках со сравнительно большой подвижностью ДГ в марганцевом и литиевом ферритах [3,4].

Кроме того, этот метод был использован для исследования механизма формирования одноимпульсного эха (ОИЭ) в литиевом феррите [5] и дополнительного эха в марганцевом феррите [6].

Перспективность использования МВИ воздействия для изучения свойств доменных границ в ферромагнетиках впервые была продемонстрирована на европиевом гранате $Eu_3Fe_5O_{12}$ [7]. Зависимости интенсивностей сигналов эха от времени подачи МВИ в [12,13] названы временными диаграммами (ВД). С помощью метода ВД для МВИ были исследованы также сигналы дополнительного эха в европиевом гранате $Eu_3Fe_5O_{12}$ [13], поведение которых не согласуется со свойствами классического эха Хана. Чтобы пояснить эти особенности, удобно воспользоваться выражением для энергии сверхтонкого взаимодействия H_{hf} ядерных магнитных моментов m с магнитными моментами электронов M , ответственных за магнетизм магнитоупорядоченных кристаллов:

$$H_{hfl} = AmM,$$

где A — константа СТВ, m и M — намагниченности ядерной и электронной спиновых подсистем соответственно. Большая величина эффективного магнитного поля на ядрах $H_n = AM$ (достигающая 10^5 – 10^6 Э) — основная причина сильного различия свойств и условий наблюдения ЯМР в магнитных кристаллах и других веществах [1]. Магнитное поле, действующее на электронную спиновую подсистему со стороны ядерной подсистемы $H_{en} = Am$, обычно пренебрежимо мало. Однако при достаточно низких температурах его величина (порядка нескольких эрстед при 1 К) может стать сравнимой с эффективным полем магнитной анизотропии.

В этом случае для системы ядерных спинов возникает эффект динамического сдвига частоты (ДСЧ) ЯМР, т.е. зависимость частоты ЯМР ω_n от величины z -компоненты ядерной намагниченности:

$$\omega_n = \omega_{n0} - \omega_p z.$$

Здесь ω_{n0} — невозмущенная частота ЯМР, $z = m_z/m$, m и m_z — величины равновесной и z -компоненты ядерной намагниченности, ω_p — параметр ДСЧ, который для простейшего случая намагниченного до насыщения одноосного ферромагнетика имеет вид [1]

$$\omega_p = \omega_{n0} \eta m/M,$$

где η — коэффициент усиления РЧ поля в магнетиках ($\eta_d = A\chi_r$, где χ_r — магнитная восприимчивость процесса вращения по отношению к РЧ полю). Для случая антиферромагнетика (например, типа легкой плоскости) в выражении для ω_p появляется множитель $\sim H_E/H$ (H_E и H — величины обменного и внешнего полей), что приводит к существенному росту динамических эффектов и обуславливает возможность их наблюдения уже при гелиевых температурах. Поэтому эффект ДСЧ и динамика системы ядерных спинов для слабоанизотропных антиферромагнетиков типа $MnCO_3$ и $RbMnFe_3$ в настоящее время достаточно хорошо исследованы [1, 14].

Для ядерных спинов в доменных границах величина коэффициента усиления η_{DW} ($\eta_{DW} \sim A\chi_{DW}$, χ_{DW} — магнитная восприимчивость за счет процессов смещения ДГ) обычно значительно больше, чем для ядер в доменах, и может достигать значений $\eta = 10^3$ – 10^5 . По этой причине можно ожидать, что эффект ДСЧ для ядер в доменных границах особенно велик [1].

Экспериментальные исследования свойств спинового эха ядер ^{55}Mn в $MnFe_2O_4$ и ^{151}Eu в $Eu_3Fe_5O_{12}$ [15, 16], расположенных в доменных границах и обладающих эффектом ДСЧ ЯМР, также показывают специфику динамических эффектов для ядер в доменных границах.

Целый ряд свойств дополнительного эха, формируемого в этих условиях (длительность эха, условия его наблюдения, сильная зависимость времени появления эха от мощности возбуждающих РЧ импульсов, аномальные свойства стимулированного эха и т.д.), непонятны в рамках существующих моделей.

Обнаруженная в работе [16] аномальная зависимость постоянной спада свободной индукции от мощности РЧ импульса $Eu_3Fe_5O_{12}$ позволила качественно объяснить некоторые наблюдаемые эффекты, однако в силу сложности математического описания эффект дополнительного эха полного объяснения пока не получил. Ряд новых эффектов был обнаружен при исследовании ЯМР ^{151}Eu в европиевом гранате. Впервые установлено, что в магнетиках с анизотропным СТВ ядерная намагниченность может существенно изменить динамику доменных границ. Экспериментально наблюдалось изменение низкочастотной магнитной восприимчивости феррита при насыщении линии ЯМР [17]. Обнаруженный эффект служит основой нового метода регистрации ЯМР в магнетиках с анизотропным магнитным взаимодействием.

В работе [13] предпринята попытка выяснения механизма влияния доменной структуры и динамического сдвига частоты на обнаруженные особенности сигналов дополнительного эха в $Eu_3Fe_5O_{12}$ в условиях МВИ воздействия.

Измерялись интенсивности сигналов двухимпульсного эха (ДИЭ) в зависимости от МВИ воздействия в ряде магнетиков при азотной температуре, когда эффектом ДСЧ можно пренебречь. Это позволило лучше понять влияние ДСЧ на вид ВД МВИ воздействия в $Eu_3Fe_5O_{12}$.

Интересные результаты по применению техники МВИ воздействия получены также при выяснении механизма формирования ОИЭ [12].

ОИЭ — резонансный отклик ядерной спин-системы на воздействие одиночного возбуждающего РЧ импульса, возникающий в момент времени, примерно равный длине РЧ импульса после его выключения [1]. Кроме того, отметим эффект так называемого стимулированного магнитного эха (МЭ) [10, 11], формируемого при воздействии на ядерную спиновую систему МВИ в комбинации с РЧ импульсом. Оно наблюдается одновременно с ОИЭ и его возникновение имеет пороговый характер в отношении амплитуды возбуждающего МВИ. МЭ и ОИЭ изменяются синхронно при возрастании МВИ. В [10, 11] было показано, что возникновение МЭ может быть обусловлено достаточно быстрым изменением направления эффективного магнитного поля H_{eff} во вращающейся системе координат, когда МВИ изменяет эффективное положение ядра в доменной границе.

В настоящей работе представлены результаты исследования другого аналогичного эффекта синхронного изменения амплитуд дополнительного и основного

эха в марганцевом феррите, возникающего при воздействии дополнительного низкочастотного магнитного поля.

Методика воздействия НЧ магнитным полем для исследования природы линии ЯМР в марганцевом феррите была применена в работе [3] с целью выделения сигнала ЯМР ядер, расположенных в доменных границах. Это позволило устранить имевшиеся ранее неоднозначности в интерпретации двухкомпонентного спектра ЯМР в марганцевом феррите [18] и выделить сигнал ЯМР ядер, расположенных в ДГ и не обладающих эффектом ДСЧ, что нашло далее подтверждение обычными методами ЯМР в [19] после существенного увеличения чувствительности ЯМР спектрометра. Для идентификации спектра ЯМР ядер, расположенных в ДГ, использовался эффект модуляции огибающей спада сигнала эха, возникающий вследствие осцилляций ДГ при перемагничивании образца НЧ магнитным полем, наблюдаемый ниже определенного порогового значения мощности возбуждающих РЧ импульсов [2,3].

Как известно [20,21], воздействие дополнительного НЧ поля при наблюдении двухимпульсного электронного эха приводило к модуляции огибающей спада спин-эха на частоте дополнительного НЧ поля (с частотой порядка $\nu_m = n/\tau$, где n — целое число, и амплитудой H_m порядка нескольких эрстед). В ферромагнетиках влияние дополнительного НЧ поля на двухимпульсное эхо (ДИЭ) было впервые исследовано в [2].

Объяснение эффекта модуляции дано в [21]. Оказалось, что в первом приближении амплитуда дополнительного НЧ поля важна в процессе формирования эха только в моменты времени, когда РЧ импульсы также воздействуют на образец. Поэтому синусоидальное поле можно аппроксимировать двумя импульсами дополнительного магнитного поля, действующими только в моменты действия первого и второго РЧ импульсов. При этом эффект дополнительного НЧ поля в моменты времени, не совпадающие с РЧ импульсами, оказался эффектом второго порядка, определяемым неоднородностью H_m в пределах образца.

Таким образом, при $\tau = nT$ (где τ — промежуток времени между двумя РЧ импульсами, T — период НЧ поля) дополнительные магнитные импульсы положительны, а при $\tau = (n + 1/2)T$ — противоположны по фазе. Нетрудно понять, что при противофазном воздействии на огибающей спада сигнала эха будет наблюдаться минимум из-за возникающей расстройки между частотой РЧ импульса и частотой изохромат, возбужденных первым РЧ импульсом.

То, что эффект НЧ магнитного поля можно эффективно свести к воздействию двух МВИ, приводит к тому, что методы НЧ магнитного поля и МВИ воздействий дают сходные результаты.

В работе [22] рассмотрен процесс формирования сигнала спинового эха ядер, находящихся в доменных

границах феррита, при воздействии на образец двумя импульсами магнитного поля в те моменты времени, когда происходит возбуждение ядерной спиновой системы РЧ импульсами.

Влияние пары магнитных импульсов на эхо происходит через сдвиг доменных границ, происходящий на этапе возбуждения спиновой системы. При этом показано, что область возбуждения ядерной спиновой системы может перемещаться по образцу, сканируя образец вблизи места расположения доменной границы.

В настоящее время из двух методов метод МВИ воздействия представляется наиболее информативным, хотя метод НЧ воздействия экспериментально проще реализуем.

Цель дальнейшего рассмотрения — изложение результатов экспериментального исследования формирования сигналов дополнительного эха в системе $Mn_xFe_{2-x}O_4$. В этой системе происходит контролируемое изменение магнитокристаллической анизотропии, приводящее к существенному изменению свойств доменных границ, таких как ширина границы и коэффициент усиления η и, следовательно, величины ДСЧ ядер, расположенных в ДГ.

Следовательно, полученные экспериментальные результаты могут оказаться полезными для более глубокого понимания природы дополнительного эха и его свойств.

Далее представим результаты исследования свойств дополнительного и основного сигналов эха в марганцевом феррите, полученные при применении метода воздействия НЧ магнитным полем (НЧ накачка).

2. Установка и образцы

Измерения проводились на спектрометре спинового эха дециметрового диапазона 400–800 МГц. Блок-схема спектрометра приведена на рис. 1. Программный блок 1 вырабатывает необходимую последовательность видеоимпульсов требуемой длительности, которые через модулятор 4 подаются на радиочастотный генератор 7, настроенный на частоту ЯМР. Сформированные радиоимпульсы через аттенюатор 9, циркулятор 11 и согласующее устройство 12 подаются в резонансную систему 13, в которой расположен исследуемый образец.

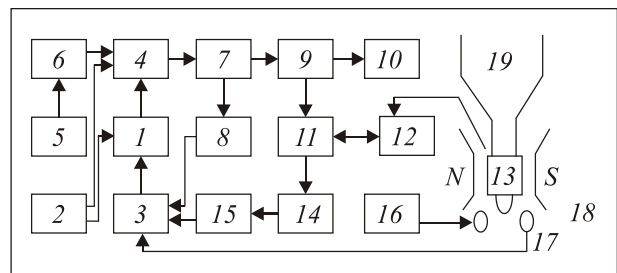


Рис. 1. Блок-схема спектрометра ЯМР в диапазоне частот 400–800 МГц.

В качестве резонансной системы 13 использовался укороченный перестраиваемый коаксиальный резонатор [23], расположенный между полюсами электромагнита 18. В отверстии резонатора находится «палец» азотного дьюара 19.

Сигналы спинового эха, формируемые в образце под действием радиочастотных импульсов через резонатор 13, согласующее устройство 12, циркулятор 11 и аттенуатор 14, попадают в приемник 15, усиливаются, детектируются и регистрируются на экране двухлучевого осциллографа 3.

Кроме описанных блоков, спектрометр содержит низковольтный 2 и высоковольтный 5 источники питания с накопительным блоком 6, блок измерения мощности РЧ импульсов 10, схему контроля частоты 8, 16, амплитуды и формы 17 РЧ импульсов, а также схему измерения и стабилизации магнитного поля.

Спектрометр имеет следующие характеристики: длительность импульса 0,2–1 мкс, мощность до 60 Вт, чувствительность приемного тракта 10^{-13} Вт, полоса пропускания 1 МГц. Время восстановления чувствительности приемного тракта 4–5 мкс. Спектрометр собран в основном из промышленных приборов соответствующего диапазона частот.

Для создания низкочастотного переменного магнитного поля использовалась трехвитковая катушка из медного провода, намотанная на образец. Исследуемый образец марганцевого феррита расположен в максимуме магнитного поля перестраиваемого коаксиального резонатора и представляет собой пластинку $4 \times 3 \times 1,5$ мм. Направления векторов магнитного поля в катушке и в СВЧ резонаторе ортогональны друг другу. Для питания катушки использован стандартный НЧ генератор и НЧ усилитель с максимальной мощностью на выходе ~25 Вт. Максимальная амплитуда переменного НЧ по-

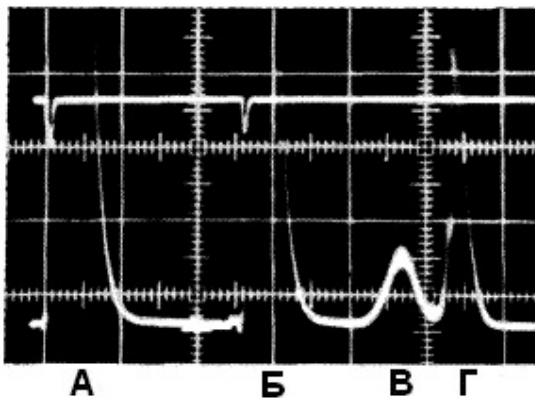


Рис. 2. Дополнительный (В) и основной (Г) сигналы ядерного эха в MnFe_2O_4 после двух возбуждающих РЧ импульсов (А, Б). Верхний луч — сигнал с волномера, показывающий расположение РЧ импульсов: $f_{\text{rf}} = 585,7$ МГц, $\tau_{12} = 27$ мкс, $T = 1,7$ К [18].

ля в катушке ~10 Э. Диапазон изменения его частоты 10–200 КГц.

Исследования свойств основного и дополнительного сигналов эха проведены на поликристаллических образцах марганцевого феррита MnFe_2O_4 при гелиевых температурах.

На фотоснимке (рис. 2) представлена осциллограмма, демонстрирующая одновременное возникновение двух ^{55}Mn эхо сигналов в различные временные мо-

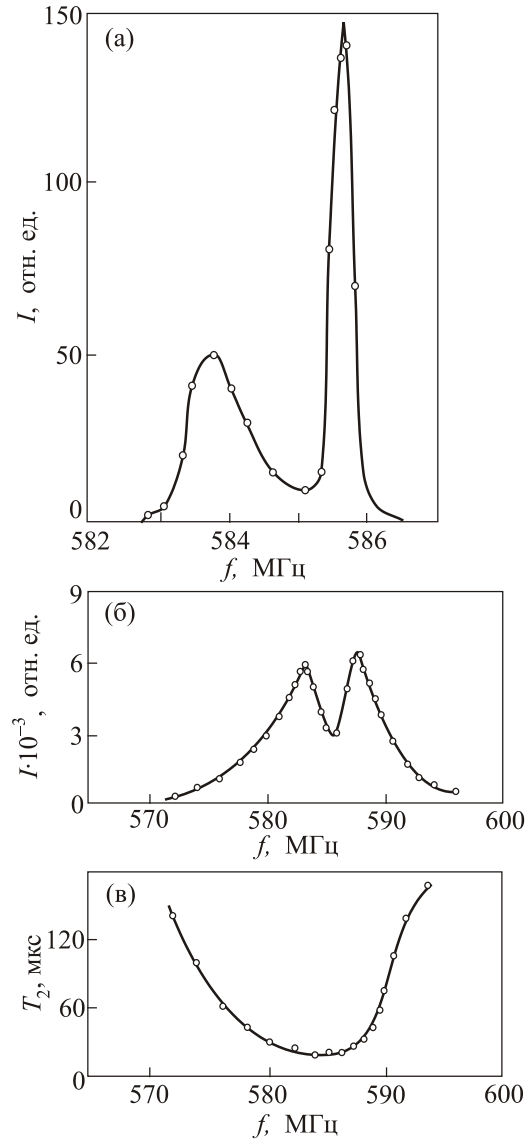


Рис. 3. (а) Спектр ЯМР ^{55}Mn в MnFe_2O_4 , полученный при исследовании дополнительного эха при $T = 1,7$ К. Мощность импульсов, оптимальная для каждой компоненты спектра: для низкочастотной линии $P_1 = 1,6$ Вт и $P_2 = 1$ Вт; для высокочастотной линии $P_1 = 3,0$ Вт и $P_2 = 0,8$ Вт; $\tau_1 = \tau_2 = 5$ мкс и $\tau_{12} = 25$ мкс. (б) Спектр ЯМР ^{55}Mn в MnFe_2O_4 , полученный при исследовании основного ядерного эха: $T = 1,7$ К, $\tau_1 = \tau_2 = 1,7$ мкс, $\tau_{12} = 8$ мкс, мощность импульсов при 0 дБ: $P_1 = 9$ Вт, $P_2 = 18$ Вт. (в) Частотная зависимость времени поперечной релаксации T_2 , полученная при исследовании основного ядерного эха, мощность импульсов оптимальная [18].

менты после воздействия двух РЧ импульсов в частотном интервале 583–586 МГц.

Вид ЯМР спектра дополнительного эха в MnFe_2O_4 представлен на рис. 3(а), ЯМР спектр основного сигнала эха ^{55}Mn в MnFe_2O_4 приведен рис. 3(б), а частотная зависимость его времени поперечной релаксации показана на рис. 3(в), взятые из работы [18].

Исследовались также сигналы ЯМР ^{55}Mn в поликристаллических образцах марганцевого феррита системы $\text{Mn}_x\text{Fe}_{2-x}\text{O}_4$ в диапазоне температур 1,5–4 К. Как видно из последующего, примерное соответствие составов феррита, в котором наблюдается максимум дополнительного эха и минимум анизотропии (по литературным данным), т.е. при $x = 0,8$, говорит о том, что распределение концентрации ионов в исследуемых ферритах примерно соответствует ожидаемому. Дело в том, что распределение концентраций ионов в марганцевых ферритах (в том числе и при $x = 1$) указывалось нами в соответствии с весом соответствующих окислов в шихте перед спеканием феррита. Количественный анализ спеченных ферритов не проводился (за исключением рентгеноанализа на однофазность).

3. Дополнительное эхо в ферритах $\text{Mn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$

Для понимания природы дополнительного эха и его свойств представляет интерес контролируемое изменение свойств исследуемого образца, например магнитокристаллической анизотропии, приводящее к существенному изменению свойств доменных границ, таких как ширина границы и коэффициент усиления η и, следовательно, величины ДСЧ ядер, расположенных в границах.

Известно [24], что параметр анизотропии $|K_1|$ при замещении в марганцевом феррите ионов марганца на ионы железа имеет минимум в области концентрации $x < 1$, обусловленный положительным вкладом в анизотропию, даваемым ионами Fe^{2+} , расположенными в октаэдрических В-позициях (рис. 4).

С целью изучения влияния анизотропии магнетика на параметры дополнительного эха проведены измерения свойств дополнительного эха в ферритах $\text{Mn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ для концентраций $x = 1; 0,8; 0,6; 0,5; 0,4$. Результаты измерений показывают, что двухкомпонентный вид спектра дополнительного эха в ферритах $\text{Mn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ сохраняется (рис. 5). Однако интенсивность дополнительного эха существенно зависит от концентрации ионов марганца, достигая максимального значения при $x = 0,8$. Отметим, что при переходе от $x = 1$ к $x = 0,8$ амплитуда дополнительного эха возрастает на порядок, несмотря на то, что постоянная спада эха (при росте τ_{12}) при этом уменьшается с $T_2 = 5,2$ мкс до 4,2 мкс. Учитывая, что при измерениях спектра ЯМР использовалась задержка между РЧ импульсами $\tau_{12} = 10$ мкс, получаем, что отношение амплитуд дополнительного эха при $x = 0,8$ и $x = 1$, приведенное к нулю задерж-

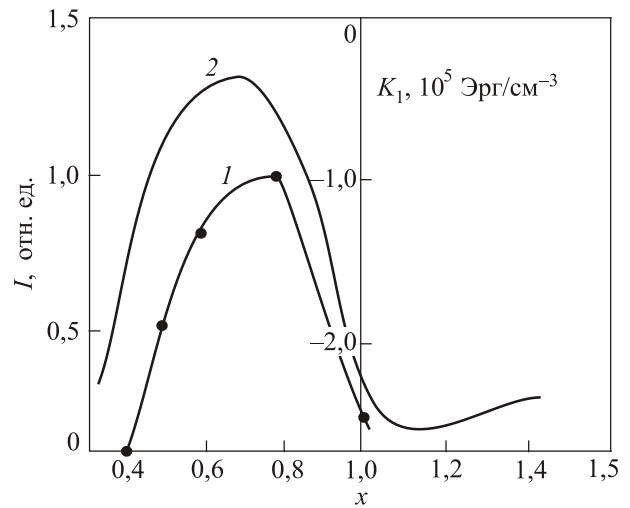


Рис. 4. 1 — Максимальная интенсивность спектра дополнительного эха ядер ^{55}Mn в системе $\text{Mn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ в зависимости от x при $T = 1,7$ К. Мощность импульса оптимальна. 2 — Зависимость константы анизотропии K_1 для системы $\text{Mn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ от x , экстраполированная к 0 К [24].

ки ($\tau_{12} = 0$), равно примерно 30. При тех же условиях амплитуда основного эха изменяется не более чем в 1,5 раза. Спектры сигналов основного эха системы $\text{Mn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ представлены на рис. 6, а температурные зависимости постоянной спада дополнительного эха в этой же системе — на рис. 7.

Вне пределов интервала концентрации $0,5 \leq x \leq 1$ дополнительное эхо обнаружить не удалось. В этих экспериментах исследованы образцы с концентрациями $x = 0,2; 0,4$, а также $x = 1,2; 1,4; 1,6$.

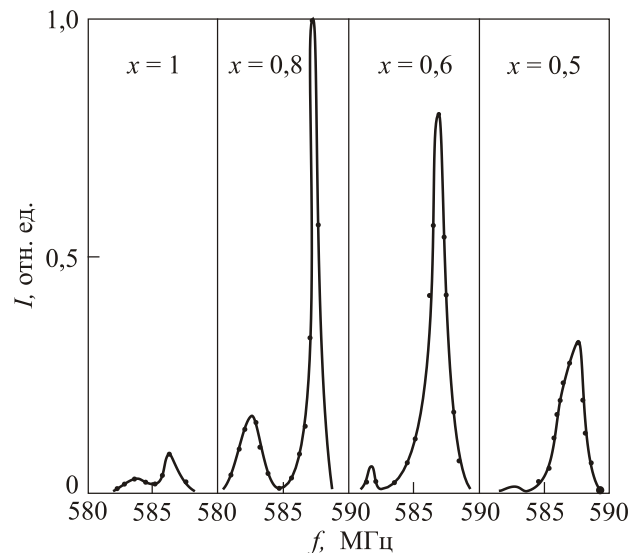


Рис. 5. Спектры дополнительного эха ядер ^{55}Mn в системе $\text{Mn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ для $x = 1; 0,8; 0,6; 0,5$ при $T = 1,7$ К и оптимальной мощности РЧ импульсов. Максимальная интенсивность спектра при $x = 0,8$ принята за единицу.

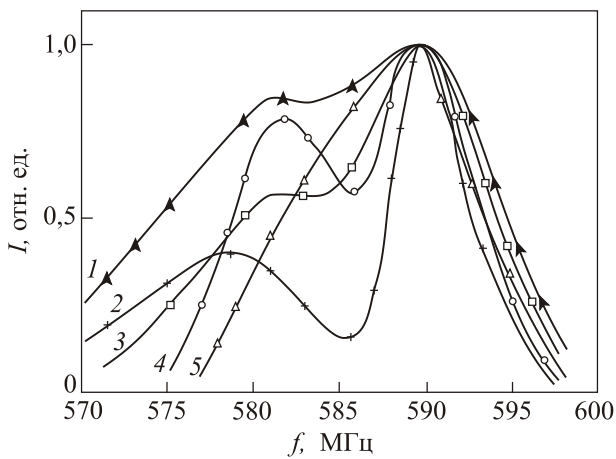


Рис. 6. Спектры основного эха ^{55}Mn в системе $\text{Mn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ для $x = 1$ (1); 0,6 (2); 0,95 (3); 0,87 (4); 0,8 (5) при $T = 1,7$ К и оптимальной мощности РЧ импульсов.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1. Анализ природы эффекта ДСЧ [17] показывает, что с уменьшением величины анизотропии в магнетике (в данном случае $|K_1|$) величина эффекта ДСЧ увеличивается. В рассматриваемом случае системы $\text{Mn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ увеличивается также амплитуда дополнительного эха.

Вообще говоря, связь величины ДСЧ и амплитуды эха достаточно сложная. В частности, при исследовании спиновой эха ядер в доменах слабоанизотропных антиферромагнетиков (например, RbMnFe_3) оказалось, что при увеличении ω_p величина сигнала эха немонотонно падает [25]. В рассматриваемом случае ситуация дополнительно усложняется тем, что в настоящее время механизм формирования дополнительного эха неизвестен. Можно лишь предполагать, что обнаруженный эффект все-таки связан с увеличением толщины границ и их подвижности с уменьшением величины $|K_1|$.

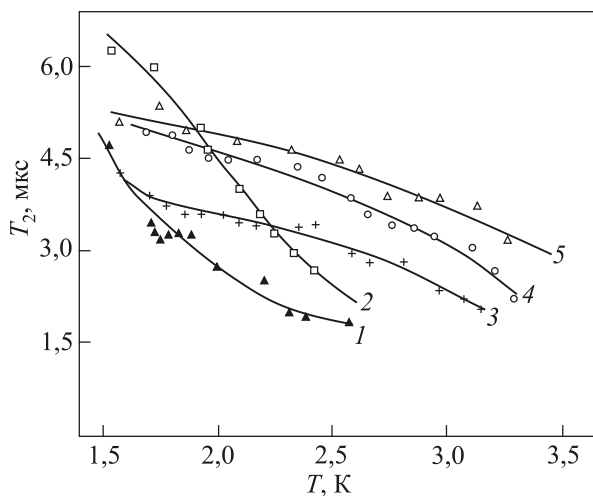


Рис. 7. Температурные зависимости времени поперечной релаксации T_2 дополнительного эха в системе $\text{Mn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ при $x = 1$ (1); 0,6 (2); 0,95 (3); 0,87 (4); 0,8 (5).

2. В работах [15,18] исследования свойств эффекта ДСЧ для ядер в доменных границах проведены непосредственно в марганцевом феррите. Результаты этих исследований показывают, что для более подробного изучения рассматриваемого эффекта (в большем интервале температур, магнитных полей и т.д.) в качестве объекта исследования целесообразно выбрать феррит $\text{Mn}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ при $x = 0,8$, в котором дополнительное эхо имеет максимальную интенсивность.

3. Экспериментально установлено (рис. 3(в) и 7), что время поперечной релаксации T_2 дополнительного эха на порядок меньше T_2 двухимпульсного эха, что характерно для механизмов формирования дополнительного и одноимпульсного сигналов эха, когда условия дефазировки и рефазировки изохромат в процессе формирования сигналов эха различаются [16,26,27].

4. Свойства основного и дополнительного эха в марганцевом феррите при воздействии НЧ накачки

Как было отмечено выше, при исследовании марганцевой шпинели (MnFe_2O_4) и европиевого граната ($\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) в диапазоне температур $T = 1,7\text{--}2,0$ К обнаружен интересный эффект: после возбуждения ядерной спиновой системы двумя РЧ импульсами помимо основного эха, формируемого механизмом Хана [18], наблюдается так называемое дополнительное эхо (рис. 2). Характерное свойство дополнительного эха — зависимость его времени появления от соотношения мощностей и длительностей возбуждающих РЧ импульсов, а также большая длительность дополнительного эха по сравнению с основным. Специальные исследования зависимостей интенсивности сигналов эха и оптимальных мощностей РЧ импульсов от величины внешнего магнитного поля, а также различие релаксационных характеристик сигналов эха позволили предположить, что основное и дополнительное эхо происходят от различных ядер: основное эхо — от ядер в домене, а дополнительное — от ядер, расположенных в доменных границах.

Однако в работе [3] было обнаружено, что в диапазоне частот ЯМР, где наблюдается дополнительное эхо, фаза модуляции основного эха при низкочастотной накачке изменяется на π и совпадает с фазой модуляции дополнительного эха.

В настоящей работе приведены результаты исследования изменений амплитуд основного и дополнительного эха ^{55}Mn в марганцевом феррите при низкочастотной накачке в различных экспериментальных условиях в области частот, где основное и дополнительное эхо могут наблюдаться одновременно.

Одним из основных экспериментальных результатов является корреляция изменений амплитуд основного и дополнительного эха при включении НЧ накачки, начиная с определенного порогового значения. Ввиду

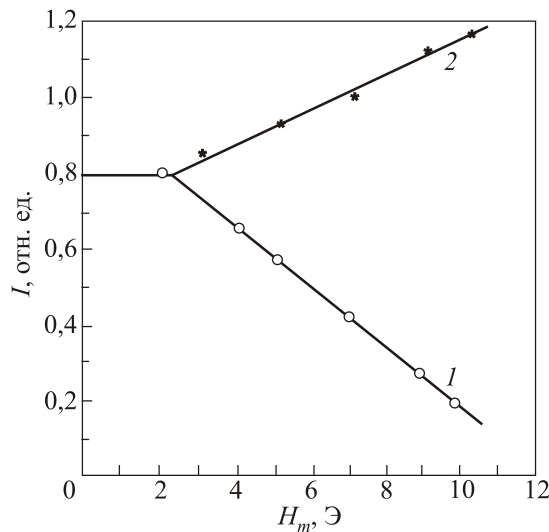


Рис. 8. Влияние НЧ накачки на интенсивность дополнительного (1) и основного (2) эха. Частота настройки приемника $f_r = 584,01$ МГц, $f_{rf} = 584$ МГц, $P_{rf} = 30$ Вт, $\tau_1 = 1,4$ мкс, $\tau_2 = 1,2$ мкс, $\tau_{12} = 10$ мкс, $f_{lf} = 100$ кГц, $T = 1,7$ К.

того, что частота наблюдения дополнительного эха в $MnFe_2O_4$ отличается от частоты наблюдения основного эха и возбуждающих РЧ импульсов [18], изменения проводились в двух режимах: при настройке приемника на частоту дополнительного эха и настройке на частоту основного эха. Оказалось, что в случае совпадения частот приемника и дополнительного эха при увеличении амплитуды НЧ накачки амплитуда увеличивается, а амплитуда дополнительного эха падает (рис. 8). Причем величины изменения амплитуд сигналов основного эха пропорциональны напряженности поля НЧ накачки.

При изменении частоты настройки приемника степень увеличения амплитуды основного эха уменьшается. Наконец, при настройке приемника на частоту основного эха уменьшаются амплитуды обоих сигналов эха (рис. 9).

Таким образом, увеличение амплитуды основного эха, обусловленное НЧ накачкой, наблюдается только в том случае, когда наблюдаемая часть спектра основного эха совпадает с главной частью спектра дополнительного эха. Естественно, что в диапазоне частот, где не наблюдается дополнительное эхо, не наблюдается и усиление основного эха.

Отметим, что в рассмотренном эксперименте мощность возбуждающих РЧ импульсов выбрана меньше величин оптимальных мощностей для наблюдения как основного, так и дополнительного сигналов эха [18]. При увеличении мощности РЧ импульсов частотный диапазон наблюдения дополнительного эха расширяется, что увеличивает возможный диапазон перестройки приемника для наблюдения эффекта увеличения амплитуды основного эха при включении НЧ накачки.

В следующей серии экспериментов изучалась зависимость степени воздействия НЧ накачки фиксированной

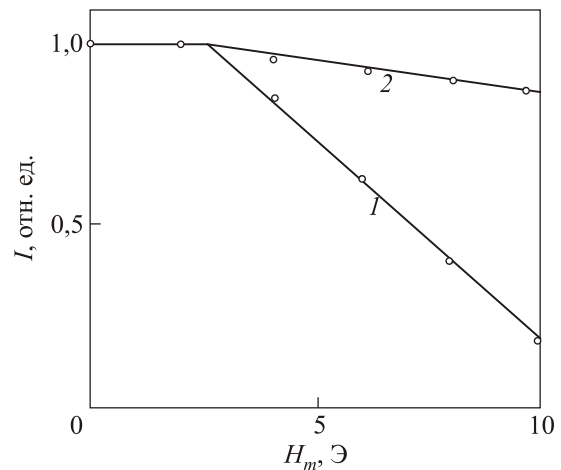


Рис. 9. Влияние НЧ накачки на интенсивность дополнительного (1) и основного (2) эха. Частота настройки приемника $f_r = 583,47$ МГц, $f_{rf} = 584$ МГц, $P_{rf} = 30$ Вт, $\tau_1 = 1,4$ мкс, $\tau_2 = 1,2$ мкс, $\tau_{12} = 10$ мкс, $f_{lf} = 100$ кГц, $T = 1,7$ К.

амплитуды от мощности используемых возбуждающих РЧ импульсов. Оказалось, что увеличение амплитуды основного эха существует лишь в том случае, когда дополнительное эхо имеет достаточно большую интенсивность (рис. 10). При малых мощностях РЧ импульсов, когда интенсивность дополнительного эха мала, интенсивность основного эха при включении НЧ накачки даже уменьшается.

Известно, что приложение внешнего магнитного поля H_0 или повышение температуры образца существенно уменьшает интенсивность дополнительного эха [15]. Нами обнаружено, что при этом значительно уменьшается также относительная интенсивность основного эха при включении НЧ накачки. Так, например, при увеличении H_0 от нуля до 1,5 кЭ приращение интенсивности

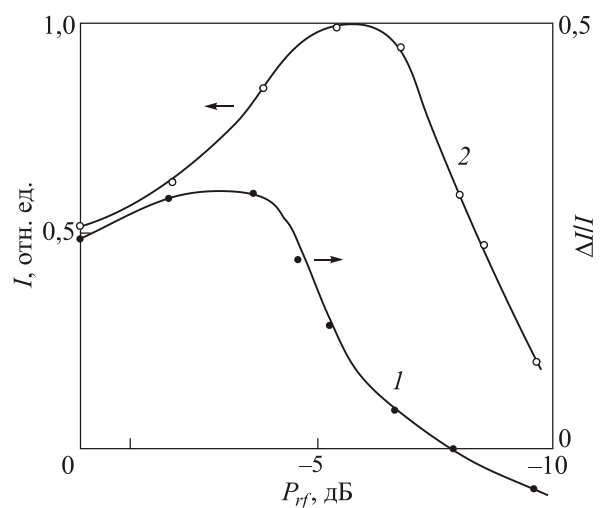


Рис. 10. Относительное увеличение основного (1) и интенсивность дополнительного (2) эха при включении НЧ накачки амплитудой $h = 3$ Э, $f_{rf} = 584$ МГц, $\tau_1 = 1,4$ мкс, $\tau_2 = 1,2$ мкс, $\tau_{12} = 10$ мкс, $f_{lf} = 100$ кГц, $P_{rf} = 30$ Вт, $T = 1,7$ К.

основного эха $\Delta I/I$ уменьшается с 30 до 3%, а при повышении температуры образца с 1,4 до 1,8 К величина $\Delta I/I$ уменьшается с 30 до 10%.

В рассмотренных экспериментах также наблюдается корреляция степени увеличения основного эха и наблюдаемой амплитуды дополнительного эха.

Следует отметить, что во всех перечисленных экспериментах $f_1 = 1/\tau_{12}$, где f_1 — частота НЧ накачки, τ_{12} — интервал между РЧ импульсами. Легко показать, что в этом случае форма поля накачки в интервале между РЧ импульсами и интервале между вторым РЧ импульсом и сигналом основного эха одинакова с точностью до длительности импульсов. Зависимость амплитуды основного и дополнительного сигналов эха от частоты накачки (при нарушении условия $f_1 f = 1/\tau_{12}$) приведена на рис. 11.

Видно, что при фиксированной амплитуде НЧ накачки эффект синхронного изменения интенсивностей основного и дополнительного эха максимален, начиная с частоты примерно равной $f_1 f \approx 1/\tau_{12}$, т.е. когда за время τ_{12} происходит хотя бы одно перемагничивание образца. Интересно заметить, что влияние изменения частоты НЧ накачки на интенсивность основного эха в той части спектра, где не наблюдается дополнительное эхо, носит совсем иной характер [7].

Таким образом, приведенные результаты экспериментальных исследований показывают явную корреляцию изменений амплитуд и свойств основного и дополнительного эха в диапазоне частот, где оба сигнала эха

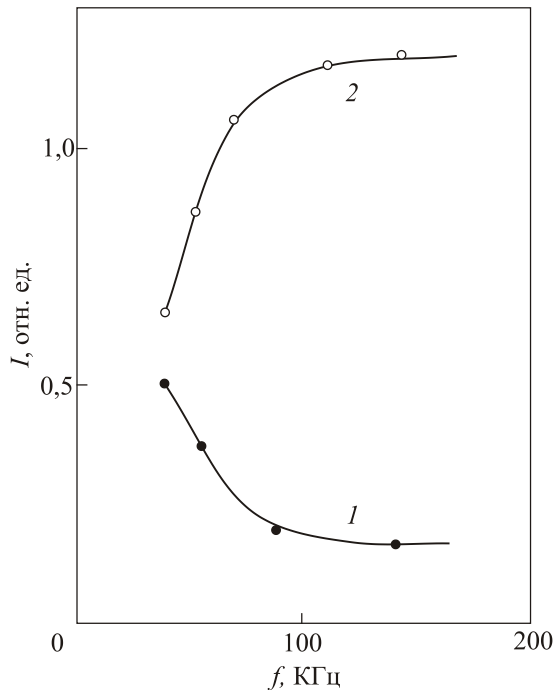


Рис. 11. Зависимости интенсивностей дополнительного (1) и основного (2) эха от частоты НЧ накачки при фиксированной амплитуде $h = 8$ Э, $f_{rf} = 584$ МГц, $\tau_1 = 1,4$ мкс, $\tau_2 = 1,2$ мкс, $\tau_{12} = 15$ мкс, $P_{rf} = 30$ Вт, $T = 1,7$ К.

могут наблюдаться одновременно. Обнаруженный эффект противоречит известным интерпретациям спектра ЯМР в марганцевом феррите [17,18] и, возможно, указывает на внутриграницное происхождение обоих сигналов эха.

Эффект корреляции изменения сигналов основного и дополнительного эха в марганцевом феррите аналогичен обнаруженному в [10] эффекту синхронного изменения сигналов одноимпульсного и магнитного эха ядер ^{59}Co , расположенных в доменных границах кобальта, который наблюдается при увеличении амплитуды МВИ (см. фотоснимок на рис. 12 и рис. 13 из [10]), что указывает на внутриграницное происхождение этих эффектов.

Магнитное эхо возникает при скачкообразных изменениях эффективного магнитного поля во вращающейся системе координат вследствие изменения эффективного положения ядра в ДГ при ее смещении МВИ и, следовательно, связанных с этим скачкообразных изменений СТП и фактора усиления РЧ поля η . В случае НЧ магнитного поля роль магнитных импульсов могут выполнять выделяемые из НЧ поля два импульса дополнительного магнитного поля, действующие в моменты наличия РЧ импульсов.

Отметим, что воздействию МВИ на основной и дополнительные сигналы эха соответствуют два разных типа ВД, описывающих тот факт, что сигнал дополнительного эха наиболее сильно подавляется при совмещении МВИ с РЧ импульсом, а основного — когда МВИ действует в промежутке между РЧ импульсами [13].

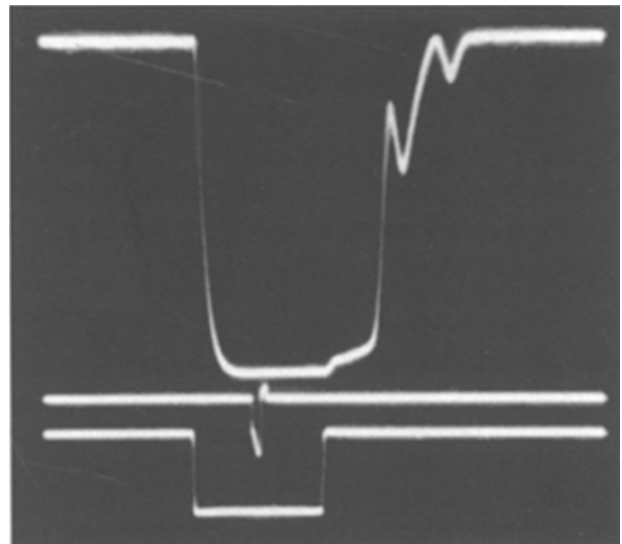


Рис. 12. Осциллограммы сигнала стимулированного (магнитного) эха в кобальте, сформированного магнитным импульсом и двумя краями РЧ импульса, и одноимпульсного эха — на верхнем луче справа. Средний луч показывает расположение и длительность магнитного импульса. Нижний луч представляет РЧ импульс: $f_{rf} = 216$ МГц, $\tau = 18$ мкс, $T = 77$ К [10].

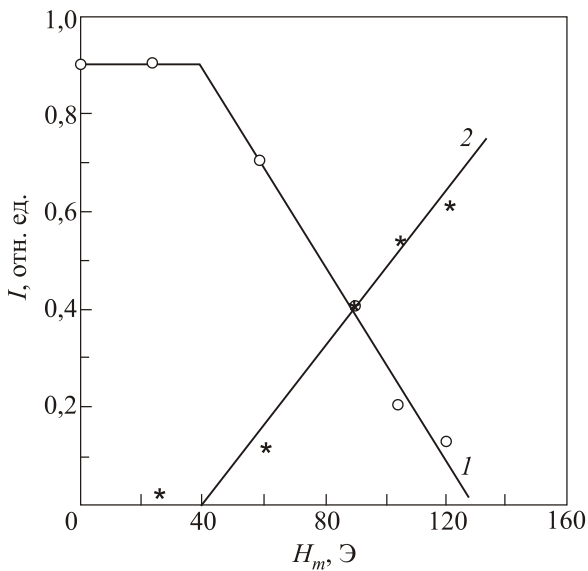


Рис. 13. Зависимости интенсивности сигнала эха в кобальте от амплитуды магнитного импульса, $f_{ff} = 216$ МГц, $\tau = 22$ мкс, $\tau_m = 0,5$ мкс, $T = 77$ К в кобальте [10]: 1 — одноимпульсное эхо; 2 — стимулированное (магнитное) эхо, формируемое магнитным импульсом и краями РЧ импульса.

Однако до сих пор не были исследованы эффекты воздействия МВИ в области существования обоих сигналов эха с целью оценки возможности их синхронного изменения, что было бы существенно для понимания исследуемых эффектов.

Заключение

Экспериментально исследованы особенности формирования сигналов дополнительного эха, механизм формирования которого отличен от классического механизма Хана, в системе $Mn_xFe_{2-x}O_4$ в области гелиевых температур. Обнаружено, что в системе $Mn_xFe_{2-x}O_4$ максимальная интенсивность дополнительного эха соответствует ферриту с минимальной магнитокристаллической анизотропией.

Применение метода воздействия НЧ магнитным полем привело к обнаружению эффекта корреляции изменения сигналов основного и дополнительного эха в марганцевом феррите при гелиевых температур, что указывает на их внутригранничное происхождение в противоречии с известными интерпретациями спектра ЯМР в марганцевом феррите.

Обнаруженный эффект может быть обусловлен процессом смещения доменной границы под воздействием низкочастотного магнитного поля относительно состояния, соответствующего минимуму потенциальной ямы, заданной ее центром пиннинга.

Работа выполнена при поддержке совместного гранта Грузинского Национального научного фонда им. Шота Руставели (Соглашение #STCU-2017-31) и УНТЦ (№ 7081).

1. М.И. Куркин, Е.А. Туров, *ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применения*, Наука, Москва (1990).
2. S.W. Searle, H.P. Kunkel, S. Kupca, and I. Maartence, *Phys. Rev. B* **15**, 3305 (1977).
3. Г.И. Мамниашвили, В.П. Чекмарев, *Сообщения АН Грузинской ССР* **100**, 573 (1980).
4. А.М. Akhalkatsi and G.I. Mamniashvili, *Bullet. Georgian Acad. Sci.* **158**, 41 (1998).
5. А.М. Ахалкаци, Г.И. Мамниашвили, *ФММ* **81**, 79 (1996).
6. Т.О. Gegechkori and G.I. Mamniashvili, *Bullet. Georgian Academy of Sciences* **162**, 456 (2000).
7. В.И. Белотицкий, В.П. Чекмарев, *Тез. Докл. Всесоюз. конф. по физике магнитных явлений*, ФТИНТ АН УССР, Харьков (1979), с. 128.
8. Л.А. Рассветалов, А.Б. Левитский, *ФТТ* **23**, 3353 (1981).
9. E. Machowska and S. Nadolski, *Solid State Commun.* **68**, 215 (1988).
10. А.М. Akhalkatsi, G.I. Mamniashvili, and T.I. Sanadze, *Appl. Magn. Res.* **15**, 393 (1998).
11. V.S. Kuz'min and V.M. Kolesenko, *J. Appl. Spectrosc.* **71**, 14 (2004).
12. А.М. Ахалкаци, Т.О. Гегечкори, Г.И. Мамниашвили, З.Г. Шермадини, А.Н. Погорельый, О.М. Кузьмак, *ФММ* **105**, 379 (2008) [*Phys. Met. Metallogr.* **105**, 351 (2008)].
13. Г.И. Мамниашвили, Т.О. Гегечкори, А.М. Ахалкаци, Ц.А. Гавашели, *ФНТ* **38**, 598 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 466 (2012)].
14. А.С. Боровик-Романов, Ю.М. Буньков, Б.С. Думеш, М.И. Куркин, М.П. Петров, В.П. Чекмарев, *УФН* **142**, 537 (1984) [*Sov. Phys. Usp.* **27**, 235 (1984)].
15. В.П. Чекмарев, М.П. Петров, А.А. Петров, *ФТТ* **21**, 1095 (1979).
16. В.П. Чекмарев, В.И. Белотицкий, Г.И. Мамниашвили, *ФТТ* **24**, 222 (1982).
17. М.П. Петров, В.И. Белотицкий, В.П. Чекмарев, *Письма в ЖЭТФ* **34**, 547 (1981).
18. В.П. Чекмарев, М.П. Петров, А.А. Петров, *ФТТ* **21**, 2641 (1979).
19. В.П. Чекмарев, И.С. Бараш, *ФТТ* **29**, 3479 (1987).
20. V.C. Srivastava, *J. Appl. Phys.* **39**, 5837 (1968).
21. M. Dupont and G.A. Woonton, *Can. J. Phys.* **46**, 87 (1968).
22. И.В. Плешаков, Н.С. Клехта, Ю.И. Кузьмин, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 43 (2013) [*Tech. Phys. Lett.* **39**, 644 (2013)].
23. С.П. Орлов, *Расчет и конструирование коаксиальных резонаторов*, Советское Радио, Москва (1970).
24. С. Круничка, *Физика ферритов и родственных им магнитных окислов*, Мир, Москва (1976), том 2.
25. М.П. Петров, Г.А. Смоленский, А.А. Петров, С.М. Степанов, *ФТТ* **15**, 184 (1973).
26. В.П. Чекмарев, М.И. Куркин, С.И. Голощапов, *ЖЭТФ* **76**, 1675 (1979).
27. М.Д. Звиададзе, Г.И. Мамниашвили, А.М. Ахалкаци, Т.О. Гегечкори, Ц.А. Гавашели, *ФММ* **113**, 894 (2012) [*Phys. Met. Metallogr.* **113**, 849 (2012)].

Вплив низькочастотного магнітного поля
на властивості основного та додаткового сигналів
луни в марганцевому фериті

Г.І. Мамніашвілі, Т.О. Геґечкорі, Ц.А. Гавашелі

Експериментально досліджено особливості формування сигналів додаткової луни, механізм формування якої відмінний від класичного механізму Хана, в системі $Mn_xFe_{2-x}O_4$ в області гелієвих температур. Виявлено, що в системі $Mn_xFe_{2-x}O_4$ максимальна інтенсивність додаткової луни відповідає фериту з мінімальною магнітокрісталічною анізотропією. Застосування методу дії низькочастотним магнітним полем призвело до виявлення ефекту кореляції зміни сигналів основної та додаткової луни в марганцевому фериті при гелієвих температурах, що вказує на їх внутрігранічне походження в протиріччі з відомими інтерпретаціями спектра ЯМР в марганцевому фериті. Обговорюється можлива фізична природа ефекту, що спостерігався.

Ключові слова: ЯМР луна, низькочастотне поле, магнітний відеоімпульс, динамічний зсув частоти, доменна межа.

Effect of a low-frequency magnetic field
on the properties of the main and additional
echo signals in manganese ferrite

G.I. Mamniashvili, T.O. Gegechkori,
and T.A. Gavasheli

The features of the formation of additional echo signals, the formation mechanism of which is different from the classical Hahn's mechanism, are experimentally investigated in the $Mn_xFe_{2-x}O_4$ system in the region of helium temperatures. It was found that in the $Mn_xFe_{2-x}O_4$ system, the maximum intensity of the additional echo corresponds to ferrite with the minimum magnetocrystalline anisotropy. The application of the low-frequency magnetic field method has led to the discovery of the effect of correlating changes in the signals of the main and additional echo in manganese ferrite at helium temperatures, which indicates that they have an inter-boundary origin in contradiction with the well-known interpretations of the NMR spectrum in manganese ferrite. The observed effect may be due to the process of displacement of domain walls under the influence of a low-frequency magnetic field relative to the state corresponding to the minimum of the potential well given by its pinning center.

Keywords: NMR echo, low-frequency field, magnetic videopulse, dynamic frequency shift, domain wall.