

УДК 539. 143. 43

© 1992

О ВЛИЯНИИ СТРУКТУРЫ НЕОДНОРОДНО-УШИРЕННОЙ ЛИНИИ ЯМР НА ФОРМУ СИГНАЛОВ СВОБОДНОЙ ПРЕЦЕССИИ И ЭХА В МАГНЕТИКАХ

И. Г. Кулинтари

Расчетными методами и экспериментально исследуется зависимость формы сигналов свободной прецессии и двухимпульсного эха в магнетиках от характера распределения резонансных частот ЯМР. Установлено, что для импульсов заданной длительности и амплитуды форма эха проявляет зависимость от свойств симметрии возбужденного участка спектра относительно частоты переменного поля. При наличии структуры линии ЯМР в виде нескольких близко расположенных максимумов на сигналах прецессии и эха формируются характерные осцилляции, переход которых обратно пропорционален частотному расщеплению в спектре ЯМР. Полученные результаты могут быть использованы для определения частотно-спектральных характеристик линии ЯМР из анализа формы экспериментальных сигналов.

Сигналы свободной прецессии (СП) и двухимпульсного эха (ДЭ) представляют собой высокочастотный отклик системы ядерных спинов на внешнее импульсное воздействие. Формирование этих откликов в магнитоупорядоченных веществах характеризуется рядом особенностей, важнейшей из которых является эффект усиления радиочастотного поля на ядрах в связи с сильным сверхтонким взаимодействием между электронной и ядерной подсистемами кристалла [1]. В свою очередь наличие последнего приводит к тому, что линии ЯМР в магнетиках обычно имеют достаточно сложную форму и могут охватывать частотный интервал до нескольких десятков МГц.

При исследовании таких линий с помощью обычной двухимпульсной методики с целью установления характера распределения сверхтонких полей в первую очередь возникает вопрос об оптимальном выборе параметров возбуждающих импульсов (таких как амплитуда, длительность и пр.), которые дают эхо сравнительно простой формы и одновременно обеспечивают приемлемое разрешение. Другое важное условие заключается в постоянстве углов поворота спинов возбуждающими импульсами $\alpha_{1,2} = \gamma H_1 \eta \tau_{1,2}$ вдоль всей резонансной кривой, где γ — ядерное гиромангнитное отношение, H_1 и $\tau_{1,2}$ — амплитуды и длительности импульсов соответственно, а η — коэффициент усиления ЯМР, который в общем случае проявляет зависимость от частоты [2]. При выполнении этого условия форма эха не меняется с частотой, что позволяет получить неискаженную картину распределения интенсивностей спектра ЯМР [3].

Впервые этот вопрос применительно к ЯМР магнитных материалов был рассмотрен в [4], где были сформулированы основные требования, обеспечивающие независимость формы ДЭ от частоты возбуждения. Первое из них заключается в том, что произведение амплитуды переменного поля импульсов H_1 на частоту заполнения ω должно оставаться постоянным вдоль всей резонансной кривой. Второе условие предполагает, что в интервале возбуждаемых частот $-\omega_1 < \Delta\omega < \omega_1$ форма линии ЯМР не должна существенно меняться при изме-

нении частоты возбуждения (здесь $\omega = \gamma H_1 \eta$, а $\Delta\omega = \omega - \omega_n$ — расстройка частоты переменного поля ω относительно собственной частоты прецессии отдельной изохроматы ω_n). Последнее условие сравнительно легко выполняется для широких линий ЯМР с более или менее равномерным распределением резонансных частот, что подтверждается экспериментальными исследованиями формы эха [4, 5].

Вместе с тем следует отметить, что основные выводы в [4] были получены на основе анализа общего выражения, задающего интенсивность сигналов в интегральной форме, и не подкрепляются строгим расчетом их формы с учетом особенностей резонанса в доменных границах магнитоупорядоченных веществ. В частности, согласно [4], наличие линии ЯМР в виде нескольких близко расположенных резонансных линий должно оказывать определенное влияние на форму сигналов ДЭ и СП, однако характер этого влияния до настоящего времени не установлен. С другой стороны, строгий численный анализ формы ДЭ и СП в магнетиках ограничивается случаем резонансного возбуждения одиночной симметричной линии ЯМР [5-10].

В настоящей работе расчетными методами исследуется форма сигналов СП и ДЭ для линии ЯМР более сложной формы, состоящей из двух смещенных по частоте гауссовых компонент, которые образуют разрешенную или неразрешенную структуру резонансного спектра. Расчетные данные сопоставляются с результатами экспериментального исследования формы соответствующих сигналов в различных магнитных материалах.

1. Расчет сигналов СП и ДЭ для линии ЯМР асимметричной формы

В некогерентной радиоспектроскопии магнитоупорядоченных сред отклик хаотической системы ядерных спинов на внешнее импульсное воздействие можно представить в виде [9, 10]

$$I(t) = \int_0^{\infty} \eta F(\eta) d\eta \int_{-\infty}^{\infty} m^+(\eta, \Delta\omega, t) g(\Delta\omega_n) d(\Delta\omega_n), \quad (1)$$

где $\Delta\omega_n = \omega_0 - \omega_n$; ω_0 — частота, соответствующая центру линии ЯМР; $F(\eta)$ и $g(\Delta\omega_n)$ — функции распределения ядер по коэффициентам усиления η и по частотам ЯМР ω_n ; $m^+(\eta, \Delta\omega, t)$ — суммарная поперечная составляющая ядерной намагниченности, зависящая от характера импульсного воздействия. Так, для сигнала СП, наблюдающего сразу же вслед за одиночным прямоугольным импульсом длительностью τ_1 , эта составляющая имеет вид [11]

$$m_{\text{сп}}^+ | m_0 = \frac{\omega_1}{\Omega} \left[\frac{2\Delta\omega}{\Omega} \sin^2 \frac{\Omega\tau_1}{2} + i \sin \Omega\tau_1 \right] \exp(-i\Delta\omega t), \quad (2)$$

а для сигнала ДЭ, возникающего в результате воздействия пары импульсов одинаковой длительности $\tau_{1,2}$ и амплитуды H_1 , она описывается с помощью выражения [11],

$$m_{\text{дэ}}^+ | m_0 = \frac{\omega_1^3}{\Omega^3} \sin^2 \frac{\Omega\tau_{1,2}}{2} \left[\frac{2\Delta\omega}{\Omega} \sin^2 \frac{\Omega\tau_{1,2}}{2} - i \sin \Omega\tau_{1,2} \right] \exp\{i\Delta\omega(\tau - t)\}, \quad (3)$$

где $\Omega = (\Delta\omega^2 + \omega_1^2)^{1/2}$ — выраженное в единицах частоты эффективное поле, действующее на группу изохромат с расстройкой $\Delta\omega$; m_0 — равновесное значение намагниченности; τ — задержка между импульсами. При записи выражений (2) и (3) предполагалось, что время t отсчитывается от момента окончания первого и второго импульса соответственно.

В качестве функции распределения ядер по коэффициентам усиления использовалось выражение [5]

$$F(\eta) = \eta^{-1} \exp \left\{ -\ln 2 \left(\frac{\eta}{\Delta\eta} \right)^2 \right\} \quad (4)$$

с параметром $\Delta\eta$, имеющим смысл среднего значения коэффициента усиления.

В свою очередь функция формы линии ЯМР задавалась в виде суммы двух максимумов гауссовой формы с полушириной $(\Delta\omega_{1/2})_i$ и средними частотами ω_{oi} , смешанными относительно частоты переменного поля ω на величину $\delta\omega_i = \omega - \omega_{oi}$ ($i = 1, 2$)

$$g(\Delta\omega, \delta\omega_i) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \sum_i \frac{A_i}{(\Delta\omega_{1/2})_i} \exp \left\{ -\ln 2 \frac{(\Delta\omega - \delta\omega_i)^2}{(\Delta\omega_{1/2})_i^2} \right\}, \quad (5)$$

где коэффициенты A_i определяют интенсивность каждой из структурных компонент, а сдвиги $\delta\omega_i$ могут принимать любые значения, в том числе и равные нулю. Задание $g(\Delta\omega, \delta\omega_i)$ в виде (5) позволяет варьировать характер асимметрии резонансной кривой путем изменения относительной интенсивности или взаимного расположения составляющих ее компонент, а также смещать частоту возбуждаемого поля вдоль исследуемой линии ЯМР. Расчет исходных выражений для линии более сложной формы, включающей в себя больше двух разнесенных по частоте компонент, не приводит к появлению качественно новых эффектов в поведении сигналов СП или ДЭ.

Численный анализ выражений (1)–(5) проводился на ЭВМ в соответствии с процедурой, принятой в [9,10], при относительной точности счета 10^{-5} . На рис. 1 показаны результаты расчета формы ДЭ при различных условиях возбуждения симметричной и асимметричной линии ЯМР. На этом же рисунке представлены осциллограммы сигналов ДЭ от ядер ^{59}Co в ГЦК сплаве $\text{Co} + 1 \text{ ат. \% Fe}$, резонансная линия которого в области 218 МГц имеет резко асимметричную форму. Из рис. 1 следует, что учет асимметрии линии ЯМР относительно частоты возбуждающего поля позволяет значительно улучшить описание экспериментальной формы сигналов эха как для коротких, так и для длинных импульсов.

С расчетной точки зрения влияние асимметрии линии ЯМР на форму сигналов ДЭ проявляется в следующем. Представим выражение (3) для поперечной намагниченности в виде суммы двух слагаемых $m^+ = m_x + im_y$ и учтем, что для резонансного возбуждения симметричной линии ЯМР $\text{Re}I(t)$ в силу нечетности по $\Delta\omega$ обращается в нуль, приводя к тому, что форма эха целиком определяется составляющей m_y суммарной намагниченности (рис. 1, δ' , δ''). При наличии асимметрии линии ЯМР относительно частоты переменного поля $\text{Re}I(t)$ начинает вносить вклад в результирующую интенсивность сигнала в виде дополнительного максимума, формирующегося в момент времени $t = \tau$. В результате для сравнительно коротких импульсов (в нашем случае $\tau_{1,2} \leq 1.0$ мкс) сигнал ДЭ принимает одnogорбую форму (рис. 1, δ'), а для импульсов большей длительности наблюдаются частичное заполнение провала в промежутке между максимумами двугорбого эха и некоторое уширение сигнала (рис. 1, δ''). Такое же влияние

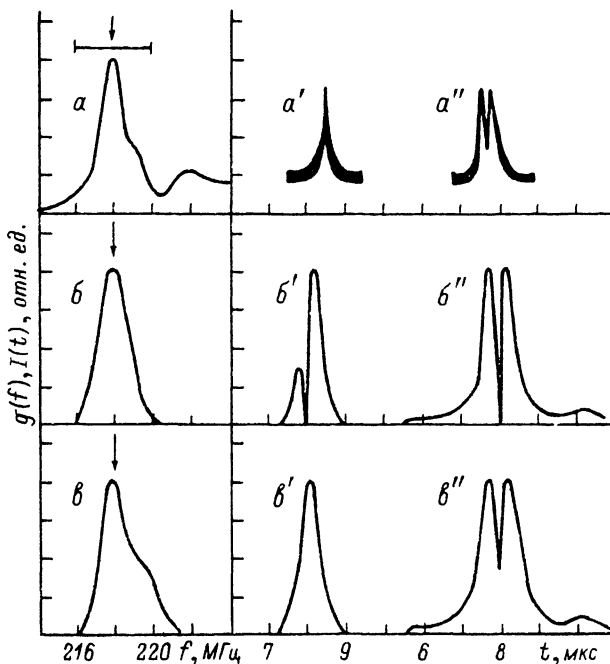


Рис. 1. Форма сигналов ДЭ при различных условиях возбуждения неоднородно-уширенной линии ЯМР.

Верхний ряд — экспериментальные результаты: спектр ЯМР ^{59}Co ПГК сплава $\text{Co} + 1 \text{ ат. \% Fe}$ (a) и соответствующие сигналы эха для импульсов длительностью $\tau_{1,2} = 0.3$ (a') и 2.0 мкс (a''). Горизонтальная черточка сверху указывает на полосу пропускания приемника. Нижние ряды — расчетные данные для сигналов нормированной интенсивности, полученные при возбуждении симметричной (b) и асимметричной (c) линии ЯМР импульсами длительностью $\tau_{1,2} = 0.3$ (b' и c') и 2.0 мкс (b'' и c''), $\tau = 8$ мкс, $\gamma H_1 = 2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, $\Delta J = 500$. Стрелками на рис. 1—3 отмечена частота возбуждающего поля.

на форму ДЭ оказывает и нерезонансное возбуждение, возникающее при смещении частоты переменного поля относительно центра линии ЯМР (рис. 2, a, a'').

В отличие от этого форма сигнала СП в магнетиках слабо зависит от свойств симметрии линии ЯМР при условии, что последняя не содержит четко выраженной резонансной структуры. В качестве примера на рис. 2, a' показаны результаты расчета сигнала СП, полученные при нерезонансном возбуждении линии ЯМР протяженным импульсом прямоугольной формы ($\tau_1^{-1} \ll \Delta\omega_{1/2}$). Как видно из этого рисунка, интенсивность сигнала прецессии сначала возрастает, проходит через максимум на начальном участке своего изменения, а затем монотонно убывает в течение промежутка времени, не превышающего длительности импульса. Сходный характер распределения интенсивности сигнала сохраняется и при резонансном возбуждении симметричной линии ЯМР, что согласуется с результатами экспериментального исследования формы СП (рис. 1 и 3 в [7]). Некоторые вопросы, связанные с возможностью формирования одноимпульсного эха (ОЭ) в хановских системах, будут рассмотрены в заключительной части работы.

2. Сигналы СП и ДЭ

при наличии разрешенной структуры линии ЯМР

До сих пор мы рассматривали ситуацию, когда частотный интервал $\delta\omega$ между компонентами, составляющими линию ЯМР, не превышает ширину каждой из них $\delta\omega < 2\Delta\omega_{1/2}$, т. е. соответствующая линия не содержит разрешенной резонансной структуры. Рассмотрим теперь случай, когда спектр ЯМР расщеплен

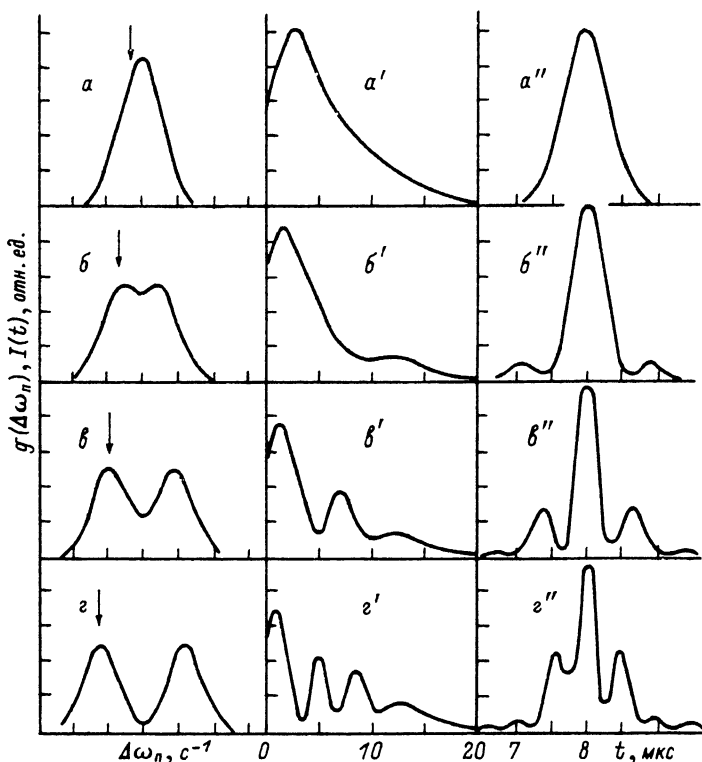


Рис. 2. Зависимость формы СП и ДЭ от характера распределения резонансных частот спектра ЯМР. Левый столбец (a—z) — функция формы линии ЯМР, заданная в соответствии с выражением (5) текста. В центре и справа — соответствующие сигналы прецессии и эха. Центральный столбец (СП): $\tau_{1,2} = 20$ мкс, $\gamma H_1 = 10^3$ с⁻¹, $\Delta\eta = -500$, $\Delta\omega_{1/2} = 4 \cdot 10^3$ с⁻¹, $\delta\omega/\Delta\omega_{1/2} = 1$ (a'), 2 (b'), 3 (c'), 4 (z'). Правый столбец (ДЭ): $\tau_{1,2} = 0.1$ мкс, $\tau = 8$ мкс, $\gamma H_1 = 2.5 \cdot 10^4$ с⁻¹, $\Delta\eta = 500$, $\Delta\omega_{1/2} = 3 \cdot 10^6$ с⁻¹, $\delta\omega/\Delta\omega_{1/2} = 1$ (a''), 2 (b''), 3 (c''), 4 (z'').

на две структурные компоненты одинаковой интенсивности и ширины, разделенные частотным интервалом $\delta\omega \geq 2\Delta\omega_{1/2}$ (рис. 2, b'—z'). При выполнении этого условия на сигналах СП и ДЭ формируются дополнительные осцилляции, период которых в основном определяется частотным расщеплением $\delta\omega$ в спектре ЯМР и слабо зависит от условий возбуждения резонансной линии

$$T = 2\pi/\delta\omega. \quad (6)$$

Последнее выражение справедливо как для сигнала СП, так и для ДЭ, т. е. период осцилляций не зависит от выбора последовательности импульсов, приводящей к формированию отклика того или иного типа. Помимо периода осцилляций спектральные характеристики линии ЯМР во многом определяют и структурные особенности исследуемых сигналов (число осцилляций, их амплитуду, глубину и пр.). К примеру, осциллирующая структура сигналов СП и ДЭ выражена тем более четко, чем больше частотный интервал $\delta\omega$ между расщепленными компонентами и чем меньше полуширина $\Delta\omega_{1/2}$ каждой из них (рис. 2).

Другим фактором, оказывающим влияние на форму рассматриваемых сигналов, является характер возбуждения линии ЯМР, связанный с выбором параметров возбуждающих импульсов. Так, при возрастании H_1 интенсивность осцилляций проходит через максимум, а затем плавно падает по величине. Одновременно в области больших амплитуд поля происходит некоторое уменьшение периода осцилляций и их глубины.

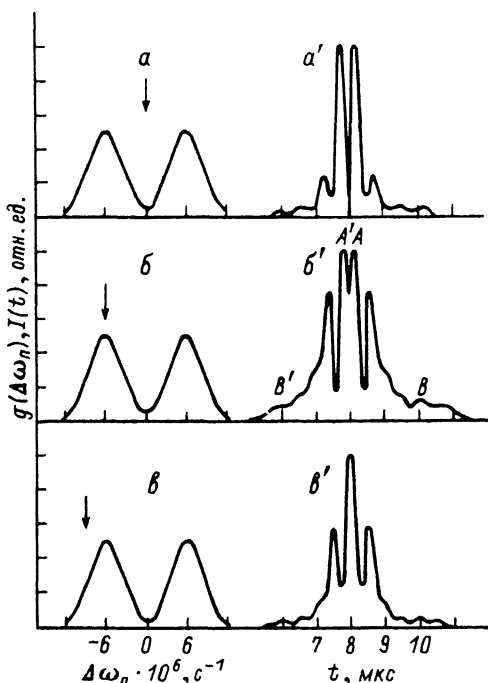


Рис. 3. Характер изменения нормированной интенсивности сигнала ДЭ для длинных импульсов при смещении частоты переменного поля вдоль линии ЯМР заданной формы.

Левый столбец (а—в) — функция формы линии ЯМР с $\Delta\omega_{1/2} = 3 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$, $\delta\omega = 12 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$. Правый столбец (а'—в') — соответствующие сигналы эха при $\tau_{1,2} = 2 \text{ мкс}$, $\tau = 8 \text{ мкс}$, $\gamma H_1 = 2.5 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$, $\Delta\eta = 500$. Компоненты эха, обозначенные буквами, возникают и в случае резонансного возбуждения одиночной симметричной линии ЯМР [9].

Что касается зависимости формы сигналов от длительности импульсов, то она в основном проявляется для сигнала ДЭ и объясняется особенностями его формирования. Действительно, для коротких импульсов ($\Delta\omega_{1/2}\tau_{1,2} \ll 1$) дополнительные осцилляции, связанные со структурой линии ЯМР, накладываются на сигнал эха сравнительно простой формы, тогда как для длительных импульсов ($\Delta\omega_{1/2}\tau_{1,2} \gg 1$) они возникают на фоне более сложного отклика, включающего в себя несколько смещенных во времени компонент [9, 10]. Характерно, что при фиксированном параметре расщепления $\delta\omega$ осцилляции на сигнале ДЭ как для коротких, так и для длинных импульсов формируются в одни и те же моменты времени $t = \tau \pm nT$ ($n = 1, 2, \dots$), другими словами, распределение максимумов интенсивности в обоих случаях симметрично относительно момента $t = \tau$ (ср. рис. 2, в'' и рис. 3, в').

На рис. 3 показан характер изменения формы ДЭ, возникающего от длинных импульсов, при последовательном смещении частоты возбуждающего поля ω в пределах полной ширины заданной резонансной кривой. Из этого рисунка видно, что осциллирующая структура сигналов эха наблюдается во всем интервале исследованных частот, однако период и интенсивность осцилляций проявляют некоторую зависимость от перестройки частоты. С другой стороны, при смещении частоты заполнения импульсов от центра к краю линии ЯМР и связанного с ним изменения свойств симметрии возбужденного участка спектра форма ДЭ вблизи момента времени $t = \tau$ меняется с двугорбой на одногорбую. Аналогичные расчеты, проведенные для СП, показали, что форма этого сигнала в меньшей степени, чем форма ДЭ, зависит от положения частоты переменного поля относительно исследуемой линии ЯМР.

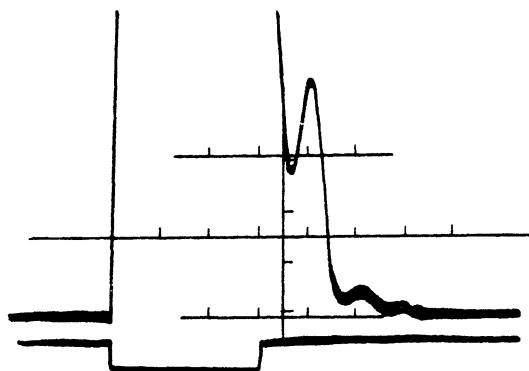


Рис. 4. Осциллограмма сигнала СП в ГПУ Со от импульса длительностью 22 мкс на частоте возбуждения 218.6 МГц ($T = 77$ К) [12].

Три первых максимума (слева направо) — осциллирующая структура сигнала прецессий, четвертый максимум — ОЭ. Нижний луч — сигнал от видеодетектора, контролирующего форму, амплитуду и длительность импульса.

Перейдем к рассмотрению экспериментальных данных по осциллирующей структуре сигналов СП и ДЭ. На рис. 4 представлена полученная нами осциллограмма сигнала СП в порошкообразном образце металлического Со, прошедшего специальную термообработку с целью стабилизации гексагональной плотноупакованной (ГПУ) фазы [12]. Спектр ЯМР ^{59}Co этого ферромагнетика в диапазоне частот 218.5 — 219.5 МГц представляет собой совокупность из семи близко расположенных структурных максимумов, расщепленных за счет квадрупольного взаимодействия [13, 14]. При возбуждении этой резонансной линии в указанном диапазоне частот одиночным протяженным импульсом ($\tau \geq 10$ мкс) на сигнале СП возникают характерные осцилляции, период которых составляет около 7 мкс, что, согласно (6), соответствует расщеплению в спектре ЯМР $\Delta f = \delta\omega/2\pi \approx \approx 0.14$ МГц. Это значение в пределах погрешности эксперимента согласуется с величиной квадрупольного расщепления в ГПУ Со, полученной ранее с помощью непрерывного метода ЯМР ($\Delta f \approx 0.17$ МГц [13, 14]).

Из других особенностей поведения сигнала отметим, что более или менее устойчивая картина биений регистрируется во всем интервале использованных значений H_1 ($H_1 \leq 0.9$ Гс), а период осцилляций слабо зависит от амплитуды или длительности импульса и в основном определяется частотными характеристиками линии ЯМР. Так, изменение температуры от 77 до 300 К приводит к увеличению периода осцилляций на 15—20%, что объясняется температурной зависимостью квадрупольного расщепления спектра ЯМР [14]. Кроме того, экспериментальное исследование показало, что структура осцилляций наиболее четко выражена при достаточно широкой полосе пропускания приемника (≥ 3 МГц). Эти и другие особенности структуры хорошо согласуются с результатами расчета, проведенного в предыдущей работе.

Завершая обзор экспериментальных данных, отметим, что сигналы осциллирующей формы наблюдались нами также в поликристаллическом образце феррита лития [15]. Поскольку период осцилляций в этом соединении сравнительно не велик ($T \leq 2$ мкс), дополнительная структура помимо СП регистрируется и на сигнале ДЭ, однако форма последнего проявляет более сложную зависимость от условий возбуждения линии ЯМР и перестройки частоты импульсов. Характерно, что в отличие от ГПУ фазы Со расщепление спектра ЯМР ^{57}Fe в феррите лития обусловлено анизотропией сверхтонкого взаимодействия и разбросом дипольных полей [16]. Это обстоятельство свидетельствует о том, что структура сигналов СП и ДЭ возникает независимо от природы взаимодействий, приводящих к частотному расщеплению в спектре ЯМР.

3. Обсуждение результатов

Как известно, сигналы СП и ДЭ осциллирующей формы чаще всего наблюдаются в ЯМР немагнитных материалов. К примеру, при воздействии на систему ядерных спинов длинного возбуждающего импульса, осуществляющего поворот векторов намагнитченности на большие углы ($\tau_1^{-1} \ll \Delta\omega_{1/2}$, $\alpha_1 = \gamma H_1 \tau_1 \geq 2\pi$), сигнал СП осциллирует со средним периодом $T = 2\pi/\gamma H_1$ [17]. Строго доказано, что протяженность СП во времени равна длительности импульса лишь при крайне слабом возбуждении ($\gamma H_1 \ll \Delta\omega_{1/2}$), а для больших значений H_1 она постепенно уменьшается, что сопровождается сглаживанием осцилляций [17, 18]. Таким образом, форма СП в немагнитных материалах в основном определяется амплитудой поля импульса.

Использование импульсов с большими углами поворота ($\alpha_{1,2} \geq 2\pi$) приводит к появлению осцилляций и на сигнале ДЭ, положение во времени отдельных компонент которого, как и в случае СП, зависит от особенностей возбуждения линии ЯМР [18, 19].

В магнетиках форма исследуемых откликов существенно меняется. В частности, учет неоднородности коэффициента усиления приводит к полному подавлению осцилляций на сигнале СП, который достигает максимальной интенсивности в момент времени $t \sim \Delta\omega_{1/2}^{-1}$, а затем монотонно уменьшается по величине (см., например, рис. 1, а [20]).

Что касается сигнала ДЭ, то при резонансном возбуждении симметричной линии ЯМР короткими и мощными импульсами ($\tau_{1,2}^{-1} > \Delta\omega_{1/2}$, $\omega_1 \gg \Delta\omega_{1/2}$) он формируется в соответствии с механизмом Хана и имеет при этом простую одногорбую форму. В свою очередь длинные возбуждающие импульсы ($\tau_{1,2}^{-1} \ll \ll \Delta\omega_{1/2}$, $\alpha_{1,2} \gg \pi$) создают условия для формирования симметричного двугорбого эха Мимса, наблюдающегося вблизи момента времени $t = \tau$ [1]. Для импульсов промежуточной длительности ($\tau_{1,2}^{-1} \geq \Delta\omega_{1/2}$) и не слишком большой амплитуды сигнал ДЭ принимает асимметричную двугорбую форму (рис. 1, б'), причем различие в интенсивности составляющих его компонент тем более существенно, чем меньше длительности импульсов [9]. Отметим также, что временной интервал между максимумами двугорбого эха той или иной формы увеличивается с ростом (ср. выражения (6) и (8) в [9]). Эти обстоятельства помогают уяснить влияние асимметрии линии ЯМР на форму сигналов ДЭ в магнетиках.

Действительно, согласно проведенному расчету, учет асимметрии линии ЯМР относительно частоты переменного поля приводит к возникновению дополнительного сигнала, вызывающего частичное или полное заполнение провала в промежутке между максимумами двугорбого эха. Эффективность этого механизма, с одной стороны, определяется условиями возбуждения линии ЯМР, приводящими к формированию двугорбого эха более или менее симметричной формы, а с другой стороны, зависит от свойств симметрии возбужденного участка спектра, задавшего интенсивность дополнительного максимума. Так, для сравнительно коротких импульсов, формирующих двугорбое эхо резко асимметричной формы, заполнение провала происходит при наличии даже слабой асимметрии линии ЯМР (рис. 1, в, в').

Таким образом, при наличии асимметрии линии ЯМР сигнал ДЭ сохраняет одногорбую форму в значительно более широком интервале значений $\tau_{1,2}$, чем для линии симметричной формы. Ширина этого интервала при фиксированной амплитуде импульсов определяется свойствами симметрии линии ЯМР в пределах полосы пропускания приемника и, как следствие этого, проявляет зависимость от типа исследуемого магнетика и от частоты возбуждения.

При наличии разрешенной структуры спектра ЯМР сигналы СП и ДЭ принимают сложную осциллирующую форму, возникновение которой может быть

связано с биением резонансных линий по частоте групп резонансных линий. Период этих осцилляций слабо зависит от условий возбуждения линии ЯМР и практически полностью определяется ее частотно-спектральными характеристиками. Обсудим это положение на примере сигнала СП. Как известно, при выполнении условий

$$\tau_1^{-1} \gg \Delta\omega_{1/2}, \quad \omega_1 \gg \Delta\omega_{1/2} \quad (7)$$

сигнал СП представляет собой Фурье-образ от частотного спектра ЯМР [6, 17]. Из-за большой ширины резонансных линий в магнетиках выполнение этих условий для линии ЯМР в целом затруднено, однако они сравнительно легко удовлетворяются для узкого расщепленного участка спектра, ширина которого не выходит за пределы полосы пропускания приемной части спектрометра. Очевидно, что в указанных условиях период осцилляций оказывается обратно пропорциональным частотному расщеплению в спектре ЯМР. Более подробная информация о структуре резонансных линий в магнетиках может быть получена с помощью Фурье-преобразования сигнала СП на основе методики, используемой в Фурье-спектроскопии ЯМР немагнитных материалов [21]. Вместе с тем следует отметить, что осциллирующая структура сигналов СП и ДЭ наблюдается в значительно более широком интервале значений амплитуд и длительностей импульсов, чем это следует из условий (7), причем характер возбуждения спектра ЯМР в основном определяет интенсивность осцилляций, их глубину и некоторые другие структурные особенности исследуемых сигналов.

Известно, что определенное влияние на форму сигналов СП и ДЭ могут оказывать искажения вблизи фронтов импульсов. Так, согласно [6-8], учёт фазовых искажений на фронтах одиночного возбуждающего импульса приводит к возникновению одноимпульсного отклика одногорбой или двугорбой формы в конце спада СП ($\text{tot} \tau_1$), оставляя неизменным характер изменения интенсивности сигнала в области $0 < t < \tau_1$. В отличие от этого осцилляции, связанные со структурой линии ЯМР, формируются практически на всем протяжении сигнала прецессии, в результате чего последний может принимать сложную форму, включающую в себя несколько максимумов принципиально различной природы. Такая необычная картина распределения интенсивности сигнала наблюдалась нами в узком частотном интервале ГПУ фазы S_0 (рис. 4), однако за пределами этого интервала осцилляции сглаживаются и сигнал ОЭ формируется на фоне монотонного спада СП [12].

Множественная структура сигналов ДЭ в магнетиках может возникать как от длинных импульсов прямоугольной формы [5, 9], так и при наличии искажений на фонах [6]. Характерной особенностью структуры такого типа является зависимость времени ее появления от отношения длительностей возбуждающих импульсов, что в общем случае выражается в нерегулярном распределении интенсивности сигнала [10]. Исследованная в настоящей работе осциллирующая структура ДЭ характеризуется строгой периодичностью во времени и слабой зависимостью формы сигнала от параметров возбуждающих импульсов. Другой отличительной особенностью осцилляций рассматриваемого типа является возможность их наблюдения лишь в ограниченном диапазоне частот, в пределах которого спектр ЯМР расщеплен на ряд узких структурных максимумов. Эти особенности позволяют связать осциллирующую форму исследуемых сигналов с наличием структуры линии ЯМР, а не с действием каких-нибудь других механизмов.

Нам представляется, что обнаружение характерных осцилляций на сигналах СП или ДЭ в магнетиках может стимулировать более детальное исследование соответствующего частотного участка спектра ЯМР с целью получения информации о структуре резонансных линий.

Автор выражает благодарность М. И. Куркину и В. И. Цифриновичу за плодотворное обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Куркин М. И., Туров Е. А. ЯРМ в магнитоупорядоченных веществах и его применение. М.: Наука, 1990. С. 244.
- [2] Stearns M. B. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. № 3. P. 1183—1197.
- [3] Stearns M. D., Ullrich J. R. // Phys. Rev. B. 1971. V. 4. № 11. P. 3825—3833.
- [4] Dean R. K., Urwin R. J. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1970. V. 3. № 8. P. 1747—1752.
- [5] Fowler D. K., Creagh D. C., Kinnear R. W. N., Wilson G. V. H. // Phys. St. Sol. (a). 1985. V. 92. № 2. P. 545—553.
- [6] Цифринович В. И., Мушаилов Э. С., Бакшеев Н. В. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 4. С. 1481—1489.
- [7] Цифринович В. И., Ахалкаци А. М., Килиптари И. Г. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 5. С. 1426—1428.
- [8] Килиптари И. Г., Цифринович В. И. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 10. С. 2852—2856.
- [9] Килиптари И. Г., Куркин М. И. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 2. С. 324—330.
- [10] Килиптари И. Г. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 5: С. 0000—0000.
- [11] Bloom A. L. // Phys. Rev. 1955. V. 98. № 4. P. 1105—1111.
- [12] Килиптари И. Г., Шавишвили Т. М. // Труды ТГУ. Сер. Физика. 1984. Т. 17. С. 52—77.
- [13] Brömer H., Huber H.L. // Magnetism and Magnetic Mater. 1978. V. 8. P. 61—64.
- [14] Kawakami M., Hihara N., Koi Y., Wakiyama T. // J. Phys. Soc. Jap. 1972. V. 33. № 6. P. 1591—1598.
- [15] Шавишвили Т. М., Гвалиа Т. В., Килиптари И. Г. и др. // Труды ТГУ. Сер. Физика. 1986. Т. 22. С. 122—134.
- [16] Doroshev V. D., Klochan V. A., Kovtun N. M., Seleznev V. N. // Phys. St. Sol. (a). 1972. V. 9. № 2. P. 679—689.
- [17] Schenzle A., Wong N. C., Brewer R. G. // Phys. Rev. A. 1980. V. 21. № 3. P. 887—895.
- [18] Kunitomo M., Endo T., Nakanishi S., Hashi T. // Phys. Rev. A. 1982. V. 25. № 4. P. 2235—2246.
- [19] Салихов К. М., Семенов А. Г., Цветков Ю. Д. Электронное спиновое эхо и его применение. Новосибирск: Наука, 1976. С. 342.
- [20] Fowler D. K., Creagh D. C., Wilson G. V. H. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 94. № 2. P. K97—K101.
- [21] Фаррар Т., Беккер Э. Импульсная и Фурье-спектроскопия ЯМР. М.: Мир, 1973. С. 164.

Тбилисский государственный университет
им. Ив. Джавахишвили

Поступило в Редакцию
15 марта 1992 г.