

Сигналы одноимпульсного ядерного эха в магнитоупорядоченных средах

© В.С. Кузьмин, В.М. Колесенко*

Международный государственный экологический университет им. А.Д. Сахарова,
220009 Минск, Белоруссия

* Институт физики твердого тела и полупроводников Национальной академии наук Белоруссии,
220072 Минск, Белоруссия

E-mail: kuzmin@ifttp.bas-net.by

(Поступила в Редакцию 16 ноября 2004 г.)

Получено аналитическое выражение для сигнала ядерного одноимпульсного эха в магнитоупорядоченных материалах с учетом неоднородного уширения спектроскопического перехода и неоднородного распределения коэффициента усиления со средним значением больше единицы. Показано, что в этом сигнале в каждый момент времени происходит суммирование колебаний ядерных магнитных моментов с одинаковыми амплитудами и фазами. Аналитически установлена причина эффективного подавления колебаний магнитных моментов ядер на начальном участке сигнала свободной прецессии. Выяснен характер зависимости амплитуды сигнала одноимпульсного эха от напряженности внешнего переменного магнитного поля, длительности импульса и ширины распределения коэффициента усиления. Проведено сопоставление полученных результатов с экспериментальными данными для ферромагнитного поликристаллического образца Co_2MnSi .

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф04М-028).

1. Введение

Известно, что в магнитоупорядоченных средах формирование когерентных откликов ЯМР обусловлено не только неоднородным уширением, но и эффектом усиления радиочастотного (РЧ) поля на ядрах, возникающих благодаря сильному сверхтонкому взаимодействию между электронной и ядерной подсистемами [1,2]. Из-за наличия в ферромагнетиках разветвленной доменной структуры соответствующие коэффициенты усиления РЧ-поля на ядрах внутри доменов и на их границах существенно различаются по величине [1,2]. Это приводит к тому, что частоты колебаний магнитных моментов ядер (частоты Раби) во время воздействия переменного РЧ-поля будут иметь различные значения [3]. Суперпозиция таких колебаний магнитных моментов после выключения РЧ-поля приводит к генерации в магнитоупорядоченных средах сигнала ферромагнитного одноимпульсного эха (ФОЭ) [4,5]. Хотя теоретической трактовке данного явления с учетом неоднородного распределения коэффициента усиления и неоднородного уширения посвящено множество работ [6–8], роль неоднородного распределения коэффициента усиления в формировании сигнала ФОЭ остается невыясненной. Предложенный в [9] механизм формирования одноимпульсного эха в обычных спиновых системах с нерезонансным режимом возбуждения не может быть привлечен для объяснения природы ФОЭ, поскольку эксперименты свидетельствуют о том, что этот сигнал генерируется не только в нерезонансных, но и в резонансных условиях возбуждения [4,5]. В упомянутых выше работах расчеты сигнала ФОЭ проводились численно, поэтому сделать

заключение о физической природе этого явления затруднительно. Следовательно, для понимания природы сигнала ФОЭ и механизма его формирования необходимо получить аналитические выражения для одноимпульсного отклика в магнитоупорядоченных средах с учетом неоднородного уширения спектроскопического перехода и неоднородного распределения коэффициента усиления. Решению этой задачи посвящена настоящая работа.

2. Аналитические расчеты

В магнитоупорядоченных средах сигнал свободной прецессии (ССП), генерирующийся после воздействия на систему двухуровневых ядерных спинов резонансного РЧ-импульса, можно представить в виде [7]

$$\langle\langle v(t) \rangle\rangle = \int_1^{\eta_m} \eta F(\eta) d\eta \int_{-\infty}^{+\infty} v(\Delta, \eta, t) g(\Delta) d\Delta, \quad (1)$$

где $\Delta = \omega_n - \omega_0$ — отстройка частоты прецессии ω_n отдельного спинового пакета от центральной частоты ω_0 линии ЯМР, $g(\Delta)$ и $F(\eta)$ — функции распределения отстроек отдельных спиновых пакетов Δ по частотам ЯМР и коэффициента усиления η РЧ-поля, η_m — максимальное значение коэффициента усиления, $v(\Delta, \eta, t)$ — v -компонента магнитного момента отдельного спинового пакета с коэффициентом усиления η и отстройкой Δ . Данная компонента без учета релаксационных процессов

может быть представлена в виде [9]

$$v(\Delta, \eta, t) = v_0 \omega_1 \eta \left(\left[\frac{\beta - \Delta}{2\beta^2} \sin(\beta t_1 - \Delta t) + \frac{\beta + \Delta}{2\beta^2} \sin(\beta t_1 + \Delta t) \right]_1 + \left[-\frac{\Delta \sin \Delta t}{\beta^2} \right]_2 \right) = v_1(\Delta, \eta, t) + v_2(\Delta, \eta, t), \quad (2)$$

где v_0 — равновесное значение намагниченности; $\omega_1 = \gamma H_1$ — частота Раби (γ — гиромагнитное отношение, H_1 — амплитуда РЧ-импульса); $\beta = (\eta^2 \omega_1^2 + \Delta^2)^{1/2}$ — выраженное в единицах частоты эффективное поле, действующее на спиновый пакет с отстройкой Δ ; t — время, отсчитываемое от конца РЧ-импульса длительностью t_1 .

Допустим, что неоднородные уширение и распределение коэффициента усиления в ферромагнетике описываются нормальными законами $g(\Delta)$ и $F(\eta)$

$$g(\Delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{\Delta^2}{2\sigma^2}\right), \quad (3)$$

$$F(\eta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\eta_0} \exp\left(-\frac{(\eta - \bar{\eta})^2}{2\eta_0^2}\right), \quad (4)$$

где σ и η_0 — величины, характеризующие полуширины соответствующих распределений, $\bar{\eta}$ — среднее значение коэффициента усиления. Тогда (1) можно записать в виде

$$\langle\langle v(t) \rangle\rangle = \int_1^{\eta_m} \eta \langle v_1(\eta, t) \rangle F(\eta) d\eta + \int_1^{\eta_m} \eta \langle v_2(\eta, t) \rangle F(\eta) d\eta, \quad (5)$$

где

$$\langle v_i(\eta, t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} v_i(\Delta, \eta, t) g(\Delta) d\Delta. \quad (6)$$

Для оценки интеграла $\langle v_1(\eta, t) \rangle$ воспользуемся методом стационарной фазы [10]. В качестве большого параметра возьмем площадь РЧ-импульса $\omega_1 t_1 > 1$. Применив стандартную процедуру расчета в рамках метода [10], найдем стационарные точки $\Delta_{1,2} = \pm \eta \omega_1 t / \sqrt{t_1^2 - t^2}$. В результате для этого интеграла получим [11]

$$\langle v_1(\eta, t) \rangle = v_0 \frac{\sqrt{\omega_1 \bar{\eta}}}{\sigma} \frac{(t_1 - t)^{3/4}}{t_1 (t_1 + t)^{1/4}} \exp\left(-\frac{\eta^2 \Delta_0^2}{2\sigma^2}\right) \sin \Phi(t), \quad (7)$$

где $t \in [0, t_1)$, $\Delta_0 = \omega_1 t / \sqrt{t_1^2 - t^2}$ — стационарная точка в отсутствие эффекта усиления РЧ-поля, $\Phi(t) = \eta \omega_1 \sqrt{t_1^2 - t^2} + \pi/4$ — фаза колебаний намагниченности ядерной подсистемы в условиях неоднородного уширения.

Из (7) видно, что интеграл (6) с индексом $i = 1$ описывает осцилляционно-затухающие колебания намагниченности на переменной частоте $d\Phi(t)/dt = \eta \omega_1 t / (t_1^2 - t^2)^{1/2}$. Аналитическое выражение для ин-

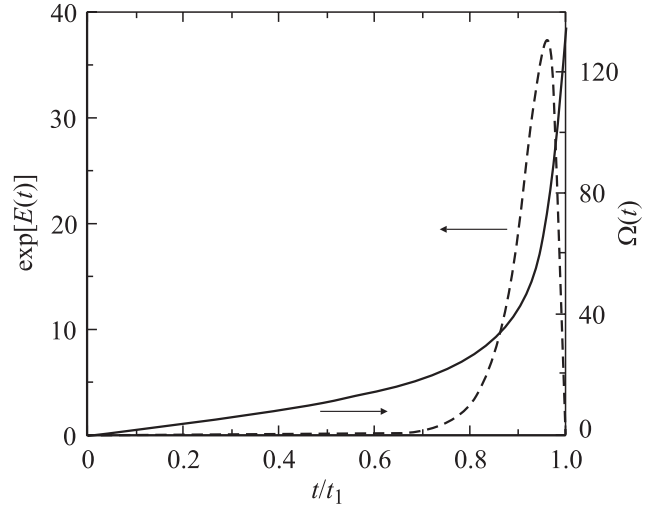


Рис. 1. Временное поведение экспоненциальной функции $\exp[E(t)]$ и зависимость мгновенной частоты колебаний намагниченности $\Omega(t)$ от времени при $\omega_1 t_1 = 2\pi$, $\sigma/\omega_1 = 5$, $\eta_0 = 0.8$, $\bar{\eta} = 2.7$.

теграла (6) с индексом $i = 2$ имеет громоздкий вид, поэтому в настоящей работе мы его не приводим. Во временном поведении этого интеграла вблизи момента выключения РЧ-импульса обнаруживается максимум, а затем — монотонный спад. Далее нами с помощью метода перевала [10] был вычислен первый интеграл в (5), выражение для которого имеет вид

$$\langle\langle v_1(t) \rangle\rangle = v_0 \frac{\sqrt{\omega_1}}{4\sigma\eta_0^4} A(t) \exp(E(t)) \sin(P(t)), \quad (8)$$

где

$$A(t) = \frac{(t_1 - t)^{3/4}}{t_1 (t_1 + t)^{1/4}} \frac{[\bar{\eta}^2 + \eta_0^4 \omega_1^2 (t_1^2 - t^2)]^{3/4}}{q^2(t)},$$

$$E(t) = \left(\frac{\bar{\eta}^2/\eta_0^4 - \omega_1^2 (t_1^2 - t^2)}{4q(t)} - \frac{\bar{\eta}^2}{2\eta_0^2} \right),$$

$$P(t) = \frac{\bar{\eta} \omega_1 \sqrt{t_1^2 - t^2}}{2\eta_0^2 q(t)} + \frac{3}{2} \arctg \left\{ \frac{\eta_0^2 \omega_1 \sqrt{t_1^2 - t^2}}{\bar{\eta}} \right\} + \frac{\pi}{4},$$

$$q(t) = \frac{\Delta_0^2}{2\sigma^2} + \frac{1}{2\eta_0^2}.$$

Анализ аналитического выражения (8) для первого интеграла в (5) показал, что оно справедливо внутри промежутка времени $t \in [0, kt_1)$, где $k = \sqrt{1 - [1 + \frac{\sigma^2}{\omega_1^2 \eta_0^2} (\bar{\eta} - 1)]^{-1}}$. На этом интервале намагниченность ядерной подсистемы (см. (8)) в ферромагнетиках испытывает колебания с переменной частотой $\Omega(t) = dP(t)/dt$ и амплитудой, зависящей от времени по сложному закону.

Численные расчеты второго интеграла в (5) показали, что он, как и $\langle v_2(\eta, t) \rangle$, проходит через максимум вблизи

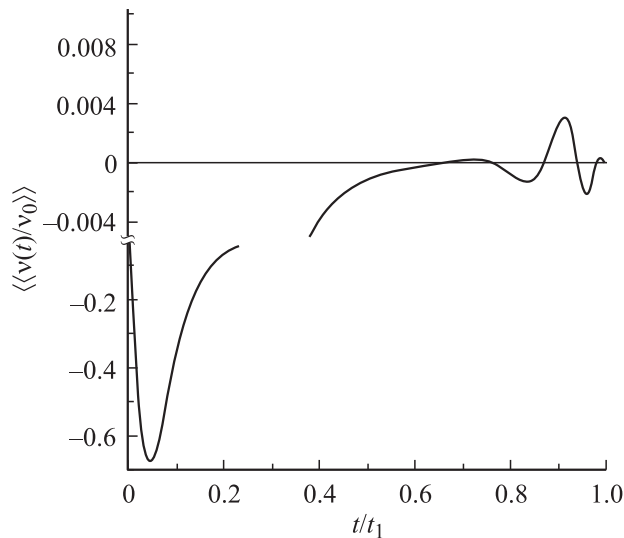


Рис. 2. Временная зависимость сигнала свободной прецессии, генерирующегося в ферромагнетике при $\omega_1 t_1 = 2\pi$, $\sigma/\omega_1 = 5$, $\eta_0 = 0.8$, $\bar{\eta} = 2.7$.

момента окончания РЧ-импульса, а затем монотонно уменьшается до нуля. Наличие в выражении (8) экспоненциальной функции (рис. 1), показатель которой может принимать экстремальные значения, свидетельствует о том, что амплитуда сигнала в определенный момент времени может принимать максимальное значение. Поскольку данный максимум формируется к концу временного промежутка $[0; kt_1)$, его можно интерпретировать как сигнал ФОЭ. Таким образом, первое слагаемое в (5) описывает максимум в конце указанного выше промежутка времени, а второе — непосредственно после окончания импульса. На рис. 2 приведен полный ССП, описываемый выражением (5). Следовательно, резонансное импульсное воздействие на неоднородную уширенную ядерную подсистему с неоднородным коэффициентом усиления в ферромагнетиках приводит к формированию в ССП сигнала ФОЭ (рис. 2). Время t_m генерации ФОЭ можно найти, исследуя экспоненциальный множитель в (8) на наличие экстремума,

$$t_m = t_1 \times \sqrt{1 - \left[\frac{\omega_1^2 t_1^2 \eta_0^4}{\bar{\eta}^2} + \frac{\omega_1 t_1 \eta_0^2}{\bar{\eta}} \left(\frac{\omega_1^2 t_1^2 \eta_0^4}{\bar{\eta}^2} + \frac{\sigma^2}{\omega_1^2 \eta_0^2} - 1 \right)^{1/2} \right]^{-1}}. \quad (9)$$

Мгновенная частота $\Omega(t)$ колебаний намагниченности (8) монотонно увеличивается по линейному закону и к концу промежутка $[0; kt_1)$ в момент генерации ФОЭ обнаруживает асимптотическое поведение (рис. 1). Сравнение двух кривых на рис. 1 показывает, что максимальный вклад в сигнал ФОЭ вносят колебания только тех магнитных моментов ядер, обобщенные частоты Раби $\eta\omega_1$ которых расположены в пределах ширины линии функции $\exp[E(t)]$, которая является огибающей этого сигнала. Интересно, что непосредственно после

окончания импульса амплитуда сигнала (8) монотонно увеличивается по слабому линейному закону, не обнаруживая во временном ходе каких-либо осцилляций. Другими словами, на этом участке происходит эффективное подавление осцилляций намагниченности, наблюдающееся во многих экспериментах по изучению одноимпульсного эха [1,2].

3. Обсуждение результатов

При расчете выражения (8) с помощью метода перевала первый интеграл в (5) разбивается на разность двух интегралов, седловые точки которых таковы, что в каждый момент времени их действительные части равны $\eta_1 = \bar{\eta}/2q(t)\eta_0^2$, а мнимые части $\eta_2 = \pm\omega_1\sqrt{t_1^2 - t^2}/2q(t)$ различаются только знаками. В таком представлении в отклике в каждый момент времени выбираются комбинации колебаний ядерных магнитных моментов, амплитуды которых одинаковы, а фазы противоположны по знаку. Выделенные комбинации колебаний вносят отличный от нуля вклад в ССП: по мере приближения к концу интервала $[0; kt_1)$ амплитуды этих колебаний увеличиваются, соответственно амплитуда результирующего колебания растет до максимума, а затем уменьшается до нуля, т.е. формируется сигнал ФОЭ. Таким образом, в ССП происходит эффективное суммирование определенных комбинаций колебаний ядерных магнитных моментов, обеспечивающих основной вклад в величину отклика.

Рассмотренный временной ход результирующей амплитуды намагниченности является отображением временной зависимости функции $\exp[E(t)]$, эффективная ширина которой изменяется с течением времени, что приводит к асимметричной форме сигнала ФОЭ (рис. 2). Длительность временного промежутка $[0; kt_1)$, на котором может генерироваться сигнал ФОЭ, определяется частотой Раби ω_1 , ширинами неоднородно уширенного спектра σ и неоднородного распределения коэффициента усиления η_0 , а также его средним значением $\bar{\eta}$ (8). Из выражения для верхней границы этого промежутка kt_1 следует, что его длительность максимальна и приблизительно равна t_1 в случае, когда выполняется неравенство $\bar{\eta} > 1 + \omega_1^2 \eta_0^2 / \sigma^2$. Это соотношение является одним из условий наблюдения сигнала ФОЭ.

Для сопоставления полученного теоретического описания ФОЭ с экспериментальными данными [4,5] проанализируем зависимость амплитуды сигнала ФОЭ (8) в момент его формирования от частоты Раби, длительности РЧ-импульса и ширины распределения коэффициента усиления. Получим

$$\langle\langle v_1(t_m) \rangle\rangle = v_0 M \frac{c(2a + \sqrt{b})^{3/4}}{b(a + \sqrt{b})^{7/2}} \times \exp\left(-\frac{\bar{\eta}^2}{2\eta_0^2} \left[1 - \frac{\sigma^2/(\omega_1^2 \eta_0^2)}{a + \sqrt{b}}\right]\right), \quad (10)$$

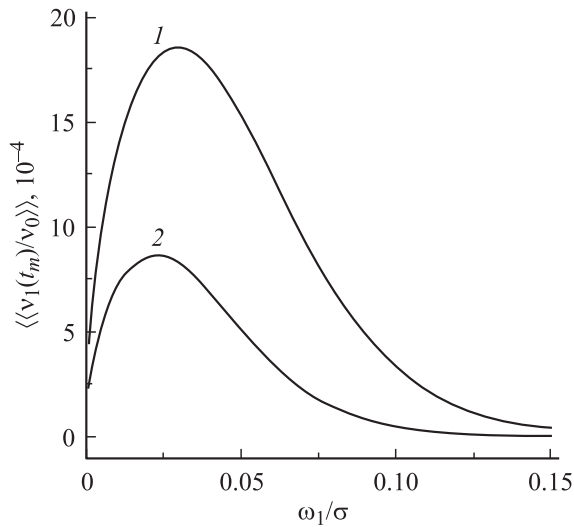


Рис. 3. Теоретическая полевая зависимость амплитуды сигнала ФОЭ при $\eta_0 = 0.8$, $\bar{\eta} = 2.7$, $\sigma t_1 = 120$ (1), 200 (2).

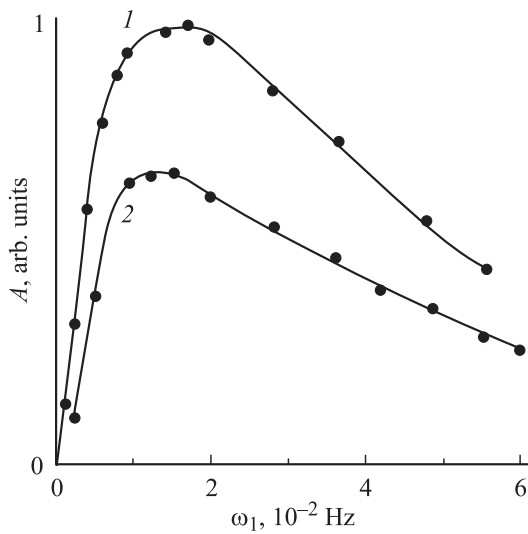


Рис. 4. Экспериментальная полевая зависимость (см. [5]) амплитуды сигнала ФОЭ при $t = 10$ (1), $20 \mu\text{s}$ (2).

где

$$M = \frac{\sigma^3 \bar{\eta}^2}{\omega_1^4 \eta_0^5 (t_1 + t_m)}, \quad a = \frac{\omega_1 t_1 \eta_0^2}{\bar{\eta}}$$

$$b = a^2 + \frac{\sigma^2}{\omega_1^2 \eta_0^2} - 1, \quad c = \frac{\bar{\eta}^{1/4}}{\omega_1^{1/4} t_1^{1/4} \eta_0^{1/2}}$$

Рассмотрим в (10) два предельные случая $\sigma/\omega_1 \gg \eta_0$ и $\sigma/\omega_1 \ll \eta_0$, в которых амплитуда ФОЭ будет определяться соответственно выражениями

$$\langle\langle v_1(t_m) \rangle\rangle = v_0 \frac{\omega_1^{1/2} \bar{\eta}^2}{2\sigma^{3/2} t_1 \eta_0^{3/2}}, \quad (11)$$

$$\langle\langle v_1(t_m) \rangle\rangle = v_0 \frac{\sigma^3 \bar{\eta}^7}{2\omega_1^9 t_1^6 \eta_0^{15}} \exp\left(-\frac{\bar{\eta}^2}{2\eta_0^2}\right). \quad (12)$$

Из данных формул видно, что при малых частотах Раби (небольших значениях напряженности переменного

магнитного поля) амплитуда ФОЭ увеличивается по корневому, а при больших убывает по гиперболическому закону. Следовательно, при увеличении напряженности РЧ-поля амплитуда ФОЭ будет проходить через максимум (рис. 3), который с увеличением длительности РЧ-импульса смещается в область меньших полей и монотонно уменьшается по величине. Такое поведение сигнала ФОЭ хорошо согласуется с экспериментальными данными [5] (рис. 4). Из (11), (12) видно, что при увеличении ширины распределения коэффициента усиления η_0 наблюдается подавление, а при возрастании среднего значения коэффициента $\bar{\eta}$ происходит увеличение амплитуды сигнала ФОЭ.

4. Заключение

Таким образом, причиной генерации ФОЭ в магнитоупорядоченных материалах является неоднородное распределение коэффициента усиления, среднее значение которого больше единицы. Отсутствие осцилляций ССП связано с тем, что основной вклад в отклик вносят колебания магнитных моментов ядер, амплитуды которых в каждый момент времени одинаковы, а фазы различаются только знаками. Полученное аналитическое описание поведения ФОЭ хорошо согласуется с экспериментальными данными [4,5]: зависимость амплитуды ФОЭ от частоты Раби обнаруживает четко выраженный максимум, который с увеличением длительности РЧ-импульса сдвигается в сторону меньших частот и уменьшается по величине.

Авторы выражают благодарность Т.В. Смирновой за компьютерную обработку полученных результатов.

Список литературы

- [1] А.С. Боровик-Романов, Ю.М. Буньков, Б.С. Думеш и др. УФН **142**, 4, 537 (1984).
- [2] М.И. Куркин, Е.А. Туров. ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применение. Наука, М. (1990).
- [3] I.G. Kiliptari, V.I. Tsifrinovich. Phys. Rev. B **57**, 18, 11 554 (1998).
- [4] В.И. Цифринович, Э.С. Мушаилов, Н.В. Бакшеев и др. ЖЭТФ **88**, 4, 1481 (1985).
- [5] В.И. Цифринович, А.М. Ахалкаци, И.Г. Килиптари. ФТТ **32**, 5, 1426 (1990).
- [6] В.П. Чекмарев, М.И. Куркин, С.И. Голошапов. ЖЭТФ **76**, 5, 1675 (1979).
- [7] И.Г. Килиптари. ФТТ **34**, 8, 2512 (1992).
- [8] L.N. Shakhmuratova, D.K. Fowler, D.H. Chaplin. Phys. Rev. A **98**, 4, 2955 (1997).
- [9] В.С. Кузьмин, И.З. Рутковский, А.П. Сайко, А.Д. Тарасевич, Г.Г. Федорук. ЖЭТФ **97**, 3, 880 (1990).
- [10] А. Найфе. Введение в методы возмущений. Мир, М. (1984).
- [11] В.С. Кузьмин, Г.Г. Федорук. Нестационарные когерентные явления в парамагнитных спиновых системах. БГУ, Минск (2001).