

УДК 539.143.43

© 1991

ОДНОИМПУЛЬСНОЕ ЭХО В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНЫХ ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИЯХ ВБЛИЗИ ФРОНТОВ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО ИМПУЛЬСА

И. Г. Килиптари, В. И. Цифринович

Исследуется формирование ядерного одноимпульсного эха (ОЭ) в магнитоупорядоченных средах. С помощью численных методов изучена зависимость амплитуды и формы эха от фазы и длительности искаженных участков возбуждающего импульса. Установлено, что в зависимости от длительности и фазы искажения на фронтах сигнал ОЭ может принимать одногорбую или двугорбую форму либо вовсе отсутствовать.

Известно, что сигнал ЯМР в ферромагнетиках после воздействия на образец длинного резонансного импульса ($\tau \gg 1/\Gamma$, где τ — длительность импульса, Γ — полуширина линии ЯМР), вообще говоря, состоит из трех участков [1]. Начальный участок представляет собой максимум длительностью $\sim 1/\Gamma$. Основной участок — это монотонно убывающий сигнал длительностью τ , который наблюдается только при малых углах поворота ядерных спинов $q\tau \leq \pi$, где $q = \gamma h \eta$, h — амплитуда импульса, η — коэффициент усиления ЯМР. Третий участок — это одноимпульсное эхо (ОЭ), которое имеет характер одногорбого или двугорбого максимума, наблюдающегося вблизи момента времени $t' \approx \tau$ при условии, что время t' отсчитывается от конца заднего фронта импульса.

Начальный и основной участки сигнала ядерной индукции при $q\tau \leq \pi$ могут быть описаны теоретически в рамках стандартной хановской модели [2]. При $q\tau \geq 2\pi$ эта модель предсказывает появление осцилляций на основном участке с периодом порядка $2\pi/q$, однако учет неоднородности коэффициента усиления в магнетиках приводит к эффективному сглаживанию осцилляций [3]. Наконец, учет фазовых искажений вблизи фронтов резонансного импульса позволяет описать ОЭ. (Известно, что такие искажения невозможно полностью устранить даже в когерентной спектроскопии, однако ими можно манипулировать, усиливая или ослабляя их влияние на интересующие нас процессы [4]).

Таким образом, для полного описания отклика системы ядерных спинов на резонансное воздействие длинного импульса необходимо принять во внимание как неоднородность коэффициента усиления, так и наличие фазовых искажений вблизи фронтов импульса. Анализ такого рода был проведен в нашей предыдущей публикации [5]. В ней рассматривалась простейшая модель искажения, согласно которой фаза резонансного поля была сдвинута на π только вблизи переднего фронта импульса. В настоящей работе исследуется более общий случай, когда искажение присутствует на обоих фронтах импульса, а его фазы φ_p и φ_s принимают произвольные значения.

Выражение для циркулярно-поляризованного поля, действующего на ядерные спины во вращающейся системе координат, может быть представлено в виде

$$\eta h \begin{cases} \exp(i\varphi_p), & 0 < t < \tau_p, \\ \exp(i\varphi), & \tau_p < t < \tau + \tau_p, \\ \exp(i\varphi_z), & \tau + \tau_p < t < \tau + \tau_p + \tau_z, \end{cases} \quad (1)$$

где τ_p и τ_z — длительности переднего и заднего фронтов соответственно. Воспользовавшись методом символических формул [6], запишем решение уравнений Блоха для $t' > 0$

$$S = \mu_+/\mu = [U_p(BB_z + DU_z + F^*F_z) + U_p^*(FB_p + B^*F_x + D^*U_z) + R_p(UB_z + RU_z + U^*F_z)] \exp(i\delta t'). \quad (2)$$

Здесь

$$\begin{aligned} U &= (q/b)[-2(\delta/b) \sin^2(b\tau/2) + i \sin b\tau] \exp(i\varphi), \\ B &= \cos b\tau + (q/b)^2 \sin^2(b\tau/2) + i(\delta/b) \sin b\tau, \\ R &= 1 - 2(q/b)^2 \sin^2(b\tau/2), \\ F &= (q/b)^2 \sin^2(b\tau/2) \exp(2i\varphi), \\ D &= (U/2) \exp(-2i\varphi), \quad t' = t - (\tau + \tau_p + \tau_z), \end{aligned} \quad (3)$$

где μ — равновесное значение намагниченности, δ — расстройка между центральной частотой симметричной линии ЯМР и частотой прецессии отдельной изохроматы, а $b = (q^2 + \delta^2)^{1/2}$ — угловая частота прецессии вокруг направления эффективного поля во вращающейся системе координат. Коэффициенты с индексами p или z , входящие в выражение (2), могут быть легко получены путем замены $\tau \rightarrow \tau_{p,z}$ и $\varphi \rightarrow \varphi_{p,z}$.

Отклик системы ядерных спинов на одноимпульсное воздействие описывается выражением

$$L(t') = \int_0^\infty \eta f(\eta) d\eta \int_{-\infty}^\infty S(\delta, \eta, t') g(\delta) d\delta, \quad (4)$$

а при фазонечувствительном детектировании — его модулем $|L(t')|$. В качестве функций распределения по частотам ЯМР $g(\delta)$ и коэффициентам усиления $f(\eta)$ использовались гауссовы функции $\sim \exp(-\ln 2x^2)$, где $x = \delta/\Gamma$ для $g(\delta)$ и $x = \eta/\Delta\eta$ для $f(\eta)$.

Расчет исходных выражений проводился с помощью стандартных программ с автоматическим выбором шага интегрирования и относительной точностью счета 10^{-4} . В процессе расчетов углы поворота фронтами импульса $\alpha_{p,z} = \gamma h_{p,z} \tau_{p,z} \Delta\eta$ варьировались в пределах 0.1—5.0 рад путем изменения амплитуды импульса, а также фазы и длительности искажений на фронтах. При этом без ограничения общности предполагалось, что фаза $\varphi = 0$, а $\tau_{p,z} \ll \tau$.

Прежде всего рассмотрим случай, когда $\varphi_p = \varphi_z = \pi$. Для таких искажений $\text{Re } L = 0$ и сигнал ОЭ описывается компонентой μ_y , поэтому вместо функции $L(t')$ можно, как и в [5], использовать функцию $R(t') = iL$. Результаты расчета графиков зависимости $R(t')$ для различных значений τ_p и τ_z представлены на рис. 1. При наличии искажения только на переднем фронте ($\tau_z = 0$) сигнал эха имеет одnogорбую форму (рис. 1, *d*). По мере возрастания τ_z форма сигнала вначале сохраняется, а затем появляется дополнительный максимум противоположной фазы и эхо становится двугорбым. В отличие от этого, если искажение присутствует только на заднем фронте импульса, т. е. $\tau_p = 0$, ОЭ с самого начала имеет асимметричную двугорбую форму (рис. 1, *d'*), а увеличение τ_p приводит лишь к изменению степени асимметрии сигнала. При этом в обоих случаях с ростом длительности фазовых искажений на фронтах наблюдается монотонное возрастание интенсивности результирующего сигнала.

Если фаза искажения хотя бы на одном из фронтов импульса отлична от π , вклады составляющих μ_x и μ_y в области значений $t' \lesssim \tau$ становятся

сравними между собой и форма ОЭ задается модулем выражения (4). В качестве примера на рис. 2 показан характер изменения формы сигнала при наличии фазового искажения, отличного от π , на одном из фронтов возбуждающего импульса. Как видно из этого рисунка, уменьшение фазовых сдвигов в данном случае приводит к быстрому сглаживанию струк-

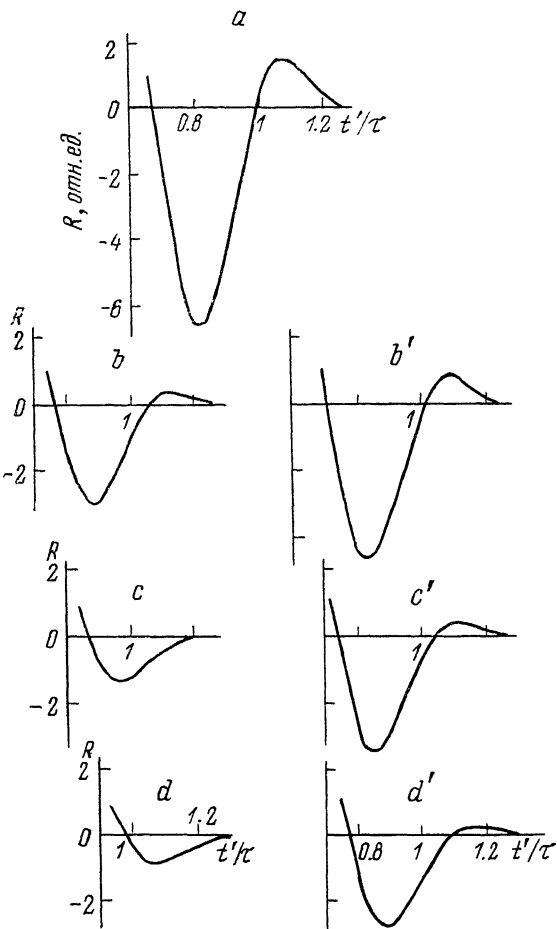


Рис. 1. Графики зависимости $R(t')$ для различных длительностей искажения на фронтах при $\varphi_p = \varphi_s = \pi$, $\tau = 10/\Gamma$, $\gamma h = 3 \cdot 10^{-3}$ Г, $\Delta \eta = 150$.

Кривые a, b, c, d : $\tau_p/\tau = 0.1$, $\tau_s/\tau = 0.1$ (a), 0.06 (b), 0.03 (c), 0 (d). Кривые b', c', d' : $\tau_p/\tau = 0.1$, $\tau_s/\tau = 0.06$ (b'), 0.03 (c'), 0 (d'). Для удобства изображения на этом и последующих рисунках представлена только часть сигнала индукции, содержащая ОЭ.

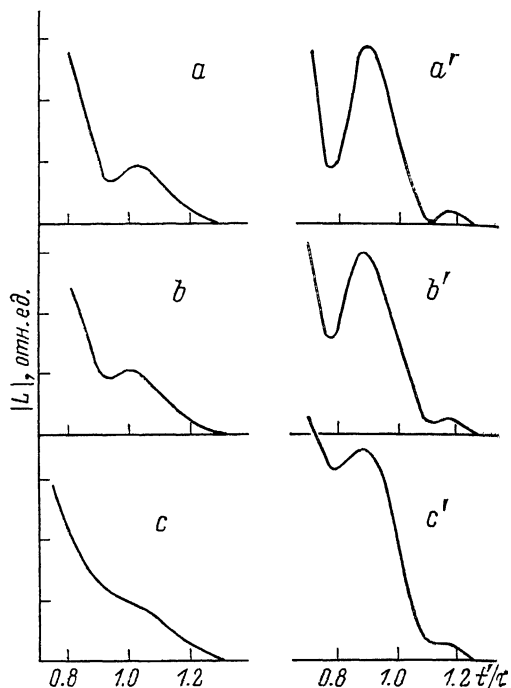


Рис. 2. Графики зависимости $|L(t')|$ при различных фазовых сдвигах на одном из фронтов импульса для $\tau = 10/\Gamma$, $\gamma h = 3 \cdot 10^{-3}$ Г, $\Delta \eta = 150$, $\tau_p, s/\tau = 0.1$.

Слева — $\varphi_s = 0$, $\varphi_p = 21/22 \pi$ (a), $11/12 \pi$ (b), $5/6 \pi$ (c). Справа — $\varphi_p = 0$, $\varphi_s = 21/22 \pi$ (a'), $11/12 \pi$ (b'), $5/6 \pi$ (c'). Случай $\varphi_s = 0$, $\varphi_p = \pi$ и $\varphi_p = 0$, $\varphi_s = \pi$ представлены на рис. 1, d и d' .

туры ОЭ, причем предельные значения φ_p или φ_s , при которых это происходит, несколько отличаются друг от друга.

Рассмотрим теперь ситуацию, когда искажение присутствует на обоих фронтах импульса, а его фазы принимают произвольные значения. На рис. 3 приведены результаты расчета формы сигнала ОЭ при фиксированной фазе искажения на одном из фронтов ($\varphi_p = 2/3\pi$) и последовательном уменьшении фазы искажения на другом. Из этого рисунка следует, что при $\tau_p = \tau_s = \text{const}$ в зависимости от фазовых соотношений на фронтах сигнал ОЭ может принимать одногорбую или двугорбую форму либо вовсе отсутствовать. Аналогичные расчеты были проведены и для других зна-

чений фазовых сдвигов. Результаты расчета для восьми различных значений φ_p и φ_z представлены на рис. 4. Белыми кружочками отмечены случаи, когда расчетная функция $|L(t')|$ в области $t' \approx \tau$ имеет два максимума, а черными — один. Пустые клетки свидетельствуют об отсутствии экстремума в интересующей нас области значений t' .

Основные результаты расчета сводятся к следующему. Для формирования сигнала ОЭ той или иной формы необходимо, чтобы фаза искажения удовлетворяла бы условию $\varphi_p > \pi/2$ или $\varphi_z > \pi/2$, которое является необходимым, но не достаточным, поскольку даже при его выполнении

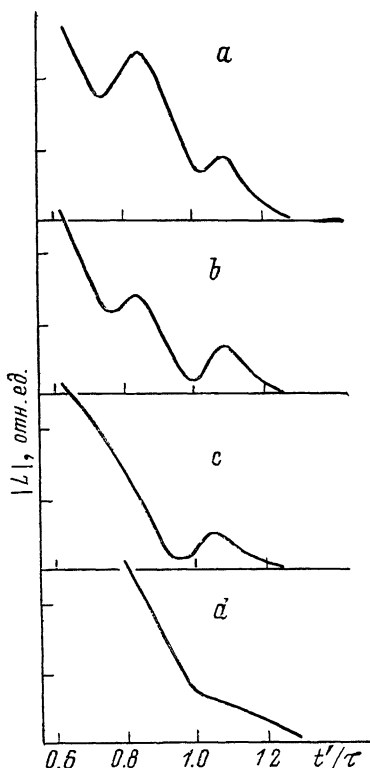


Рис. 3. Графики зависимости $|L(t')|$ для случая произвольных фаз $\varphi_p = 2/3\pi$, $\varphi_z = \pi$ (a), $3/4\pi$ (b), $1/2\pi$ (c), $1/6\pi$ (d) при следующих значениях расчетных параметров: $\tau = 10/\Gamma$, $\tau_{p,z}/\tau = 0.1$, $\gamma h = 4.3 \cdot 10^{-3} \Gamma$, $\Delta \eta = 150$.

	φ_z/π								
	0	1/6	1/3	1/2	2/3	3/4	5/6	1	φ_p/π
1	○	○	○		○	○	○	○	
5/6	○	○	○	○	○	○	○	○	
3/4			●	●	○	○	○	○	
2/3				●	●	●	●		
1/2					●	●	●		
1/3					●	●	●		
1/6						●	●		
0								●	

Рис. 4. Зависимость формы ОЭ от величины фазовых искажений на фронтах при $\tau = 10/\Gamma$, $\tau_{p,z}/\tau = 0.1$, $\gamma h = 2.2 \cdot 10^{-3} \Gamma$, $\Delta \eta = 150$.

Белые кружочки — двугорбое эхо, черные кружочки — одногорбое эхо, пустые клетки — отсутствие ОЭ.

возможность формирования ОЭ в значительной степени зависит от характера искажения на другом фронте.

Наиболее интенсивные сигналы ОЭ формируются в окрестности точки $\varphi_p = \varphi_z \approx \pi$. Они имеют асимметричную двугорбую форму, характеризующуюся тем, что интенсивность левого максимума заметно превышает интенсивность правого. Наибольшая асимметрия сигнала наблюдается при $\varphi_z \approx \pi$ и $0 \leq \varphi_p < \pi/2$, а в области промежуточных значений фаз (к примеру, при $\varphi_p = \pi/2$, $\varphi_z = 5/6\pi$) ОЭ может принимать более или менее симметричную форму. Временная протяженность сигнала ОЭ при одних и тех же условиях возбуждения тем меньше, чем больше ширина исследуемой линии ЯМР.

По мере уменьшения фазы искажения на одном из фронтов область возможных значений фазы искажения на другом, в пределах которой может формироваться ОЭ двугорбой или одногорбой формы, постепенно су-

жается. Так, при $\varphi_z = 3/4\pi$ сигнал ОЭ той или иной формы наблюдается в сравнительно широком интервале значений φ_p ($\pi/3 \leq \varphi_p \leq \pi$), а при $\varphi_z = \pi/2$ этот интервал составляет всего $2/3\pi \leq \varphi_p \leq 5/6\pi$.

Время появления сигнала ОЭ зависит от мощности возбуждающего импульса. В слабых полях ОЭ формируется в моменты времени $t' < \tau$, а по мере возрастания h смещается в сторону больших значений t' . Этот результат согласуется с данными по экспериментальному исследованию ОЭ в магнетиках. Так, согласно [7], при резонансном возбуждении линии ЯМР ^{55}Mn в MnFe_2O_4 длинным и маломощным импульсом сигнал ОЭ возникает на 4—5 мкс раньше момента времени $t' = \tau$, а с ростом амплитуды импульса плавно смещается в область $t' \approx \tau$. Аналогичный эффект наблюдается и в исследованном нами интерметаллическом соединении Co_2MnSi [5], где смещение сигнала при возрастании h приводит к тому, что ОЭ максимальной интенсивности формируется в моменты времени $t' \leq \tau$.

Возвращаясь к результатам численного анализа, отметим, что помимо φ_p и φ_z форма сигнала ОЭ проявляет зависимость от длительности фазовых искажений на фронтах. Согласно проведенным расчетам, уменьшение τ_p и τ_z приводит к сужению области формирования ОЭ и уменьшению его интенсивности. Доля области возможных значений фаз, в пределах которой эхо сохраняет двугорбую форму, постепенно сокращается, поскольку часть двугорбых сигналов превращается в одnogорбые подобно тому, как это имеет место на рис. 1, $a-d$. В частности, для использования значений параметров расчета при $\tau_p = \tau_z = 0.06\tau$ ОЭ формируется только для фаз $\varphi_p, \varphi_z \approx \pi$ и имеет при этом одnogорбую форму, а при дальнейшем уменьшении $\tau_{p,z}$ в области $\tau_p = \tau_z \leq 0.05\tau$ структура ОЭ практически не наблюдается.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что форма ОЭ и сама возможность его наблюдения зависят от длительности и фазы искажения вблизи фронтов, а интенсивность резонансного сигнала в основном определяется амплитудой возбуждающего импульса.

Список литературы

- [1] Цифринович В. И., Мушаилов З. С., Бакшеев Н. В., Бессмертный А. М., Глозман Е. А., Мальцев В. К., Новоселов О. В., Рейнгардт А. Е. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 4. С. 1481—1489.
- [2] Schenzle A., Wong N. C., Brewer R. G. // Phys. Rev. A. 1980. V. 21. N 3. P. 887—895.
- [3] Шавишвили Т. М., Гвалия Т. В., Ахалкаци А. М., Килиптари И. Г. Радиоспектроскопия. Пермь, 1987. С. 195—199.
- [4] Хеберлен У., Меринг М. ЯМР высокого разрешения в твердых телах. М.: Мир, 1980. 504 с.
- [5] Цифринович В. И., Ахалкаци А. М., Килиптари И. Г. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 5. С. 1426—1428.
- [6] Цифринович В. И. Расчет сигналов эха. Новосибирск: Наука, 1986. 112 с.
- [7] Чекмарев В. П., Куркин М. И., Голощапов С. И. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 5. С. 1675—1684.

Тбилисский
государственный университет

Поступило в Редакцию
4 марта 1991 г.