

УДК 539.143.44:538.285

©1994

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО ИМПУЛЬСА НА ФОРМИРОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОГО ОТКЛИКА В ДВУХУРОВНЕВОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЕ

В.С.Кузьмин, А.П.Сайко, Т.В.Смирнова

Теоретически показано, что после возбуждения спиновой системы фазовоискаженным радиочастотным импульсом большой площади в когерентном отклике возникают колебания намагниченности с переменными фазами. Эти колебания в определенные моменты времени могут находиться в фазе между собой, что приводит к возрастанию амплитуды результирующего колебания (одноимпульсное эхо) в сигнале свободной индукции системы. Установлено, что зависимость амплитуды одноимпульсного эха от частоты Раби носит экстремальный характер, что позволило провести аналогию с одноимпульсным эхо, наблюдаемым экспериментально в ферромагнитных материалах после действия фазовоискаженного импульса радиочастотного поля.

Известно, что в двухуровневых системах после воздействия прямоугольного электромагнитного импульса в определенных условиях формируется одноимпульсное эхо (ОЭ), а после двух импульсов наблюдается множественная структура эха. Это явление присуще как спиновым [1,2], так и ферромагнитным системам [3,4]. Для объяснения его природы предлагались такие модели, как нерезонансное возбуждение [5,6], а также искажения импульса на фронте или спаде [4]. Если нерезонансность возбуждения можно во многих случаях устранить за счет изменения несущей частоты импульса, то с искажениями импульса ситуация обстоит сложнее. Дело в том, что используемые в экспериментах возбуждающие импульсы всегда имеют фазовые или амплитудные искажения на фронте и спаде, избавиться от которых очень трудно из-за наличия в радиотехнических цепях переходных процессов.

Для изучения влияния таких отклонений импульсов от идеальной формы на формирование когерентного отклика были поставлены специальные эксперименты, в которых амплитудные или фазовые искажения создавались искусственным образом. Так, в [7] амплитудное искажение создавалось посредством последовательной подачи на образец двух импульсов различной амплитуды и длительности с нулевой задержкой между ними. Было показано, что амплитудное искажение фронта или спада приводит к возникновению ОЭ в спиновых системах. Далее экспериментально обнаружено, что искусственно вводимое фазовое искажение фронта [4] или спада [8] импульса также обуславливает ОЭ. Эксперименты [4,8] были поставлены в ферромагнитных ма-

териалах, которые имеют специфику (неоднородность коэффициента усиления) по сравнению со спиновыми системами. В результате численных расчетов было показано, что учет этой специфики подавляет осцилляции отклика [9], но не влияет на ОЭ [10]. Поэтому следует ожидать, что если в спиновой системе по какой-либо причине возникает ОЭ, то оно будет присутствовать и в ферромагнетиках, если, конечно, в последних может реализоваться двухуровневая схема.

В связи с этим представляется интересным проведение теоретических оценок условий формирования ОЭ в спиновых системах при фазовых искажениях импульса в общем случае, когда фазы фронта (спада) и протяженной части импульса произвольны при любых соотношениях между частотой Раби и полушириной неоднородно-уширенной линии. (До сих пор эта задача решалась приближенно для случая малых площадей импульса и разности фаз π [4]). Такое обобщение является целесообразным еще и потому, что по одним экспериментальным данным ОЭ может формироваться лишь при сдвиге фазы спада импульса на $\pi/2$ [8], а по другим — при сдвиге фазы фронта на π [10], что приводит к неопределенности в выяснении роли фазовых искажений фронта или спада импульса в формировании ОЭ.

Будем полагать, что фаза импульса на фронте (спаде) сдвинута на произвольный угол относительно фазы его протяженной части. Для учета этого обстоятельства запишем гамильтониан взаимодействия спиновой системы с импульсным полем во вращающейся системе координат в виде

$$H_{\text{int}} = \omega_1 \left[(S_+ \exp(-i\varphi_1) + S_- \exp(i\varphi_1)) \vartheta(t) \vartheta(t_1 - t) + (S_+ \exp(-i\varphi_2) + S_- \exp(i\varphi_2)) \vartheta(t - t_1) \vartheta(t_1 + t_2 - t) \right], \quad (1)$$

где ω_1 — частота Раби, S_{\pm} — компоненты спина, $\vartheta(x)$ — ступенчатая функция. Если $t_2 \gg t_1$, то $t_1, \varphi_1; t_2, \varphi_2$ — длительность и фаза фронта и протяженной части импульса соответственно. Если $t_2 \ll t_1$, то $t_1, \varphi_1; t_2, \varphi_2$ — длительность и фаза протяженной части и спада соответственно.

В пренебрежении релаксационными процессами с помощью уравнения Блоха нетрудно получить следующие выражения для u -, v -, w -компонент намагниченности во время действия импульса (1):

$$\begin{pmatrix} u(t_1 + t_2) \\ v(t_1 + t_2) \\ w(t_1 + t_2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 & a_4 & a_7 \\ a_2 & a_5 & a_8 \\ a_3 & a_6 & a_9 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u(t_1) \\ v(t_1) \\ w(t_1) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где

$$a_1 = \cos \beta t_2 + \frac{2\omega_1^2 \cos^2 \varphi_2}{\beta^2} \sin^2 \frac{\beta t_2}{2},$$

$$a_{2,4} = \pm \frac{\Delta}{\beta} \sin \beta t_2 + \frac{\omega_1^2}{\beta^2} \sin 2\varphi_2 \sin^2 \frac{\beta t_2}{2},$$

$$a_{3,7} = \frac{2\Delta\omega_1 \cos \varphi_2}{\beta^2} \sin^2 \frac{\beta t_2}{2} \pm \frac{\omega_1}{\beta} \sin \varphi_2 \sin \beta t_2,$$

$$a_5 = 1 - 2 \cos^2 \varphi_2 \sin^2 \frac{\beta t_2}{2},$$

$$a_{6,8} = \frac{2\Delta\omega_1 \sin \varphi_2}{\beta^2} \sin^2 \frac{\beta t_2}{2} \mp \frac{\omega_1}{\beta} \cos \varphi_2 \sin \beta t_2,$$

$$a_9 = 1 - \frac{2\omega_1^2}{\beta^2} \sin^2 \frac{\beta t_2}{2},$$

$$u(t_1) = w_0 \left(2 \frac{\Delta\omega_1 \cos \varphi_1}{\beta^2} \sin^2 \frac{\beta t_1}{2} - \frac{\omega_1}{\beta} \sin \varphi_1 \sin \beta t_1 \right),$$

$$v(t_1) = w_0 \left(2 \frac{\Delta\omega_1 \sin \varphi_1}{\beta^2} \sin^2 \frac{\beta t_1}{2} + \frac{\omega_1}{\beta} \cos \varphi_1 \sin \beta t_1 \right),$$

$$w(t_1) = w_0 \left(1 - \frac{2\omega_1^2}{\beta^2} \sin^2 \frac{\beta t_1}{2} \right), \quad (3)$$

Δ -- разброс частот спиновых пакетов неоднородно-уширенной линии, $\beta = (\Delta^2 + \omega_1^2)^{1/2}$, w_0 -- равновесное значение намагниченности.

При $\varphi_{1,2} = 0$ (2) и (3) переходят в известный результат [11]. С учетом начальных условий для намагниченности во время действия такого импульса выражение для интересующей нас v -компоненты после окончания импульса будет

$$v(t - t') = v_0 \int_{-\infty}^{\infty} [-u(\Delta, t') \sin \Delta(t - t') + v(\Delta, t') \cos \Delta(t - t')] g(\Delta) d\Delta, \quad (4)$$

где

$$u(\Delta, t') = \frac{\Delta\omega_1}{\beta^4} \left\{ [\omega_1^2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + \Delta^2] \cos \varphi_2 + 2 \left(\Delta^2 \sin^2 \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \omega_1^2 \sin \varphi_2 \cos \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} \right) \cos \beta t_2 \sin \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} - \right.$$

$$\left. - \omega_1^2 [1 - \cos(\varphi_2 - \varphi_1)] \cos \beta t_1 \cos \varphi_2 - \right.$$

$$\left. - \left[\Delta^2 \cos \varphi_1 + \omega_1^2 \cos \frac{\varphi_1 \varphi_2}{2} \left(\cos \frac{\varphi_2 \varphi_1}{2} + \sin \varphi_2 \sin \frac{\varphi_2 + \varphi_1}{2} \right) \right] \cos \beta t' - \right.$$

$$\left. - \omega_1^2 \sin \frac{\varphi_2 \varphi_1}{2} \left(\sin \varphi_2 \cos \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} - \sin \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} \right) \cos \beta(t_1 - t_2) \right\}, \quad (5)$$

$$v(\Delta, t') = \frac{\omega_1}{\beta} \left\{ \frac{\Delta^2}{\beta^2} (\cos \varphi_2 - \cos \varphi_1) \sin \beta t_2 + \frac{\omega_1^2}{\beta^2} \sin \varphi_2 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \sin \beta t_1 + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{3\Delta^2}{\beta^2} + 1 \right) \cos \varphi_1 + \frac{\omega_1^2}{\beta^2} (\cos(2\varphi_2 - \varphi_1) + 2 \cos \varphi_2) \right] \sin \beta t' - \frac{\omega_1^2}{\beta^2} \cos \varphi_2 \times \right.$$

$$\left. \times \sin^2 \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \sin \beta(t_1 - t_2) \right\}, \quad (6)$$

$g(\Delta)$ — симметричный форм-фактор неоднородно-уширенной линии, поэтому в (4) опущены нечетные по Δ слагаемые, $t' = t_1 + t_2$, $v_0 = w_0$. (При $\varphi_1 = \pi$, $\varphi_2 = 0$ (4) совпадает с выражением для v -компоненты в [10]).

Как видно из (4)–(6), сигнал свободной индукции (ССИ) зависит не только от разности фаз искажения и протяженной части импульса $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$, но и от их абсолютных величин. Для упрощения анализа такой ситуации положим одно из значений фазы равным нулю. Тогда другая фаза будет определять величину фазового сдвига между искажением и протяженной частью импульса. Следует отметить, что при таком упрощении необходимо рассматривать два случая: $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 \neq 0$ и $\varphi_1 \neq 0$, $\varphi_2 = 0$, которые различаются знаком фазового сдвига $\Delta\varphi$. Из (5) и (6) видно, что u - и v -компоненты будут в этих случаях отличаться друг от друга, что, конечно, не может не сказаться на ССИ. Для корректного сравнения ролей искажений импульса в формировании отклика будем полагать, что в этих двух случаях равны не только площади протяженных частей между собой, но и площади фронтов и спадов импульса соответственно.

При вычислении (4) воспользуемся методом стационарной фазы [12], выбирая в качестве большого параметра задачи площадь протяженной части импульса. Рассмотрим вначале случай $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 \neq 0$ ($\Delta\varphi > 0$). После перегруппировки слагаемых и оценки интегралов по методу стационарной фазы (4) можно записать следующим образом:

$$v = v_0[\Phi(t - t') + \sqrt{2\pi} \sum_{j=1}^4 \Phi_j(\Delta_j, \varphi_2, t - t')], \quad (7)$$

$$\Phi_j(\Delta_j, \varphi_2, t - t') = \Psi_j(\Delta_j, \varphi_2) \sin(\omega_1 \sqrt{t_j^2 - (t - t')^2} + \pi/4),$$

$$\Psi_1(\Delta_1, \varphi_2) = \frac{2\omega_1^2}{\sqrt{\beta_1^3 t_1}} \sin^2 \frac{\varphi_2}{2} \left(2 \cos^2 \frac{\varphi_2}{2} - \frac{\Delta_1}{\beta_1} \cos \varphi_2 \right) g(\Delta_1), \quad (7a)$$

$$\Psi_2(\Delta_2, \varphi_2) = \frac{2\Delta_2}{\sqrt{\beta_2 t_2}} \sin^2 \frac{\varphi_2}{2} \left(1 - \frac{\Delta_2}{\beta_2} + \frac{\omega_1^2 \cos \varphi_2}{\beta_2^2} \right) g(\Delta_2), \quad (7b)$$

$$\begin{aligned} \Psi_3(\Delta_3, \varphi_2) = \frac{1}{\sqrt{\beta_3 t_3}} \left[\left(-\Delta_3 + \frac{\omega_1^2}{2\beta_3} \cos \varphi_2 \right) \left(1 - \frac{\Delta_3}{\beta_3} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\omega_1^2}{2\beta_3^2} \cos^2 \varphi_2 \left(1 + \frac{\Delta_3}{\beta_3} \right) \right] g(\Delta_3) \end{aligned} \quad (7c)$$

$$\begin{aligned} \Psi_4(\Delta_4, \varphi_2) = \operatorname{sgn}(t_2 - t_1) \frac{\omega_1^2}{\sqrt{\beta_4^3 |t_4|}} \cos \varphi_2 \sin^2 \frac{\varphi_2}{2} \\ \left[1 - \operatorname{sgn}(t_2 - t_1) \frac{\Delta_4}{\beta_4} \right] g(\Delta_4), \end{aligned} \quad (7d)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_j = \omega_1(t - t')[t_j^2 - (t - t')^2]^{-1/2}, \\ \beta_j = (\Delta_j^2 + \omega_1^2)^{1/2}, \end{aligned}$$

$$t_3 = t_1 + t_2, \quad t_4 = |t_1 - t_2|.$$

Выражение для $\Phi(t-t')$ можно получить с помощью теории вычетов, и для форм-фактора в виде лоренциана с полушириной σ оно равно

$$\Phi(t-t') = \frac{\omega_1 \sigma \cos \varphi_2}{\omega_1^2 - \sigma^2} \left[\left(\frac{\omega_1^2 \cos \varphi_2 - \sigma^2}{\omega_1^2 - \sigma^2} - \omega_1(t-t') \sin^2 \frac{\varphi_2}{2} \right) \times \right. \\ \left. \times \exp(-\omega_1(t-t')) - \frac{\omega_1^2 \cos \varphi_2 - \sigma^2}{\omega_1^2 - \sigma^2} \exp(-\sigma(t-t')) \right]. \quad (8)$$

Как видно из (7), ССИ представляет собой осцилляционно-затухающий процесс, происходящий со скоростями затухания σ и ω_1 на частотах Δ_j . При $\varphi_2 = 0$ в (7) отличными от нуля будут только (7с), которые описывают ССИ после действия идеального импульса [6]. Фазовый сдвиг фронта (спада) импульса относительно его протяженной части приводит к появлению в выражении для ССИ дополнительных слагаемых, описывающих колебания намагниченности с переменными фазами в интервалах $(0, t_1)$, $(0, t_2)$, $(0, |t_1 - t_2|)$. Вклады данных колебаний в ССИ зависят от $\Delta\varphi$, а вклад Φ_4 зависит еще и от отношения t_1/t_2 . Фазы колебаний в (7) изменяются от значений $\omega_1 t_i + \pi/4$ в начальный момент времени до $\pi/4$ в моменты $t - t' = t_j$ соответственно. В области времен, в которой реализуются колебания Φ_j , возможны ситуации, когда они происходят в фазе (или противофазе) между собой, что приводит к возрастанию (убыванию) амплитуды результирующего колебания. Такие «фазовые резонансы» более всего скажутся на виде отклика, если амплитуды колебаний в (7) будут сравнимы по величине, ибо в противном случае колебание с наибольшей амплитудой будет доминировать в отклике.

В качестве примера на рис. 1 представлены временные зависимости ССИ, когда фаза фронта (спада) импульса сдвинута на $\pi/2$ и π . При $\Delta\varphi = \pi/2$ и $t_1 \ll t_2$ (искажение фронта) (рис. 1,а) в осциллирующем поведении отклика вблизи $t \approx 1.8t_3$ наблюдается возрастание амплитуды колебаний, в то время как при $\Delta\varphi = \pi$ (рис. 1,б) оно выражено слабее. При $t_1 \gg t_2$ (искажение спада) результирующее колебание ведет себя таким же образом (рис. 1,с,д). С целью выяснения причин этого на рис. 2 представлены вклады отдельных колебаний в ССИ при $\Delta\varphi = \pi/2$. Видно, что в отклик вносят вклад лишь колебания Φ_2 и Φ_3 , амплитуды которых примерно равны. В области $t \approx 1.6t_3$ они находятся в противофазе, поэтому в результирующем колебании наблюдается провал. При $t \geq 1.8t_3$ они находятся в фазе и вследствие этого амплитуда возрастает. Если $\Delta\varphi = \pi$, то в отклике доминирует колебание Φ_4 , на фоне которого в момент $t \geq 1.8t_3$ наблюдается небольшое увеличение амплитуды вследствие «фазового резонанса» колебаний Φ_2 и Φ_3 (рис. 1,б). При искажении спада ($t_1 \gg t_2$) поведение отклика определяется колебаниями Φ_1 , Φ_3 и Φ_4 . Анализ их вкладов в ССИ показывает, что при $\Delta\varphi = \pi/2$ в отклике доминирует колебание Φ_1 , которое в области $t \approx 1.8t_3$ испытывает «фазовый резонанс» с колебанием Φ_3 (рис. 1,с). Если $\Delta\varphi = \pi$, то доминирует колебание Φ_4 , амплитуда которого по мере приближения к концу интервала сравнивается с амплитудами Φ_1 и Φ_3 , так что вблизи $t \geq 1.8t_3$ все три колебания испытывают

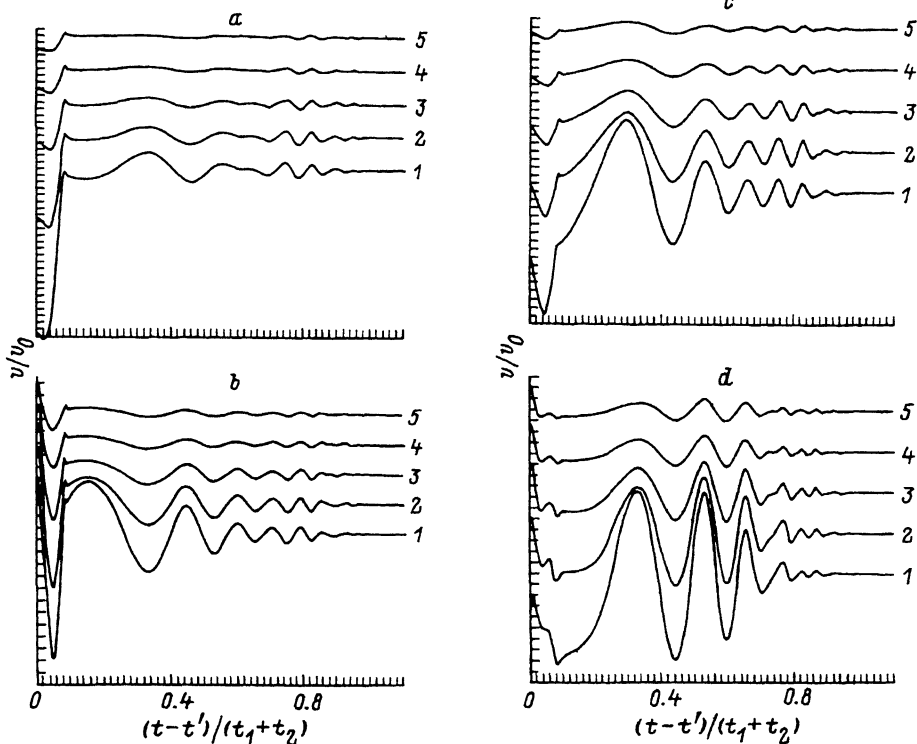


Рис. 1. Временная зависимость ССИ после фазово-искаженного возбуждающего импульса при $\sigma/\omega_1 = 1.06$ (1), 2.12 (2), 4.25 (3), 8.5 (4), 12.75 (5).

$a, b - t_2/t_1 = 10, \omega_1 t_1 = 1.5\pi$; $c, d - t_1/t_2 = 10, \omega_1 t_2 = 1.5\pi$; $a, c - \Delta\varphi = \pi/2$; $b, d - \pi$.

«фазовый резонанс» (рис. 1, d). Это возрастание амплитуды не столь заметно на фоне осциллирующего поведения отклика, но по мере увеличения σ/ω_1 оно начинает все больше проявляться за счет того, что осцилляции сглаживаются и уменьшаются по величине.

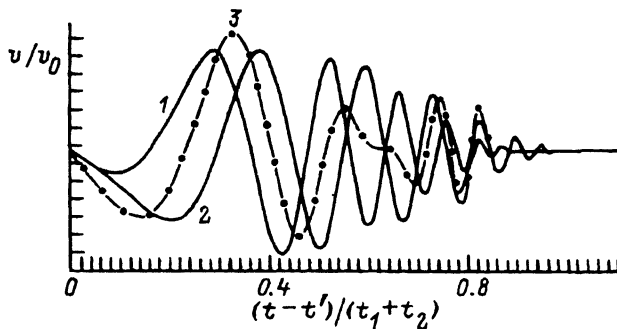


Рис. 2. Временные зависимости вкладов колебаний намагниченности, описываемых Φ_2, Φ_3 и (7) при $\Delta\varphi = \pi/2, t_2/t_1 = 10, \omega_1 t_1 = 1.5\pi, \sigma/\omega_1 = 1.06$.

1 — Φ_2 , 2 — Φ_3 , 3 — (7).

Рассмотрим теперь случай $\varphi_2 = 0$, $\varphi_1 \neq 0$ ($\Delta\varphi < 0$). Выражение (4) тогда имеет вид

$$v = v_0 \left[F(t-t') + \sqrt{2\pi} \sum_{i=1}^4 F_i(\Delta_i, \varphi_1, t-t') \right], \quad (9)$$

$$F_i(\Delta_i, \varphi_1, t-t') = f_i(\Delta_i, \varphi_1) \sin(\omega_1 \sqrt{t_i^2 - (t-t')^2} + \pi/4),$$

$$F(t-t') = \frac{\omega_1 \sigma}{\omega_1^2 - \sigma^2} \left\{ A \exp(-\sigma(t-t')) - \left[A + \omega_1(t-t') \sin^2 \frac{\varphi_1}{2} \right] \exp(-\omega_1(t-t')) \right\}, \quad (9a)$$

$$f_1(\Delta_1, \varphi_1) = -\frac{\omega_1^2 \Delta_1}{\sqrt{\beta_1^3 t_1}} \sin^2 \frac{\varphi_1}{2} g(\Delta_1), \quad (9b)$$

$$f_2(\Delta_2, \varphi_1) = \frac{\Delta_2^2}{2\sqrt{\beta_2^3 t_2}} \left(1 - \frac{\Delta_2}{\beta_2} \right) \sin^2 \frac{\varphi_1}{2} g(\Delta_2), \quad (9c)$$

$$f_3(\Delta_3, \varphi_1) = \frac{1}{2\sqrt{\beta_3^3 t_3}} \left(\Delta_3^2 \cos \varphi_1 + \omega_1^2 \cos^2 \frac{\varphi_1}{2} \right) \left(1 - \frac{\Delta_3}{\beta_3} \right) g(\Delta_3), \quad (9d)$$

$$f_4(\Delta_4, \varphi_1) = \operatorname{sgn}(t_1 - t_2) \frac{\omega_1^2 \sin^2 \frac{\varphi_1}{2}}{\sqrt{\beta_4^3 |t_4|}} \left(1 - \operatorname{sgn}(t_1 - t_2) \frac{\Delta_4}{\beta_4} \right) g(\Delta_4), \quad (9e)$$

где

$$A = [\omega_1^2(2 - \cos \varphi_1) - \sigma^2]/(\omega_1^2 - \sigma^2).$$

Форма (9) такая же, что и (7), с той лишь разницей, что амплитуды дополнительных слагаемых имеют иную зависимость от $\Delta\varphi$. Амплитуды (9b), (9c), (9e) зависят от φ_1 одинаковым образом и не меняют знака при изменении фазового сдвига от 0 до 2π , в то время как амплитуда (9d) при $\varphi_1 = \pi/2$ и π имеет не только разные знаки, но и отличается по величине. При $t_1 \ll t_2$ «фазовые резонансы» выражены слабо, поэтому ССИ в основном носит монотонный осцилляционно-затухающий характер с некоторыми нерегулярностями вблизи момента $t_1 \approx 1.8t_3$ (рис. 3, a, b). В случае же $t_1 \gg t_2$ (искажение спада импульса) амплитуды колебаний Φ , Φ_3 и Φ_4 сравнимы между собой, поэтому «фазовые резонансы» в наибольшей степени выражены в ССИ. Так, при $\Delta\varphi = -\pi/2$ вблизи момента $t \leq 1.8t_3$ колебания Φ_1 и Φ_3 находятся в фазе друг с другом и наблюдается максимум отклика (рис. 3, c). Если $\Delta\varphi = -\pi$, то наблюдаются два «фазовых резонанса». Вначале находятся в фазе колебания Φ_1 , Φ_3 и Φ_4 ($t \approx 1.7t_3$), а затем при $t \approx 1.9t_3$ — Φ_1 и Φ_3 (рис. 3, d). В силу этого на фоне осциллирующий ССИ формируются два максимума, которые по мере увеличения σ/ω_1 становятся более заметными.

Таким образом, фазовые искажения импульсов приводят к возникновению в ССИ спиновых систем нескольких осциллирующих процессов, описывающих колебания намагниченности с переменными фазами. Данные колебания на интервале эволюции отклика, складываясь друг с другом, могут обуславливать максимумы в ССИ («фазовые резонансы»). Наиболее отчетливо данные максимумы выражены в случаях $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \pi/2$, $t_2 \gg t_1$ (рис. 1, a) и $\varphi_1 = \pi$, $\pi/2$, $\varphi_2 = 0$,

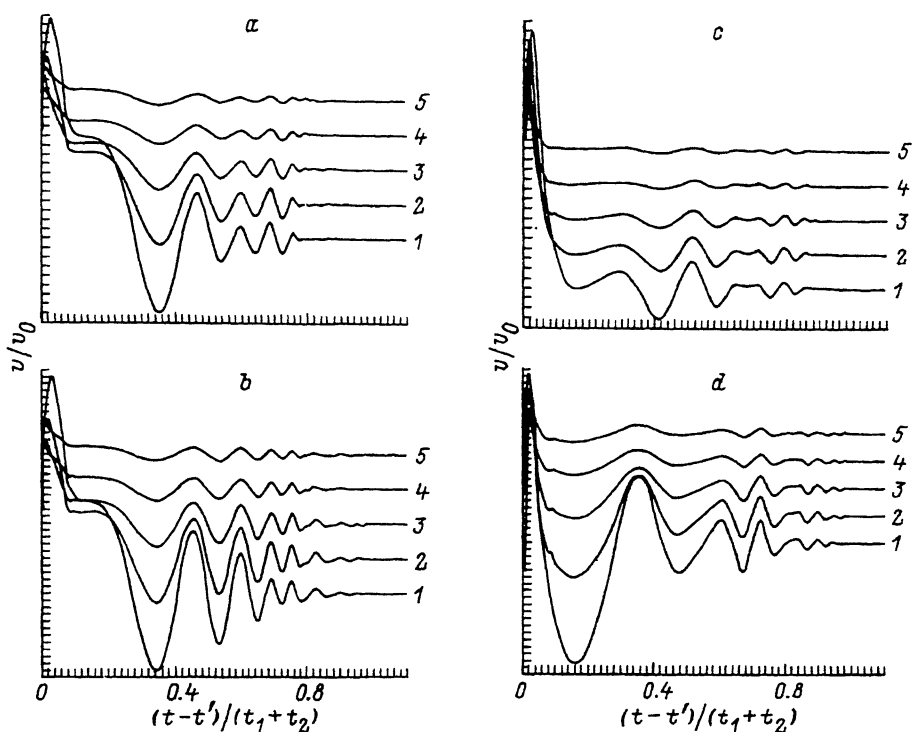


Рис. 3. Временная зависимость ССИ после фазово-искаженного возбуждающего импульса.

Величины σ/ω_1 , t_2/t_1 , t_1/t_2 , $\omega_1 t_1$ и $\omega_1 t_2$ и их обозначения те же, что и на рис. 1, а для величин сдвига фазы надо сделать замену $\Delta\varphi \rightarrow -\Delta\varphi$.

$t_1 \gg t_2$ (рис. 3, c, d). Интересно отметить, что ранее при изучении влияния амплитудных искажений импульса в ССИ также наблюдались максимумы, которые являлись следствием резонансов мгновенных частот колебаний намагниченности [7]. Следовательно, максимумы в ССИ, наблюдающиеся как при амплитудных, так и фазовых искажениях возбуждающего импульса, являются следствием возникающих в этих ситуациях резонансов частот или фаз колебаний намагниченности спиновой системы. В дальнейшем максимумы в ССИ, обусловленные вышеупомянутыми резонансами, будем называть одноимпульсными эхо-сигналами.

Рассмотрим теперь зависимость амплитуды ОЭ от частоты Раби. В качестве примера на рис. 4 представлена рассчитанная численно эта зависимость для случая $\Delta\varphi = \pi/2$, $t_1 \ll t_2$ при двух значениях $\omega_1 t_2$. Интересным является наличие максимума амплитуды ОЭ, расположенного вблизи $t \approx 1.8t_3$. При увеличении $\omega_1 t_2$ максимум сдвигается в сторону больших ω_1/σ , а величина его при этом возрастает. Такое поведение амплитуды сигнала качественно очень похоже на аналогичную ω_1 -зависимость ОЭ в [10], полученную с учетом неоднородного распределения коэффициента усиления в ферромагнетике. Разница заключается лишь в значениях ω_1/σ , при которых эта зависимость проходит через максимум, что, по-видимому, является следствием процедуры усреднения ССИ в [10] по коэффициенту усиления. Другие ре-

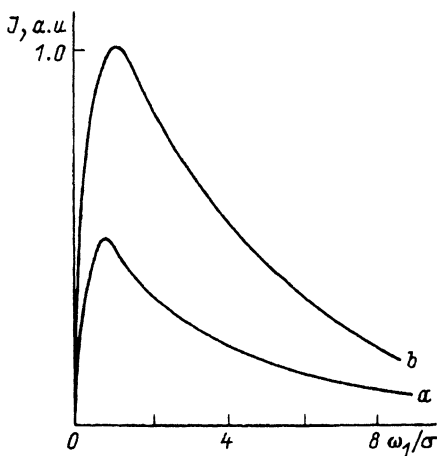


Рис. 4. Зависимость амплитуды J ОЭ от ω_1/σ при $\Delta\varphi = \pi/2$ и $\omega_1 t_2 = 15\pi$ (а), 20π (б).

зультаты [10] также на качественном уровне остаются справедливыми и для нашего случая. Это позволяет предположить, что природа ОЭ в спиновых и ферромагнитных системах при фазовых искажениях одна и та же, а именно ОЭ обусловлено «фазовыми резонансами» между колебаниями намагниченности с переменными фазами. Для окончательного выяснения этого предположения необходимы экспериментальные исследования по изучению ССИ в спиновых и ферромагнитных системах, возбуждаемых как идеальными, так и неидеальными импульсами.

Далее в работе [4] влияние фазовых искажений импульса на ССИ в спиновых системах учитывалось в приближении малости площадей $\omega_1 t_1$ и $\omega_1 t_2$. Было показано, что ОЭ в этом случае возникает за счет появления дополнительного слагаемого в ССИ, обязанного фазовым искажением импульса. В настоящей работе также возникают обусловленные фазовыми искажениями дополнительные слагаемые отклика, которые приводят к появлению ОЭ в ССИ за счет «фазовых резонансов». Их моменты формирования будут меняться при варьировании площадей фронта (спада) и протяженной части импульса. По-видимому, по мере уменьшения $\omega_1 t_1$ и $\omega_1 t_2$, когда частоты осциллирующих отклика будут небольшими, «фазовые резонансы» не будут реализовываться и тогда ССИ будет все более отражать результирующую амплитуду отклика.

Этот случай, конечно, выходит за рамки настоящего рассмотрения, однако представляет интерес изучить поведение результирующей амплитуды отклика при больших площадях фазовоискаженного импульса с целью выявления конкуренции вкладов дополнительных слагаемых в ССИ, а также сопоставления рассмотренной ситуации с теоретическими оценками [4]. В грубом приближении это можно осуществить, если опустить в выражениях для $\Phi_i(\Delta_i, \varphi_2, t - t')$ и $F_j(\Delta_j, \varphi_1, t - t')$ их осциллирующие части $\sin(\omega\sqrt{t_i^2 - (t - t')^2} + \pi/4)$, и тогда (7) и (9) будут являться формулами, описывающими результирующие амплитуды

$$v'/v_0 = \Phi(t - t') + \sqrt{2\pi} \sum_{i=1}^4 \Psi_i(\Delta_i, \varphi_1),$$

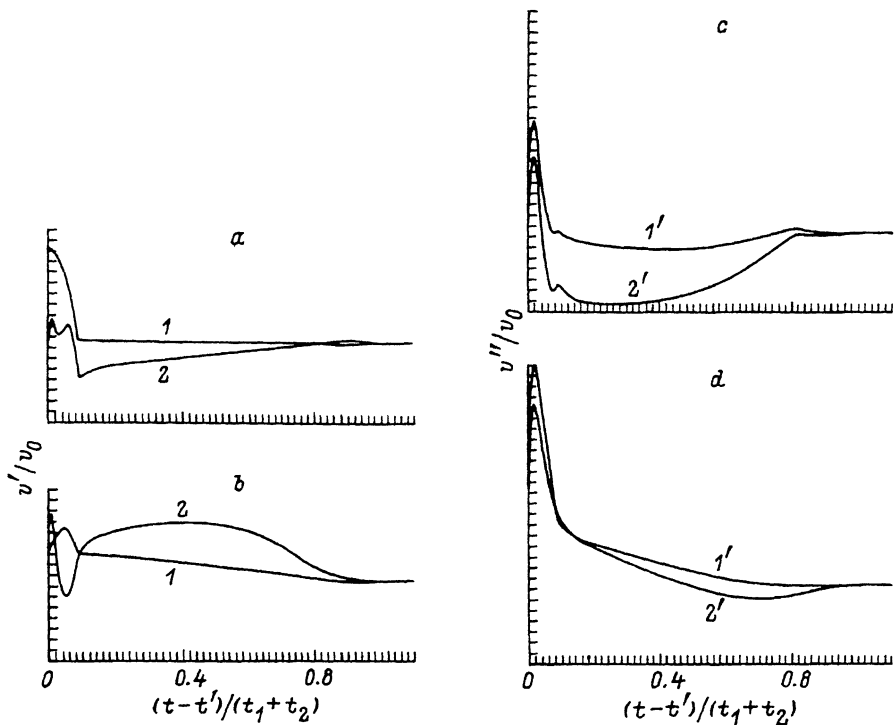


Рис. 5. Временная зависимость результирующих амплитуд v'/v_0 и v''/v_0 при $\sigma/\omega_1 = 2.12$, a, c — $t_2/t_1 = 10$, $\omega_1 t_1 = 1.5\pi$; b, d — $t_1/t_2 = 10$, $\omega_1 t_2 = 1.5\pi$; $\Delta\varphi = \pm\varphi/2$ (1, 1'), $\pm\pi$ (2, 2').

$$v''/v_0 = F(t-t') + \sqrt{2\pi} \sum_{i=1}^4 f_i(\Delta_i, \varphi_2)$$

соответственно. Анализ временных зависимостей полученной таким образом результирующей амплитуды показывает, что в определенных случаях она проходит через экстремумы. При искажении фронта на $\Delta\varphi = \pi/2$ и π максимум (минимум) результирующей амплитуды определяется амплитудой Ψ_3 , которая меняет знак при переходе от $\Delta\varphi = \pi/2$ к π . Амплитуда Ψ_4 при $\Delta\varphi = \pi/2$ равна нулю, а при $\Delta\varphi = \pi$ она меньше нуля, поэтому результирующая амплитуда во втором случае отрицательна вплоть до $t \approx 1.8t_3$ (рис. 5, a). При искажении спада на $\Delta\varphi = \pi/2$ минимум опять обусловлен Ψ_3 , в то время как при $\Delta\varphi = \pi$ пологий максимум v'/v_0 вызван амплитудой Ψ_4 (рис. 5, b). При искажении фронта на $\Delta\varphi = -\pi/2$ и $-\pi$ за экстремумы ответственны амплитуды f_2 и f_3 (рис. 5, c), причем f_3 при таком переходе меняет знак. В случае искажения спада (рис. 5, d) результирующая амплитуда при $\Delta\varphi = -\pi/2$ монотонно уменьшается до нуля за счет того, что $f_3 + f_4 > |f_1|$. Если $\Delta\varphi = -\pi$, то f_3 меняет знак, вследствие чего вблизи $t \approx 1.5t_3$ меняет знак и результирующая амплитуда, проходя далее через минимум.

Следовательно, в нашем случае, так же как и для малых площадей импульса [4], наличие экстремумов v'/v_0 и v''/v_0 к концу интервала $2t_3$

обязано конкуренцией вкладов в ССИ, обусловленных фазовыми искажениями импульса. Из-за относительно небольшой величины этих экстремумов они очень слабо проявляются в осциллирующем отклике. Однако в некоторых вариантах (рис. 3, *b, d*) вблизи интервала $2t_3$ наблюдаются «сгустки» колебаний, огибающая которых примерно соответствует временному ходу v''/v_0 в области существования экстремума. Но на фоне более интенсивных ОЭ, обусловленных «фазовыми резонансами», амплитуды этих сгустков небольшие, поэтому в случае больших площадей их вряд ли можно трактовать как ОЭ. Для небольших площадей импульса, когда ССИ ведет себя монотонно, упомянутые особенности результирующих амплитуд в принципе могут быть зарегистрированы, но из-за плавного и размытого вида их трудно идентифицировать как одноимпульсные эхо-сигналы.

Таким образом, в спиновых системах фазовые искажения фронта или спада возбуждающего импульса большой площади приводят к возникновению в сигнале свободной индукции дополнительных (по сравнению с идеальным импульсом) колебаний намагниченности с переменными фазами. Данные колебания могут в определенные моменты времени происходить в фазе или противофазе друг с другом, обуславливая появление в осциллирующем затухании отклика максимумов («фазовый резонанс»), времена появления которых зависят от отношения длительностей фронта (спада) и протяженной части импульса. Данные максимумы можно трактовать как сигналы одноимпульсного эха. Качественное совпадение зависимости амплитуд ОЭ от частоты Раби и соответствующей зависимости ОЭ в ферромагнитных материалах позволяет предположить, что природа ОЭ в спиновых и ферромагнитных системах, возбуждаемых фазовоискаженными импульсами, одна и та же.

Список литературы

- [1] Kunitomo M., Hashi T. // Phys. Lett. A. 1981. V. 81. N 5. P. 299-301.
- [2] Кузьмин В.С., Сайко А.П. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 10. С. 266-268; 1990. Т. 32. № 2. С. 608-610.
- [3] Kinnear R.W.N., Campbell S.J., Chaplin D.H. // Phys. Lett. A. 1980. V. 76. N 3-4. P. 311-314.
- [4] Цифринович В.И., Мушаилов Э.С., Бакшеев Н.В. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 4. С. 1481-1489.
- [5] Чекмарев В.П., Куркин М.И., Голощапов С.И. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 5. С. 1675-1684.
- [6] Кузьмин В.С., Рутковский И.З., Сайко А.П. и др. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. № 3. С. 880-891.
- [7] Кузьмин В.С., Рутковский И.З., Сайко А.П. и др. // ЖПС. 1990. Т. 53. № 4. С. 651-659.
- [8] Абеляшев Г.Н., Полулях С.Н., Сергеев Н.А., Федотов Ю.В. // Тез. докл. XVIII Всес. конф. по физике магнитных явлений. Калинин, 1988. С. 515-516.
- [9] Гвалиа Т.В. // Автореф. канд. дис. Тбилиси, 1988. 150 с.
- [10] Цифринович В.И., Ахалкаци А.М., Килиптари И.Г. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 5. С. 1426-1428.
- [11] Schenzle A., Wong N.C., Brewer R.G. // Phys. Rev. A. 1980. V. 21. N 3. P. 887-895.
- [12] Найфэ А. Введение в методы возмущений. М.: Мир, 1984. 535 с.

Институт физики твердого тела
и полупроводников АН Беларуси
Минск

Поступило в Редакцию
21 мая 1993 г.