

УДК 681.883: 621.391.13

© М. М. Нестеров, И. В. Плешаков, Я. А. Фофанов

АМПЛИТУДНЫЕ И ЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ЭХО-СИГНАЛА В ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ

В работе с общих позиций рассмотрен механизм параметрического эхо-эффекта, который может быть использован в системах обработки и передачи информации. Получено выражение для спектра сигнала, определена область его ограничений. Показано, что амплитуда сигнала может быть усилена за счет перекачки энергии из управляющего импульса. Теоретические положения проверены экспериментально на сигнале параметрического эха, образуемом в магнитоупорядоченном веществе с сильным магнитоупругим взаимодействием. Обсуждаются возможные применения изучаемого явления в физических исследованиях и аналитическом приборостроении.

ВВЕДЕНИЕ

Идея использования эффекта поляризованного эха [1, 2] в системах обработки информации основывается на его зависимости от вида входных импульсов, что позволяет проводить разнообразные операции над сигналом, несущим информацию: задержку, фильтрацию, сжатие и др. [3]. Для возбуждения двухимпульсного эхо-сигнала на некоторую физическую систему подается последовательность двух радиочастотных (РЧ) импульсов, которые вызывают появление отклика, задержанного относительно первого импульса на время, равное удвоенному интервалу между ними. Информационным импульсом считается первый, второй играет роль управляющего (считывающего). Если $F_1(\omega)$ и $F_2(\omega)$ их фурье-образы соответственно, для спектра эхо-сигнала $F_c(\omega)$ можно записать известное [3] выражение

$$F_c(\omega) = g(\omega)F_1^*(\omega)F_2^2(\omega), \quad (1)$$

где $g(\omega)$ — резонансная линия рабочего вещества, * — знак комплексного сопряжения. Во временной области формуле (1) соответствует соотношение типа свертки, что дает возможность выполнять различные преобразования, задавая внутриимпульсные модуляции, т. е. меняя вид функций $F(\omega)$.

Известным примером эхо-сигнала является спиновое эхо. В этом случае физической системой является ансамбль ядерных или электронных магнитных моментов рабочего вещества. Конечно, это система далеко не единственная, в которой могут наблюдаться нестационарные отклики. По ряду причин перспективными считаются магнитоупорядоченные материалы, в которых при определенных условиях можно возбудить эхо-сигналы

магнитоакустической природы. В качестве примера назовем недавно обнаруженное эхо на магнитных микропроводах [4]. Независимо от механизма образования все упомянутые отклики обладают похожими свойствами.

Вследствие своей функциональной гибкости эхо-процессоры (устройства, работа которых основана на эффекте эха) могли бы широко использоваться для обработки информации [5], но их применение сдерживается в настоящее время некоторыми недостатками, к числу которых относится малая амплитуда выходного сигнала. В данной работе будет рассмотрен особый тип отклика, обладающий необычным свойством — возможностью усиливаться под действием управляющего импульса. Это так называемое параметрическое эхо [6] — сигнал, который возникает в физической системе, позволяющей воздействовать на ее собственную частоту через изменение какого-либо параметра.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

1.1. Эффект параметрического ω — 2ω эхо-сигнала

В самом общем виде система, в которой образуется параметрический эхо-сигнал, должна состоять из осцилляторов, управляемых внешними воздействиями и обладающих некоторым естественным разбросом резонансных частот, т. е. неоднородным уширением. Здесь мы будем рассматривать параметрическое эхо только для такого случая, когда осцилляторы представляют собой собственные колебания (моды) системы. К настоящему моменту известно довольно небольшое количество физических систем, на модах которых реально наблюдалось параметрическое эхо. К их числу

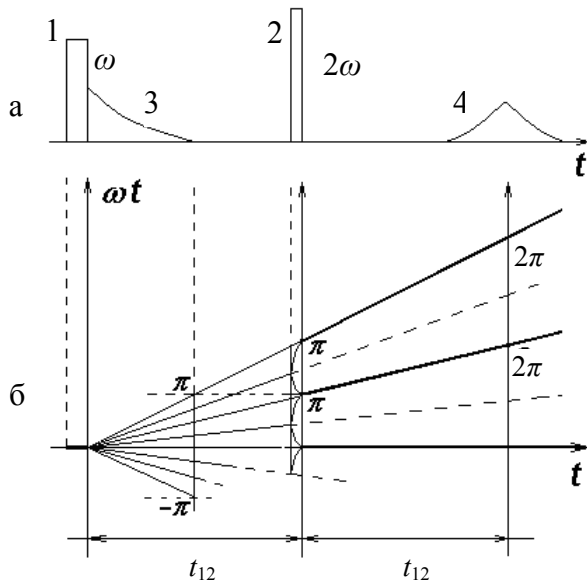


Рис. 1. Механизм формирования параметрического эхо-сигнала.
 а — временная диаграмма входных импульсов (1 — резонансный импульс на частоте ω , 2 — параметрический импульс на частоте 2ω) и регистрируемых откликов (3 — сигнал индукции, 4 — сигнал эха);
 б — диаграмма эволюции фаз отдельных мод, возбужденных в неоднородно уширенной системе (т. к. рисунок симметричен относительно оси абсцисс, его нижняя часть не показана)

относятся ядерные спины с большим динамическим сдвигом частоты в магнитоупорядоченных веществах [6, 7], а также неоднородно уширенная линия магнитоакустического резонанса в слабых ферромагнетиках [8, 9]. В этих материалах, обладающих сильной магнитоупругой связью, скорость звука зависит от приложенного магнитного поля [10], и, если это поле переменное, его воздействие модулирует частоты собственных колебаний кристалла. Условия могут быть подобраны таким образом [8, 9], что за последовательностью из информационного и считывающего импульсов на частотах ω и 2ω возникает отклик (рис. 1, а). Образование эха по указанному механизму является весьма эффективным (не требуется большой мощности информационного импульса), поэтому экспериментальная проверка в данной работе будет выполнена именно на магнитоакустических эхо-сигналах. При этом следует иметь в виду, что рассмотрение, проводимое далее, обладает все же известной общностью и может быть распространено на другие системы сходного типа.

Ряд вопросов, связанных с амплитудой параметрического эхо-сигнала, затрагивались в [9], его спектральные характеристики представляют собой гораздо более сложную проблему, поскольку касаются частотных свойств нелинейной системы. В то же время, как видно из выражения (1), именно в них заложены функциональные возможности обработки импульсов. Далее мы проведем их качественное исследование, воспользовавшись некоторыми приближениями.

1.2. Формирование параметрического эхо-сигнала и его амплитуда

Пусть имеется некоторая физическая система, совокупность собственных колебаний которой может быть возбуждена в частотном диапазоне, определяемом функцией $g(\omega)$. В конкретном случае магнитоакустического эха такими модами являются размерные резонансы тонкого кристалла, неоднородно уширенные и легко возбуждаемые импульсами РЧ магнитного поля [8]. Считая, что несущая частота первого импульса (частота заполнения) ω лежит в пределах резонансной линии $g(\omega)$, его длительность $\tau_\omega < g^{-1}(\omega)$, а также предполагая линейность возбуждения по первому импульсу, спектр отклика системы на первый импульс представим в виде $g(\omega)F_1^*(\omega)$. Данная форма записи является следствием решения уравнений для набора линейных осцилляторов при импульсном воздействии [9].

Дальнейшую эволюцию собственных колебаний, возбужденных первым импульсом, рассмотрим с помощью временной диаграммы, изображенной на рис. 1, б, где по оси ординат отложены фазы отдельных мод ωt (без потери общности начальная фаза считается нулевой). Так как система неоднородно уширена и частоты колебаний различаются, до момента поступления второго импульса t_{12} происходит показанная на рисунке расфазировка, причем до тех пор, пока фазы не распределяются в интервале $(-\pi, \pi)$, в приемной системе неводится сигнал индукции.

Гармоники фурье-спектра $F_2(2\omega)$ второго импульса лежат за пределами $g(\omega)$, и его воздействие на систему принципиально отличается от резонансного. Ранее мы предположили, что частоты собственных колебаний осцилляторов зависят от некоторого внешнего воздействия. В этом случае, осуществляя это воздействие определенным образом, т. е. подавая считывающий сигнал (параметрический импульс) на удвоенной частоте, можно удовлетворить условиям параметрического усиления [10].

В материалах с сильными магнитоупругими свойствами скорость звука, а следовательно, и собственные частоты акустического резонатора (кристалла) зависят от магнитного поля. Воздей-

ствии в этом случае осуществляется приложением импульсного РЧ поля, поляризованного параллельно постоянному полю подмагничивания. Известно, что параметрический осциллятор описывается уравнением Матве [10]:

$$\ddot{m} + \frac{2}{\tau_s} \dot{m} + [\Omega_s^2 + \frac{\partial \Omega_s^2}{\partial H} h_p(t)] m = 0. \quad (2)$$

Для магнитоупругого вещества $m(t)$ — колебания, наводимые в приемной системе (катушке) движением намагниченности в отдельной моде, τ_s — характерное время затухания звука, Ω_s — частота моды, $h_p(t)$ — переменное поле второго импульса на частоте $\omega_p \approx 2\Omega_s$. В общем случае $h(t)$ и $m(t)$ описывают воздействие и отклик обобщенного характера, соответствующие природе физической системы. При гармоническом воздействии $h_p(t) = h_p \cos \omega_p t$ уравнение (2) может в зависимости от фазировки иметь либо экспоненциально нарастающие, либо убывающие решения [10] вида $M \exp(\pm \lambda t)$, где M — начальное условие уравнения, а λ — инкремент, для которого в [9] получено выражение

$$\lambda = \sqrt{\left(\frac{1}{2} \frac{\partial \Omega_s}{\partial H} h_p \right)^2 - \left(\Omega_s - \frac{\omega_p}{2} \right)^2} - \frac{1}{\tau_s}. \quad (3)$$

При точном параметрическом резонансе ($\omega_p = 2\Omega_s$) (3) переходит в

$$\lambda = \frac{1}{2} \frac{\partial \Omega_s}{\partial H} h_p - \frac{1}{\tau_s}. \quad (4)$$

Если выбрана соответствующая фаза воздействия, при превышении пороговой амплитуды

$h_{\text{пор}} = \frac{2}{\tau_s} \left(\frac{\partial \Omega_s}{\partial H} \right)^{-1}$, определяемой условием $\lambda = 0$,

происходит усиление начальных колебаний; усиливаются также колебания с фазами, отличающимися от данной на $\pm n\pi$ ($n = 1, 2, \dots$). Фаза ослабляемых колебаний отличается от фазы усиливаемых на $\pm n \frac{\pi}{2}$.

Если воздействие является импульсом с длительностью $\tau_{2\omega}$, на его протяжении будут развиваться рассмотренные процессы, и к концу импульса амплитуда сигнала достигнет значения $M \exp(\pm \lambda \tau_{2\omega})$. Колебание с произвольной фазой может быть разложено на усиливаемую и ослабляемую компоненты. Обратим внимание на то, что начальным условием для уравнения (2) являются амплитуда колебаний, возбужденных резонансным импульсом и играющих, таким образом, роль затравочных для параметрического процесса. Его эффективность, как следует из (4), определяется

крутизной зависимости собственной частоты от внешнего поля $\frac{\partial \Omega_s}{\partial H}$.

Если интервал t_{12} , между первым и вторым импульсами достаточно велик, то, как показано на рис. 1, б, к началу второго импульса фазы колебаний $g(\omega)F_1^*(\omega)$ распределятся в широком интервале. Очевидно, что среди них всегда найдутся такие, для которых выполнены условия усиления и ослабления. Импульсы мы будем считать короткими по сравнению с интервалом t_{12} , второй импульс при этом должен быть настолько интенсивным, чтобы его поле превышало пороговое. Фаза произвольной гармоники во время параметрического воздействия стремится сблизиться с фазой гармоники усиливаемой — это легко видеть из геометрического рассмотрения при разложении колебания на две составляющие (исключением является "чисто ослабляемая" мода). На рис. 1, б это показано в виде стягивания линий, изображающих эволюцию отдельных мод, к точкам на фазовой оси, соответствующим максимальному усилению.

По окончании параметрического импульса снова начинается расфазировка, т. е. фаза каждой отдельной моды с частотой ω изменяется по закону ωt , но теперь на фазовой диаграмме сформированы "сгустки" с большей плотностью мод вблизи точек усиления. Из рис. 1, б видно, что их фазы в момент времени $2t_{12}$ различаются на 2π , т. е. через удвоенный интервал времени происходит фазировка колебаний и возникает сигнал эха. Строгое рассмотрение, основанное на решении уравнения (2) [9], для амплитуды эха I_e дает следующее выражение:

$$I_e = I_0 \exp(-2t_{12}/\tau_s) \text{sh}(\lambda \tau_{2\omega}), \quad (5)$$

где I_0 — амплитуда колебаний, возбужденных первым импульсом. Из используемой нами модели легко понять физический смысл (5): усиливаемые гармоники [$\sim \exp(\lambda \tau_{2\omega})$] в момент формирования эха противофазны ослабляемым [$\sim \exp(-\lambda \tau_{2\omega})$], и результирующий сигнал оказывается пропорционален разности $\exp(\lambda \tau_{2\omega}) - \exp(-\lambda \tau_{2\omega})$, т. е. гиперболическому синусу $\lambda \tau_{2\omega}$. Последняя величина, как следует из (4), содержит в свою очередь произведение $h_p \tau_{2\omega}$ ("площадь" импульса). Экспоненциальный множитель отражает затухание каждой гармоники и, следовательно, эхо-сигнала в целом с характерным временем τ_s .

1.3. Спектр параметрического эхо-сигнала

Для определения спектра эхо-сигнала обратимся к рис. 2. Допустим, что спектры импульсов на много уже линии рабочего вещества (это справедливо, в частности, для интересующего нас случая магнитоакустической системы), и для простоты

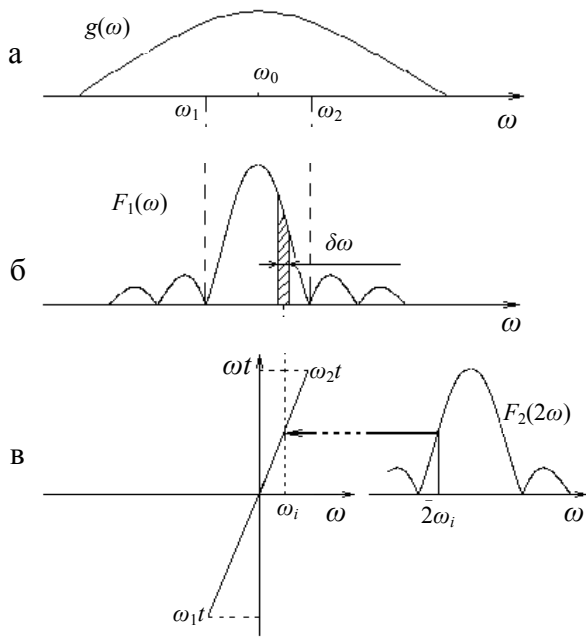


Рис. 2. Спектральные характеристики рабочего вещества и входных импульсов.
 а — резонансная линия рабочего вещества $g(\omega)$;
 б — огибающая фурье-спектра первого РЧ-импульса $F_1(\omega)$;
 в — фазы гармонических составляющих колебаний, возбужденных первым импульсом, к моменту прихода второго (в главном лепестке) и огибающая $F_2(2\omega)$

будем рассматривать только их главный лепесток. Тогда спектр колебаний, возбужденных первым импульсом $g(\omega)F_1^*(\omega)$, фактически повторяет спектр этого импульса (рис. 2, б).

На рис. 2, в показано действие выделенной i -й гармоники второго импульса на выделенную гармонику возбужденных колебаний, которая к началу второго импульса имеет фазу $\omega_i t$. Пусть это воздействие является усиливающим, и, если оно достаточно велико, мы можем приближенно полагать, что все гармоники в окрестности частоты ω_i усиливаются одинаково. Окрестностью $\delta\omega$ считаем частотный интервал, внутри которого фазы отличаются от $\omega_i t$ не более чем на $\pm \frac{\pi}{2}$. Иными словами, частотная окрестность параметрически усиливаемого колебания приближенно ограничена точками, в которых происходит параметрическое ослабление (рис. 1, б).

Введем еще одно, основное, предположение, упрощающее спектральный анализ и являющееся условием линейности отклика по второму импульсу.

Будем считать, что на частоты из данной окрестности действует только единственное колебание с частотой $2\omega_i$ из всего спектра параметрического импульса. Это эквивалентно предположению о существенной малости величины $\delta\omega$ по сравнению с шириной спектра параметрического импульса ($\tau_{2\omega}\delta\omega \ll 1$). Рассматривая границу окрестности, заменим в выражении (3) соответствующую разность частот на $\delta\omega$ и положим $\lambda = 0$. Если считать время затухания τ_s большим (это соответствует экспериментальным данным) и пренебречь в выражении (3) величиной $1/\tau_s$, легко показать, что введенное нами условие тождественно условию

$$\frac{\partial \Omega_s}{\partial H} h_p \tau_{2\omega} \ll 1. \quad (6)$$

При выполнении (6) выражение (5) переходит в $I_e \sim \lambda \tau_{2\omega}$, т. е. амплитуда эхо-сигнала становится линейной по параметрическому импульсу. Поскольку в этом случае каждая гармоника резонансно возбужденных колебаний $g(\omega)F_1^*(\omega)$ линейно усиливается отдельной гармоникой удвоенной частоты, окончательно для спектра сигнала эха $F_e(\omega)$ можно записать:

$$F_e(\omega) = g(\omega)F_1^*(\omega)F_2(2\omega). \quad (7)$$

Условие (6), при котором можно пользоваться выражением (7), выглядит очень естественным — спектральный подход допустим, пока зависимость амплитуды эхо-сигнала от амплитуды и/или длительности считывающего импульса линейна (малосигнальное приближение).

Структура выражения (7) аналогична (1), разница состоит в том, что вместо квадратичной зависимости по второму импульсу появляется удвоение частоты. Во временной области это означает одно и то же: сигнал эха представляет собой свертку входных импульсов, причем параметрическое эхо, как это и должно быть, также появляется в момент времени $t = -t_1 + 2t_2$. Выражение (7) определяет все функциональные возможности параметрического эхо-сигнала, т. е. возможность выполнять те же операции обработки, что и в обычном случае. Есть однако и важные отличия. Самым существенным является то, что второй импульс усиливает колебания, и они могут, согласно (5), весьма быстро нарастать, т. е. происходит параметрическая перекачка энергии из второго импульса в сигнал отклика. В принципе, допустимой является такая ситуация, когда амплитуда эхо-сигнала превосходит амплитуду информационного импульса, что и определяет особый интерес к данному явлению. Выражение (7) для спектра отклика получено в малосигнальном приближении, но, как и для случая спинового эха, возможно, что описываемые им спектральные свойства приближенно сохраняются и при высоких уровнях сигналов.

Подобная возможность, как и вообще частотные характеристики параметрического эха, должны быть проверены опытным путем.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1. Методика эксперимента

Эксперимент выполнялся по методике, в целом соответствующей описанной в [8, 9]. Схема установки показана на рис. 3. В качестве рабочего вещества использовался слабый ферромагнетик — борат железа. Образец представлял собой тонкую монокристаллическую пластину, в которой РЧ-магнитным полем легко возбуждаются акустические волны [8]. Он был помещен в катушку, на которую с генератора Г4-143 подавался РЧ-импульс. Вызванные им магнитоупругие колебания регистрировались той же катушкой в виде сигнала свободной индукции (отклики рабочего вещества показаны на вставке рис. 3). Считывающий РЧ-импульс на удвоенной несущей частоте формировался другим генератором и поступал на катушку, скрещенную с катушкой возбуждения/регистрации, через некоторый интервал времени t_{12} . Па-

раллельно оси этой катушки прикладывалось небольшое постоянное магнитное поле H_0 (примерно 4–5 мТл), обеспечивающее выбор рабочей точки системы.

В соответствии с изложенным выше во время действия второго импульса развивался параметрический процесс, который приводил к возникновению эхо-сигнала в момент времени $2t_{12}$. Генератор параметрического импульса был собран на основе стандартного ГСС Г4-7А путем введения внешней анодной модуляции, осуществляемой высоковольтным видеоимпульсом, амплитуда которого $U_{2\omega}$ могла регулироваться. Характерные длительности импульсов составляли от одной до нескольких микросекунд, интервал t_{12} — десятки микросекунд. Несущая частота $f_0 = \omega_0/2\pi$ первого импульса была примерно равна 75 МГц, соответственно второго — $2f_0 \approx 150$ МГц. Отклики регистрировались приемным устройством с полосой более 2 МГц, подключенным к первой катушке и настроенным на частоту f_0 .

Эксперимент состоял в измерении амплитуды эхо-сигнала в зависимости от длительности и частоты заполнения первого импульса для проверки спектрального соотношения (7) и определения области его ограничения. Амплитуда эха измерялась также в зависимости от амплитуды второго импульса (точнее от связанной с ней величины $U_{2\omega}$) при разных длительностях $t_{2\omega}$, с тем чтобы удостовериться в справедливости выражения (5) и оценить область линейности по параметрическому воздействию.

2.2. Результаты эксперимента

На рис. 4 показаны зависимости $I_e = |F_e(\omega)|$ от расстройек $\Delta f_1 = f - f_0$ и $\Delta f_2 = 2f - 2f_0$ в первом (рис. 4, а) и втором (рис. 4, б) импульсах соответственно. Амплитуда первого соответствовала линейному возбуждению магнитоупругих колебаний, а параметрического — величине $U_{2\omega} = 1250$ В. Последняя, как будет видно несколько позже, находится за пределами режима линейности, но отвечает условиям хорошего наблюдения эха (отношение сигнал/шум можно приблизительно оценить по вставке рис. 3).

Теоретические кривые строились численно, с использованием выражения (7). В предположении того, что импульсы являются прямоугольными, для указанных длительностей вычислялась величина, которая в символической форме может быть записана как

$$I_e = \max \left| \overline{F^{-1}} [F_1(\Delta f_1) F_2(\Delta f_2)] \right|,$$

где $\overline{F^{-1}}$ — обратное фурье-преобразование (максимальное значение сигнала, прошедшего детектирование).

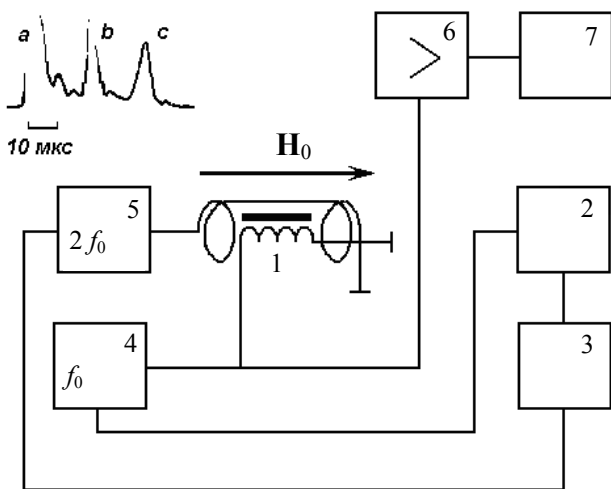


Рис. 3. Блок-схема установки.

1 — система катушек с образцом; 2 — синхронизирующий генератор; 3 — генератор модулирующего импульса с амплитудой $U_{2\omega}$; 4 — генератор первого импульса на частоте f_0 ; 5 — генератор второго импульса на частоте $2f_0$; 6 — усилитель с детектором; 7 — осциллограф.

На вставке — типичная осциллограмма импульсной последовательности и регистрируемых откликов:

а — резонансный импульс и сигнал индукции; б — индукция, наведенная первым импульсом и усиленная параметрическим импульсом; в — сигнал эха

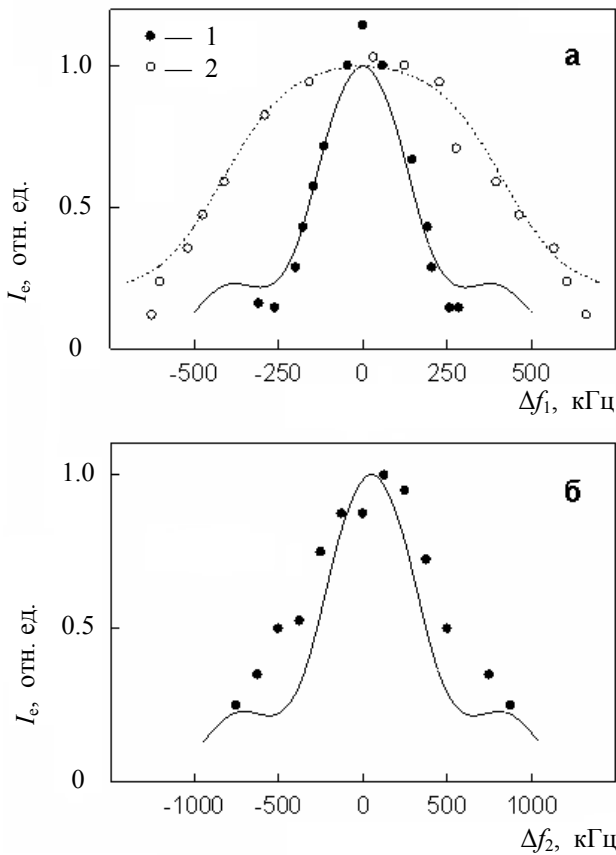


Рис. 4. Зависимость амплитуды эхо-сигнала от расстройек.
 Линии — теоретические кривые, точки — эксперимент.
 а — изменение несущей частоты первого импульса при 1: $\tau_\omega = 4$ мкс, $\tau_{2\omega} = 2$ мкс; 2: $\tau_\omega = 1$ мкс, $\tau_{2\omega} = 3$ мкс.
 б — изменение несущей частоты второго импульса при $\tau_\omega = 4$ мкс, $\tau_{2\omega} = 3$ мкс

Полагалось, что $g(\omega) = \text{const}$; в пределах избранного частотного диапазона это выполняется с хорошей точностью [9].

Как видно из рис. 4, а, совпадение эксперимента с расчетом весьма удовлетворительное, что, несомненно, связано с линейностью отклика по первому импульсу. В случае перестройки частоты во втором импульсе (рис. 4, б) соответствие опытных данных и теории несколько хуже, однако качественное согласие все же имеется, несмотря на то, что импульс имеет большую интенсивность. Отметим, что оптимальное возбуждение эхо-сигнала отвечает отношению $\tau_\omega/\tau_{2\omega} = 2$, поскольку в этом случае каждой параметрической гармонике соответствует единственная частота в спектре резонансно возбужденных колебаний.

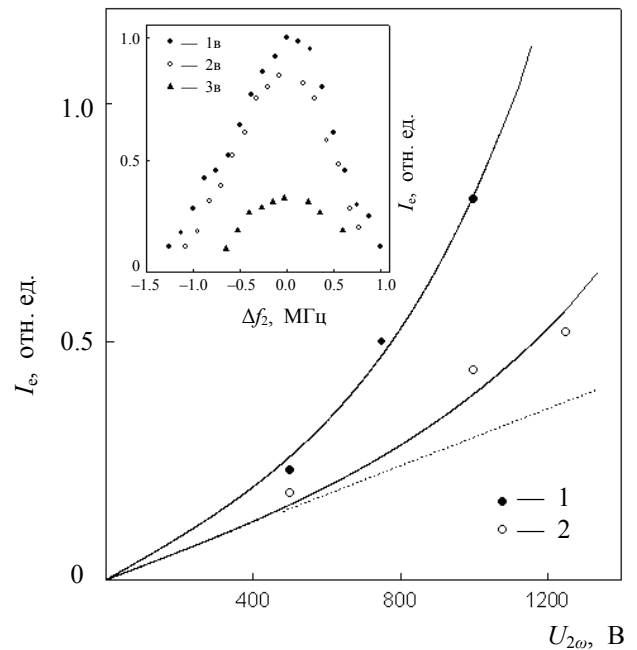


Рис. 5. Зависимость амплитуды эхо-сигнала от амплитуды параметрического импульса. Теоретические кривые — сплошные линии, точки — эксперимент, пунктир — прямая линия.
 1: $\tau_\omega = 4$ мкс, $\tau_{2\omega} = 3$ мкс; 2: 4 мкс, $\tau_{2\omega} = 2$ мкс.
 На вставке — спектры эхо-сигнала при разных уровнях параметрического возбуждения:
 1В — $U_{2\omega} = 1250$ В;
 2В — $U_{2\omega} = 1000$ В;
 3В — $U_{2\omega} = 500$ В

Зависимость амплитуды эхо-сигнала от амплитуды и длительности параметрического импульса очень хорошо описывается выражением (5), рис. 5. Для некоторого набора длительностей ($\tau_\omega = 4$ мкс, $\tau_{2\omega} = 3$ мкс) путем подгонки по параметру λ строилась теоретическая кривая $I_e(U_{2\omega})$, и далее определенное таким образом значение λ использовалось для построения такой же зависимости для другой импульсной последовательности ($\tau_\omega = 4$ мкс, $\tau_{2\omega} = 2$ мкс). Каждой ее экспериментальной точке соответствует спектр $I_e(2\omega)$, показанный на вставке рис. 5.

По рис. 5 можно с известной долей условности, разумеется, определить область линейности $I_e(U_{2\omega})$ (пунктиром на рисунке показана прямая). Видно, что при $\tau_{2\omega} = 2$ мкс линейное рассмотрение возможно до $U_{2\omega} \approx 500$ В. Далее начинаются более сложные процессы, сопровождающиеся уширением спектра по мере увеличения амплитуды второго импульса (вставка рис. 5). Качественно однако спектральные свойства эха, описываемые (7), при не слишком больших $U_{2\omega}$ сохраняются, что дает

возможность приближенно считать, что (7) распространяется и на некоторую часть нелинейной области.

3. ВЫВОДЫ

Нами показано, что при выполнении условия линейности для спектра параметрического эха выполняется соотношение, аналогичное соответствующим выражениям для двухимпульсного эха иной природы (например, спинового). Это означает, что во временной области сигнал параметрического эха описывается выражением типа свертки и, следовательно, обладает теми же функциональными возможностями, что и другие отклики сходного типа. Параметрическое эхо однако выгодно отличается тем, что допускает возможность усиления, причем при умеренных уровнях последнего, без существенного искажения спектра. Мы предполагаем, что данное обстоятельство делает возможным использование параметрического эха в устройствах обработки и передачи информации. Более того, сигнал эха несет информацию о параметрах рабочего вещества, поскольку через инкремент указанные параметры входят в выражение для амплитуды исследованного нами отклика. Это открывает также перспективы использования изучаемого явления в экспериментальной физике для исследований различных материалов, а также в аналитическом приборостроении. Хорошее количественное совпадение полученных нами расчетных и экспериментальных данных демонстрирует эффективность такого использования.

Отметим также, что наше рассмотрение в теоретической части носит общий характер, т. е. описанными выше особенностями должны обладать любые параметрические эхо-сигналы, образующиеся в разных физических системах. Большой интерес в смысле практических применений могло бы представить изучение особенностей аналогичных явлений в оптическом диапазоне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корпел А., Чаттерджи М. Нелинейное эхо, фазовое сопряжение, обращение времени и электронная голография // ТИИЭР. 1981. Т. 69, № 12. С. 22–43.

2. Поляризационное эхо и его применение / Самарцев В.В. (ред.). М.: Наука, 1992. 192 с.
3. Петров М.П., Степанов С.И. Обработка информации в радиотехнических системах методом спинового эха. Обзоры по электронной технике, сер. 1 "Электроника СВЧ". М.: ЦНИИ Электроника, 1976. Вып. 10 (385). 30 с.
4. Бержанский В.Н., Полулях С.Н., Куневич А.В. Магнитоакустическое эхо в магнитных микропроводах // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47, № 5. С. 620–624.
5. Тарханов В.И. Геометрическая алгебра, ЯМР и обработка информации. СПб.: Изд. СПбГПУ, 2002. 214 с.
6. Буньков Ю.М. Параметрическое ядерное спиновое эхо // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 23, № 5. С. 271–276.
7. Буньков Ю.М., Гладков С.О. Исследование параметрического механизма формирования спинового эха и динамика движения спинов в системах с динамическим сдвигом частоты // ЖЭТФ. 1977. Т. 73, № 6. С. 2181–2201.
8. Петров М.П., Паугурт А.П., Плешаков И.В., Иванов А.В. Магнитоупругие волны и параметрическое эхо в тонких пластинах бората железа // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11, № 19. С. 1204–1207.
9. Паугурт А.П., Плешаков И.В., Иванов А.В. Импульсное возбуждение магнитоупругих колебаний и акустическое эхо в борате железа // ФТТ. 1987. Т. 29, № 10. С. 2959–2965.
10. Seavey M.H. Acoustic resonance in the easy-plane weak ferromagnets $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ and FeVO_3 // Solid State Commun. 1972. V. 10, N 2. P. 219–223.
11. Мигулин В.В., Медведев В.И., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Основы теории колебаний. М.: Наука, 1978. 392 с.

Санкт-Петербургский Институт информатики и автоматизации РАН, Санкт-Петербург
(Нестеров М.М.)

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург (Плешаков И.В.)

Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург (Фофанов Я.А.)

Материал поступил в редакцию 21.11.2005.

AMPLITUDE AND FREQUENCY PROPERTIES OF PARAMETRIC ECHO FOR INFORMATION SYSTEMS

M. M. Nesterov, I. V. Pleshakov¹, Ya. A. Fofanov²

Saint-Petersburg Institute for Information and Automatics RAS

¹*A.F. Ioffe Physical-Technical Institute RAS, Saint-Petersburg*

²*Institute for Analytical Instrumentation RAS, Saint-Petersburg*

The mechanism of parametric echo — an effect which may be used in systems of information processing — is discussed in this work from the general point of view. An expression for the signal spectrum and its restrictions is obtained. It is shown that the signal amplitude may be enhanced by the energy transformation from the control pulse. The theory is checked experimentally on the parametric echo signal observed in the magnetically ordered material with a strong magnetoelastic coupling. The possible applications of such a phenomenon in physical investigations and analytical instrumentation are discussed.