

УДК 621.391.26

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

## ИНФОРМАЦИОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕСТАЦИОНАРНЫХ ОТКЛИКОВ В СИСТЕМАХ ОБРАБОТКИ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ

В обзоре рассмотрены основные принципы формирования нестационарных откликов физических систем на импульсное воздействие (сигналы эха и индукции) и те общие для всех систем закономерности, которые позволяют использовать данные отклики в устройствах обработки информации. Приводятся конкретные примеры перспективных систем, а также некоторых важных явлений в этой области. Анализируются ограничения процессоров, построенных на нестационарных откликах, и возможные пути увеличения эффективности их работы.

### ВВЕДЕНИЕ

Нестационарные отклики — общий термин для эффектов реакции некоторой физической системы на внешнее импульсное воздействие (объединяет понятия индукции и эха). Их природа может быть разнообразна, но исторически первым наблюдалось и впоследствии, по-видимому, было лучше всего изучено спиновое эхо [1]. Механизм родственных явлений — спинового эха и индукции [2] — был детально исследован и описан в многочисленных публикациях (в качестве вводного обзора можно рекомендовать, например, [3]). Главным здесь является понятие фазового сопряжения — возможность изменить, используя нелинейность определенного типа, фазы прецессирующих магнитных моментов. Вначале мы остановимся на том, какими свойствами должна обладать физическая, т. е. в данном случае спиновая, система, чтобы в ней можно было возбудить указанные сигналы.

В самом простом виде спиновое эхо представляет собой импульс, генерирующийся системой магнитных моментов некоторого образца, помещенного во внешнее постоянное магнитное поле  $B_0$ , под воздействием последовательности, состоящей как минимум из двух радиочастотных (РЧ) импульсов. Несущая частота импульсов должна быть близка к резонансной — частоте ларморовской прецессии магнитных моментов  $\nu_0 = \gamma B_0$ , где  $\gamma$  — величина, постоянная для данного типа моментов (гиромангнитное отношение). Первый импульс отклоняет суммарную (электронную или ядерную) намагниченность образца от равновесного положения.

Если в спиновой системе присутствует некоторая пространственная неоднородность постоянного магнитного поля, отдельные группы спинов (иногда называемые изохроматами) станут пре-

цессировать с разными частотами. Такой разброс частот в системе осцилляторов (для вращающихся векторов более точен термин ротаторы) называется неоднородным уширением. С течением времени для отдельных изохромат будет происходить набег фаз, отсчитываемых, например, от фазы колебания с центральной частотой  $\nu_0$ .

Второй импульс поворачивает изохроматы, причем, как видно уже из простого геометрического рассмотрения [3], их фазы при этом обращаются. Система начинает эволюционировать таким образом, что через интервал времени, равный удвоенной задержке между импульсами, набег фаз компенсируется, происходит "фокусировка" колебаний и возникает отклик в виде сигнала эха. Итак, первый импульс возбуждает прецессию, второй обращает фазы, следовательно, для наблюдения эха нужно как минимум два импульса.

Но и сама прецессия также регистрируется приемной системой. Этот нестационарно возбужденный сигнал магнитного резонанса называется индукцией, и он может наблюдаться после каждого одиночного импульса. Заметим, что для появления индукции не нужна нелинейность, которая изменяет фазу, и даже не требуется неоднородного уширения частот. В том случае, когда оно отсутствует, затухание сигнала будет полностью обусловлено временем релаксации, связанным с поперечной компонентой намагниченности, а не более быстрым процессом расфазировки изохромат.

Таким образом, индукция могла бы наблюдаться в линейной, однородно уширенной системе, и тогда ее поведение было бы подобно затухающим колебаниям одиночного маятника. Для того же, чтобы возникло эхо, нужен набор "маятников" с различающимися частотами и два импульсных воздействия: одно, возбуждающее колебания системы в целом, и подаваемое по прошествии неко-

того времени другое, заставляющее "маятники" изменить фазы колебаний на противоположные. Этот простой пример показывает, что существуют известные различия между двумя типами нестационарных откликов спиновой системы. С другой стороны, существует и фундаментальное сходство, поскольку индукция и эхо являются разновидностями нестационарно возбужденного магнитного резонанса, и при определенных условиях форма эха просто повторяет форму индукции (с учетом того, что индукция представляет собой "половину" сигнала эха).

Далее, обращаясь не только к спиновой, но и к другим физическим системам, мы будем интересоваться преимущественно эхосигналом, поскольку он более пригоден для использования в устройствах обработки информации. По времени эхо появляется значительно задержанным относительно возбуждающих импульсов (что само по себе является неким видом обработки) и, несмотря на уменьшение вследствие релаксации, регистрируется без искажений, связанных с возмущением, которое эти мощные импульсы вносят в приемный тракт. Если импульсы возбуждают систему в широком спектре, к чему часто стремятся, длительности эха и индукции очень малы, и последняя просто не наблюдается вследствие существования "мертвого времени" у любого, даже очень хорошего, приемника.

Не следует забывать однако, что нестационарные отклики интересны также с исследовательской точки зрения, поскольку несут на себе "отпечаток" свойств той физической системы, в которой они возбуждены. В некоторых задачах удобно (или единственно возможно) работать с индукцией, и мы далее будем иметь в виду, что многие общие свойства эхосигнала, который будет главным объектом нашего внимания, могут быть распространены также на сигнал индукции.

Теоретически свойства спинового эха исследуют, опираясь на уравнения Блоха [4, 5]. Для жидкостей такое описание обладает высокой точностью, но довольно часто можно услышать утверждение, что его использование в случае твердых образцов некорректно (см., например, [3]). Это связано с гораздо более сложными релаксационными процессами в кристаллах, не сводящимися к независимым продольной и поперечной релаксациям, как в жидкостях. Тем не менее весьма значительное количество результатов, относящихся к твердым телам, получено с помощью именно таких уравнений (см. обзор [6] и приведенные в нем ссылки). Авторы этих работ справедливо полагали, что на основе уравнений Блоха можно построить по крайней мере качественные модели.

Многие принципиальные свойства эхо-сигнала вообще рассматриваются в предположении о бес-

конечно длинных временах релаксации, т. е. для случая, когда уравнения Блоха фактически перестают быть таковыми (существенным в них является именно наличие релаксационных членов). Приближение это вполне приемлемо, т. к. на практике часто приходится иметь дело с задержками между импульсами, которые существенно меньше времени поперечной релаксации. Мы далее будем считать, что применение уравнений Блоха к твердым телам является хорошей аппроксимацией. (Любопытно, что существует некоторый "твердотельный след" в терминологии, относящейся к объектам, с которыми имеют дело в магнитном резонансе: время восстановления термодинамического равновесия в спиновой системе называют временем спин-решеточной релаксации даже в случае жидких образцов). Весьма существен и тот факт, что неоднородно уширенная система, необязательно спиновая, но подчиняющаяся уравнениям Блоха, порождает явление эха. С другой стороны, как мы увидим далее, уравнения, описывающие систему, в которой возможно возникновение эха, могут быть и другими. Иногда в таких случаях механизм формирования сигнала эха называют "нехановским" (напомним, что эхо в системах, подчиняющихся уравнениям Блоха, обнаружил Эрвин Хан [1]).

Спустя некоторое время после наблюдения спинового эха последовало другое очень важное открытие в области нестационарных явлений: в работах [7, 8] было сообщено о наблюдении фотонного эхосигнала, незадолго до этого предсказанного теоретически [9, 10]. Исследования данного эффекта скоро превратились в целое научное направление, называемое оптической эхоспектроскопией [11]. Обнаружение нового нестационарного отклика продемонстрировало, что физические системы, в которых такие эффекты наблюдаются, могут быть разными. Кроме того, теперь в рассмотрение вводились бегущие волны и связанное с ними дополнительное условие пространственного синхронизма.

Механизм фотонного эха однако оказался похож на тот, который реализуется в случае эха спинового. Было показано, что движение некоего формально сконструированного вектора, компоненты которого состоят из наведенных световым полем компонент дипольного момента активных центров оптического кристалла и населенности возбужденных состояний, описывается уравнениями Блоха [11]. Действие световых импульсов на такую систему оказывается аналогичным действию РЧ-импульсов на спины, и в ней также наблюдаются отклики в виде эха и индукции. Скорости происходящих при этом процессов характерны для оптики, т. е. на несколько порядков превосходят соответствующие величины радиодиапазона, в связи с чем фотонное эхо считается особенно

перспективным для использования в сверхбыстродействующих устройствах оптоэлектроники.

Вслед за открытием фотонных нестационарных откликов появились сообщения о новых явлениях сходного типа, наблюдающихся на разных физических системах. В конце 60-х годов последовательно были обнаружены циклотронный [12], плазменный [13], микроволновый [14] и ферромагнитный [15] эхосигналы, а также отклик в сверхпроводниках, который первоначально был назван "флюксонным эхо" [16]. Примерно в это же время стали интенсивно изучать эхо на порошках металлов [17–20], которое, как было показано, имеет акустическую природу. Этим было положено начало исследования весьма широкого класса явлений, объединенных понятием фоннного эха. В него были включены электроакустические [21–24] и магнитоакустические отклики [25–26], а также эхосигналы в сверхпроводниках типа наблюдавшихся в [16], которые тоже, как оказалось, обязаны своим происхождением возбуждению упругих колебаний образца [27].

К настоящему времени получено чрезвычайно большое количество данных о каждом из перечисленных нестационарных откликов, а относительно всего явления в целом сформировались некоторые общие представления<sup>1)</sup> [28, 29]. Физическая система, в которой генерируется эхо, должна:

а) состоять из набора колебательных подсистем (осцилляторов, в роли которых в зависимости от конкретной реализации выступают спиновые изохроматы, акустические моды порошковых частиц и т. д.) с различающимися собственными частотами;

б) допускать возможность изменения фаз собственных колебаний, т. е. обладать некоторой нелинейностью. (Отметим, что в системах, использующих обращение волнового фронта, требование неоднородного уширения (а) снимается).

В соответствии с [30] все механизмы формирования эхосигналов подразделяются на два типа в зависимости от вида нелинейности осцилляторов. Первый, при котором она проявляется во время поступления импульсов, был назван параметрическим. Второй получил название ангармонического, поскольку в этом случае колебания, возбужденные в системе осцилляторов импульсной последовательностью, взаимодействуют по ее окончании за счет собственного ангармонизма, порождая смещение фаз, которое приводит к появлению эха. К первому типу может быть отнесе-

<sup>1)</sup> Основоположники общего подхода к теории нестационарных откликов [29] объединяли все эхосигналы, возникающие в физических системах, единым названием "поляризационное эхо" (отличающим его, например, от эхосигнала отражения). Сейчас этот термин чаще всего используется в более узком смысле.

но, например, спиновое эхо, ко второму — большинство разновидностей эха фоннного.

Физический принцип, положенный в основу такой классификации, разумеется, справедлив, но мы применение термина "параметрический" существенно сузим. Дело в том, что, как будет видно из дальнейшего, в некоторых системах возможно образование откликов за счет возбуждения истинного параметрического процесса в том смысле, как он понимается в теории колебаний [31, 32], при воздействии на них импульсов с удвоенной несущей частотой. В литературе они также получили название параметрических эхосигналов, и мы хотим сохранить эту терминологию, которую находим вполне удачной. За первым механизмом можно оставить название хановского.

Использование нестационарных откликов основывается на их функциональной зависимости от поступающих импульсов, которая оказывается сходной в большинстве известных систем. Поэтому иногда вполне допустимо обобщенное рассмотрение основных свойств эха и индукции, не привязанное к конкретной физической реализации. Функциональная же зависимость такова, что позволяет проводить очень гибкие преобразования входных сигналов, в качестве которых рассматриваются некоторые импульсы из возбуждающей последовательности [33–35]. Таким образом, наш интерес к изучаемому объекту продиктован прежде всего возможностью его применения в устройствах обработки информации. Не следует, конечно, также забывать о том, что эхо и индукция несут сведения о внутренних свойствах системы и могут служить аналитическим инструментом при решении разного рода исследовательских задач.

## 1. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ОТКЛИКИ В СИСТЕМАХ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

### 1.1. Общие свойства нестационарных откликов

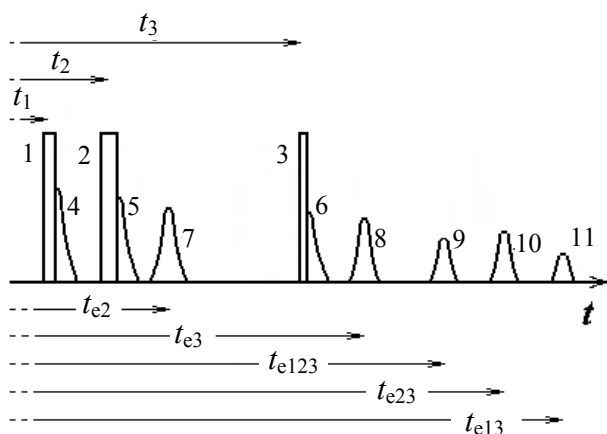
Какой бы ни была природа нестационарного отклика, он подчиняется общим закономерностям, свойственным данному типу физических явлений. Практически в любых системах, кроме рассмотренного нами выше двухимпульсного эха, возникает еще так называемое трехимпульсное, или стимулированное эхо, связанное с существованием долговременного механизма памяти. В случае спиновой системы в основе его формирования лежит возможность поворота магнитных моментов вдоль оси, по которой действует внешнее поле [4]. Характерным временем убывания сигнала при этом будет время спин-решеточной (продольной) релаксации  $T_1$  (выполняется, как правило, соотношение  $T_1 \gg T_2$ , где  $T_2$  — время затухания поперечной составляющей намагниченности, или время поперечной релаксации).

Для других систем механизм, разумеется, иной и должен изучаться отдельно в каждом конкретном случае. С точки зрения входных и выходных сигналов однако нестационарные отклики разной природы совершенно аналогичны. Наиболее полный их набор — это совокупность всех двухимпульсных и стимулированных эхосигналов, а также сигналов индукции, возникающих в качестве реакции системы на последовательность из трех импульсов. Отклики на многоимпульсную последовательность в принципе могут быть сведены к комбинациям указанных.

Рассмотрим временную диаграмму, показанную на рис. 1, на котором изображена трехимпульсная последовательность [4]. Предположим, что, как это бывает в большинстве случаев на практике, длительности импульсов и откликов пренебрежимо малы по сравнению с характерными интервалами между ними. Времена поступления импульсов и возникновения откликов обозначены на рисунке. Очевидно, что в соответствии со сделанным предположением, можно считать сигналы индукции появляющимися в те моменты времени, когда действуют возбуждающие их импульсы. Для основных сигналов эха выполняются известные соотношения [36]:

$$t_{e2} = -t_1 + 2t_2, \quad (1a)$$

$$t_{e3} = -t_1 + t_2 + t_3. \quad (1б)$$



**Рис. 1.** Трехимпульсная последовательность и возбуждаемые ею нестационарные отклики.

1, 2, 3 — первый, второй и третий РЧ-импульсы соответственно; 4, 5, 6 — сигналы индукции, следующие непосредственно за ними; 7 — двухимпульсное эхо; 8 — стимулированное эхо; 9 — сигнал от эха 7 (действующего как импульс) и импульса 3, сформированный по двухимпульсному механизму; 10, 11 — двухимпульсные отклики от импульсов (2,3) и (1,3) соответственно

Остальные эхосигналы, как следует из рис. 1, являются комбинациями двухимпульсных откликов, для которых с использованием формул (1\*) можно получить выражения:  $t_{e123} = t_1 - 2t_2 + 2t_3$ ,  $t_{e23} = -t_2 + 2t_3$ ,  $t_{e13} = -t_1 + 2t_3$ . Легко проверить, что ни одна из этих сумм не зависит от выбора начала отсчета времени (несущественное постоянное слагаемое  $t_0$  нами везде опущено). Отметим, что в некоторых материалах, например магнитоупорядоченных [6], кроме откликов, показанных на рис. 1, в моменты времени  $-2t_1 + 3t_2$ ,  $-3t_1 + 4t_2$  и т. д. могут возникать сигналы вторичного эха, которые являются следствием самовоздействия спиновой системы.

Для фаз нестационарных откликов выполняются соотношения, аналогичные (1) и тесно связанные с ними [36]:

$$\varphi_{e2} = -\varphi_1 + 2\varphi_2, \quad (2a)$$

$$\varphi_{e3} = -\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3. \quad (2б)$$

Здесь введены обозначения:  $\varphi_{e2}$ ,  $\varphi_{e3}$  — фазы двухимпульсного и стимулированного сигналов;  $\varphi_i$  — фаза  $i$ -го импульса. Конечно, фазы всех сложных эхо записываются по такой же форме, что и выражения для моментов их появления. Очевидно, что все эти комбинации не зависят от выбора начала отсчета фазы (константа  $\varphi_0$  также не приведена).

На основании рассмотрения уравнений Блоха показано, что в малосигнальном приближении (т. е. при достаточно малых амплитудах воздействующих РЧ-импульсов) для сигналов двухимпульсного  $s_{e2}(t)$  и стимулированного  $s_{e3}(t)$  эха можно получить выражения [36]:

$$s_{e2}(t) = h(t) \otimes s_1(-t) \otimes s_2(t) \otimes s_2(t), \quad (3a)$$

$$s_{e3}(t) = h(t) \otimes s_1(-t) \otimes s_2(t) \otimes s_3(t), \quad (3б)$$

где  $s_i(t)$  —  $i$ -й сигнал,  $h(t)$  — импульсная функция рабочего вещества (обратное фурье-преобразование функции формы резонансной линии),  $\otimes$  — обозначение математической операции свертки. В частотной области соотношениям (3\*) соответствуют формулы

$$F_{e2}(\omega) = g(\omega)F_1^*(\omega)F_2^2(\omega), \quad (4a)$$

$$F_{e3}(\omega) = g(\omega)F_1^*(\omega)F_2(\omega)F_3(\omega), \quad (4б)$$

в которых  $F_{e2}(\omega)$ ,  $F_{e3}(\omega)$  — фурье-образы (спектральные функции) двухимпульсного и стимулированного эхосигналов  $s_{e2}(t)$  и  $s_{e3}(t)$ ;  $F_i(\omega)$  — фурье-образ  $i$ -го импульса  $s_i(t)$ ;  $g(\omega)$  — функция

формы резонансной линии рабочего вещества (т. е. частотный интервал, в котором возбуждаются отклики),  $\omega = 2\pi\nu$ ; \* — знак комплексного сопряжения. Сигнал индукции после  $i$ -го импульса имеет вид  $F_{\text{ind}}(\omega) = g(\omega)F_i(\omega)$ .

Если  $s_i(t)$  представляет собой так называемый  $\delta$ -импульс, т. е. импульс настолько короткий, что его спектр в несколько раз перекрывает линию рабочего вещества, возбуждение можно считать однородным по ее ширине, и индукция воспроизводит вид импульсной функции. То же самое касается сигналов эха: задавая, например,  $s_1(t)$  и  $s_2(t)$  как  $\delta$ -импульсы, получаем, используя (4а), что вид эха воспроизводит вид индукции. (Заметим, что в выражениях (3\*) и (4\*) отражена лишь функциональная связь между импульсами и откликами, т. е. подразумевается, что параметр, учитывающий электродинамические свойства резонансной системы, коэффициент ее заполнения веществом и т. п., равен единице).

Эквивалентные выражения (3\*) и (4\*) были выведены для систем с хановским механизмом формирования эха, но позднее стало ясно, что они приближенно выполняются для всех типов сигналов. Что касается сопряженных выражений (1\*) и (2\*), то они представляют собой наиболее общую форму записи времени появления (фазы) эха, инвариантную относительно переноса начала отсчета и поэтому действительную для любых нестационарных откликов. В соотношениях (3\*) и (4\*) заключены функциональные возможности обработки информации. Задавая различные модуляции импульсов, т. е. вид функций  $F_i(\omega)$ , можно получить очень разнообразные преобразования эха, которое полагается выходным сигналом. Возможность распространения приведенных выше формул на любые эхо-системы показывает, что каждая из них может служить элементом устройства обработки, выбранным в зависимости от удобств конкретной реализации.

Амплитудные свойства эхосигналов обладают меньшей общностью. В качестве важного примера рассмотрим спиновую систему. Пусть  $\Theta_i$  — угол отклонения намагниченности от положения равновесия под действием  $i$ -го РЧ-импульса. Величина  $\Theta_i$  линейно связана с амплитудой РЧ магнитного поля в импульсе, а также с его длительностью  $\tau$ . Согласно [6], для амплитуды двухимпульсного эха можно получить

$$I_{e2} = m_0 \sin \Theta_1 \sin^2 \frac{\Theta_2}{2} \exp\left(-\frac{2t_{12}}{T_2}\right). \quad (5)$$

Здесь введено обозначение  $t_{12} = t_2 - t_1$ . Экспоненциальный член описывает релаксацию. Электро-

динамический коэффициент вновь опущен, но явно выделена величина (ядерной или электронной) намагниченности  $m_0$ . Для стимулированного эха

$$I_{e3} = m_0 \sin \Theta_1 \sin \Theta_2 \sin \Theta_3 \exp\left(-\frac{2t_{12}}{T_2} - \frac{t_{23}}{T_1}\right), \quad (6)$$

где  $t_{23} = t_3 - t_2$ . Амплитудным свойствам спиновое эха, вытекающим из соотношений (3\*) или (4\*) (т. е., например, линейности по первому импульсу и квадратичности по второму для двухимпульсного сигнала), выражения (5) и (6) соответствуют только при малых  $\Theta$ , т. е. именно в малосигнальном приближении. Максимальные интенсивности спиновых эхо (при фиксированных задержках) ограничены величиной намагниченности.

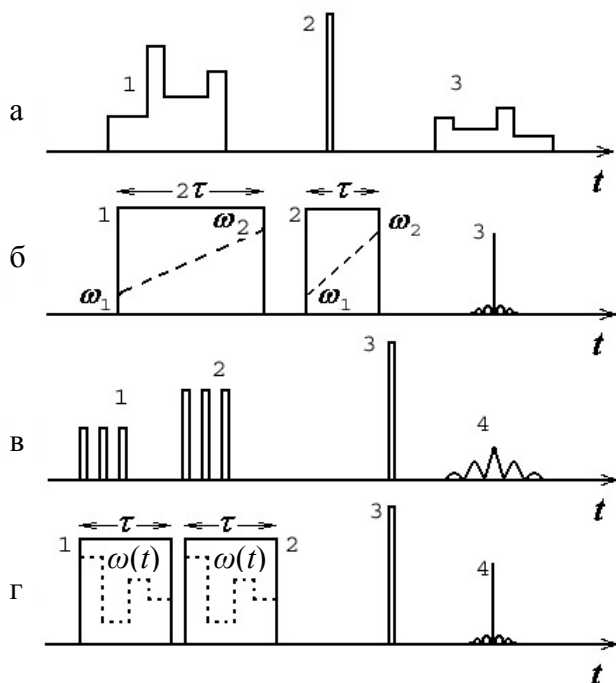
Для фононного и других видов откликов соотношения (5) и (6) не выполняются, и их амплитудные свойства должны быть изучены в зависимости от конкретной физической ситуации. Для обработки импульсов это не является принципиальным, поскольку, как мы уже видели, универсальные возможности выполнения операций над ними определяются выражениями (4\*)<sup>2)</sup>.

## 1.2. Примеры обработки сигналов методом эха

Рассмотрим (следуя в основном [36]) несколько показательных и практически важных способов обработки импульсных сигналов, которые могут быть реализованы на любой системе, в которой происходит формирование сигнала эха. Обратимся к рис. 2, демонстрирующему преобразование входной информации в двухимпульсном (рис. 2, а, б) и трехимпульсном (рис. 2, в, г) режимах. Обратим внимание на то, что во всех последовательностях некоторые импульсы являются информационными (т. е. поступающими на устройство извне, как например в радиолокации), а другие — управляющими или считывающими (т. е. вырабатываемыми в самом устройстве). Соответствующий выбор, вообще говоря, произволен, а точнее, продиктован удобствами решения той или иной задачи. Как правило, при использовании двухимпульсного метода информационным считается первый импульс.

Простая задержка реализована по схеме, показанной на рис. 2, а. Совершенно очевидно, что в соответствии с выражением (1а) выходной сигнал (эхо) задержан относительно первого импульса на интервал  $2t_{12}$ , которым можно управлять, в нужный момент времени подавая считывающий импульс.

<sup>2)</sup> Далее везде будем ссылаться только на (4\*), имея в виду, что эти формулы эквивалентны (3\*).



**Рис. 2.** Временные диаграммы импульсных последовательностей, иллюстрирующие некоторые виды обработки сигналов.

Задержка сигнала методом двухимпульсного эха (а): 1 — входной (информационный импульс), 2 —  $\delta$ -импульс (считывающий), 3 — эхо.

Сжатие импульсов методом двухимпульсного эха (б): 1 — информационный импульс с линейной модуляцией частоты в диапазоне  $\omega_1 - \omega_2$ , 2 — считывающий импульс с удвоенной скоростью модуляции частоты в том же диапазоне, 3 — сжатое эхо.

Корреляционная обработка пачки импульсов методом стимулированного эха (в): 1 — информационная пачка, 2 — считывающая пачка, 3 — считывающий  $\delta$ -импульс, 4 — эхо (сигнал автокорреляции пачки).

Сжатие импульсов методом стимулированного эха (г): 1 — информационный импульс с функцией частотной модуляции  $\omega(t)$ , 2 — считывающий импульс с тем же законом модуляции, 3 — считывающий  $\delta$ -импульс, 4 — сжатое эхо

Информационный импульс показан модулированным по амплитуде, чтобы проиллюстрировать обращение времени, возникающее при такой обработке. Действительно, если предположить, что считывающий сигнал представляет собой  $\delta$ -импульс, а информационный имеет спектр намного более узкий, чем ширина линии рабочего вещества, согласно (4а)  $F_{e2}(\omega) \approx F_1^*(\omega)$ , что и означает обращение первого импульса во времени с при-

близительным сохранением его формы. На рисунке показано также уменьшение интенсивности сигнала вследствие релаксационных процессов.

В работе [37] на основе явления спинового эха впервые был предложен способ сжатия импульсных сигналов. Этот более сложный случай, сочетающий задержку с согласованной фильтрацией, иллюстрируется рис. 2, б. Если в частоту заполнения РЧ-импульсов введены линейная модуляция в интервале частот  $[\omega_1, \omega_2]$  (ЛЧМ-импульсы), и длительность второго импульса при этом в два раза меньше, чем у первого, эхо сжимается. Этот эффект можно объяснить, даже не прибегая к выражению (4а), а просто формально рассматривая каждый ЛЧМ-импульс как последовательность очень коротких сигналов, внутри которых частоты постоянны, но меняются при переходе от одного к другому. Из рисунка видно, что при выбранных длительностях ЛЧМ-импульсов сигналы эха от каждой пары коротких импульсов с одинаковыми частотами появляются в один и тот же момент времени. Разумеется,  $\omega_1$  и  $\omega_2$  должны лежать внутри полосы рабочего вещества  $g(\omega)$ . С другой стороны, полоса должна быть перекрыта почти полностью, т. к. минимально возможная длительность эха имеет порядок  $\sigma^{-1}$ , где  $\sigma$  — ее полуширина.

Выражения (4\*) не накладывают ограничений на вид модуляции, который может быть произвольным. Часто встречающаяся в радиолокации обработка пачки импульсов, т. е. амплитудно-модулированного сигнала, показана на рис. 2, в. Если форма информационного сигнала совпадает с формой одного из считывающих импульсов, а другой является  $\delta$ -импульсом, используя (4б) легко показать, что выходной сигнал стимулированного эха представляет собой автокорреляционную функцию входного. На рисунке изображена пачка прямоугольных импульсов, а эхо состоит из пяти характерных треугольных сигналов.

При использовании варианта сжатия по трехимпульсной методике, пример которого приведен на рис. 2, г, длительности импульсов одинаковы, и вид частотной модуляции  $\omega(t)$  внутри импульсов совпадает. В этом состоит определенное преимущество обработки на основе стимулированного эха, поскольку в данном случае нет необходимости создавать удвоения скорости модуляции во втором импульсе, что может быть достаточно сложно при использовании закона, отличающегося от ЛЧМ.

При любой реализации процедуры сжатия мы фактически имеем дело с искусственно созданной линией задержки, в которую с помощью управляющих импульсов вносится дисперсия. Удобство и функциональная гибкость такой системы заклю-

чается в том, что закон дисперсии можно в очень широких пределах менять, причем делать это с максимальной возможной скоростью — от одной импульсной посылки к другой. Конечно, для практических применений весьма важным является также вопрос о величине сжатия  $N$ , которое есть отношение длительности информационного импульса к длительности эха. Легко получить для нее верхнюю оценку. Входной импульс должен иметь длительность  $\tau < T_2$ , так как в противном случае к концу его действия информация о начале импульса будет теряться. Длительность сигнала эха, как уже говорилось выше, не может быть меньше  $\sigma^{-1}$ , и таким образом, предельное сжатие

$$N \approx \sigma T_2. \quad (7)$$

Реально достижимые значения  $N$  зависят от того, какое рабочее вещество используется. Времена релаксации и ширина линии сильно различаются в случае спиновой, фононной и других систем, но и даже внутри одного класса материалов указанные параметры меняются. В качестве очень грубой оценки, относящейся к радиодиапазону, мы можем указать величину  $N \sim 10^3$ .

### 1.3. Эхо-процессоры

Устройства, в которых происходит обработка информации на основе явления эха (любой природы), в которых можно реализовать приведенные в п 1.2 примеры преобразования входных сигналов и несравнимо большее количество других операций, основанных на приближенных соотношениях (4\*), называются эхо-процессорами. Идея построения таких приборов возникла уже достаточно давно, и к настоящему времени ей посвящено много публикаций общего характера (см., например, [33–36, 38, 39]). Показано, что эхо-процессоры успешно решают задачи корреляционного и спектрального анализа, оптимального приема, фильтрации и другие. В ряде современных работ развивается методика так называемого стохастического резонанса [40–42], обладающая существенными достоинствами по сравнению с классическими.

Главное преимущество обработки импульсов методом эха уже упоминалось выше, и оно состоит в возможности построить гибко перестраиваемую систему, обладающую высокой надежностью, т. к. преобразования выполняются фактически на одном элементе — некой активной среде, способной к генерации нестационарных откликов. Что касается характерных времен работы устройств, то они изменяются в очень широких пределах: от сверхбыстрых в оптическом диапазоне до нескольких миллисекунд для некоторых спиновых устройств (речь сейчас не идет об эффекте долго-

временной памяти, в отдельных случаях достигающей нескольких суток).

Эхо-процессоры в большинстве случаев имеют небольшие размеры и обладают приемлемым энергопотреблением. Конструкция их не очень сложна. Процессор, работающий в радиодиапазоне, кроме согласующих входных и выходных цепей включает устройства выработки управляющих импульсов, а центральной его частью является резонансная система с рабочим веществом (содержащим в свою очередь физическую систему, например спиновую, которая реализует генерацию эхосигнала). Для ядерного спинового эха это может быть катушка индуктивности, для электронного — объемный резонатор СВЧ-диапазона, конденсатор в случае электроакустического эха и т.д. Тип эха и, следовательно, рабочего вещества, полностью определяет все особенности устройства. Далее мы ограничимся только радиодиапазоном (т. е. преимущественно спиновыми и фононными системами), т. к. исследования фотонного эха представляют собой большую специальную область, подробное рассмотрение которой выходит за рамки настоящего обзора. Для ознакомления с последними достижениями в ней можно предложить, например, работы [43–45].

Несмотря на перечисленные достоинства эхо-процессоров, они пока не нашли широкого применения. Во многом это связано с сильной конкуренцией со стороны цифровой техники. Представляется, однако, что функциональные возможности эхо-процессоров столь существенны, что они все же могли бы занять определенное место среди устройств обработки информации, если бы не некоторые недостатки, сдерживающие их внедрение.

Самым серьезным недостатком эхо-процессоров является большое переходное затухание (отношение интенсивности возбуждающих импульсов к интенсивности выходных сигналов). Амплитуда спинового эха, как видно из выражений (5) и (6), принципиально ограничена величиной суммарной электронной или ядерной намагниченности  $m_0$ , которая наводит в резонансной системе весьма слабый сигнал. Трудность усугубляется тем, что его надо регистрировать на фоне мощных возбуждающих импульсов.

Проблема переходного затухания частично снимается в случае использования магнитоупорядоченных рабочих веществ (это будет показано ниже), но до конца не решается. Для увеличения амплитуды ядерного спинового эха в этих материалах, которое наблюдается в метровом диапазоне радиоволн, было предложено использование коаксиальных резонаторов, заполненных веществом [46, 47]. К сожалению, и в этом случае не удается добиться радикального улучшения: вместе с увеличением объема рабочего вещества  $V_0$  уст-

ройство становится более громоздким, и увеличивается мощность импульсов, необходимая для возбуждения спиновой системы. Интенсивность выходного сигнала при этом растет довольно медленно ( $\propto V_0^{1/2}$ ). По всей видимости, следует считать, что по амплитудным параметрам спиновые эхо-процессоры достигли предела своих возможностей.

Фононное эхо тоже, как правило, имеет большое переходное затухание и определенные ограничения на преобразование энергии из возбуждающих импульсов в отклик. Времена релаксации упругих колебаний зависят от многих условий, но в среднем они несколько меньше, чем типичные времена поперечной ядерной релаксации, и обычно имеют порядок десятков микросекунд и менее (см., например, для металлов [20, 27] и магнитных диэлектриков [26, 48, 49]). Однако, что часто бывает важно, ширина полосы рабочего вещества у фононных систем намного больше, чем у спиновых. Таким образом, базы сложных РЧ-импульсов, обрабатываемых разными эхо-процессорами, в первом приближении могут считаться соизмеримыми, и выбор из них того или иного определяется конкретной ситуацией. Особенности некоторых материалов более подробно будут обсуждаться ниже.

Еще один недостаток эхо-процессоров — генерация паразитных откликов в процессе воздействия входной импульсной последовательности на вещество. Если, например, обработка проводится по трехимпульсной методике, полезным выходным сигналом будет стимулированное эхо, остальные же сигналы, показанные на рис. 1, окажутся мешающими. К числу последних при определенных условиях могут добавиться и вторичные эхо. Использование многоимпульсных последовательностей во много раз увеличивает количество мешающих откликов, на что было обращено внимание еще на самых ранних этапах развития рассматриваемых здесь принципов [50]. Для борьбы с паразитными откликами был разработан ряд методов, которые будут обсуждаться в разделе 4.

## 2. ОСОБЕННОСТИ НЕКОТОРЫХ ФИЗИЧЕСКИХ СИСТЕМ, В КОТОРЫХ НАБЛЮДАЕТСЯ ЭФФЕКТ ЭХА

### 2.1. Материалы для спиновых устройств

Спиновые устройства, основанные на ядерном магнитном резонансе (ЯМР) в обычных (не обладающих магнитным порядком) веществах в настоящее время вряд ли можно считать перспективными приборами, и то же самое можно сказать о процессорах на электронном спиновом эхе. Они требуют стабилизированного и достаточно силь-

ного магнитного поля и применения мощных РЧ-импульсов, что усложняет установку и делает ее чрезвычайно громоздкой. Конструкция процессора упрощается, если в качестве рабочих веществ использовать магнитоупорядоченные материалы.

Уже в первой работе, посвященной ЯМР в ферромагнетике [51], были отмечены его особенности, которые делают вещества с магнитным порядком удобными для наблюдения спинового эха объектами. Подробные данные об исследованиях ЯМР в магнитоупорядоченных материалах, проводимых в течение нескольких десятилетий, обобщены в [52, 53], где рассмотрены, в частности, основные отличия данного типа ЯМР от обычного. Они состоят в следующем:

а) спиновая прецессия происходит не во внешнем постоянном магнитном поле, а в локальном поле  $B_{loc}$ , созданном намагниченностью кристалла на ядрах магнитных элементов;

б) существует так называемый эффект усиления, заключающийся в существенном увеличении амплитуды поля РЧ-импульса на ядрах, который возникает за счет косвенного возбуждения ядерной спиновой системы (через электронную);

в) ЯМР наблюдается (точнее сказать, чаще всего наблюдается) от ядер, расположенных в доменных границах магнитного материала.

Существуют и другие важные эффекты, присущие магнитным веществам (например, наличие в некоторых из них сильного динамического сдвига частоты ЯМР), но мы ограничимся тремя перечисленными как наиболее важными для практики.

Первое из указанных отличий означает, что к веществу не требуется прикладывать поле, чтобы наблюдать возбуждение ядерного спинового эха. Более того, даже будучи приложенным и оказывая довольно сильное влияние на амплитуду и некоторые другие параметры сигнала, на резонансную частоту внешнее поле влияет очень незначительно. Это связано с тем, что локальные поля в большинстве случаев на порядки превосходят обычные лабораторные. Соответственно частота ЯМР в таких материалах есть внутренне присущая им характеристика  $\nu_0 = \gamma B_{loc}$  (конечно, она зависит от других внешних условий, прежде всего от температуры). Данное обстоятельство позволяет удалить из спинового устройства магнитную систему, что сразу радикально изменяет его размеры.

Второе отличие не менее важно, чем первое: оно позволяет значительно уменьшить мощность входных импульсов, т. к. коэффициент усиления (отношение амплитуды переменного поля, приложенного к веществу, к полю на ядре) по оценке достигает величины  $\sim 10^3$  [52], а фактически бывает и значительно больше. Третье отличие с практической точки зрения дополняет второе, т. к. коэффициент усиления в доменной границе увели-



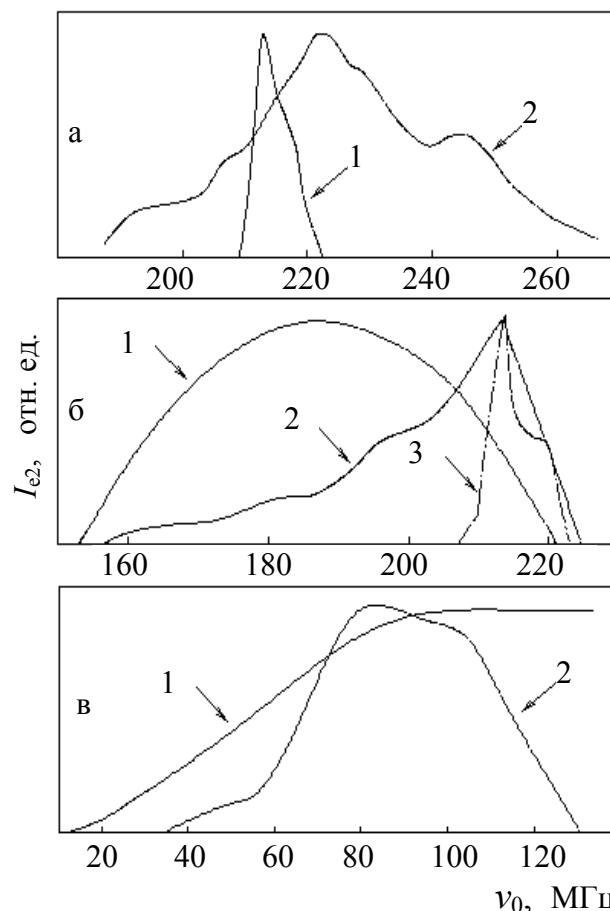
чивается в  $10^1$ – $10^2$  раз по сравнению с усилением в домене [52].

Магнитные материалы — ферриты, магнитные пленки и др. — длительное время рассматривались в качестве самых обещающих рабочих материалов спиновых эхо-процессоров. Довольно скоро однако стало ясно, что при всех достоинствах в них не устранен такой существенный недостаток всех спиновых устройств, как слабый сигнал отклика. Действительно, хотя эффект усиления действует и со стороны ядер к приемной системе, т. е. эхо наблюдается лучше, чем в немагнитном материале, принципиальные ограничения, накладываемые выражениями (5), (6) остаются. Более того, в материалах, где существует большой коэффициент усиления, например некоторых ферритах, часто приходится работать с "плохими" с точки зрения ЯМР ядрами, например  $^{57}\text{Fe}$ . Их ядерная намагниченность, а также содержание нужного изотопа в природной смеси малы.

Проводя выбор вещества и обращая внимание прежде всего на интенсивность отклика, приходится одновременно оптимизировать другие параметры материала, т. е. искать вещества с максимально широкой полосой и большими временами релаксации. Иными словами, подбор рабочего вещества даже среди магнитоупорядоченных представляет собой серьезную проблему. В качестве примера рассмотрим простейшую, но вместе с тем важную систему — металлический кобальт ( $^{59}\text{Co}$ ). Уже на ранних этапах исследований его тонкие пленки казались весьма перспективными образцами [54], а в последнее время претерпели неожиданную трансформацию в связи с появлением нанотехнологий.

Ядра  $^{59}\text{Co}$  относятся к числу "хороших": получаемый от них сигнал ЯМР один из самых больших. Именно это одновременно с большим коэффициентом усиления в пленке позволяет наблюдать сигнал от малых объемов вещества (большинство образцов в первых экспериментах имело толщину 100–200 нм). На рис. 3, а показан спектр ядерного спинового эха. Различные физические причины [55] приводят к довольно заметному уширению линии, которое не столь уж характерно для магнитоупорядоченных веществ. Величину  $\sigma$  здесь можно оценить в 6.5 МГц, но  $T_2$ , по данным [55], в этом материале весьма мало — всего около 23 мкс. Таким образом, согласно (7), максимальная величина сжатия, которая может быть здесь достигнута, или база обрабатываемого сигнала,  $N \approx 150$ . Для сравнения здесь же изображена полоса вещества того же химического состава, но совершенно иной морфологии — ультрадисперсного кобальта [56].

За последнее десятилетие чрезвычайно возрос



**Рис. 3.** Примеры линий рабочего вещества.

Спектры ядерного спинового эха  $^{59}\text{Co}$  (а): 1 — в металлической пленке при комнатной температуре (по данным работы [55]), 2 — в дисперсной наноструктуре при температуре 4.2 К (по данным работы [56]).

Спектры ядерного спинового эха  $^{59}\text{Co}$  в нанокристаллической пленке при комнатной температуре (б): 1 — в исходном образце, 2 — после термообработки при 400 К, 3 — после термообработки при 600 К (по данным работы [60]).

Спектры магнитоакустического эха в магнитных микропроводах (в): 1 — сплав Fe-Co-B-Si, 2 — сплав Fe-Ni-Co-B-Si (по данным работы [62]).

интерес к магнитным наноструктурам как к физическим объектам, в связи с чем были разработаны технологии получения образцов, состоящих из частиц с характерными размерами порядка 1–10 нм или из пленок такой же толщины. Неизменно в этих веществах резонансная линия ЯМР претерпевает существенное уширение, в некоторых случаях даже большее, чем показано на рис. 3, а (см., например, для дисперсной наноструктуры [57] и для ультратонких мультислоев [58, 59]).

Каковы бы ни были причины, вызывающие данное явление, с точки зрения спиновых устройств это означает, что появился новый прием, позволяющий существенно улучшить один из параметров рабочего вещества. К сожалению, из-за малости объема наноструктурного образца и падения коэффициента усиления в мелкодисперсных частицах сигнал эха в них резко уменьшается, поэтому подавляющее большинство экспериментов с этими материалами проведено при гелиевых температурах. Так бывает, впрочем, не всегда.

На рис. 3, б приведен пример наблюдения сигнала от нанокристаллической пленки при комнатной температуре [60]. Последовательные отжиги этого образца восстанавливали структуру, близкую к структуре объемного металлического кобальта, что проявилось в постепенном преобразовании линии к такой, которая очень похожа на 1 на рис. 3, а. Показанное на рис. 3, а и 3, б увеличение ширины спектральной линии вещества можно оценить как 5–6 раз, и, судя, например, по [57–59], это не предел. К сожалению, при всех достоинствах образца с уширенной полосой ограничения, наложенные на амплитуду, остаются без изменений. (Отметим, что для магнитоупорядоченных веществ выражения (5) и (6) никогда строго не выполняются вследствие разброса коэффициента усиления [61], но выше известного предела сигнал, естественно, не растет). В случае наноструктурных образцов ситуация с амплитудными параметрами спинового устройства еще хуже, чем в случае объемных, поскольку, как уже говорилось, суммарное количество используемого вещества и коэффициент усиления при их использовании уменьшаются (последний — вследствие сильного роста поля анизотропии малых частиц).

Таким образом, несмотря на появление в последнее время новых потенциальных рабочих веществ, серьезно улучшить основные характеристики устройств, основанных на эффекте спинового эха, не удастся. Мы полагаем однако, что нужный для ряда практических целей уровень этими устройствами уже достигнут, и после определенной доработки спиновые эхо-процессоры могли бы найти применение в некоторых специализированных информационных системах. Конечно, их значение в качестве модельных объектов, на которых проверяются общие принципы построения приборов, использующих явление эха, остается неизменным.

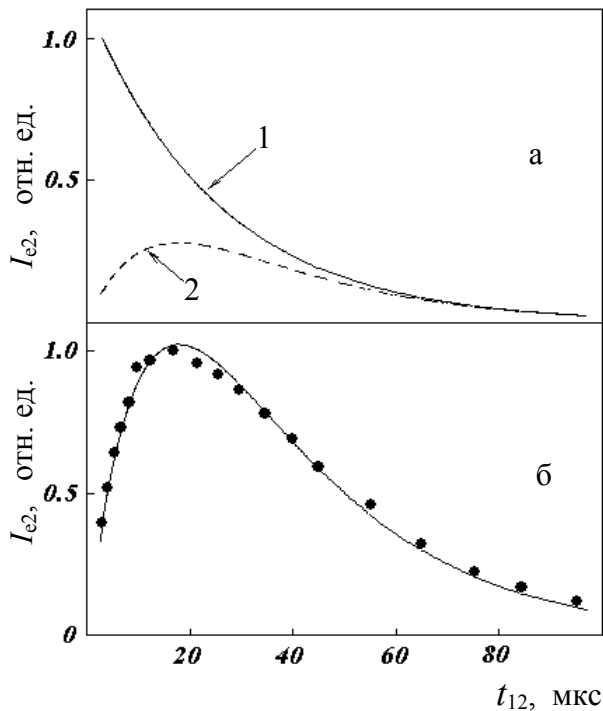
## 2.2. Фононные системы

Эхо на акустических колебаниях в самых разнообразных средах, не совсем удачно называемое фононным, с точки зрения построения эхо-процессоров представляет значительный интерес. Осцилляторами, на которых наблюдается данный

эффект, являются отдельные кристаллиты, совершающие собственные упругие колебания, возбужденные внешними импульсными воздействиями. Неоднородное уширение линии в такой системе определяется не вариациями внешнего или внутреннего поля, как в ЯМР, а разбросом размеров частичек и достигает очень значительных величин. Хорошим примером этого служит недавно обнаруженная система магнитных микропроводов [62], резонансная линия которой для образцов различных составов показана (в сравнении с линиями ЯМР) на рис. 3, в.

Фононное эхо может иметь как электроакустическую [21, 22], так и магнитоакустическую природу [25, 26, 48, 49]. Эти два механизма, хотя и различаются по способу возбуждения и регистрации сигнала (т. е. по конструкции резонансной системы), с принципиальной точки зрения весьма сходны. На первый взгляд особым случаем является эхо в металлах [17, 19, 20], но оно также обязано своим происхождением акустическим колебаниям и, согласно развитой в [27] подробной теории, сводится к некоторому варианту магнитоакустики, причем результаты [27] распространяются также на металлы в сверхпроводящем состоянии.

Фононные эхо-сигналы возбуждаются по ангармоническому механизму (исключения будут рассмотрены в разделе 3), который в общих чертах можно представить следующим образом. Первый импульс возбуждает упругие колебания в системе, причем на интервале  $t_{12}$  они не считаются нелинейными. Поскольку частоты осцилляторов различаются, по прошествии некоторого времени наступает полная расфазировка колебаний. Далее полагают (и это, конечно, приближение), что второй импульс независимо от уже существующего возбуждения снова вызывает акустические колебания, но по окончании второго импульса уже необходимо учитывать нелинейность, присутствующую, вообще говоря, всегда — это ангармоничность кристаллической решетки. Смещение колебаний, вызванных первым и вторым импульсами в среде с нелинейными свойствами, порождает обращение фаз, которое и приводит к возникновению эхосигнала. Очень характерным признаком такого механизма, резко отличающим его от хаковского, является зависимость амплитуды отклика от интервала между импульсами. В первом случае эхо монотонно спадает в соответствии с законом  $\exp(-2t_{12}/T_2)$ , во втором же происходит нарастание от нулевой амплитуды до некоторого максимума с последующим приближением к экспоненте. Такое поведение описывается выражением  $I_{e2} \propto \exp(-2t_{12}/T_2)(1 - \exp(-2t_{12}/T_2))$  и иллюстрируется рис. 4, а. На практике не всегда удается проследить за видом функции  $I_{e2}(t_{12})$  при малых задержках вследствие существования мертвого



**Рис. 4.** Зависимость амплитуды двухимпульсного эхо-сигнала от времени задержки между импульсами.

а — качественный ход кривых  $I_{e2}(t_{12})$  в случае хановского (1) и ангармонического (2) механизмов формирования отклика (при одинаковых временах релаксации  $T_2$ ).

б — амплитуда эха в ниобиевом порошке в зависимости от задержки (температура 4.2 К, рабочая частота около 30 МГц,  $B_0 = 4.5$  Т; по данным работы [27])

времени приемной системы, но следует иметь в виду, что даже при отсутствии выраженного максимума заметное отклонение от чисто экспоненциального спада является указанием на нехановский механизм формирования отклика. Впрочем, в некоторых случаях на эксперименте получаются типичные ангармонические зависимости, одна из которых в качестве примера приводится нами на рис. 4, б.

Дополнение последовательности третьим импульсом приводит к появлению стимулированного эха, природа которого связывается с длительным сохранением деформаций в кристаллической решетке при перераспределении структурных дефектов [63]. Время этого хранения достигает нескольких суток, что может иметь большое значение в том случае, если разрабатывается устройство с записью информации.

Уже упоминалось, что в фоновых системах времена релаксации  $T_2$  не очень велики, хотя среди них существует достаточно большой разброс, а кроме того, они частотно и температурно зависимы [48]. Решающим фактором при выборе рабочего вещества однако может быть ширина полосы и некоторые другие полезные свойства системы, в которой генерируется отклик. Если представить гипотетический материал с шириной полосы около 50 МГц (что встречается на практике — см. рис. 3, в) и  $T_2 = 100$  мкс (что тоже допустимо, по крайней мере принципиально), то, используя (7), легко показать, что на его основе обрабатывается сигнал с базой  $\sim 5000$ . Кроме того, что этот показатель сам по себе является высоким, амплитуда у фонованого эха в системе с такими параметрами может быть значительно больше, чем у соответствующего спинованого. Конечно, и она не растет беспредельно под воздействием возбуждающих импульсов, но практика показала, что отношение сигнал/шум в фонованой системе, как правило, довольно велико. (Ниже будут рассмотрены дополнительные возможности увеличения интенсивности откликов акустической природы). По указанным причинам нам представляется, что использование фонованых эхо-процессоров в радиодиапазоне имеет хорошую перспективу.

В заключение этого раздела мы хотели бы коротко остановиться на некоторых примерах наблюдения фонованого эха в таких системах, которые по крайней мере в настоящее время не могут иметь практического значения, но очень важны с исследовательской точки зрения. Прежде всего к ним относятся высокотемпературные сверхпроводники различного состава и подвергнутые разным видам технологической обработки. Впервые наблюдения эха на материалах данного класса описаны в [64] (в соединениях, содержащих магнитные ионы, в [65]), а последующие эксперименты подтвердили его акустическую природу и выявили многие особенности поведения сигнала [66, 67]. Можно считать доказанным, что в случае высокотемпературных сверхпроводников действует ангармонический механизм формирования эха. Методика нестационарных откликов в применении к этим веществам сейчас должна рассматриваться как некий способ бесконтактного возбуждения и регистрации ультразвука, простой, удобный, и дающий ценную информацию об их параметрах (например, о сверхпроводящей щели). Упомянем также еще одну интересную систему — белковую аминокислоту (аланин), на которой недавно было зарегистрировано фонованое эхо, использованное для изучения фазового перехода в этом материале [68].

### 3. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ЭХОСИГНАЛОВ

#### 3.1. Обращение волнового фронта

Один из возможных способов возбуждения акустического отклика некоторого образца, не связанный с нелинейным взаимодействием упругих волн друг с другом, может реализоваться по механизму обращения волнового фронта. Для выяснения принципа его формирования обратимся к рис. 5. Пусть имеется некая среда, скорость звука в которой зависит от внешнего поля. Для определенности будем считать, что имеем дело с пьезоэлектрическим кристаллом, тогда это поле электрическое. Если у одного из торцов в кристалле с помощью преобразователя (в реальных экспериментах это может быть просто пучность РЧ-поля) импульсно возбуждается упругое колебание на частоте  $\omega$  при условии достаточной кратковременности импульса, оно в виде возмущения распространяется к противоположному торцу с волновым вектором  $\mathbf{k}$  и скоростью звука  $v$ . (Геометрия эксперимента показана на вставке рис. 5). При отсутствии иных воздействий волновой пакет отражается от него, приобретая волновой вектор  $-\mathbf{k}$ , и возвращается к преобразователю, выступающему в данном случае как приемник.

Мы предполагаем, что торцы идеально гладкие и параллельные, тогда отражения будут происходить многократно, образуя на временной диаграмме гребенку равноотстоящих (с интервалом  $2L/v$ , где  $L$  — длина кристалла) затухающих по амплитуде импульсов. Если же в момент распространения (пусть это произошло еще до первого отражения, как показано на рис. 5) к образцу прикладывается импульс пространственно однородного РЧ-электрического поля  $E_{2\omega}$  на удвоенной несущей частоте  $2\omega$ , происходит модуляция скорости звука, которая приводит к тому, что фронт волны частично обращается, т. е. от основной волны, бегущей вперед, отделяется дополнительная с волновым вектором  $-\mathbf{k}$ . Данный вывод получен на основе анализа волнового уравнения, в которое введена модуляция скорости внешним полем, и экспериментально проверен на довольно большом количестве электроакустических кристаллов [69, 70]. Дополнительный волновой пакет и представляет собой эхо, которое также регистрируется в виде ряда многократных отражений.

По своей природе полученный сигнал является фононным эхом, хотя разница с ранее рассмотренными случаями достаточно велика. Это отклик, полученный на бегущих волнах, со считывающим импульсом, который подается на удвоенной несущей частоте, и, что самое главное, его механизм является параметрическим в том смысле, как об этом говорилось во Введении. Вследствие этого

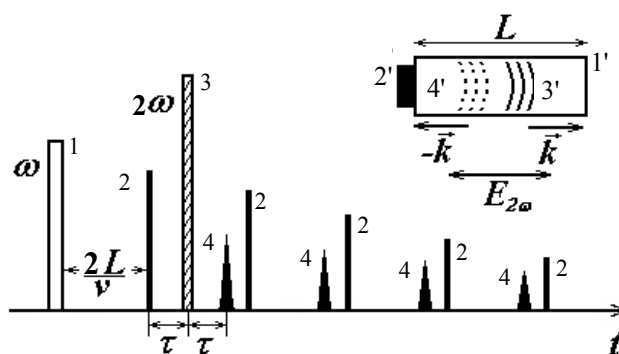


Рис. 5. Схема возбуждения сигнала эха по механизму обращения волнового фронта.

1 — импульс на частоте  $\omega$ ; 2 — многократные импульсы отражения; 3 — параметрический импульс на частоте  $2\omega$ ; 4 — сигнал эха, также многократно отраженный.

На вставке — геометрия эксперимента: 1' — электроакустическая среда; 2' — преобразователь; 3' — волновой пакет, распространяющийся с волновым вектором  $\mathbf{k}$ ; 4' — волновой пакет, образовавшийся вследствие параметрического воздействия (эхо), с волновым вектором  $-\mathbf{k}$ . (По материалам работ [69, 70])

данное эхо не обладает свойствами ангармонического сигнала, зато приобретает особенности, характерные для параметрических систем, среди которых самое важное — усиливаться под действием второго импульса [70]. С точки зрения возможности построения эхо-процессора это важное положительное качество, однако очевидно, что появятся и недостатки. Выходным сигналом среди всех, показанных на рис. 5, является только одно эхо. Все отражения первого импульса и эхосигналов должны считаться паразитными, и таких отражений даже после двухимпульсной последовательности образуется весьма много. Ясно, что при использовании многоимпульсных последовательностей временная диаграмма выходных сигналов будет выглядеть очень сложно.

Электроакустическое эхо в пьезоэлектрическом кристалле не является единственным примером образования импульсного отклика на бегущей упругой волне. Аналогичная картина наблюдается в магнитоупорядоченных кристаллах, в которых существует сильное магнитоупругое взаимодействие, проявляющееся в зависимости скорости звука от внешнего магнитного поля. В кристаллах гематита по описанной выше схеме (с заменой электрических параметров на магнитные) в работе [71] наблюдалось обращение фронта магнитоакустической волны и возникновение соответствующего усиленного эхосигнала. Одной из очень интересных сред, допускающих модуляцию скорости зву-

ка и, следовательно, обращающих волновой фронт, является жидкость с газовыми пузырьками (см. [72] и содержащиеся там ссылки). Показано, что если пузырьки являются полостями, резонирующими на частоте  $2\omega$ , и малы по сравнению с длиной звуковой волны, приложением к среде переменного электрического поля на этой частоте можно эффективно модулировать их объем и скорость распространения звука. Схема возбуждения параметрического эха в такой среде не будет отличаться от рассмотренной выше. Исследования в данной области привлекательны тем, что, возможно, позволят создать устройство, встроенное непосредственно в гидроакустическую систему.

### 3.2. Параметрическое эхо на собственных колебаниях физической системы

Существуют параметрические нестационарные отклики, возникающие не на бегущих волнах, а в системе осцилляторов, являющихся собственными колебаниями (модами) некоторого физического объекта, и обладающей неоднородным уширением. При их наблюдении исключены паразитные сигналы отражательного типа. Системой могут быть, например, ядерные магнитные моменты при условии, что частота их прецессии  $\nu_0$  зависит от внешнего воздействия. Для ЯМР в магнитоупорядоченных материалах подобная ситуация реализуется в некоторых веществах с сильным динамическим сдвигом частоты [73, 74]. В последовательности РЧ-импульсов  $\omega-2\omega$  первый возбуждает спины (если  $\omega \approx 2\pi\nu_0$ ), а второй модулирует частоты прецессии, т. е. оказывает параметрическое воздействие на каждый из осцилляторов (напомним, что в случае ЯМР таковыми являются отдельные изохроматы). При соблюдении определенных фазовых условий колебания некоторых из них окажутся усиленными, а других — ослабленными [31, 32]. Можно показать, что эволюция системы после импульсного воздействия приведет к фазировке усиленных изохромат в момент времени  $2t_{12}$ , т. е. к образованию эха, которое обладает всеми свойствами параметрического сигнала. Например, его интенсивность может быть увеличена путем перекачки энергии из дополнительного параметрического импульса [75]. Ядерное спиновое эхо такого типа, будучи очень наглядной демонстрацией физических принципов формирования некоторых нестационарных откликов, вряд ли пригодно для использования в практических целях, т. к. оно наблюдается только при температурах жидкого гелия. Известно, однако, что в магнитоакустике возможно возбуждение сходного по механизму отклика при комнатных температурах.

В ряде магнитных веществ перенормировка скорости звука внешним магнитным полем дости-

гает очень значительной величины. К ним относятся вещества из класса слабых ферромагнетиков, в частности широко известный кристалл — борат железа [76]. В свободно подвешенном образце из этого материала линия акустического резонанса претерпевает неоднородное уширение, а отдельными осцилляторами в ней являются различные моды магнитоупругих колебаний. Через воздействие на скорость звука их частотами можно управлять, изменяя внешнее постоянное магнитное поле. Приложение импульсного РЧ-поля параллельно постоянному на частоте  $2\omega$  вызывает параметрический резонанс, и в данной системе в импульсной последовательности  $\omega-2\omega$  наблюдается интенсивное параметрическое эхо [77, 78]. Время релаксации  $T_2$ , которое в данном случае является временем затухания ультразвука, довольно типично для акустики и составляет 10–15 мкс.

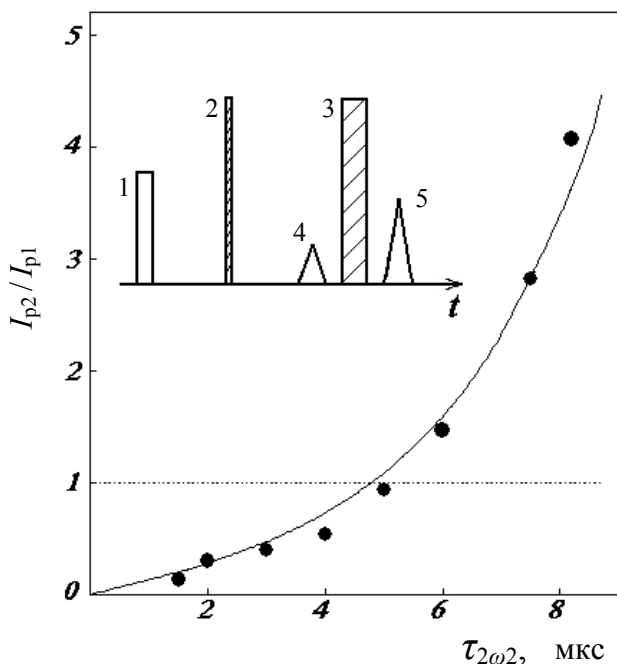
Интересно отметить, однако, что если частота  $\omega$  близка к частоте ЯМР, при соблюдении некоторых условий наблюдается эхо на связанных ядерно-упругих колебаниях, и за счет этого  $T_2$  несколько увеличивается [79]. Характерным признаком рассматриваемого отклика является то, что первый (информационный) импульс может быть очень слабым, по мощности на несколько порядков меньшим, чем в обычных фононных системах.

В работе [78] показано, что амплитуда параметрического эха  $I_p$  описывается выражением

$$I_p = I_{p0} \exp(-2t_{12} / T_2) \operatorname{sh}(ah_{2\omega}\tau_{2\omega}), \quad (8)$$

где  $I_{p0}$  — начальная амплитуда колебаний (линейно зависящая от параметров первого импульса),  $a$  — постоянная материала,  $h_{2\omega}$  — амплитуда магнитного поля РЧ-импульса частоты  $2\omega$ ,  $\tau_{2\omega}$  — длительность этого импульса. Видно, что в соответствии с (8) интенсивность сигнала может экспоненциально нарастать при увеличении амплитуды и/или длительности второго импульса. Конечно, по достижении некоторого предела, определяемого нелинейностью упругих колебаний, наступит ограничение, но его уровень лежит заведомо выше амплитуды эхосигналов в обычных фононных системах.

В принципе, амплитуда отклика может превзойти амплитуду входного импульса. Это очень легко проверить, если в качестве входного импульса рассматривать само эхо. Подавая второй импульс на частоте  $2\omega$  и сближая его с первичным эхосигналом (обозначим амплитуду последнего  $I_{p1}$ ), можно получить, как это показано на вставке рис. 6, еще одно эхо. Увеличение длительности второго импульса  $\tau_{2\omega}$  приводит к быстрому росту амплитуды второго эхосигнала  $I_{p2}$



**Рис. 6.** Параметрическое усиление сигнала магнитоакустического эха. Относительная амплитуда усиленного эхосигнала в зависимости от длительности второго параметрического импульса (пунктиром отмечена линия равенства амплитуд).

На вставке: временная диаграмма возбуждающих и регистрируемых импульсов: 1 — импульс на частоте  $\omega$ , 2 — первый импульс на частоте  $2\omega$ , 3 — второй импульс на частоте  $2\omega$ , 4 — первый эхосигнал (с амплитудой  $I_{p1}$ ), 5 — второй эхосигнал (с амплитудой  $I_{p2}$ ). (По данным работы [78])

(см. рис. 6), который описывается выражением (8) (с заменой  $I_{p0}$  на  $I_{p1}$ , а  $I_p$  на  $I_{p2}$ ). Начиная с некоторой длительности, второе эхо, как видно из рисунка, становится больше первого (в эксперименте получено максимальное значение  $I_{p2}/I_{p1} \approx 4$ ).

Свойством усиливаться под действием импульсов удвоенной частоты обладают отклики любых систем, где действует параметрический механизм. Фактически это означает, что в эхо-процессор может быть встроен параметрический усилитель с рабочим элементом, одновременно являющимся тем веществом, в котором образуется выходной сигнал.

В работе [80] в приближении малого сигнала (которое выполняется на линейном участке зависимости  $I_p(h_{2\omega}\tau_{2\omega})$ ) получено выражение для фурье-спектра параметрического эха:

$$F_p(\omega) = g(\omega)F_1^*(\omega)F_2(2\omega). \quad (9)$$

Структура этой формулы не отличается от выражения (4а), и во временной области она также должна преобразовываться в выражение типа свертки, что, в свою очередь, означает возможность выполнения в параметрических системах всех операций обработки, свойственных другим эхо-процессорам.

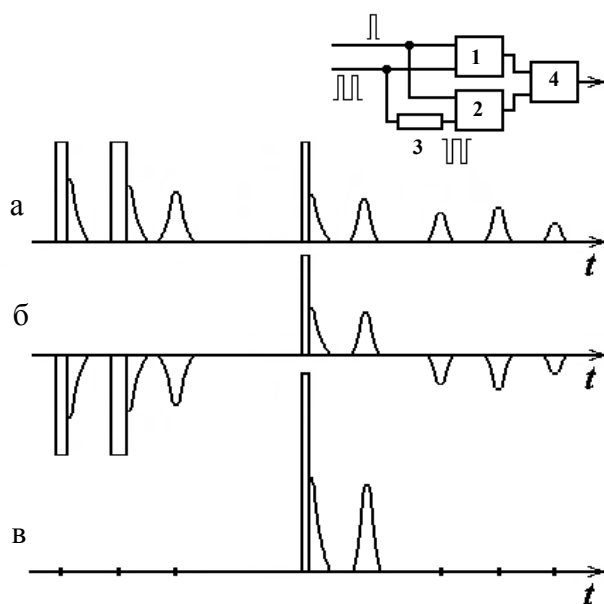
Подводя итог этого раздела, мы можем сказать, что параметрическое эхо (образующееся как на бегущих волнах, так и на собственных колебаниях физической системы) имеет заметное преимущество перед откликами иной природы, главное из которых состоит в возможности управления его амплитудой импульсами возбуждающей последовательности.

#### 4. УСТРАНЕНИЕ ПАЗИТНЫХ ОТКЛИКОВ В ЭХО-ПРОЦЕССОРАХ

Как мы уже видели, работа практически любого эхо-процессора сопровождается генерацией большого количества откликов, являющихся внутренними помехами устройства и подлежащих устранению либо уменьшению до приемлемого уровня. В одной из первых работ по запоминанию информации (длинных импульсных серий) на основе ядерного эха были предложены методы управления внешними полями (подача видеоимпульсов, медленных разверток и др.), по заданному закону изменяющие частоты прецессии магнитных моментов и приводящие к подавлению части выходных сигналов спиновой системы [50]. Кроме того, что этот подход технически довольно сложен, в полном объеме он пригоден только для воздействия на эхо-сигналы немагнитного вещества. Существуют однако модификации данного способа [81], позволяющие осуществить определенные выборки из совокупности выходных сигналов устройства, использующего магнитоупорядоченный материал. Ниже мы более подробно остановимся на другой методике, которая основана на соотношениях, выполняющихся для любого типа сигналов, и следовательно, наиболее универсальной.

В [82] для подавления заранее определенной выборки из всей совокупности выходных сигналов процессора было предложено использовать компенсационную схему, основанную на общих для всех эхосигналов фазовых соотношениях (2\*). Для работы такой системы требуется два или более рабочих веществ, в которых с помощью манипулирования фазами импульсов входной последовательности формируются отклики с заданными фазами. Последующее сложение выходных сигналов должно приводить к компенсации противофазных (рассматриваемых как паразитные) и сохранению синфазных (полезных) откликов.

Поясним сказанное на простейшем примере. Пусть требуется провести обработку информации в трехимпульсной последовательности (см. рис. 1), причем полезным сигналом считается только стимулированное эхо. Тогда все остальные отклики, или по крайней мере три двухимпульсных эхосигнала, возникших после третьего импульса, будут паразитными. Для их устранения достаточно двух рабочих веществ (блок-схема устройства показана на вставке рис. 7). На рис. 7 изображены импульсные последовательности, поступающие на первое (а) и второе (б) рабочие вещества соответственно. На втором веществе с помощью фазоинвертора произведено изменение фаз двух первых импульсов на  $\pi$ . Воспользовавшись выражениями (2\*), нетрудно показать, что на втором веществе (см. рис. 7, б) образуется только один сигнал, синфазный соответствующему отклику на первом — стимулированное эхо (сигналы индукции как малосущественные в процедуре обработки по избранной методике мы сейчас игнорируем). Очевидно, что при суммировании сигналы, предназначенные к подавлению, компенсируются (рис. 7, в), полезный же сигнал сохраняется. Комбинации



**Рис. 7.** Временная селекция выходных сигналов эхо-процессора на основе фазовой компенсации. а — импульсная последовательность на первом рабочем веществе; б — импульсная последовательность на втором рабочем веществе (изменение фазы на  $\pi$  показано в виде перевернутого импульса); в — результат суммирования. На вставке: блок-схема устройства, реализующего данный процесс: 1, 2 — первое и второе рабочие вещества соответственно; 3 — фазоинвертор; 4 — сумматор. (По материалам работ [82, 83])

синфазных и противофазных импульсов, подаваемых на разные рабочие вещества, могут быть любыми, и, следовательно, выборки из совокупности выходных сигналов могут быть достаточно разнообразными.

В более сложных случаях можно использовать большее количество рабочих веществ и изменение фаз на углы, отличающиеся от  $\pi$ . В [82] для некоторых вариантов обработки предложено также действовать амплитудные зависимости, отличающиеся для разных типов откликов. В качестве еще одного для простого по реализации, но менее обычного с точки зрения обработки сигналов примера рассмотрим подавление сигнала индукции после второго импульса. В некоторых исследовательских задачах приходится работать с довольно узкими резонансными линиями, и индукция представляет собой медленно спадающий сигнал, на фоне которого при малых задержках  $t_{12}$  наблюдать сигнал двухимпульсного эха затруднительно. Легко убедиться (см. выражение (2а)), что фаза этого эха останется прежней, если фазу второго импульса изменить на  $\pi$ . Тогда, подавая на первое рабочее вещество импульсы с нулевыми фазами, а на второе — последовательность, в которой фаза второго импульса инвертирована, после суммирования получим компенсацию сигналов индукции, следующих за вторым импульсом, и сложение сигналов эха.

В работе [83] была проведена экспериментальная проверка компенсационного метода на двух образцах литиевого феррита, обогащенных изотопом  $^{57}\text{Fe}$ . Использовались трехимпульсные последовательности, возбуждающие сигналы спинового эха, подобные показанным на рис. 1. Были опробованы все возможные комбинации синфазных и противофазных импульсов, и на выходе системы после суммирования получены выборки откликов, точно соответствующие предсказанным на основе фазовых соотношений. По одному из эхосигналов была измерена величина подавления, составившая около 35 дБ.

Таким образом, можно заключить, что в настоящее время существуют несколько методик борьбы с паразитными сигналами в эхо-процессорах, подтвердивших свое удобство и эффективность.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нестационарные отклики, и прежде всего эхо, — удивительные физические явления, возникающие в системах, кажущихся на первый взгляд далекими друг от друга. Мы старались показать однако что все феномены этого сорта обладают глубокой внутренней связью, и в силу этого их основные свойства независимо от конкретного ме-

ханизма проявления похожи. В известном смысле мы считаем справедливым утверждение о том, что, располагая полным набором сведений об одном типе эхо-сигналов, очень многое знаешь и о других. Глубокие аналогии, существующие между нестационарными откликами разной природы, позволяют вести обсуждение многих информационно-физических свойств этих сигналов с общих позиций. А свойства эти таковы, что открывают перспективу или по крайней мере принципиально допускают возможность построения на их основе устройств обработки импульсов, причем даже в эпоху цифровой техники многие их возможности кажутся весьма многообещающими. Конечно, в зависимости от конкретной физической реализации параметры таких устройств, например характерные времена их работы, окажутся очень разными, что должно позволить адаптировать их к различным задачам и частотным диапазонам.

Ограничив себя преимущественно областью радиоволн, мы имели в виду упомянутые аналогии. За пределами нашего рассмотрения также остались вычислительные системы, основанные на эффекте эха, поскольку они представляют собой отдельную специальную область, требующую самостоятельного обзора. Следует иметь в виду при этом, что поведение нестационарных откликов в основных чертах остается одинаковым всюду, и некоторые их особенности, которым было уделено внимание в данной работе, вероятно, окажутся полезными при создании приборов более сложных, чем аналоговые процессоры.

Функциональные возможности устройств, работающих на явлении эха, в настоящее время далеко не исчерпаны, а возможно, еще и не все проанализированы. Данная область находится в состоянии развития, и следует надеяться на то, что эхо-процессоры в том или ином виде займут место среди информационных систем.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hahn E.L.* Spin echoes // *Phys. Rev.* 1950. V. 80, N 4. P. 580–584.
2. *Hahn E.L.* Free nuclear induction // *Phys. Today.* 1953. V. 6, N 11. P. 4–9.
3. *Фаррар Т., Беккер Э.* Импульсная и фурье-спектроскопия ЯМР. М.: Наука, 1973. 164 с.
4. *Леше А.* Ядерная индукция. М.: ИЛ, 1963. 685 с.
5. *Сликтер Ч.* Основы теории магнитного резонанса. М.: Мир, 1981. 448 с.
6. *Петров М.П.* Электронно-ядерные взаимодействия // *Физика магнитных диэлектриков.* Л.: Наука, 1974. С. 177–283.
7. *Kurnit N.A., Abella I.D., Hartmann S.R.* Observation of a photon echo // *Phys. Rev. Lett.* 1964. V. 13, N 9. P. 567–568.
8. *Abella I.D., Kurnit N.A., Hartmann S.R.* Photon echoes // *Phys. Rev.* 1966. V. 141, N 1. P. 391–405.
9. *Копвиллем У.Х., Нагибаров В.Р.* Оптические аналогии эффекта Оверхаузера и спинового эха // Тезисы IX Всесоюзного совещания по физике низких температур. Л., 1962. С. 28–29.
10. *Копвиллем У.Х., Нагибаров В.Р.* Световое эхо в парамагнитных кристаллах // *ФММ.* 1963. Т. 15, № 2. С. 313–315.
11. *Манькин Э.А., Самарцев В.В.* Оптическая эхоспектроскопия. М.: Наука, 1984. 270 с.
12. *Hill R.M., Kaplan D.E.* Cyclotron Resonance echo // *Phys. Rev. Lett.* 1965. V. 14, N 26. P. 1062–1063.
13. *Gould R.W., O'Neil T.M., Malmberg J.H.* Plasma wave echo // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 19, N 5. P. 219–222.
14. *Jenkins J.L., Wagner P.E.* Microwave echo in gaseous  $\text{NH}_3$  // *Appl. Phys. Lett.* 1968. V. 13, N 9. P. 308–309.
15. *Kaplan D.E., Hill R.M., Herrmann G.F.* Amplified ferrimagnetic echoes // *Phys. Rev. Lett.* 1968. V. 20, N 21. P. 1156–1158.
16. *Goldberg I.B., Ehrenfreund E., Weger M.* Fluxoid echoes // *Phys. Rev. Lett.* 1968. V. 20, N 11. P. 539–540.
17. *Alloul H., Froideaux C.* New echo phenomena in superconducting and normal metals // *Phys. Rev. Lett.* 1968. V. 20, N 22. P. 1235–1236.
18. *Snodgrass R.J.* Giant echoes in solids // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V. 24, N 16. P. 864–866.
19. *Pacult Z.A., Riedi P.C., Tunstall D.P.* Radio frequency echoes in metallic powders // *J. Phys. F.* 1973. V. 3, N 10. P. 1843–1852.
20. *Kupca S., Searle C.W.* Radio-frequency echoes from metal powders // *Canadian J. Phys.* 1975. V. 53, N 23. P. 2622–2630.
21. *Попов С.Н., Крайник Н.Н.* Обнаружение аномального эха в сегнетоэлектрике  $\text{SbSn}$  // *ФТТ.* 1970. Т. 12, № 10. С. 3022–3027.
22. *Кессель А.Р., Сафин И.А., Гольдман А.М.* Макроскопический аналог эффекта спинового эха в поликристаллических сегнетоэлектриках // *ФТТ.* 1970. Т. 12, № 10. С. 3070–3072.
23. *Копвиллем У.Х., Смоляков Б.И., Шарипов Р.З.* Поляризационное эхо в ферроэлектрических кристаллах  $\text{KN}_2\text{PO}_4$  // *Письма в ЖЭТФ.* 1971. Т. 5, № 10. С. 558–560.
24. *Melcher R.L., Shiren N.S.* New class of polarization echoes // *Phys. Rev. Lett.* 1975. V. 34, N 12. P. 731–733.
25. *Rubinstein M., Stauss G.H.* Magnetoacoustic excitation of radiofrequency resonances and echoes in magnetic materials // *J. Appl. Phys.* 1968. V. 39, N 1. P. 81–88.
26. *Kupca S., Searle C. W.* Magnetomechanically ex-



- cited echoes in ferrites // *J. Appl. Phys.* 1975. V. 46, N 10. P. 4612–4613.
27. *Tsuruoka F., Kajimura K.* Dynamic polarization echoes in metallic powders // *Phys. Rev. B.* 1980. V. 22, N 11. P. 5092–5109.
  28. *Корнел А., Чаттерджи М.* Нелинейное эхо, фазовое сопряжение, обращение времени и электронная голография // ТИИЭР. 1981. Т. 69, № 12. С. 22–43.
  29. *Коввилем У.Х., Пранц С.В.* Поляризационное эхо. М.: Наука, 1985. 192 с.
  30. *Gould R.W.* Echo phenomena // *Phys. Lett.* 1965. V. 19, N 11. P. 447–448.
  31. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Наука, 1973. 207 с.
  32. *Мигулин В.В., Медведев В.И., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н.* Основы теории колебаний. М.: Наука, 1978. 392 с.
  33. *Рассветалов Л.А.* Спиновые и поляризационные эхо-процессоры. М.: Наука, 1992. 185 с.
  34. *Рассветалов Л.А.* Функциональная электроника. Новгород: Изд. Нов. ГУ им. Ярослава Мудрого, 1999. 116 с.
  35. *Тарханов В.И.* Геометрическая алгебра, ЯМР и обработка информации. СПб.: Изд. СПбГПУ, 2002. 214 с.
  36. *Петров М.П., Степанов С.И.* Обработка информации в радиотехнических системах методом спинового эха // *Обзоры по электронной технике*, сер. 1, вып. 10 (385) "Электроника СВЧ". М.: ЦНИИ "Электроника", 1976. 30 с.
  37. *Мимс В.Б.* Детектирование радиолокационных сигналов с ЧМ-заполнением импульсов посредством электронно-спинового эха // ТИИЭР. 1963. Т. 51, № 8. С. 1127–1135.
  38. *Рассветалов Л.А.* Генерация эхо-сигналов в нелинейной резонансной среде // *Радиотехника и электроника.* 1987. Т. 31, № 1. С. 8–14.
  39. *Тарханов В.И.* Векторные носители информации в неоднородно уширенной двухуровневой ЯМР-системе // *Научное приборостроение.* 2003. Т. 13, № 1. С. 45–50.
  40. *Баруздин С.А.* Стохастическое возбуждение стимулированного спинового эха // *ЖТФ.* 1997. Т. 67, № 10. С. 100–104.
  41. *Баруздин С.А.* Насыщение двухуровневых систем в условиях импульсного стохастического резонанса // *ЖТФ.* 1999. Т. 69, № 12. С. 65–69.
  42. *Баруздин С.А.* Стимулированное спиновое эхо при возбуждении псевдослучайными импульсами // *ФТТ.* 2005. Т. 47, № 12. С. 2116–2120.
  43. *Rassvetalov L.A., Samartsev V.V.* Optical data processing based on long-lived photon echo // *Proceedings SPIE.* 2001. V. 4605. P. 111–118.
  44. *Самарцев В.В., Рассветалов Л.А.* От долгоживущего фотонного эха и триггерного сверхизлучения к оптическим фазовым процессорам // *Известия РАН, серия физическая.* 2002. Т. 66, № 3. С. 294–296.
  45. *Баруздин С.А.* Стимулированное фотонное эхо при возбуждении некогерентными и когерентными импульсами // *Оптика и спектроскопия.* 2001. Т. 91, № 2. С. 276–277.
  46. *Иванов А.В., Голощанов С.И., Паугурт А.П.* Излучение ядерной спиновой системы в упорядоченных магнетиках // *ЖТФ.* 1983. Т. 53, № 11. С. 2171–2178.
  47. *Голощанов С.И., Паугурт А.П.* Амплитудные характеристики спиновых устройств на основе ЯМР // *ЖТФ.* 1985. Т. 55, № 12. С. 2361–2367.
  48. *Котов Л.Н., Кулешов А.А., Сарнацкий В.М.* Затухание ультразвука и магнитоакустическое эхо в ферритах // *Акустический журнал.* 1986. Т. 32, № 6. С. 835–836.
  49. *Ефищенко П.Ю., Котов Л.Н., Чарная Е.В.* Магнитоакустическое эхо в порошках ферритов // *ФТТ.* 1987. Т. 29, № 8. С. 2424–2428.
  50. *Anderson A.G., Garvin R.L., Hahn R.L., et al.* Spin echo serial storage memory // *J. Appl. Phys.* 1955. V. 26, N 11. P. 1324–1338.
  51. *Gossard A.C., Portis A.M.* Observation of a nuclear resonance in a ferromagnet // *Phys. Rev. Lett.* 1959. V. 3, N 4. P. 164–166.
  52. *Туров Е.А., Петров М.П.* Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1969. 260 с.
  53. *Куркин М.И., Туров Е.А.* ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применения. М.: Наука, 1990. 244 с.
  54. *Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш.* Особенности ядерного магнитного резонанса в ТМП // *Физические свойства и применение магнитных пленок.* Новосибирск: Наука, 1975. С. 142–159.
  55. *Саланский Н.М., Мальцев В.К., Ляпунов И.А.* ЯМР в магнитных пленках  $^{59}\text{Co}$  // *ФТТ.* 1971. Т. 13, № 8. С. 1388–1391.
  56. *Thomson T., Riedi P.C.* Nuclear magnetic resonance investigations of Co nanoclusters in a  $\text{SiO}_2$  thin film matrix // *J. Appl. Phys.* 1997. V. 81, N 8. P. 5549–5551.
  57. *Zhang Y.D., Hines W.A., Budnik J.I., et al.* Nuclear magnetic resonance study of the magnetic behavior of ultrafine Co clusters in Zeolite NaY // *J. Appl. Phys.* 1994. V. 76, N 10. P. 6576–6578.
  58. *Christides C., Stavroyiannis S., Niarchos D., et al.* Significant modification of  $^{59}\text{Co}$  hyperfine fields assigned to specific structural changes in sputtered Co/Au and Co/Cu multilayers // *Phys. Rev. B.* 1999. Vol. 59, N 13. P. 8812–8820.
  59. *Thomson T., Riedi P.C., Krishnan R.*  $^{59}\text{Co}$  nuclear magnetic resonance study of molecular-beam epitaxy grown Co/V multilayers // *J. Appl. Phys.* 2000. V. 87, N 9. P. 6594–6595.
  60. *Фролов Г.И., Жигалов В.С., Мальцев В.К.* Влияние температуры на структурные превращения в нанокристаллических пленках кобаль-

- та // ФТТ. 2000. Т. 42, № 2. С. 326–328.
61. Нургалиев Т.Х., Москалев В.В. Влияние неоднородности коэффициента усиления в магнитоупорядоченных веществах на параметры ядерного спинового эха // Вестник ЛГУ. 1980. № 16. С. 45–51.
  62. Бержанский В.Н., Полулях С.Н., Куневич А.В. Магнитоакустическое эхо в магнитных микропроводах // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47, № 5. С. 620–624.
  63. Попов С.Н., Крайник Н.Н., Смоленский Г.А. Трехимпульсное фоновое (электроакустическое) эхо с большим временем релаксации // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21, № 9. С. 543–546.
  64. Nishihara H., Hayashi K., Okuda Y., Kajimura K. Phonon echoes in powders of high- $T_c$  superconducting YBCO // Phys. Rev. B. 1989. V. 39, N 10. P. 7351–7353.
  65. Плешаков И.В., Нечитайлов А.А., Паугурт А.П. Фоновое эхо в сверхпроводниках, содержащих магнитные ионы // Прикладная физика. 2005. № 3. С. 21–24.
  66. Дробинин А.В., Ципенюк Ю.М. Динамическое и стимулированное радиочастотное эхо в порошках ВТСП // ЖЭТФ. 1997. Т. 111, № 3. С. 1032–1046.
  67. Петров М.П., Дядюшкин Д.В., Иванов А.В. и др. Радиочастотное эхо в иттрий- и висмутсодержащих высокотемпературных сверхпроводниках // Сверхпроводимость: Физика, Химия, Техника. 1990. Т. 3, № 10 (ч. 2). С. 2363–2366.
  68. Леманов В.В., Попов С.Н. Фоновое эхо в L-аланине // ФТТ. 1998. Т. 40, № 11. С. 2119–2120.
  69. Юшин Н.К., Леманов В.В., Агишев Б.А. Фоновое эхо в кристаллах ниобата лития // ФТТ. 1974. Т. 16, № 9. С. 2789–2791.
  70. Агишев Б.А., Дерюгин И.А., Леманов В.В., Юшин Н.К. Электроакустическое взаимодействие в пьезоэлектриках // ФТТ. 1976. Т. 18, № 4. С. 1117–1118.
  71. Красильников В.А., Маматова Т.А., Прокошев В.Г. Параметрическое усиление при обращении волнового фронта магнитоупругой волны в гематите // ФТТ. 1986. Т. 28, № 2. С. 615–617.
  72. Бункин Ф.В., Кравцов Ю.А., Ляхов Г.А. Акустические аналоги нелинейных оптических явлений // УФН. 1986. Т. 149, № 3. С. 391–411.
  73. Буньков Ю.М. Параметрическое ядерное спиновое эхо // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 23, № 5. С. 271–276.
  74. 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.
  75. Буньков Ю.М., Максимчук Т.В. Параметрическое усиленное эхо // ЖЭТФ. 1980. Т. 79, № 10. С. 1408–1411.
  76. Seavey M.H. Acoustic resonance in the easy-plane weak ferromagnets  $\alpha$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  and  $\text{FeBO}_3$  // Solid State Commun. 1972. V. 10, N 2. P. 219–223.
  77. 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.
  78. 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.
  79. Паугурт А.П., Плешаков И.В., Хомченков И.М., Иванов А.В. Влияние ядерной спиновой системы на затухание магнитоупругих колебаний в  $\text{FeBO}_3$  // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13, № 10. С. 587–590.
  80. Нестеров М.М., Плешаков И.В., Фофанов Я.А. Амплитудные и частотные свойства параметрического эхо-сигнала в информационных системах // Научное приборостроение. 2006. Т. 16, № 1. С. 64–71.
  81. Баруздин С.А., Устинов В.Б. Устранение мешающих типов откликов при обработке сигналов в эхо-процессорах // Изв. ВУЗов "Радиоэлектроника". 1983. Т. 26, № 11. С. 12–17.
  82. Иванов А.В., Паугурт А.П., Плешаков И.В. Способ управления спиновым эхо-процессором. Авторское свидетельство № 1248436, 1.04.86.
  83. Петров М.П., Паугурт А.П., Иванов А.В., Плешаков И.В. Использование фазовых соотношений при регистрации откликов спиновой системы // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12, № 14. С. 833–837.

*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 28.02.2006.

## INFORMATION-PHYSICAL PROPERTIES OF NONSTEADY STATE RESPONSES IN THE SYSTEMS OF PULSED SIGNAL PROCESSING

**M. M. Nesterov, I. V. Pleshakov<sup>1</sup>, Ya. A. Fofanov<sup>2</sup>**

*Saint-Petersburg Institute for Information and Automatics RAS*

<sup>1</sup>*A.F. Ioffe Physical-Technical Institute RAS, Saint-Petersburg*

<sup>2</sup>*Institute for Analytical Instrumentation RAS, Saint-Petersburg*

The main principles of the formation of nonsteady state responses of physical systems to the pulse excitation (free induction decay and echo signals) and their common features, which permit to use them in information processing, are discussed in the review. Specific examples of the systems and of some important phenomena in this field are listed. The restrictions of the processors based on nonsteady state responses and possible ways to improve their efficiency are discussed.