

01;05

## Фононное эхо в высокотемпературных сверхпроводниках как нелинейное магнитоакустическое явление

© И.В. Плешаков,<sup>1</sup> Е. Улинен,<sup>2</sup> Я.А. Фофанов,<sup>3</sup> В.И. Дудкин,<sup>4</sup> В.И. Тарханов<sup>4</sup><sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,

194021 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: ivanple@yandex.ru

<sup>2</sup> Wihuri Physical Laboratory, University of Turku,

FI-20014 Turku, Finland

<sup>3</sup> Институт аналитического приборостроения РАН,

190103 Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,

195251 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 29 апреля 2010 г.)

Изучены экспериментально наблюдаемые особенности нелинейного поведения сигнала фононного эха в высокотемпературных сверхпроводниках. Приводятся данные, демонстрирующие недостаточность стандартного учета ангармонических эффектов для полного объяснения закономерностей, характеризующих эхо-сигнал. Показано, что в том случае, когда фононное эхо используется как метод исследования параметров сверхпроводящего материала, должны быть приняты во внимание его нелинейные свойства. Отмечено возрастание упругой нелинейности в иттриевой керамике при легировании ее железом.

### Введение

Отклик упругой подсистемы некоторого порошкообразного материала на воздействие последовательности импульсов переменного поля носит название радиочастотного, или фононного, эха. Внешне оно очень сходно с широко известным явлением спинового эха и даже имеет с ним приблизительно одинаковые параметры, но природа его совершенно иная — за данный тип эха ответственны акустические колебания отдельных частиц, играющие роль ансамбля осциллятора с неоднородным частотным уширением, которое принципиально необходимо для наблюдения явлений данного типа.

Фононное эхо (ФЭ) в системе высокопроводящих частиц (включая сверхпроводники и нормальные металлы) наиболее полно рассмотрено в работе [1], хотя и там сделан ряд существенных упрощений. В основу объяснения эффекта двухимпульсного сигнала положен следующий подход. Считается, что радиочастотное (РЧ) магнитное поле первого импульса  $B_1$ , действуя на помещенный в постоянное магнитное поле  $B_0$  образец, по известному механизму [2] возбуждает упругие колебания частиц. Вследствие разброса размеров частиц частота их акустических мод различается, и по прошествии некоторого времени наступает расфазировка колебаний.

Далее полагается, что поле второго импульса  $B_2$  снова вызывает колебания, которые по окончании его действия будут взаимодействовать с возбужденными ранее, т.е. начиная с этого момента в теории уже учитывается нелинейность (в действительности присутствующая всегда в виде упругого ангармонизма кристаллической решетки). Смешение колебаний, вызванных первым и вторым импульсами в среде с нелинейными свойствами,

порождает обращение фаз, которое при сложении всех индивидуальных откликов и приводит к возникновению эхо-сигнала в момент времени  $2t_{12}$ , где  $t_{12}$  — интервал, разделяющий достаточно короткие возбуждающие импульсы.

В течение длительного времени ФЭ исследовалось с различных точек зрения (было предложено, например, использовать его в квантовых вычислениях [3]), в том числе это явление достаточно широко применялось при изучении высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [4–11]. Практически во всех работах отмечалось, что предсказания теории для функционального вида зависимостей эхо-сигнала от внешних полей могут заметно расходиться с опытными данными. Это же позднее наблюдалось в сверхпроводнике другого типа (дибориде магния), представляющем в настоящее время значительный интерес [12]. Таким образом, существует проблема интерпретации результатов, полученных методом ФЭ, анализу которой и посвящена настоящая статья.

### Ангармоническая модель фононного эха

ФЭ по своей природе эффект нелинейный, но проявления этой нелинейности могут быть разными. Учет ангармонизма, проведенный по упомянутой выше схеме, позволил объяснить само появление данного отклика сверхпроводящего материала, однако последовательно он был выполнен только в малосигнальном приближении [1]. Даже такой подход довольно сложен и требует значительных упрощений реальной экспериментальной ситуации — в итоге он дает лишь приближенную картину явления.

В качестве исходного в [1] использовалось уравнение

$$\ddot{S} + \frac{2}{T_2} \dot{S} + \Omega^2(1 + \mu|S|^2) = F[B_0, B_i(t)], \quad (1)$$

описывающее временную часть  $S(t)$  колебания нелинейного осциллятора, т.е. выделенной акустической моды частицы сверхпроводника. Здесь  $\Omega$  — собственная частота осциллятора,  $\mu$  — параметр нелинейности, связанный с ангармоническими свойствами кристаллической решетки,  $F$  — воздействие возбуждающих импульсов, представляющее собой некоторую функцию, зависящую от постоянного магнитного поля  $B_0$  и переменных полей  $B_i(t)$  импульсов с номерами  $i$ . В случае ансамбля осцилляторов на основе уравнения (1) было получено выражение для амплитуды сигнала двухимпульсного ФЭ [1]:

$$I_e \propto \mu B_1 B_2^2 B_0^4 \exp\left(-\frac{2t_{12}}{T_2}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{2t_{12}}{T_2}\right)\right], \quad (2)$$

где  $T_2$  — время затухания звука (или время релаксации эхо-сигнала — характерное время его спада при больших задержках).

Вид функции (2), нарастающей на определенном временном интервале, является одним из главных признаков, по которому ангармоническое эхо отличается от сигнала, сформированного по механизму Хана [13,14]. Экспериментально этот участок наблюдается далеко не всегда, например, ни в одной из работ, посвященных ФЭ в ВТСП, он не был обнаружен из-за существования „мертвого времени“ приемной системы после воздействия РЧ-импульсов. Вследствие упрощенности расчета (модельные представления о форме частицы, режим малого сигнала) предсказанные теорией амплитудные зависимости  $I_e \propto B_0^4$ ,  $I_e \propto B_{1,2}^3$  (последняя — для одинаковых РЧ-импульсов, изменяющихся одновременно,  $B_1 = B_2 = B_{1,2}$ ), также практически никогда не совпадали с результатами опыта. Чаще всего в малых полях (при  $B_0 < 0.5-1$  Т) функция  $I_e(B_0)$  оказывалась близкой к квадратичной [6,7], далее наблюдался переход к еще более низкому показателю степени, вплоть до линейной зависимости [6,10]. В работе [7] было установлено, что  $I_e \propto B_{1,2}$  и  $I_e \propto \sqrt{B_{1,2}}$  соответственно для висмутового и иттриевого образцов, что, конечно, очень сильно расходится с соотношением (2). Иногда в больших внешних полях, т.е. при сильном сигнале, наблюдалось его насыщение [9]. Эти данные указывают на существование не учтенных простой моделью проявлений нелинейности ФЭ в сверхпроводниках.

## Режим большого сигнала

При отсутствии возможности строгого решения задачи в случае сильного сигнала в работах [1,15] была эмпирически получена аналитическая аппроксимация,

которая удовлетворительно описывала данный режим:

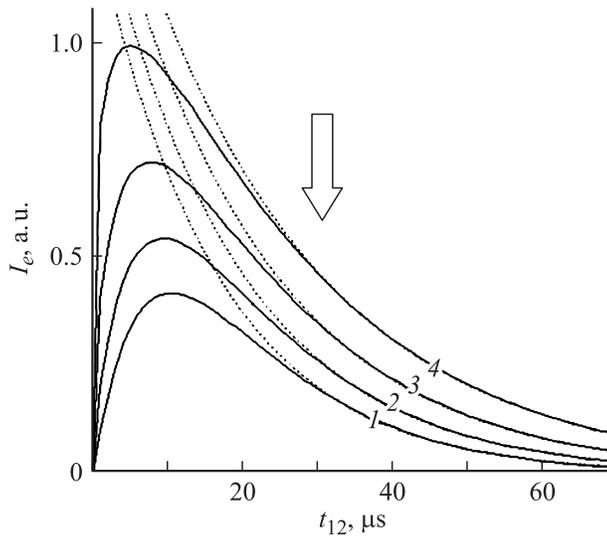
$$I_e \propto \mu^\nu B_1^\nu B_2^{1+\nu} B_2^{2(1+\nu)} \times \left[1 - \exp\left(-\frac{2t_{12}}{T_2}\right)\right]^\nu \exp\left[-\frac{(1+\nu)t_{12}}{T_2}\right]. \quad (3)$$

Здесь  $\nu$  — параметр, изменяющийся в пределах  $0 < \nu \leq 1$  и обеспечивающий согласование расчета с наблюдаемым поведением отклика. Очевидно, что (3) переходит в (2) при  $\nu = 1$  (значение  $\nu = 0$  приводит к независимости  $I_e$  от амплитуды первого импульса). Как показывает численное моделирование [1], некоторые особенности режима сильного сигнала удастся описать до  $\nu \approx 0.2$ .

В настоящей работе была выполнена подгонка выражения (3) к экспериментальным данным по висмутовому и иттриевому образцам [7,8] с учетом зависимости времени релаксации от постоянного поля [7]. Было показано, что функцию  $I_e(B_0)$ , близкую к квадратичной, удастся получить при  $\nu = 0.4$  для  $B_0 < 0.75$  Т, но при этом зависимость  $I_e(B_{1,2})$  все равно остается необъясненной, хотя показатель степени в ней значительно понижается. Таким образом, следует предположить наличие дополнительного фактора, приводящего к ограничению амплитуды. Он будет обсуждаться далее, но здесь следует отметить, что при одновременном действии нескольких механизмов, оказывающих влияние на сигнал ФЭ, указать точное значение  $\nu$  уже нельзя, а можно лишь утверждать, что наряду с другими проявлениями нелинейности в ВТСП реализуется режим сильного сигнала с некоторым  $\nu < 1$ .

Если пользоваться ФЭ как измерительной методикой, следует иметь в виду, что при  $\nu \neq 1$  и достаточно больших временах задержки  $t_{12}$  будет определяться время релаксации, несколько отличающееся от истинного времени затухания ультразвука. Как уже говорилось выше, из-за особенностей устройства приемной системы экспериментально наблюдаются только „хвосты“ зависимости  $I_e(t_{12})$ , по которым трудно построить полную кривую, описываемую выражением (3). Обычно проводимая в этом случае экспоненциальная подгонка  $I_e(t_{12}) = I_0 \exp(-2t_{12}/\bar{T})$  дает характерное время сигнала  $\bar{T}_2$ , которое с  $T_2$  не совпадает. Это иллюстрируется рис. 1, где показаны характерные для модели ангармонических осцилляторов кривые  $I_e(t_{12})$ , построенные по формуле (3) при различных  $\nu$  и  $T_2 = 30 \mu\text{s}$  (значение, соответствующее средней величине релаксации в условиях, типичных для наблюдения эха в ВТСП [6,7,11]).

Поскольку допустимые задержки  $t_{12}$  на практике, как правило, составляют не менее нескольких десятков микросекунд, при любых  $\nu$  должна регистрироваться только экспоненциальная часть кривых, что соответствует результатам наблюдений. Величины отклонений  $(\bar{T}_2 - T_2)/T_2$ , определенные в качестве примера для двух значений  $T_2 = 30$  и  $10 \mu\text{s}$  (последнее близко к минимальному времени релаксации, полученному для



**Рис. 1.** Поведение амплитуды динамического фононного эха в модели ангармонических осцилляторов при изменении задержки между импульсами.  $T_2 = 30 \mu\text{s}$ . Сплошная кривая — расчет по формуле (3) для разных  $\nu$ , пунктир — экспоненциальная подгонка к расчетной кривой при  $t_{12} > 30 \mu\text{s}$  ( $1 - \nu = 1$ ,  $2 - 0.75$ ,  $3 - 0.5$ ,  $4 - 0.25$ ). Вертикальной стрелкой показано примерное значение экспериментально допустимой задержки.

Наблюдаемые значения времени релаксации  $\bar{T}_2$  и их отличие от истинного  $T_2$  при различных значениях параметра, характеризующего режим сильного сигнала

$T_2, \mu\text{s}$	30				10			
$\nu$	1	0.75	0.5	0.25	1	0.75	0.5	0.25
$\bar{T}_2, \mu\text{s}$	32	36	42	49	10	11	13	16
$(\bar{T}_2 - T_2)/T_2, \%$	< 7	20	40	63	0	10	30	60

ВТСП опытным путем [6,11]), сведены в таблицу, из которой видно, что измеренное время релаксации ФЭ можно считать приблизительно равным времени затухания акустических колебаний только при больших  $\nu$ .

Отметим, однако, что вблизи границы малосигнального приближения расхождение все же незначительно. Кроме того, знание точной величины затухания звука иногда необязательно, например для оценки величины сверхпроводящей щели акустическим методом [4,11,12] существен только функциональный вид зависимости затухания от температуры, поэтому предположения о пропорциональности  $\bar{T}_2$  и  $T_2$  здесь оказывается достаточно. Важным, конечно, является требование постоянства или слабой изменчивости параметра  $\nu$ .

## Методика и результаты эксперимента

Экспериментально появление нелинейности при регистрации ФЭ в настоящей работе изучалось на образцах чистого иттриевого ВТСП ( $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ) и этого же

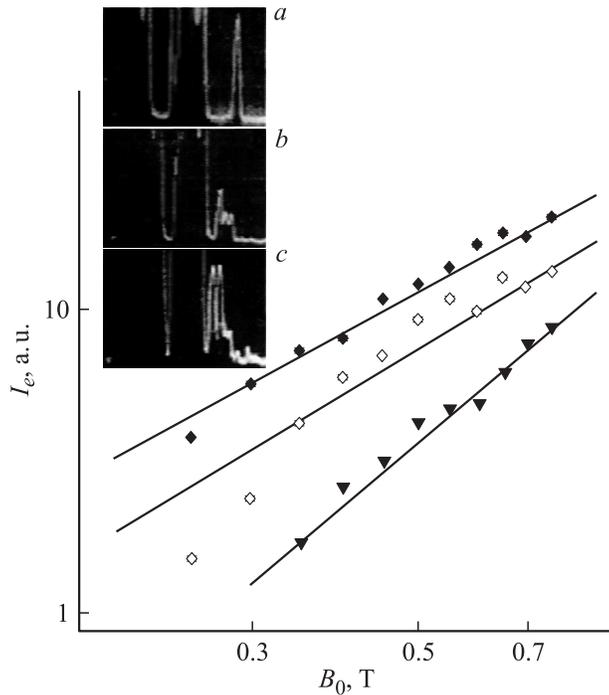
соединения с добавлением железа ( $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Fe}_x\text{O}_{7-\delta}$ ,  $x = 0.15$ ). Выбор последнего связан с тем, что в нем, по данным ряда исследований, формируется магнитоупорядоченное состояние и возможно образование кластеров [16], что приводит к возрастанию нелинейных свойств материала [11]. С этой точки зрения интересно сравнение чистого и легированного образцов.

Эхо-сигналы возбуждались и регистрировались в порошке с размером частиц около нескольких десятков микрометров, находящемся в запаянной кварцевой ампуле, которая была помещена в катушку радиоспектрометра, настроенного на частоту 17 МГц. В спектрометре вырабатывалась последовательность из двух одинаковых по интенсивности радиоимпульсов с длительностью  $\tau_i$  порядка нескольких микросекунд (в ряде случаев более) и временем задержки  $t_{12}$  порядка десятков микросекунд. Амплитуда РЧ-поля  $B_{1,2}$ , создаваемого в катушке, составляла единицы миллитесла. Катушка размещалась в постоянном магнитном поле  $B_0$  таким образом, что ее ось была перпендикулярна направлению поля. Измерения выполнялись при температуре жидкого гелия. В целом схема эксперимента ничем, кроме возможности произвольного выбора частоты, не отличалась от стандартной методики импульсного ядерного магнитного резонанса и ранее также применялась для изучения ФЭ в работах [7,8,11], где она подробно описана.

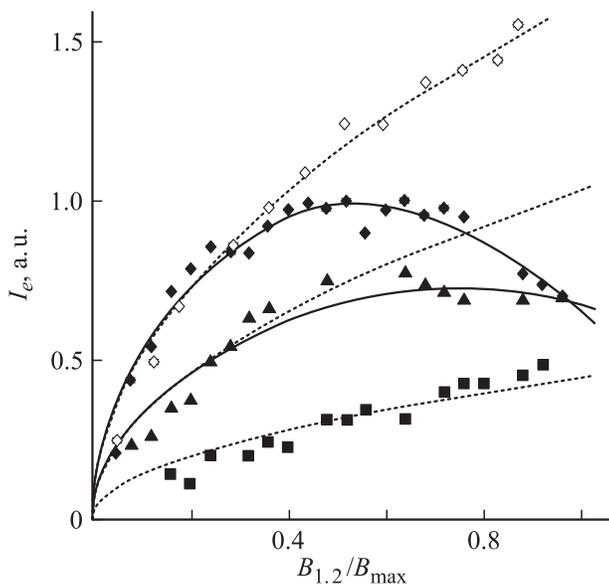
Наблюдавшееся в момент времени  $2t_{12}$  динамическое (двухимпульсное) эхо по основным свойствам соответствовало ангармоническому магнитоакустическому сигналу [14]. В качестве примера на вставке к рис. 2 показаны его осциллограммы в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  при разных  $\tau_i$ , характерные для данного типа откликов [17]. Как и ожидалось, в железосодержащем образце нелинейное поведение ФЭ оказалось выраженным наиболее сильно. Это проявилось, в частности, в значительном изменении показателя степени  $n$ , полученного из формального описания полевого поведения амплитуды эха соотношением  $I_e \propto B_0^n$  при разных уровнях возбуждения.

На рис. 2 показаны зависимости  $I_e$  в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Fe}_x\text{O}_{7-\delta}$  от постоянного поля для разных  $B_{1,2}$ . Из этих графиков получено, что при  $B_{1,2} \approx 2, 4$  и  $6$  мТ показатель  $n$  принимает значения 2.1, 1.5 и 1.3 соответственно. Очевидно, что при большой интенсивности возбужденного РЧ-полем ультразвука, даже при наличии зависимости  $T_2(B_0)$ , для объяснения замедления роста амплитуды эха учет только режима большого сигнала недостаточен — необходимый для этого параметр  $\nu$  слишком мал, а для некоторых  $B_{1,2}$  даже отрицателен, что не имеет физического смысла. Таким образом, следует ввести в рассмотрение дополнительные механизмы, препятствующие быстрому росту амплитуды отклика с полем.

В  $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Fe}_x\text{O}_{7-\delta}$  обнаружено характерное отличие от  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , которое представляется доказательством увеличения акустической нелинейности оксидной керамики типа 1-2-3 при добавлении железа. Зависимость эха от импульсного РЧ-поля в же-



**Рис. 2.** Зависимости амплитуды эхо-сигнала от постоянного поля в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Fe}_x\text{O}_{7-\delta}$  в переменном магнитном поле  $B_{1,2}$ , мТ:  $\blacklozenge$  — 2,  $\diamond$  — 4,  $\blacktriangledown$  — 6. На вставке: осциллограммы эхо-сигнала при разной длительности РЧ-импульсов,  $a$  —  $\tau_1 = 3$ ,  $\tau_2 = 3$ ;  $b$  —  $\tau_1 = 10$ ,  $\tau_2 = 3$ ;  $c$  —  $\tau_1 = 15$ ,  $\tau_2 = 3 \mu\text{s}$  ( $t_{12} = 40 \mu\text{s}$ ,  $B_0 = 0.7 \text{ T}$ ).



**Рис. 3.** Зависимости амплитуды эхо-сигнала от относительной амплитуды импульсного радиочастотного поля  $B_{1,2}$  ( $B_{\text{max}} \approx 10 \text{ mT}$ ).  $\blacksquare$ ,  $\blacktriangle$ ,  $\blacklozenge$  —  $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Fe}_x\text{O}_{7-\delta}$ . (Постоянное магнитное поле  $B$ , Т:  $\blacksquare$  — 0.4,  $\blacktriangle$  — 0.6,  $\blacklozenge$  — 0.7).  $\diamond$  —  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $B_0 = 0.725 \text{ T}$ ). Сплошные кривые проведены по аппроксимирующей формуле при  $2m = 1.22$  и  $\beta(0.7 \text{ T})/\beta(0.6 \text{ T}) = 1.44$ ; пунктир соответствует функции вида  $\sqrt{B_{1,2}}$ .

лезосодержащем материале начиная с некоторых  $B_{1,2}$  демонстрирует, как видно из рис. 3, заметный спад. Если, в соответствии со сказанным ранее, понижение степени в законе роста амплитуды ФЭ с увеличением РЧ-поля хотя бы частично объясняется режимом большого сигнала, относящимся к взаимодействию гармоник после второго импульса, появление падающего участка  $I_e(B_{1,2})$  указывает на вступление в силу добавочных нелинейных эффектов при достижении звуком определенной интенсивности. Процесс может происходить как на этапе генерации колебаний, так и при их сложении непосредственно в момент формирования отклика.

## Обсуждение результатов

Во время действия возбуждающего импульса, т.е. при наличии некоторой внешней вынуждающей силы  $F = F_0 \cos pt$ , и в пренебрежении небольшим на коротком интервале затуханием уравнение (1) в упрощенной форме приобретает вид

$$S'' + \Omega^2 S + \mu \Omega^2 S^3 = F_0 \cos pt. \quad (4)$$

Оно описывает бездиссипативный осциллятор Дуффинга — одну из простейших нелинейных систем, поведение которой хорошо изучено. Частота вынужденных колебаний в системе определяется внешним воздействием, амплитуда при  $p \approx \Omega$  монотонно нарастает как  $\sim \sqrt[3]{F_0}$  [18], т.е. механизм, приводящий к уменьшению отклика, никак не проявляется. Таким образом, на этапе, связанном с генерацией ультразвука, обнаруживается причина дополнительного замедления роста амплитуды, но ответственным за спад эхо-сигнала этот процесс быть не может. (В принципе, в случае нерезонансного воздействия на частицу, отличающиеся по размерам от тех, которые имеют собственную частоту  $\Omega$ , при больших  $F_0$  мог бы быть достигнут бистабильный режим, но на эксперименте неустойчивость такого типа не наблюдалась, т.е. внешнее воздействие оставалось все же достаточно малым).

ФЭ представляет собой РЧ-импульс с заполнением на частоте магнитоакустического резонанса и амплитудой, медленно меняющейся по сравнению с периодом упругих колебаний, поведение которых описывается уравнением (4) при  $F_0 = 0$ . Особенность здесь состоит в том, что этот сигнал возникает не под воздействием внешней силы, которая отделена от него по времени, а вследствие фазирования ранее возбужденных мод с близкими частотами. Решение задачи для свободных колебаний, полученное методом разложения по малому параметру, в первом приближении дает выражение для амплитуды, которое, в зависимости от начальных условий, может иметь спадающий участок (высшие гармоники, частоты которых лежат за пределами полосы приемной системы, не рассматриваются) и, кроме того, обладает свойством неизохронности, т.е. зависимости частоты колебаний от их интенсивности [18]. Уже небольшого смещения

несущей частоты ФЭ относительно полосы приемника достаточно для значительного изменения сигнала на его выходе, поэтому можно предположить, что неизохронность является основным нелинейным эффектом, ответственным за спадающую часть зависимости  $I_e(B_{1,2})$ . Для аппроксимации экспериментальных данных было выбрано выражение

$$I_e = I_0 \sqrt{B_{1,2}} \exp \left[ -\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma^2} \right],$$

где гауссово распределение — характеристика приемника, настроенного на центральную частоту  $\omega_0$ , совпадающую с несмещенной частотой акустического резонанса (17 MHz),  $\sigma$  — полуширина его полосы (0.4 MHz),

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - \alpha A^2}}$$

— частота упругих колебаний, зависящая от их амплитуды  $A$  [18],  $\alpha$  — коэффициент, численно близкий к  $\mu$ , а величина  $A$  связана с амплитудой РЧ-импульсов:  $A = aB_{1,2}^m$ . Здесь  $I_0$ ,  $\beta = \alpha a^2$  и  $m$  являются подгочными параметрами. Рис. 3, на котором сплошные кривые проведены по указанной формуле, показывает, что их подбором можно добиться вполне удовлетворительного согласования аппроксимирующей функции с экспериментом, причем смещение  $\omega_0 - \omega$  в случае максимального спада составляет около 3%.

Отметим, что регистрируемый сигнал здесь фактически рассмотрен как колебание некоего единого осциллятора, но в действительности он образован сложением многих акустических мод. Каждая из них к моменту появления ФЭ может сильно затухнуть, однако их суммирование приводит к появлению ультразвука такой интенсивности, чтобы наступало ограничение отклика, т.е. для проявления нелинейного эффекта необходимо, чтобы сложение малых колебаний отдельных осцилляторов породило большое суммарное смещение. Разные частицы в этом смысле друг на друга влиять не могут, но внутри каждой частицы складываются колебания разных типов. То, что их много, очевидно — существуют продольные и поперечные моды, возможно возбуждение мод с номером больше единицы и главное — неправильная форма частицы приводит к появлению многих типов колебаний с различающимися частотами.

В рамках предложенной схемы качественное объяснение находит различие зависимостей  $I_e(B_{1,2})$  для иттриевого и висмутового образцов [7]. Морфологически последний отличается тем, что легко раскалывается вдоль плоскостей  $ab$ . Порошок этого материала состоит из частиц в виде тонких чешуек, в какой-то мере близких к модели „частицы“ в виде бесконечной пластины, использовавшейся в [1]. Плотность мод в такой системе должна быть ниже и проявление нелинейности слабее, чем в  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , что и дает возможность амплитуде расти несколько быстрее в зависимости от  $B_{1,2}$ .

## Заключение

В работе исследована распространенная ситуация, когда поведение нестационарного магнитоакустического отклика сверхпроводника на импульсное радиочастотное воздействие в виде фононного эха заметно отклоняется от предсказаний теории, развитой для описания этого явления на основе упрощенной модели нелинейной системы с высокой проводимостью. Экспериментально, в том числе с использованием материала, проявляющего сильную упругую нелинейность, показано, что нелинейные эффекты, ответственные за само формирование эхо-сигнала, могут при определенных условиях изменять его характеристики, что должно быть принято во внимание в случае применения эха в качестве измерительной методики. Предложен подход к анализу фононного эха в высокотемпературных сверхпроводниках, заключающийся в том, что наряду с известными проявлениями нелинейности, последняя также должна учитываться при воздействии импульсов и непосредственно в момент формирования отклика.

Предполагается, что результаты работы обладают достаточной общностью и могут быть распространены на другие типы эхо-сигналов, например, фононное эхо в сегнетоэлектриках и магнитоупорядоченных веществах.

## Список литературы

- [1] *Tsuruoka F., Kajimura K.* // Phys. Rev. B. 1980. Vol. 22. N 11. P. 5092.
- [2] *Васильев А.И., Гайдюков Ю.И.* // УФН. 1983. Т. 141. № 3. С. 431.
- [3] *Apushkinsky E., Astrov M.* // Physica B. 2002. Vol. 321. N 1–4. P. 408.
- [4] *Nishihara H., Hayashi K., Okuda Y., Kajimura K.* // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 39. N 10. P. 7351.
- [5] *Дробинин А.В., Ципенюк Ю.М.* // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. № 10. С. 563.
- [6] *Дробинин А.В., Ципенюк Ю.М.* // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. № 3. С. 1032.
- [7] *Петров М.П., Дядюшкин Д.В., Иванов А.В., Красинькова М.В., Нечитайлов А.А., Паугурт А.П., Плешаков И.В.* // СФХТ. 1990. Т. 3. № 10. С. 2363.
- [8] *Petrov M.P., Pleshakov I.V., Paugurt A.P., Krasinkova M.V., Nechitailov A.A., Melech B.T.* // Solid. State Commun. 1991. Vol. 78. N 10. P. 893.
- [9] *Анушкинский Е.Г., Астров М.С., Долбиев В.В., Марущак Н.И.* // Науч. приборостроение. 1992. Т. 2. № 2. С. 54.
- [10] *Nishihara H., Tamegai T., Oguro I., Hayashi K.* // J. Low Temperature Physics. 1996. Vol. 105. N 3/4. P. 1035.
- [11] *Плешаков И.В., Нечитайлов А.А., Паугурт А.П., Матвеев В.В., Фофанов Я.А., Ylinen E.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 24. С. 38.
- [12] *Pleshakov I.V., Ylinen E., Paturi P., Matveev V.V., Laiho R.* // Europhys. Letters. 2009. Vol. 85. N 6. P. 67 001.
- [13] *Korpel A., Chatterjee M.* // Proc. IEEE. 1981. Vol. 69. N 12. P. 1539.
- [14] *Нестеров М.М., Плешаков И.В., Фофанов Я.А.* // Науч. приборостроение. 2006. Т. 16. № 2. С. 3.

- [15] *Stokka S., Fossheim K.* // J. Phys. C: Solid State Phys. 1978. Vol. 11. N 19. P. 3949.
- [16] *Maknani J., Dormann J.L., Terziev V.G., Jové J., Pankowska H., Gorochov O.* // Hyperfine Interactions. 1994. Vol. 93. N 1. P. 1699.
- [17] *Смоляков Б.В., Хаймович Е.П.* // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 4. С. 1303.
- [18] *Мигулин В.В., Медведев В.И., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н.* Основы теории колебаний. М.: Наука, 1978. 392 с.