

УДК 538.945

Эхо в порошке высокотемпературного сверхпроводника $\text{Bi}_{3.8}\text{Pb}_{0.2}\text{Sr}_4\text{Ca}_5\text{Cu}_7\text{O}_y$ / Е. Г. Апушкинский, М. С. Астров, В. В. Долбиев, Н. И. Марущак // Научное приборостроение.- 1992.-Т.2.-N 2.-С. 54-64.

Приведены зависимости амплитуды эхо-сигнала от величины постоянного магнитного поля, уровня возбуждающих импульсов, периода следования пар импульсов, задержки между импульсами и от времени, прошедшего после охлаждения образца. Проведено сравнение свойств наблюдавшихся эхо-сигналов и аналогичных сигналов от порошков $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, низкотемпературных сверхпроводников и нормальных металлов. Указано на ряд конкретных практических приложений описанного явления, в частности, для аналоговой обработки информации, создания устройств памяти, исследования и технологического контроля свойств сверхпроводящих порошков. Библ.-14 назв. Ил.-9.

Е. Г. Апушкинский, М. С. Астров, В. В. Долбиев, Н. И. Марущак
(Фирма "Аналитические приборы", С.-Петербург)

ЭХО В ПОРОШКЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА



Впервые о наблюдении эхо-сигналов при возбуждении радиочастотными (РЧ) импульсами порошков высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) Y-Ba-Cu-O и Tl-Ba-Ca-Cu-O, помещенных в постоянное магнитное поле и находящихся при температуре ниже критической, сообщалось в работе [1]. Дальнейшие исследования эхо-явления в порошке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ касались долгоживущего эха и изучения зависимости эхо-сигналов от давления газа над образцом [2]. В работах [3, 4] приведены результаты, позволяющие судить об особенностях поведения эха в ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ при изменении как постоянного, так и РЧ полей. В статье приводятся результаты исследования эхо-явления в порошке ВТСП суммарного состава $\text{Bi}_{3.8}\text{Pb}_{0.2}\text{Sr}_4\text{Ca}_5\text{Cu}_7\text{O}_y$, находящегося в сверхпроводящем (СП) состоянии при температуре $T = 77$ К, дополняющие данные работы [1—4].

Образцы веществ синтезированы методом твердофазных реакций из смеси Bi_2O_3 , PbO , SrCO_3 , CaCO_3 и CuO . Измельченные порошки исходных веществ без PbO тщательно перемешивались, высушивались и помещались в алуновое тигель. Первый синтез осуществлялся на воздухе при температуре 870°C в течение 100 ч. Затем спек измельчался и смешивался с необходимым количеством PbO . Формирование ВТСП материала осуществлялось при температуре 850°C в течение 100 ч. Охлаждение образца проводилось со скоростью 100 К/ч до температуры 400°C , а затем продолжалось со скоростью 300 К/ч. На полученных образцах наблюдался хорошо выраженный эффект Мейснера при $T = 77$ К. На температурной зависимости магнитной восприимчивости $\kappa(T)$ для керамического образца наблюдался одноступенчатый переход в СП состояние при $T = 107$ К. Доля СП фазы в керамике оценивалась по величине $\kappa(T)$ и для полученных образцов была не ниже 60 %. Синтезированная керамика измельчалась в мелкодисперсную фазу на автоматической мельнице с агатовой ступкой. Около 70 % объема получившегося порошка содержало частицы диаметром 20—50 мкм. Порошок помещался в пробирку диаметром 5 мм, и в ней понижалось давление до 10^{-1} — 10^{-3} Па.

Функциональная схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. В качестве задающего генератора I использован стандартный генератор типа Г4-107, работавший в режиме импульсной модуляции от внешнего

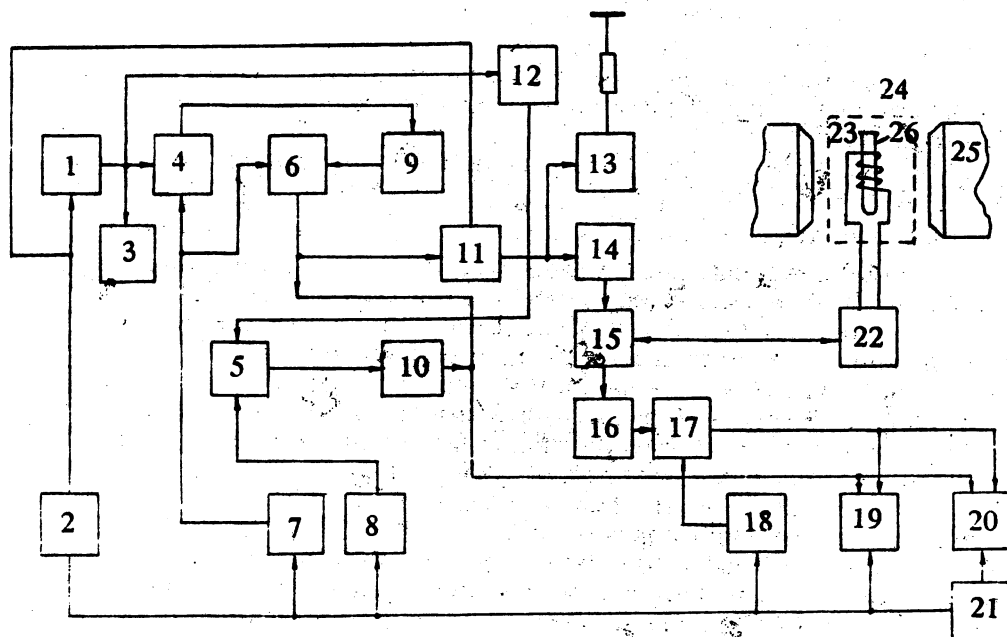


Рис. 1. Функциональная схема экспериментальной установки

ратора 2 типа Г5-54. Контроль частоты производился частотомером 3 (прибор типа ЧЗ-34А). Электронные ключи 4, 5, 6, разработанные фирмой "Аналитические приборы" и обеспечивающие уровень затухания в закрытом состоянии 40 дБ по сравнению с открытым, осуществляли формирование импульсов возбуждения. Управление их работой велось от генераторов 7 и 8 типа Г5-63. Усилители 9 и 10 типа УЗ-33 позволяли получить необходимый уровень входного сигнала для усилителя мощности 11, разработанного в ОКБ "Маяк" Пермского государственного университета и развивавшего при скважности 10 в импульсном режиме выходную мощность до 200 Вт. Управление усилителем 11 велось от генератора 2. Атенюатор 12 позволял производить изменение уровня мощности возбуждения, а гашение паразитных частот осуществлялось режекторным 13 и полосовым 14 фильтрами. Оба фильтра, аттенюатор, а также предварительный усилитель 15, имеющий коэффициент усиления 40 дБ и "мертвое время" около 10 мкс, также изготовлены фирмой "Аналитические приборы". В качестве окончательного усилителя 16 использовался прибор типа УЗ-33. Ключ 17 (разработка фирмы "Аналитические приборы") управлялся генератором 18 типа Г5-63 и позволял ослабить проникающие на систему регистрации импульсы возбуждения. Регистрация сигналов осуществлялась на осциллографах 19 и 20 типов С1-75 и С8-12, соответственно. Последний обладает памятью и использовался для исследования долгоживущего эха. Общая синхронизация работы схемы проводилась генератором 21 типа Г5-63. Ваттметр 22 типа М2-32 использовался для контроля поступающей к образцу мощности. Датчик 23 размещался в термостате 24, обеспечивавшем поддерживание температуры на уровне 77 К. Внешнее постоянное магнитное поле созда-

валось электромагнитом 25 (для диапазона от 0 до 0.7 Тл), либо сверхпроводящим соленоидом (для исследований в полях до 4.7 Тл). Обе магнитные системы разработаны в фирме "Аналитические приборы". Пробирка с образцом 26 помещалась внутри катушки индуктивности, являющейся частью измерительного контура.

После охлаждения до $T = 77$ К контур настраивался на частоту $f_0 = 30.7$ МГц и имел добротность $Q = 60$. Данный контур размещался таким образом, что вектора индукции постоянного поля B_0 и РЧ магнитного поля B , возбуждаемого в катушке индуктивности датчика, все время оставались ортогональными. Воздействие на образец осуществлялось двумя или тремя независимо управляемыми РЧ импульсами. При задержке между двумя возбуждающими РЧ импульсами τ в момент времени $t = \tau$ после второго импульса наблюдался эхо-сигнал, а в момент $t = 2\tau$ сигнал вторичного эха с амплитудой, примерно в 10 раз меньшей амплитуды сигнала первичного эха. Подобное соотношение между первичным и вторичным эхо-сигналами предсказывается моделью, рассмотренной в работе [5].

В настоящей статье исследованы зависимости амплитуды эхо-сигнала от времени при охлаждении образца до $T = 77$ К, от периода следования пар возбуждающих импульсов, от временной задержки между импульсами, от соотношений между возбуждающими импульсами и от величины внешнего постоянного магнитного поля. Кроме того, получены зависимости трехимпульсного эха от величины внешнего постоянного магнитного поля, интенсивности возбуждающих импульсов и задержки между ними.

Для исследованного соединения установлено, что при повышении температуры выше критической эхо не появляется. Максимальный сигнал двухимпульсного эха наблюдался при примерно одинаковых длительностях возбуждающих импульсов и спустя около 15 мин после охлаждения образца до 77 К. На наличие аналогичной задержки в появлении эха указано в работе

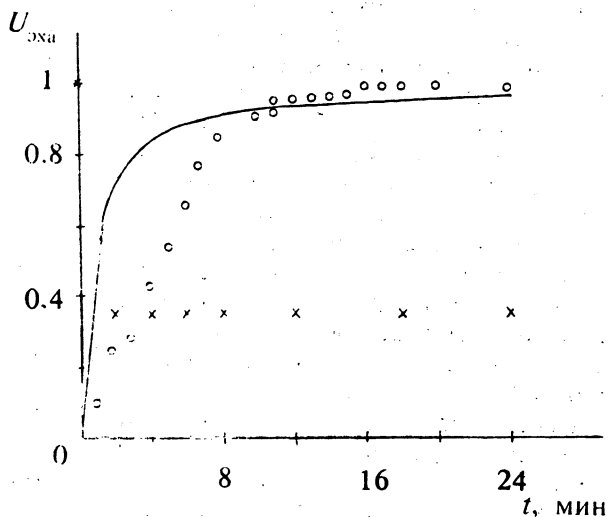


Рис. 2. График зависимости амплитуды эха от времени: о о о — для двухимпульсного эха, начиная с момента охлаждения; x x x — для долгоживущего эха; — — — — согласно эмпирической формуле (1)

[3], где авторы объясняют ее за счет медленного установления теплового равновесия из-за вымораживания воздуха в жидком гелии. В нашем случае данный механизм не может рассматриваться как основной, так как порошок находился в пробирке при пониженном давлении воздуха и охлаждался до температуры 77 К. На рис. 2 (о о о) кривой показано изменение амплитуды эха во времени после перевода образца в СП состояние при возбуждении импульсами длительностью $\delta t_1 = \delta t_2 = 2.2$ мкс при интервале между ними $\Delta t = 14$ мкс с периодом зондирования пары $T_3 = 30$ мс в постоянном поле $B_0 = 0.66$ Тл. Там же приведена

зависимость от времени долгоживущего эха (xxx). В связи с тем, что СП переход вещества, составляющего образец, происходит за время, несравнимо более короткое, чем характерный временной интервал графика, можно предположить, что временное нарастание амплитуды эха связано (наряду с процессом установления теплового равновесия) еще и с присутствием эффекта накопления [6].

Зависимость амплитуды эха от числа пар возбуждающих импульсов можно представить [7] посредством эмпирической формулы:

$$U_{\text{эха}} = 1 - a(N)^{-b}, \quad (1)$$

где $N = t/T_3$ — число пар импульсов возбуждения; a и b — параметры, зависящие от возбуждения (в нашем эксперименте равные, соответственно, 418 и 0.87). Данная зависимость показана на рис. 2 сплошной кривой. Изменение амплитуды эха при изменении величины внешнего постоянного магнитного поля происходит практически мгновенно. Таким образом, амплитуда двухимпульсного эха достигает насыщения после подачи примерно $3 \cdot 10^4$ пар возбуждающих импульсов, причем это можно начинать делать сразу после охлаждения образца до температуры ниже критической.

Все эхо-явления делятся на два класса согласно двум типам нелинейного механизма, ответственного за формирование эха. Либо осцилляторы должны нелинейно взаимодействовать с электромагнитным импульсом (например, в случае параметрической связи поля с предварительно возбужденными модами системы), либо сами обладать нелинейными свойствами (в простейшем случае амплитудной зависимостью резонансной частоты колебаний или затухания). Для понимания механизма нелинейности принципиальное значение имеет за-

висимость амплитуды двухимпульсного эха от задержки между возбуждающими импульсами [8]. Для модели параметрической связи характерно монотонное спадание амплитуды эха с увеличением задержки между импульсами возбуждения, для модели ансамбля ангармонических осцилляторов — нарастание от 0 при $t = 0$ до некоторого максимума, а затем спад [9]. Показанная на рис. 3 зависимость не позволяет однозначно решить вопрос о характере нелинейности, так как "мертвое" время установки составляло около 10 мкс. Требуется провести дополнительные измерения на установке с меньшим "мертвым" временем и осуществить регистрацию фазы несущего сигнала по отношению к фазе несущей частоты второго импульса возбуждения (сдвиг фаз $\pi/2$ будет говорить о нелинейной дисперсии, сдвиг фаз π станет свидетельством в пользу нелинейного затухания [8]). Такой же набег фазы

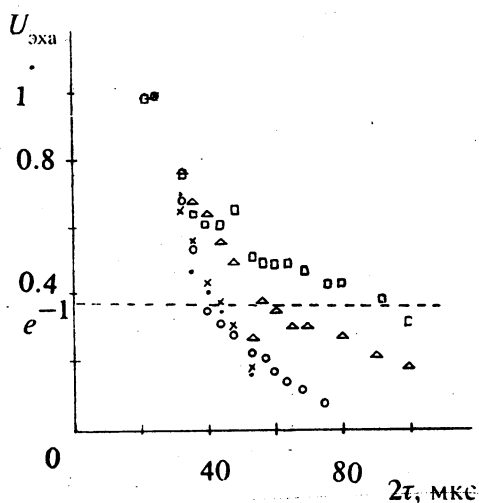


Рис. 3. График зависимости амплитуды первичного двухимпульсного эха от интервала между импульсами возбуждения при различных значениях внешнего постоянного магнитного поля B_0 (Тл): 4.6 — ····; 4.25 — xxx; 3.55 — ooo; 0.64 — $\Delta \Delta \Delta$; 0.31 — $\square \square \square$

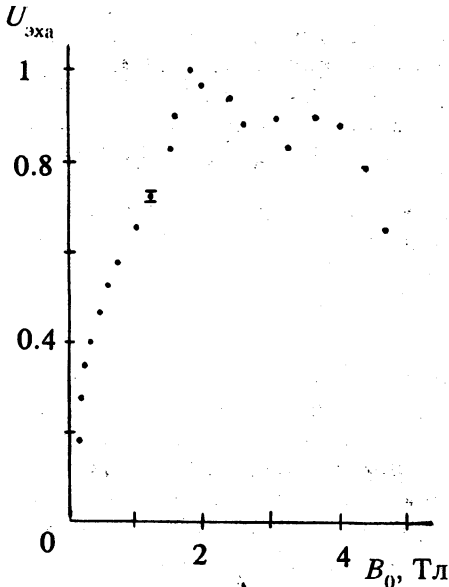


Рис. 4. График зависимости амплитуды первичного двухимпульсного эха от величины внешнего постоянного магнитного поля B_0

постоянного магнитного поля (рис. 4), в нашем случае приводя к так называемому акустическому ослаблению [9].

Экспериментальные результаты, представленные на рис. 4, получены при тех же условиях возбуждения, которые использовались для определения зависимости (ооо) (см. рис. 2). Измерения проводились в поле СП соленоида при соблюдении указанных выше условий максимума эхо-сигнала при медленном (около 5 ч) убывании постоянного поля своего максимального значения до нуля. С изменением поля изменялась не только амплитуда, но и форма эхо-сигнала. В поле от 4.7 до 2 Тл регистрировались сигналы первичного и вторичного двухимпульсного эха примерно гауссовой формы. В полях ниже 2 Тл на заднем фронте основного эхо-сигнала образовывался экстремум, который после прохождения через максимум по основному эху постепенно сглаживался, приводя вначале к затягиванию заднего фронта, а затем в полях меньше 1.5 Тл он полностью исчезал. В поле 1.7 Тл наблюдалось возрастание сигнала вторичного эха, который составлял 0.11—0.12 от основного сигнала и, кроме того, через 8 мкс за ним появлялся дополнительный эхо-сигнал, достигавший половины амплитуды сигнала вторичного эха. В полях меньше 1.5 Тл дополнительное эхо исчезало, и сигнал вторичного эха составлял 0.09—0.1 от основного. Таким образом, в полях, соответствующих максимальной величине первичного двухимпульсного эхо-сигнала, его форма отличалась от той, которая наблюдалась в других полях. Интересно сравнить полученные данные с результатами исследований других авторов [2—4, 8—12].

У порошков нормальных металлов амплитуда эха для малых полей пропорциональна B_0^q , где $q = 2 \dots 4$, и имеет тенденцию к насыщению в высоких полях. Такого рода зависимости получены для Nb до полей $B_0 \sim 8$ Тл, для Al

характерен (для каждого случая соответственный) и для сигнала вторичного эха по отношению к первичному, а для параметрической связи поля с модами системы должен наблюдаться сдвиг фаз 0 или π [10].

Из данных рис. 3 следует, что с ростом амплитуды постоянного магнитного поля B_0 скорость спада эхо-сигнала возрастает. Время фазовой релаксации T_2 , оцененное из выражения $U_{\text{эха}} \sim \exp(-2\tau/T_2)$ для больших τ , уменьшается при этом примерно от 90 до 40 мкс. Аналогичное поведение T_2 наблюдалось для сверхпроводника II рода V_3Si в интервале между нижним (H_{c1}) и верхним (H_{c2}) критическими полями [9], а также для порошков ферромагнитных металлов [11]. Авторы работы [3] для порошка $YBa_2Cu_3O_x$ в полях от 0.2 до 0.7 Тл, наоборот, наблюдали рост T_2 с увеличением B_0 . В любом случае изменение T_2 вносит свой вклад в зависимость амплитуды эха от

до $B_0 \sim 5$ Тл [9], для Cu-Ag и Al-Mn до $B_0 \sim 5$ Тл [11]. Параметр q при этом несет информацию о механизме возбуждения эха.

У порошков ферромагнетиков амплитуда эха достигает максимума при $B_0 \sim 0.2$ Тл, что объясняется выполнением условия магнитоакустического резонанса $\omega/\gamma = H_i - H_0$ для наибольшего числа кристаллов порошка при заданной частоте РЧ поля ω [8]. Здесь γ — магнитомеханическое соотношение; H_i и H_0 — напряженности внутреннего и внешнего магнитных полей, соответственно.

Аналогично выглядит эта зависимость и у порошков сверхпроводников II рода. Для сплава PbHg максимум достигается вблизи 0.2 Тл [12]. Спад амплитуды эха в больших полях можно попытаться связать с разрушением СП фазы (верхнее критическое поле сплава $H_{02} \sim 22$ кЭ). Для сплавов NbZr и VTi соответствующие кривые получены для полей до 2 Тл, которые, однако, значительно ниже критических ($H_{02} > 70$ кЭ). Из графиков работы [10] видно, что амплитуда эха в основном пропорциональна B_0 .

В известных экспериментах с ВТСП зависимость амплитуды двухимпульсного эха от величины магнитного поля B_0 при температуре $T = 4.2$ К в полях до 2.2 Тл (у $YBa_2Cu_3O_{7-x}$) и полях до 0.7 Тл (у $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$) имеет характер монотонного нарастания [2—4].

Полученная зависимость (см. рис. 4) плохо соотносится со стандартной аппроксимацией модели ансамбля ангармонических осцилляторов даже с учетом акустического ослабления [9]:

$$U_{\text{эха}} \sim i \mu T_2^4 B_0^4 B_1 B_2^2 e^{-2\tau/T_2} (1 - e^{-2\tau/T_2}), \quad (2)$$

где i — мнимая единица, μ — константа нелинейности; B_1 и B_2 — амплитуды РЧ полей первого и второго возбуждающих импульсов, соответственно. Но и модель параметрической связи, предписывающая зависимость типа

$$U_{\text{эха}} \sim B_0^2 B_1 B_2^2 \quad (3)$$

(см., например, [9]), оказывается неприемлемой. Наличие максимума нельзя связать непосредственно с потерей сверхпроводимости, как было для классических сверхпроводников. Аналогия со спин-фононным взаимодействием в порошках ферритов тоже сомнительна из-за слабой частотной зависимости эха. Предполагается, что сложная связь формы эхо-сигнала с величиной приложенного магнитного поля B_0 свидетельствует о наличии нескольких нелинейных эф-

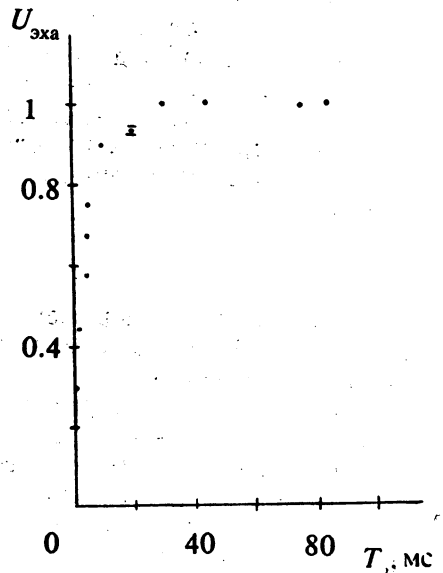


Рис. 5. График зависимости амплитуды первичного двухимпульсного эха от периода следования пар возбуждающих импульсов

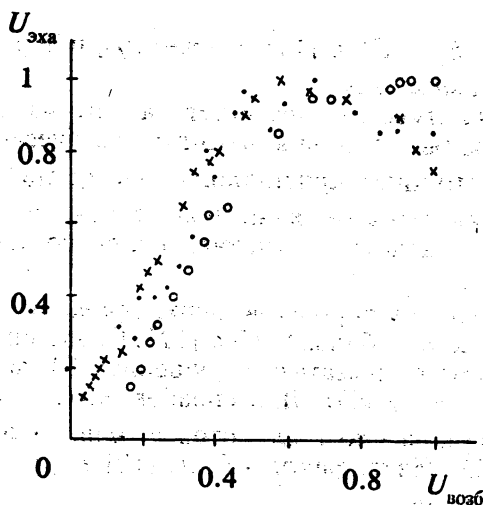


Рис. 6. График зависимости амплитуды первичного двухимпульсного эха от уровня: $\cdot \cdot \cdot$ — возбуждающих импульсов; $x x x$ — первого возбуждающего импульса; $o o o$ — второго возбуждающего импульса

свое максимальное значение эхо достигает при $T_3 = 30$ мс и далее практически не изменяется. Подобное поведение отмечено также для эха в Y-Ba-Cu-O [1]. Авторы работы [1] объясняют этот эффект увеличением времени фазовой памяти T_2 с уменьшением частоты повторения пачки из двух импульсов.

На рис. 6 отражено влияние первичного двухимпульсного эха уровня возбуждения при $B_0 = 0.7$ Тл на амплитуду. По оси абсцисс отложена амплитуда импульсов возбуждения, отнесенная к максимальному уровню. Подобное нормирование будет использоваться и в дальнейшем для аналогичных графиков. Зависимость эха от величины пары импульсов ($\cdot \cdot \cdot$) имеет явно выраженный максимум и похожа на экспериментальную

и расчетную кривые, приведенные в работе [5]. Первая снята для сверхпроводника II рода, а вторая построена, исходя из модели параметрического воздействия на систему возбужденных осцилляторов. Данные рис. 6, отражающие влияние амплитуды первого импульса возбуждения (зависимость $x x x$), позволяют определить, что амплитуда первичного двухимпульсного эха достигает максимума при $U_1/U_2 = 0.6$. В аналогичных зависимостях для порошков нормальных металлов (Cu) и металлических ферромагнетиков (Ni) подобного максимума не наблюдается [11]. Амплитуда эха при изменении амплитуды второго импульса для $\text{Bi}_{3.8}\text{Pb}_{0.2}\text{Sr}_4\text{Ca}_5\text{Cu}_7\text{O}_y$ монотонно возрастает (зависимость $o o o$), что похоже на соответствующие кривые для порошков Ni и Cu [11].

Обе теоретические модели в режиме малого сигнала согласно формулам (2) и (3) дают одинаковую зависимость от амплитуды импульсов возбуждения U_1 и U_2 :

$$U_{\text{эха}} \sim U_1 U_2^2. \quad (4)$$

Отклонение экспериментальных кривых рис. 6 от хода, предписываемого формулой (4) на начальных участках, можно объяснить, используя предел большого сигнала [9].

На величину и форму эхо-сигнала оказывала влияние не только амплитуда, но и длительность импульсов возбуждения. В частности, одновременное изменение длительности пары импульсов приводило к значительно меньшему влиянию на эхо, чем изменение длительности каждого из импульсов в отдельности. Искажение же формы эхо-сигнала происходило при варьировании амплитуды и длительности любого из импульсов возбуждения даже при условии, что произведение этих двух параметров оставалось постоянной величиной.

При возбуждении порошка $\text{Bi}_{3.8}\text{Pb}_{0.2}\text{Sr}_4\text{Ca}_5\text{Cu}_7\text{O}_y$ тремя РЧ импуль-

литуды и длительности любого из импульсов возбуждения даже при условии, что произведение этих двух параметров оставалось постоянной величиной.

При возбуждении порошка $\text{Vi}_{3.8}\text{Pb}_{0.2}\text{Sr}_4\text{Ca}_5\text{Cu}_7\text{O}_y$ тремя РЧ импульсами, следующими с временными задержками τ_1 и τ_2 относительно первого импульса, после третьего импульса наблюдался ряд эхо-сигналов, отстоящих относительно первого импульса возбуждения на временные интервалы: $\tau_1 + \tau_2$, $2(\tau_2 - \tau_1)$, $2\tau_2 - \tau_1$ и $2\tau_2$. На рис. 7 показано влияние постоянного магнитного поля на амплитуду трехимпульсного эха в области малых полей ($B_0 < 0.7$ Тл). Видно, что сигналы трехимпульсного эха, имея различную амплитуду, ведут себя практически одинаково между собой и с сигналом первичного двухимпульсного эха, изобразенным для наглядности на том же рисунке (зависимость ...). Это является свидетельством того, что воздействие постоянного магнитного поля в пределах 0.7 Тл на процесс формирования эха носит стационарный характер. Изменение любого эхо-сигнала прямо пропорционально величине поля, что позволяет использовать любой из указанных сигналов для проведения исследований. Отметим, что сигналы трехимпульсного эха наблюдались только в присутствии постоянного магнитного поля.

Влияние на сигнал долгоживущего эха (момент возникновения $t = \tau_1 + \tau_2$) интервала τ_2 отражено на рис. 2 (зависимость $\times \times \times$). Как видно из графика, долгоживущее эхо менее чем за 2 мин спадает примерно в e раз, а далее практически не изменяется. Подобное поведение характерно для большинства наблюдаемых сигналов долгоживущего эха [13], правда время спада может существенно отличаться.

Рис. 8 и 9 иллюстрируют различия в поведении сигналов трехимпульсного эха, возникающих в различные моменты времени. Исследовались эхо-сигналы с моментами возникновения $t = \tau_1 + \tau_2$ и $t = 2\tau_2 - \tau_1$. Как видно из рис. 8,

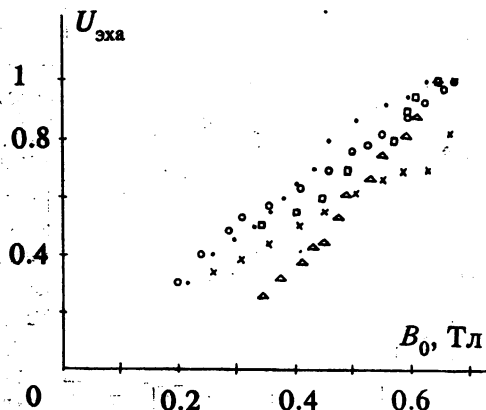


Рис. 7. График зависимости амплитуды эхо-сигналов от величины внешнего постоянного магнитного поля B_0 : \dots — для первичного двухимпульсного эха; для эхо-сигналов, возникающих при трехимпульсном возбуждении в моменты времени $t = 2\tau_2$ — $\square\square\square$; $t = 2(\tau_2 - \tau_1)$ — $\times\times\times$; $t = \tau_1 + \tau_2$ — $\Delta\Delta\Delta$; $t = 2\tau_2 - \tau_1$ — $\square\square\square$

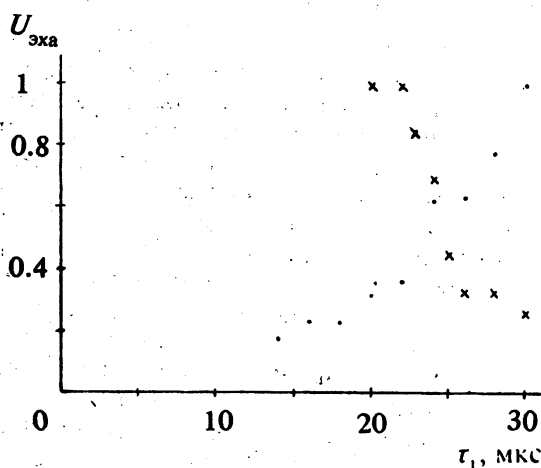


Рис. 8. График зависимости амплитуды эхо-сигналов от интервала между первым и вторым импульсом при трехимпульсном возбуждении для эха, возникающего в момент времени: $t = 2\tau_2 - \tau_1$ — \dots ; $t = \tau_1 + \tau_2$ — $\times\times\times$

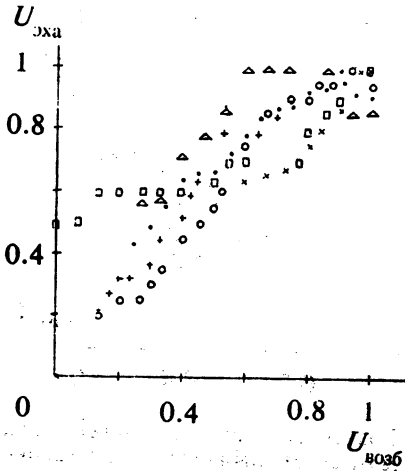


Рис. 9. График зависимости амплитуды эхо-сигналов от уровня возбуждающих импульсов при трехимпульсном возбуждении для эха, возникающего в моменты времени: $t = 2\tau_2 - \tau_1$ — $\cdot \cdot \cdot$, ooo , $+++$; $t = \tau_1 + \tau_2$ — $\Delta \Delta \Delta$, $\square \square$, $\times \times \times$

уменьшение интервала τ_1 стимулирует рост амплитуды первого из них (зависимость $\times \times \times$) аналогично случаю двухимпульсного эха, но подавляет другой (зависимость $\cdot \cdot \cdot$). Сумма амплитуд этих сигналов почти не зависит от τ_1 , т. е. если в системе происходит утрата фазы от воздействия первого импульса, то она компенсируется слабой утратой фазы второго импульса. (На величину суммарной амплитуды двух обсуждаемых эхо-сигналов оказывает влияние время энергетической релаксации динамических процессов, происходящих в системе, поэтому с течением времени τ_1 сумма амплитуд слабо убывает). Кроме того, из зависимости ($\times \times \times$) следует важный вывод, что наблюдение сигнала долгоживущего эха возможно лишь в случае, когда возбуждение системы первыми двумя импульсами происходит за время, меньшее времени фазовой памяти системы.

На рис. 9 показано влияние уровня возбуждающих импульсов на амплитуды тех же эхо-сигналов. Обозначения рисунка ($\Delta \Delta$ и $\cdot \cdot \cdot$) соответствуют зависимостям от уровня третьего импульса, обозначения ($\cdot \cdot \cdot$ и ooo) — от уровня второго, обозначения ($\times \times \times$ и $+++$) — от уровня всех трех импульсов. Различные сигналы эха отличаются разной "чувствительностью" к уровням возбуждения. Сигнал эха, возникающий в момент $t = 2\tau_2 - \tau_1$ максимален при выборе амплитуд второго и третьего импульсов $U_{\text{возб}} = 0.9$ (см. зависимости $\cdot \cdot \cdot$ и ooo). Для эха, возникающего в момент $t = \tau_1 + \tau_2$, максимум достигается при выборе амплитуды третьего импульса вблизи 0.7 (согласно $\Delta \Delta \Delta$). Последнее обстоятельство следует использовать в экспериментах с долгоживущим эхом. Отметим также, что в наших экспериментах сигнал долгоживущего эха воспроизводился каждый раз после подачи считывающего (третьего) импульса в присутствии постоянного магнитного поля, а также вне зависимости от того, воздействовало это поле на образец в интервале между импульсами считывания и возбуждения (первый и третий импульсы) или нет.

Таким образом, наличие долгоживущего эха, возникающего после одиночного воздействия первого и второго импульсов и периодического воздействия третьего импульса, может свидетельствовать о том, что в момент возбуждения порошок находился в постоянном магнитном поле, а по амплитуде эхо-сигнала можно судить о величине этого поля. Если же сигнал долгоживущего эха воспроизводится одиночным считывающим импульсом, то время задержки его относительно импульса считывания равно интервалу между импульсами возбуждения. Кроме того, в наших экспериментах сигнал долгоживущего эха не появлялся, если частоты импульсов считывания и возбуждения отличались.

При многократном считывании амплитуда долгоживущего эха увеличивалась.

Обобщая результаты описанных экспериментов, а также работ [1-4], можно считать, что в порошках ВТСП, таких как Y-Ba-Cu-O, Tl-Ba-Ca-Cu-O, Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O, а возможно, и других, наблюдаются эхо-сигналы со следующими основными свойствами:

эхо наблюдается только при температурах ниже температуры перехода в СП состояние;

эхо наблюдается только в присутствии постоянного магнитного поля;

при двухимпульсном возбуждении наблюдается как первичное, так и вторичное эхо, причем амплитуда последнего примерно на порядок меньше амплитуды первого;

амплитуда эха зависит от давления газа, в среде которого находится порошок;

эхо наблюдается в довольно широком частотном диапазоне (проведены эксперименты на частотах 15, 20, 30.7 МГц), и его амплитуда мало зависит от частоты;

эхо наблюдается при любой ориентации РЧ магнитного поля относительно постоянного магнитного поля, но с различной степенью эффективности;

двухимпульсное эхо достигает максимальной величины, когда длительности импульсов примерно одинаковы;

двухимпульсное эхо с увеличением интервала между импульсами возбуждения монотонно убывает (для малых интервалов вопрос не изучался);

фазы первичного и вторичного эха совпадают [1];

наблюдаются сигналы трехимпульсного и долгоживущего эха;

наблюдаемые эхо-сигналы имеют сходные черты с эхо-сигналами, наблюдавшимися в низкотемпературных сверхпроводниках II рода и нормальных металлах.

Присутствие эффекта долгой памяти указывает на то, что наблюдаемое эхо является мультипольным, так как в условиях полевого эха получить практически не ограниченное во времени хранение возбуждения невозможно [6]. Свойства эха, наблюдаемого в порошках ВТСП, такие как зависимость от давления и исчезновение при фиксировании порошка посредством затвердевания в жидком азоте [1], говорят в пользу высказанного в литературе [1, 2] предположения, согласно которому за образование эха в порошках ВТСП ответственны акустические колебания частиц.

Хотя механизм формирования эха в порошках ВТСП не до конца понятен и не установлено, с чем связана необходимость перевода образца в СП состояние для наблюдения эха (либо при этом появляется эффективный механизм взаимодействия ансамбля осцилляторов с РЧ полем, либо в самом ансамбле осцилляторов появляются необходимые для образования эха нелинейные взаимодействия), тем не менее вырисовывается ряд практических приложений явления эха в ВТСП.

Во-первых, данное эхо может быть использовано для исследования новых СП материалов и технологического неразрушающего экспресс-контроля на различных этапах изготовления тех или иных изделий из этих материалов, так как эхо-сигналы зависят от температуры, величины внешнего магнитного поля, размеров зерен, шероховатости их поверхности и т. д.

Во-вторых, с использованием обсуждаемого эха возможно создание СП устройств аналоговой обработки сигналов, таких, как управляемые линии задержки, согласованные фильтры, нелинейные фильтры и т. д.

В-третьих, на основе наблюдаемого эха возможно создание ячеек памяти, способных запоминать определенный объем информации и имеющих быструю

произвольный доступ к памяти при неразрушающем считывании, подобно тому, как это было сделано для пьезоэлектрических порошков [14].

Наконец, зависимость величины эха от состояния порошка и давления газа, в среде которого он находится, можно использовать для контроля адсорбции газов.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ФТИ им. А. Ф. Иоффе А. В. Луцеву и А. А. Яковенко за изготовление экспериментальных образцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Hishihara H., Hayashi K., Okuda Y., Kajimura K.* // *Phys. Rev. B.* - 1989. - V.39. - P. 7361-7353.
2. *Дробинин А. В., Ципенюк Ю. М.* // *Письма в ЖЭТФ.* - 1989. - Т. 496. - С. 563-565.
3. *Петров М. П., Дядюшкин Д. В., Иванов А. В. и др.* // *Сверхпроводимость: физика, химия, техника.* - 1990. - Т. 3, № 10. - Ч. 2. - С. 2363-2366.
4. *Petrov M. P., Pleshakov I. V., Paugurt A. P. e. a.* // *Solid state communications.* - 1991. - V. 78, № 10. - P. 893-895.
5. *Ehrenfreund E., Goldberg I., Weger M.* // *J. Appl. Phys.* - 1968. - V.39. - P. 5941-5942.
6. *Копвиллем У. Х., Пранц С. В.* *Поляризацонное эхо.* - М.: Наука, 1985.
7. *Smolensky G. A., Laikhtman B. D., Popov S. N. e. a.* // *Ferroelectrics.* - 1978. - V. 20. - P.205-207.
8. *Голдин Б. Ф., Котов Л. Н., Зарембо Л. К., Карпачев С. Н.* *Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах).* - Л.: Наука, 1991.
9. *Tsuruoka F., Kajimura K.* // *Phys. Rev. B.* - 1980. - V. 22. - P. 5092-5109.
10. *Goldberg I., Ehrenfreund E., Weger M.* // *Phys. Rew. Lett.* - 1968. - V. 20. - P.539-540.
11. *Kupca S., Searle C.* // *Canadian J. Phys.* - 1975. - V. 53. - P. 2622-2630.
12. *Alloul H., Froidevaux C.* // *Phys. Rev. Lett.* - 1968. - V. 20. - P. 1235-1236.
13. *Kupca S., Maartense I., Kunkel H., Searle C.* // *Appl. Phys. Lett.* - 1976. - V. 29. - P. 224-226.
14. *Sawatzky G., Huizinga S.* // *Appl. Phys. Lett.* - 1976. - V. 28 - P. 476-478.

Рукопись поступила 16.07.92