

На правах рукописи

Апушкинский Евгений Геннадиевич

**НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ДИНАМИКЕ ЧАСТИЧНО
КОГЕРЕНТНЫХ ПРОЦЕССОВ**

01.04.11 – физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ

**диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук**

Санкт-Петербург – 2012

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Диссертация посвящена исследованиям нелинейных процессов, происходящих в достаточно сложных системах, состоящих из большого количества элементов и характеризующихся либо нелинейным взаимодействием с внешним электромагнитным излучением, либо нелинейными свойствами. Количество работ, ежегодно публикуемых по этой тематике, очень велико. Среди них есть как теоретические [1], так и экспериментальные исследования [2]. Есть работы, носящие чисто прикладной характер [3].

К числу нелинейных явлений, исследуемых в диссертации, относится явление эха, которое по сути своей есть самопроизвольное восстановление фазирования частично когерентного излучения. Динамическая эволюция физической системы к фазированному состоянию излучателей значительно поднимает интенсивность полезных сигналов.

Хорошо известно, что нелинейные процессы приводят к нелинейным преобразованиям сигналов, в результате которых возникают сигналы на новых частотах, отсутствующих в спектрах исходных сигналов. Эхо-сигналы - это новые импульсные сигналы, возникающие на временной оси в результате некоторого нелинейного преобразования входных импульсных сигналов в частотной области [4]. Под нелинейным частотным преобразованием сигнала понимают такое преобразование, при котором спектр исходного входного сигнала нелинейно связан со спектром выходного сигнала. Таким образом, если в результате взаимодействия отдельного осциллятора с внешним возбуждающим излучением происходит нелинейное преобразование этого излучения в частотной области, то в системе таких осцилляторов может возникнуть эхо-сигнал. Современная схемотехника без труда реализует нелинейные временные преобразования. Однако нелинейные преобразования в частотной области пока еще проще осуществить средствами функциональной электроники. Устройства функциональной электроники используют физические явления в различных средах для обработки информации и иногда оказываются незаменимыми, например в технологиях, направленных на создание квантового компьютера [5]. Поэтому продолжает сохраняться интерес к проблеме взаимодействия электромагнитного излучения и вещества, и в частности, к проблеме образования сигналов свободной прецессии и эхо-сигналов. Исследование этих процессов интересно как с научной, так и с практической точек зрения, потенциальные возможности применения эха еще далеко не все реализованы. На пути воплощения этих возможностей часто возникают трудности, связанные с использованием сложных по своей структуре сигналов. В связи с этим, для теоретического анализа явления эха, в приложении к вышеуказанным задачам, зачастую нельзя применять традиционные методы, разработанные ранее в спектроскопии. Требуются исследования эхо-процессов от сложных импульсов произвольной формы и

заполнения. Перечисленные, факторы, проблемы и примеры подчеркивают важность изучения явления эха и, соответственно, актуальность темы диссертационной работы.

В работах, вошедших в диссертацию, использовалась ЯМР техника для получения эха в ферромагнитных пленках и в высокотемпературных сверхпроводящих порошках [A1]. Если в первом случае природа механизма формирования эха понятна, это обычное спиновое эхо от ядер ^{59}Co , то во втором случае не все так однозначно. Хотя, именно эхо в сверхпроводниках представляет наибольший интерес, т.к. за счет наличия у этого эха эффекта долгой памяти, появляется возможность реализовать длительное хранение информации. Поэтому, детальное понимание эха, наблюдаемого в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), является актуальной проблемой.

Отметим, что изучение нелинейных свойств сверхпроводников (СП) имеет и общенаучный интерес, т.к. позволяет получить информацию об особенностях распространения ультразвуковых волн (УЗВ) в СП в присутствии вихрей, свойствах эластичных модулей, силе Магнуса и особенностях механизма пиннинга. Наконец, правильное понимание вихревых колебаний позволяет сделать оценку линейной плотности массы вихря и эффективной массы сверхпроводящих носителей в ВТСП, исходя из экспериментов по наблюдению эха. Сравнение данной массы с оценками, полученными другими авторами для конкретных СП, приближает нас к пониманию природы сверхпроводимости в ВТСП. Несмотря на то, что к исследованию ВТСП материалов привлечено невиданное внимание и опубликовано огромное количество работ, картина остается в целом неясной. Не решен ряд фундаментальных проблем. В частности, не ясен механизм формирования сверхпроводящего состояния. Поэтому научное исследование, помогающее приблизиться к решению данной проблемы, является актуальным.

Степень разработанности темы. К настоящему времени в сверхпроводимости достаточно хорошо изучены линейные электродинамические процессы, однако в изучении нелинейных явлений делаются лишь первые шаги. Несмотря на то, что предложен ряд фундаментальных теорий таких процессов, ясное физическое понимание многих экспериментальных явлений пока отсутствует. Например, природа наблюдаемых в экспериментах сигналов долгоживущего радиочастотного (РЧ) эха (смотри, например, [6]), т.е. сигналов которые возникают через время, значительно превышающее времена всех мыслимых релаксационных процессов, еще не поняты. Тем более не проработаны вопросы применения явлений долгоживущего эха для обработки сигналов с шумовым заполнением [A2].

Среди нелинейных проблем наиболее трудными оказываются задачи формализации и исследования поведения живых объектов, например, клеток, которые являются сложными системами. Практически каждая такая система нуждается в построении своей собственной модели.

Все вышесказанное свидетельствует о большой актуальности исследования нелинейных явлений, возникающих в динамике сложных систем, т.к. разработанность темы далека от завершения.

Целью диссертации является исследование роли нелинейных свойств в динамике создания и восстановления фазирования частично когерентного излучения конденсированных сред при сложных внешних возбуждениях. Наличие данной цели предопределяет выбор объекта и предмета исследования, что в свою очередь позволяет сформулировать научную проблему, и задачи исследования. *Объектом исследования* являются конденсированные среды, такие как ферромагнетики, ВТСП, клеточные мембраны. *Предмет исследования* это эхо-явление как процесс самопроизвольного восстановления фазирования излучения физической макросистемы. *Научная проблема* заключается в разработке единого подхода к трактовке эха как нелинейного явления и применение этого подхода для объяснения эха в различных средах. Разрешение научной проблемы обуславливает необходимость решения следующих **научных задач**:

1. Разработать и экспериментально опробовать оборудование и устройства, пригодные для проведения на них исследований магнитоупорядоченных и сверхпроводящих веществ методами импульсной радиоспектроскопии.

2. Исследовать приближенные решения нелинейных дифференциальных уравнений, описывающих взаимодействие микросистем с излучением, при котором возможно восстановление фазирования и наблюдение эхо-сигналов.

3. Провести эксперименты по наблюдению эхо-сигналов в конденсированных средах, наиболее перспективных для создания устройств обработки информации при внешних воздействиях сложного спектрального состава.

4. Экспериментально исследовать и теоретически объяснить особенности эхо-явлений, наблюдаемых в магнетиках и ВТСП порошках.

5. Разработать нелинейные устройства пригодные для решения современных задач обработки информации.

6. Применить опробованные на магнетиках и сверхпроводниках методы исследования нелинейных явлений к биологическим объектам и осуществить анализ полученных результатов.

В результате этих исследований, вошедших в диссертацию, сделан существенный вклад в развитие научного направления: **динамика нелинейных магнитных систем**.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Найдено новое приближенное решение уравнений Блоха, которое учитывает релаксационные свойства веществ и может быть использовано при воздействии произвольных по форме импульсов РЧ магнитного поля. Пределы применимости данного решения

аналогичны тем ограничениям, при выполнении которых взаимодействие спиновой системы и поля описывается уравнениями Блоха. Наиболее важным оказалось то, что удалось учесть релаксацию, которая происходит во время возбуждающих импульсов. Именно в это время процесс взаимодействия излучения и вещества носит нелинейный характер.

2. Впервые предложено использовать для описания неоднородности доменной структуры тонких ферромагнитных кобальтовых пленок неоднородность коэффициентов усиления РЧ магнитного поля. Это позволило учитывать нелинейность, проявляющуюся на уровне отдельных спиновых пакетов (микросистем). Установлен вид функции распределения числа ядер по коэффициентам усиления в тонких кобальтовых пленках и на основании экспериментальных исследований определены численные значения параметров, входящих в эту функцию.

3. Впервые экспериментально получены эхо-отклики магнитоупорядоченной среды (кобальтовые пленки) на возбуждение внешним воздействием с шумовым заполнением. Дана математическая интерпретация экспериментов с учетом нелинейных свойств и показано, как они могут применяться для оценки информационных характеристик устройств, использующих явления эха.

4. Впервые исследованы эхо-сигналы от порошков ВТСП в магнитных полях до 5 Тл. Изучены порошки, которые наиболее широко используются в современной промышленности. Обнаружен немонотонный характер зависимости амплитуды эха от величины постоянного магнитного поля с наличием двух максимумов при значении полей $B_0 \approx 2$ Тл и 4 Тл.

5. Предложен новый механизм возникновения эха в СП при воздействии РЧ магнитных полей. Данный механизм наиболее полно объясняет известные экспериментальные факты. Суть механизма в состоит в том, что внешнее РЧ магнитное поле воздействует на вихри в приповерхностном слое СП, вызывая их колебания, которые затем передаются через центры пиннинга на кристаллическую решетку. Колебания последней носят нелинейный характер и приводят к образованию эха.

6. Впервые показано, что нелинейные колебания вихрей во внутренней области сверхпроводника также могут приводить к наблюдению эха, причем с очень большим временем затухания. При более сильной нелинейности данные колебания начинают существовать в виде солитонов. Исследовано поведение вихрей в точках пиннинга и на границах сверхпроводников.

7. Разработаны:

- новая управляемая линия задержки пачки радиоимпульсов;
- новый электронный ключ, отличающийся низкими собственными шумами и глубокой развязкой между открытым и закрытым состояниями.

8. Предложено новое представление клеточной мембраны как нелинейной системы, входящей в открытую макросистему. Впервые для анализа данной модели применена методика задачи со свободной границей, что позволило объяснить формирование изгибов мембраны под действием сил внутри клетки.

Научное и практическое значение диссертации. Полученные в диссертационной работе результаты дают обширный материал для развития представлений о роли нелинейности в динамике процессов самопроизвольного восстановления фазирования излучения сред. Следует отметить возможное применение и внедрение предложенных в работе устройств в функциональной электронике.

Значение результатов для теории состоит:

- в разработки математических моделей, описывающих такие нелинейные явления как эхо в тонких кобальтовых пленках и сверхпроводниках;
- в предсказании альфвеновских волн, уединенных волн и слабозатухающих колебаний вихрей в сверхпроводниках второго рода;
- в получении закономерностей поведения эха в ферромагнетиках и высокотемпературных сверхпроводниках при воздействии сильных полей и сложных сигналов;
- в определении роли нелинейности при деформации клеточных мембран.

Значение результатов для практики состоит:

- в разработке методов получения эха от шумовых сигналов;
- в реализации схем наблюдения эхо-сигналов, которые могут найти применение в устройствах аналоговой обработки информации;
- в использовании способов наблюдения эха в ВТСП, которые позволяют измерять такие характеристики сверхпроводящих материалов, как, например, скорость ультразвука, и давать оценки значениям концентрации и эффективной массы сверхпроводящих носителей;
- в установлении условий, при которых возможно проведение корреляционного анализа шумовых сигналов с использованием явления эха;
- в создании устройств (электронный ключ, линия задержки, датчик эхо-сигналов), пригодных для использования в качестве элементов современной функциональной электроники.

Достоверность и надежность результатов, полученных в диссертации, подтверждена их успешным использованием, внедрением, повторяемостью, совпадением теоретических и экспериментальных выводов, а также детальным сравнением с литературными данными других авторов.

Личный вклад автора. Автору принадлежат идеи исследований, теоретические результаты, планирование и выполнение экспериментов. Автору принадлежит основная роль в создании экспериментальных установок, проведении экспериментов и интерпретации полученных результатов. Автор разработал большинство схем устройств, доведенных до промышленного воплощения. Автору принадлежат идеи всех патентов вошедших в диссертацию.

Апробация диссертации. Материалы диссертации докладывались на следующих конференциях и научных встречах:

- „International Satellite Meeting on Frontiers in Magnetism of the 22nd In'l Low Temperature Conference”, Royal Institute of Technology, Stockholm, Aug.12-15, 1999.
- “Magnetic Storage Systems Beyond 2000”, Rhodes, June 25 – July 7, 2000.
- “Second Regional Conference on Magnetic and Superconducting Materials” Irbid, Jordan, 2002.
- “The Third International Conference on Magnetic and Superconducting Materials”, Tunisia, 2003.
- “20th General Conference Condensed Matter Division EPS”, Prague, July 19-23, 2004.
- “The International Conference on Strongly Correlated Electron Systems”, Karlsruhe, July 26-30, 2004.
- “Low-Energy Excitations in High-T_c Superconductors”, Stuttgart, July 5-7, 2006.
- “Sensors for Environment, Health and Security: Advanced Materials and Technologies”, Vichy (France), 16-27 September 2007.
- “Orbital 2007 (6th Workshop of Orbital Physics and Novel Phenomena in Transition Metal Oxides)”, MPI-FKF, Stuttgart, October 10-11, 2007.
- “Systems Biology of Regulated Exocytosis in Pancreatic β -cells”, Copenhagen, February 17-18, 2009.
- "Partial Differential Equations in Mathematical Physics and their Numerical Approximation", Levico Terme (Trento), Italy, September 5-9, 2011.
- “International Conference on Quantum Fluids and Solids 2012”, Lancaster, UK, 15th-21st August 2012.
- Научных семинарах кафедры «Экспериментальная физика» Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

Публикации. По теме диссертации опубликованы 24 работы. Из них 13 статей в журналах, рекомендованных ВАК Минобрнауки РФ для публикации научных результатов докторских диссертаций, 2 патента РФ на изобретения, 1 глава в монографии, выпущенной издательством Springer.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, список литературы, трех приложений. Полный объем работы 268 страниц, включая 57 рисунков, 5 таблиц и список литературы из 261 наименования.

Автор выражает благодарность всем своим учителям, и особенно В.В. Москалеву, а также научному консультанту Б.П. Попову. Автор приносит благодарность всем, кто работал с ним по этой тематике и в первую очередь соавторам работ: А.Е. Ангервакс, Д.Е. Апушкинской, М.С. Астрову, Э.К. Вильксу, В.В. Долбиеву, В.А. Еремееву, А.В. Казаку, В.И. Каразееву, И.А. Конникову, И.А. Кошелеву, Н.И. Марущаку, О.А. Нестерову, Ю.Р. Нурулину, В.Б. Пряжкину, В.К.Соболевскому, В. Воов-Вавнбек, М. Коч. Автор благодарит за очень полезные и плодотворные дискуссии М.А. Зеликмана, за консультации по схемотехнике Ю.В. Подставку, за консультации по математике А.И. Назарова.

АВТОР ЗАЩИЩАЕТ

1. Приближенные решения уравнений Блоха в виде произведения матричных экспонент позволили учесть частичную когерентность описываемых ими излучателей во время их возбуждения и создать методику расчета эхо-сигналов от тонких ферромагнитных кобальтовых пленок при воздействии импульсами с шумовым или гармоническим заполнением, которая принимает во внимание неоднородность коэффициента усиления радиочастотного магнитного поля.

2. Радиочастотное эхо в сверхпроводниках возникает в результате воздействия переменных магнитных полей на вихри в приповерхностном слое сверхпроводника, вызывая их колебания, которые через центры пиннинга возбуждают нелинейные колебания кристаллической решетки.

3. Немонотонный характер зависимости амплитуды эха от величины постоянного магнитного поля у $BiPbSrCaCuO$ порошков ВТСП в полях до 5 Тл. Немонотонная зависимость связана с ростом числа вихрей. Увеличение числа вихрей в полях до 1,7 Тл приводит к росту амплитуды эха. Уменьшение амплитуды эха в полях более 1,7 Тл обусловлено усилением взаимодействий между вихрями из-за уменьшения расстояния между ними настолько, что фазовые сбои и потеря когерентности в процессе их колебаний начинают играть основную роль в формировании эха.

4. Нелинейные частично когерентные колебания вихрей во внутренней области сверхпроводника помещенного в постоянное магнитное поле приводят к появлению альфвеновских волн вдоль вихрей. Образование стоячих волн обеспечивает возникновение эха со временем затухания много большим, чем затухание акустических колебаний кристаллической решетки. Наличие квадратичной нелинейности в колебаниях вихрей приводит к возникновению и распространению солитонов вдоль вихревой нити.

5. Представление спектров эхо-сигналов в виде степенных полиномов от спектров возбуждающих импульсов. Предложенное представление позволяет определять время возникновения эхо-сигналов и их форму при многоимпульсном возбуждении.

6. Управляемую линию задержки последовательности радиоимпульсов на основе ВТСП в магнитном поле. Линия обеспечивает задержку последовательности радиоимпульсов с неизвестным временем прихода без ограничений на структуру последовательности.

7. Электронный ключ на основе сверхпроводящих элементов с низкими собственными шумами и развязкой между закрытым и открытым состояниями более 60 дБ.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ.

Во введении обоснована актуальность темы диссертационной работы и дана ее общая характеристика. Сформулированы цели и задачи работы. Приведены научные положения, выносимые на защиту.

Первая глава «Эхо как нелинейный процесс самопроизвольного восстановления фазирования частично когерентного излучения возбужденных сред».

Эта глава представляет собой литературный обзор работ, касающихся явлений эха независимо от их физической природы. Кратко излагается история этого интереснейшего и красивого явления. Классификация явлений эха возможна как по физической природе излучающих объектов, так и типу нелинейности. Последний тип классификации естественным образом приводит к нелинейным дифференциальным уравнениям, периодические решения которых обладают свойством восстановления фазы. В наиболее общем понимании эхо - это явление испускания веществом импульсного излучения, которое возникает спустя некоторое время после облучения этого вещества импульсами внешнего поля и представляет собой, по сути, процесс самопроизвольного восстановления в веществе фазированного состояния излучателей, составляющих данное вещество. Эхо возникает в веществах (макросистемах), которые можно представить как некоторую совокупность осцилляторов (микросистем) со слабо различающимися собственными частотами и способных взаимодействовать с внешним излучением. Данные осцилляторы должны либо нелинейно взаимодействовать с импульсами внешнего возбуждающего поля, либо обладать нелинейными свойствами. За счет этого, в веществе в момент образования эха возникает такое состояние, при котором макросистема в своем поведении эквивалентна микросистеме. А именно, все осцилляторы колеблются в фазе и излучают когерентный сигнал.

Суммирование излучения отдельных осцилляторов происходит на линейном приемном датчике, в качестве которого может выступать, например, катушка индуктивности.

Новые импульсные сигналы, возникающие на временной оси в виде эха, можно объяснить, используя представление нелинейности в частотной области. Естественно ожидать, что степень нелинейности влияет на отклик системы, подвергнутой внешнему воздействию. Слишком сильная нелинейность не способствует возникновению эха, а приводит к зарождению уединенных волн.

Нелинейные явления в сверхпроводниках - широко обсуждаемая в литературе тема [7]. Хотя и существуют теории таких процессов, но полного понимания природы ряда экспериментальных фактов пока нет. К таким фактам относится явление долгоживущего РЧ эха, имеющего прикладной интерес для хранения и обработки информации. Возможность применения эха для обработки информации известна уже давно (см. например, аналитическую статью [8]), обработка, в основном касается аналоговых радиосигналов. Идея данной обработки основана на том факте, что эхо-сигналы несут в себе информацию не только о физических свойствах системы, в которой возникает эхо, но и о вызывающих это эхо РЧ импульсах.

Известные результаты, приведенные в первой главе, послужили отправной точкой диссертационного исследования и необходимы для дальнейшего изложения.

Вторая глава «Исследование процесса нелинейного взаимодействия радиочастотного магнитного поля и магнитоупорядоченного вещества».

Одной из форм нелинейности, приводящей к образованию эха, является нелинейность, проявляющаяся во время взаимодействия излучения с веществом. Данный тип нелинейности встречается в радиоспектроскопии, оптике и акустике, когда поведение ансамбля двухуровневых квантовых систем во внешнем электромагнитном поле можно формализовать системой дифференциальных уравнений Блоха [9]. Исследование этих уравнений на предмет анализа их нелинейных свойств позволяет хорошо разобраться в особенностях этих явлений. В зависимости оттого, что за система рассматривается, оказывается различным физический смысл переменных, входящих в уравнения. Так, для системы спинов в магнитном резонансе - это компоненты вектора магнитного момента, в оптике - компоненты псевдоэлектрического диполя, в акустике - упругого мультиполя. Однако структура уравнений, описывающих данные явления, остается почти неизменной. Для многих конкретных практических случаев найдены хорошо согласующиеся с экспериментом приближения (см., например [10]). В то же время вопрос о решении уравнений Блоха для ситуации, отвечающей воздействию на вещество импульсного переменного магнитного поля произвольной формы, и проявляющихся при этом нелинейностях еще полностью не изучен.

Исследование данной задачи производилось в диссертации при условии воздействия на ядра двух скрещенных магнитных полей: одного - постоянного, а другого - произвольного, но финитного по времени РЧ поля. В магнитоупорядоченных образцах постоянным полем обычно

выступает внутреннее поле магнетика. При этих условиях система уравнений Блоха преобразуется в неоднородное матричное уравнение с переменными коэффициентами. В общем виде решение такого уравнения может быть записано через решение соответствующего однородного уравнения. Одним из способов представления решения однородного матричного уравнения является бесконечное произведение матричных экспонент. В [A3] была оценена сходимость данного произведения и найдено условие, при котором второй член исследуемого произведения уже практически равен единичной матрице. Это условие представляет собой ограничение, накладываемое на амплитуду и длительность входного воздействия в зависимости от гиромангнитного отношения рассматриваемых ядер и релаксационных коэффициентов, входящих в уравнения Блоха. Полученное ограничение не сильнее того ограничения, при котором еще не нужно учитывать зависимость поперечной релаксации от амплитуды РЧ поля. Ограничение не выводит из области, где уравнения Блоха имеют смысл. На основе полученного таким образом решения уравнений Блоха, было показано, что спектр сигнала, наводимого ядерной намагниченностью в приемной катушке, связан со спектром возбуждающего образец РЧ поля нелинейным преобразованием. Такое преобразование обеспечивает появление эха. Совокупность магнитоэквивалентных ядер можно представить как некоторую микросистему или спиновый пакет, обладающий собственной резонансной частотой ω_l . Все вещество рассматривается как макросистема, состоящая из таких отдельных микросистем распределенных по резонансным частотам с некоторой весовой функцией. Отдельную микросистему можно рассматривать как некоторый четырехполосник, на вход которого подается сигнал $s(t)$, а на выходе получается сигнал $U_l(t)$. Соответственно, спектры этих сигналов есть $\hat{s}(\omega)$ и $\hat{U}_l(\omega)$. Связь спектров входного и выходного сигналов, обусловленное наличием нелинейности, можно представить как [A4]:

$$\hat{U}_l(\omega) = \sum_{n=0}^N \left\{ a_n(\omega, \omega_l) \left[\hat{s}(\omega) \right]^n \right\}, \quad (1)$$

где $a_n(\omega, \omega_l)$ – коэффициенты, определяющие функцию передачи микросистемы. Первое слагаемое в (1) можно интерпретировать как собственные тепловые шумы четырехполосника, второе – как обычное линейное преобразование входного сигнала рассматриваемым четырехполосником, а последующие слагаемые – уже как нелинейное частотное преобразование входного сигнала рассматриваемым четырехполосником.

Взаимодействие РЧ магнитного поля с магнитными моментами ядер в магнитоупорядоченных веществах происходит опосредованно через электронную оболочку. Причем ядра атомов многодоменных сред, находящиеся в разных областях и в разных условиях (например, в доменах или доменных стенках), оказываются под воздействием различных по

величине РЧ полей. Эти поля отличаются от внешнего на величину характерного для данной области коэффициента усиления η . Разброс числа ядер по коэффициентам усиления можно характеризовать некоторой функцией распределения числа ядер по коэффициентам усиления. В [А5] показано, что в рассматриваемых пленках это распределение количественно описывается Γ – распределением с плотностью вероятности:

$$G(\eta) = \left[q^{\frac{n}{2}} \Gamma\left(\frac{n}{2}\right) \right] \eta^{\frac{n}{2}-1} \exp(-q\eta),$$

при $n = 1$; $q = 4,3 \cdot 10^{-5}$. Разброс величин локальных магнитных полей, естественно, приводит к некоторому разбросу по резонансным частотам, что принято описывать функцией распределения числа ядер по резонансным частотам. В магнитоупорядоченных веществах данное распределение обычно близко к гауссову, с дисперсией приблизительно равной неоднородной полуширине линии ЯМР. Сигнал, наводимый в приемной катушке, определяется всеми спиновыми пакетами. Поэтому данный сигнал можно представить простым суммированием вкладов отдельных спиновых пакетов с учетом функций распределения по резонансным частотам и коэффициентам усиления. Полученные формулы хорошо согласуются с экспериментальными данными по эхо-сигналам, что доказывает правильность подхода, при котором магнитоупорядоченную среду можно представлять как макросистему, состоящую из отдельных микросистем нелинейным образом взаимодействующих с внешним излучением.

Форма сигналов эха при воздействии РЧ импульсов различного рода оказывается различной. При экспериментах на тонких кобальтовых пленках с центральной частотой ЯМР 216 МГц при двухимпульсном возбуждении наиболее интенсивный сигнал наблюдался для относительно коротких РЧ импульсов длительностью 0,2 мкс. При увеличении длительности одного из двух возбуждающих импульсов с гармоническим заполнением сигнал эха начинал разваливаться довольно сложным образом, и форма его не соответствовала ни одному из импульсов возбуждения. В [11] показано, как влияет амплитуда первого сравнительно длинного импульса на форму эха, если второй импульс значительно короче первого. В [А6] экспериментально показано, что если первый из возбуждающих импульсов сформирован из шума, а второй имеет гармоническое заполнение и длительность 0,2 мкс, то возрастание длительности первого импульса приводит к повышению длительности сигнала эха, который имеет шумовое заполнение. Если не считать небольшого завала фронтов, эхо-сигнал повторяет первый возбуждающий импульс с точностью до искажений, вносимых релаксацией, что хорошо видно на рис.1. С другой стороны, эксперименты и расчеты показали, что развал эха, возникающий при увеличении длительности одного из двух гармонических возбуждающих импульсов, происходит в значительно меньшей

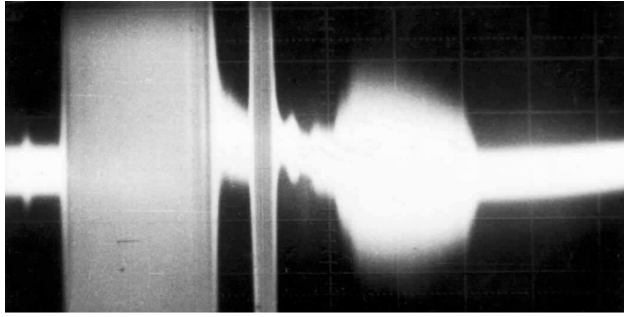


Рис.1. Сигнал эха от последовательности из двух РЧ импульсов. Первый импульс с шумовым заполнением, второй с гармоническим заполнением.

В случае воздействия одного длинного шумового сигнала и одного короткого гармонического развала эха не происходит (см. [А6]), что хорошо видно на рис.1. Сравнивая экспериментальные и расчетные результаты, можно заметить хорошее качественное совпадение, если при расчетах полагать, что импульс длительностью Δt_{in} с гармоническим заполнением имеет достаточно малую амплитуду, такую, что величина $\gamma V_{\perp} \eta_0 \Delta t_{in} < 0,5$, где γ – гиромагнитное отношение для ядер, V_{\perp} – амплитуда внешнего РЧ поля, а η_0 – минимальное значение коэффициента усиления.

Проведем теперь теоретическое рассмотрение описанных выше экспериментов. Начнем с режима двухимпульсного возбуждения. Временное расположение возбуждающих импульсов

РЧ магнитного поля и эхо-сигналов показано на рис.2. На длительности гармонического импульса и короткого импульса δt , составляющего шум, релаксация проявляться не будет из-за их малости. Для представления шумового импульса возбуждения воспользуемся выражением,

предложенным в [А2]:

$$S_{noise}(t) = a(t) \cdot \left[\sum_{n=0}^N \begin{Bmatrix} 0 \\ 1 \end{Bmatrix}_n b_n(t) \right], \quad (2)$$

$$a(t) = \begin{cases} 1, & \text{if } t \in [\tau_{in}, \tau_{in} + \Delta t_{in}] \\ 0, & \text{if } t \notin [\tau_{in}, \tau_{in} + \Delta t_{in}] \end{cases},$$

τ_{in} , Δt_{in} соответственно начало и длительность шумовых импульсов

возбуждения, знак $\begin{Bmatrix} 0 \\ 1 \end{Bmatrix}_n$ следует понимать

как случайную функцию, принимающую при каждом конкретном n значение 0, либо 1;

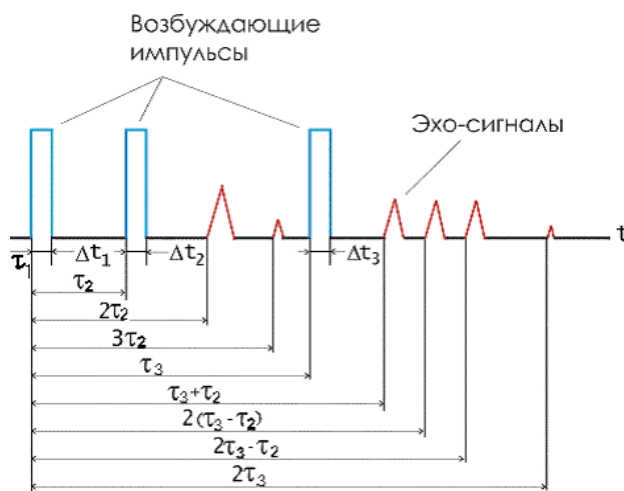


Рис.2. Временное расположение возбуждающих импульсов РЧ магнитного поля и эхо-сигналов.

$$b_n(t) = \begin{cases} 1, & \text{if } t \in [\tau_{in} + n\delta t, \tau_{in} + (n+1)\delta t] \\ 0, & \text{if } t \notin [\tau_{in} + n\delta t, \tau_{in} + (n+1)\delta t] \end{cases},$$

а δt определяет максимальное число импульсов, образующих шум на длительности шумового импульса. Будем считать, что гармонический импульс имеет единичную амплитуду, а ω - частота генератора гармонических колебаний. Спектр гармонического импульса обозначим $\hat{S}_h(\Delta\omega)$, где $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, а ω_0 - центральная частота отдельного спинового пакета.

Согласно [A2], при условии, что энергия сигналов мала настолько, что $|\sin\eta\hat{S}(\Delta\omega)|/|\eta\hat{S}(\Delta\omega)| \approx 1$ для любого сигнала, эхо-сигнал от комбинации импульсов, приведенных на рис.3 б,г, будет:

$$S_{echo}(t) = -iM_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \eta^4 \hat{S}_{noise}^*(\Delta\omega) \hat{S}_h^2(\Delta\omega) F(\Delta\omega) G(\eta) \cdot \exp\left\{-\frac{t}{T_2(\eta)} + i\Delta\omega t\right\} d\eta d\Delta\omega, \quad (3)$$

где M_0 - равновесная ядерная намагниченность вещества, $F(\Delta\omega)$ - функция распределения ядер по резонансным частотам, $G(\eta)$ - функция распределения ядер по коэффициентам усиления η РЧ магнитного поля в магнитоупорядоченных веществах, каковыми являются используемые нами ферромагнитные пленки. $T_2(\eta)$ - время спин-спиновой релаксации.

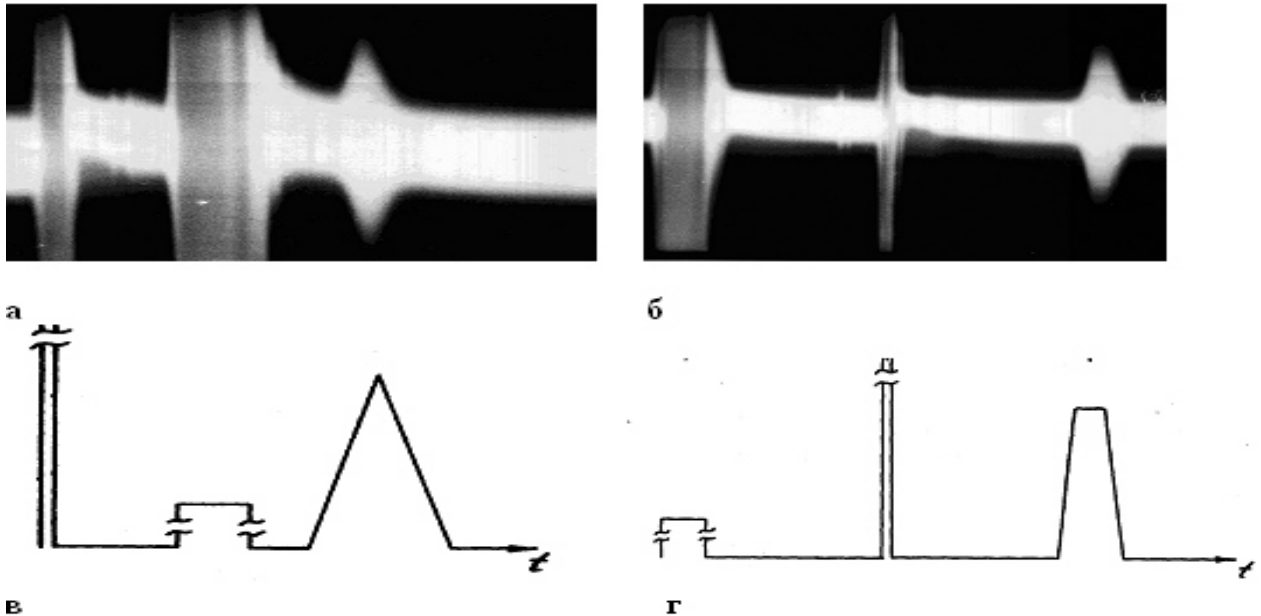


Рис. 3. Сигнал эха от последовательности из двух импульсов:

- а** - (эксперимент) первый импульс длительностью 0,2 мкс с гармоническим, а второй длительностью 1 мкс с шумовым заполнением, задержка между импульсами 2 мкс;
- б** - (эксперимент) первый импульс длительностью 1 мкс с шумовым заполнением, а второй длительностью 0,2 мкс с гармоническим заполнением, задержка между импульсами 5 мкс;
- в** - (расчет) длительности импульсов такие же, как рис. 1а, амплитуда первого импульса в 10 раз больше амплитуды второго;
- г** - (расчет) длительности импульсов такие же, как рис. 1б, амплитуда первого импульса в 10 раз меньше амплитуды второго.

Как видно из формулы (3), спектр эха при возбуждении одним шумовым, а другим гармоническим импульсом, есть нелинейная функция спектров возбуждающих импульсов. Таким образом, исходя из уравнений Блоха для движения макроскопического вектора намагниченности, теоретически показано, что процесс нелинейного взаимодействия излучения с веществом, приводящий к образованию эхо-сигналов, соответствует нелинейности третьей степени в области спектров для любых по сложности импульсов возбуждения. Данные результаты подтверждены экспериментально.

Третья глава «Нелинейные нестационарные процессы в высокотемпературных сверхпроводниках».

Впервые о наблюдении эхо-сигналов от РЧ импульсов в порошках ВТСП $YBaCuO$ и $TlBaCaCuO$, помещенных в постоянное магнитное поле и находящихся при температурах ниже критических, сообщалось в [12]. В ходе дальнейших исследований данного явления подробно изучены его свойства в зависимости от температуры, внешнего давления и магнитного поля в порошках $YBaCuO$, $TlBaCaCuO$, $BiSrCaCuO$ и $BiPbSrCaCuO$. Технология получения порошковых образцов сверхпроводящей керамики $BiPbSrCaCuO$, которые были использованы в вошедших в диссертацию работах, подробно изложена в [A1]. Порошок состоял, в основном, из крупинок неправильной формы. Максимальный эхо-сигнал наблюдался от крупинок, средний диаметр которых был в пределах от 20 до 50 мкм. В полях больше B_{c1} и меньше B_{c2} магнитное поле будет проникать в каждую крупинку в виде отдельных квантов магнитного потока. Температура перехода материала из нормального состояния в сверхпроводящее $T_c=110$ К. Порошок помещался в пробирки диаметром 5 мм, после чего давление в некоторых из них понижалось. Экспериментальная установка [A1] обеспечивала получение внешнего постоянного магнитного поля в диапазоне от 0 до 4.7 Тл. За счет этого поля в каждой крупинке создавалась система вихрей, имеющих довольно сложную структуру. Каждая крупинка порошка отличалась сильной анизотропией, а ее плоскость сильной сверхпроводимости (ab) оказывалась ориентированной под произвольным углом к постоянному магнитному полю. Датчик состоял из колебательного контура с измерительной катушкой, внутри которой размещалась пробирка с образцом. При температуре $T=77$ К датчик настраивался на частоту $f_0=30.7$ МГц. Измерительная катушка была ориентирована так, чтобы обеспечивать ортогональность РЧ магнитного поля \mathbf{V}_\perp , возбуждаемого в ней, к вектору магнитной индукции постоянного поля \mathbf{V}_0 . Установка позволяла воздействовать на образцы двумя или тремя РЧ импульсами с регулируемыми амплитудами, длительностями и временными задержками между импульсами.

О наличии акустических колебаний кристаллической решетки (КР) свидетельствовала зависимость амплитуды эхо-сигналов от давления воздуха в пробирке. В [13] описан механизм

возбуждения колебаний КР под действием переменного РЧ поля: 1) \mathbf{V}_\perp вызывает колебания вихрей, 2) за счет наличия пиннинга они передаются в решетку, возбуждая ЗВ. Если размеры крупинки порошка таковы, что каждая из них образует резонатор, то можно значительно снизить потери и увеличить эхо-сигнал. Для генерации основной моды колебаний размер крупинки должен быть равен половине длины $(\lambda/2)$ УЗВ, что позволяет оценить скорость ультразвука (c_s), возникающего в исследуемом ВТСП (средняя скорость $c_s \approx 2200$ м/с). Это согласуется с известными данными по скоростям распространения УЗВ в ВТСП материалах. Например, в [13] для $f_0=10$ МГц значение скорости звука принималось равным 2000 м/с. Каждая крупинка может рассматриваться как некоторый резонатор акустических волн с собственной частотой, определяемой размерами этой крупинки. На поверхности сверхпроводящей крупинки колебания вихрей будут сопровождаться излучением, а каждый резонатор акустических волн станет осциллятором электромагнитных волн той же частоты. Если порошок неоднороден по размерам крупинки, его можно рассматривать как ансамбль осцилляторов с различными собственными частотами, распределенными вокруг некоторого среднего значения ω_0 . Именно этот ансамбль осцилляторов участвует в образовании эхо-сигналов, наблюдаемых в эксперименте. Для $B_0 < 4.7$ Тл величина λ_\perp лежит в интервале от 0.27 до 1.00 мкм. Размеры крупинки порошка ℓ от 20 до 50 мкм. Следовательно, на глубине $< 5\%$ размера крупинки, происходит взаимодействие вихрей с внешним РЧ магнитным полем, что приводит к смещению концов вихрей на величину $v(x,t)$. Вдоль вихря начнет распространяться волна, получившая название вихревой волны [14]. Её воздействие на ионы КР в центрах пиннинга приведет к возникновению УЗВ в крупинке порошка [13], сама же вихревая волна при этом быстро затухнет. ЗВ будет распространяться на всю глубину крупинки, возбуждая в точках пиннинга помимо смещения ионов $u(x,t)$ в узлах КР еще и смещение вихрей $v(x,t)$.

В линейном приближении механизм возбуждения колебаний КР исследовался в [13]. Однако, линейного приближения недостаточно для объяснения сугубо нелинейного эффекта эха. В работе [A7] учтена нелинейность в уравнении УЗВ, возникающей на границе ВТСП при отклонении КР от положения равновесия. В приближенном решении уравнения ЗВ появляется зависимость собственной частоты свободных колебаний КР от амплитуды и длительности возбуждающих импульсов. Этого достаточно для объяснения возникновения эхо-сигналов [15].

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c_s^2 \cdot \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right] \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{2}{T_2} \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\alpha_L}{\rho} v(x,t). \quad (4)$$

Уравнение (4) - это уравнение движения, где $u(x,t)$ обозначает отклонение КР от положения равновесия, вызванное колебаниями вихря. Введем обозначения для характеристик среды: ρ – плотность вещества ВТСП, c_s – скорость звука. T_2 - время релаксации КР (определяется из

графика, приведенного на рис. 3). Функция, стоящая в правой части (4), определяется внешним воздействием $B_-(t)$ с учетом затухания:

$$\begin{cases} v(x,t) = \frac{B_m \lambda_{\square}}{B_0} \exp\left[-i\omega_0(t-\tau_1) - \frac{x}{\lambda_{\square}}\right], & t \in [\tau_1, \tau_1 + \Delta t] \\ v(x,t) = 0, & t \notin [\tau_1, \tau_1 + \Delta t] \end{cases}$$

Здесь B_m – амплитуда, ω_0 – несущая частота, Δt – длительность возбуждающих импульсов, τ_1 – момент начала РЧ импульса магнитного поля. Решение уравнения (4) будем искать с использованием метода медленно меняющихся амплитуд в виде

$$f(x,t) = a(t-\tau_1)b(x)\exp\{-i\omega_0(t-\tau_1)\} + a^*(t-\tau_1)b^*(x)\exp\{i\omega_0(t-\tau_1)\},$$

где ω_0 – частота внешнего воздействия, а знак «*» обозначает комплексное сопряжение.

Тогда получим приближенное решение для $a(t)$ в виде для которого колебания, существующие в интервале между импульсами, имеют нелинейный характер. Нелинейность проявляется как зависимость частоты свободных колебаний от амплитуды и длительности уже закончившегося возбуждающего импульса. Именно эта нелинейность отвечает за образование эхо-сигнала. Выражение для амплитуды первичного эхо-сигнала, максимум которого приходится на момент времени $t=2\tau_2$, было получено в [A7].

$$B_{[2\tau_2]}^{echo}(t) \sim -\left(\frac{c_s^2}{\omega_0}\right)\left(\frac{\alpha_L \lambda_{\square}}{\rho B_0}\right)^3 B_0 (B_{-1}\Delta t_1)(B_{-2}\Delta t_2)^2 (t-\tau_2) \exp\left\{-\frac{2\tau_2}{T_2}\right\} \cdot \int_{\ell_{\min}}^{\ell_{\max}} G(\ell)\left(\frac{\pi}{\ell}\right)^5 \cdot \sin\left\{2\omega_0\tau_1 + \left(\frac{c_s^2}{\omega_0}\right)\left(\frac{\pi}{\ell}\right)^2 (t-2\tau_2)\right\} d\ell, \quad (5)$$

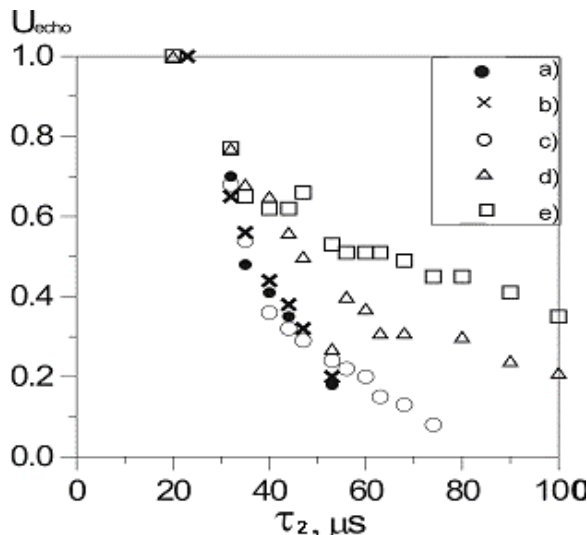


Рис.4. Амплитуда двухимпульсного эха в зависимости от интервала между возбуждающими импульсами при различных величинах внешнего магнитного поля B_0 : а) 4.5Тл, б) 4.25Тл, в) 3.55Тл, г) 0.64Тл, е) 0.31Тл

Здесь $\lambda_{-} = \left(\lambda_0^2 + \frac{B_0^2}{\mu_0 \alpha_p}\right)^{\frac{1}{2}}$ – параметр затухания РЧ поля при удалении от поверхности ВТСП, связанный с лондоновской глубиной проникновения λ_0 и с комплексным параметром α_p , определяемым через параметр Лабуша α_L . Релаксация происходит примерно по экспоненциальному закону (рис.4) $u(x,t-\tau_1) = f(x,t-\tau_1)\exp[-(t-\tau_1)/T_2]$. В условиях эксперимента [A2] $\lambda_0(T=77\text{ K}) \approx 2740 \text{ \AA}$. В отсутствие скачка вихрей между центрами пиннинга $\alpha_p = \alpha_L$.

В выражение (5) входят также: ρ - плотность вещества ВТСП, c_s - скорость ультразвука в ВТСП материале, μ_0 - магнитная постоянная, $G(l)$ - функция распределения частиц порошка по характерным размерам l .

Раскрывая с учетом вышесказанного сомножители в (5), получим следующее выражение для зависимости сигнала первичного эха в ВТСП от внешнего постоянного магнитного поля

$$B_{2\tau_1}^{echo}(t) = B_0 \left(\frac{B_{c2} - B_0}{B_{c2} + B_0} \right)^3 \exp \left\{ - \frac{2\tau_1}{k_2} B_0^{\frac{1}{3}} \right\}. \quad (6)$$

Расчет по формуле (6) для $B_{c2}=25$ Тл, $2\tau_1=10$ мкс и $k_2=63,88$ мкс/(Тл)^{1/3} и экспериментально полученная зависимость амплитуды эха от величины постоянного магнитного поля отражены на рис.5 [A8, A15, A16]. Видно, что расчетная кривая имеет один довольно пологий максимум $B_0^{max} \approx 0,16B_{c2} \approx 4$ Тл. Это значение превосходит реально наблюдаемую величину. Однако, если учесть анизотропию сверхпроводящих свойств образцов ВТСП, то получим среднее значение B_{c2} меньше, чем применявшееся при расчетах. В экспериментах использовался порошок с произвольной ориентацией крупинок по полю, поэтому естественно ожидать более пологий максимум, смещенный в сторону меньших полей. Запишем уравнение движения вихревого смещения v :

$$-\Gamma(B_0, x) \cdot \frac{\partial v}{\partial t} - F_{rest}(v-u) + [j_{RF} \times B_0] \Delta v + F_t = m_f \frac{\partial^2 v}{\partial^2 t}, \quad (7)$$

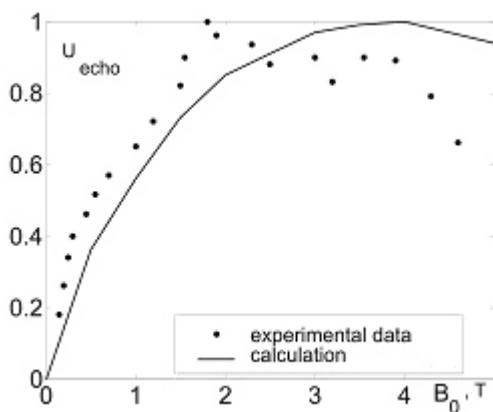


Рис.5. Зависимость первичного эхо-сигнала от амплитуды постоянного магнитного поля.

подобное приведенному в [13]. Рассмотрим входящие в него силы:

$[\Gamma(B_0, x) \partial v / \partial t]$ - сила вязкого затухания движения вихрей, проявляющаяся только на концах вихрей за счет излучения и в точках пиннинга, где происходит передача энергии от колебаний вихрей к колебаниям кристаллической решетки. В экспериментах [A17] мы наблюдали рост затухания (рис.4), что может свидетельствовать о росте $\Gamma(B_0, x)$ с ростом поля B_0 .

$F_{rest}(v-u)$ - возвращающая сила, обусловленная взаимодействием с другими вихрями и напряжением, вызванным случайно распределенными индивидуальными пиннинговыми центрами. $F_{rest}(v-u)$ зависит от смещения вихря относительно смещения узлов КР $u(x, t)$. В

состоянии равновесия вихря эта сила равна нулю. Вне состояния равновесия ее можно задать с помощью эмпирической формулы [17]:

$$F_{rest}(v-u) = \text{sgn}(v-u)B_0J_c \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{|v-u|}{r_p}\right) \right\} \Delta V.$$

Параметр r_p является мерой смещения, при котором начинает проявляться необратимость. Для неравновесного состояния эта сила может быть записана и в более общей форме [A18]:

$$F_{restT} = \alpha_L v \Delta V + f(x, t) \chi_{\{v>0\}}.$$

Здесь α_L является параметром Лабуша, а значение $f(x, t)$ определяется распределением центров пиннинга, запутанностью вихрей, анизотропными свойствами СП и транспортным током, если последний существует. Функция $\chi_{\{v>0\}}$ обозначает характеристическую функцию множества $\{v > 0\}$, т.е. $\chi_{\{v>0\}} = 1$, если $v(x, t) > 0$, и $\chi_{\{v>0\}} = 0$, если $v(x, t) = 0$.

$[j_{RF} \times B_0] \Delta v$ - сила Ампера. Так как индукция $B_z(x)$ на границе вихря определяется внешним воздействием, то $B_z/B_0 = \partial v / \partial x$. Следовательно,

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = \frac{1}{B_0} \frac{\partial B_z}{\partial x}$$

и $[j_{RF} \times B_0] = k(B_0^2/\mu_0) \partial^2 v / \partial x^2 = k C_{44} \partial^2 v / \partial x^2$, где введено обозначение $C_{44} = (B_0^2/\mu_0)$.

$F_T(t)$ – случайная сила термического отклонения, которую будем считать равной нулю.

$m_f \partial^2 v / \partial t^2$ – сила, которая в условиях воздействия внешнего РЧ поля обычно мала вблизи границы крупинки, так как очень мала масса вихря m_f .

С учетом вышесказанного, для новой переменной $y = |v|/r_p$ при $B_0 J_c / (r_p C_{44}) = \alpha_L / C_{44}$, уравнение (7) приобретает вид:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \left[\frac{\Gamma(B_0, x)}{c_{44}} \right] \frac{\partial y}{\partial t} - \frac{\alpha_L}{c_{44}} \text{sgn}(y) [1 - \exp(-|y|)] = \frac{\rho_f}{c_{44}} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}. \quad (8)$$

Рассматривая вихрь как объект, порожденный круговым движением сверхпроводящих носителей, можно считать, что колебания вихрей порождают альфвеновскую волну. Действительно, это поперечные колебания, распространяющиеся вдоль магнитного поля. Скорость распространяющихся по вихрю колебаний: $c_f^2 = (C_{44}/\rho_f) = [B_0^2/(\mu_0 n^* m^*)]$, где n^* и m^* , соответственно, концентрация и эффективная масса сверхпроводящих носителей. Скорость c_f определяется точно так же как скорость альфвеновской волны в плазме. В рассматриваемом случае частота волны значительно меньше циклотронной частоты СП пар, образующих вихрь. Поэтому ее скорость не зависит от частоты [18]. В экспериментах автора усредненная скорость $c_f \approx 750$ м/с. С другой стороны, $c_f = (C_{44}/\rho_f)^{1/2}$. Откуда можно легко оценить плотность вихря $\rho_f \approx 1,5$ кг/м³. Соответственно, линейная плотность массы вихря $\mu_f = \rho_f \pi \xi^2 \approx 6,32 \cdot 10^{-17}$ кг/м [A9]. Интересно сравнить этот результат с некоторыми результатами других авторов (см. Таблицу 1).

Видно, что наша оценка дает результат более чем на порядок превышающий значение линейной плотности массы вихря полученной в работах других авторов. Это можно объяснить тем, что результаты других авторов были получены при гелиевых температурах, а результаты автора при азотных, когда размеры вихря больше. Природа столь большой величины линейной плотности массы вихря может быть понята в рамках теории U-минус центров для высокотемпературной сверхпроводимости [A10, A19, A20].

Оценка	Материал	Т, К	Линейная плотность массы вихря кг/м	Литературный источник
Теоретическая по БКШ	Низкотемпературный СП	4,4	$1,0 \cdot 10^{-21}$	[19]
Теоретическая по кинетической энергии вихря	YBaCuO	4,4	$1,0 \cdot 10^{-20}$	[20]
Экспериментальная	YB ₆	4,4	$1,0 \cdot 10^{-18}$	[21]
Экспериментальная	BiPbSrCaCuO	77	$6,3 \cdot 10^{-17}$	[A9]

Таблица. Оценки линейной плотности массы вихря.

Уравнение (8) - это нелинейное уравнение, для которого существует важный класс решений типа бегущих волн. В этом классе неизвестная функция зависит от координаты и времени в комбинации $z = x-bt$. Сделаем замену переменных, вводя переменную $z = x-bt$ и новую функцию $g(z) = g(x-bt) = y(x,t)$, причем $g(z) < 1$. Тогда уравнение (8) примет вид:

$$\frac{\partial^2 g}{\partial z^2} + q^2 \operatorname{sgn}(g)[1 - \exp(-|g|)] = 0, \quad (9)$$

где $q^2 = \Omega^2 / (b^2 - c_f^2)$ и q имеет размерность обратную длине. Учитывая тот факт, что $|g(z)| < 1$ упростим уравнение (9) путем разложения экспоненты в ряд по степеням g .

Рассмотрим теперь поведение вихря с учетом квадратичной нелинейности. Уравнение (9) при этом равносильно уравнению:

$$\frac{\partial^2 g}{\partial z^2} + q^2 \left(g - \frac{g^2}{2} \right) = 0,$$

которое, если $b < c_f$, имеет частное решение:

$$g = \frac{3}{\cos^2\left(i\frac{|q|z}{2}\right)} = \frac{3}{ch^2\left(\frac{|q|z}{2}\right)} = \frac{3}{ch^2\left\{\frac{(x-bt)\Omega}{2(b^2 - c_f^2)^{1/2}}\right\}}.$$

Это решение, как известно, является уединенной волной или солитоном. Отметим, что при движении солитон может отразиться от центра пиннинга, а может и пройти «не заметив» его. Последнее возможно, например, если центр пиннинга колеблется и при приближении к нему солитона амплитуда колебаний центра будет равна амплитуде солитона [A15].

Сохраним теперь в разложении экспоненты в уравнении (9) все слагаемые до кубического включительно (ограничение кубической нелинейностью вызвано тем, что это наименьшая степень нелинейности, которая дает эффект эха). Опять предположим, что

выполнены следующие граничные условия: $g(0) = 0$, $g(l_f - bt) = u(l_f, t)$ – где $u(l_f, t)$ акустические колебания пиннинг центра такие, что $u(l_f, t > \tau_2 + T_2) = 0$. Если $g \geq 0$, то уравнение (9) примет вид:

$$\frac{\partial^2 g}{\partial z^2} + q^2 \operatorname{sn}g(g) \left(g - \frac{g^2}{2} + \frac{g^3}{6} \right) = 0. \quad (10)$$

Условие $g \leq 0$ также приводит уравнение (9) к ситуации (10).

Обратим внимание на тот факт, что для $0 < g < 1$, величина $g - (1/2)g^2 + (1/6)g^3 > g - (1/2)g^2$. Таким образом, добавление кубического члена к квадратичному не отдаляет от линейной задачи, а наоборот приближает к ней. В [22] доказано наличие в подобных задачах с кубической нелинейностью периодических решений сходных с теми, что были в линейной. Поэтому будем искать приближенное периодическое решение уравнения (10).

Для дальнейшего исследования уравнения (10) применим метод медленно меняющихся амплитуд. Согласно этому методу решение уравнения (10) нужно искать в виде:

$$g(z) = \frac{p(z)\exp\{-ik_0 z\} + p^*(z)\exp\{ik_0 z\}}{2}. \quad (11)$$

Можно показать, что решением будет функция:

$$p(z) = p_0 \exp\left\{i \left[\Psi_0 + \frac{k_0}{2} \left(1 - \frac{q^2}{k_0^2} \left(1 + \frac{p_0^2}{8} \right) \right) z \right] \right\}. \quad (12)$$

Как видно из формулы (12), фаза рассматриваемых колебаний оказывается зависящей от амплитуды. Как указано в [15], если подобным видом нелинейности обладает каждый элемент ансамбля, то в таком ансамбле возможно образование эха.

В работе [6] механизм долгоживущего эха увязывается с изменением внутренних свойств крупинки ВТСП, вызванных воздействием возбуждающих импульсов, а именно, движением дефектов (например, дислокаций) в крупинках под действием акустических колебаний. В работе [A9] предлагается несколько иной механизм долгоживущего эха, связанный с нелинейными свойствами колебаний внутренних частей вихрей.

Именно эти колебания вихрей внутри СП могут существовать довольно долго, сохраняя информацию о вызвавшем их возбуждении в виде фазы ψ_0 . Действительно, при неподвижных точках пиннинга волна остается стоячей. Отметим, что рассматривается внутренний вихрь, находящийся от края на некотором расстоянии $x = x_1 \gg \lambda$. После того как затухнут колебания кристаллической решетки, обусловленные вторым возбуждающим импульсом, т.е. через время T_2 после его окончания, в СП останутся лишь колебания вихрей между центрами пиннинга. Эти колебания почти не затухают. Третий возбуждающий импульс через вихри на границе СП возбуждает акустическую волну, которая проникает внутрь СП и там возбуждает центры пиннинга, к которым присоединен вихрь. Частоты вихревых и акустических колебаний

совпадают, поэтому по вихрю побежит волна, которая, достигнув границы СП, вызовет колебания конца вихря, за счет которых и наведется сигнал в приемной катушке.

Использование для описания вихревых колебаний нелинейного дифференциального уравнения второго порядка с кубической нелинейностью позволило понять особенности наблюдаемых сигналов долгоживущего эха. Полученные выражения описывают экспериментально наблюдавшиеся эхо-сигналы в зависимости от параметров возбуждающих импульсов, характеристик используемого СП и условий эксперимента.

Четвертая глава. «Применение явлений эха для обработки шумовых и шумоподобных сигналов».

Рассмотрим эксперименты по возбуждению эха импульсами с шумовым и гармоническим заполнением в тонких кобальтовых пленках. Полагая шумовые импульсы некоторой реализацией случайной последовательности (функции), удастся организовать свертку этих последовательностей (функций). Корреляционный анализ шумовых сигналов [A11, A14] является технически не простой задачей, т.к. требует очень быстрой адаптации устройства под сигнал, что легко достигается в экспериментах с использованием эха.

Для получения шумового сигнала использовался генератор на электронно-вакуумном диоде, который давал короткие импульсы с недетерминированными временными положениями и амплитудами, что соответствовало равномерному непрерывному перекрытию частотного диапазона до 600 МГц. Последовательность таких импульсов может рассматриваться как белый шум в данном частотном диапазоне. Далее, из непрерывного шумового сигнала с помощью электронного ключа вырезалась некоторая реализация шума, т.е. получался шумовой сигнал конечной длительности или импульс с шумовым заполнением, который и использовался для формирования эха.

Эхо-сигнал от последовательности из трех РЧ импульсов возбуждения, в которой первый и третий импульсы имеют длительность 2 мкс с шумовым заполнением, а второй импульс длительностью 0,2 мкс имеет гармоническое заполнение, показан на рис.6а. Задержка между первым и вторым импульсом 3 мкс, между первым и третьим 7 мкс. Первый и третий импульсы отличаются своей шумовой реализацией. Эхо-сигнал имел треугольную форму, с основанием треугольника примерно равным суммарной длительности шумовых сигналов. Как и раньше будем предполагать, что релаксация на длительности из импульсов мала, и ей можно пренебречь. Тогда, согласно [A2], сигнал стимулированного эха от трех импульсов будет:

$$S_{echo}(t) = -iM_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \eta^4 \hat{S}_1^* \hat{S}_2 \hat{S}_3 F(\Delta\omega) G(\eta) \cdot \exp\left\{-\frac{t}{T_2(\eta)} + i\Delta\omega t\right\} d\eta d\Delta\omega, \quad (13)$$

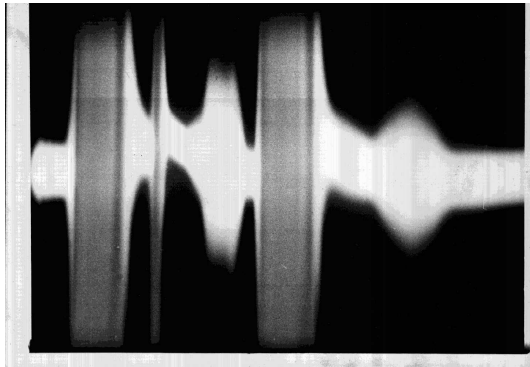
где $\hat{S}_1(\Delta\omega)$, $\hat{S}_2(\Delta\omega)$, $\hat{S}_3(\Delta\omega)$ – спектры соответствующих импульсов. Как видно из (13), эхо есть результат кубической нелинейности в области спектров. Полагая, что третий импульс

начинается в момент времени τ_3 и заканчивается в $\tau_3 + \Delta t_3$, после несложных преобразований с учетом неравенств $\Delta_h t, \delta t \ll \Delta t_2$ получим:

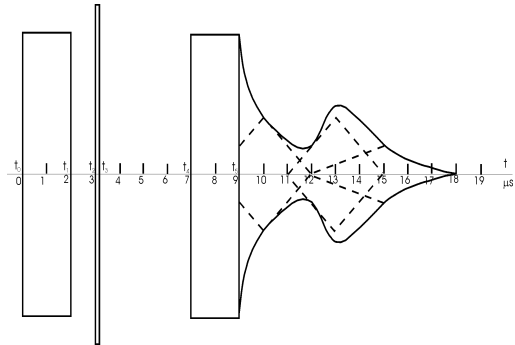
$$S_{echo}(t) = M_0 \left(\frac{\Delta_h t}{2} \right)^2 (\delta t)^2 I(G, T_2, t) \sum_{m,n=0}^N \begin{Bmatrix} 0 \\ 1 \end{Bmatrix}_m \begin{Bmatrix} 0 \\ 1 \end{Bmatrix}_n \exp \left\{ -\frac{\sigma^2}{2} [t - [(\tau_2 + \tau_3) + (m-n)\delta t]]^2 \right\}. \quad (14)$$

Из формулы (14) понятно, что длительность сигнала стимулированного эха будет равна суммарной длительности шумовых импульсов.

Известно, что после трех возбуждающих РЧ импульсов появляются четыре эхо-сигнала, т.е. помимо сигнала стимулированного эха существуют еще сигналы, появляющиеся в моменты времени $2(\tau_3 - \tau_2)$; $2\tau_3 - \tau_2$ и $2\tau_3$. Иногда они дают очень причудливые комбинации. Рассмотрим один из таких случаев. Используя приближенное решение уравнений Блоха, можно показать, что выражения для этих сигналов от отдельных спиновых пакетов, через спектры импульсов возбуждения имеют вид:



а.



б.

Рис.6. а). Эхо-сигнал от трех РЧ импульсов, первый и третий имеют длительность 2 мкс и шумовое заполнение, а второй импульс имеет длительность 0,2 мкс и гармоническое заполнение.

б). Расчетная диаграмма эхо-сигналов соответствующая возбуждению по рис.6а.

$$S_{echo2}(t) = -\frac{1}{4} i M_0 \hat{S}_1(\Delta\omega) (\hat{S}_2^*(\Delta\omega))^2 \hat{S}_3^2(\Delta\omega),$$

$$S_{echo3}(t) = \frac{1}{2} i M_0 (1 + |\hat{S}_1(\Delta\omega)|^2) \hat{S}_2^*(\Delta\omega) \hat{S}_3^2(\Delta\omega),$$

$$S_{echo4}(t) = \frac{1}{2} i M_0 \hat{S}_1^*(\Delta\omega) (1 - \frac{1}{2} |\hat{S}_2(\Delta\omega)|^2) \hat{S}_3^2(\Delta\omega).$$

Выражения для данных эхо-сигналов от всего рабочего вещества можно получить суммированием по все спиновым пакетам с учетом функции распределения ядер по резонансным частотам $F(\Delta\omega)$ и коэффициентам усиления $G(\eta)$. Соответственно, для рассматриваемого нами случая имеем:

$$S_{echo2}(t) = M_0 (\Delta t_h)^2 (\delta t)^3 I(G, T_2, t) \sum_{m,n=0}^N \begin{Bmatrix} 0 \\ 1 \end{Bmatrix}_m \begin{Bmatrix} 0 \\ 1 \end{Bmatrix}_n \cdot \exp \left\{ -\frac{\sigma^2}{2} [t - [2(\tau_3 - \tau_2) - (2n + m)\delta t]]^2 \right\},$$

$$S_{echo3}(t) = M_0(\Delta t_h)(\delta t)^2 I(G, T_2, t) \sum_{m,n=0}^N \begin{Bmatrix} 0 \\ 1 \end{Bmatrix}_m \begin{Bmatrix} 0 \\ 1 \end{Bmatrix}_n \cdot \exp\left\{-\frac{\sigma^2}{2}[t - [2\tau_3 - \tau_2 + (n+m)\delta t]]^2\right\}, \quad (15)$$

$$S_{echo4}(t) = M_0(\delta t)^3 I(G, T_2, t) \sum_{m,n=0}^N \begin{Bmatrix} 0 \\ 1 \end{Bmatrix}_m \begin{Bmatrix} 0 \\ 1 \end{Bmatrix}_n \cdot \exp\left\{-\frac{\sigma^2}{2}[t - [2\tau_3 + (2m-n)\delta t]]^2\right\},$$

где $I(G, T_2, t)$ зависит от функции распределения ядер по коэффициентам усиления и определяет влияние релаксационных процессов на эхо-сигналы. Из формул (15) видно, что длительность сигнала $S_{echo2}(t)$ лежит во временном интервале до 8 мкс, и он не будет проявляться после окончания третьего импульса. Соответственно, длительность $S_{echo3}(t)$ равна суммарной длительности шумовых сигналов и лежит в интервале от 11 до 15 мкс. $S_{echo4}(t)$ имеет длительность равную длительности первого шумового импульса плюс удвоенная длительность второго шумового импульса и, соответственно, лежит в интервале от 12 до 18 мкс. Графически положения всех трех импульсов показаны на рис 6б. Экспериментально, естественно, наблюдается суммарный сигнал.

Сравнивая рисунки 6а и 6б, можно видеть хорошее совпадение экспериментальных и теоретических результатов. В [A21] показаны особенности работы с шумовыми сенсорными сигналами корреляционного устройства, использующего явления эха. Расчет параметров устройства [A21] делался по методикам расчета параметров полосковых линий. Работа с шумовыми сигналами требует особой аккуратности, т.к. они в силу своего широкого частотного диапазона могут легко просачиваться через различные соединения. В [A12] приведены результаты исследований, которые показали, что в наших экспериментах и устройствах влияние наводок и паразитных сигналов несущественно. Для решения задачи задержки последовательности радиоимпульсов с неизвестным временем прихода целесообразно использовать явление эха в ВТСП порошках, где реализуется долгоживущее эхо. Это было сделано в устройстве описанным [A22]. Для уменьшения собственных тепловых шумов был специально разработан электронный ключ на сверхпроводящих элементах [A23].

Пятая глава. «Физика нелинейных систем в биологических объектах».

Автором рассмотрена задача моделирования одного из этапов процесса выработки инсулина β -клетками поджелудочной железы человека методами, наработанными для ферромагнетиков и ВТСП. Процесс транспортировки инсулина в мембранной упаковке β -клетки проходит в несколько этапов, один из которых - образование неоднородности на поверхности клеточной мембраны, перерастающее далее в разрыв. Именно этот этап и изучался. В данном случае под макросистемой понимается совокупность живых клеток, образующих некоторый ансамбль микросистем (отдельных клеток), взаимодействующих с внешними раздражителями, окружающей средой и другими клетками рассматриваемого ансамбля. При этом процесс взаимодействия всей макросистемы с внешним раздражителем

может осуществляться только путем воздействия на отдельную клетку. Понятно, что при воздействии раздражителя на макросистему, воздействие на отдельную микросистему может быть двояким: либо раздражитель воздействует на все микросистемы одинаковым образом, либо нет. В первом случае возмущение носит когерентный характер, а во втором - некогерентный. При когерентном воздействии поведение отдельных микросистем будет находить отражение в поведении макросистемы, т.к. достигается полное повторение всем ансамблем клеток среднего поведения каждой клетки. Одной из возможных причин нарушения нормального функционирования ансамбля клеток может быть утрата макросистемой способности к когерентному взаимодействию с возмущением, вызванная, например, возникновением в макросистеме слишком больших неоднородностей, приводящих к значительным различиям по отдельным микросистемам. Поэтому при моделировании взаимодействия клетки с внешним раздражителем очень важным оказывается учет свойств, ответственных за потерю и восстановление когерентности.

Перейдем к рассмотрению процессов, происходящих в отдельной клетке при воздействии на нее возмущающей силы. Взаимодействие клетки с внешним раздражителем происходит через клеточную мембрану. Рассмотрим баланс сил в мембране в процессе внешнего воздействия на клетку [A24]. Под мембраной будем понимать тонкую пленку, которая не сопротивляется изгибу. Поэтому возвращающая сила будет обусловлена только натяжением и изменением площади мембраны. Пусть в равновесии мембрана находится в плоскости XY. Будем считать, что $u(t,x,y,z)$ отклонение мембраны от состояния равновесия под воздействием внешней (сторонней) возмущающей силы $F(u,t,x,y,z)$. Обозначим через $T(t,x,y,z)$ равномерно распределенное натяжение, действующее на рассматриваемый участок мембраны со стороны остальной мембраны. Если $T(t,x,y,z) = T_0 = \text{const}$ является постоянной величиной для всей мембраны, то оно всегда будет лежать в плоскости касательной к рассматриваемому участку мембраны $L1$. Будем полагать, что деформации малы настолько, что по сравнению с ними остальную мембрану можно рассматривать как плоскость, а возникающие при этом силы натяжения везде одинаковы и равны $T_0 dl$, где T_0 – натяжение, рассчитанное на единицу длины, а dl – элемент длины некоторого контура, взятого по поверхности мембраны. Выделим на поверхности невозмущенной мембраны некоторый элемент $\Delta s^0 = \Delta x^0 \Delta y^0$, который после деформации станет $\Delta s^1 = \Delta x^1 \Delta y^1$. Приращение площади этого участка будет $\delta s = \Delta s^1 - \Delta s^0 = \Delta x \Delta y$ и этому приращению будет пропорциональна работа против сил деформации.

Полагая, что деформации мембраны приводят к возникновению лишь независимых от направления сил натяжения, получим уравнение, описывающее деформацию клеточной мембраны под действием сторонней силы:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{2}{T_1} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{2}{T_2} \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right] \frac{\partial u}{\partial t} = c_s^2 \left\{ \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right] \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right] \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right\} + \frac{F(u, t, x, y)}{\sigma \Delta x \Delta y}, \quad (16)$$

где σ – поверхностная плотность вещества мембраны, T_1 - время релаксации за счет воздействия внешней среды, T_2 - время релаксации за счет взаимодействия с другими клетками.

В [A13] исследовалось влияние на T_1 и T_2 стереохимических форм углеводов. Возможными сторонними силами электромагнитной природы, приводящими к возникновению деформаций клеточных мембран, являются кулоновская сила, дипольная электрическая сила и магнитная сила. Процесс образования неоднородности на поверхности мембраны происходит в квазистатическом режиме, поэтому полагаем $\partial^2 u / \partial t^2 \ll 1$ и пренебрегаем этим слагаемым в уравнении (16). Одной из форм нарушений функционирования β -клетки при сахарном диабете является отсутствие открытия фузионной поры после образования неоднородности. Причем, нет данных, что клетки с подобным нарушением локализуются неким образом по пространству. Для анализа процесса образования неоднородности взаимодействием клеток друг с другом можно пренебречь и полагая $T_2 = \infty$, пренебрегаем соответствующим слагаемым в (16). В результате в уравнении (16) остаются два нелинейных слагаемых.

Первое связано с наличием квадратичного градиента в уравнении отклонения мембраны от положения равновесия, а второе с нелинейностью возмущающей силы. Возникает вопрос, какое из них существеннее для нашей задачи, ибо анализ сразу двух приводит на данном этапе к неразрешимости проблемы. Первое нелинейное слагаемое связано с величиной и формой поверхностной неоднородности, а она неразличима по величине, как для здоровой, так и для больной клетки. Поэтому полагаем $(\partial u / \partial x)^2, (\partial u / \partial y)^2 \ll 1$ и пренебрегаем соответствующим слагаемым в (16), как величиной второго порядка малости. На сегодняшний день эксперименты практически не дают информации о свойствах возмущающей силы, кроме присутствия ее только в месте локализации поверхностной неоднородности. Поэтому построим нашу дальнейшую задачу следующим образом:

$$\frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial y^2} - \frac{\partial u(x, y, t)}{\partial t} = f(x, y, t) \chi_{\{u>0\}} \cdot \quad (17)$$

$$u(x, y, t) \geq 0.$$

Здесь $f(x, y, t) = F(u, x, y, t) / (\sigma \Delta x \Delta y)$, а нелинейная функция $\chi_{\{u>0\}}$ равна 1 там, где есть отклонение мембраны от положения равновесия и равна 0 там, где такого отклонения нет. Это означает, что отклонение мембраны будет только там, где есть воздействие. Заметим, что заранее не известно где и когда $u(x, y, t) > 0$. Таким образом, мы получили нелинейную задачу со свободной границей. Исследование этой задачи [23] позволяет утверждать, что свободная граница, возникающая при образовании поверхностной неоднородности, как множество точек формирующихся в момент отрыва, состоит как из регулярных, так и сингулярных точек.

Причем являются последние изолированные. В работе [23], исходя из энергетического критерия Вейсса, установлены довольно жесткие соотношения между $u(x,y,t)$, $f(x,y,t)$ и ∇u для сингулярных точек. Это означает, что среди точек свободной границы, возникающих при формировании поверхностной неоднородности, есть точки более восприимчивые к внешнему воздействию, чем другие, если внешнее воздействие оказывается быстро растущим на интервале времени формирования неоднородности. Отсутствие таких точек можно связать с нарушением когерентности и интенсивности в движении ионов кальция внутри клеток (это движение сопровождается процессом образования поверхностной неоднородности).

В заключении диссертации сформулированы основные выводы и результаты работы:

- Построена последовательная теория обработки шумовых сигналов для эхо-процессоров и экспериментально отработаны основные алгоритмы этой обработки.
- Предложен и исследован на ВТСП новый нелинейный механизм образования эхо-сигналов, который наиболее полно позволяет понять особенности этого явления в СП.
- Исследованы эхо-сигналы в ВТСП при сильных постоянных магнитных полях.
- Обоснованы методы исследования СП, которые позволяют измерять без механических контактов T_c , скорость распространения и коэффициент затухания УЗВ.
- Дана оценка эффективной массы сверхпроводящих носителей в висмутосодержащих ВТСП, исследованы условия возникновения альфвеновских волн на вихрях внутри сверхпроводников и образование на них солитонов.
- Разработаны, изготовлены и испытаны новые устройства нелинейной обработки импульсных радиосигналов на основе кобальтовых пленок и ВТСП.
- Предложен малошумящий электронный ключ.
- Исследованы нелинейные эффекты в динамике β -клетки поджелудочной железы.

Содержание диссертации опубликовано в следующих работах.

Статьи в ведущих рецензируемых журналах из списка ВАК:

A1. Апушкинский Е.Г., Астров М.С., Долбиев В.В., Марущак Н.И. Эхо в порошках высокотемпературных сверхпроводников.// Научное приборостроение. Т.2. 1992. №2. С.54-64.

A2. Apushkinsky E., Astrov M. Information capacity of elements of quantum computers operating with echo-signals.// Physica B: Condensed Matter. 2002. Vol. 321(1-4). 408-413.

A3. Апушкинский Е.Г., Москалев В.В., Семисалова Д.Е. Решение уравнений Блоха в виде произведения полиномов.// Вестник Ленингр. ун-та. Л. 1994. Сер.4. № 3. С. 16-23.

A4. Апушкинский Е.Г. Нелинейные преобразования спектров сигналов.// Научно-Технические Ведомости СПбГПУ. 2012. №3(153). С. 182 - 190.

A5. Апушкинский Е.Г., Москалев В.В. Влияние угловой и амплитудной дисперсий анизотропии на коэффициент усиления в многодоменных средах типа тонких кобальтовых пленок.// Вестник Ленингр. ун-та. Л. 1986. сер.4. №2. С.90-93.

A6. Апушкинский Е.Г., Москалев В.В. Ядерное спиновое эхо в тонких кобальтовых пленках от радиочастотных импульсов с шумовым и гармоническим заполнением.// Вестник Ленингр. ун-та. Л. 1991. Сер.4. №1. С.86-88.

A7. Апушкинский Е.Г., Астров М.С., Соболевский В.К. Ультразвуковые и вихревые колебания в высокотемпературных сверхпроводниках.// ЖТФ. 2011. Т.81. № 6. С. 42-50.

A8. Апушкинский Е.Г., Астров М.С. Влияние постоянного магнитного поля на эхо-сигналы в порошках ВТСП.// ЖТФ. 2013. Т.83. № 3. С. 148-151.

A9. Апушкинский Е.Г., Соболевский В.К., Попов Б.П. Флюксоидные колебания и волны во внутренней области высокотемпературных сверхпроводников.// Научно-Технические Ведомости СПбГПУ. 2010. №2 (98). С. 27-36.

A10. Apushkinsky E.,Astrov M.S.,Popov V.P.,SobolevskyV.K. Negative-U Centres Model for High-Tc Superconductivity.//Physica B: Condensed Matter. V.359-361, 30 April 2005. P. 563-565.

A11. Апушкинский Е.Г. Корреляционный анализ шумовых сигналов на адаптивном процессоре, работающем с использованием явления эха.// Научно-Технические Ведомости СПбГПУ. 2009. №2 (77). С. 55-62.

A12. Апушкинский Е.Г., Нурулин Ю.Р., Попов Б.П., Соболевский В.К. Исследование электромагнитных характеристик стандартных радиотехнических устройств при одновременном тепловом и механическом воздействии.// Научно-Технические Ведомости СПбГПУ. 2008. №4 (63). С. 201-205.

A13. Апушкинский Е.Г., Ангервакс А.Е. Применение ЯМР-спектроскопии ^{13}C для анализа состава углеводов меда.// Химия растительного сырья. Т.3. 1999. №4. С.17-23.

Статьи в научных и методических сборниках:

A14. Apushkinsky E., Astrov M. Regime for spin-resonance computers using noise pulses // Magnetic Storage Systems Beyond 2000, ed. by G.C. Hadjipanayis. NATO Science Series. Sub-Series II:Mathematics, Physics and Chemistry.Vol.41. Kluwer Academic Publishers. 2001. P. 317-320.

Материалы международных конференций:

A15. Apushkinsky E., Astrov M. Ultrasonic excitation of fluxoid oscillation in HTSP.// Book of Abstracts “Orbital 2007 (6th Workshop of Orbital Physics and Novel Phenomena in Transition Metal Oxides)”, MPI-FKF, Stuttgart. October 10-11. 2007. P.128.

A16. Apushkinsky E.,Astrov M. Effect of pulse RF magnetic field on HTSC powders//Books of Abstracts“20th General Conference Condensed Matter Division EPS”, Prague. July19-23. 2004. P. 195.

A17. Apushkinsky E., Astrov M., Popov B.P. Effect of the pulse RF magnetic field on HTSC powders being in the fluxoid state.// Books of Abstracts of International Conference “Low-Energy Excitations in High-T_c Superconductors”, Stuttgart. July 5-7, 2006. P. 43.

A18. Apushkinskaya D., Apushkinsky E., Astrov M. Nonlinear motion of vortices in HTSC after interacting with external RF field.// Conference Handbook: “International Conference on Quantum Fluids and Solids 2012”, Lancaster University, UK. 15th-21st August 2012. P. 2.32.

A19. Apushkinsky E., Astrov M., Popov B.P., Sobolevsky V.K. Negative-U Centres Model for High-T_c Superconductivity.// Program and Abstracts “The International Conference on Strongly Correlated Electron Systems”, Karlsruhe. July 26-30. 2004. P. 296.

A20. Apushkinsky E., Astrov M., Popov B.P. Radio Frequency Echo in HTSP Powders.// The Digest of FIM-99 (International Satellite Meeting on Frontiers In Magnetism of the 22nd In'l Low Temperature Conference), Royal Institute of Technology, Stockholm. Aug.12-15, 1999. P.41.

A21. Apushkinsky E., Astrov M. Correlation analysis of the noise sensor signals by the adaptive processor operating using a nuclear spin echo phenomenon.// Books of Abstracts “NATO-ASI on 'Sensors for Environment, Health and Security: Advanced Materials and Technologies’”, Vichy (France). 16-27 September 2007. P. 77.

Патенты РФ:

A22. Апушкинский Е.Г., Долбиев В.В., Марущак Н.И. Управляемая линия задержки пачки радиоимпульсов.// Патент (Россия) №1837381. 1994.

A23. Апушкинский Е.Г., Еремеев В.А., Пряжкин В.Б. Электронный ключ.// Патент (Россия) № 1798915. 1993.

Монографии:

A24. Apushkinskaya D., Apushkinsky E., Boob-Bavnbek B., Koch.M. Geometric and Electromagnetic Aspects of Fusion Pore Making.// Глава в книге “BetaSys: Systems biology of regulated exocytosis in pancreatic β -cells.” Springer. New York. 2011.

Цитируемая литература.

1. Маймистов А.И. Некоторые модели распространения предельно коротких электромагнитных импульсов в нелинейной среде.// Квантовая электроника. 2000. Т. 30. № 4. С. 287-304.

2. Плешаков И.В., Улинен Е., Фофанов Я.А., Дудкин В.И., Тарханов В.И. Фононное эхо в высокотемпературных сверхпроводниках как нелинейное магнитоакустическое явление.// ЖТФ. 2011. Т.81. Вып.3. С. 65-70.

3. Власова Д.Д., Калачев А.А. Когерентное детектирование фазоманипулированных сигналов в режиме долгоживущего фотонного эха.// Теоретическая физика. 2005. Т.6. С.144-150.

4. Корпел А., Чаттерджи М. Нелинейное эхо, фазовое сопряжение, обращение времени и электронная голография.// ТИИЭР. Т. 69. 1981. № 12. С. 22-42.
5. Валиев К.А., Кокин А.А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность. М.2002. 320с.
6. Дробинин А.В., Ципенюк Ю. М. Динамическое и стимулированное радиочастотное эхо в порошках ВТСП.// ЖЭТФ. Т.11. 1997. Вып. 3. С. 1032-1046.
7. Dominguez D., Bulaevskii L, Ivlev B., Maley M., Bishop A.R. Generation of ultrasonic waves by ac magnetic fields in the mixed state of high- T_c .// Phys. Rev. B. 1995-I. Vol.51. № 21. P. 15649-15652.
8. Рассветалов Л.А. Спиновые и поляризационные эхо-процессоры.// Поляризационное эхо и его применения. М. Наука. 1992. С.161-185.
9. Голенищев-Кутузов В.А., Самарцев В.В., Хабибуллин Б.М. Импульсная оптическая и акустическая когерентная спектроскопия. М. Наука. 1988, 224 с.
10. Leyte J. Some solutions of the Bloch equations.// Chem. Phys. Lett. V.165. 1990. №2. P.213-220.
11. Москалев В.В., Сургучев И.А., Чижик В.И. Теоретическое и экспериментальное изучение формы спинового эха в тонких ферромагнитных пленках.// Радиоспектроскопия (Пермь). 1989. №19. С. 133-138.
12. Nishihara H., Hayashi K., Okuda Y., Kajimura K. Phonon echoes in powders of high- T_c superconducting $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.// Physical Rev. B. V.39 (10-13). 1989. № 10-13. P.7351-7353.
13. Haneda H., Ishigura T., Miriam M. Generation and detection of transverse ultrasonic waves via vortex tilting in super conductive $YBa_2Cu_3O_7$.// Appl. Phys. Lett. V.68(23). 1996. P.3335-3337.
14. Ichiquchi T. Vortex cyclotron resonance in high- T_c superconductors.// Phys. Rev. B, V.57. 1998-I. №1. P.638-644.
15. Голдин Б.А., Котов Л.Н., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах). Л. Наука.1991. 148 с.
16. Van der Beek C.J., Geshkenbein V.B., Vinokur V.M. Linear and nonlinear ac response in the superconducting mixed state.// Physical Rev. B. V.48. 1993-I. №5. P.3393-3403.
17. Campbell A.M., Evetts J.E. Critical currents in superconductors. London. 1972.
18. Крол Н., Трайвелпис А. Основы физики плазмы. М. «Мир». 1975. 525с.
19. Suhl H. Inertial mass of a moving fluxoid.// Phys. Rev. Lett. V.14. 1965. №7. P.226-229.
20. Dominguez D., Bulaevskii L, Ivlev B., Maley M., Bishop A.R. Interaction of vortex lattice with ultrasound and the acoustic Faraday effect.// Phys. Rev. Lett. V.74. 1995. №74. P.2579-2582.
21. Филь В.Д., Игнатова Т.В., Филь Д.В. и др. Масса абрикосовского вихря.// ФНТ. Т.33. 2007. № 12. С. 1342-1346.

22. Рудаков И.А. Периодические решения нелинейного волнового уравнения с однородными граничными условиями.// Известия РАН. Т.70. 2007. №1. С.117- 128.

23. Blanchet A. On the singular set of the parabolic obstacle problem.// J. Differ. Equ. V.231. 2006. №2. P.656-672.