

На правах рукописи

ШУМИЛИН АНДРЕЙ ВАДИМОВИЧ



**СВОЙСТВА СТРУКТУРНЫХ И КУЛОНОВСКИХ СТЕКОЛ
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ**

Специальность 01.04.02 – теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург
2010

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук
Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе РАН.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, профессор

Козуб Вениамин Иванович

Учреждение Российской академии наук Физико-технический
институт им. А. Ф. Иоффе РАН

Консультант:

доктор физико-математических наук, профессор

Паршин Дмитрий Алексеевич

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор

Иосселевич Алексей Соломонович

Учреждение Российской академии наук

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН

доктор физико-математических наук, профессор

Аверкиев Никита Сергеевич

Учреждение Российской академии наук Физико-технический

институт им. А. Ф. Иоффе РАН

Ведущая организация:

Учреждение Российской академии наук Петербургский институт

ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН

Защита состоится 17 февраля 2011 г. в 10:00 часов на заседании
диссертационного совета Д 002.205.02 ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 194021,
Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

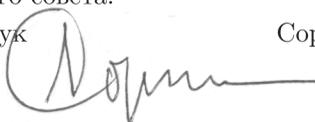
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им.
А. Ф. Иоффе.

Автореферат разослан 14 января 2011 г.

Ученый секретарь диссертационного совета:

доктор физико-математических наук

Сорокин Л. М.



Актуальность темы диссертации

Диссертационная работа посвящена теоретическому исследованию свойств структурных и кулоновских стекол в магнитном поле.

Многие свойства структурных стекол при низких (ниже 1К) температурах определяются двухуровневыми системами (ДУС) — группами атомов, способными туннелировать между двумя положениями. Хотя общая теория влияния двухуровневых систем на свойства стекла была построена около 30 лет назад [1], микроскопическая структура двухуровневых систем остается на сегодняшний день для большинства стекол неизвестной. Между тем, знание микроскопической структуры ДУС безусловно важно для физики аморфных твердых тел. Важность исследования двухуровневых систем подчеркивается и тем, что многие материалы, используемые в современной электронике, являются фактически структурными стеклами.

Благодаря существованию двухуровневых систем в стеклах наблюдаются явления, не существующие в соответствующих им кристаллах. Одно из них — двухимпульсное дипольное эхо, оно состоит в следующем. При подаче на стекло двух последовательных электрических импульсов, разделенных временным интервалом τ , наблюдается запаздывающий отклик диэлектрической поляризации стекла с частотой, равной частоте возбуждающих импульсов через время τ после второго импульса.

Недавно было открыт интересный факт — амплитуда дипольного эха в стеклах, не содержащих парамагнитных атомов, может немонотонным (осциллирующим) образом зависеть от магнитного поля [2]. При этом явление наблюдалось уже в относительно слабых полях (~ 0.1 Т). Кроме того, эта зависимость существенно изменялась при изменении временного интервала между возбуждающими импульсами. Все это давало надежду получить с помощью измерений амплитуды дипольного эха в магнитном поле информацию о микроскопической структуре двухуровневых систем, например, с помощью компьютерного моделирования двухуровневой системы и сопоставления полученных с помощью моделирования результатов с экспериментом.

Современное объяснение указанного явления связано с влиянием

ядерных спинов на динамику двухуровневых систем. Эта гипотеза подтверждается сильным изотопическим эффектом, наблюдавшимся в работе [3]. В этой работе при замене водорода (ядерный спин которого равен $1/2$) на дейтерий с ядерным спином 1 влияние магнитного поля на амплитуду дипольного эха возрастало более чем на порядок. Этот эффект объясняется тем, что основной вклад во влияние ядерных спинов на динамику ДУС вносит квадрупольное взаимодействие ядра с градиентом микроскопического поля. Такое взаимодействие возможно только для ядер со спином $J \geq 1$, т.е. невозможно для водорода и возможно для дейтерия. Тем не менее влияние магнитного поля на амплитуду дипольного эха наблюдается также и в стеклах, не содержащих несферических ядер со спином $J \geq 1$. В настоящее время это явление объясняется связью динамики ДУС с диполь-дипольным взаимодействием атомных ядер.

В диссертационной работе построена детальная теория влияния магнитного поля на амплитуду дипольного эха в стеклах, связанного с динамикой ядерных спинов. При этом учитывается как вклад квадрупольного взаимодействия ядер с градиентом внутреннего поля, так и вклад диполь-дипольного взаимодействия ядер между собой. В частности, показано, что в экспериментально важном случае малого квадрупольного (или диполь-дипольного) взаимодействия зависимость амплитуды двухимпульсного эха от магнитного поля имеет универсальный вид, зависящий только от магнитного дипольного момента входящих в стекло ядер и не зависящий ни от конкретного механизма взаимодействия ядерных спинов с ДУС, ни (что особенно важно) от микроскопической структуры двухуровневых систем.

Для более общего случая в работе проведен качественный анализ зависимости амплитуды эха от магнитного поля, и, в частности, показано, как можно в некоторых случаях использовать результаты измерения амплитуды дипольного эха в магнитном поле при разных временных промежутках между возбуждающими импульсами для определения характеристик двухуровневых систем.

Кроме этого, в работе проводилось теоретическое исследование свойств кулоновских стекол. Кулоновским стеклом называется диэлектрическая система с сильным беспорядком и корреляцией. Многие

важные с точки зрения фундаментальной науки и техники системы являются кулоновскими стеклами. Характерным примером такой системы может служить примесная зона полупроводника при средней компенсации на диэлектрической стороне перехода Андерсона. Такая зона представляет собой набор случайно расположенных свободных и заполненных примесей. Волновые функции носителей на примесях локализованы (хотя в такой системе и возможна проводимость за счет туннельных переходов носителей между примесями). При этом заряженные примеси создают случайный потенциал, который уширяет примесный уровень в зону. Естественным образом числа заполнения примесей определяются случайным потенциалом, однако, и сам потенциал определяется числами заполнения примесей, то есть задача оказывается самосогласованной.

Было показано (см. напр. [4]), что в такой системе существует большое число метастабильных состояний. Энергии этих состояний отличаются слабо (в том числе они слабо отличаются и от энергии основного состояния), однако для перехода между этими состояниями требуется одновременная перестановка большого числа носителей (т.е. время жизни метастабильного состояния может быть неограниченно велико). Все вышесказанное позволяет говорить о примесной зоне полупроводника как о кулоновском стекле.

Исследования процессов, происходящих в примесной зоне, в том числе прыжковой проводимости, ведутся уже более 50 лет. (см., напр, [5]). Эти исследования позволяют существенно расширить наши знания о свойствах примесей в полупроводнике. Так, эксперименты по измерению магнетосопротивления полупроводника (вместе с измерением температурной зависимости его проводимости) позволяют найти такие важные свойства примесных центров как радиус локализации носителя на примеси.

Тем не менее на сегодняшний день не существует полной и удовлетворительной теории магнетосопротивления полупроводников в режиме прыжковой проводимости. Так, основная часть результатов, связанных с одним из механизмов магнетосопротивления — интерференционным магнетосопротивлением, получена в так называемой бесспиновой модели, то есть без учета электронных спинов. Существуют

рассуждения, показывающие, что результаты этой модели применимы к реальным полупроводникам в случае, если спины электронов на примесях выстроены обменным взаимодействием. При этом предполагается, что в противном случае (спины электронов свободны) никаких эффектов, связанных с интерференцией, нет. Тем не менее последний факт хорошо аргументирован только в приближении большого количества рассеивателей, находящихся между прыжковыми центрами. На практике, однако, часто реализуется противоположный случай — когда между прыжковыми примесями находится в среднем меньше одного рассеивателя. В этом случае отсутствие эффектов, связанных с интерференцией, по крайней мере, не очевидно.

В диссертационной работе детально исследован вопрос о влиянии интерференционных эффектов на магнетосопротивление в случае, когда спины свободны и характерное число рассеивателей мало (при этом интерференционные явления определяются прыжками, в которых есть один рассеиватель). В частности, показано, что при определенных условиях в этой ситуации может существовать максимум магнетосопротивления, определяемый интерференционными явлениями. Кроме того, в работе указано на существование явлений, связанных с корреляцией прыжков и динамики спинов. В пределе сильной корреляции в рассматриваемом случае существует линейное по полю отрицательное магнетосопротивление, связанное с интерференцией. Это магнетосопротивление аналогично наблюдающемуся в случае электронных спинов, выстроенных обменным взаимодействием.

Еще одна важная особенность кулоновских стекол — существование медленных процессов, связанных с переходами между метастабильными состояниями. Пару метастабильных состояний можно рассматривать как двухуровневую систему, или бистабильный агрегат, переход между состояниями которого осуществляется за экспоненциально большое время. Процессы релаксации таких агрегатов могут приводить к медленным процессам в кулоновских стеклах. Подобные процессы наблюдались, например, в диэлектрическом оксиде индия [6], где наблюдалась "память" кулоновского стекла о состоянии, в котором оно находилось длительное время.

Тем не менее в оксиде индия процессы, связанные с кулоновским

стеклом, могут конкурировать с медленными процессами, связанными со структурными двухуровневыми системами. Недавно, однако, наблюдались процессы медленной релаксации магнетосопротивления двумерных структур на основе GaAs-AlGaAs в режиме прыжковой проводимости. В этих системах нет структурных ДУС и все процессы медленной релаксации связаны с переходами между метастабильными состояниями кулоновского стекла.

В диссертационной работе построена теория медленной релаксации магнетосопротивления в таких системах, позволяющая, по крайней мере, качественно описать наблюдающуюся медленную релаксацию проводимости в магнитном поле.

Целью работы является:

1. Изучение влияния магнитного поля на амплитуду дипольного двухимпульсного эха в структурных стеклах при сверхнизких температурах.

2. Разработка теории интерференционного магнетосопротивления полупроводников в режиме прыжковой проводимости, в случае парамагнитных спинов и малого количества промежуточных примесей.

3. Исследование медленной релаксации сопротивления в магнитном поле в двумерных полупроводниковых структурах с проводимостью с переменной длиной прыжка.

Научная новизна работы состоит в решении следующих задач:

1. Развита теория двухимпульсного эха в магнитном поле. В частности, получена универсальная аналитическая формула, описывающая амплитуду дипольного эха в магнитном поле в приближении малого квадрупольного (или диполь-дипольного) взаимодействия. Кроме того, проведен качественный анализ, позволяющий сопоставить результаты измерения амплитуды дипольного эха в магнитном поле для различных временных интервалов между возбуждающими импульсами τ со свойствами микроскопического потенциала в стекле.

2. Построена теория интерференционного магнетосопротивления в полупроводниках с прыжковой проводимостью для случая парамагнитных центров и малого количества промежуточных примесей. В этой теории явно учтены электронные спины и возможность корреляции между спиновыми степенями свободы и электронными прыжками.

3. Построена теория медленной релаксации сопротивления в магнитном поле в полупроводниках с проводимостью с переменной длиной прыжка.

Практическая значимость работы состоит в том, что в работе впервые получено аналитическое описание влияния магнитного поля на амплитуду двухимпульсного дипольного эха в стеклах, позволяющее непосредственное сопоставление с экспериментом; впервые построена теория интерференционного магнетосопротивления в случае малого количества промежуточных примесей и свободных спинов, учитывающая возможность корреляции между изменением спиновых состояний примесей и прыжковой проводимостью; впервые объяснен эффект медленной релаксации магнетосопротивления в двумерных полупроводниковых структурах с прыжковой проводимостью.

Сопоставление с экспериментом результатов работы, связанных с двухимпульсным эхом, позволяет лучше понять физику аморфных твердых тел при низких температурах и в определенных случаях получить данные о микроскопической структуре входящих в стекло двухуровневых систем. Сопоставление с экспериментом результатов, связанных с примесной зоной полупроводника, позволяет получить новую информацию о структуре примесной зоны и примесных состояниях в полупроводнике.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В приближении малого квадрупольного (или диполь-дипольного) взаимодействия влияние магнитного поля на амплитуду дипольного эха в структурных стеклах описывается универсальным выражением

$$P_{\text{echo}} \propto 1 - C \left[\frac{\sin^4(\mu H \tau / 2J\hbar)}{(\mu H / J\hbar)^2} + \frac{\sin^4(\mu H \tau / J\hbar)}{4(\mu H / J\hbar)^2} \right].$$

В этом выражении C — параметр, определяемый силой взаимодействия динамики ДУС с ядерными спинами, μ — ядерный магнитный момент, J — ядерный спин, H — внешнее магнитное поле, τ — временной интервал между возбуждающими импульсами. Данное выражение не зависит от микроскопической структуры двухуровневых систем и справедливо как для случая квадрупольного взаимодействия ядер с градиентом микроскопического поля, так и для случая диполь-

дипольного взаимодействия ядерных магнитных моментов.

2. В приближении одной значимой пары уровней, при изменении интервала между возбуждающими импульсами, минимум и максимум зависимости амплитуды дипольного эха от магнитного поля при $H = 0$ чередуются с периодом $\Delta\tau \approx 2\pi\hbar/\varepsilon$, где ε — тонкое расщепления (за счет энергии ядерных спинов) значимой пары уровней в нулевом внешнем магнитном поле.

3. В полупроводниках с проводимостью с переменной длиной прыжка в случае малого количества промежуточных примесей возможно наблюдение эффектов, связанных интерференцией даже в случае парамагнитных спинов электронов на промежуточных примесях. В частности, если поле H_{Ze} (при котором Зеемановская энергия электрона на примеси сравнивается с температурой) меньше поля H_φ (при котором характерная разность фаз между путями туннелирования сравнивается с 2π), может наблюдаться максимум магнетосопротивления при магнитном поле порядка H_{Ze} .

Кроме того, существуют корреляционные эффекты, усиливающие отрицательное магнетосопротивление. В пределе сильной корреляции в рассматриваемом случае возможно существование линейного по полю отрицательного магнетосопротивления, аналогичного существующему в том случае, когда спины выстроены обменным взаимодействием.

4. Влияние магнитного поля на поляронную щель в двумерных системах с прыжковой проводимостью, в которых легированы и ямы, и барьеры, приводит к медленной релаксации сопротивления в магнитном поле.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на семинарах лабораторий ФТИ им. А.Ф. Иоффе, на семинаре ПИЯФ им. Курчатова, на зимней школе по физике полупроводников ФТИ им. Иоффе (сессия молодых ученых) (2010) и на международных конференциях Phonons 2007 (Париж, 2007) и Fundamentals of electronic nanosystems (Санкт-Петербург, 2010).

Публикации. По результатам исследований, проведенных в рамках диссертационной работы, опубликовано 4 статьи (их список приведен в конце диссертации).

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав,

заключения, приложения и списка литературы.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы исследований, сформулированы цель и научная новизна работы, перечислены положения, выносимые на защиту, а также кратко изложено содержание диссертации.

Первая глава "Влияние магнитного поля на амплитуду дипольного эха в структурных стеклах" посвящена исследованию дипольного двухимпульсного эха в структурных стеклах в магнитном поле.

При приложении к стеклу двух последовательных электрических импульсов с частотой порядка 1ГГц в моменты времени $t = 0$ и $t = \tau$, наблюдается спонтанное появление диэлектрической поляризации стекла в момент $t = 2\tau$ на частоте, равной частоте возбуждающих импульсов. Суть этого явления заключается в том, что после действия импульса поляризация стекла спадает не за счет релаксации двухуровневых систем, а за счет расфазировки вкладов различных ДУС. Эта расфазировка происходит из-за того, что электрическими импульсами возбуждаются двухуровневые системы с, вообще говоря, разными собственными частотами. В результате дипольные моменты отдельных двухуровневых систем сохраняются, однако из-за того, что они суммируются с разными фазами, макроскопическая поляризация стекла пропадает. Оказывается, однако, что в момент времени $t = 2\tau$ существует вклад в дипольный момент двухуровневых систем, фаза которого равна нулю вне зависимости от собственной частоты ДУС. За счет этого члена в момент времени $t = 2\tau$ у стекла появляется макроскопический дипольный момент — дипольное двухимпульсное эхо.

В ряде работ (см. напр. [2, 3]) наблюдалось сильное влияние магнитного поля на амплитуду двухимпульсного эха, причем зависимость амплитуды эха от магнитного поля носила немонотонный (осциллирующий) характер. В работе [7] было показано, что это влияние может быть вызвано взаимодействием двухуровневых систем с входящими в стекло ядерными спинами. В [7] был предложен механизм взаимодействия ДУС с ядерными спинами, связанный с квадрупольным взаимодействием ядер с градиентом микроскопического электрического

поля. Этот механизм основан на следующем: взаимодействие ядерных спинов с двухуровневой системой приводит к тонкому расщеплению уровней ДУС. Если это расщепление различно в разных минимумах ДУС, то даже небольшое расщепление способно привести к сильному изменению амплитуды дипольного эха. Для этого механизма необходимо, чтобы в стекло входили атомы с несферическими ядрами со спинами $J \geq 1$. Позднее, однако, был найден еще один (более слабый) механизм взаимодействия, связанный с диполь-дипольным взаимодействием атомных ядер (для этого механизма достаточно, чтобы в стекло входили атомы с ненулевым ядерным спином). Отметим, что для того, чтобы ДУС была связана с ядерным спином, энергия ядерного спина должна изменяться при туннелировании ДУС.

В диссертационной работе рассмотрена теория двухимпульсного эха в предположении, что относительное изменение спиновой энергии при туннелировании двухуровневой системы мало. Оказывается, что в этом случае зависимость амплитуды дипольного эха от магнитного поля можно описать с помощью выражения

$$P_{\text{echo}} \propto -iV_1V_2^2 \left(\frac{\Delta_0}{E}\right) \left[1 - \frac{64}{N} \sum_{n,m>n} \left(\frac{\Delta}{E}\right)^2 \left|(\tilde{V}_J)_{nm}\right|^2 \frac{\sin^4(\varepsilon_{nm}\tau/2)}{\varepsilon_{nm}^2}\right]. \quad (1)$$

В этом выражении V_1, V_2 — амплитуды первого и второго возбуждающих импульсов соответственно, Δ — параметр асимметрии двухуровневой системы, Δ_0 — амплитуда туннелирования ДУС, $E = \sqrt{\Delta^2 + \Delta_0^2}$ — полная энергия двухуровневой системы. ε_{nm} — разности энергий уровней тонкого расщепления ДУС за счет ядерных спинов n и m , выраженные в единицах частоты (т.о. в этом выражении фактически положено $\hbar = 1$). N — полное количество уровней тонкого расщепления. $(\tilde{V}_J)_{nm}$ — матричный элемент оператора антисимметричной (по отношению к туннелированию ДУС) части энергии ядерных спинов. Этот матричный элемент определяет переходы между соответствующими подуровнями во время возбуждающих импульсов.

Выражение (1) фактически является обобщением аналогичного выражения в [8], полученного только для квадрупольного взаимодействия ядер с микроскопическим полем и в предположении что

матричные элементы $(\tilde{V}_J)_{nm}$ вещественны. Это выражение фактически описывает вклад в дипольное эхо одной двухуровневой системы, то есть для получения полной амплитуды дипольного эха необходимо просуммировать выражение (1) по всем двухуровневым системам в стекле. Выражение (1) позволяет производить численный расчет амплитуды эха, однако аналитически найти зависимость амплитуды эха от магнитного поля напрямую с помощью этого выражения невозможно даже для простейшего случая одного ядра со спином $J = 1$.

Аналитическое выражение для зависимости амплитуды двухимпульсного эха от магнитного поля было найдено при некоторых дополнительных приближениях. Наиболее важный случай, при котором задача была решена аналитически, — случай малого квадрупольного (или диполь-дипольного) взаимодействия. В работе показано, что в этом случае амплитуда дипольного эха в магнитном поле может быть описана простым аналитическим выражением

$$P_{\text{echo}} \propto 1 - C \left[\frac{\sin^4(\mu H \tau / 2J)}{(\mu H / J)^2} + \frac{\sin^4(\mu H \tau / J)}{4(\mu H / J)^2} \right], \quad (2)$$

где C — параметр, определяемый силой взаимодействия динамики ДУС с ядерными спинами, μ — ядерный магнитный момент, J — ядерный спин, H — внешнее магнитное поле. Также как и в (1), в этом выражении положено $\hbar = 1$. Экспериментальным критерием применимости этого выражения может служить масштабирование зависимости амплитуды эха от магнитного поля как $H\tau$ при изменении временного интервала между импульсами.

На рис. (1) приведено сравнение (2) с экспериментальными результатами [3, 9]. Видно, что выражение (2) хорошо описывает экспериментальные данные вплоть до малых полей ($\leq 1 \text{ mT}$), где, по всей видимости, перестает работать приближение малого диполь-дипольного взаимодействия.

Также в работе найдено аналитическое выражение, описывающее амплитуду дипольного эха в магнитном поле еще в одном случае. Этот случай характеризуется тем, что спиновое расщепление ДУС определяется взаимодействием квадрупольного момента ядра с целым спином с градиентом внутреннего электрического поля, причем тензор

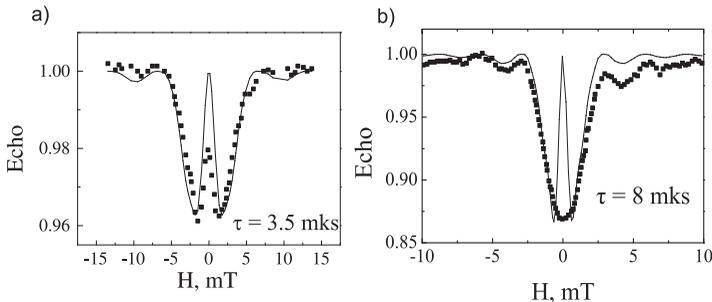


Рис. 1: Сравнение аналитического приближения (2) с экспериментальными результатами [3, 9] для $\tau = 3.5$ мкс (график а) и для $\tau = 8$ мкс (график б). В работах [3, 9] исследовалось дипольное эхо в глицероле $C_3O_3H_8$, единственным атомом, имеющим ядерный спин (кроме незначительной примеси ^{17}O) в котором был водород 1H . Величина μ в формуле (2) взята равной магнитному моменту протона.

вторых производных электрического потенциала по координатам имеет аксиальную симметрию. Кроме того, выполняется условие $E_Q\tau \gg 1$, где E_Q — энергия взаимодействия квадрупольного момента ядра с внутренним полем. Отметим, что это условие противоположно условию малого квадрупольного взаимодействия, при котором выполняется выражение (2).

Оказывается, что в этом случае амплитуда дипольного эха определяется уровнями тонкого расщепления ДУС, вырожденными в нулевом магнитном поле. Если отвечающие за тонкое расщепление ядра имеют спин $J = 1$, то амплитуда двухимпульсного эха при этом описывается выражением

$$P_{\text{echo}} \propto 1 - \text{const} * \frac{\tau}{2\mu H} \sigma(\mu H \tau), \quad (3)$$

$$\sigma(x) = \text{Si}(2x) - \frac{1}{2}\text{Si}(4x) - \frac{\sin^4 x}{x}.$$

Здесь $\text{Si}(x)$ — интегральный синус.

Для произвольного целого ядерного спина в работе получено выражение аналогичное (3), в которое, однако, входят дополнительные константы, определяющие вклад различных вырожденных при $H = 0$ пар уровней тонкого расщепления.

Для более общего случая в диссертационной работе приводятся качественные соображения, позволяющие сопоставить зависимость

амплитуды дипольного эха в малых полях и энергию тонкого расщепления ДУС за счет ядерных спинов. Вообще говоря, существует $N - 1$ независимых разностей энергий тонкого расщепления ε_{ij} . В работе, однако, выделен случай, в котором амплитуда дипольного эха в малых магнитных полях определяется только одной из этих разностей ε .

При этом зависимость амплитуды эха от магнитного поля в малых полях определяется положением величины $x_0 = \varepsilon\tau/2$ относительно минимумов и максимумов функции $\sin^4 x/x^2$. В частности, если x_0 соответствует минимуму этой функции, у амплитуды дипольного эха наблюдается максимум в нулевом поле и наоборот: если x_0 соответствует максимуму $\sin^4 x/x^2$, амплитуда эха имеет минимум в нулевом поле. Важно при этом, что величиной x_0 можно управлять, изменяя промежуток времени между возбуждающими импульсами τ . Таким образом, производя измерения амплитуды дипольного эха в магнитном поле при различных значениях τ , можно узнать энергию расщепления ДУС за счет спиновых явлений ε .

Вторая глава "Интерференционное магнетосопротивление при проводимости с переменной длиной прыжка. Случай одного промежуточного центра и свободных спинов" посвящена изучению интерференционного магнетосопротивления в полупроводниках с проводимостью с переменной длиной прыжка в случае, когда спины не выстроены за счет обменного взаимодействия.

В таких полупроводниках проводимость определяется прыжками электронов между примесями. При этом принято ставить в соответствие паре примесных центров эффективный резистор и рассматривать проводимость полупроводника как проводимость сетки таких сопротивлений.

Механизм интерференционного магнетосопротивления в прыжковых полупроводниках состоит в следующем. Между примесями, напрямую участвующими в проводимости, могут находиться другие примесные центры, на которых может происходить рассеяние электрона. Вследствие этого резистор, соответствующий двум примесям, определяется несколькими путями туннелирования между этими примесями: "прямым" путем и путями, включающими рассеяние на любой комбинации промежуточных центров. В бесспиновой модели эти пути

туннелирования интерферируют между собой.

Оказывается, что особенную важность имеют резисторы, в которых происходит полная деструктивная интерференция различных путей туннелирования. Такие резисторы фактически исключаются из проводящей сетки за счет интерференции. Включение магнитного поля приводит к тому, что у путей туннелирования появляются различные фазы. При этом полная деструктивная интерференция исчезает, и соответствующие резисторы возвращаются в сетку сопротивлений. Естественным образом это приводит к отрицательному "интерференционному" магнетосопротивлению [10].

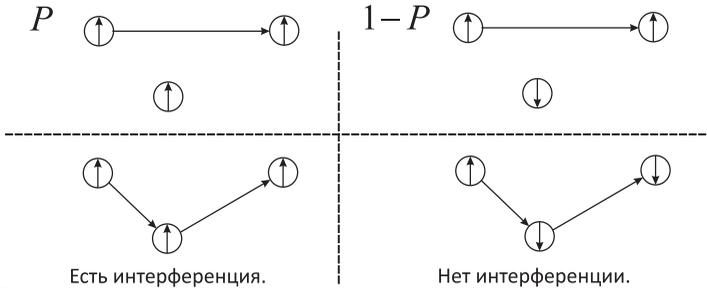


Рис. 2: Прямое туннелирование и туннелирование через рассеиватель при различных спиновых состояниях промежуточного центра.

Важно, однако, что в реальных полупроводниках, в которых электроны имеют спины, различные пути туннелирования интерферируют не всегда. Действительно, предположим, что проекции спинов электронов на начальном и на промежуточном центре различны (рис. 2, правая часть). Нетрудно заметить, что в этом случае состояния, в которых оказывается система после туннелирования через прямой путь и после туннелирования через рассеиватель, различны. Естественным образом при этом не происходит интерференции различных путей туннелирования. В случае, когда электроны на примесях, участвующих в туннелировании, имеют одинаковую проекцию спина, интерференция присутствует как и в бесспиновом случае.

Применяя бесспиновую теорию к реальным полупроводникам, Шкловский и Спивак [10] предполагали, что температура достаточно мала для того, чтобы спины электронов были выстроены за счет

обменного взаимодействия. При этом возможно распространить результаты бесспиновой модели на реальные полупроводники.

Важно также, что в работе [10] было использовано предположение о большом количестве рассеивателей. Это предположение приводит к следующему: если предположить, что спины не выстроены, то всегда находится большое количество промежуточных примесей, спин на которых направлен противоположно спину туннелирующего электрона. При этом образовывается большое количество не интерферирующих друг с другом путей туннелирования, и, следовательно, не должно быть эффектов, связанных с интерференцией.

Позже обнаружилось, что во многих реальных экспериментах число промежуточных примесей мало (в среднем меньше единицы). При этом интерференционное магнетосопротивление определяется редкими резисторами, в которых все же есть (одна) промежуточная примесь. В этом случае, однако, отсутствие явлений, связанных с интерференцией в случае свободных спинов, по крайней мере, не очевидно. Действительно, вероятность того, что все пути туннелирования интерферируют между собой, не стремится к нулю (как в случае большого количества промежуточных центров), а равна $1/2$ (при $H = 0$). Магнитное поле стремится выстроить спины и дополнительно повышает вероятность интерференции.

В диссертационной работе рассматривается теория влияния интерференции на магнетосопротивление в случае свободных спинов и малого количества промежуточных центров (т.е. предполагается, что за интерференционное магнетосопротивление отвечают резисторы с одним рассеивателем). При этом учитывается, что изменение направлений спинов на центрах, входящих в резистор, может происходить за счет прыжка через этот резистор, то есть возможны эффекты корреляции между спиновыми степенями свободы и прыжками через резистор.

В случае, если характерное число ближайших соседей в проводящем кластере сетки сопротивлений велико, либо же если в системе существуют механизмы спиновой релаксации с характерным временем меньшим чем характерное время прыжка через критический резистор, эффектами корреляции можно пренебречь.

В этом случае основные эффекты, связанные с интерференцией,

определяются конкуренцией двух процессов. Во-первых, магнитное поле стремится выстроить электроны по полю так, что при $H > H_{Ze} \sim T/\mu_b g$ вероятность интерференции стремится к единице. Здесь μ_b — магнетон Бора, g — g-фактор электрона на примеси. С другой стороны, в магнитном поле появляется разность фаз между путями туннелирования, так что в магнитных полях $H > H_\varphi \sim \Phi_0/r_h^{3/2} a^{1/2}$ интерференция эффективно нарушается за счет разности фаз между путями туннелирования. Здесь Φ_0 — квант магнитного потока, r_h — характерное расстояние туннелирования, a — радиус локализации.

В случае, если $H_\varphi \ll H_{Ze}$, интерференционное магнетосопротивление квадратично в малых полях и выходит на насыщение при $H > H_\varphi$. Знак его определяется степенью компенсации полупроводника. Так, при малой компенсации магнетосопротивление отрицательно, в то время как при $K \sim 1$ оно положительно.

В случае же $H_\varphi \geq H_{Ze}$ интерференционное магнетосопротивление имеет максимум при $H \sim H_{Ze}$. В случае $\lambda \gg 1$ этому максимуму можно дать простое качественное объяснение. В этом случае при $H < H_{Ze}$ можно считать что разность фаз между путями туннелирования равна нулю. При этом интерференционное магнетосопротивление положительно и определяется тем, что интерференция, нарушенная за счет случайного направления спинов, восстанавливается при выстраивании спинов за счет магнитного поля. При $H > H_{Ze}$ можно считать, что проекции всех спинов равны. При этом магнетосопротивление хорошо описывается бесспиновой моделью (т.е. вначале линейно и отрицательно, а потом выходит на насыщение) с той лишь разницей, что "точкой отсчета" для такого магнетосопротивления является не $R(0)$, а значение сопротивления в пике.

Кроме того, в работе рассмотрен также случай сильной корреляции. В этом случае предполагается, что изменение направлений спинов на резисторе может произойти только за счет прыжка через этот резистор. При этом возможно такое явление как спиновая блокада — ситуация, при которой электрон с определенным спином не может пройти через резистор за счет сильной деструктивной интерференции, что не дает проходить через данный резистор также и другим электронам.

Спиновая блокада приводит к тому, что в пределе сильной

корреляции линейное по магнитному полю отрицательное магнетосопротивление возможно даже в случае свободных спинов. Это магнетосопротивление описывается тем же выражением, что и отрицательное магнетосопротивление в бесспиновой модели. Кроме этого, в этом случае существует дополнительное положительное магнетосопротивление, связанное с выстраиванием спинов магнитным полем. При $H \ll H_{Ze}$ это магнетосопротивление квадратично по магнитному полю. При этом оно имеет гораздо более сильную температурную зависимость, чем магнетосопротивление, связанное со сжатием волновых функций: $T^{-2.75}$ против $T^{-0.75}$.

Третья глава "Медленная релаксация сопротивления двумерных полупроводниковых структур с прыжковой проводимостью в магнитном поле" посвящена влиянию магнитного поля на эффекты медленной релаксации в кулоновских стеклах.

Известно, что в системах, являющихся кулоновскими стеклами, существуют медленные явления, связанные с переходом кулоновского стекла между метастабильными состояниями. Характерными примерами таких явлений могут служить медленная релаксация проводимости и память, наблюдавшиеся в диэлектрическом оксиде индия при изменении потенциала на затворе [6].

Подобные явления объясняются с помощью теории поляронной щели [11]. Согласно этой теории в кулоновском стекле существуют бистабильные агрегаты — группы заряженных центров, образующие двухуровневые системы с очень большим временем релаксации. Такие агрегаты могут захватывать электроны (за счет которых происходит прыжковая проводимость), уменьшая тем самым плотность состояний на уровне Ферми — образуя поляронную щель. При изменении внешних условий (например, потенциала на затворе) поляронная щель медленно перестраивается, что может приводить к медленной релаксации проводимости и (при определенных условиях) памяти.

Недавно [A1,A2] наблюдались явления, связанные с медленной релаксацией кулоновского стекла, в полупроводниковых структурах на основе GaAs при приложении магнитного поля. При этом не был известен механизм влияния магнитного поля на медленные процессы, связанные с бистабильными агрегатами.

В диссертационной работе приведена теория, основанная на концепции поляронной щели, объясняющая возможность медленной релаксации магнетосопротивления, наблюдавшейся в [A1,A2]. В частности, оказывается важным, что в структурах, в которых наблюдалась медленная релаксация магнетосопротивления на уровне Ферми, существуют два вида примесных центров: A^+ -центры, т.е. двукратно заполненные акцепторы, и \tilde{A}^0 -центры, аналогичные (с точки зрения спиновой структуры) обычным акцепторам, но имеющие энергию связи, сравнимую с энергией A^+ -центров.

Из-за того, что \tilde{A}^0 и A^+ -центры имеют различную спиновую структуру, магнитное поле приводит к перераспределению носителей между этими центрами. Важно, что такое перераспределение не зависит от направления магнитного поля, соответственно, внешнее переменное поле (если его изменение происходит быстрее медленных процессов) можно заменить неким эффективным постоянным полем.

Перераспределение электронов между \tilde{A}^0 и A^+ -центрами приводит к изменению количества бистабильных агрегатов (которое определяется произведением концентраций \tilde{A}^0 и A^+ -центров). В частности, в случае, если энергия связи A^+ центра меньше, чем энергия связи \tilde{A}^0 -центра, включение магнитного поля приводит к уменьшению числа бистабильных агрегатов, уменьшению поляронной щели и увеличению проводимости. Это увеличение проводимости происходит медленно — с характерной скоростью переключения бистабильных агрегатов.

В работе получено следующее выражение, описывающее медленное изменение сопротивления R двумерной структуры (содержащей \tilde{A}^0 и A^+ -центры) за счет перестройки поляронной щели в магнитном поле:

$$\frac{\Delta R}{R} \approx -\frac{P_0 e^4}{T} \frac{\mu_b g H_{eff}}{\sigma} \ln \frac{t}{\tau_{min}}. \quad (4)$$

Здесь P_0 — константа, определяющая концентрацию бистабильных агрегатов, e — заряд электрона, H_{eff} — эффективное магнитное поле, T — температура, g — g фактор связанной дырки, μ_b — магнетон Бора, σ — ширина примесной зоны, t — время нахождения образца в магнитном поле. τ_{min} — минимальное время эксперимента (время переключения магнитного поля).

В приложение вынесены громоздкие выкладки, связанные с вычислением амплитуды дипольного эха в некоторых частных случаях.

В заключении приведены основные результаты работы:

1. В работе обобщена теория влияния магнитного поля на амплитуду дипольного двухимпульсного эха в стеклах на случай произвольного взаимодействия двухуровневых систем с ядерными спинами. Показано, как эта теория может быть применена к механизмам квадрупольного взаимодействия ядер с микроскопическим потенциалом и диполь-дипольного взаимодействия ядерных магнитных моментов.

2. Получено аналитическое выражение, описывающее амплитуду дипольного эха в стеклах в магнитном поле для случая малого квадрупольного взаимодействия ядер с микроскопическим потенциалом и диполь-дипольного взаимодействия ядерных спинов. Показано, что в этом случае зависимость амплитуды дипольного эха от магнитного поля не зависит ни от микроскопической природы двухуровневых систем, ни от механизма взаимодействия ДУС с ядерными спинами.

3. Получено аналитическое выражение, описывающее влияние магнитного поля на дипольное эхо в стеклах, в которых связь двухуровневых систем с ядерными спинами осуществляется за счет квадрупольного взаимодействия ядер с микроскопическим потенциалом, ядра имеют целый спин, и потенциал внутреннего электрического поля имеет аксиальную симметрию.

4. Выделен случай одной значимой пары уровней тонкого расщепления. Показано, как в этом случае, используя измерения амплитуды дипольного эха в магнитном поле при различных временных интервалах между возбуждающими импульсами, можно найти энергию тонкого расщепления двухуровневых систем (за счет ядерных квадрупольных моментов).

5. Построена теория интерференционного магнетосопротивления в полупроводниках с проводимостью с переменной длиной прыжка, в которых реализуется режим свободных спинов и малого количества промежуточных центров. В частности, показано, что интерференционное магнетосопротивление в таких полупроводниках может иметь максимум, если магнитное поле, приводящее к выстраиванию спинов, оказывается не больше, чем магнитное поле, приводящее к насыщению интерфере-

нционного магнетосопротивления.

6. Показано, что существует корреляция между электронными прыжками и изменением спиновой конфигурации резисторов, отвечающих за прыжковую проводимость. В пределе сильной корреляции интерференционное магнетосопротивление в полупроводниках с свободными спинами и малым количеством промежуточных центров описывается тем же выражением что и интерференционное магнетосопротивление в бесспиновой модели.

7. Объяснен эффект медленной релаксации магнетосопротивления, наблюдавшийся в двумерных полупроводниковых структурах с прыжковой проводимостью и возможностью двукратного заполнения примесных центров.

В заключение я выражаю глубокую признательность своему научному руководителю В.И. Козубу за помощь и руководство на протяжении всей подготовки к защите этой диссертации. Также я глубоко благодарен Д.А. Паршину, фактически руководившему моей работой в области двухимпульсного эха.

Кроме того, хотелось бы выразить свою благодарность Н.В. Агринской, Н.С. Аверкиеву, П. Петрову и А.С. Иосселевичу, а также всем участникам семинара сектора физической кинетики и чайного семинара ФТИ им. Иоффе РАН за обсуждение и критическое отношение к моей работе.

[A1] А. В. Шумилин, Д. А. Паршин. Влияние магнитного поля на дипольное эхо в стеклах, обусловленное квадрупольными моментами ядер // Письма в ЖЭТФ **89**, 143–147 (2009).

[A2] А. В. Шумилин, Д. А. Паршин. Осцилляции амплитуды эха в стеклах в магнитном поле за счет диполь-дипольного взаимодействия ядер. // Письма в ЖЭТФ **89**, 655–659 (2009).

[A3] N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, D. V. Shamshur, A. Shumilin. Slow relaxation of magnetoresistance in doped p-GaAs/AlGaAs layers with partially filled upper Hubbard band. // Solid State Comm. **149**, 576–579 (2009).

[A4] N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, D. V. Shamshur, A. V. Shumilin, Y. M. Galperin. Slow relaxation of magnetoresistance in AlGaAs-GaAs quantum well structures quenched in a magnetic field. // J. Phys.: Condens. Matter, **22**, 40 (2010).

Список литературы

- [1] *Amorphous Solids. Low Temperature Properties*, edited by W. A. Phillips, (Springer-Verlag, Berlin:1981).
- [2] S. Ludwig, C. Enss, P. Strehlow and S. Hunklinger, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 075501 (2002).
- [3] P. Nagel, A. Fleischmann, S. Hunklinger and C. Enss *Phys. Rev. Lett.* **92**, 245511 (2004)
- [4] Sh. Kogan, *Phys. Rev. B*, **57**, 9736, (1998)
- [5] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, "Электронные свойства легированных полупроводников", М. Наука, 1979
- [6] Z. Ovadyahu, M. Pollak, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 459 (1997)
- [7] A. Wurger, A. Fleischmann, and C. Enss, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 237601 (2002).
- [8] D. A. Parshin, *J. Low Temp. Phys.* **137**, 233 (2004).
- [9] M. Bazrafshan, G. Fickenscher, M. v Schickfus, A. Fleischmann and C. Enss, *J. Phys.: Conf. Ser.* **92**, 012135 (2007).
- [10] Shklovskii B.I., Spivak B.Z. In: *Hopping transport in solids*, ed. by M.Pollak and B.Shklovskii, Elsevier, 1991, p. 271
- [11] V.I. Kozub, Y.M. Galperin, V.Vinokur, A.L. Burin, *Phys. Rev. B*, **78**, 132201 (2008)