

На правах рукописи

**Никитченко Андрей Игоревич**

**Электрически индуцированная спиновая динамика  
в ферромагнитных гетероструктурах  
с электрочувствительной магнитной анизотропией**

Специальность 1.3.8 —  
«Физика конденсированного состояния»

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург — 2023

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук.

Научный руководитель: **Перцев Николай Андреевич**  
к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, заведующий лабораторией Динамики материалов

Официальные оппоненты: **Глазов Михаил Михайлович**, д.ф.-м.н., член-корреспондент РАН, главный научный сотрудник, сектор теории квантовых когерентных явлений в твердом теле, ФТИ им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

**Сафин Ансар Ризаевич**, к.т.н., доцент, старший научный сотрудник, Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук

Ведущая организация: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет ИТМО»

Защита состоится X XXX 2023 г. в XX:XX на заседании диссертационного совета ФТИ 34.01.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук по адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН и на сайте <http://www.ioffe.ru>.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью учреждения, просьба направлять по адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26, ученому секретарю диссертационного совета ФТИ 34.01.01.

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 2023 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
ФТИ 34.01.01,  
Ph.D.

А. М. Калашникова

## Общая характеристика работы

**Актуальность темы.** Одним из передовых направлений развития современной физики конденсированного состояния является спинтроника – раздел квантовой электроники, посвященный изучению поведения ансамблей спинов носителей заряда в твердых телах и гетероструктурах. Исследования спиновой динамики представляют большой фундаментальный интерес и открывают возможности создания новых электронных устройств, в которых основную роль играет спин электрона, а не его заряд. В качестве ключевых элементов таких спин-электронных устройств преимущественно рассматриваются ферромагнитные наноструктуры.

Классическим способом возбуждения спиновой динамики в ферромагнетиках является приложение переменного или импульсного магнитного поля [1]. Однако этот метод имеет существенные недостатки в виде значительного энергопотребления, обусловленного омическими потерями при генерации таких магнитных полей, и невозможности их локализации в областях нанометровых размеров, необходимой для независимого функционирования магнитных наноэлементов в качестве ячеек памяти и других наноустройств. Поэтому в настоящее время большое внимание уделяется изучению генерации и управления спиновой динамикой с помощью электрических воздействий на ферромагнитные наноструктуры. Одно из таких воздействий состоит в протекании спин-поляризованного электрического тока, создающего спиновый вращающий момент (spin-transfer torque, STT), который может порождать прецессию намагниченности в проводящем ферромагнитном слое [2; 3]. Другим вариантом является пропускание электрического тока через прилегающий к ферромагнетику слой тяжелого металла или топологического изолятора с сильным спин-орбитальным взаимодействием [4]. При этом вследствие спинового эффекта Холла возникает поперечный чисто спиновый ток, релаксация которого в ферромагнетике создает спин-орбитальный вращающий момент (spin-orbit torque, SOT), эффективно воздействующий на намагниченность [5; 6].

Хотя описанные выше электрические способы обеспечивают локализованное управление отдельными ферромагнитными наноэлементами, сопровождающие энергетические потери обычно остаются существенными из-за больших плотностей тока, необходимых для возбуждения спиновой динамики. Поэтому наибольший интерес представляет использование воздействий в виде электрических полей, создание которых не требует генерации значительных токов. Эта возможность, в частности, возникает для наноструктур “ферромагнетик-диэлектрик”, обладающих перпендикулярной интерфейсной анизотропией, изменяющейся при приложении электрического поля к диэлектрику [7; 8]. С помощью модуляции такой

электрочувствительной магнитной анизотропии (ЭМА) можно индуцировать различные виды спиновой динамики, например, создавать когерентную прецессию намагниченности [9; 10] и ее  $180^\circ$  переключение [11; 12], а также изменять скорость движения доменных стенок [13]. Хотя изучению свойств ферромагнитных гетероструктур с электрочувствительной анизотропией посвящено значительное число экспериментальных и теоретических работ, к моменту начала настоящего исследования в этой области оставалось много неисследованных вопросов.

**Целью** настоящей работы являлись теоретические исследования электрически индуцированной спиновой динамики и транспорта заряда в ферромагнитных гетероструктурах с электрочувствительной магнитной анизотропией (ЭМА).

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Создание программного обеспечения для теоретического описания спиновой динамики в приближении макроспина и ее микромагнитного моделирования.
2. Расчет динамики намагниченности, возбуждаемой постоянным электрическим током в свободном слое  $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$  (CoFeB) магнитного туннельного контакта (МТК) CoFeB/MgO/CoFeB с ЭМА.
3. Описание большеугловой прецессии намагниченности в МТК CoFeB/MgO/CoFeB, подключенном к источнику радиочастотного электрического напряжения.
4. Вычисление спиновых и зарядовых токов, индуцированных спиновой инжекцией и накачкой из пленки CoFeB с прецессирующей намагниченностью в прилегающий слой немагнитного металла или полупроводника.
5. Микромагнитное моделирование генерации спиновых волн в ферромагнитном волноводе W/CoFeB/MgO с перпендикулярной магнитной анизотропией с помощью модуляции ЭМА переменным электрическим напряжением.
6. Описание распространения спиновых волн в наноструктуре W/CoFeB/MgO при наличии спин-орбитального вращающего момента, порождаемого пропусканием постоянного тока через слой вольфрама.
7. Моделирование генерации спиновых волн в гетероструктуре BiSe/CoFeB/MgO с помощью спин-орбитального вращающего момента, создаваемого переменным током, текущим через поверхностные состояния топологического изолятора BiSe.
8. Описание маршрутизации спиновых волн путем изменения ЭМА в структуре BiSe/CoFeB/MgO.
9. Микромагнитное моделирование электрической генерации и маршрутизации магнитных капельных солитонов, создаваемой с помощью ЭМА в тройном слое MgO/Fe/MgO.

10. Моделирование и аналитические расчеты движения  $180^\circ$  доменных стенок в гетероструктурах Pt/Co(Fe)/MgO с градиентом ЭМА и интерфейсным взаимодействием Дзялошинского-Мории.

**Научная новизна.** Все результаты, представленные в работе, являются новыми. Впервые описан динамический спин-ориентационный переход, возникающий в свободном слое МТК CoFeB/MgO/CoFeB при пропускании через него постоянного электрического тока. Рассчитана возникающая в результате такого перехода большеугловая прецессия намагниченности и порождаемая ею спиновая накачка в пленку Au, возникающая в гетероструктуре CoFeB/MgO/CoFeB/Au. С учетом спиновой накачки и инжекции вычислено распределение электрического потенциала в двойном слое CoFeB/Au и продемонстрирована эффективность предложенного спинового инжектора на постоянном токе.

Выявлена “смягчающаяся” нелинейность спиновой динамики, которая возникает в МТК CoFeB/MgO/CoFeB при приложении к нему радиочастотного электрического напряжения с амплитудой выше 200 мВ. Показано, что электрически возбуждаемый МТК представляет собой эффективный спиновый наноинжектор в немагнитные металлы и полупроводники, потребляемая мощность которого на два порядка меньше, чем у инжектора, возбуждаемого микроволновым магнитным полем. Предсказана генерация переменной спиновой аккумуляции в GaAs с умножением частоты.

С помощью микромагнитного моделирования продемонстрирована возможность непараметрического возбуждения спиновых волн в сверхтонкой ферромагнитной пленке с перпендикулярной анизотропией за счет высокочастотной модуляции ЭМА. На примере наноструктуры W/CoFeB/MgO показано, что спиновые волны могут распространяться в течение короткого промежутка времени без затухания в результате воздействия спин-орбитального вращающего момента, порождаемого пропусканием электрического тока через тяжелый металл. Описана маршрутизация спиновых волн, реализуемая за счет изменения ЭМА приложенным электрическим напряжением.

Установлена возможность генерации магнитных капельных солитонов в ферромагнитных наноструктурах с ЭМА без компенсации магнитного затухания. Показано, что наномасштабные солитоны могут перемещаться в гетероструктуре MgO/Fe/MgO на микрометровые расстояния. При этом направление движения в протяженном слое железа можно изменять с помощью электрически управляемого градиента ЭМА.

Детально исследовано электрически индуцированное движение  $180^\circ$  доменных стенок в сверхтонком ферромагнитном слое с локализованным градиентом перпендикулярной анизотропии и интерфейсным взаимодействием Дзялошинского-Мории. Показано, что скорость доменной стенки

возрастает с увеличением градиента анизотропии и уменьшением параметра затухания Гилберта. При этом в бездефектной наноструктуре Pt/Fe/MgO/Si стенка может перемещаться на микрометровые расстояния, достигая максимальной скорости порядка 100 м/с.

**Практическая значимость.** Результаты проведенных теоретических исследований позволяют сформулировать рекомендации для разработки и оптимизации ряда спинтронных и магنونных устройств, выгодно отличающихся низким энергопотреблением благодаря использованию электрических воздействий для генерации спиновой динамики в ферромагнитных наноструктурах. Так, расчеты показывают, что электрически возбуждаемые туннельные контакты с ЭМА являются эффективными спиновыми инжекторами в немагнитные металлы и полупроводники. При этом оптимизация функционирования таких инжекторов требует учета сильных нелинейных эффектов, возникающих при большеугловой прецессии намагниченности.

Описанное в работе электрическое возбуждение и контроль спиновых волн в наноструктурах W/CoFeB/MgO и BiSe/CoFeB/MgO демонстрирует возможность создания электрически управляемого магنونного устройства, преобразующего входной электрический сигнал в спиновый сигнал, который можно направлять к одному из выходов прибора. В свою очередь полученные для магнитных капельных солитонов результаты позволяют разработать энергоэффективное устройство обработки информации, основанное на электрической генерации, движении и маршрутизации наномасштабных солитонов. Наконец, проведенное исследование движения  $180^\circ$  доменной стенки в ферромагнитном нанослое с градиентом ЭМА и интерфейсным взаимодействием Дзялошинского-Мории предсказывает материальные параметры гетероструктуры, обеспечивающие высокоскоростное движение стенки на микрометровые расстояния. Этот результат важен для оптимизации работы запоминающих устройств, использующих перемещение доменных стенок для записи и считывания данных (racetrack memory).

**Методология и методы исследования.** Методология настоящей теоретической работы заключается в сочетании компьютерного моделирования и аналитических расчетов.

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Пропускание постоянного электрического тока через магнитную туннельную структуру CoFeB/MgO/CoFeB/Au с ЭМА может порождать большеугловую прецессию намагниченности, происходящую с гигагерцовой частотой в “свободном” слое CoFeB со слабой перпендикулярной анизотропией. Это явление возникает в определенном интервале плотностей тока и представляет собой динамический спин-ориентационный переход. Спиновый ток, генерируемый в слое золота в результате спиновой инжекции и

накачки, создает разность потенциалов между боковыми гранями этого слоя, которая достаточно велика для экспериментального детектирования.

- Динамика намагниченности, возникающая в свободном слое  $\text{CoFeB}$  при приложении к туннельному контакту  $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}$  радиочастотного электрического напряжения  $V(t)$ , приобретает существенно нелинейный характер уже при небольшой амплитуде напряжения  $V_{\text{max}} \approx 200$  мВ. При этом амплитудно-частотная характеристика прецессии намагниченности имеет разрыв, аналогичный поведению осциллятора Дуффинга со смягчающейся нелинейностью, и включает значительные пики параметрической природы. Резонансно возбуждаемый МТК эффективно генерирует осциллирующую спиновую аккумуляцию в полупроводниковой пленке  $\text{GaAs}$ , прилегающей к слою  $\text{CoFeB}$ .
- В наноструктуре  $\text{W}/\text{CoFeB}/\text{MgO}$ , помещенной в слабое магнитное поле, возможна непараметрическая генерация спиновых волн с помощью модуляции перпендикулярной анизотропии радиочастотным напряжением, локально приложенным к слою  $\text{MgO}$ . При инжекции постоянного электрического тока в пленку  $\text{W}$ , обеспечивающую протекание тока в противоположных направлениях под двумя половинами волновода  $\text{CoFeB}$ , возникает спин-орбитальный вращающий момент, который противоположным образом изменяет эффективное магнитное затухание спиновых волн, распространяющихся в двух половинах волновода. В результате возникает возможность электрического контроля распространения спиновых волн на микрометровые расстояния и переключение его направления, позволяющего доставлять спиновый сигнал к тому или другому концу волновода.
- Топологический изолятор  $\text{BiSe}$ , подвергнутый воздействию радиочастотного электрического тока, протекающего через его поверхностные состояния, является эффективным генератором спиновых волн в прилежащем слое  $\text{CoFeB}$ . Спиновые волны, возбуждаемые в структуре  $\text{BiSe}/\text{CoFeB}/\text{MgO}$ , можно направлять к одному из выходов магнитного устройства путем локального изменения ЭМА с помощью напряжений, приложенных к управляющим электродам.
- Ферромагнитные гетероструктуры с ЭМА позволяют генерировать наномасштабные капельные солитоны без компенсации магнитного затухания. Солитон, созданный в тройном слое  $\text{MgO}/\text{Fe}/\text{MgO}$  субнаносекундным импульсом напряжения, может существовать до 50 нс при комнатной температуре и перемещаться на микрометровые расстояния под действием градиента размагничивающего поля. Пропускание постоянного тока через полосковый полупроводниковый электрод, нанесенный на  $\text{MgO}$ ,

создает контролируемый градиент перпендикулярной анизотропии, позволяющий изменять траекторию движения солитона в пленке железа.

6. Интерфейсное взаимодействие Дзялошинского-Мории оказывает сильное влияние на движение  $180^\circ$  доменной стенки, порождаемое локальным градиентом перпендикулярной анизотропии, создаваемым в ферромагнитном нанотреке с помощью полупроводникового электрода конечной длины. При этом в бездефектной гетероструктуре Pt/Fe/MgO/Si стенка может перемещаться на расстояния, на порядок превышающие длину управляющего электрода, и достигать скорости вплоть до 100 м/с благодаря сильному взаимодействию Дзялошинского-Мории и малому параметру магнитного затухания железа.

**Достоверность** представленных в диссертационной работе результатов обеспечена применением методов компьютерного моделирования, проверенных путем решения стандартных тестовых задач. Полученные результаты получили квалифицированную апробацию на международных и российских конференциях и опубликованы в ведущих журналах по физике конденсированного состояния.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на российских и международных научных конференциях, симпозиумах и семинарах: “ФизикА.СПб 2019”, “XXIII симпозиум Нанозифика и нанозлектроника 2019”, “CMD 2020 GEFES”, “XXIV симпозиум Нанозифика и нанозлектроника 2020”, научные семинары лаборатории динамики материалов и лаборатории физики ферроиков ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

**Личный вклад автора.** Все результаты, представленные в работе, получены автором лично. Постановка задач и анализ результатов исследований осуществлялись совместно с научным руководителем. Автор принимал ключевое участие в подготовке статей, докладов и выступлений на научных конференциях и семинарах.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в четырех статьях, опубликованных в журналах, индексируемых базами данных Web of Science, Scopus и Russian Science Citation Index, и одной статье, опубликованной в журнале, индексируемом базой данных Scopus. Список опубликованных статей приведен в конце автореферата.

**Объем и структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 171 страницу, включая 69 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 301 наименование.



## Содержание работы

Во **введении** представлено обоснование актуальности диссертационной работы, сформулированы цель и задачи, а также перечислены методы исследований. Обоснована научная новизна, значимость и достоверность полученных результатов, приведены основные положения, выносимые на защиту и перечислена апробация результатов исследований. Отмечен личный вклад автора, перечислены публикации по теме работы, а также приведена структура диссертации.

**Первая глава** носит обзорный характер и посвящена описанию спиновой динамики в ферромагнитных гетероструктурах. Особое внимание уделено структурам с электрочувствительной магнитной анизотропией, включающим в себя интерфейс между ферромагнетиком и диэлектриком. Приведены основные методы электрического возбуждения магнитной динамики, а также способы ее детектирования и управления. Описаны методы моделирования спиновой динамики, используемые в работе.

**Вторая глава** содержит детальную информацию о спиновой динамике, возбуждаемой в магнитных туннельных контактах (МТК) под действием постоянного электрического тока или микроволнового напряжения.

Была исследована динамика намагниченности в МТК CoFeB/MgO/CoFeB при пропускании через него постоянного электрического тока [Рис. 1 (а)]. МТК включал в себя два ферромагнитных электрода, намагниченность одного из которых  $M_{\text{pin}}$  считалась фиксированной. В то же время намагниченность другого электрода  $M$  могла изменять свою ориентацию при наличии внешнего воздействия. Электрический ток, протекая через толстый “фиксированный” слой, приобретал спиновую поляризацию и генерировал спин-перенесенный вращающий момент в ультратонком “свободном” слое, действующий на намагниченность  $M$ . Кроме того, протекание туннельного тока через МТК вызывало падение напряжения на слое MgO, что изменяло электрочувствительную перпендикулярную анизотропию свободного слоя. Для расчета спиновой динамики численно решалось уравнение Ландау-Лифшица-Гилберта-Слончевского в приближении макроспина. Использовался проекционный метод Эйлера с шагом по времени  $\delta t = 0.5$  фс. При решении учитывались вращающий момент, создаваемый спин-поляризованным током, и изменение ЭМА, а также зависимость сопротивления МТК от взаимной ориентации намагниченностей  $M$  и  $M_{\text{pin}}$  электродов.

Моделирование показало, что при малых плотностях туннельного тока  $J$  намагниченность  $M$  свободного слоя лишь слегка отклоняется от первоначальной практически перпендикулярной ориентации. При увеличении плотности тока  $J > 0$  вектор постепенно поворачивается в сторону направления, антипараллельного намагниченности  $M_{\text{pin}}$  фиксированного

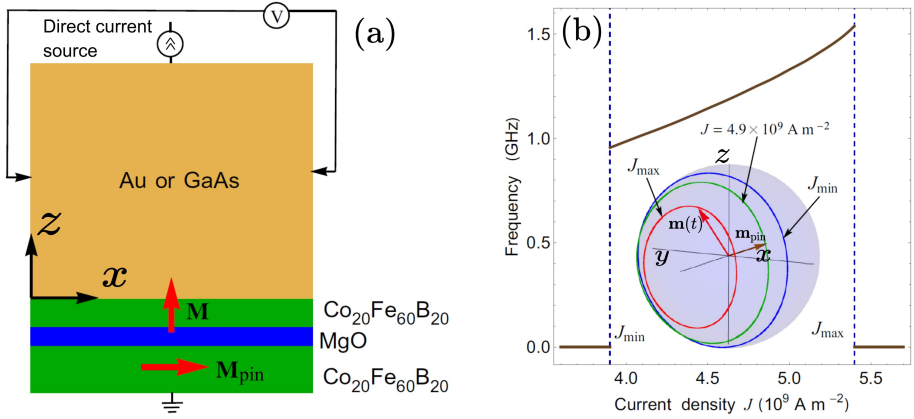


Рис. 1 — (a) МТК CoFeB/MgO/CoFeB, подключенный к источнику постоянного тока и покрытый слоем Au, в который втекает спиновый ток, создающий измеряемое поперечное напряжение  $\Delta V$ . (b) Зависимость частоты прецессии намагниченности от плотности туннельного тока  $J$  и траектории конца вектора намагниченности при различных значениях  $J$ . Единичные векторы  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{m}_{\text{pin}}$  показывают пространственные ориентации намагниченностей свободного и фиксированного электродов МТК, соответственно.

слоя, и при достижении критического значения  $J_{\text{min}}$  теряет устойчивость, начиная прецессировать вокруг направления  $-\mathbf{M}_{\text{pin}}$ . При этом в интервале плотностей тока между  $J_{\text{min}} = 3.9 \times 10^9 \text{ A m}^{-2}$  и  $J_{\text{min}} = 5.4 \times 10^9 \text{ A m}^{-2}$  в свободном слое возникает устойчивая большеугловая прецессия намагниченности с гигагерцовой частотой, увеличивающейся с ростом  $J$  [Рис. 1 (b)]. Поскольку прецессия происходит вокруг направления, сильно отличающегося от исходной ориентации вектора намагниченности, обнаруженное явление представляет собой динамический спин-ориентационный переход (dynamic spin-reorientation transition), ранее не описанный в научной литературе. Возникновение такого необычного перехода объяснено совместным воздействием спин-поляризованного тока и ЭМА на ферромагнитный слой с толщиной, близкой к критическому значению, при котором исчезает перпендикулярная магнитная анизотропия.

Так как индуцированная током большеугловая прецессия намагниченности устойчива к воздействию термических флуктуаций, и ее частоту и амплитуду можно настраивать путем изменения плотности тока, было предложено использовать описанный МТК для спиновой накачки в немагнитные металлы. Для демонстрации эффективности предложенного спинового инжектора была изучена спиновая динамика и зарядовый транспорт в туннельной гетероструктуре CoFeB/MgO/CoFeB/Au. Был

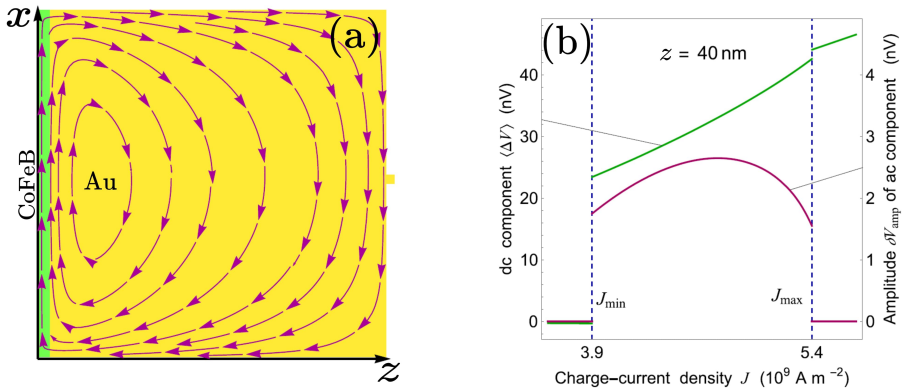


Рис. 2 — (a) Вихреобразное распределение электрического тока в двойном слое CoFeB/Au. (b) Зависимость постоянной и переменной компоненты поперечного напряжения на удалении 40 нм от интерфейса MgO|CoFeB от плотности туннельного тока.

рассчитан спиновый ток на интерфейсе CoFeB|Au, состоящий из тока спиновой инжекции, обусловленной втеканием спин-поляризованного тока из свободного слоя в золото, и спиновой накачки, порождаемой динамикой намагниченности в ферромагнитном слое, контактирующем с нормальным металлом. Решалась самосогласованная задача на поиск распределения спиновых и зарядовых токов в двойном слое CoFeB/Au с учетом дрейфа зарядов внутри металлов, прямого и обратного спиновых эффектов Холла и аномального эффекта Холла. Решение в виде распределения электрического тока за вычетом тока источника изображено на Рис. 2 (a). Интересно, что ток имеет форму вихря, центр которого отстоит от интерфейса CoFeB|Au на небольшое расстояние.

Поскольку экспериментально эффективность спинового инжектора определяется путем измерения поперечного напряжения  $\Delta V$ , генерируемого на гранях структуры, был произведен расчет величины  $\Delta V$  как функции плотности пропускаемого тока  $J$  и расстояния  $z$  до интерфейса MgO|CoFeB. На Рис. 2 (b) представлена зависимость постоянной  $\langle \Delta V \rangle$  и переменной  $\delta V_{\text{amp}}$  компонент этого напряжения на расстоянии  $z = 40$  нм. Видно, что даже на таком удалении от МТК поперечное напряжение может быть измерено экспериментально, что свидетельствует об эффективности предложенного спинового инжектора, управляемого постоянным электрическим током.

В следующей части работы исследовалась динамика намагниченности в свободном слое при приложении к МТК радиочастотного электрического напряжения, которое модулирует ЭМА, связанную с интерфейсом

CoFeB|MgO (Рис. 3). При этом протекание спин-поляризованного туннельного тока через МТК создает вращающий момент, действующий на намагниченность свободного слоя. Оба этих эффекта были учтены при моделировании магнитной динамики в приближении макроспина. Рассчитывались амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) прецессии намагниченности свободного слоя при разных амплитудах  $V_{\max}$  приложенного напряжения.

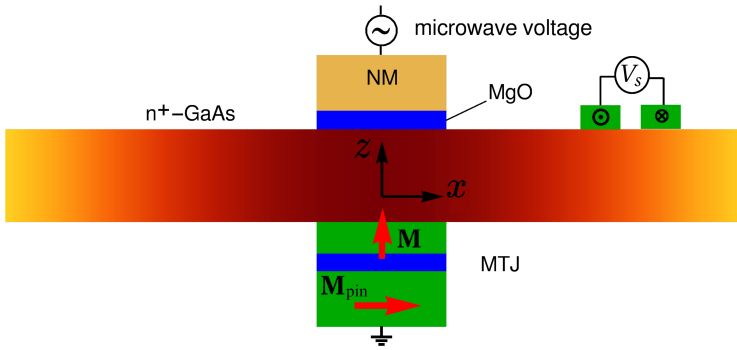


Рис. 3 — МТК, подключенный к источнику переменного напряжения, как источник спиновой накачки в прилегающую полупроводниковую полосу.

При малых амплитудах численные результаты в точности сходятся с решением линеаризованного уравнения магнитной динамики, что свидетельствует о правильности программной реализации. Однако при увеличении амплитуды напряжения появляется наклон резонансной кривой (foldover effect), заключающийся в асимметрии резонансного пика на АЧХ. Было обнаружено, что при амплитудах  $V_{\max}$ , превышающих критическое значение  $V_{th} \approx 205$  мВ, на АЧХ возникает гистерезисный разрыв в области резонанса [Рис. 4 (a)]. Такое поведение осцилляторной системы свидетельствует о наличии в ней смягчающейся нелинейности, обусловленной в данном случае перпендикулярной интерфейсной анизотропией. Кроме того, из-за влияния модуляции ЭМА на собственную частоту прецессии намагниченности на АЧХ появляются вторичные пики параметрической природы, соответствующие частотам, в целое число раз меньшим резонансной частоты. Рассчитанные траектории намагниченности во вторичных пиках показали, что средний период вынужденной прецессии намагниченности вокруг равновесной ориентации приблизительно равен периоду ее собственной прецессии.

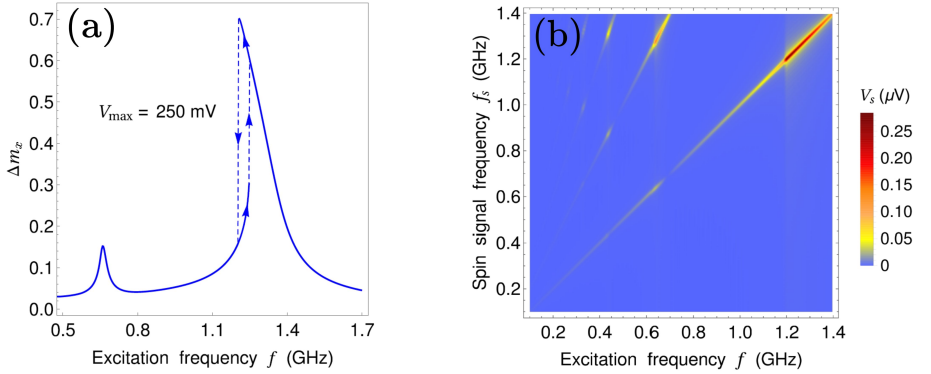


Рис. 4 — (a) Амплитудно-частотная характеристика прецессии намагниченности в свободном слое МТК с гистерезисным разрывом. (b) Спектр спинового сигнала  $V_s$  в ленте GaAs на удалении 1 мкм от МТК.

Исследование зависимости размаха прецессии в главном резонансе от амплитуды напряжения  $V_{\max}$  показало, что после появления гистерезисного разрыва на АЧХ размах прецессии перестает быть линейной функцией амплитуды напряжения. Однако он продолжает существенно увеличиваться благодаря вращающему моменту, создаваемому спин-поляризованным током, в то время как роль ЭМА при больших напряжениях сводится к проявлению нелинейных эффектов – вторичных пиков и разрывов. Зависимости амплитуды прецессии в главном пике от  $V_{\max}$  были рассчитаны для свободного слоя, покрытого немагнитным металлом Au или полупроводником GaAs. Поскольку проводимость спинового смешивания (spin-mixing conductance) интерфейса CoFeB|Au на два порядка больше, чем интерфейса CoFeB|GaAs, эффективный параметр затухания Гилберта в свободном слое оказывается больше в первом случае, что уменьшает амплитуду прецессии и увеличивает критическое напряжение появления разрыва на АЧХ.

Данные о порождаемой радиочастотным напряжением динамике намагниченности были затем использованы для вычисления токов спиновой инжекции и спиновой накачки в слой золота. Были рассчитаны временные зависимости трех ненулевых компонент тензора полного спинового тока вблизи интерфейса CoFeB|Au, которые показали, что даже при малых напряжениях форма спинового сигнала далека от синусоидальной. Обработка временных зависимостей также позволила выделить постоянные и переменные составляющие ненулевых компонент  $J_{zi}^s$  тензора плотности спинового тока. Расчет зависимостей этих компонент от частоты  $f$  приложенного напряжения продемонстрировал, что переменные составляющие  $J_{zx}^s$  и  $J_{zy}^s$  резко возрастают вблизи резонансной частоты  $f_{\text{res}}(V_{\max})$  и частоты  $f_{\text{res}}/2$ , в то время как амплитуда осцилляций  $J_{zz}^s$  практически не

зависит от  $f$ . Постоянные же составляющие  $J_{zi}^s$  малы по сравнению с амплитудами переменных составляющих, изменяют знак вблизи резонансной частоты и не имеют сильных вторичных пиков при  $f_{\text{res}}/2$ .

Чтобы оценить эффективность возбуждаемого радиочастотным напряжением инжектора в нормальный металл, был произведен расчет поперечной разности потенциалов, генерируемой в слое золота спиновым током из-за обратного спинового эффекта Холла. При этом для нахождения реально текущего в металле спинового тока был учтен обратный поток спина в ферромагнетик, индуцируемый накопившейся в золоте спиновой плотностью. Решение задачи показало, что обратный поток спина влияет только на спиновую аккумуляцию, созданную спиновой накачкой. Обратный же поток спина для спиновой инжекции в случае металлического контакта CoFeB/Au пренебрежимо мал. Найденный результирующий спиновый ток оказался экспоненциально спадающим от интерфейса CoFeB|Au и имеющим как постоянную, так и переменную составляющую. Эти данные были использованы для расчета электрического потенциала в проводящем слое CoFeB/Au методом конечных элементов. Генерируемое спиновым током поперечное напряжение оказалось достаточно большим для экспериментального детектирования ( $\sim 10$  нВ) даже на сравнительно большом удалении (30 нм) от интерфейса.

Важной частью проведенного исследования является расчет спиновой накачки в длинную ленту полупроводника GaAs. Из-за большой длины спиновой диффузии и большого времени релаксации спина в полупроводнике спиновая аккумуляция распространяется в ленте на большие расстояния и существенно запаздывает от колебаний намагниченности в свободном слое МТК. Было получено аналитическое решение задачи диффузии с релаксацией в длинной ленте полупроводника, что позволило получить выражение для распределения гармоник спиновой аккумуляции в GaAs. Анализ влияния размера ленты GaAs показал, что при длине ленты, меньшей или сравнимой с длиной спиновой диффузии  $\lambda_{\text{SD}} = 2.3$  мкм, спиновая аккумуляция не исчезает у торцов ленты, так как не успевает полностью срелаксировать в малом объеме. Поэтому спиновая плотность вблизи концов относительно короткой ленты имеет приблизительно постоянную величину. Напротив, в длинной ленте спиновая аккумуляция успевает полностью срелаксировать во время диффузии к далеко расположенным торцам, и в такой ленте наблюдается сильная зависимость спиновой аккумуляции от координаты.

Поскольку текущий в GaAs спиновый ток очень мал, для экспериментального измерения спиновой аккумуляции в полупроводнике было предложено использовать схему нелокального детектирования, показанную на Рис. 3. При этом напряжение, измеряемое с помощью антипараллельно намагниченных электродов, приведенных в контакт с полупроводником, оказывается пропорциональным спиновой аккумуляции в

полупроводнике. Обнаружено, что такой спиновый сигнал может достигать большой величины  $\sim 0.3$  мкВ, которая легко измеряется экспериментально. Чтобы получить полную картину преобразования приложенного к структуре напряжения в измеряемый спиновый сигнал, был рассчитан частотный спектр спинового сигнала в ленте GaAs. Оказалось, что вторичные пики, являющиеся следствием нелинейной динамики намагниченности, приводят к умножению частоты сигнала. Эта особенность проявляется на Рис. 4 (b), где на спектре отчетливо видны области сильного выходного сигнала для частот, которые в два, три и даже четыре раза меньше резонансной частоты МТК. Расчеты также показали, что рассеиваемая на такой структуре мощность более чем на два порядка меньше мощности, потребляемой при возбуждении динамики намагниченности микроволновым магнитным полем. Этот результат демонстрирует высокую энергоэффективность предложенного спинового наноинжектора, возбуждаемого переменным электрическим напряжением.

В **третьей главе** приводится описание теоретических результатов исследования генерации спиновых волн и их управления с помощью ЭМА и спин-орбитального вращающего момента. Для проведения численных расчетов была самостоятельно разработана компьютерная программа микромагнитного моделирования. Сначала рассматривалась гетероструктура W/CoFeB/MgO в форме длинного волновода, в середине которого к диэлектрическому слою MgO прикладывалось радиочастотное напряжение [Рис. 5 (a)]. Это напряжение модулирует перпендикулярную анизотропию, создаваемую интерфейсом CoFeB|MgO, и в присутствии параллельного интерфейсу магнитного поля отклоняет намагниченность CoFeB от исходного направления, что приводит к возникновению магнитной динамики в слое CoFeB. В результате компьютерного моделирования было установлено, что при частотах  $f$  электрического возбуждения, меньших резонансной частоты  $f_{\text{res}}$  пленки CoFeB, в ней возникает прецессия намагниченности, локализованная под управляющим электродом. Однако при  $f > f_{\text{res}}$  в обе стороны от области электрического возбуждения распространяются спиновые волны [Рис. 5 (b)], длины затухания которых приблизительно одинаковы и составляют около 2.5 мкм. Анализ полученных данных показал, что волны, распространяющиеся в противоположных направлениях, имеют разные волновые числа. Этот эффект объясняется учтенным в расчетах взаимодействием Дзялошинского-Мории, возникающим на интерфейсе W|CoFeB, что согласуется с более ранними экспериментальными и теоретическими работами.

Для создания неоднородного спин-орбитального вращающего момента, воздействующего на ультратонкую пленку CoFeB, было предложено подключить источник постоянного тока к середине слоя W [Рис. 5 (a)]. Такая схема позволяет пропускать через вольфрамтовую подложку электрический ток, противоположно направленный в двух ее половинах. Текущий

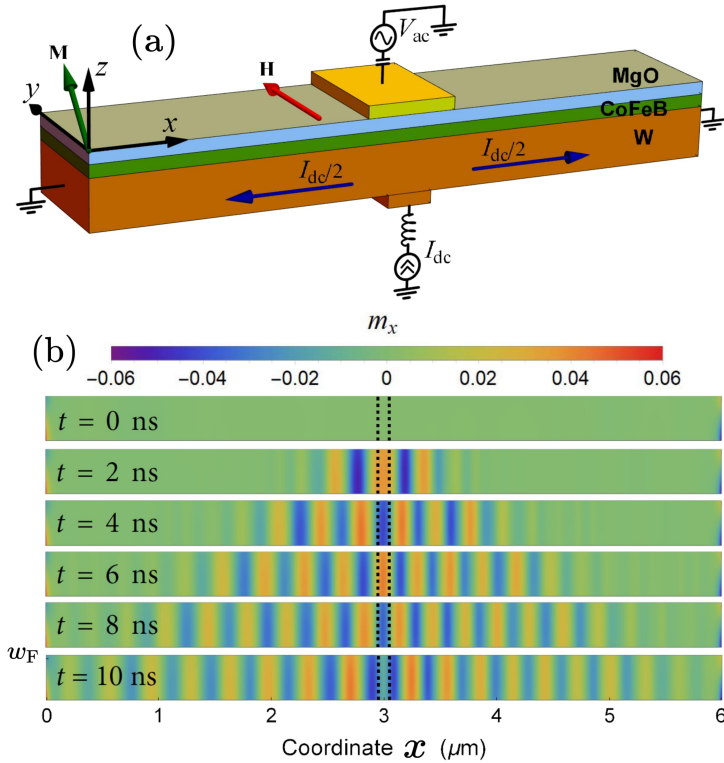


Рис. 5 — (a) Структура W/CoFeB/MgO, подключенная к источникам переменного напряжения и постоянного тока и помещенная во внешнее магнитное поле. (b) Спиновые волны, распространяющиеся по волноводу от области их возбуждения микроволновым напряжением.

таким образом ток индуцирует антипараллельные спин-орбитальные вращающие моменты для волн, распространяющихся в разных половинах волновода. Численное моделирование показало, что даже сравнительно малые плотности тока в слое W изменяют длины затухания спиновых волн таким образом, что одна из них распространяется значительно дальше, чем другая. При этом характер воздействия тока на конкретную волну зависит от полярности прикладываемого к слою вольфрама электрического напряжения. Расчеты, проведенные для случая нулевой абсолютной температуры, демонстрируют линейную зависимость обратной длины затухания от плотности тока в W [Рис. 6 (a)]. При этом существует критическая плотность тока  $J_c \approx 2 \times 10^{10} \text{ А м}^{-2}$ , выше которой одна из спиновых волн уже не ослабевает с расстоянием в течение нескольких наносекунд, так как магнитное затухание для нее полностью компенсируется генерируемым током вращающим моментом. Спиновая



же волна, распространяющаяся в противоположном направлении, затухает при критической плотности тока примерно в 2 раза быстрее, чем в отсутствие тока. Был произведен расчет амплитуд прецессии намагни-

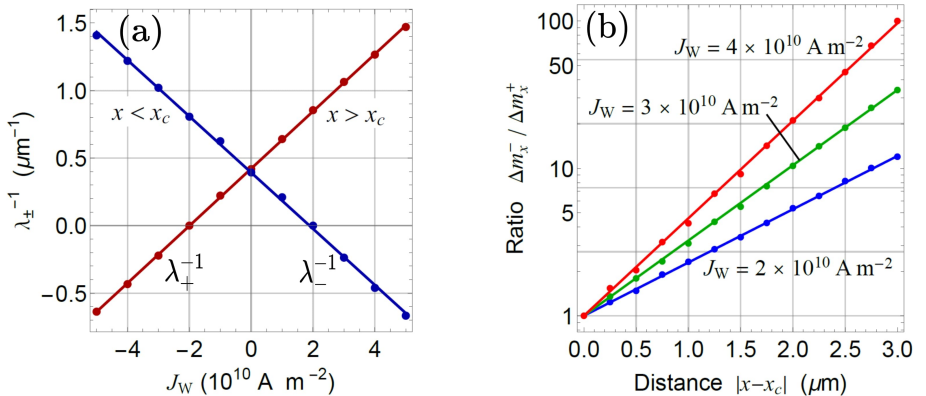


Рис. 6 — (a) Зависимость обратных длин затухания спиновых волн, распространяющихся в волноводе CoFeB в разных направлениях, от плотности тока в слое W при нулевой абсолютной температуре. (b) Отношение амплитуд прецессии в волнах с противоположными волновыми векторами как функция расстояния до источника волн.

ченности в двух спиновых волнах на одинаковом удалении от источника при различных величинах плотности тока. Оказалось, пропускание тока плотностью  $4 \times 10^{10} \text{ A m}^{-2}$  приводит к отличию амплитуд двух волн в 100 раз на расстоянии 3 мкм от центра волновода. Важно, что при этом амплитуда усиленной за счет спин-орбитального вращающего момента волны достаточно велика для экспериментального детектирования. Вычисления, выполненные с учетом случайного термического поля, продемонстрировали, что усиление спиновых волн спин-орбитальным моментом является устойчивым по отношению к тепловым флуктуациям и может быть кратковременно реализовано даже при комнатной температуре. Таким образом, проведенное микромагнитное моделирование показало, что гетероструктура W/CoFeB/MgO может использоваться как электрически возбуждаемый и управляемый переключатель спиновых волн. Такой прибор может использоваться для преобразования электрического бита информации в спиновый для вычислений на спиновых волнах.

Также была исследована структура BiSe/CoFeB/MgO [Рис. 7 (a)], в которой радиочастотный ток, протекающий через поверхностные состояния топологического изолятора, создает спин-орбитальный момент в ферромагнетике, индуцирующий прецессию намагниченности в ограниченной

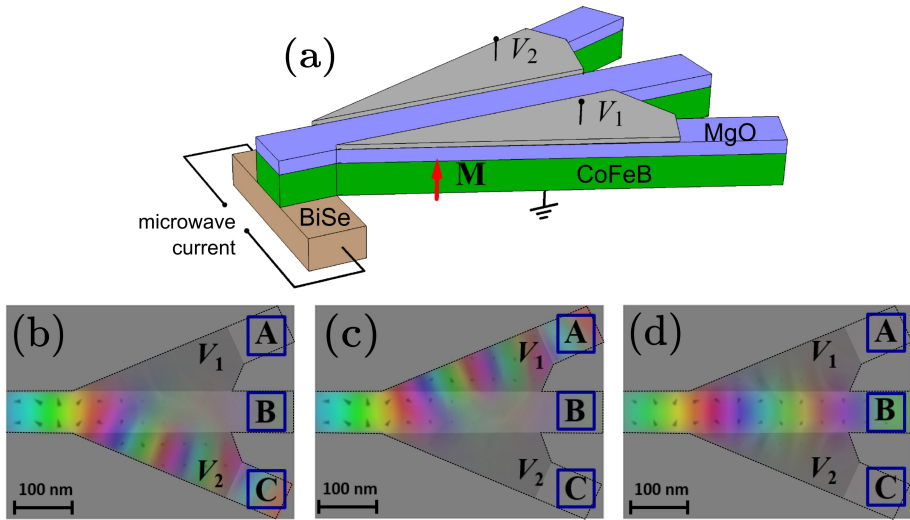


Рис. 7 — (a) Структура BiSe/CoFeB/MgO, подключенная к источникам переменного тока и постоянных напряжений  $V_1$  и  $V_2$ . Маршрутизация спиновых волн в системе волноводов CoFeB к выходу C при  $V_2 < 0$ ,  $V_1 > 0$  (b), к выходу A при  $V_2 > 0$ ,  $V_1 < 0$  (c) и к выходу B при  $V_2 > 0$ ,  $V_1 > 0$  (d).

области пленки CoFeB. Микромагнитное моделирование продемонстрировало эффективную генерацию спиновых волн в пленке CoFeB даже при малых амплитудах электрического тока, что обусловлено большим спиновым углом Холла BiSe. Для маршрутизации спиновых волн предложено использовать локальное изменение перпендикулярной анизотропии с помощью приложения постоянных напряжений к электродам, нанесенным на слой MgO. Проведено моделирование системы из трех волноводов, соединяющихся вблизи области электрического возбуждения спиновых волн [Рис. 7 (a)]. Обнаружено, что изменение ЭМА позволяет существенно уменьшить интенсивность спиновых волн, бегущих в двух выбранных волноводах, и тем самым обеспечить распространение сильной волны только в третьем волноводе [Рис. 7 (b)-(d)]. Таким образом, продемонстрирована возможность маршрутизации спиновых волн к одному из выходов магнитного устройства с помощью подачи напряжений разной полярности на управляющие электроды.

**Четвертая глава** работы описывает результаты исследования электрически индуцированной динамики неоднородных магнитных состояний в структурах с ЭМА. В первой части исследования с помощью микромагнитного моделирования была изучена генерация и маршрутизация магнитных капельных солитонов путем электрического управления интерфейсной магнитной анизотропией. Численные расчеты проводились для

наноструктуры MgO/Fe/MgO с перпендикулярной магнитной анизотропией, включающей ультратонкий слой железа. Сначала рассматривалась структура в форме диска субмикронного размера. В центре диска на тонком диэлектрическом слое MgO располагался круглый металлический электрод меньшего радиуса  $R_G$ . Для создания магнитного солитона к этому электроду прикладывалось электрическое напряжение, уменьшающее перпендикулярную анизотропию в области слоя Fe под электродом. Мо-

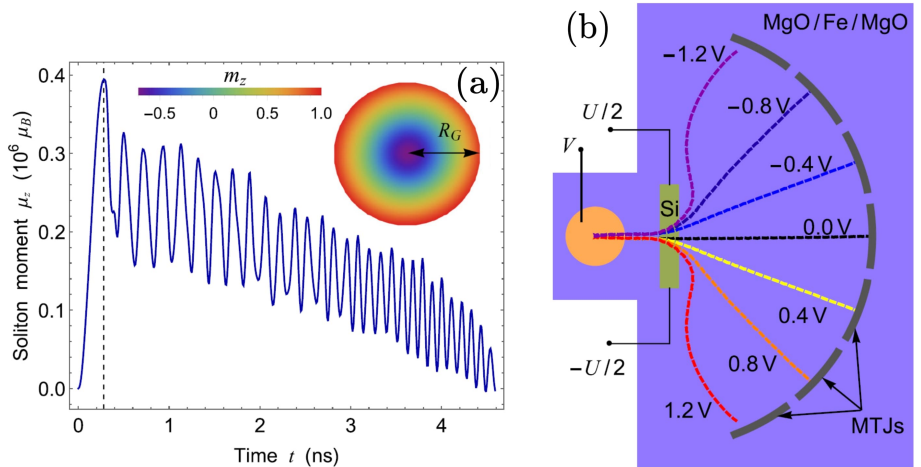


Рис. 8 — (a) Временная зависимость момента магнитного капельного солитона, сгенерированного субнаносекундным импульсом напряжения, локально приложенного к центру цилиндрической структуры Fe/MgO/Fe. (b) Траектории маршрутизируемого солитона при различных напряжениях  $U$ , приложенных к концам высокорезистивной полоски Si.

делирование показало, что приложение к электроду субнаносекундного импульса напряжения  $V = 4$  В приводит к  $180^\circ$  переключению намагниченности под электродом, в результате чего в центре диска генерируется магнитный солитон круглой формы [см. вставку на Рис. 8 (a)]. После выключения напряжения солитон не исчезает сразу, а существует продолжительное время порядка 10-100 нс, испытывая осцилляции размера, магнитного момента, а также намагниченности на своей границе [Рис. 8 (a)]. При этом благодаря дискообразной форме структуры солитон остается в центре области ферромагнетика под металлическим контактом. Анализ результатов показал, что частота колебаний солитона увеличивается со временем по экспоненциальному закону, а его площадь в плоскости нанослоя железа постепенно уменьшается в процессе такой колебательной релаксации. Была исследована зависимость времени жизни солитона от

радиуса электрода  $R_G$  и величины внешнего магнитного поля. Моделирование показало, что использование наноконтактов с  $R_G > 100$  нм и слабых магнитных полей позволяет создать солитон, живущий более 100 нс при температуре  $T = 0$  К. Важно, что дополнительные расчеты продемонстрировали лишь двукратное уменьшение времени жизни солитона при  $T = 300$  К из-за термических флуктуаций.

Для исследования возможности перемещения солитона на значительные расстояния был рассмотрен волновод MgO/Fe/MgO, в котором солитон генерируется вблизи одного из его торцов. С помощью численных расчётов было установлено, что из-за неоднородного размагничивающего поля в волноводе конечной длины солитон с ускорением движется к центру волновода. Был смоделирован сложный процесс движения солитона, ускорение которого зависит от многих параметров, таких как его размер, положение, направление намагниченности на границе и величина внешнего магнитного поля. Результаты показали, что до полного исчезновения солитон может распространяться по волноводу на микрометровые расстояния. При этом определяющим фактором дальности его перемещения оказывается время жизни.

В работе также продемонстрирована возможность маршрутизации солитона с помощью варьирования постоянного электрического напряжения. Поскольку перпендикулярная магнитная анизотропия в исследуемой структуре зависит от электрического поля  $E_z$  внутри нанослоя MgO, создание неоднородного электрического потенциала на поверхности пленки MgO приведет к градиенту поля анизотропии в ферромагнетике. Было выдвинуто предположение, что при прохождении солитона через область с неоднородной анизотропией должно возникать дополнительное перемещение солитона в зону более слабой анизотропии, сопровождающееся уменьшением его магнитной энергии. Была рассмотрена структура MgO/Fe/MgO, состоящая из волновода, присоединенного к широкой ферромагнитной пленке [Рис. 8 (b)]. Вблизи соединения волновода с пленкой на слое MgO располагалась высокорезистивная полупроводниковая полоска Si, приложение напряжений  $+U/2$  и  $-U/2$  к концам которой создает градиент анизотропии в расположенной под ней области ферромагнетика. Важно, что даже создание значительной разности потенциалов на полупроводниковом электроде не сопровождается существенным рассеиванием мощности из-за его малой электропроводности. Был смоделирован процесс зарождения и движения солитона в волноводе, его прохождения через область с неоднородной анизотропией и дальнейшее перемещение в пленке Fe. Расчеты показали, что траектория солитона в такой структуре очень чувствительна к напряжению  $U$ , приложенному к полупроводнику. Например, при  $U = 0$  солитон распространялся прямолинейно, а приложение всего 1.2 В поворачивает его траекторию почти на  $90^\circ$  [Рис. 8 (b)]. В свою очередь, напряжение обратной полярности и той же величины отклоняет

солитон в другую сторону на тот же угол. По данным микромагнитного моделирования построена зависимость угла отклонения солитона от приложенного управляющего напряжения  $U$ . Для детектирования траектории солитона было предложено использовать ансамбль МТК [Рис. 8 (b)], образуемых пленкой Fe, верхним слоем MgO и нанесенными на него ферромагнитными нанoeлектродами. Поскольку туннельное сопротивление МТК скачкообразно изменяется при переключении намагненности в одном из электродов, такой ансамбль позволяет установить прохождение солитона через конкретную нанобласть пленки Fe путем мониторинга электрических сопротивлений МТК. Таким образом, с помощью электрической генерации и маршрутизации капельных солитонов можно осуществлять преобразование входного электрического сигнала в спиновый, передачу последнего к одному из выходов спин-электронного прибора и его последующее электрическое считывание.

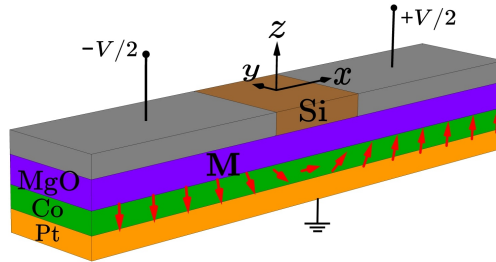


Рис. 9 — Нанотрек Pt/Co(Fe)/MgO с доменной стенкой, помещенной в градиент ЭМА, созданный падением напряжения  $V$  в слое Si.

Во второй части заключительной главы описано движение доменных стенок (ДС), порождаемое градиентом ЭМА в ферромагнитном нанотреке с интерфейсным взаимодействием Дзялошинского-Мории. Была исследована гетероструктура в виде сверхтонкого ферромагнитного слоя Co или Fe с перпендикулярной анизотропией, находящегося между слоями Pt и MgO (Рис. 9). Учитывалось, что на интерфейсе Pt|Co(Fe) присутствует взаимодействие Дзялошинского-Мории, стабилизирующее стенку Нееля, а интерфейс Co(Fe)|MgO создает ЭМА. Было предложено исследовать динамику ДС при создании неоднородной перпендикулярной анизотропии путем приложения разности потенциалов к высокорезистивному слою Si, расположенному на диэлектрике MgO. Путем микромагнитного моделирования было установлено, что под действием градиента ЭМА стенка движется в сторону ослабления перпендикулярной анизотропии и может перемещаться в бездефектном нанотреке Pt/Co/MgO на расстояния, существенно превышающие длину  $L_{Si} = 200$  нм полупроводникового электрода [Рис. 10 (a)]. Интересно, что движущаяся в

таким нанотреке ДС Нееля перестает быть перпендикулярной его оси  $x$ , а намагниченность внутри стенки отклоняется от этой оси в плоскости ферромагнитного слоя. В случае же структуры Co/MgO, где отсутствует взаимодействие Дзялошинского-Мории, формирующаяся ДС Блоха испытывает только медленное движение колебательного характера, ограниченное много меньшими  $L_{Si}$  расстояниями. Таким образом, взаимодействие Дзялошинского-Мории обеспечивает возможность продолжения движения ДС вне области градиента перпендикулярной анизотропии.

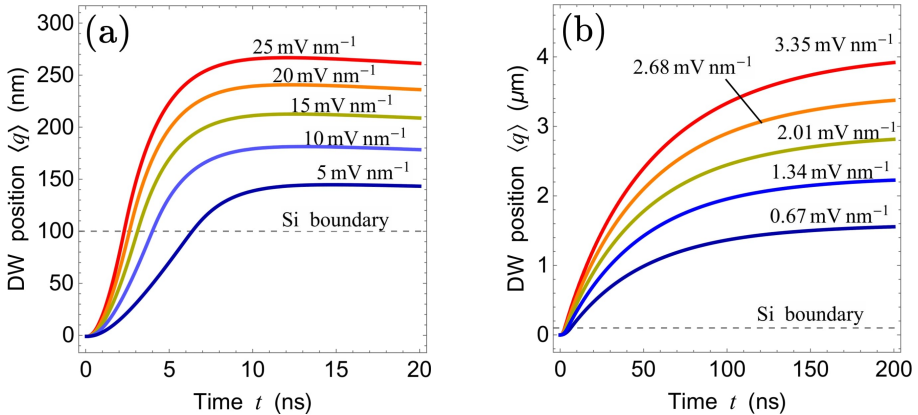


Рис. 10 — Зависимость координаты ДС от времени при распространении в пленке Co (a) и Fe (b), инициируемом градиентом ЭМА. Величина градиента электрического потенциала в полупроводниковом электроде указана на графиках. Штриховой линией отмечена граница полупроводникового электрода.

Для объяснения результатов проведенных численных расчетов была разработана аналитическая модель движения ДС в бесконечном ферромагнитном нанотреке с линейно изменяющейся перпендикулярной анизотропией. Модель основана на введении коллективных координат стенки и решении уравнений Эйлера-Лагранжа с диссипационным членом Рэлея. Была получена система уравнений, которая связывает скорость  $dq/dt$  движения ДС с углами поворота  $\varphi$  и  $\chi$ , задающими ориентацию стенки и намагниченности внутри нее. Анализ этой системы показал, что она имеет стационарное решение только при величине  $D$  взаимодействия Дзялошинского-Мории, превышающей некоторое пороговое значение  $D^*$ , в то время как при  $D < D^*$  стенка должна испытывать движение колебательного характера, подобное тому, которое моделирование предсказывает для структуры Co/MgO. Линеаризация стационарного решения также

продемонстрировала, что при  $\varphi, \chi \ll 1$  и  $\alpha \ll 1$  скорость стенки прямо пропорциональна градиенту перпендикулярной анизотропии и обратно пропорциональна параметру затухания Гилберта  $\alpha$ .

Поскольку аналитические расчеты предсказывают увеличение скорости движения ДС в ферромагнетиках с малым магнитным затуханием, микромагнитное моделирование было также проведено для нанотрека Pt/Fe/MgO с полупроводниковым электродом той же длины  $L_{Si} = 200$  нм. Приведенные на Рис. 10 данные показывают, что дальность перемещения и скорость движения ДС в таком нанотреке ( $\alpha_{Fe} = 0.0025$ ) действительно намного больше, чем в структуре Pt/Co/MgO ( $\alpha_{Co} = 0.0025$ ).

В **заключении** приведены результаты выполненных теоретических исследований спиновых процессов, возникающих в наноструктурах “ферромагнетик-диэлектрик” с ЭМА:

1. Описана спиновая динамика и зарядовый транспорт в туннельной гетероструктуре CoFeB/MgO/CoFeB/Au, подключенной к источнику постоянного тока. Установлено, что совместное действие ЭМА и вращающего момента, создаваемого спин-поляризованным током, приводит к возникновению спин-ориентационного перехода нового типа, при котором намагниченность нанослоя CoFeB после потери устойчивости начинает прецессировать вокруг оси, отклоненной от ее первоначального направления. Рассчитана порождаемая прецессией спиновая накачка в пленку Au и полный спиновый ток вблизи интерфейса Au|CoFeB. Эффективность работы описанного спинового инжектора на постоянном токе подтверждена возникновением в двойном слое CoFeB/Au поперечного напряжения, достаточного для экспериментального измерения.
2. Предложен спиновый инжектор в металлы и полупроводники, возбуждаемый радиочастотным электрическим напряжением, приложенным к МТК. Эффективное функционирование такого инжектора обеспечивается электрически индуцированной прецессией намагниченности в “свободном” электроде МТК, которая создает спиновую накачку в прилегающий металлический или полупроводниковый слой. Для подтверждения эффективности предложенного прибора рассчитана спиновая и зарядовая динамика в туннельных гетероструктурах CoFeB/MgO/CoFeB/Au и CoFeB/MgO/CoFeB/GaAs. С помощью численных расчетов определены зависимости амплитуды прецессии от частоты и величины приложенного напряжения. Показано, что частотная зависимость амплитуды радикально изменяется при напряжениях выше 200 мВ, испытывая разрыв при резонансной частоте свободного слоя CoFeB из-за нелинейных эффектов. Полученные для прецессии намагниченности результаты использованы для описания спиновой инжекции и накачки в Au и GaAs. Показано,

что возникающее в слое Au поперечное напряжение, характеризующее эффективность генерации спинового тока, при резонансной частоте становится экспериментально измеримым. Также рассчитана спиновая аккумуляция в полоске  $n^+$ -GaAs, контактирующей с МТК, и определены ее временная зависимость и пространственное распределение. Установлено, что при резонансном возбуждении амплитуда осциллирующей спиновой аккумуляции является достаточно большой для экспериментального измерения с помощью метода нелокального спинового детектирования даже на расстояниях в несколько микрометров от МТК. Этот результат демонстрирует высокую эффективность предложенного спинового наноинжектора, возбуждаемого радиочастотным напряжением.

3. Описано электрическое возбуждение спиновых волн в ферромагнитном волноводе с перпендикулярной анизотропией и их контроль с помощью спин-орбитального вращающего момента, создаваемого электрическим током, протекающим через слой тяжелого металла. Результаты получены путем микромагнитного моделирования волновода W/CoFeB/MgO, в центральной части которого к слою MgO локально прикладывалось радиочастотное напряжение. Показано, что создаваемая этим напряжением модуляция ЭМА порождает прецессию намагниченности в слое CoFeB. При частотах, превышающих резонансную частоту пленки CoFeB, в обе стороны от области электрического возбуждения распространяются спиновые волны, длины затухания которых приблизительно одинаковы в отсутствие тока в слое W. При изучении воздействия тока на спиновые волны в CoFeB рассмотрена ситуация, когда источник постоянного тока подключен к середине слоя W. В этом случае пропускаемый ток индуцирует антипараллельные спиновые вращающие моменты для волн, распространяющихся в разных половинах волновода. Моделирование показало, что даже сравнительно малые плотности тока в слое W изменяют величины длин затухания спиновых волн таким образом, что одна из них распространяется значительно дальше, чем другая. При этом характер воздействия тока на конкретную волну зависит от полярности прикладываемого к слою вольфрама электрического напряжения. Найдена критическая плотность тока, выше которой одна из спиновых волн перестает ослабевать с расстоянием в течение короткого промежутка времени, так как магнитное затухание для нее полностью компенсируется спиновым вращающим моментом. Спиновая же волна, распространяющаяся в противоположном направлении, затухает при критической плотности тока значительно быстрее, чем в отсутствие тока. Расчет амплитуд прецессии намагниченности в двух спиновых волнах на



разном удалении от источника показал, что при нулевой абсолютной температуре пропускание тока плотностью  $4 \times 10^{10} \text{ А м}^{-2}$  приводит к стократному отличию амплитуд двух волн на расстоянии 3 мкм от центра волновода. Таким образом, предложенная гетероструктура может использоваться как электрический переключатель спиновых волн.

4. С помощью микромагнитного моделирования продемонстрировано эффективное возбуждение спиновых волн в гетероструктуре BiSe/CoFeB/MgO, подвергнутой воздействию радиочастотного электрического тока. Показано, что топологический изолятор BiSe, обладающий большим спиновым углом Холла, позволяет генерировать спиновые волны в прилежащем слое CoFeB даже при малых амплитудах пропускаемого переменного тока. Для маршрутизации спиновых волн в гетероструктуре BiSe/CoFeB/MgO предложено использовать локальное изменение перпендикулярной анизотропии с помощью приложения постоянных напряжений к электродам, нанесенным на слой MgO. Продемонстрировано, что спиновые волны, генерируемые в структуре BiSe/CoFeB/MgO с несколькими волноводами, можно направлять к одному из выходов магнитного устройства путем локального изменения ЭМА с помощью напряжений, приложенных к управляющим электродам.
5. Показано, что в ферромагнитных наноструктурах с ЭМА можно создавать и маршрутизировать наномасштабные капельные солитоны без компенсации магнитного затухания. С помощью микромагнитного моделирования тройного слоя MgO/Fe/MgO продемонстрировано образование магнитного капельного солитона под управляющим нанoeлектродом, на который подается субнаносекундный импульс электрического напряжения. Солитон существует до 50 наносекунд при комнатной температуре и может перемещаться в ферромагнитном волноводе на микрометровые расстояния под действием ненулевого градиента поля размагничивания. Кроме того, моделирование выявило возможность электрической маршрутизации солитона к различным выходам магнитоэлектрического устройства, осуществляемой с помощью дополнительного полупроводникового полоскового электрода, создающего контролируемый градиент перпендикулярной магнитной анизотропии. Полученные результаты изменяют существующие представления о магнитных капельных солитонах, согласно которым их образование требует компенсации магнитного затухания вращающим моментом, создаваемым спинполяризованным электрическим током или чистым спиновым током. Проведённое исследование также демонстрирует возможность создания энергоэффективного устройства обработки

- информации, основанного на генерации, распространении и маршрутизации магнитных солитонов с помощью электрических полей.
6. Установлено сильное влияние интерфейсного взаимодействия Дзялошинского-Мории на движение  $180^\circ$  доменных стенок, индуцированное локализованным градиентом перпендикулярной анизотропии, создаваемым в сверхтонком ферромагнитном нанотрехе с помощью полупроводникового электрода конечной длины. Показано, что скорость доменной стенки возрастает с увеличением градиента анизотропии и уменьшением параметра затухания Гилберта. При этом в бездефектной наноструктуре Pt/Fe/MgO/Si стенка может перемещаться на расстояния, на порядок превышающие длину управляющего электрода, достигая в процессе движения пиковой скорости порядка 100 м/с благодаря сильному взаимодействию Дзялошинского-Мории и малому параметру магнитного затухания железа.

## Публикации автора по теме диссертации

- A1. *Nikitchenko, A. I.* Spin injection and pumping generated by a direct current flowing through a magnetic tunnel junction / **A. I. Nikitchenko**, N. A. Pertsev // Phys. Rev. B. — 2019. — Vol. 99. — P. 224426.
- A2. *Nikitchenko, A. I.* Current-driven magnetization switching and dynamic spin reorientation transition in magnetic tunnel junctions / **A. I. Nikitchenko**, N. A. Pertsev // J. Phys.: Conf. Ser. — 2019. — Vol. 1400. — P. 077005.
- A3. *Nikitchenko, A. I.* Nanoscale Spin Injector Driven by a Microwave Voltage / **A. I. Nikitchenko**, N. A. Pertsev // Phys. Rev. Appl. — 2020. — Vol. 14. — P. 034022.
- A4. *Nikitchenko, A. I.* Spin-orbit torque control of spin waves in a ferromagnetic waveguide / **A. I. Nikitchenko**, N. A. Pertsev // Phys. Rev. B. — 2021. — Vol. 104. — P. 134422.
- A5. *Nikitchenko, A. I.* Generation and routing of nanoscale droplet solitons without compensation of magnetic damping / **A. I. Nikitchenko**, N. A. Pertsev // Phys. Rev. Mater. — 2022. — Vol. 6. — P. L101401.

## Список литературы

1. Excitation of short-wavelength spin waves in magnonic waveguides / V. E. Demidov, M. P. Kostylev, K. Rott, J. Münchenberger, G. Reiss, S. O. Demokritov // Appl. Phys. Lett. — 2011. — T. 99. — C. 082507.
2. *Slonczewski, J. C.* Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier / J. C. Slonczewski // Phys. Rev. B. — 1989. — T. 39. — C. 6995.
3. *Slonczewski, J. C.* Theory of voltage-driven current and torque in magnetic tunnel junctions / J. C. Slonczewski, J. Z. Sun // J. Magn. Magn. Mater. — 2007. — T. 310. — C. 169.
4. Current-induced spin-orbit torques in ferromagnetic and antiferromagnetic systems / A. Manchon, J. Železný, I. M. Miron, T. Jungwirth, J. Sinova, A. Thiaville, K. Garello, P. Gambardella // Rev. Mod. Phys. — 2019. — T. 91, вып. 3. — C. 035004.
5. Excitation and Amplification of Spin Waves by Spin-Orbit Torque / B. Divinskiy, V. E. Demidov, S. Urazhdin, R. Freeman, A. B. Rinkevich, S. O. Demokritov // Advanced Materials. — 2018. — T. 30. — C. 1802837.
6. Spin-orbit torque-driven propagating spin waves / H. Fulara, M. Zahedinejad, R. Khymyn, A. Awad, S. Muralidhar, M. Dvornik, J. Åkerman // Sci. Advances. — 2019. — T. 5. — C. 9.

7. Electric field-induced modification of magnetism in thin-film ferromagnets / M. Weisheit, S. Fahler, A. Marty, Y. Souche, C. Poinsignon, D. Givord // *Science*. — 2007. — Т. 315. — С. 349.
8. *Alzate, J.* Temperature dependence of the voltage-controlled perpendicular anisotropy in nanoscale MgO|CoFeB|Ta magnetic tunnel junctions / J. Alzate // *Appl. Phys. Lett.* — 2014. — Т. 104. — С. 112410.
9. Electric-field-induced ferromagnetic resonance excitation in an ultrathin ferromagnetic metal layer / T. Nozaki, Y. Shiota [и др.] // *Nat. Phys.* — 2012. — Т. 8. — С. 491–496.
10. Parametric Excitation of Spin Waves by Voltage-Controlled Magnetic Anisotropy / R. Verba, V. Tiberkevich, I. Krivorotov, A. Slavin // *Phys. Rev. Applied.* — 2014. — Т. 1, вып. 4. — С. 044006.
11. Induction of coherent magnetization switching in a few atomic layers of FeCo using voltage pulses / Y. Shiota, T. Nozaki, F. Bonell, S. Murakami, T. Shinjo, Y. Suzuki // *Nature Mater.* — 2012. — Т. 11. — С. 39–43.
12. Electric field-induced magnetization reversal in a perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction / S. Kanai, M. Yamanouchi, S. Ikeda, Y. Nakatani, F. Matsukura, H. Ohno // *Appl. Phys. Lett.* — 2012. — Т. 101.
13. Universal domain wall dynamics under electric field in Ta/CoFeB/MgO devices with perpendicular anisotropy / W. Lin, N. Vernier, G. Agnus, K. Garcia, B. Ocker, W. Zhao, E. E. Fullerton, D. Ravelosona // *Nat. Commun.* — 2016. — Т. 7. — С. 13532.