

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Федеральный исследовательский центр
«Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук»

На правах рукописи



Скирдков Петр Николаевич

**Спин-трансферный диодный эффект в магнитных тунNELьных
переходах**

1.3.8. Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук
Звездин Константин Анатольевич

Москва — 2025

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Литературный обзор	13
1.1 Спин-зависимый транспорт	13
1.1.1 Гигантское магнетосопротивление	15
1.1.2 Резистивная модель ГМС	16
1.1.3 Туннельное магнетосопротивление	19
1.1.4 Эффект переноса спина и спиновая аккумуляция	20
1.2 Магнитный туннельный переход и его возбуждение	22
1.2.1 Спин-трансферный нано-осциллятор	23
1.2.2 Вихревой СТНО	24
1.3 Спин-трансферный диодный эффект	26
1.3.1 Спин-трансферный диодный эффект без тока смещения	27
1.3.2 Спин-трансферный диодный эффект с током смещения	29
1.3.3 Управление диапазоном частот	31
1.3.4 Чувствительность спин-трансферных диодов и влияние ПМА	34
1.3.5 Применения спин-трансферных диодов	36
Глава 2. Методы расчетов магнитных структур	39
2.1 Уравнение движения магнитного момента	40
2.1.1 Состояние равновесия	40
2.1.2 Уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта	41
2.1.3 Эффективное поле	43
2.1.4 Вращающий момент, индуцированный током	46
2.2 Численное микромагнитное моделирование	47
Глава 3. Разработка СТД с повышенными и пониженными резонансными частотами	50
3.1 Спин-трансферный диод с двойным антиферромагнитным закреплением	50
3.1.1 Постановка задачи	50
3.1.2 Результаты моделирования и обсуждение	52
3.2 Вихревой спин-трансферный диод	57
3.2.1 Постановка задачи	58
3.2.2 Результаты моделирования	59
3.2.3 Аналитическое описание	61
Глава 4. Широкополосное выпрямление в намагниченных в плоскости СТД	64

4.1 Однородно намагниченный СТД с внешним полем под углом к поляризатору	64
4.1.1 Постановка задачи и экспериментальные данные	64
4.1.2 Аналитическое описание	67
4.1.3 Микромагнитное моделирование	70
4.1.4 Обсуждение	73
4.2 Неоднородно намагниченный СТД	75
4.2.1 Постановка задачи и экспериментальные данные	75
4.2.2 Микромагнитное моделирование	77
Глава 5. Спин-трансферный диод с легкоконусным магнитным состоянием	80
5.1 Случай нулевой анизотропии второго порядка	80
5.1.1 Постановка задачи	80
5.1.2 Результаты моделирования и обсуждение	83
5.2 Случай ненулевой анизотропии второго порядка	87
5.2.1 Фазовая диаграмма бесконечной пленки	87
5.2.2 МТП конечных размеров	89
5.2.3 Микромагнитная верификация	94
Заключение	96
Список сокращений	99
Приложение А. УЛЛГ в сферических координатах	100
Список литературы	102

Введение

Актуальность темы. Спинtronика (или спиновая электроника) – это новое направление квантовой электроники, которое основано на совместном использовании заряда и спина электрона. В отличие от традиционной электроники, где ключевую роль в передаче, хранении и обработке информации или энергии играют электрические заряды и зарядовые токи, в спинtronике основную роль играют спины и спиновые токи. Спинtronика родилась в 1988 году с открытием гигантского магнетосопротивления (ГМС) [1; 2]. Гигантское магнетосопротивление – это квантовый эффект, наблюдаемый в многослойных структурах, состоящих из чередующихся ферромагнитных и немагнитных проводящих слоев с нанометровой толщиной. Эффект заключается в изменении электрического сопротивления структуры при изменении взаимной ориентации намагниченности магнитных слоев от параллельной к антипараллельной. Общее электрическое сопротивление ниже при параллельном выстраивании намагниченности и выше при антипараллельном. Эффект ГМС основан на спин-зависимом рассеянии электронов в многослойных структурах. Этот эффект произвел революцию в индустрии хранения данных, значительно улучшив производительность считывающей головки жесткого диска. За открытие этого эффекта Альберт Ферт и Петер Грюнберг были удостоены Нобелевской премии по физике 2007 года. В настоящее время спектр успешных приложений технологии ГМС впечатляюще широк, он включает приложения в аэрокосмической и автомобильной промышленности, неразрушающий контроль материалов, навигацию и геолокацию в мобильных телефонах и даже биомедицинские измерения и биосенсорику. Позднее на смену эффекту ГМС пришел эффект туннельного магнетосопротивления (ТМС) [3]. Эффект ТМС был впервые описан в 1975 году Мишеле Жюльером (Университет Ренна, Франция) в соединениях Fe/Ge-O/Co. Однако, его массовое использование началось после того, как в 2004 году Паркин [4] и Юаса [5] экспериментально продемонстрировали до 200% ТМС при комнатной температуре в многослойных структурах Fe/MgO/Fe. В настоящее время такие значения эффекта ТМС становятся стандартными для промышленных стеков магнитных туннельных переходов.

Одним из основных объектов как научных, так и прикладных разработок в области спинtronики на сегодняшний день является магнитный туннельный переход (МТП). Типичный МТП [4–6] представляет собой трехслойную гетероструктуру, имеющую форму наноточки с субмикронными диаметрами. Первый слой данной гетероструктуры изготовлен из ферромагнитного материала и играет роль спин-поларизатора (также называемого опорным слоем). Обычно он закреплен дополнительным антиферромагнитным слоем или синтетическим антиферромагнетиком для фиксации его намагниченности. Второй слой представляет собой диэлектрическую оксидную прослойку (обычно MgO), которая предотвращает прямое обменное взаимодействие между магнитными слоями и обеспечивает туннельное магнетосопротивление (ТМС). Последний представляет собой свободный слой из ферромагнитного материала. Обычно он имеет два устойчивых состояния: параллельное и антипараллельное фиксированному ферромагнитному слою. В реальных стеках также

присутствуют некоторые дополнительные слои, которые используются для закрепления, для препятствования окислению и т.д. Сопротивление такой структуры изменяется с изменением взаимного направления намагниченностей, что помогает считывать магнитное состояние МТП посредством измерения его сопротивления, как и в устройствах на основе ГМС.

Приведенные выше эффекты магнетосопротивления дают возможность детектировать состояние намагниченности, однако, также существует необходимость управлять им с помощью внешних стимулов. В дополнение к внешнему магнитному полю, которое часто трудно создать и локализовать в реальных наномасштабных спинtronных устройствах, эффект переноса спина привлекает большое внимание. Данный эффект был предсказан в 1996 году теоретически [7; 8] и впервые наблюдался экспериментально около 2000 года [9–12]. Суть эффекта переноса спина в следующем. При пропускании через МТП электрического тока, направленного перпендикулярно плоскости, электроны проводимости приобретают спиновую поляризацию в закреплённом слое (поляризаторе), которую они сохраняют и при прохождении через тонкую немагнитную прослойку. Попадая во второй магнитный слой (свободный слой), намагниченный неколлинеарно первому, электроны попадают в сильное обменное поле локализованных электронов и на расстоянии нескольких ангстремов приобретают новое направление спиновой поляризации. При этом тот момент импульса, который они принесли из слоя с фиксированной намагниченностью, передаётся магнитной системе свободного слоя, создавая врачающий момент, который может привести в том числе к переключению намагниченности. На основе комбинации данного эффекта и эффекта ТМС был разработана магнитная память с произвольным доступом, которая сейчас активно выводится на рынок такими компаниями как Samsung и Toshiba.

В то время как в случае переключения ячейки магнитной памяти используется только постоянный ток, переменный ток может обеспечить новую степень свободы и привести к некоторым новым динамическим эффектам. Первым примером динамических эффектов в МТП под действием инжектированного тока является устойчивая прецессия намагниченности с микроволновой частотой. Для внешних полей, больших некоторого критического значения, только одно магнитное состояние свободного слоя остается стабильным. В то же время, когда прикладываемый ток, достаточно большой, чтобы destabilизировать и это состояние, больше нет локального минимума энергии, где намагниченность может быть стабилизована. Следовательно, намагниченность начинает индуцированную спиновым током устойчивую прецессию с амплитудой, определяемой балансом между затуханием, внешним полем и спиновым током. Данная прецессия в свою очередь за счет эффекта ТМС приводит к появлению переменного сопротивления, а следовательно, и переменного выходного напряжения. В результате получается генератор переменного сигнала, который получил название спин-трансферный нано-осциллятор (СТНО). Микроволновое излучение такого устройства было впервые продемонстрировано в 2003 году [13; 14]. Дальнейший переход к магнитным тунNELьным переходам на основе MgO в 2008 году позволил увеличить излучаемую мощность до микроваттного диапазона и даже выше [15–17]. Такие спинtronные наногенераторы совместимы с КМОП, обладают высокой интегрируемостью, настраиваемостью, гибкостью и

могут работать даже при нулевом поле, а потому потенциально весьма перспективны для телекоммуникационных технологий.

В то же время, существует эффект, противоположный упомянутой выше генерации радиочастотного сигнала. Если переменный ток радиочастоты подается на МТП, то эффект переноса спина приводит к колебаниям намагниченности. При этом, если частота приложенного микроволнового тока близка собственной частоте свободного слоя, индуцированное движение намагниченности может быть сильно усилено посредством резонанса. Во время этого процесса осциллирующая намагниченность приводит к колебаниям сопротивления на той же частоте из-за эффекта ТМС, что приводит к появлению постоянного напряжения на интерфейсе структуры. Это явление выпрямления радиочастотного сигнала получило название спин-трансферный диодный эффект, а само устройство – спин-трансферный диод. Данный эффект может лежать в основе высокочувствительных приемников и детекторов. Дополнительный интерес также вызывает соответствие характерных резонансных частот используемым телекоммуникационным стандартам частоты. В результате стоит актуальная задача разработки новых спинtronических детекторов радиочастотного сигнала, а также систем сбора радиочастотной энергии для телекоммуникаций и интернета вещей.

Степень разработанности. Первая демонстрация спин-трансферного диодного эффекта была проведена в 2005 году. Чувствительность первого СТД с намагниченностью свободного слоя в плоскости была относительно небольшой и достигала 1,4 мВ/мВт [18]. С тех пор было проделано много работы по повышению чувствительности СТД. Приложение магнитного поля как в плоскости под различными углами к направлению намагниченности свободного слоя [19], так и перпендикулярно [20] позволило увеличить чувствительность СТД до сотен мВ/м-Вт. Помимо этого был предложен подход, основанный на постоянном токе смешения, который повышает чувствительность СТД за счет снижения эффективного магнитного затухания [21; 22], что привело к достижению чувствительностей порядка десятков тысяч мВ/мВт. Позже было продемонстрировано, что использование МТП с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА) в свободном слое способно приводить к дальнейшему повышению чувствительности вплоть до сотен тысяч мВ/мВт [23; 24]. Эти значения чувствительности значительно превышают чувствительность коммерчески доступных диодов Шоттки.

Помимо этого, серьезная работа была проделана в области расширения частотного диапазона работы СТД. В частности, были предложены системы с вытеснением магнитного вихря [25; 26], способные работать на пониженной частоте, а также системы с антиферромагнитной связью [27], способные работать на повышенной частоте. Отдельно следует отметить обнаруженный недавно режим широкополосного выпрямления [28–31], который позволяет эффективно выпрямлять сигнал в широком диапазоне частот.

Однако, несмотря на проделанную работу, вопрос изучения спин-трансферных диодов далек от завершения, и тема до сих пор остается новой и актуальной. В частности, так и не решены вопросы оптимальных условий для получения высокой чувствительности, возможности создания СТД с заранее заданной частотой, и возможности реализации широкополосного

выпрямления в системах без ПМА. В результате СТД продолжают активно изучаться на сегодняшний день.

Цели и задачи диссертационной работы. Целью представленной работы является теоретическое исследование фундаментальных механизмов влияния спиновых токов на динамические свойства намагниченности в магнитных тунNELьных переходах, а также изучение возможности их использования для разработки высокочувствительных и широкополосных микроволновых спин-трансферных диодов (СТД) с заданными характеристиками.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Теоретическое изучение механизмов влияния микроволновых спиновых токов на динамические свойства намагниченности в магнитных тунNELьных переходах.
2. Разработка математических моделей, описывающих взаимодействие спиновых токов и намагниченности в магнитных тунNELьных переходах для различных типов магнитной анизотропии.
3. Теоретическое исследование устойчивости и динамических характеристик лёгкоконусного и вихревого магнитных состояний в свободном слое спин-трансферного диода под воздействием микроволновых спиновых токов.
4. Оценка влияния межслойного обменного взаимодействия и магнитостатических эффектов на резонансные частоты и спектральные свойства спин-трансферных диодов.
5. Проведение численного моделирования для анализа динамики намагниченности и переходных процессов в спин-трансферных диодах выбранных дизайнов под воздействием микроволновых спиновых токов.
6. Теоретическое описание механизмов формирования широкополосного микроволнового выпрямления в спин-трансферных диодах.
7. Разработка теоретических подходов к управлению резонансными характеристиками для оптимизации частотного диапазона спин-трансферных диодов.

Научная новизна работы.

1. Впервые предложена конструкция СТД с намагниченностями обоих ферромагнитных слоев, закреплёнными под разными углами с помощью антиферромагнитных слоёв с разными температурами Нееля. Теоретически показано, что такая конструкция позволяет значительно повысить резонансную рабочую частоту устройства, достигая порядка 9 ГГц, что превосходит характеристики традиционных СТД. Предложен метод настройки резонансной частоты на этапе производства без потери чувствительности.
2. Впервые проведён аналитический и микромагнитный анализ спектральных характеристик вихревого СТД, работающего на субигагерцовой частоте. На основе уравнения Тиля разработана модель, позволяющая описать динамику вихря и спин-диодный эффект в зависимости от мощности радиочастотного сигнала и постоянного тока смещения. Выявлено, что применение постоянного тока смещения со значениями, близкими к критическому, может значительно улучшить чувствительность,

вплоть до $AP_{in}^{-1/3}$, где P_{in} – входная мощность радиочастотного сигнала, без перехода к автогенерации.

3. Теоретически объяснён обнаруженный новый эффект широкополосного выпрямления в СТД, основанный на угловом положении намагниченности свободного слоя, лежащей в плоскости, относительно намагниченности поляризатора. Продемонстрировано, что в условиях внешнего магнитного поля, ориентированного под некоторым углом к легкой оси свободного слоя МТП, выпрямленное напряжение формируется в диапазоне частот от долей ГГц до 6 ГГц. Разработанная аналитическая модель и проведенное микромагнитное моделирование подтвердили магнитную природу эффекта.
4. Теоретически объяснён обнаруженный новый эффект широкополосного выпрямления, обусловленный формированием неоднородных микромагнитных состояний (С- и S-состояний) в свободном слое СТД. Установлено, что локальное появление ненулевого угла между намагниченностями свободного слоя и поляризатора приводит к широкополосному выпрямлению сигнала. Проведено микромагнитное моделирование, подтвердившее экспериментально наблюдаемый эффект.
5. Теоретически обнаружен и исследован новый механизм магнитостатически индуцированного формирования лёгкоконусного магнитного состояния в свободном слое МТП с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА). Разработана аналитическая модель и проведены численные расчёты, подтверждающие высокую эффективность предложенной конструкции. Показано, что правильный выбор толщины свободного слоя позволяет достичь рекордной чувствительности СТД до 4650 мВ/мВт после согласования импеданса.
6. Впервые теоретически исследованы динамические свойства лёгкоконусного состояния в свободном слое СТД с учётом магнитостатического взаимодействия и ПМА (первого и второго порядка). Показано, что магнитостатическое поле расширяет область существования этого состояния. Предложен новый подход к устраниению паразитных магнитостатических полей и повышению эффективности выпрямления через оптимизацию геометрии МТП.

Теоретическая и практическая значимость работы. Проведённые исследования по расширению частотного диапазона и повышению чувствительности спин-трансферных диодов (СТД) обладают высокой фундаментальной и прикладной значимостью. Разработанные подходы и модели расширяют понимание физики взаимодействия микроволновых спиновых токов с динамическими состояниями намагниченности в магнитных наноструктурах. В частности, исследованы новые механизмы формирования и устойчивости магнитных состояний, таких как лёгкоконусное состояние и вихревые конфигурации, что позволяет углубить знания о динамике намагниченности под действием спиновых токов. Эти результаты имеют фундаментальное значение для развития физики конденсированного состояния, особенно в контексте спинtronики и наномагнетизма.

Практическая значимость работы заключается в теоретической разработке конструкций высокочувствительных детекторов переменного сигнала, работающих в диапазоне частот от долей до десятков гигагерц. Такие устройства находят применение в телекоммуникациях, системах неразрушающего контроля, навигации, голограмии, биомедицинских технологиях и устройствах интернета вещей (IoT). Разработанные конструкции СТД и методы настройки их резонансных характеристик позволяют создавать устройства с заданными параметрами, что расширяет их потенциальные области применения. Помимо разработки детекторов для приёма информации, открываются перспективы создания беспроводных приёмников энергии для питания маломощных датчиков, что имеет особую важность для IoT и биомедицины.

С теоретической точки зрения, результаты исследования позволяют описать и объяснить ранее неизвестные эффекты, включая механизмы формирования широкополосного выпрямления и зависимости динамики намагниченности от параметров туннельных структур. Эти достижения улучшают понимание физических процессов в спин-зависимых системах, вносят значительный вклад в развитие теории взаимодействия микроволновых спиновых токов и магнитных состояний. Полученные результаты могут быть использованы для дальнейших исследований в области квантовой электроники, магноники и разработки новых типов спинtronных устройств.

Методология и методы исследований. В рамках работы применялась методология, объединяющая численное моделирование и аналитические подходы для изучения динамики магнитных систем под воздействием спин-поляризованных токов. Она включает в себя три взаимодополняющих компонента (метода), обеспечивающих многоуровневое понимание процессов:

1. Микромагнитное моделирование: Использован подход, основанный на решении уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта (УЛЛГ) с учётом дополнительного вклада от эффекта переноса спина. Моделирование выполнялось с помощью программного пакета SpinPM на прямоугольной сетке с равномерной дискретизацией по осям x и y и неравномерной дискретизацией по оси z. Решение УЛЛГ осуществлялось методом Рунге-Кутты четвёртого порядка точности с аддитивным контролем шага интегрирования по времени, что обеспечивало высокую точность и стабильность вычислений.
2. Аналитическое описание динамики намагниченности: Разработаны аналитические модели на основе уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, включающие дополнительные вклады, обусловленные эффектом переноса спина. Эти модели позволили описать основные механизмы возбуждения динамики намагниченности в системах с туннельным магнетосопротивлением.
3. Аналитическое описание динамики магнитных вихрей: Для анализа динамики магнитных вихрей применено уравнение Тиля с учётом эффектов переноса спина. Разработанные модели использовались для описания устойчивости вихревых состояний, их динамических свойств и влияния внешних факторов, таких как радиочастотный и постоянный спин-поляризованные токи.

В рамках используемой методологии происходит синергия методов. С одной стороны, микромагнитное моделирование даёт детальную пространственную картину, но требует значительных ресурсов. С другой стороны, аналитические модели на основе УЛЛГ и уравнения Тиля позволяют быстро оценить ключевые параметры системы и выявить общие закономерности. За счет этого реализуется комбинированный подход, который оказывается эффективен для изучения и оптимизации устройств спинtronики. Данная методология обеспечивает комплексный анализ магнитных систем, сочетая точность численных методов с ясностью аналитических решений, что критически важно для разработки спинtronных устройств нового поколения.

Положения, выносимые на защиту.

1. Резонансная частота спин-трансферного диода диаметром 140 нм, в котором оба ферромагнитных слоя из пермаллоя закреплены антиферромагнетиками под углами 70°–160°, достигает диапазона 8.6–9.5 ГГц. При приложении постоянного тока смещения 1 мА максимальная микроволновая чувствительность 1500 мВ/мВт достигается при угле закрепления 125°.
2. Для спин-трансферного диода диаметром 200 нм со свободным слоем из пермаллоя толщиной 8 нм и вихревым распределением намагниченности резонансные частоты выпрямления составляют 380–410 МГц. Добавление постоянного тока смещения позволяет увеличить чувствительность устройства вплоть до зависимости $AP_{in}^{-1/3}$, где P_{in} – входная мощность радиочастотного сигнала, без перехода к автогенерации.
3. Широкополосное выпрямление переменного сигнала в спин-трансферном диоде реализуется как при неколлинеарных направлениях намагниченностей свободного слоя и поляризатора, так и при наличии неоднородного микромагнитного распределения (С- и S-состояния) в свободном слое. Неколлинеарное состояние может быть достигнуто за счёт ориентации эллиптических образцов под углом к намагниченности поляризатора или приложения внешнего магнитного поля под углом к намагниченности поляризатора.
4. Пассивная чувствительность выпрямления достигает 4650 мВ/мВт в спин-трансферном диоде с перпендикулярной магнитной анизотропией первого порядка в случае лёгкоконусного магнитного состояния, сформированного за счёт магнитостатического взаимодействия свободного слоя с синтетическим антиферромагнетиком. При ориентации намагниченности поляризатора перпендикулярно эллиптичности диода область эффективного выпрямления сохраняется вплоть до магнитостатических полей порядка 50 Э.

Личный вклад соискателя. Личный вклад соискателя в диссертационную работу заключается в постановке задач совместно с научным руководителем, разработке методов их решения, проведении микромагнитного моделирования, построении аналитических моделей, в анализе и интерпретации полученных данных, а также написании текстов статей. Все

результаты, представленные в диссертации, получены автором лично или при его определяющем участии, при консультационной поддержке научного руководителя.

Степень достоверности. Достоверность полученных данных обеспечивается применением современных теоретических подходов в моделировании и аналитическом описании; сравнением полученных результатов с имеющимися литературными данными; воспроизводимостью результатов. Также достоверность подтверждается неоднократной экспериментальной проверкой результатов предсказаний микромагнитного моделирования (в том числе и части результатов, приведенных в данной работе).

Апробация результатов. Основные результаты диссертационной работы были представлены и обсуждены на Всероссийских и международных конференциях:

- Moscow International Symposium on Magnetism 2017, Москва, Россия, 1-5 июля 2017.
- International conference on Magnetism and Spintronics: “Sol-Skymag 2017”, Сан-Себастьян, Испания, 19-23 июня 2017.
- HMMM - XXIII Новое в магнетизме и магнитных материалах, Москва, Россия, 30 июня - 5 июля 2018.
- Joint European Magnetic Symposia JEMS 2018, Майнц, Германия, 3-7 сентября 2018.
- 4th Workshop on Spintronic Memory and Logic(4th SML), Пекин, Китай, 20-22 мая 2019.
- The 8th International Workshop on Magnetic Wires, Калининград, Россия, 21-22 августа 2019.
- Joint European Magnetism Symposia JEMS 2020, онлайн, 7-11 декабря 2020.
- Международная конференция «Functional materials» ICFM-2021, Алушта, Россия, 4-8 октября 2021.
- International conference on Magnetism and Spintronics: “Sol-Skymag 2021”, Сан-Себастьян, Испания, 21-24 июня 2021.
- 2021 IEEE International Magnetic Conference (INTERMAG), онлайн, 26-30 апреля 2021
- VIII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism», Казань, Россия, 22–26 августа 2022.
- XXXIII Всероссийская школа-семинар «Волновые явления: физика и применения» имени А.П. Сухорукова («Волны-2022»), Красновидово, Россия, 5-10 июня 2022.
- XXVII Международный симпозиум «НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА», Нижний Новгород, Россия, 13-16 марта 2023.
- XXVIII Международный симпозиум «НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА», Нижний Новгород, Россия, 11-15 марта 2024.
- Конференция «Спиновая физика, спиновая химия и спиновая технология», Санкт-Петербург, Россия, 6-9 октября 2025.

Публикации по теме диссертации. Результаты диссертационной работы опубликованы в 6 печатных работах в рецензируемых научных журналах из списка ВАК и в 1 обзорной работе:

1. Spin-torque diode frequency tuning via soft exchange pinning of both magnetic layers / A.A. Khudorozhkov, **P.N. Skirdkov**, K.A. Zvezdin [и др.] // Physical Review B. – 2017. – Т. 96. – №. 21. – С. 214410. – DOI: 10.1103/PhysRevB.96.214410
2. Nonlinear current resonance in a spin-torque diode with planar magnetization / N.E. Kulagin, **P.N. Skirdkov**, A.F. Popkov [и др.] // Low Temperature Physics. – 2017. – Т. 43. – №. 6. – С. 708-714. – DOI: 10.1063/1.4985978
3. *Skirdkov, P.N.* Vortex spin-torque diode: The impact of DC bias / **P.N. Skirdkov**, A.F. Popkov, K.A. Zvezdin // Applied Physics Letters. – 2018. – Т. 113. – №. 24. – С. 242403. – DOI: 10.1063/1.5064440
4. *Skirdkov, P.N.* Spin-Torque Diodes: From Fundamental Research to Applications / **P.N. Skirdkov**, K.A. Zvezdin // Annalen der Physik. – 2020. – Т. 532. – №. 6. – С. 1900460. – DOI: 10.1002/andp.201900460
5. *Buzdakov, A.G.* Magnetostatically Induced Easy-Cone Magnetic State Tuning by Perpendicular Magnetic Anisotropy in an Unbiased Spin-Torque Diode / A.G. Buzdakov, **P.N. Skirdkov**, K.A. Zvezdin // Physical Review Applied. – 2021. – Т. 15. – №. 5. – С. 054047. – DOI: 10.1103/PhysRevApplied.15.054047
6. *Buzdakov, A.G.* Easy-cone state in spin-torque diode under combined action of magnetostatics and perpendicular anisotropy / A.G. Buzdakov, **P.N. Skirdkov**, K.A. Zvezdin // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2022. – Т. 55. – №. 11. – С. 115001. – DOI: 10.1088/1361-6463/ac3e93
7. *Kichin, G.A.* Ultrawide broadband rectification effect in an in-plane magnetic tunnel junction / G.A. Kichin, **P.N. Skirdkov**, K.A. Zvezdin // Physical Review Applied. – 2023. – Т. 20. – №. 4. – С. 044078. – DOI: 10.1103/PhysRevApplied.20.044078

Перечень патентов РФ:

1. П.Н. Скирдков, К.А. Звездин "Вихревой спиновый диод, а также приемник и детектор на его основе" // RU2731531C1, приоритет 08.05.2019, опубликован 03.09.2020
2. П.Н. Скирдков, И.Л. Киндяк, Г.А. Кичин, К.А. Звездин "Выпрямитель переменного тока с неколлинеарной намагниченностью" // RU2762383C1, приоритет 01.07.2021, опубликован 20.12.2021
3. П.Н. Скирдков, И.Л. Киндяк, Г.А. Кичин, К.А. Звездин "Выпрямитель переменного тока на базе неоднородной гетероструктуры" // RU2762381C1, приоритет 01.07.2021, опубликован 20.12.2021

Глава 1. Литературный обзор

1.1 Спин-зависимый транспорт

Одной из наиболее перспективных областей современной электроники является спинtronика. Её основная отличительная черта — это рассмотрение наряду с зарядом электрона его спина. В ферромагнетиках, а именно они представляют для нас основной интерес, намагниченность отлична от нуля даже при отсутствии внешнего магнитного поля. Поэтому локальное направление намагниченности будет являться выделенным направлением, задающим ось квантования. Соответственно спин электрона может иметь два различных значения проекции на данную ось: $+1/2$ и $-1/2$. Хотя во многих современных устройствах эффекты вызванные наличием собственного магнитного момента носителей заряда никак не применяются, их использование в перспективных образцах может значительно повысить различные характеристики данных устройств. Днём рождения спинtronики можно считать открытие в 1988 году эффекта гигантского магнетосопротивления (ГМС) Алебертом Фертом [1] и Питером Грюнбергом [2], за которое они были удостоены Нобелевской премии по физике 2007 года. Ими было обнаружено, что в гетероструктурах с чередующимися магнитными и немагнитными слоями нанометровой толщины сопротивление зависит от взаимной ориентации намагниченностей в магнитных слоях. Общее электрическое сопротивление ниже при параллельной ориентации намагниченности и выше при антипараллельной. При этом величина изменения сопротивления оказалась весьма значительной (до 50 %), что позволило достаточно быстро начать применять этот эффект в практических приложениях. Этот эффект произвел революцию в индустрии хранения данных, значительно улучшив производительностьчитывающей головки жесткого диска. В настоящее время диапазон успешных применений технологии ГМС впечатляюще широк, он включает приложения в аэрокосмической и автомобильной промышленности, неразрушающий контроль материалов, функции компаса в мобильных телефонах и даже биомедицинские биометрические измерения и биосенсоры. Недавний обзор научно-технических достижений в этой области можно найти, например, в работе [32].

Однако, задолго до этого, ещё в 1936 году Ф.Н. Мотт, исследуя рассеивание электронов [33], обратил внимание на сильное различие между носителями со спином вверх и со спином вниз, причиной которого является обменное взаимодействие между носителями и магнитными моментами вещества. Акты обмена между носителями с противоположным направлением спина, т.е. рассеяния с переворотом спина, осуществляются редко по сравнению с характерными временами, определяющими большинство других транспортных свойств (временами рассеяния на фонах, примесях и т.д.). В результате этого носители со спином вверх и со спином вниз с хорошей точностью можно рассматривать, как два независимых типа носителей с различными характеристиками. Данная концепция, названная моделью двух каналов,

впервые предложенная Моттом, в последствии получила дальнейшее развитие [34]. Из соображений удобства носители со спином вверх часто называют основными (англ. majority carriers), а со спином вниз – неосновными (англ. minority carriers). При этом, под основными подразумевают носители, число которых больше (N_{\uparrow}), а под неосновными – носители, число которых меньше (N_{\downarrow}).

Важнейшим для транспортных свойств результатом вышесказанного является тот факт, что у носителей с противоположными проекциями спина различается структура энергетического спектра. В свою очередь, это ведет к различию всех основных характеристик двух типов носителей, таких как: скорость, длина свободного пробега, вероятность рассеяния на фононах и примесях, подвижность, эффективная масса и даже количество на уровне Ферми. Последнее легко объяснить качественно. Для случая металла с отсутствующим магнитным порядком зависимость плотности состояний от энергии будет одинакова для обеих ориентаций спина (рис.1.а). Однако, если металл имеет ненулевую намагниченность, то вследствие эффекта Зеемана (при рассмотрении в рамках приближения поля Вейсса) зависимости плотности состояний для различных направлений спина смещаются по энергии в разные стороны (рис.1.б). Отсюда сразу следует различие в числе носителей на уровне Ферми. Эффективные массы s-электронов малы по сравнению с массами d-электронов, следовательно, электрический ток проводится в основном первыми. Так как для одного направления спина (\downarrow) плотность состояний на уровне Ферми для d-зоны существенно больше, чем для другого (\uparrow), вероятность рассеяния s-электронов той же поляризации (\downarrow) будут больше, чем для противоположной. Значит, последние (\uparrow) будут обладать большей длинной свободного пробега и подвижностью. Теперь, вспоминая, что согласно теории Друде [36], проводимость пропорциональна длине свободного пробега, мы получим, что двум компонентам тока с разными направлениями спина можно поставить в соответствие две разные проводимости. Строгая теория данного эффекта приведена в работе [34].

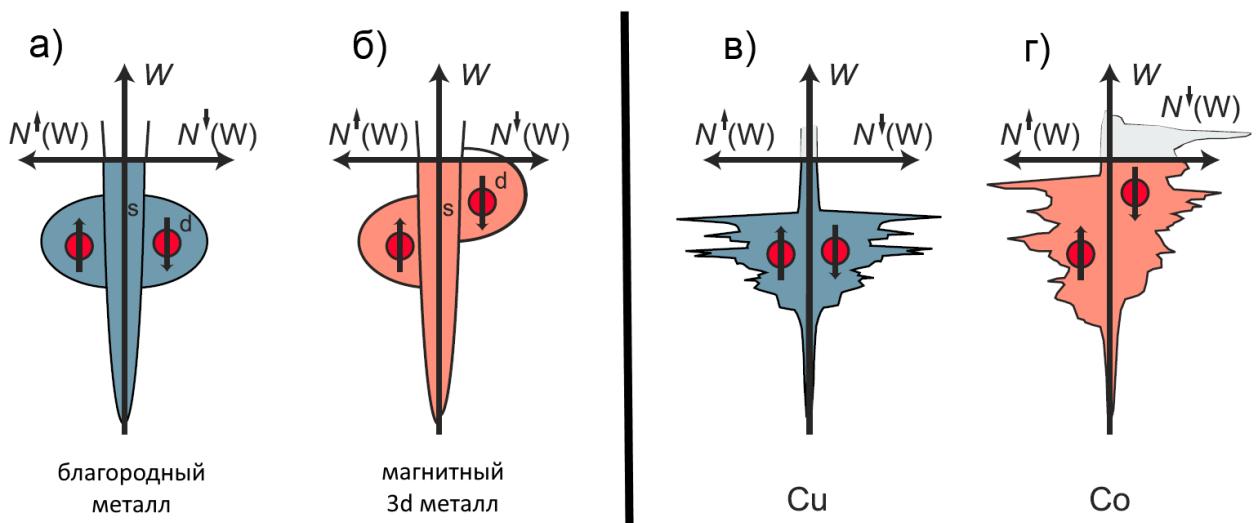


Рисунок 1 — Схематичная зависимость плотности состояний от энергии для разной ориентации спина в случаях а) немагнитного и б) магнитного 3d металла. Реальная зависимость плотности состояний для в) меди и г) кобальта. Изображение взято из [35].

На рис.1.в и рис.1.г приведены реальные зависимости плотности электронных состояний от энергии для меди и кобальта соответственно. Несмотря на то, что они существенно отличаются от схематичных, по-прежнему наблюдается существенное различие между основными и неосновными носителями. Основной характеристикой материала, определяющей различные транспортные свойства, является поляризация:

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}, \quad (1.1)$$

где N_{\uparrow} и N_{\downarrow} – соответственно плотности состояний на уровне Ферми для основных и неосновных носителей. Величина P фактически показывает степень поляризации по спину электрического тока, протекающего через материал. В ферромагнитных металлах поляризация как правило принимает значение $0.3 - 0.6$, однако существуют материалы, называемые полуметаллами (англ. half-metal), с поляризацией близкой к единице.

1.1.1 Гигантское магнетосопротивление

Впервые обнаруженный Уильямом Томсоном в 1856 году эффект магнетосопротивления (МС) заключается в изменении электрического сопротивления материала в магнитном поле. Численно его обычно характеризуют величиной:

$$\delta_H = \frac{R(0) - R(H)}{R(H)}, \quad (1.2)$$

где $R(0)$ – сопротивление образца в отсутствие магнитного поля, $R(H)$ – его сопротивление в магнитном поле с напряжённостью H . При этом, для наблюдения эффекта в ферромагнетиках (таких как Fe, Co, Ni) наличие внешнего поля является необязательным, так как даже при его отсутствии они обладают ненулевой намагниченностью. В данном случае эффект носит название анизотропного магнетосопротивления (АМС), и его величина определяется уже не величиной внешнего магнитного поля, а углом между направлением протекания тока и намагниченностью. Обычно, АМС имеет величину порядка доли процента. Принципиально другой порядок величин демонстрирует эффект гигантского магнетосопротивления (ГМС), обнаруженный Албертом Фертом [1] и Питером Грюнбергом [2]. В своих работах они исследовали гетероструктуры, состоящие из чередующихся тонких магнитных и немагнитных плёнок. В работе Грюнberга рассматривался трёхслойник ферромагнетик/немагнетик/ферромагнетик (F/N/F), в то время как в работе Ферта - многослойная гетероструктура F/N/F/N/F.... Благодаря межслойному обменному взаимодействию, в данном случае это РКИ взаимодействие [37–39], соседние магнитные слои будут намагниченны в противоположных направлениях, и вся структура будет иметь антиферромагнитный порядок. Однако, после приложения внешнего магнитного поля, начиная с некоторой величины напряжённости H , все магнитные слои развернутся в одном направлении. При этом, сопротивление системы существенно поменяется. Результаты этих экспериментов приведены на

рис.2. Стоит отметить, что даже в случае трёх слоёв эффект ГМС значительно превышает эффект АМС (рис.2.б).

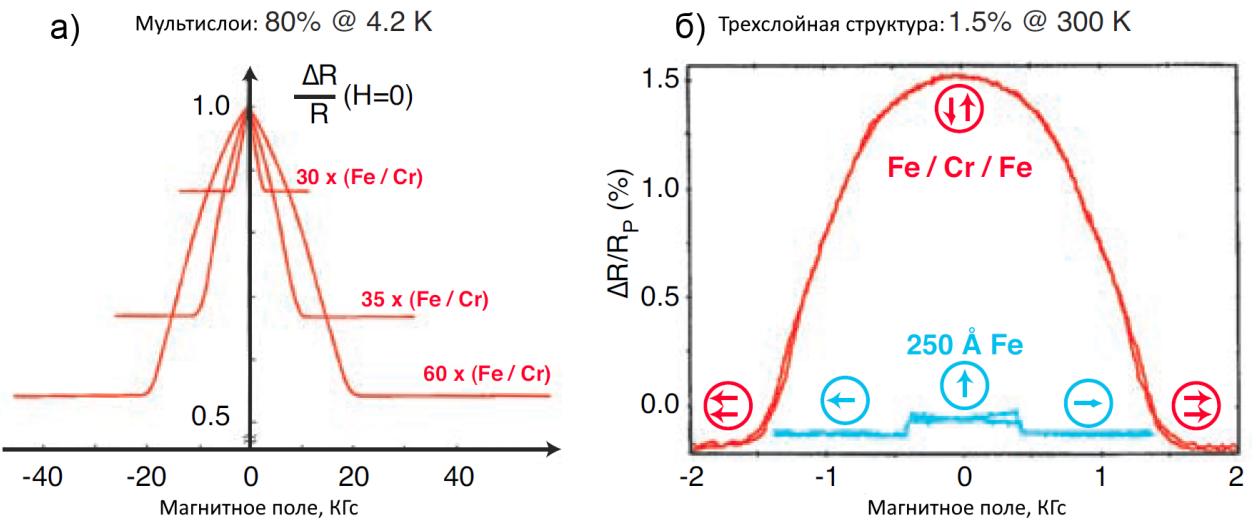


Рисунок 2 — Первое экспериментальное наблюдение эффекта ГМС а) в многослойной структуре Fe/Cr [1] и б) в трёхслойной структуре Fe/Cr/Fe [2] (голубым цветом показана зависимость АМС для данного образца).

Принято различать две возможные геометрии эффекта, в первой ток течет перпендикулярно слоям гетероструктуры, такой случай называют CPP-geometry (Current Perpendicular to the Plane). Во второй геометрии, называемой CIP-geometry (Current In Plane), ток течёт вдоль слоев гетероструктуры. Использование современных материалов позволяет добиваться высоких значений ГМС даже при комнатной температуре: до 70 % для CIP геометрии, и до 130 % для CPP геометрии. Однако, несмотря на то, что CPP геометрия характеризуется большими величинами ГМС, она пока не может полностью вытеснить CIP геометрию ввиду больших сложностей для её технической реализации.

1.1.2 Резистивная модель ГМС

Следуя результатам работы [34], рассмотрим процесс протекания тока через образец в рамках модели двух каналов. Возможны два различных варианта упорядочения многослойной магнитной гетероструктуры: ферромагнитное (Φ) и антиферромагнитное ($A\Phi$). В первом направления намагниченности в различных ферромагнитных слоях в отсутствие приложенного внешнего поля одинаковы, во второй противоположные направления чередуются. Распространяясь через гетероструктуру, электроны с направлением спина антипараллельным по отношению к намагниченности решётки практически не будут рассеиваться, а электроны со спином, сонаправленным с намагниченностью слоёв, будут испытывать рассеяние. При прохождении гетероструктуры с $A\Phi$ упорядочением рассеиваться будут электроны с любым направлением спинов: акты рассеяния для каждого отдельно выбранного электрона

будут иметь место при прохождении слоя с намагниченностью, сонаправленной его спину. На-против, для случая с Φ упорядочением сильное рассеяние буду испытывать только носители с направлением спина, совпадающим с направлением намагниченности гетероструктуры, а носители с противоположным направлением спина будут распространяться практически без помех.¹ Так как величина сопротивления образца возрастает с ростом количества актов рассеяния мы можем качественно представить Φ случай, как параллельное соединение очень большого R и очень малого r сопротивлений, а АФ случай, как параллельное соединение двух одинаковых сопротивлений ρ , причём $R \gg \rho \gg r$. Отсюда сразу следует, сопротивление АФ-упорядоченной структуры будет выше, чем Φ -упорядоченной. Иллюстрация этого приведена на рис.3.

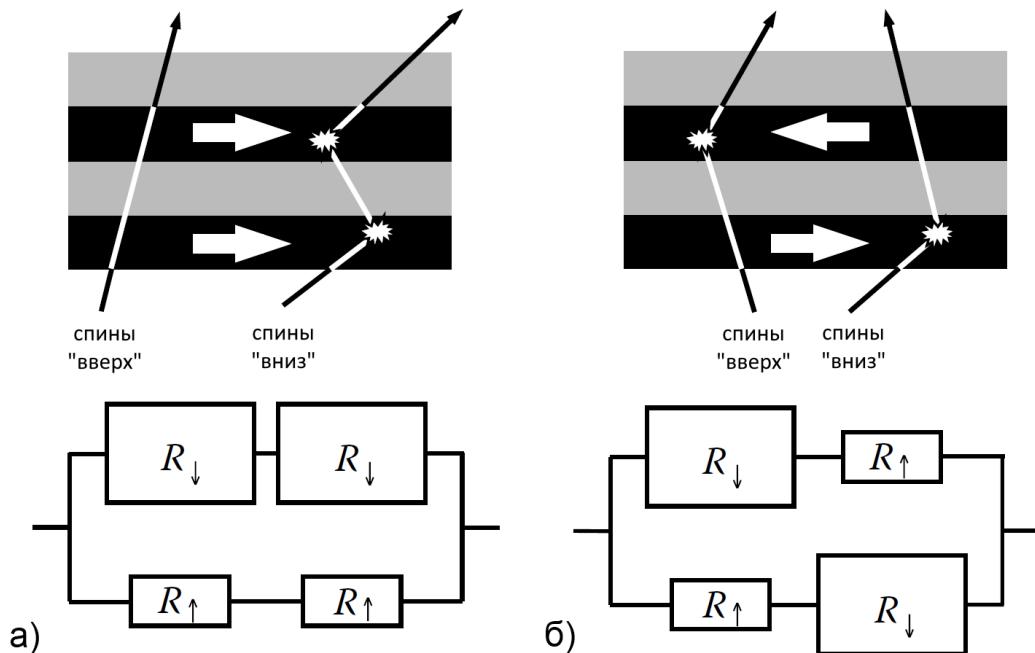


Рисунок 3 — Схематичное изображение построения эквивалентной электрической цепи для описания эффекта ГМС. а) Случай Φ -упорядоченной структуры. б) Случай АФ-упорядоченной структуры. Изображение взято из [40].

На основе объяснённой выше резистивной модели может быть построено простое математическое описание ГМС [40]. Пусть удельное сопротивление для основного и неосновного направления спина будут равны ρ_\uparrow и ρ_\downarrow соответственно, ρ_{NM} и d_{NM} - удельное сопротивление и толщина немагнитного слоя, а d_{FM} - толщина ферромагнитных слоев. Приведём значение ГМС:

$$\delta = \frac{\Delta R}{R} = \frac{(\alpha - 1)^2}{4(\alpha + pd_{NM}/d_{FM})(1 + pd_{NM}/d_{FM})}, \quad (1.3)$$

где $p = \rho_{NM}/\rho_\uparrow$ и параметр спиновой асимметрии задан как $\alpha = \rho_\downarrow/\rho_\uparrow$. Для заданного параметра α , ГМС возрастает с уменьшением pd_{NM}/d_{FM} . Поэтому для получения высоких

¹Стоит отметить, что для данного процесса принципиальным является малая (нанометровая) толщина слоев, ведь в противном случае будет происходить перемешивание каналов, в результате чего Φ и АФ состояния перестанут отличаться по сопротивлению.

значений эффекта ГМС необходимо иметь низкое сопротивления немагнитной прослойки. Также ГМС уменьшается монотонно как функция от d_{NM} , а при больших толщинах как $1/d_{NM}^2$. Для случая идеально проводящей немагнитной прослойки формула (1.3) примет вид:

$$\delta \simeq \frac{(\alpha - 1)^2}{4\alpha}. \quad (1.4)$$

Видно, что эффект ГМС существенно зависит от параметра спиновой асимметрии α , и только при условии $\alpha \gg 1$ или $\alpha \ll 1$ можно получить большие значения ГМС.

Несмотря на тот факт, что резистивная модель даёт хорошее качественное описание эффекта ГМС, она является весьма неточной. Сравнение результатов, полученных по формуле (1.4), с экспериментальными результатами приведено в таблице №1.

Материал	Спиновая асимметрия α	Резистивная модель	Эксперимент
Co/Cu	7 (для Co)	130 %	120 %
Fe/Cr	3 (для Fe)	30 %	220 %

Таблица 1 — Сравнение резистивной модели с экспериментом для различных гетероструктур

Демонстрируя хорошее совпадение для кобальта, резистивная модель оказывается полностью неспособной предсказать величину эффекта для железа. Помимо этого формула (1.3) даёт зависимость от d_{NM} , отличающуюся от эксперимента, и имеет неверную асимптотику при больших толщинах немагнитной прослойки. Ещё одним недостатком данной простой модели является то, что она не описывает причины и микроскопические закономерности самого эффекта ГМС.

Одним из вариантов более детального объяснения эффекта ГМС является полуклассическая теория, основанная на решении кинетического уравнения Больцмана [41; 42]. Данный подход имеет целый набор достоинств: он позволяет получить выражение для проводимости каждого спинового канала, одинаково хорошо работает как в СРР так и в СИР геометрии, способен объяснить экспериментальные зависимости ГМС. Однако микроскопические параметры в данном методе подгоняются под уже имеющийся эксперимент, поэтому он имеет слабую предсказательную способность. Также в большинстве вариантов данного метода рассматривается модель свободных электронов, что не позволяет принять во внимание эффекты, вызванные сложной зонной структурой.

Наиболее строгим подходом к описанию ГМС являются квантово-механические методы, т.к. сам эффект является принципиально квантовым. Возможны несколько подходов к микроскопическому решению транспортной задачи, такие как теория Кубо [43], Ландауэра [44] и Келдыша [45]. Данные методы позволяют детально учитывать особенности зонной структуры конкретного материала и принимать в рассмотрение температурные эффекты, благодаря чему позволяют теоретически предсказывать различные закономерности ГМС.

1.1.3 Туннельное магнетосопротивление

В последнее время эффект туннельного магнетосопротивления (ТМС) приобретает большую популярность по сравнению с эффектом гигантского магнетосопротивления (ГМС). Ключевым отличием ТМС является замена немагнитной металлической прослойки на тонкий изолирующий туннельный барьер (диэлектрик) толщиной порядка 1 нм. Подобно ГМС, полное сопротивление такой гетероструктуры зависит от взаимного направления намагниченности двух ферромагнитных слоёв.

Эффект ТМС был впервые открыт в 1975 году Мишеле Жюльером [3] на примере структуры Fe/Ge-O/Co, где была достигнута величина эффекта около 14%. Однако из-за того, что эффект наблюдался только при низкой температуре (температура жидкого гелия), первоначальный интерес к нему был невысок, так как он не имел очевидного практического применения. Новая волна интереса возникла в 1995 году, после успешного применения ГМС, когда впервые был получен эффект ТМС при комнатной температуре [6; 46] в структурах с туннельным барьером из оксида алюминия (Al_2O_3), где была достигнута величина порядка 18%. В 2001 году теоретически было показано [47; 48], что использование железа (Fe) в качестве ферромагнетика и оксида магния (MgO) в роли диэлектрика позволяет добиться эффекта ТМС величиной в тысячи процентов. В 2004 году это было подтверждено экспериментально [4; 5]: двум исследовательским группам удалось изготовить структуру Fe/MgO/Fe с величиной ТМС около 200% при комнатной температуре. В настоящее время подобные значения стали типичными для промышленных магнитных туннельных переходов. Пример экспериментального измерения ТМС [4] представлен на рис.4.а.

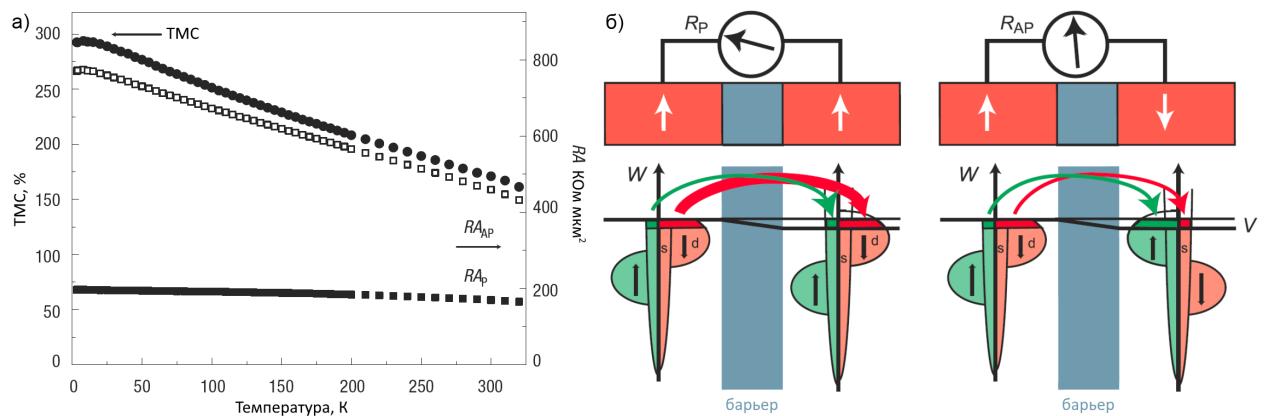


Рисунок 4 — а) Температурная зависимость ТМС и сопротивления параллельного и антипараллельного состояния туннельной структуры в соответствии с работой [4]. б) Схематичное пояснение модели Жюльера. Красные и зелёные стрелки изображают туннельный ток, а их толщина — величину тока.

Величина эффекта ТМС сильно зависит от качества туннельного барьера. Для получения высокого значения магнетосопротивления толщина диэлектрика должна быть не более нескольких нанометров, а сам слой должен обладать высокой степенью однородности.

Любые дефекты или неоднородности могут привести к нежелательному прямому прохождению тока, а в случае MgO предпочтительна монокристаллическая структура. Из-за высоких требований к технологии массовое применение ТМС началось только недавно. Современные промышленные тунNELьные структуры демонстрируют величины эффекта ТМС более 200–250% при комнатной температуре, что позволило с 2007 года практически полностью заменить устройства на основе эффекта ГМС в области магнитной памяти и других спинtronных устройств.

Эффект ТМС можно качественно объяснить в рамках модели Жюльера [3]. Согласно этой модели, электроны со спином вверх (вниз) способны туннелировать лишь в соответствующие по спину (со спином вверх (вниз)) свободные состояния второго электрода. Определим спиновую поляризацию правого (P_R) и левого (P_L) электродов:

$$P_{L,R} = \frac{N_{L,R}^{\uparrow} - N_{L,R}^{\downarrow}}{N_{L,R}^{\uparrow} + N_{L,R}^{\downarrow}}, \quad (1.5)$$

где $N_{L,R}^{\uparrow}$ и $N_{L,R}^{\downarrow}$ обозначают число состояний в окрестности уровня Ферми для электронов со спином вверх и вниз с учётом приложенной разности потенциалов V . Только состояния в этой окрестности вносят вклад в тунNELьный ток. На рис.4 эти состояния изображены тёмно-красным и тёмно-зелёным цветами. Принимая во внимание, что ток для каждого направления спина будет пропорционален произведению начального и конечного числа состояний, можно записать следующее выражение для сопротивлений параллельного и антипараллельного состояния:

$$R_P \propto \frac{V}{N_L^{\uparrow}N_R^{\uparrow} + N_L^{\downarrow}N_R^{\downarrow}}; \quad R_{AP} \propto \frac{V}{N_L^{\uparrow}N_R^{\downarrow} + N_L^{\downarrow}N_R^{\uparrow}}. \quad (1.6)$$

Тогда, используя (1.5), можно записать следующее выражение для величины ТМС:

$$\delta_H = \frac{\Delta R}{R_P} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{2P_L P_R}{1 - P_L P_R}. \quad (1.7)$$

Хотя модель Жюльера и является упрощённой и не всегда обеспечивает высокую точность для значительных величин магнетосопротивления, она достаточно наглядно демонстрирует физическую природу эффекта ТМС.

1.1.4 Эффект переноса спина и спиновая аккумуляция

Вышеописанные эффекты гигантского магнетосопротивления (ГМС) и тунNELьного магнетосопротивления (ТМС) относятся к первому поколению спинtronики, основной характеристикой которого является влияние пространственного распределения намагниченности на электрический ток за счет изменения сопротивления при изменении взаимной ориентации магнитных слоев. Вместе с тем особый интерес вызывает спинtronика второго поколения. До недавнего времени единственным известным способом изменения направления намагниченности являлось использование магнитного поля. Однако теоретически было предсказано [7;

8], а затем экспериментально подтверждено [9—12], что спин-поляризованный ток способен непосредственно взаимодействовать с магнитной структурой и приводить к ее перемагничиванию. Это явление получило название эффекта переноса спина (ЭПС). Стоит отметить, что эффекты переноса спина и магнетосопротивления являются в некотором роде взаимно дополнительными (см. рис.5). Если первый помогает управлять магнитными структурами, то второй – считывать их. Благодаря высокой эффективности и возможности локального воздействия перемагничивание магнитных структур в практических приложениях (магнитная память, логические элементы и т.д.) всё чаще осуществляется пропусканием спин-поляризованного тока, за счёт эффекта переноса спина.

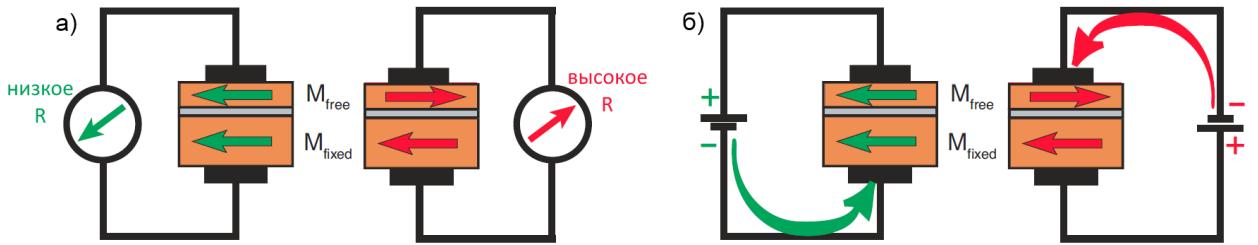


Рисунок 5 — Иллюстрация двух основных эффектов спинtronики: а) магнетосопротивления, б) перемагничивания, вызванного переносом спина. Взято из [35].

Рассмотрим качественный механизм данного эффекта. При прохождении электрического тока через трехслойную структуру (F/N/F) ток приобретает спиновую поляризацию в первом ферромагнитном слое. Важно, что спиновая поляризация не исчезает мгновенно при попадании в соседний слой. Это приводит к появлению неравновесной концентрации спинов вблизи интерфейса между слоями, что называется спиновой аккумуляцией (СА). Концентрация неравновесных спинов определяется балансом между инжекцией через интерфейс, объемной релаксацией спина и обратной диффузией под действием градиента концентрации. Согласно теории Валет-Ферта [42], концентрация спинов подчиняется уравнению спиновой диффузии $\Delta n_S = n_S/l_S^2$, решение которого вблизи интерфейса выглядит следующим образом: $n_S = n_S^0 \exp(-x/l_S)$, где ось x направлена перпендикулярно интерфейсу, а l_S — длина спиновой диффузии (спиновой релаксации). Поскольку для немагнитных материалов l_S составляет сотни нанометров [49], а толщина немагнитной прослойки обычно не превышает 10 нм для ГМС-структур и 2 нм для ТМС-структур, поляризация сохраняется и во втором слое (немагнитном). Затем электроны, достигая второго ферромагнитного слоя, подвергаются действию мощного обменного поля (т.к. в общем случае намагниченность второго магнитного слоя будет иметь направление, отличное от направления намагниченности первого слоя) и переориентируются по направлению намагниченности этого слоя. В результате часть спинового момента электронов передается локальным магнитным моментам, оказывая на них вращающий момент и приводя к их переориентации. Пример экспериментального подтверждения такого перемагничивания [11] и схема изучаемой структуры представлены на рис.6.а,б.

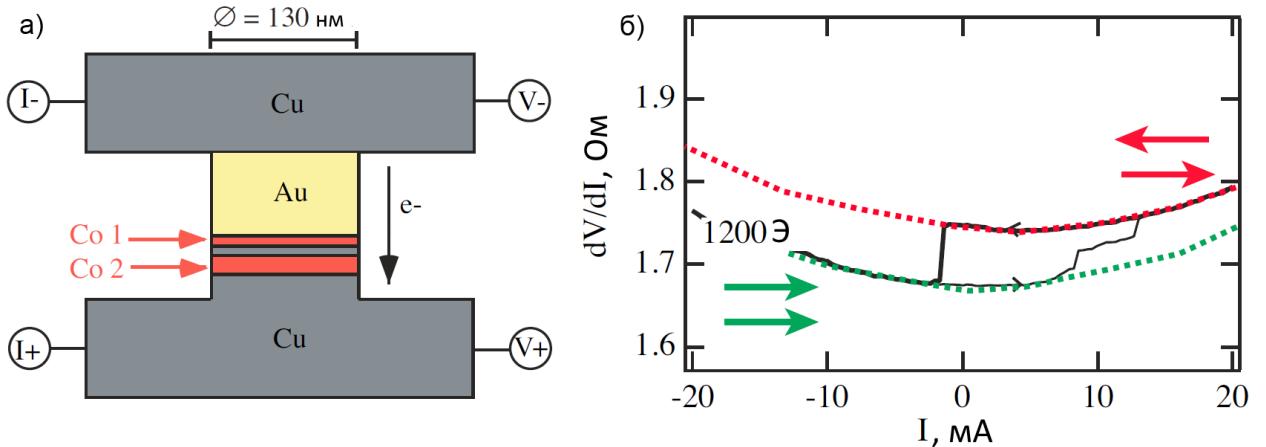


Рисунок 6 — а) Схематичное изображение характерной структуры, перемагничиваемой током. б) Экспериментальная демонстрация переключения ферромагнитного слоя током, полученная в работе [11].

1.2 Магнитный туннельный переход и его возбуждение

Изначально эффект переноса спина изучался в ГМС структурах (см. рис.6.а) с немагнитной металлической прослойкой между ферромагнитными слоями. Однако, в связи с большими значениями магнетосопротивления в последнее время большинство работ рассматривает гетероструктуры с туннельным переходом. Типичный магнитный туннельный переход (МТП) [4–6] представляет собой трехслойную гетероструктуру, имеющую форму столбика субмикронного диаметра, и состоящую из двух тонких ферромагнитных слоёв, разделённых немагнитной прослойкой. Для практических задач намагниченность одного из слоёв фиксируют. Это осуществляется, например, при помощи дополнительного антиферромагнитного слоя, который закрепляет (пиннингует) вектор намагниченности соседнего ферромагнитного слоя при помощи обменного взаимодействия на интерфейсе. Такой слой, как правило, называют поляризатором (или фиксированным слоем). Вектор намагниченности второго слоя остаётся свободным, за счёт чего данный слой обычно называют свободным слоем. Толщина слоёв в таких структурах обычно составляет несколько нанометров, а планарные размеры – от десятков до сотен нанометров. В качестве немагнитной прослойки обычно используют диэлектрический оксидный слой (в современных образцах MgO), препятствующий прямому обменному взаимодействию между магнитными слоями и обеспечивающий туннельное магнетосопротивление. Стоит отметить, что в реальных гетероструктурах также есть некоторые дополнительные слои, которые используются для дополнительного закрепления намагниченности, теплоотвода, компенсации магнитостатики и т. д.. Сопротивление такой структуры изменяется с изменением взаимного направления намагниченностей ферромагнитных слоев, которые помогают считывать магнитное состояние МТП через измерение его электрического сопротивления. При пропускании через такую структуру электрического тока, направленного перпендикулярно плоскости, за счёт эффекта

переноса спина существует возможность изменять направление намагниченности свободного слоя.

Передача крутящего момента током в сочетании с магнетосопротивлением открывает большие возможности для создания широкого класса новых устройств, в которых процесс чтения основан на ГМС или ТМС, а запись – на эффекте переноса спина [50]. Классическим примером такого устройства является магнитная память с произвольным доступом (MRAM) второго поколения, основанная на записи за счет эффекта переноса спина, и называемая ST-MRAM. В ячейках ST-MRAM постоянный ток инжектируется через структуру МТП, и под действием вращающего момента происходит переключение намагниченности при плотностях тока менее 10^7 A/cm^2 . Это приводит к изменению сопротивления и колебаниям напряжения из-за эффекта ТМС, а состояние памяти можно считывать по уровню электрического сопротивления. Основные принципы работы ST-MRAM детально изложены в работе [51]. На сегодняшний день эту технологию готовят к выпуску на рынок крупнейшие микроэлектронные компании.

До недавних пор основная масса работ по изучению МТП принимала во внимание действие только постоянного тока. В то же время переменные сигналы (как правило СВЧ диапазона) при их использовании открывают дополнительную степень свободы – частоту сигнала. Подобное сочетание МТП и переменных сигналов лежит в основании нового раздела спинtronики – СВЧ спинtronики, которой посвящена данная диссертация. На сегодняшний день можно выделить два основных прибора СВЧ спинtronики, на которых мы остановимся подробнее.

1.2.1 Спин-трансферный нано-осциллятор

Первым примером динамических эффектов в МТП под действием инжектируемого тока является незатухающая прецессия намагниченности с СВЧ-частотой. При внешнем поле больше некоторого критического значения устойчивым остается только одно из магнитных состояний свободного слоя. В то же время при инжекции через МТП тока, достаточно большого для дестабилизации этого состояния, локального минимума энергии уже не существует, поэтому намагниченность не имеет устойчивого равновесного состояния. Следовательно, намагниченность начинает устойчивую прецессию, с амплитудой, определяемой балансом между трением, внешним полем и вращающим моментом, создаваемым эффектом переноса спина. Этот эффект приводит к созданию спинtronных СВЧ-генераторов – спин-трансферных нано-осцилляторов (СТНО). При подаче постоянного электрического тока в МТП происходит устойчивая прецессия намагниченности, что за счет эффекта магнетосопротивления приводит к возникновению переменного напряжения на МТП. Генерация такого устройства была впервые продемонстрирована в 2003 году [13; 14] в ГМС структурах (см. рис.7.а,б). Дальнейший переход на МТП на основе MgO с большим ТМС (более 100%) в 2008 году позволил продемонстрировать мощность генерации выше микроватт [15; 16; 52].

Такие генераторы являются перестраиваемыми, КМОП-совместимыми, хорошо интегрируемыми и даже могут работать в нулевом поле, а потому потенциально очень перспективны для телекоммуникационных технологий.

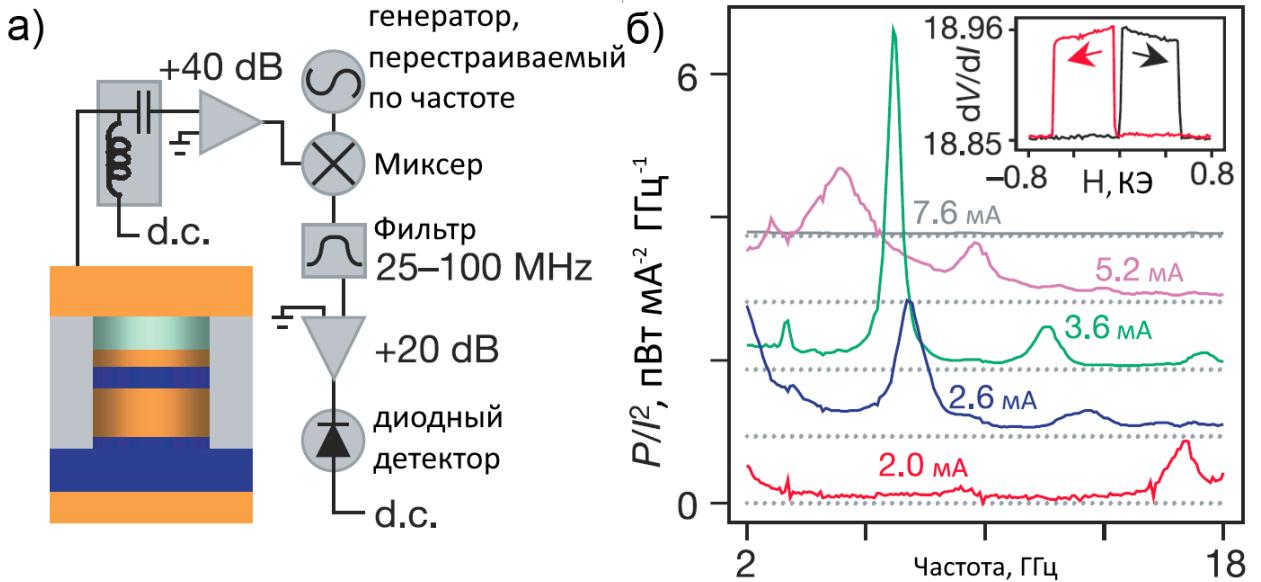


Рисунок 7 — а) Схематичное изображение СТНО и его подключения. б) Примеры спектров, полученных в работе [13]. Во вставке изученная во внешнем магнитном поле зависимость сопротивления от взаимной ориентации намагниченостей в слоях.

Одним из главных преимуществ СТНО является хорошая перестраиваемость по частоте, при этом частота управляется изменением величины тока. В результате этого один СТНО может выполнять функции генератора сигнала сразу для нескольких телекоммуникационных стандартов. Также стоит отметить малые габариты, возможность массового производства, за счёт полной совместимости со стандартным КМОП техпроцессом, а также способность работать в широком диапазоне температур. Однако у однородно намагниченных СТНО остается ряд проблем, главная из которых – слишком большая для некоторых приложений ширина линии. Данного недостатка лишены вихревые СТНО.

1.2.2 Вихревой СТНО

Вихревой СТНО, как и однородный, представляет из себя трёхслойную структуру, состоящую из двух магнитных слоёв и немагнитной прослойки. Однако, в отличии от предыдущего типа СТНО, свободный слой имеет вихревое распределение намагниченности [53–58]. Изображение магнитного вихря, полученное экспериментально в работе [55], приведено на рис.8.а. Магнитный вихрь является промежуточным состоянием между одно- и многодоменным состояниями системы и представляет из себя закрученное в плоскости пленки по или против часовой стрелки везде, кроме центра, распределение намагниченности. Его

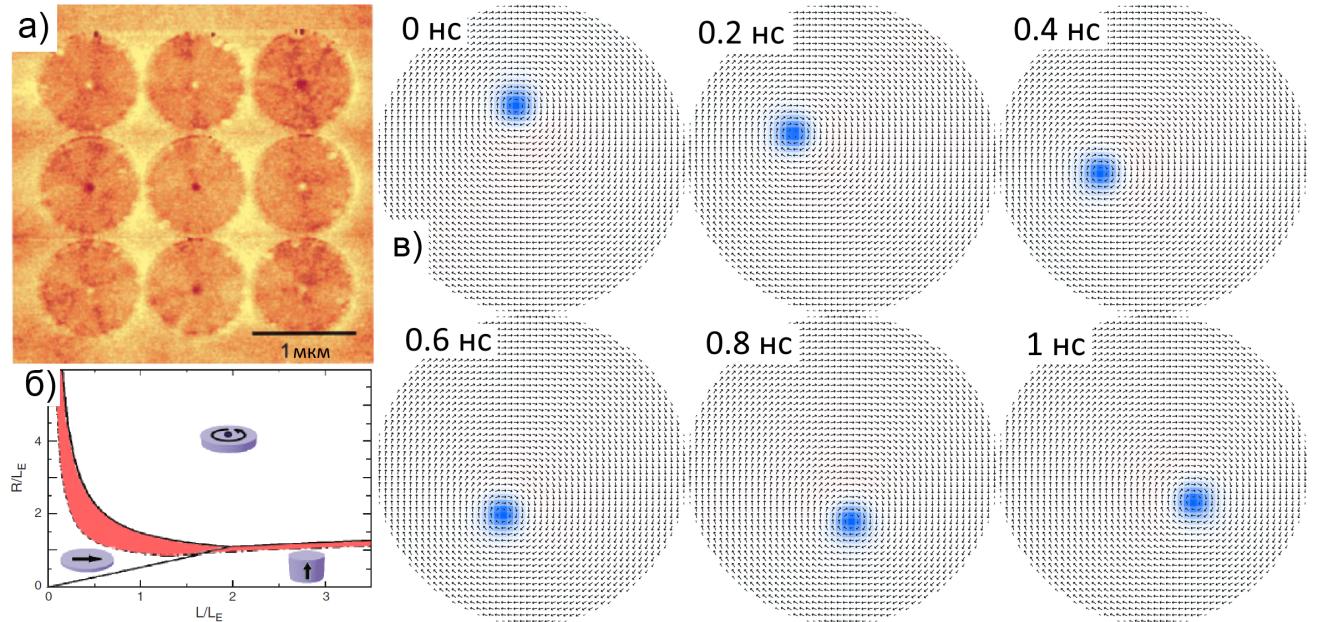


Рисунок 8 — а) Изображение массива магнитных наностолбиков диаметром 1 мкм и толщиной 50 нм, полученное методом магнитной силовой микроскопии [55]. Тёмное и светлое изображения ядра вихря соответствуют разным полярностям. б) Диаграмма магнитных состояний цилиндрического наностолбика [59]. в) Изображения распределения намагниченности во время прецессии ядра магнитного вихря. Цветом обозначена z-компоненты намагниченности.

центр называется ядром вихря, и внутри него намагниченность направлена перпендикулярно плоскости. При этом направление намагниченности ядра вихря называют полярностью, а направление закрученности относительно направления намагниченности в ядре – хиральностью. В цилиндрических магнитных наностолбиках при определённом сочетании их размеров магнитный вихрь является энергетически выгодным состоянием [54] (см. рис.8.б), так как в данном случае нормальная к поверхности компонента намагниченности всюду кроме ядра равна нулю, а значит практически отсутствует эффективный поверхностный магнитный заряд, что приводит к снижению энергии размагничивания системы по сравнению со случаем однородного намагничивания.

Под действием переменного магнитного поля, напряжённость которого лежит в плоскости магнитной плёнки, или постоянного спин-поляризованного тока, протекающего перпендикулярно плоскости, ядро магнитного вихря выходит из центра диска и начинает прецессировать (см. рис.8.в). Экспериментально прецессия магнитного вихря наблюдалась как в случае полевого [60; 61], так и в случае токового (с поляризатором, намагниченным перпендикулярно плоскости) [52; 62; 63] возбуждения. Второй случай представляется наиболее интересным для практического применения при создании СТНО, так как не требует наличия внешних магнитных полей, что было продемонстрировано в работе [64]. Для математического описания прецессии магнитного вихря используется уравнение Тиля [65], модифицированное с учётом действия спин-поляризованного тока [66–70]:

$$G(\vec{e}_z \times \dot{\vec{X}}) - k(\vec{X})\vec{X} - D\dot{\vec{X}} - \vec{F}_{STT} = 0, \quad (1.8)$$

где \vec{X} – радиус-вектор ядра вихря, G – гироконстанта, $k(\vec{X})$ – коэффициент возвращающей силы, D – коэффициент затухания и \vec{F}_{STT} – сила, вызванная эффектом переноса спина. Фактически, данное уравнение является условием баланса всех сил, действующих на вихрь (см. рис.9.б). Иногда для описания высокочастотной динамики вихря в уравнение (1.8) вводят дополнительные слагаемые, содержащие вторую (инерционное слагаемое) и третью (высшее гироскопическое слагаемое) производную радиус-вектора ядра вихря [71].

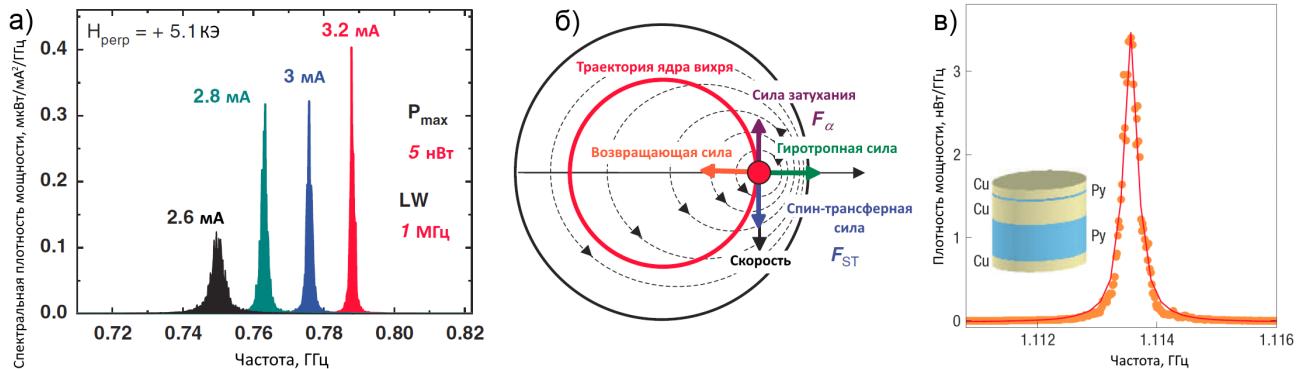


Рисунок 9 – а) Спектры вихревого СТНО, полученные в работе [52]. б) Схема, изображающая направления всех сил, действующих на магнитный вихрь. в) Полученная в работе [62] узкая спектральная линия вихревого СТНО.

Последние экспериментальные результаты [52] показывают, что при использовании туннельного контакта вихревой СТНО способен реализовать высокую мощность даже при достаточно низких плотностях тока (см. рис.9.а). Помимо этого вихревой СТНО лишён главного недостатка однородного СТНО и имеет узкую линию (до 300 КГц [62]). Частота генерации таких устройств лежит в особенно востребованной в телекоммуникациях области (порядка 1 ГГц). Узкая спектральная линия обеспечивает более полное использование данного частотного диапазона и решает проблему перенасыщения спектра. А хорошая частотная перестраиваемость [72] обеспечивает универсальность. Однако для практического внедрения требуется дальнейшее увеличение эффективности возбуждения магнитного вихря.

1.3 Спин-трансферный диодный эффект

В то же время имеет место эффект, противоположный упомянутой выше генерации радиочастотного сигнала с помощью эффекта переноса спина. Если в МТП инжектируется переменный радиочастотный ток, то эффект переноса спина приводит к колебаниям намагниченности свободного слоя. Действительно, в течение полупериода, когда переменный ток положителен, намагниченность свободного слоя M_{free} притягивается к намагниченности полюризатора M_{fixed} , а во второй половине периода с отрицательным током – отталкивается от M_{fixed} . Если частота инжектируемого микроволнового тока близка собственной частоте свободного слоя, индуцированное движение намагниченности может сильно усиливаться за счет

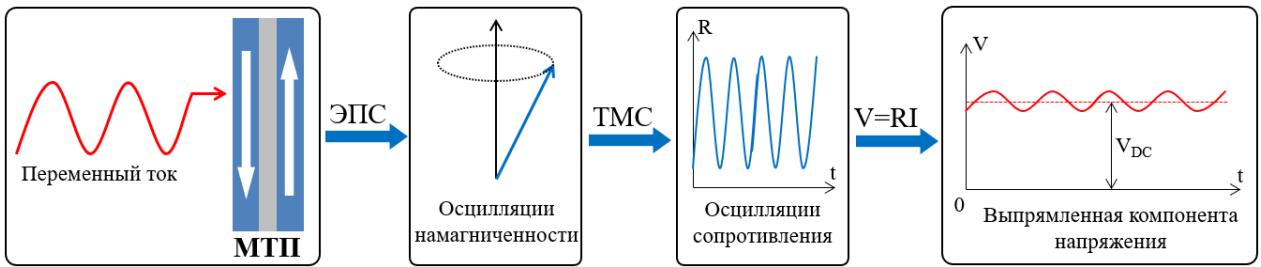


Рисунок 10 — Схематическое представление спин-трансферного диодного эффекта.

резонанса. При этом колеблющаяся намагниченность приводит к колебаниям сопротивления на той же частоте за счет эффекта ТМС, что приводит к появлению постоянной компоненты напряжения на границе раздела структуры (см. рис.10). Это явление выпрямления переменного радиочастотного сигнала называют спин-трансферным диодным эффектом (СТДЭ), а соответствующее устройство – спин-трансферным диодом (СТД).

Отдельного обсуждения заслуживает сам термин, которым мы описываем упомянутый эффект. Вероятно, он может содержать в себе некоторую неоднозначность, создавая впечатление, будто МТП пропускает спины в одну сторону и не пропускает в другую, что является ошибкой. Идейно, рассматриваемый эффект следовало бы назвать эффектом выпрямления, т.к. именно к выпрямлению сигнала (частичному) он и приводит. Однако, в оригинальной работе [18] первооткрыватели эффекта назвали его spin-torque diode effect, и данный термин в последние годы укрепился в англоязычной литературе. Подобное название строго можно перевести как спин-вращательный или спин-крутильный диодный эффект. Однако, по аналогии со сложившимся в русскоязычной литературе переводом термина spin-torque nanoscillators как спин-трансферный нано-осциллятор мы будем переводить spin-torque diode effect как спин-трансферный диодный эффект. Стоит отметить, что фактическая замена слова torque на слово transfer при переводе ничуть не искажает смысла термина, т.к. они оба отсылают к причине выпрямления – эффекту переноса спина (spin transfer torque effect).

1.3.1 Спин-трансферный диодный эффект без тока смещения

Спин-трансферный диодный эффект был впервые экспериментально обнаружен [18] в 2005 году. Исследуемый МТП имел следующую структуру Si(подложка) / PtMn(15 нм) / CoFe(2,5 нм) / Ru(0,85 нм) / CoFeB(3 нм) / MgO(0,85 нм) / CoFeB(3 нм) и был структурирован в виде столбиков овальной формы размером 200 нм на 100 нм. Нижние антиферромагнитно связанные слои CoFe и CoFeB (синтетический антиферромагнитный слой) действовали как закрепленный слой, а верхний слой CoFeB действовал как свободный слой, в котором прецессия намагниченности может возбуждаться переменным спин-поляризованным током. В эксперименте использовался тройник смещения для подачи высокочастотного тока (от 200 МГц до 15 ГГц) через МТП и одновременного измерения выходного выпрямленного постоянного напряжения. Впоследствии этот подход использовался в большинстве

измерений СТДЭ. Внешнее магнитное поле прикладывалось под углом 30° к направлению оси намагниченности закрепленного слоя в плоскости. Полученные результаты свидетельствовали о магнитном резонансе, возбуждаемом переменным током, что приводит к колебаниям сопротивления и, следовательно, к выпрямлению приложенного переменного тока. Положение резонанса намагниченности зависит от магнитного поля (см. рис.11). Все эти результаты были получены при возбуждении МТП только переменным током, без подачи постоянного смещения. Однако чувствительность выпрямления, определяемая как отношение выходного выпрямленного напряжения к мощности входного радиочастотного сигнала, в этой первой работе (около 1,4 мВ/мВт) была более чем на три порядка ниже, чем у современных полупроводниковых детекторов на диодах Шоттки. Стоит отметить, что высокая чувствительность имеет большое значение для таких устройств, как телекоммуникационное оборудование, радары-детекторы и быстродействующие датчики магнитного поля, ввиду чего процесс изучения СТД во многом был мотивирован идеей повысить чувствительность.

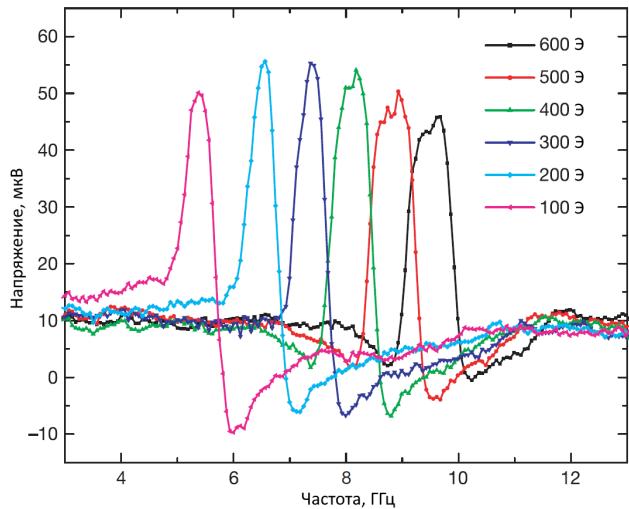


Рисунок 11 — Выпрямленное напряжение, генерируемое устройством в ответ на переменный ток. График зависимости постоянного напряжения от частоты переменного тока амплитудой 0,55 мА для различных внешних магнитных полей [18].

Позже теоретически была рассчитана эффективность использования магнитных тунNELьных переходов в качестве резонансных детекторов микроволнового излучения за счет спин-трансферного диодного эффекта [19]. Расчеты показали, что чувствительность можно увеличить до 10000 мВ/мВт за счет оптимизации туннельного перехода.

После этого было продемонстрировано возбуждение переменным током ферромагнитного резонанса в магнитных туннельных переходах CoFeB/MgO/CoFeB и соответствующее выпрямление в перпендикулярном магнитном поле [20]. За счет создания соответствующего внешнего магнитного поля и использования свободного слоя CoFeB, богатого железом, эффективность возбуждения прецессии намагниченности в свободном слое была повышена. Большое выходное постоянное напряжение 180 мкВ было измерено при возбуждении переменным сигналом мощностью -25 дБм. Чувствительность этой конструкции СТД достигла примерно 280 мВ/мВт после коррекции согласования импеданса, что уже имеет тот же порядок, что и чувствительность обычного диода Шоттки. Более того, теоретическая оценка предсказала, что для рассматриваемой структуры может быть достигнута чувствительность около 3000 мВ/мВт после точной подгонки параметров. Этот факт продемонстрировал возможность существенного повышения эффективности выпрямления СТД за счет правильного

выбора внешнего магнитного поля. Также был рассмотрен СТДЭ в магнитных тунNELьных переходах CoFeB/MgO/CoFe/NiFe [73]. Хотя ТМС в этом случае был меньше, чем в предыдущих работах, путем подбора величины и направления внешнего магнитного поля была достигнута чувствительность 100 мВ/мВт. Кроме того, был продемонстрирован большой вклад полевого вращающего момента в рассмотренных МТП с асимметричными электродами по сравнению с вращающим моментом Слончевского.

В работе [74] было проведено макроспиновое моделирование для оценки того, как производительность СТД может быть оптимизирована путем изменения параметров материала (угол наклона намагниченности в поляризаторе) и рабочих параметров (направление магнитного поля и рабочая температура). Это исследование показало, что эффективное поле и угол равновесия между намагниченностями свободного и фиксированного слоев являются важными параметрами для настройки эффективности выпрямления СТД. Хотя оптимизация чувствительности сопровождается уменьшением ширины линии или увеличением эквивалентной мощности шума, баланс между этими показателями производительности может быть достигнут за счет оптимальной настройки параметров.

Помимо манипуляций с внешним магнитным полем, чувствительность СТД можно эффективно повысить за счет подбора материалов. В работе [75] было продемонстрировано возбуждение ферромагнитного резонанса в МТП CoFeB/MgO/CoFeB совместным действием управляемой напряжением магнитной анизотропии и эффектом переноса спина. В рассматриваемом случае повышение чувствительности было достигнуто в основном за счет антисимметричной части резонансной линии ферромагнитного резонанса, определяемой в первую очередь управляемой магнитной анизотропией. С учетом этого чувствительность СВЧ-детектора достигла 440 мВ/мВт, что сравнимо с чувствительностью полупроводниковых диодов Шоттки.

1.3.2 Спин-трансферный диодный эффект с током смещения

Дальнейшие исследования показали, что приложение постоянного тока смещения к МТП обеспечивает высокую чувствительность детектирования переменного сигнала до 12000 мВ/мВт при комнатной температуре [21], что превышает чувствительность полупроводниковых детекторов на диодах Шоттки даже со смещением. Столь высокое значение чувствительности было достигнуто за счет дополнительного постоянного тока смещения, который фактически понижал трение в системе. Свободный ферромагнитный слой здесь имел перпендикулярную магнитную анизотропию, хотя и почти компенсирующуюся полем размагничивания, поэтому общая анизотропия пленок была небольшой. Измерения выпрямления проводились в магнитном поле 1,1 кЭ, наклоненном на 10° от нормали к пленке. Макроспиновое моделирование показало, что наблюдаемое увеличение чувствительности обусловлено нелинейным ферромагнитным резонансом, при котором вращение оси прецессии зависит от входной мощности переменного сигнала. Благодаря этому была продемонстрирована высокая

чувствительность 630 мВ/мВт даже при нулевом токе смещения. Фактически, в случае только переменного сигнала намагниченность колеблется с небольшими отклонениями, в то время как при приложении дополнительного тока смещения намагниченность свободного слоя начинает вращаться с большой амплитудой, а чувствительность возрастает до 12000 мВ/мВт.

Аналогичная идея была предложена в работе [22] при сильно нелинейном режиме ферромагнитного резонанса, в котором колебания намагниченности большой амплитуды возбуждались переменным током. При одновременном воздействии почти перпендикулярного внешнего магнитного поля (отклоненного на 10° от нормали к пленке) и постоянного тока смещения нелинейная прецессия намагниченности приводила к чувствительности СТД порядка 25000 мВ/мВт при низких температурах.

Позже в работе [23] продемонстрировали чувствительность 75400 мВ/мВт при нулевом внешнем магнитном поле. Этот результат был достигнут за счет трех идей. Во-первых, использовался свободный слой с правильно подобранный перпендикулярной магнитной анизотропией, что позволило реализовать наклонное магнитное состояние, об особой роли которого будет рассказано позже. Во-вторых, был использован МТП на основе MgO, демонстрирующий высокое тунNELьное магнетосопротивление. В-третьих, СТД переводился в режим захвата внешней частоты переменного сигнала автоколебаниями, вызванными постоянным током смещения. Пример выпрямленного напряжения в этом случае показан на рисунке 12.

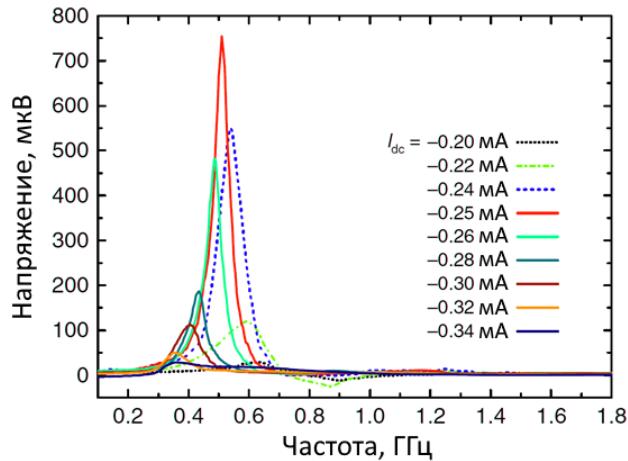


Рисунок 12 — Выпрямленное напряжение в зависимости от частоты СВЧ при различных постоянных токах смещения [23].

После оптимизации процесса выпрямления на основе механизма захвата частоты автоколебаниями была показана высокая чувствительность [24], превышающая 210000 мВ/мВт. Это стало возможным благодаря точной регулировки толщины свободного слоя CoFeB для оптимизации поверхностной перпендикулярной магнитной анизотропии и ее балансировки с анизотропией формы СТД. Важно, что этот результат был получен при комнатной температуре и без внешнего магнитного поля. Позже в работе [76] был продемонстрирован болометр на основе СТД с ПМА, чувствительность которого достигла $4,4 \times 10^6$ мВ/мВт в субгигагерцовом диапазоне при комнатной температуре. Такое повышение чувствительности авторы объяснили появлением дополнительных термически индуцированных вращающих моментов.

1.3.3 Управление диапазоном частот

Все упомянутые выше СТД работают в резонансном режиме с эффективным выпрямлением только вблизи резонансной частоты, лежащей в диапазоне от одного до нескольких гигагерц. В то же время для обнаружения и детектирования радиочастотных сигналов и даже для сбора их энергии требуется более широкий частотный диапазон. Первый способ решения этой проблемы – работа в режиме широкополосного выпрямления, который может возникнуть при определенных условиях [77], и будет рассмотрен детально позднее. Хотя этот режим демонстрирует почти постоянную эффективность выпрямления в широком диапазоне частот, чувствительность здесь значительно ниже, чем в резонансном режиме. Кроме того, широкополосный режим требует довольно высоких мощностей возбуждения переменного тока (около десятков микроватт) и, следовательно, менее привлекателен для приложений со сверхмалой мощностью (вниз до нановатт).

Еще одним путем расширения частотного диапазона является разработка серии устройств с заданными резонансными частотами. Такой подход оправдан тем, что в современных телекоммуникационных стандартах сигналы передаются на фиксированных и заранее известных частотах с узкой линией. В этом случае минимальная необходимая входная мощность ограничивается шумом. Для СТД резонансного типа при наличии шума и в высокочастотном режиме минимально детектируемая микроволновая мощность ограничена низкочастотным шумом Джонсона-Найквиста [78]. Этот факт приводит к тому, что отношение сигнал/шум СТД пропорционально входной СВЧ-мощности. На основании этих результатов минимальная необходимая входная мощность в резонансном режиме может быть оценена как 1-100 нВт в зависимости от параметров СТД.

В итоге, на сегодняшний день в контексте расширения частотного диапазона работы СТД особо актуальными являются три направления работы:

- разработка дизайнов СТД с повышенной резонансной частотой
- разработка дизайнов СТД с пониженной резонансной частотой
- разработка дизайнов СТД с широкополосным выпрямлением

Рассмотрим подробнее существующий задел по каждому из данных направлений.

СТД с повышенной резонансной частотой На сегодняшний день основные идеи по повышению резонансных частот СТД основаны попытках в том или ином виде увеличить эффективное поле. Например, в работе [79] было показано, что за счет приложения внешнего магнитного поля величиной до 1500 Гц и правильного подбора направления поляризатора резонансная частота повышается до 10-11 ГГц. Однако, данный подход плохо реализуем практически ввиду сложности создания магнитного поля подобной величины.

В качестве более перспективного подхода можно выделить попытки использовать обменную связь тем или иным образом. Интуитивно понятно, что соответствующие ей эффективные поля должны быть значительно выше, чем адекватные величины внешних магнитных полей. В свою очередь это должно приводить к росту частоты ферромагнитного резонанса.

В работе [80] экспериментально исследовался спектр СТД с ферромагнитно-связанным свободным слоем (FeB/CoFe) / Ru / (CoFe/FeB). Было показано, что резонансные пики смещаются в область более высоких частот с увеличением магнитных полей в плоскости, как и ожидалось от ферромагнитного резонанса слоя FeB/CoFe, примыкающего к туннельному барьеру MgO. С другой стороны, в перпендикулярных полях было продемонстрировано несколько дополнительных пиков ниже 6 ГГц и около 10 ГГц, которые были довольно нечувствительны к полю. Эти результаты показывают возможность увеличения резонансной частоты, но все еще требуют сильного внешнего магнитного поля для достижения частотного диапазона выше 5 ГГц.

Позже был проведен теоретический анализ СТДЭ [27] в МТП с синтетическим антиферромагнетиком (САФ) в качестве закрепленного слоя. Результаты макроспиновой модели показывают, что в рассматриваемой системе резонансная частота может быть выше 10 ГГц даже в случае достаточно слабых внешних полей из-за обменных свойств составного поляризатора. Однако, итоговая чувствительность оказалась порядка 10 мВ/мВт. Подобные низкие значения вызваны тем фактом, что происходящая в поляризаторе высокочастотная динамика сильно подавлена обменным закреплением самого поляризатора.

В результате несмотря на очевидную перспективность использования обменной связи для повышения рабочей частоты СТД вопрос о методах ее точной настройки и получения конкурентной чувствительности без ее снижения остается открытым.

СТД с пониженной резонансной частотой Выше были упомянуты вихревые СТНО. Их отличительной чертой является вихревое распределение намагниченности свободного слоя. Оно является основным состоянием для широкого диапазона геометрий [53; 54; 58]. Магнитные вихри под действием тока могут переходить к гиротропным осцилляциям [81–83], частота которых является субгигагерцовой. В результате использование МТП с нетривиальным распределением намагниченности может приводить в понижению потенциальной резонансной частоты СТД.

В работе [25] был рассмотрено СТД, работающий в режиме динамического вытеснения ядра вихря из свободного слоя МТП. Резонансное вытеснение ядра, вызванное одновременным действием как переменного, так и постоянного тока, приводило к большому и резкому изменению сопротивления из-за разницы в магнетосопротивлении между основным состоянием вихря и конфигурацией С-состояние. В результате в свободном слое происходили колебания С-состояния. Продемонстрированная чувствительность СТД в этом случае достигала 40000 мВ/мВт при частотах 100-200 МГц. Позже был проведен аналогичный эксперимент с большим значением ТМС [26]. МТП вихревого типа был изготовлен со свободным слоем FeB, демонстрирующим коэффициент ТМС $>100\%$, в то время как в первой работе [25] использовался МТП со свободным слоем NiFe только с 10% ТМС. Благодаря этому улучшению ТМС чувствительность СТД в режиме вытеснения вихря была увеличена до 80000 мВ/мВт.

Хотя режим вытеснения вихрей обеспечивает высокую чувствительность в субгигагерцовом диапазоне частот, он по-прежнему требует внешних магнитных полей в сочетании с

довольно высокой входной мощностью переменного сигнала или с большим постоянным током смещения, чтобы обеспечить вытеснение вихрей, что ограничивает диапазон возможных применений. В то же время динамика намагниченности вихревого СТД и влияние на него тока смещения за пределами режима вытеснения, т.е. в диапазоне параметров подходящем для сверх маломощного применения, остаются неизученными.

Широкополосный режим СТД Широкополосный режим СТД был теоретически предсказан в 2012 году [28]. Было показано, что в слабом перпендикулярном магнитном поле может реализоваться новый динамический режим работы СТД, характеризующийся прецессией намагниченности с большим выходом угла из плоскости. Возбуждение такой внеплоскостной прецессии носит пороговый характер и возможно только при входных СВЧ-точках выше некоторого критического значения.

Однако подобная высокоамплитудная прецессия намагниченности может быть достигнута не только за счет внешнего перпендикулярного поля. Требуемое состояние намагниченности, которое почти перпендикулярно, но имеет небольшой наклон от нормального, также может быть достигнуто с помощью перпендикулярной магнитной анизотропии. Например, в работе [24] авторам удалось наблюдать широкополосное детектирование (от 0,2 ГГц до 0,6 ГГц) в МТП с намагниченностью свободного слоя, отклоненной от нормали на 11° при наличии постоянного тока смещения, но без перпендикулярного внешнего поля. Этот режим чем-то похож на упомянутый выше случай вытеснения вихря, так как он также требует постоянный ток смещения для перевода системы в состояние прецессии с максимальной амплитудой и без него переходит в обычновенный резонансный режим.

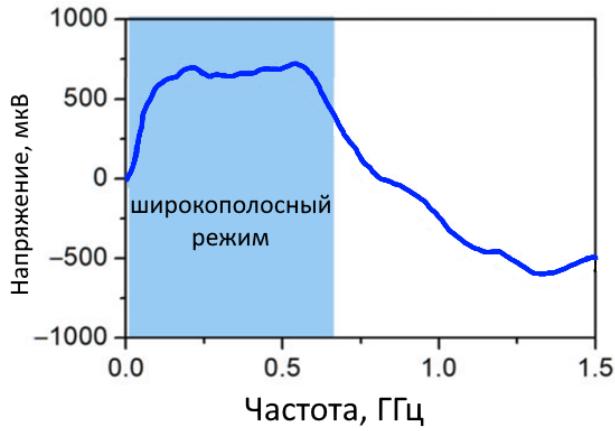


Рисунок 13 — Пример измеренного постоянного напряжения в широкополосном режиме в зависимости от частоты входного сигнала для мощности ВЧ 10 мкВт [30].

Позже широкополосное выпрямление СТД было продемонстрировано экспериментально [29; 30] при нулевом токе смещения (см. пример на рис.13). В работе [30] был продемонстрирован нелинейный режим широкополосного выпрямления СТД и проведено сравнение с диодом Шоттки. В этом режиме свойства выпрямления практически не зависят от входной частоты в широком диапазоне (самая широкая полоса частот в упомянутой работе приближается к 1,2 ГГц). Данный режим удалось реализовать в МТП с наклонённым от вертикали направлением намагниченности свободного слоя, которое было достигнуто за счет перпендикулярной магнитной анизотропии. Подобные дизайны СТД с перпендикулярной магнитной анизотропией не требуют внешнего поля для перехода в широкополосный

режим. Было показано [30], что разработанный СТД обеспечивает достаточное постоянное напряжение для питания маломощного наноустройства – фотосенсора на черном фосфоре. В работе [29] перпендикулярная магнитная анизотропия была оптимизирована путем изменения толщины свободного слоя с целью получения наностолбиков МТП с плавной линейной зависимостью сопротивления как от магнитного поля в плоскости, так и от постоянного тока смещения. Было показано, что с помощью таких МТП можно создать практически беспороговый широкополосный (от 10^4 до 10^7 Гц) выпрямитель напряжения. Однако, стоит заметить, что ширина полосы в данном случае уменьшается на порядки. Позже в работе [84] были экспериментально исследованы свойства низкочастотного хвоста в несмещенных СТД с поверхностной ПМА. Было показано, что характерная $1/f$ зависимость выпрямленного напряжения обусловлена уменьшением фазового сдвига между приложенным радиочастотным (ВЧ) током и колебаниями магнетосопротивления при уменьшении частоты, в то время как амплитуда колебаний намагниченности не зависит от входной частоты.

В недавней работе [31] полоса частот эффективного выпрямления СТД, работающего в широкополосном режиме, была увеличена за счет дополнительной оптимизации перпендикулярной магнитной анизотропии. В результате была продемонстрирована возможность выпрямления в сверх широкой полосе частот выше 3 ГГц. Более того, достаточно широкая полоса радиочастотного детектирования (около 1,8 ГГц) была получена даже без внешнего поля.

Несмотря на достаточно широкий диапазон рабочих частот подобных СТД в режиме высокоамплитудных колебаний с выходом из плоскости они имеют ряд существенных недостатков. Во-первых, для достижения упомянутой внеплоскостной прецессии намагниченности требуется наличие перпендикулярной магнитной анизотропии в свободном слое. Причем ее величина должна быть подобрана невероятно точно, в результате чего требуется очень точный контроль толщины свободного слоя (с точностью превосходящей 0.1 нм), а также условий производства МТП (температура и время отжига и т.п.). В результате существенно возрастает сложность и стоимость производства подобного устройства. Во-вторых, как уже было отмечено, для перехода СТД в широкополосный режим требуется превысить некое пороговое значение мощности переменного сигнала, что исключает использование упомянутого режима для работы с малыми сигналами. В то же время вопрос о возможности широкополосного выпрямления СТД без перпендикулярной анизотропии остается открытым.

1.3.4 Чувствительность спин-трансферных диодов и влияние ПМА

Вторым важнейшим параметром СТД после диапазона рабочих частот является чувствительность, которая определяется как отношение выходного постоянного (выпрямленного) напряжения к входной мощности переменного сигнала. Как было показано выше часто, а особенно в рекордных случаях, процесс возбуждения намагниченности, а значит и выпрямления, может носить нелинейный характер. Из этого следует, что в общем случае чув-

чувствительность должна иметь сложную зависимость от входной мощности. И действительно, как можно видеть на сводном графике (см. рис.14), который основан на результатах основных экспериментальных работ, чувствительность растет при понижении входной мощности до некоторых пределов, а затем насыщается. Данное поведение чувствительности позволяет говорить о наличии некоторого оптимального значения входной мощности.

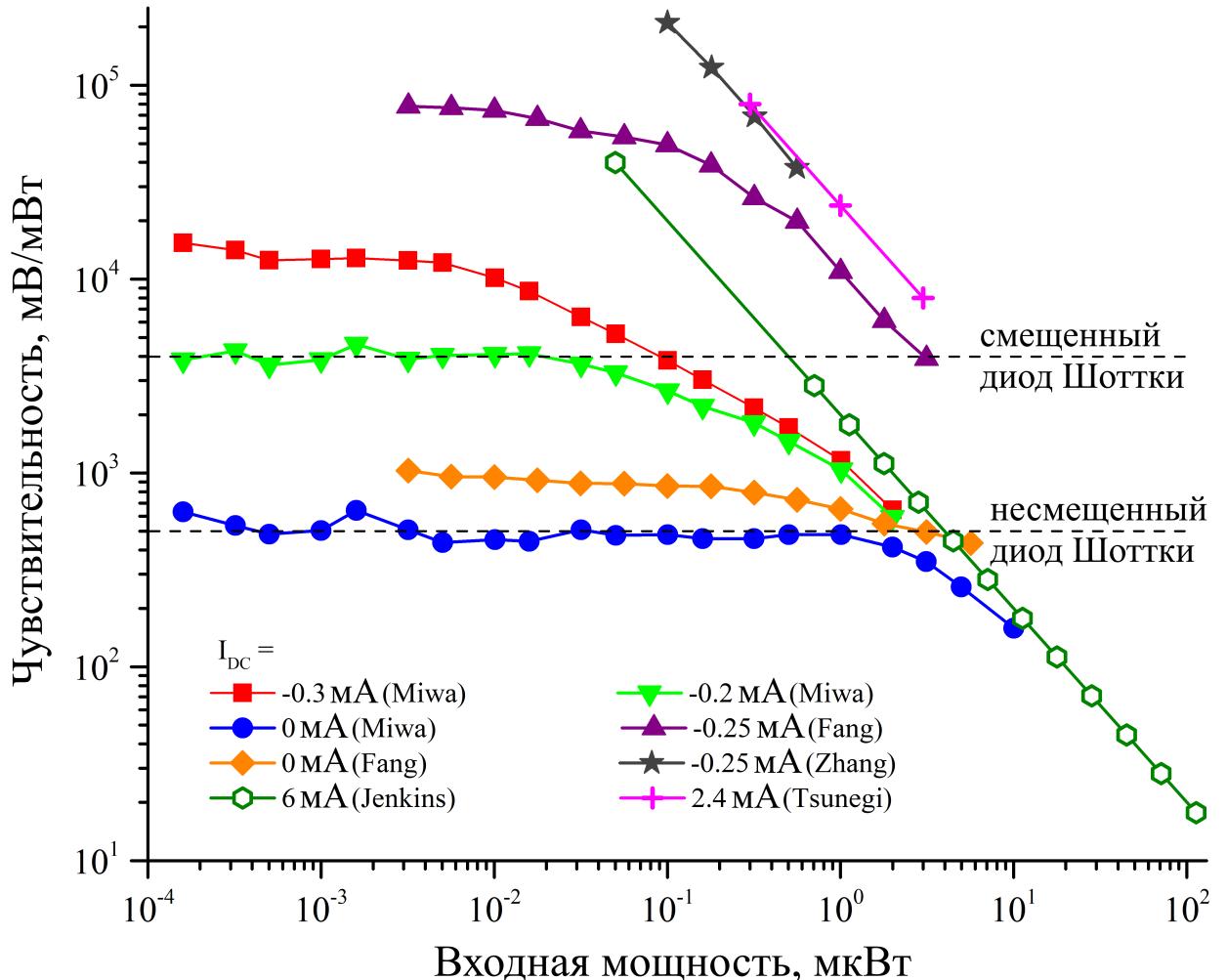


Рисунок 14 — Обзор зависимостей чувствительности СТД от входной мощности переменного тока для различных значений тока смещения в сравнении с типичными диодами Шоттки.

Важно заметить, что все рекордные значения чувствительности СТД (как смешенного, так и несмешенного) были получены на образцах с поверхностью перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА), которая приводит к формированию легкоконусного (ЛК) магнитного состояния. В этом случае намагниченность свободного слоя МТП отклоняется от нормального направления даже без внешнего поля. При этом было отмечено, что величина угла отклонения намагниченности ЛК состояния является ключевым параметром, оптимизация которого приводит к значительному повышению чувствительности.

В связи с этим возникает закономерный вопрос: как создать и поддерживать ЛК состояние в материале с ПМА? Традиционно наклон между подрешетками в двухподрешеточных ферри- и антиферромагнетиках относят к ненулевой константе анизотропии второго порядка K_2 . В случае ферромагнетиков состояние ЛК обычно обусловлено ПМА с определенным

соотношением между константами одноосной анизотропии первого и второго порядка [85; 86]. В этом случае обязательна ненулевая константа анизотропии второго порядка. Влияние K_2 на конфигурации намагниченности МТП в последнее время изучалось с различных точек зрения. Влияние K_2 на динамические свойства, в частности на переключение намагниченности и автоколебания, было исследовано в работе [87]. В работе [88] обсуждается влияние K_2 на проводимость МТП. В работе [89] авторами рассмотрена стабилизация состояния ЛК в МТП с помощью ультратонких металлических спейсеров, вставленных в свободный слой. Кроме того, зависимость K_2 от состава тонкой пленки исследовалась в [90]. Все эти результаты указывают на решающую роль магнитной анизотропии второго порядка для формирования состояния ЛК и, следовательно, для характеристик СТД. Однако точного управления K_2 в реальном МТП в настоящее время добиться сложно, т.к. данная константа в большей степени определяется не параметрами слоев, а качеством интерфейса. Более того, в типичных МТП существуют и другие взаимодействия, которые потенциально могут стабилизировать ЛК состояние и без анизотропии второго порядка, например магнитостатическое взаимодействием. При этом на сегодняшний день влияние магнитостатического поля, создаваемого другими слоями МТП, на ЛК состояние и связанные с ним особенности выпрямления остается неизученным. В связи с этим возникает задача о выборе правильных сочетаний магнитных и геометрических параметров МТП, обеспечивающих формирование ЛК состояния и соответствующее улучшение характеристик СТД.

1.3.5 Применения спин-трансферных диодов

СТД считаются очень привлекательной технологической платформой для самых разных приложений благодаря очень высокой чувствительности к микроволновому сигналу в сочетании со сверхнизким пороговым напряжением. Одним из самых естественных примеров использования эффекта выпрямление в рассматриваемых структурах является техника ферромагнитного резонанса с эффектом переноса спина (ФМР-ЭПС) [91–93]. В методе ФМР-ЭПС ток микроволновой частоты и постоянный ток подаются на МТП. Когда приложенная частота близка к резонансной магнитной системе, намагниченность в одном или обоих ферромагнитных слоях вовлекается в высокоамплитудную прецессию, вызывая осцилляции сопротивления (аналогично классическому ферромагнитному резонансу, но без внешнего переменного поля, а на базе эффекта переноса спина). В процессе эксперимента измеряют постоянное напряжение, возникающее в ответ на радиочастотный сигнал и вызванное спин-трансферным диодным эффектом. Результатом является резонансный пик в спектре постоянного напряжения. По величине и форме пика можно рассчитать продольную и поперечную компоненты вектора $d\mathbf{T}_{STT}/dV$, где \mathbf{T}_{STT} – вращающий момент, вызванный эффектом переноса спина в МТП. Благодаря этому СТД эффект является одним из лучших способов количественного измерения эффективности переноса спина в МТП. Позже аналогичная методика ФМР-ЭПС была продемонстрирована в случае возбуждения

ферромагнитного резонанса спиновым эффектом Холла [94] и магнитной анизотропией, управляемой напряжением [95].

Еще один пример использования СТД эффекта в исследованиях представлен в работе [96]. Авторам удалось исследовать динамику доменной стенки в свободном слое МТП с помощью СТД эффекта, что оказалось возможным благодаря преимуществу больших коэффициентов туннельного магнетосопротивления, обеспечиваемых магнитными туннельными переходами на основе MgO.

Поскольку основной функцией СТД является выпрямление радиочастотных сигналов, предполагается его широкое использование в различных датчиках и детекторах. Например, в работе [97] был предложен перестраиваемый по напряжению радиочастотный (ВЧ) детектор на основе магнитного туннельного перехода. В работе [98] было обнаружено, что постоянное смещение монотонно увеличивает напряжение детектирования СТД из-за нелинейного ФМР, возникающего в асимметричном потенциале намагниченности в свободном слое. В то же время детектирование можно проводить и на частотах, далеких от условий ферромагнитного резонанса [99], даже в отсутствие какого-либо внешнего приложенного магнитного поля. Позже был предложен радиочастотный детектор, основанный на резонансном вытеснении магнитного вихря [100].

Стоит отметить, что стандартный технологический процесс производства МТП, полностью совместим с современным КМОП процессом и, таким образом, доступен для массового производства микроэлектроники. За счет этого его можно использовать и в более сложных приборах. Например, недавно была продемонстрирована возможность использования СТД для пассивной демодуляции цифровых сигналов [101]. Также была показана возможность создания спинtronного сверхбыстрого широкополосного спектрального анализатора на основе МТП [102; 103]. Наконец, в работе [104] было продемонстрировано детектирование переменного сигнала от СТНО с помощью СТД, что открывает путь для разработки микросхем на основе спинtronных наноустройств, взаимодействующих через микроволны.

На основе детектирующих свойств СТД можно также создать достаточно сложную систему визуализации. В работе [105] была продемонстрирована возможность получения микроволновых изображений с использованием СТД. Детектирование амплитуды и фазы рассеянного СВЧ-сигнала в широкой полосе частот позволяет с помощью этой методики определять временную задержку рассеянного мишенью СВЧ-сигнала. Сочетание этих методов и алгоритма реконструкции волнового фронта позволило получить реконструированные изображения целей. Реконструированные изображения четко указывали на положение мишеней, даже когда мишени были погружены в жидкость для имитации неоднородной среды. Подобный метод особенно актуален в контексте микроволновых изображений для биомедицинских приложений. Кроме того, в работе [106] была разработана система микроволновой голографической визуализации на основе СТД. Было продемонстрировано, что высокая чувствительность микроволнового фазового измерения позволяет получить когерентное изображение реконструируемой цели в шумовой среде. Используя широкополосное измерение, можно определить не только форму, но и расстояние до цели, что подразумевает

возможность получения трехмерного изображения с использованием устройства спиритро-ники.

В настоящее время нейросети привлекают большое внимание, и СТД также может быть использован здесь. В работе [107] была успешно обучена аппаратная сеть из четырех МТП для распознавания произносимых гласных путем настройки частоты их генерации в соответствии с автоматическим правилом обучения в реальном времени. Высокие показатели экспериментального распознавания здесь связаны со способностью подобных СТНО к синхронизации. При этом обнаружение синхронизации было реализовано за счет СТД эффекта – по результирующим выпрямленным напряжениям. Это напряжение может использоваться непосредственно стандартной цифровой КМОП схемой для получения класса входа. Позже в работе [108] были продемонстрированы разреженные нейроморфные вычисления на основе СТД. Была построена нейронная сеть с СТД-нейронами для распознавания рукописных цифр в базе данных Mixed National Institute of Standards and Technology с полученной точностью до 92,7%. Эти результаты свидетельствуют о том, что СТД потенциально могут стать строительными блоками для реализации биологически правдоподобной нейроморфной вычислительной системы.

Наконец, СТД, работающий без тока смещения, можно использовать в качестве накопителя (харвестера) энергии. Действительно, в работе [30] СТД в широкополосном режиме обеспечивал достаточное выпрямленное напряжение для питания маломощного наноустройства – фотосенсора на черном фосфоре. Кроме того, было продемонстрировано, что СТД обеспечивает выпрямление нескольких источников ВЧ, действующих одновременно. В эксперименте СТД обеспечивал напряжение питания, в то время как фотосенсор действовал как датчик фотонов и срабатывал от типичного источника света. Позднее в работе [109] была построена без аккумуляторная система беспроводного сбора радиочастотной энергии, которая обеспечила питание светодиодов. При этом для достижения требуемых значений напряжения использовался массив из восьми объединенных СТД. Затем в работе [110] была продемонстрирована система для харвестинга, которая может собирать окружающие радиочастотные сигналы между -62 и -20 дБм. При этом эффективность выпрямления достигла 7,81 % при чувствительности около 34500 мВ/мВт. Подобные значение стали достижимы за счет использования параметрического возбуждения через изменение магнитной анизотропии напряжением. В результате было показано, что СТД можно использовать для беспроводного питания датчика с радиочастотной мощностью -27 дБм. Эти результаты демонстрируют возможность использования СТД в беспроводных системах сбора радиочастотной энергии, что особенно актуально для имплантируемых биомедицинских устройств, беспроводных датчиков и портативной электроники.

Более детально современные перспективы СТД разобраны в работе [111].

Глава 2. Методы расчетов магнитных структур

Как было показано в предыдущей главе, магнитная структура нанообъектов может быть весьма неоднородной. В связи с этим часто переход к средней намагниченности системы некорректен и приводит к потере множества эффектов. Более того, распределение намагниченности существенным образом определяет транспортные свойства магнитных наноструктур. В связи с этим детальное знание распределения намагниченности является необходимым для их описания. Однако подобные магнитные системы редко допускают аналитическое решения, которые как правило если и можно построить, то только для упрощенных случаев. Эксперимент также только частично подходит для изучения распределений намагниченности, так как даже самые современные методы испытывают трудности с непосредственным наблюдением быстрой динамики намагниченности с пространственным разрешением и, довольно часто, способны измерять лишь усреднённые характеристики. В связи с этим при решении задач, требующих нахождение точного распределения намагниченности, в последнее время всё чаще применяется численное моделирование. В случае магнитных систем можно различить два принципиально отличающихся подхода: первопринципный и микромагнитный. В первом случае происходит непосредственное моделирование электронных конфигураций, с использованием методов функционала плотности и др. Данный подход позволяет определять энергетически выгодное расположение отдельных атомов, а также различные константы магнитной системы (анизотропии, обменного взаимодействия и т.п.). Однако, хотя данных подход и может предсказывать некоторые свойства магнитной системы, он не способен описывать динамику намагниченности сложных систем. В противовес этому, микромагнитный подход основан на решении уравнений движения магнитных моментов небольших ячеек (с линейным размером порядка нескольких нанометров), на которые разбивается система. Все константы в данном случае берутся либо из экспериментов, либо из первопринципных расчётов. При этом несмотря на локальное усреднение точности данного подхода хватает для детального микроскопического описания динамики намагниченности. Вдобавок он является значительно менее время затратным, чем первопринципный подход. Микромагнитное моделирование успешно применяется для расчёта энергетически выгодного распределения намагниченности (основного состояния магнитной системы), процессов перемагничивания наноструктур как полем так и спин-поляризованным током, в особенности при учете влияния на него дефектной структуры, а также для исследования динамики различных магнитных солитонов (магнитные вихри, доменные стенки и т.д.) и их взаимодействия. Стоит отметить, что в последнее время данный метод не только зарекомендовал себя, как отличный способ объяснения экспериментальных данных, но и продемонстрировал огромный предсказательный потенциал. Ниже подробно рассмотрены детали микромагнитного подхода.

2.1 Уравнение движения магнитного момента

В общем случае магнитная конфигурация системы определяется из универсальных законов стремления системы к минимуму соответствующего термодинамического потенциала (свободной энергии). Для большинства реальных твердотельных систем в роли свободной энергии выступает свободная энергия Гиббса, поскольку она описывает систему при постоянном давлении и температуре. Энергия Гиббса для системы, имеющей намагниченность, имеет вид:

$$G(\vec{H}, T) = U - TS - \vec{M} \cdot \vec{H}, \quad (2.1)$$

где U – внутренняя энергия, \vec{M} – вектор намагниченности, \vec{H} – внешнее магнитное поле и S – энтропия. Как было отмечено ранее, в рассматриваемых задачах намагниченность наноструктур как правило неоднородна и является функцией координаты. В рамках микромагнитного приближения вместо рассмотрения дискретных магнитных моментов можно перейти к непрерывному векторному полю $\vec{M}(\vec{r}, t)$ в формуле (2.1). Также очевидно, что в данном приближении внутренняя энергия системы станет функцией данного векторного поля. Стоит отметить, что микромагнитное приближение является корректным, если размеры системы много больше межатомных расстояний. Тогда энергию Гиббса можно переписать в следующем виде, который обычно называется свободной энергией Ландау:

$$F(\vec{M}(\vec{r}, t), \vec{H}, T) = U(\vec{M}(\vec{r}, t)) - TS - \vec{M}(\vec{r}, t) \cdot \vec{H}. \quad (2.2)$$

Также часто используется понятие плотности свободной энергии Ландау $f(\vec{r}, t)$, для которой верно соотношение: $F(\vec{M}(\vec{r}, t), \vec{H}, T) = \int_V f(\vec{M}(\vec{r}, t), \vec{H}, T) d\vec{r}$.

2.1.1 Состояние равновесия

Для нахождения состояния равновесия магнитной системы рассмотрим стационарный случай (т.е. $\vec{M}(\vec{r}, t) = \vec{M}(\vec{r})$) при постоянной температуре. Для простоты формул в дальнейшем будем писать просто \vec{M} , подразумевая при этом наличие зависимости от координат. Тогда необходимым условием равновесия является равенство нулю вариации свободной энергии Ландау: $\delta \int f(\vec{M}) d\vec{r} = 0$. Так как при постоянной температуре модуль локальной намагниченности является постоянным, условие стационарности интеграла $\int f(\vec{M}) d\vec{r}$ при дополнительном условии $|\vec{M}|^2 = const$ имеет вид:

$$\frac{\delta}{\delta \vec{M}} \left(f(\vec{M}) + \lambda |\vec{M}|^2 \right) = \frac{\delta f(\vec{M})}{\delta \vec{M}} + 2\lambda \vec{M} = 0, \quad (2.3)$$

где λ – произвольный множитель Лагранжа. Из уравнения (2.3) следует следующее условие равновесия:

$$\left[\vec{M}, \frac{\delta f(\vec{M})}{\delta \vec{M}} \right] = 0, \quad (2.4)$$

где вариационная производная для случая неоднородной намагниченности описывается выражением:

$$\frac{\delta f(\vec{M})}{\delta \vec{M}} = \frac{\partial f(\vec{M})}{\partial \vec{M}} - \sum_{p=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_p} \left[\frac{\partial f(\vec{M})}{\partial (\partial \vec{M} / \partial x_p)} \right]. \quad (2.5)$$

Тогда очевидно, что если обозначить $\vec{H}_{eff} = -\delta f(\vec{M})/\delta \vec{M}$, то условие равновесия (2.4) примет вид:

$$\left[\vec{M}, \vec{H}_{eff} \right] = 0. \quad (2.6)$$

Фактически данное условие означает, что в равновесии намагниченность системы в каждой точке направлена вдоль некоего эффективного поля в данной точке.

2.1.2 Уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта

Для получения уравнения динамики воспользуемся Гамильтоновым формализмом. Уравнение Гамильтона $\partial \vec{P} / \partial t = -\partial H / \partial \vec{Q}$, где \vec{P} – обобщённый импульс, \vec{Q} – соответствующая ему обобщённая координата, а H – гамильтониан системы, может быть переписано следующим образом:

$$\frac{\partial \vec{L}}{\partial t} = -\frac{\delta f(\vec{M})}{\delta \vec{\varphi}}, \quad (2.7)$$

если выбрать плотность момента импульса в качестве \vec{P} и угол поворота в качестве \vec{Q} . Роль функции Гамильтона в данном случае будет выполнять плотность свободной энергии Ландау. При этом производная заменена на вариационную, так как в общем случае $f(\vec{M})$ – это функционал. Если считать, что модуль вектора намагниченности $|\vec{M}| = M_S$ остаётся постоянным, то при повороте на угол $\delta \varphi$ вектор \vec{M} изменится на $\delta \vec{M} = [\delta \vec{\varphi}, \vec{M}]$. С учётом этого вариация свободной энергии Ландау примет вид:

$$\delta f(\vec{M}) = \left(\frac{\delta f(\vec{M})}{\delta \vec{M}}, \delta \vec{M} \right) = \left(\frac{\delta f(\vec{M})}{\delta \vec{M}}, [\delta \vec{\varphi}, \vec{M}] \right) = - \left[\frac{\delta f(\vec{M})}{\delta \vec{M}}, \vec{M} \right] \delta \vec{\varphi} = \frac{\delta f(\vec{M})}{\delta \vec{\varphi}} \delta \vec{\varphi}. \quad (2.8)$$

Используя это, уравнение (2.7) может быть переписано в виде:

$$\frac{\partial \vec{L}}{\partial t} = [\vec{M}, \vec{H}_{eff}], \quad (2.9)$$

где эффективное поле определяется следующим образом: $\vec{H}_{eff} = -\delta f(\vec{M})/\delta \vec{M}$. Известно, что намагниченность и плотность механического момента связаны: $\vec{M} = -\gamma \vec{L}$. Тогда уравнение динамики намагниченности примет вид:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M}, \vec{H}_{eff}], \quad (2.10)$$

где $\gamma = g\mu_B/\hbar$ – гиromагнитное отношение, g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, \hbar – постоянная Дирака. Стоит отметить, что данное уравнение может быть получено переходом от микроскопического (квантового) описания: гамильтониан перейдёт в свободную энергию магнетика, а уравнение (2.10) получится из уравнения движения для оператора спина. В основе такого перехода лежит замена оператора спина в узле кристаллической решётки классической величиной, равной магнитному моменту, приходящемуся на один узел [112]. Подробная данная процедура описана в работе [113]. Полученное уравнение описывает бездиссипативную прецессию вектора намагниченности в эффективном поле.

Для описания динамики намагниченности с учетом процессов затухания в 1935 году Ландау и Лифшиц предложили уравнение [114], являющееся модификацией уравнения (2.10), в которое добавлен дополнительный член, стремящийся повернуть намагниченность в направлении эффективного поля:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M}, \vec{H}_{eff}] - \frac{\gamma \lambda_L}{M_S^2} [\vec{M}, [\vec{M}, \vec{H}_{eff}]], \quad (2.11)$$

где λ_L – параметр диссипации. Данное уравнение получило название уравнение Ландау-Лифшица (УЛЛ). Первое слагаемое в правой части уравнения (2.11) определяет прецессию вектора \vec{M} вокруг эффективного поля \vec{H}_{eff} с частотой $\omega = \gamma H_{eff}$; второе определяет затухание. Однако, уравнение (2.11) не учитывает затухание корректно. Действительно, из вида диссипативного члена следует, что время релаксации убывает с ростом трения в системе (т.е. параметра λ_L), что является нефизичным. Для разрешения данного противоречия в 1955 году Гильберт уточнил уравнение Ландау-Лифшица (УЛЛ), введя затухающий член в виде диссипативной функции Релея [115]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M}, \vec{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M_S} [\vec{M}, \dot{\vec{M}}], \quad (2.12)$$

где α – параметр затухания Гильберта. Уравнение (2.12) получило название уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта (УЛЛГ). Для сравнения двух приведенных форм уравнения динамики намагниченности, следя за работе [85], подставим в правую часть уравнения (2.12) производную намагниченности, выраженную через это же уравнение. Учитывая, что $[\vec{M}, [\vec{M}, \partial \vec{M} / \partial t]] = -M_S^2 (\partial \vec{M} / \partial t)$, так как $\partial \vec{M} / \partial t \perp \vec{M}$ для случая $|\vec{M}| = const$, уравнение (2.12) примет вид:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} [\vec{M}, \vec{H}_{eff}] - \frac{\alpha \gamma}{M_S (1 + \alpha^2)} [\vec{M}, [\vec{M}, \vec{H}_{eff}]]. \quad (2.13)$$

Из полученного уравнения следует, что переход от УЛЛ к УЛЛГ может быть осуществлен за счет замены $\gamma \rightarrow \frac{\gamma}{1 + \alpha^2}$ и $\lambda_L \rightarrow \frac{\alpha M_S}{1 + \alpha^2}$. Также из формы уравнения (2.13) видно, что в случае УЛЛГ прецессионный член также зависит от затухания, а диссипационный член растет

вплоть до $\alpha = 1$, а потом начинает убывать. Данное поведение согласуется с тем, как должно выглядеть прецессионное движение с затуханием. В то же время, для большинства обычных ферромагнетиков $\alpha \propto 0.01 - 0.1$ и учет поправки $1/(1 + \alpha^2)$ является несущественным.

Стоит отметить, что форма (2.13) УЛЛГ значительно удобнее для компьютерного счета, чем форма (2.12), так как она явно разрешается относительно производной.

2.1.3 Эффективное поле

Для решения уравнения УЛЛГ (в форме (2.12) или (2.13)) требуется знать эффективное поле \vec{H}_{eff} . В случае достаточно медленного изменения внешних параметров (температуры, давления, внешнего поля и т.д.), плотность свободной энергии ферромагнетика $f(\vec{r})$ сводится к сумме плотностей энергий всех взаимодействий, действующих на магнитный момент \vec{M} :

$$f(\vec{r}) = \varepsilon_{exch} + \varepsilon_{an} + \varepsilon_m + \varepsilon_{zeem}, \quad (2.14)$$

где $\varepsilon_{zeem} = -\vec{M} \cdot \vec{H}_{ext}$ – плотность энергии зеемановского взаимодействия, \vec{H}_{ext} – внешнее магнитное поле, ε_{exch} – плотность энергии обменного взаимодействия, ε_{an} – плотность энергии анизотропии и ε_m – плотность энергии магнитостатического взаимодействия. Тогда эффективное поле можно записать в виде: $\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{ext}(\vec{r}) + \vec{H}_m(\vec{r}) + \vec{H}_{exch}(\vec{r}) + \vec{H}_{an}(\vec{r})$. Рассмотрим подробнее нахождение обменного поля, магнитостатического поля и поля анизотропии.

Обменное взаимодействие

Следуя классическому подходу [116] можно записать плотность энергии обменного взаимодействия в квазиклассическом приближении $\varepsilon_{exch} = -2J_{ij}S^2 \sum_{j>i} \cos \varphi_{ij}$, где J_{ij} – обменный интеграл, S – величина спина, φ_{ij} – угол между i -ым и j -ым спином, а суммирование идет по ближайшим соседям. Принимая во внимание, что в ферромагнетике соседние спины практически параллельны, можно считать $\cos \varphi_{ij} \approx 1 - \varphi_{ij}^2/2$. Тогда плотность обменной энергии можно переписать в виде $\varepsilon_{exch} = JS^2 \sum_{j>i} \varphi_{ij}^2$, так как для гранецентрированной кубической или гексагональной плотноупакованной решетки $J_{ij} = J$. Если \vec{m} – единичный вектор вдоль направления намагниченности (т.е. $\vec{m} = \vec{M}/M_S$, где M_S – намагниченность насыщения), то для малых углов $|\varphi_{ij}| \approx |\vec{m}_i - \vec{m}_j| \approx |(\vec{r}_{ij}, \nabla)\vec{m}|$. Тогда плотность энергии можно переписать в виде $\varepsilon_{exch} = JS^2 \sum_{j>i} ((\vec{r}_{ij}, \nabla)\vec{m})^2$. В рамках микромагнитного приближения мы игнорируем дискретность среды и переходим к непрерывным функциям. Тогда плотность обменной энергии можно переписать в виде:

$$\varepsilon_{exch} = A [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2], \quad (2.15)$$

где $A = JS^2z/a$ – обменная константа, a – расстояние до ближайшего соседа, z – координатное число. Тогда выражение для обменного поля примет вид:

$$\vec{H}_{exch}(\vec{r}) = \frac{2A}{M_S^2} \Delta \vec{M}(\vec{r}), \quad (2.16)$$

где Δ – оператор Лапласа.

Магнитная анизотропия

Анизотропия магнитных свойств ферромагнетика связана со сравнительно слабыми релятивистскими взаимодействиями между атомами [117]. Наиболее распространенным типом анизотропии является магнитокристаллическая анизотропия, которая вызвана спин-орбитальным взаимодействием электронов. В это случае электронные орбитали взаимодействуют с кристаллической структурой, в результате чего спины электронов выравниваются вдоль определенного направления кристаллографических осей. Также в тонких пленках может встречаться поверхностная магнитная анизотропия. Как правило она образуется на интерфейсе переходной металла – оксид. В качестве оксида могут выступать AlO_x , MgO , TaO_x , HfO_x и т.п. Данная анизотропия образуется за счет гибридизации орбиталей кислорода и магнитного переходного металла через интерфейс [118].

В самом простом случае одноосной анизотропии энергия анизотропии есть функция угла между направлением намагниченности и осью анизотропии. Из соображений симметрии плотность энергии анизотропии имеет вид (первые два члена) $\varepsilon_{an} = K_1 \sin^2 \varphi + K_2 \sin^4 \varphi$, где K_1 и K_2 – константы анизотропии первого и второго порядка соответственно. Члены более высокого порядка, а в большинстве случаев и K_2 , пренебрежимо малы. Поэтому поле анизотропии имеет вид:

$$\vec{H}_{an}(\vec{r}) = \frac{2K}{M_S^2} (\vec{M}(\vec{r}), \vec{l}) \vec{l}, \quad (2.17)$$

где \vec{l} – единичный вектор вдоль направления легкого намагничивания.

Магнитостатическое взаимодействие

Под магнитостатическим взаимодействием обычно понимают взаимодействие локальных магнитных моментов среды друг с другом. Действительно, каждый магнитный момент представляет из себя магнитный диполь, который создает магнитное поле, действующее на все остальные диполи. Для вычисления эффективного поля данного взаимодействия запишем уравнения Максвелла в магнитостатическом приближении (т.е. считая $\vec{E} = 0$ и $\vec{j} = 0$) в виде $\text{div} \vec{B} = 0$ и $\text{rot} \vec{H} = 0$. Из второго уравнения следует, что поле \vec{H} безвихревое, а значит

он потенциальное. Тогда будем искать решение в виде $\vec{H} = -\nabla U$, где U – скалярный потенциал. Тогда, учитывая $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M}$ и подставляя определение скалярного потенциала в первое уравнения Максвелла в магнитостатическом приближении, получим:

$$\Delta U = 4\pi \operatorname{div} \vec{M}. \quad (2.18)$$

Если в данном уравнении обозначить $\rho_m = -\operatorname{div} \vec{M}$, то оно сводится к уравнению Пуассона, в котором ρ_m будет играть роль плотности магнитного заряда по аналогии с плотностью электрических зарядов в магнитостатике. Стоит отметить, что хотя физика не допускает существование свободных магнитных зарядов, нет никакого противоречия, что магнитная среда воспроизводит магнитные поля, идентичные полям от точечного заряда. При этом из самого определения данного заряда видно, что вне среды (при $\vec{M} = 0$) его не может существовать. Решение данного уравнения с граничным условием $U(\vec{r}) = 0(1/|\vec{r}|)$ для $|\vec{r}| \rightarrow \infty$ может быть записано в виде [119]:

$$U(\vec{r}) = - \int \frac{\nabla_1 \cdot \vec{M}(\vec{r}_1)}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} d\vec{r}_1, \quad (2.19)$$

где ∇_1 обозначает дифференцирование по координате \vec{r}_1 , а интегрирование идет по всему пространству. Однако, для конечных магнитных структур намагниченность не равна нулю только в конечной области Ω , что нарушает ее непрерывность на границе $\partial\Omega$ данной области. Данная сложность может быть решена следующим образом. Рассмотрим конечную область пространства Ω_d , которая окружает область ферромагнетика Ω . Будем считать, что в данной области намагниченность непрерывно убывает с M_S на границе с Ω до 0 на границе с остальным пространством. Тогда интеграл в выражении (2.19) распадается на два интеграла по областям Ω и Ω_d . Тогда после преобразований и применения формулы Гаусса – Остроградского интеграл по области Ω_d преобразуется:

$$\int_{\Omega_d} \frac{\nabla_1 \cdot \vec{M}(\vec{r}_1)}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} d\vec{r}_1 = \int_{\partial\Omega_d} \frac{\vec{M}(\vec{r}_1) \cdot \vec{n}}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} dS_1 - \int_{\Omega_d} \vec{M}(\vec{r}_1) \nabla_1 \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} d\vec{r}_1, \quad (2.20)$$

где \vec{n} – вектор нормали к поверхности $\partial\Omega_d$, а dS_1 – элемент площади этой поверхности в координатах \vec{r}_1 . В пределе стремления к нулю области Ω_d второй интеграл станет бесконечно малым, так как в нем конечная функция интегрируется по бесконечно малому объему. Граница $\partial\Omega_d$ состоит из внешней и внутренней поверхности. Интеграл по внешней поверхности будет равен нулю, так как вне намагниченность равно нулю. Внутренняя поверхность при этом совпадает с поверхностью ферромагнетика $\partial\Omega$ с точностью до ориентации. Тогда скалярный потенциал (2.19) можно переписать в виде:

$$U(\vec{r}) = - \int_{\Omega} \frac{\nabla_1 \cdot \vec{M}(\vec{r}_1)}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} d\vec{r}_1 + \int_{\partial\Omega} \frac{\vec{M}(\vec{r}_1) \cdot \vec{n}}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} dS_1. \quad (2.21)$$

Тогда эффективное поле магнитостатического взаимодействия, учитывая $\nabla(1/|\vec{r} - \vec{r}_1|) = -(\vec{r} - \vec{r}_1)/|\vec{r} - \vec{r}_1|^3$ можно записать в виде:

$$\vec{H}_m(\vec{r}) = \int_{\Omega} \rho_m \frac{\vec{r} - \vec{r}_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|^3} d\vec{r}_1 + \int_{\partial\Omega} \sigma_m \frac{\vec{r} - \vec{r}_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|^3} dS_1, \quad (2.22)$$

где $\rho_m = -\operatorname{div} \vec{M}$ – объемная плотность магнитного заряда, $\sigma_m = \vec{M}(\vec{r}) \cdot \vec{n}$ – поверхностная плотность магнитного заряда. Выражение (2.21) с помощью формулы Гаусса – Остроградского можно свести к виду $U(\vec{r}) = \int_{\Omega} \vec{M}(\vec{r}_1) \cdot \nabla_1 (1/|\vec{r} - \vec{r}_1|) d\vec{r}_1$. Тогда магнитостатическое поле, которое в данной форме еще называют полем размагничивания, можно вычислить как:

$$\vec{H}_m(\vec{r}) = \int_{\Omega} \hat{N}(\vec{r} - \vec{r}_1) \vec{M}(\vec{r}_1) d\vec{r}_1, \quad (2.23)$$

где тензор размагничивания \hat{N} задается в виде:

$$\hat{N}(\vec{r} - \vec{r}_1) = -\nabla \nabla_1 \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|}. \quad (2.24)$$

Тогда энергия магнитостатического взаимодействия может быть вычислена как:

$$E_m = -\frac{1}{2} \int_{\Omega} \vec{M}(\vec{r}) \cdot \vec{H}_m(\vec{r}) d\vec{r} = -\frac{1}{2} \int_{\Omega} \int_{\Omega} \vec{M}(\vec{r}) \hat{N}(\vec{r} - \vec{r}_1) \vec{M}(\vec{r}_1) d\vec{r} d\vec{r}_1, \quad (2.25)$$

где $1/2$ появляется за счет двойного пересчета всех пар магнитных моментов. При этом плотность энергии магнитостатического взаимодействия будет выражаться в виде $\epsilon_m = -\frac{1}{2} \int_{\Omega} \vec{M}(\vec{r}) \hat{N}(\vec{r} - \vec{r}_1) \vec{M}(\vec{r}_1) d\vec{r}_1$.

При численных расчетах как правило сначала по формуле (2.24) вычисляется тензор размагничивания \hat{N} , а затем на каждом шагу итераций вычисляется распределение магнитостатического поля $\vec{H}_m(\vec{r})$ по формуле (2.23). Стоит отметить, что такой подход позволяет учитывать эффекты связанные с анизотропией формы.

Полное эффективное поле

В итоге эффективное поле записывается в виде:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{ext}(\vec{r}) + \frac{2A}{M_S^2} \Delta \vec{M}(\vec{r}) + \frac{2K}{M_S^2} (\vec{M}(\vec{r}), \vec{l}) \vec{l} + \int_{\Omega} \hat{N}(\vec{r} - \vec{r}_1) \vec{M}(\vec{r}_1) d\vec{r}_1. \quad (2.26)$$

2.1.4 Вращающий момент, индуцированный током

При протекании через магнитный слой спин-поляризованного тока, за счёт эффекта переноса спина будет появляться дополнительный вращающий момент, действующий на намагниченность. В этом случае следует рассматривать модифицированное уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта [120]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M}, \vec{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M_S} [\vec{M}, \dot{\vec{M}}] + \vec{T}_{STT}. \quad (2.27)$$

Вращающий момент \vec{T}_{STT} может быть вычислен квантово-механически, при этом в работах [121; 122] было показано, что он будет представлен в виде двух компонент. Однако с хорошей точностью его можно получить при помощи феноменологического подхода, подобного тому, который использовали Ландау и Лифшиц при выводе своего уравнения [114]. В случае геометрии, когда тока протекает перпендикулярно интерфейсу, следуя работе [120], вектор \vec{T}_{STT} можно разложить по трём взаимно перпендикулярным осям, направленным вдоль векторов \vec{M} , $[\vec{M}, \vec{m}_{ref}]$ и $[\vec{M}, [\vec{M}, \vec{m}_{ref}]]$, где \vec{m}_{ref} – единичный вектор, направленный вдоль намагниченности поляризатора. Проекция вектора \vec{T}_{STT} на \vec{M} равна нулю, так как уравнение ЛЛГ предполагает выполнение условия $|\vec{M}| = \text{const}$. Другие две компоненты примут вид:

$$\vec{T}_{ST} = -\gamma \frac{a_j}{M_S} f(\theta) [\vec{M}, [\vec{M}, \vec{m}_{ref}]], \quad (2.28)$$

$$\vec{T}_{FLT} = -\gamma b_j [\vec{M}, \vec{m}_{ref}], \quad (2.29)$$

где θ – локальный угол между намагниченностью свободного слоя и поляризатора. Стоит отметить, что \vec{T}_{ST} часто называют вращающим моментом Слончевского (Slonczewski torque, ST), так как подобное действие спин-поляризованного тока было предсказано в его работе [7]. Вторую компоненту \vec{T}_{FLT} называют полевым вращающим моментом (field-like torque, FLT), так как её действие эквивалентно действию магнитного поля с напряжённостью, направленной вдоль \vec{m}_{ref} . Угловая зависимость вращающего момента Слончевского задается [7; 123; 124] как $f(\theta) = 2\Lambda^2 / ((\Lambda^2 + 1) + (\Lambda^2 - 1) \cos \theta)$, где Λ^2 – параметр, характеризующий туннельный барьер. Амплитуда вращающего момента Слончевского определяется выражением $a_j = \hbar J P / 2d e M_S$, где J – плотность тока, P – спиновая поляризация тока, d – толщина свободного слоя и $e > 0$ – заряд электрона. Амплитуда полевого вращающего момента принимает значение $b_j = \xi_{CPP} a_j$, где ξ_{CPP} обычно имеет $0.1 - 0.4$ [125; 126].

2.2 Численное микромагнитное моделирование

Начальные и граничные условия

Для численного решения приведенного выше уравнения требуется определить начальные и граничные условия. В связи с тем, что УЛЛГ включает в себя первую производную по времени, требуется задать одно начальное условие. Чтобы найти решение $\vec{M}(\vec{r}, t)$ для $t > 0$ требуется знать начальное распределение намагниченности $\vec{M}(\vec{r}, 0)$. Данное распределение, как правило, либо берется из предыдущего счета, когда выполняется серия моделей с изменяющимся параметром, либо выставляется вручную таким образом, чтобы система срелаксировала к необходимому распределению намагниченности.

Принимая во внимание вид приведенного ранее эффективного поля, можно сделать вывод, что для корректного решения УЛЛГ требуется также задать граничное условие. Можно

заметить, что обменное эффективное поле – единственное слагаемое, которое требует наличия граничного условия, так как в него входит вторая производная по пространству.

Рассмотрим процедуру введения обменного граничного условия. Чтобы сфокусироваться на обмене перепишем УЛЛГ без диссипации и одним только обменным полем: $\partial\vec{M}/\partial t = -(2\gamma A/M_S^2)[\vec{M}, \Delta\vec{M}]$. Так как на границе идеального ферромагнетика (т.е. в случае моментального падения намагниченности в 0 при переходе границы) лапласиан намагниченности не определен, можно ввести дополнительную малую область Ω_p вокруг ферромагнетика, в которой намагниченность непрерывно изменится с M_S до нуля на малом расстоянии d . Проинтегрируем упрощенное УЛЛГ по данной области Ω_p и применим формулу Гаусса – Остроградского:

$$-\frac{M_S^2}{2\gamma A} \int_{\Omega_p} \partial_t M_i d\vec{r} = \int_{\Omega_p} e_{ijk} M_j \Delta M_k d\vec{r} = \int_{\partial\Omega_p} e_{ijk} M_j \frac{\partial M_k}{\partial \vec{n}} d\vec{n} - \int_{\Omega_p} e_{ijk} \nabla M_j \cdot \nabla M_k d\vec{r}. \quad (2.30)$$

Последний интеграл равен нулю, так как e_{ijk} – это тензор Леви-Чивиты. Граница $\partial\Omega_p$ состоит из внешней и внутренней поверхности. Интеграл по внешней поверхности будет равен нулю, так как вне намагниченность равно нулю. Внутренняя поверхность при этом совпадает с поверхностью ферромагнетика $\partial\Omega$ с точностью до ориентации. При этом при стремлении d к нулю объемный интеграл в левой части также будет стремится к нулю. Тогда получим граничное условие $[\vec{M}, \partial\vec{M}/\partial\vec{n}] = 0$, которое с учетом того, что для случая $|\vec{M}| = M_S$ всегда выполняется $\partial\vec{M}/\partial\vec{n} \perp \vec{M}$, переписывается в виде:

$$\left. \frac{\partial\vec{M}}{\partial\vec{n}} \right|_{\partial\Omega} = 0, \quad (2.31)$$

где \vec{n} – это нормальный вектор к поверхности $\partial\Omega$ ферромагнетика.

Такое граничное условие обычно называют обменным или свободным. Данное граничное условие было впервые получено в работе [127]. Также было продемонстрировано, что данное граничное условие должно выполняться в состоянии энергетического равновесия [128]. В зависимости от дополнительных вкладов в эффективное поле, таких как поверхностная анизотропия, это граничное условие изменяется соответственно [129]. Однако, при добавлении поверхностной анизотропии тонкой ферромагнитной пленке, толщиной всего в одну счетную ячейку, граничное условие не требует изменений, так как фактической динамики намагниченности вдоль перпендикулярной к пленке оси не происходит.

Микромагнитный пакет SpinPM

Численный расчет динамики намагниченности в магнитныхnanoструктурах в данной работе проводился с помощью конечно-разностного пакета программ SpinPM. Пакет состоит из счетной части и графической оболочки, позволяющей создавать и редактировать проекты расчетов и просматривать результаты. Счетная часть позволяет решать УЛЛГ на прямоугольной сетке с равномерной дискретизацией по осям x и y и неравномерной дискретизацией

по оси z. Решение УЛЛГ осуществляется при помощи метода Рунге-Кутты четвёртого порядка точности с адаптивным контролем шага интегрирования по времени. Для ускорения расчет магнитостатического взаимодействия осуществляется в пространстве Фурье, для перехода в него и обратно используется техника быстрого преобразования Фурье (БПФ). С особенностями численных схем, используемых в пакетах микромагнитного моделирования, можно детальнее ознакомится, например в работе [130]. Ниже перечислены основные возможности данного пакета:

- Расчёт основного магнитного состояния системы с наименьшей энергией
- Расчёт гистерезисов магнитных структур
- Учёт основных типов взаимодействия: обменного, анизотропии, магнитостатического и зеemanовского
- Учёт дополнительных врачающих моментов, вызванных наличием спин-поляризованного тока (как постоянного, так и переменного) и спин-орбитальных эффектов

Глава 3. Разработка СТД с повышенными и пониженными резонансными частотами

Как было отмечено в главе 1, чрезвычайно актуальным для реального использования СТД работающих в резонансном режиме является вопрос разработки серии устройств с заданными резонансными частотами. Данный подход в первую очередь оправдан тем, что в современных телекоммуникационных стандартах сигналы передаются на фиксированных и заранее известных частотах с узкой линией. В данной главе начнем рассмотрение со случая разработки дизайнов СТД с повышенной резонансной частотой, а затем перейдем к случаю дизайна с пониженной резонансной частотой.

3.1 Спин-трансферный диод с двойным антиферромагнитным закреплением

Существующий задел по данному направлению подробно рассмотрен в главе 1. Здесь же кратко можно отметить, что основная идея, стоящая за повышением частоты, основана на повышении эффективного поля. И хотя была проведена серия работ по данному направлению, метода для контролируемого повышения частоты СТД на так и не было предложено. Ниже будет представлен подход к решению обозначенного вопроса за счет слабого обменного закрепления и поляризатора и свободного слоя СТД антиферромагнетиками с разными температурами суперпарамагнитной блокировки.

3.1.1 Постановка задачи

Исследуемая структура представляет собой пятислойный наностолбик диаметром 140 нм, состоящий из МТП с двумя ферромагнитными слоями ΦM_1 и ΦM_2 , разделенными туннельным барьером MgO и расположенными между двумя антиферромагнетиками $A\Phi M_1$ и $A\Phi M_2$ (рис. 15). Оба слоя ΦM слабо закреплены антиферромагнитными слоями ($A\Phi M_1$ и $A\Phi M_2$) с обменными полями смещения, направленными в плоскости и под углом ϕ друг к другу. Такую конфигурацию можно получить, используя слои $A\Phi M$ с разными температурами Нееля T_N [131], например IrMn₃ ($T_N = 690K$, $T_B = 540K$) и FeMn ($T_N = 510K$, $T_B = 450K$), или слои из одинакового материала, но разной толщины [132; 133]. В этом случае можно проводить двухступенчатый отжиг с разными температурами и разными направлениями поля, изготавливать устройства с заданным углом наклона между пиннингами $A\Phi M$. Толщины слоев ΦM_1 и ΦM_2 были выбраны равными 2 нм и 6 нм соответственно, а слой

MgO имеет толщину 1 нм. В этом случае эффективные антиферромагнитные межслоевые обменные поля для слоев ΦM_1 и ΦM_2 можно оценить как 500 Э и 167 Э соответственно. Стоит отметить, что эти поля обмена пиннинга не предотвращают колебания намагниченности с амплитудами, достаточными для создания общей значительной микроволновой чувствительности СТД. Более того, направление намагниченности не совпадает с направлением пиннинга (этот факт подробно анализируется ниже). Электрический ток прикладывается вдоль вертикальной оси, перпендикулярной плоскости слоев.

Динамика намагниченности в обоих слоях ФМ описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) с дополнительным членом, отвечающим за перенос спина [7; 8]:

$$\dot{\mathbf{M}}_i = -\gamma \mathbf{M}_i \times \mathbf{H}_{eff}^i + \mathbf{T}_{STT}^i + \frac{\alpha}{M_S} (\mathbf{M}_i \times \dot{\mathbf{M}}_i), \quad (3.1)$$

где \mathbf{M}_i — вектор намагниченности ΦM_i , γ — гиромагнитное отношение, α — постоянная затухания Гильберта, M_S — намагниченность насыщения, а \mathbf{H}_{eff}^i — соответствующее каждому слою эффективное поле, состоящее из магнитостатического поля, обменного поля, поля анизотропии и эффективного антиферромагнитного межслоевого обменного поля. Вращающий момент \mathbf{T}_{STT}^i представлен двумя компонентами: моментом Слончевского (ST – Slonczewski torque) $\mathbf{T}_{ST}^i = -\gamma f(\theta) \frac{j a_j}{M_S} \mathbf{M}_i \times (\mathbf{M}_i \times \mathbf{m}_j)$ и полевым моментом (FLT – field-like torque) $\mathbf{T}_{FLT}^i = -\gamma j b_j (\mathbf{M}_i \times \mathbf{m}_j)$, где \mathbf{m}_j — нормализованный вектор вдоль локального направления намагниченности противоположного слоя, а j — плотность тока вдоль направления z. Угловая зависимость вращающего момента Слончевского представлена [7; 123; 124] выражением $f(\theta) = 2\Lambda^2 / ((\Lambda^2 + 1) + (\Lambda^2 - 1) \cos \theta)$, где θ — угол между локальными намагниченностями в ФМ слоях, а Λ^2 — параметр, характеризующий тунNELНЫЙ слой. Амплитуда вращающего момента Слончевского задается выражением $a_j = \hbar P / 2h e M_S$, где P — спиновая поляризация тока, h — толщина свободного слоя, а $e > 0$ — заряд электрона. Амплитуда полевого вращающего момента определяется выражением $b_j = \xi_{CPP} a_j$, где ξ_{CPP} может достигать 0,4 в случае асимметричного магнитного тунNELНОГО перехода [125].

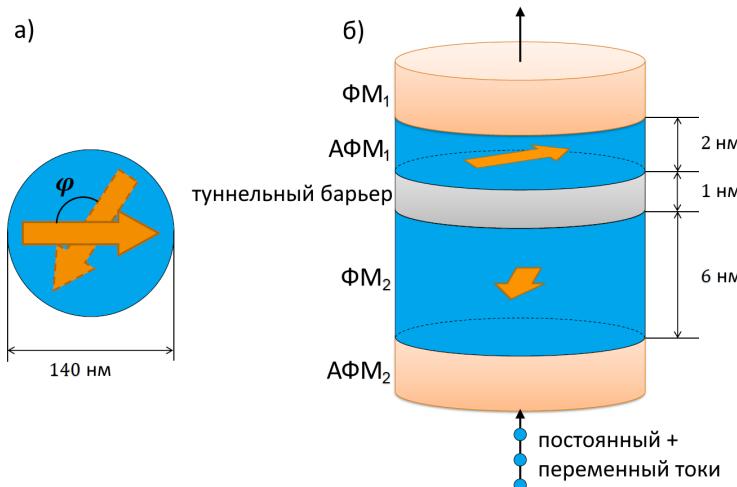


Рисунок 15 — **а)** Вид сверху и **б)** вид сбоку исследуемой структуры. Исследуемая структура представляет из себя МТП с двумя слоями ФМ, разделенными тунNELНЫМ барьером MgO. Оба слоя ФМ слабо закреплены слоями АФМ с полями обменного смещения, направленными друг к другу под углом φ .

Для исследования эффекта выпрямления микроволнового сигнала была выполнена серия численных интегрирований уравнения ЛЛГ (3.1) с использованием микромагнитного конечно-разностного кода SpinPM на основе метода Рунге-Кутты четвертого порядка с

адаптивным шагом по времени и размером сетки $2.5 \times 2.5 \times h^3$, где h - соответствующая толщина слоя. Магнитные параметры ФМ, используемые при моделировании, выбраны следующим образом: намагниченность насыщения $M_S = 920$ эрг/(Гс \cdot см 3), константа обмена $A = 1.3 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, коэффициент затухания Гилберта $\alpha = 0.01$. Объемная анизотропия считалась нулевой. Эти параметры типичны для пермаллоя [17]. Спиновая поляризация тока выбрана равной $P = 0.4$ [17; 125], а параметр $\Lambda^2 \approx 2.33$, что соответствует МТП с ТМС 160 %.

Для корректной обработки результатов моделирования предположим, что СТД подключен к линии передачи и на него падает СВЧ-сигнал. Тогда плотность тока, протекающего через МТП, будет равна $j = j_0 + j_1 \cos(2\pi ft)$, где j_0 - плотность тока смещения (DC), а j_1 - амплитуда плотности СВЧ-тока (AC) с частотой f . В силу телеграфных уравнений, с учетом согласования импедансов и предположения, что линия передачи короткая, связь между падающей СВЧ-мощностью P_{in} и мощностью, потребляемой СТД P_0 , следующая:

$$P_{in} = P_0 \frac{(R + Z_0)^2}{4RZ_0}, \quad (3.2)$$

где R - усредненное по времени сопротивление спин-трансферного диода, а Z_0 - импеданс линии передачи. Мощность, потребляемая СТД $P_0 = \langle I^2(t) R(t) \rangle$, где $I = jS$, S - площадь поперечного сечения СТД, а скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают усреднение по времени. Усредненное по времени напряжение на структуре можно оценить как $\langle \Delta V \rangle = \langle I(t) R(t) \rangle$. В случае однородно намагниченных слоев ФМ зависимость сопротивления МТJ R от угла θ между намагниченностями слоев FM можно вывести как $R(\theta) = \frac{\bar{R}}{1+\rho \cos \theta}$, где $\bar{R}^{-1} = \frac{R_{\uparrow\uparrow}^{-1} + R_{\downarrow\downarrow}^{-1}}{2}$, $\rho = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\downarrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow} + R_{\downarrow\downarrow}}$, $R_{\uparrow\uparrow}$ и $R_{\downarrow\downarrow}$ - сопротивления МТП в параллельном ($\theta = 0^\circ$) и антипараллельном состояниях ($\theta = 180^\circ$) соответственно [19]. Если распределение намагниченности в слоях ФМ неоднородно, то следует выполнить еще и пространственное усреднение. В результате можно оценить чувствительность спин-трансферного диода:

$$\varepsilon = \frac{\langle \Delta V \rangle}{P_{in}} = A \frac{\left\langle \frac{\cos(\omega t)}{1+\rho \cos(\theta(t))} \right\rangle}{\left\langle \frac{\cos^2(\omega t)}{1+\rho \cos(\theta(t))} \right\rangle}, \quad (3.3)$$

где $A = \frac{1}{j_1 S} \frac{4RZ_0}{(R+Z_0)^2}$ и $\theta(t)$ определяется в соответствии с решением уравнения ЛЛГ. Здесь скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают усреднение по времени и пространству.

В приведенных ниже расчетах рассматривались следующие параметры МТП: площадь поперечного сечения $S = \pi r^2 = 1.54 \cdot 10^4$ нм 2 , сопротивление линии передачи $Z_0 = 50$ Ом, среднее сопротивление СТД $R = 415$ Ом, магнетосопротивление $\frac{\Delta R}{R_{\uparrow\uparrow}} = \frac{R_{\downarrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}} = 160\%$. Используя это, можно найти $\rho = 0.44$ и $\Delta R = 369$ Ом.

3.1.2 Результаты моделирования и обсуждение

Прежде всего проанализируем равновесные состояния обоих ФМ слоев. Микромагнитное моделирование показывает, что оба слоя имеют квазиоднородное распределение

намагнченности, однако их намагнченности не коллинеарны направлению закрепления АФМ в каждом из них, поскольку помимо эффективного антиферромагнитного межслойного обменного поля, которое стремится установить намагнченность каждого слоя вдоль направления соответствующего закрепления АФМ, существует магнитостатическое эффективное поле, которое способствует антипараллельной конфигурации намагнченностей двух ФМ слоев. Соотношение между углом между направлениями закрепления АФМ φ и результирующим углом θ между средними намагнченностями в ФМ₁ и ФМ₂ представлено на вставке к рис. 16. В то время как угол между средними намагнченностями θ уменьшается только примерно до 110° , угол между направлениями закрепления АФМ φ уменьшается до 20° . Это означает, что в рассматриваемом случае магнитостатика оказывает существенное влияние на систему. В то же время зависимость $\theta(\varphi)$ близка к линейной при φ выше 60° . Ниже этой точки распределение намагнченности становится менее однородным и нелинейные эффекты играют существенную роль.

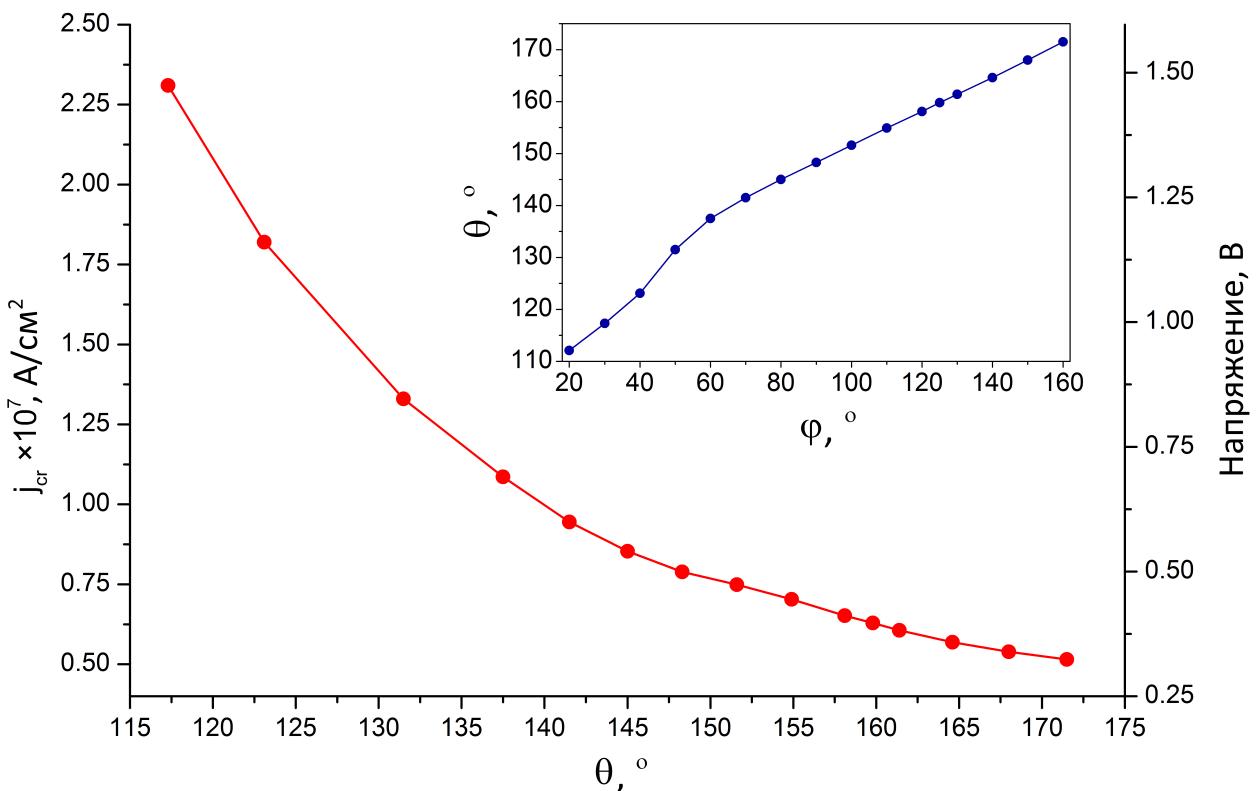


Рисунок 16 — Зависимость критического тока и соответствующего напряжения от угла θ между средними намагнченностями слоев ФМ. Вставка: Зависимость угла θ между средними намагнченностями слоев ФМ от угла между направлениями закрепления АФМ φ .

Далее исследуем возбуждение только постоянным током (в данном случае $j_1 = 0$). Моделирование показывает, что в широком диапазоне угла пиннинга АФМ φ (и соответствующего угла θ) существует критический ток j_{cr} , при котором система переходит в режим автоколебаний, при котором колеблются оба ФМ слоя. Зависимость этого критического тока и соответствующего напряжения от угла θ между средними намагнченностями слоев ФМ представлена на рис. 16. Ниже все зависимости будут рассматриваться от угла φ , поскольку он может быть выбран в процессе отжига при изготовлении структуры. При этом реальный

угол между намагнченностями θ можно легко определить с помощью зависимости $\theta(\varphi)$ из вставки на рис. 16.

Для анализа того, какой из вращающих моментов в большей степени отвечает за возбуждение намагнченности, было рассмотрено их действие на систему по отдельности. Для $\varphi = 80^\circ$, $j_0 = 9.5 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ (что выше критического тока) и $j_1 = 0$ было проведено два расчета, с учетом только полевого вращающего момента ($a_j = 0$, $b_j \neq 0$) и только вращающего момента Слончевского ($a_j \neq 0$, $b_j = 0$). В первом случае переходные колебания затухали до нуля за короткое время, тогда как во втором случае наблюдались автоколебания. Это показывает, что момент Слончевского играет ведущую роль в возбуждении намагнченности в рассматриваемой структуре.

Рассмотрим теперь действие на систему переменного тока (как с дополнительным постоянным током смещения, так и без него) на примере случая угла между направлениями закрепления АФМ $\varphi = 120^\circ$. Здесь и далее амплитуда плотности переменного тока выбиралась $j_1 = 10^4 \text{ A/cm}^2$, что соответствует мощности падающего СВЧ-сигнала $P_{in} = 10^{-9} \text{ Вт}$. Чувствительность СТД рассчитывалась с использованием уравнения (3.3). Рассматривался диапазон частот $9 - 9,5 \text{ ГГц}$ для различных постоянных токов смещения, которые выбирались ниже критического (который в данном случае равен $j_{cr} = 6,52 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$). Результаты моделирования представлены на рис. 17. Видно, что максимальная резонансная чувствительность наблюдается, когда постоянный ток смещения немного ниже критического значения ($j_0 = 0,99 \cdot j_{cr}$), а затухание почти компенсируется эффектом переноса спина и соответствующим ему вращающим моментом. Эти результаты демонстрируют, что для рассматриваемого СТД приложение постоянного тока смещения даже меньшего критического может приводить к значительному увеличению чувствительности (с 20 до 1200 мВ/мВт в рассматриваемом случае).

Далее исследуем чувствительность СТД при нулевом токе смещения для различных углов между направлениями закрепления АФМ φ (от 70° до 160°). Результаты представлены на вставке к рис. 18. Резонансная чувствительность возрастает при уменьшении угла φ , достигая максимума при 70° . При углах около 160° резонансный пик исчезает. При этом максимальное значение чувствительности в этом случае не превышает 40 мВ/мВт.

В качестве последнего шага моделирования для каждого угла между направлениями закрепления АФМ φ в рассматриваемом диапазоне были проведены симуляции для случая приложенного постоянного тока смещения, составляющего 99% от критического значения. Зависимость чувствительности от частоты микроволнового сигнала была рассчитана с использованием формулы (3.3). Результаты показаны на рис. 18. Резонансная частота постепенно изменяется по мере изменения угла φ между полями обменного смещения. Максимальная чувствительность 1670 мВ/мВт достигается при угле φ около 125° . Как видно из этих результатов, чувствительность остается довольно высокой вплоть до угла $\varphi = 70^\circ$. В то же время хорошо известно [134; 135], что вращающий момент Слончевского (определяющий эффект в рассматриваемом случае, как было показано выше) становится неэффективным при возбуждении стационарных магнитных колебаний, когда угол между намагнченностями приближается к 90° , а критическая плотность тока должна расходиться как $1/\cos\theta$.

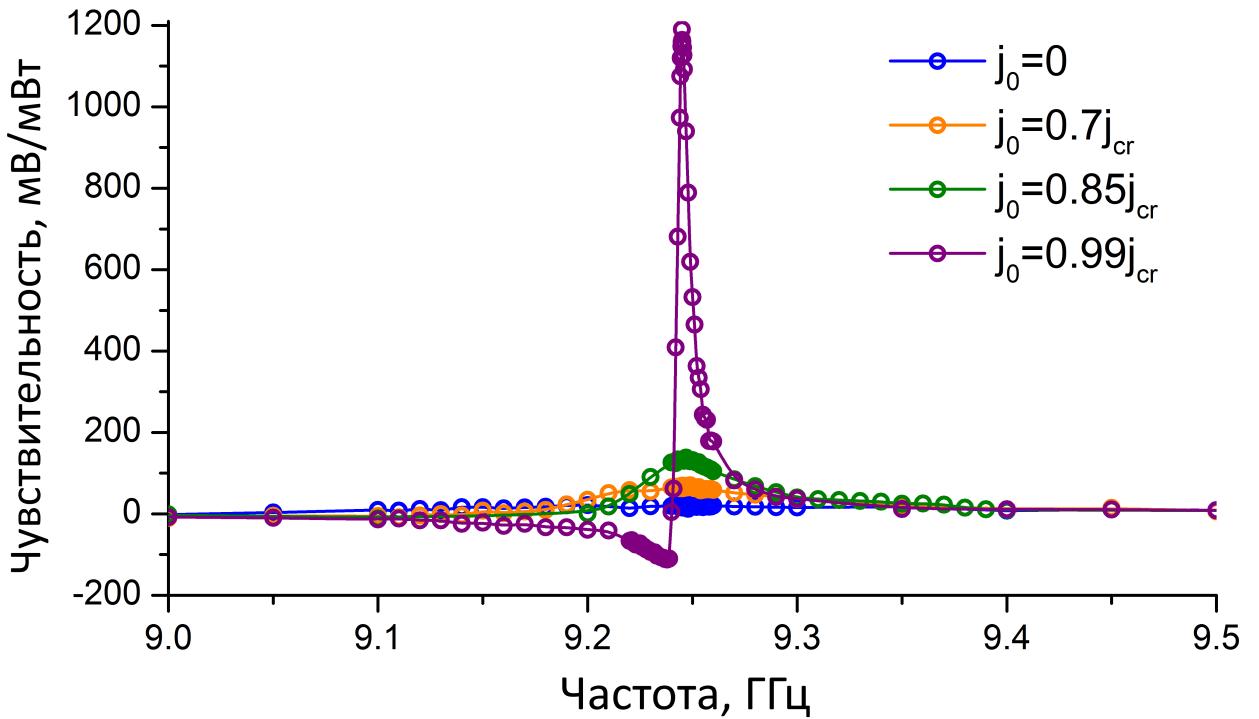


Рисунок 17 — Чувствительность СТД в зависимости от частоты СВЧ-тока для различных значений постоянного тока смещения. Угол между направлениями закрепления АФМ $\varphi = 120^\circ$.

вблизи этого угла. Однако противоречия с полученными результатами тут нет. Рассматриваемый диапазон угла между направлениями закрепления АФМ φ от 70° до 160° соответствует углу θ между средними намагниченностями слоев ФМ от 141° до 171° (см. вставку на рис.16). При этом значение $\theta = 90^\circ$ просто не достигается, а угол θ всегда остается больше этого значения. Это также объясняет тот факт, что не наблюдается инверсия знака критического тока на рис.16. Полученные результаты доказывают возможность изготовления рассматриваемых СТД с заданной в широком диапазоне (от 8,5 до 9,5 ГГц) резонансной частотой путем изменения угла φ в процессе отжига без существенной потери их характеристик.

Важно отметить, что экспериментальная реализация надежно работающего спинтрансферного диода с наклонным слабым обменным смещением потребует значительных усилий по проектированию и оптимизации стека. Например, обменное смещение создаваемое антиферромагнетиком может увеличить эффективное затухание для соответствующего ферромагнитного слоя [136; 137]. Это в свою очередь приводит к увеличению критического тока и соответствующего напряжения. Однако эту проблему можно решить следующими способами. Даже небольшое увеличение толщины слоев ФМ приведет к сильному уменьшению затухания (пропорциональному [136] h^{-2}), вызванного антиферромагнитным смещением, не влияя существенно на динамику намагниченности, а только незначительно перемещая положение резонанса. Например, если мы увеличим толщину FM_1 с 2 нм до 2,9 нм и 4,3 нм, то эффективное затухание¹ уменьшится уже до $\alpha(2.9) \approx 0,049$ и $\alpha(4.3) \approx 0,027$ соответственно.

¹Эффективное затухание было пересчитано в толщину с использованием экспериментальных результатов из работы [136].

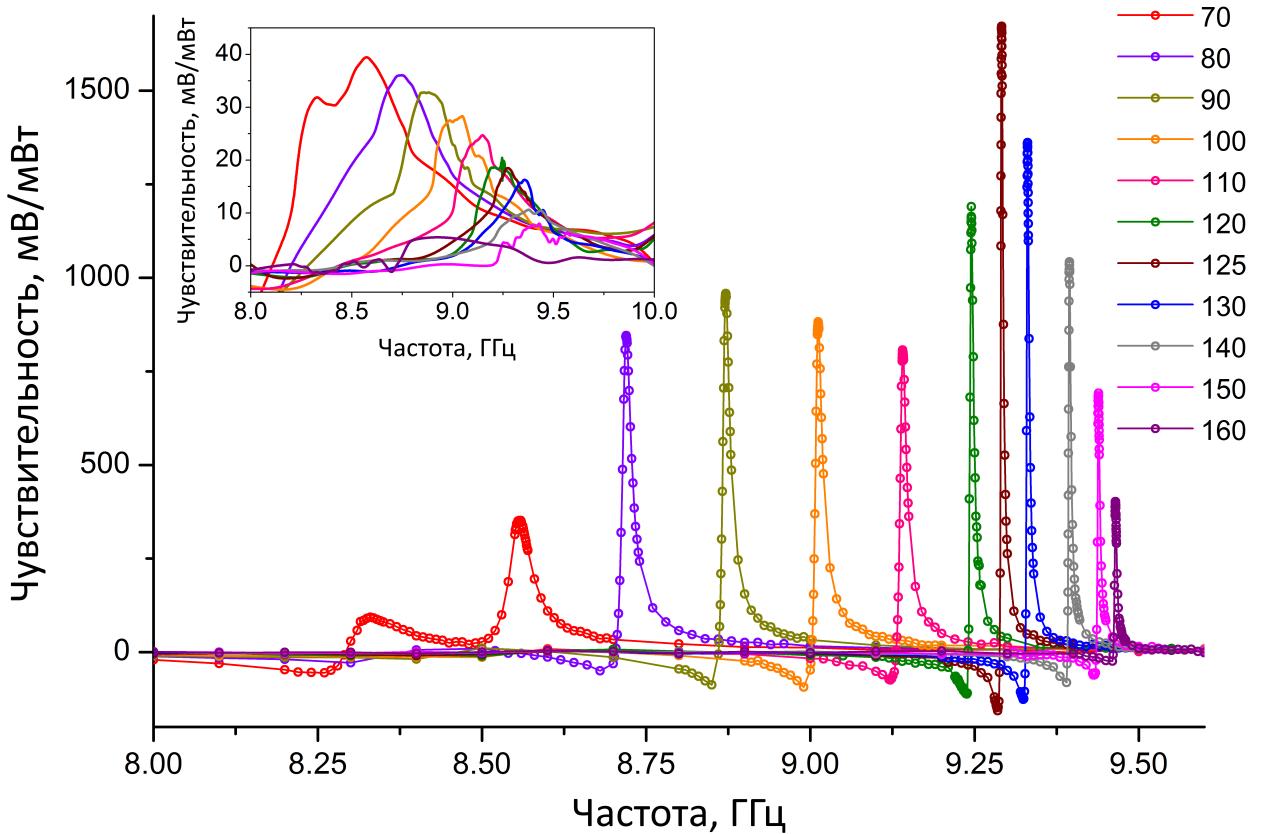


Рисунок 18 — Зависимость чувствительности от частоты переменного тока для различных углов между направлениями закрепления АФМ φ в случае тока смещения $0,99 \cdot j_{cr}$. Вставка: Зависимость чувствительности от частоты переменного тока для различных углов между направлениями закрепления АФМ φ в случае возбуждения только переменным током.

Критические токи в этом случае будут $j_{cr}(2.9) \approx 2.7 \times 10^7 \text{ A/cm}^2$ и $j_{cr}(4.3) \approx 1.56 \times 10^7 \text{ A/cm}^2$, а соответствующее напряжение - $V(2.9) \approx 1.7 \text{ В}$ и $V(4.3) \approx 1 \text{ В}$ (см. рис. 19). Данные значения являются разумными и реалистичными с точки зрения из использования для МТП.

С другой стороны, чтобы избежать эффекта роста магнитного затухания из-за обменного закрепления магнитного слоя на шероховатой поверхности антиферромагнетика, можно использовать синтетический антиферромагнетик АФМ₁/ФМ₀/Ru(< 1 nm)/ФМ₁. В этом случае на слой ФМ₁ действует достаточно сильное обменное смещение за счет межслойное РККИ обменное взаимодействие через слой рутения. При этом ширина линии этого магнитного слоя, а значит и эффективное затухание, будут малы [138; 139]. Более того, поскольку жесткая фиксация намагниченности слоев ФМ не требуется для работы рассматриваемой системы, то вместо слоя АФМ можно использовать более сложные конструкции мягкого смещения с антиферромагнитной связью [140]. В этом случае эффективное затухание в обоих слоях ФМ практически не отличается от значения затухания для изолированного магнитного слоя.

Стоит отметить, что вместо закрепления антиферромагнетиком можно использовать различного рода анизотропию, контролируемую напряжением. Подобный подход помимо отсутствия влияния на затухание может позволить динамически изменять угол между равноз-

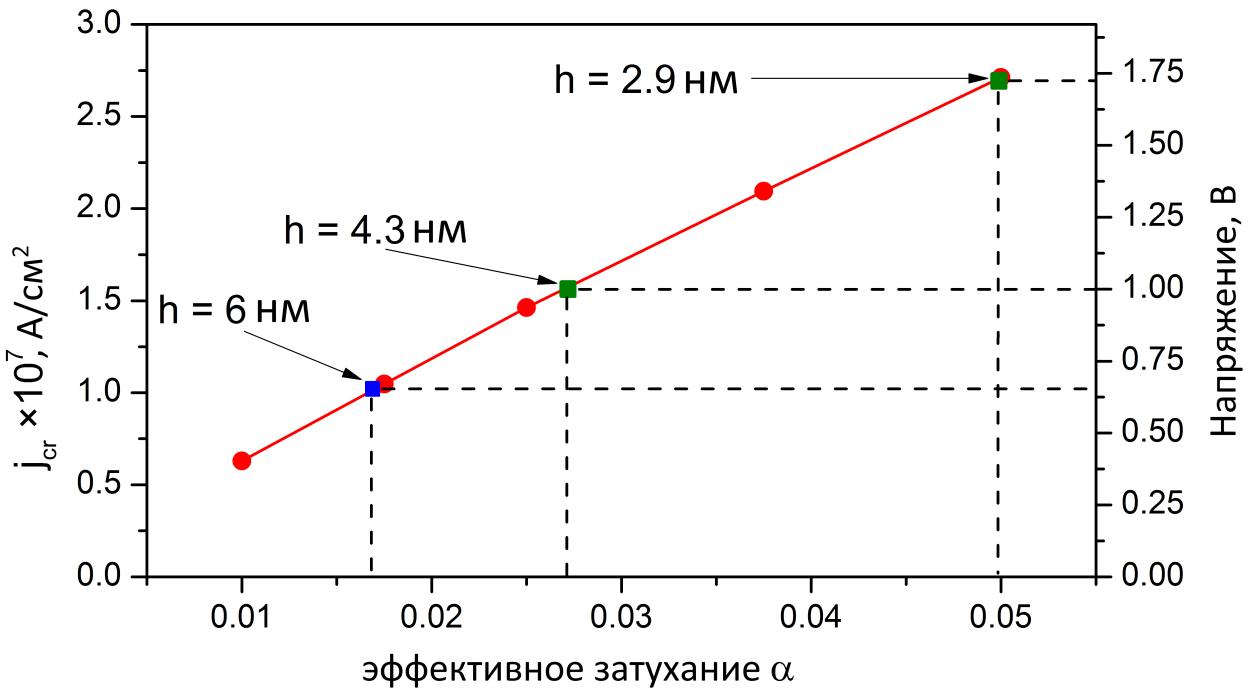


Рисунок 19 — Зависимость критического тока и соответствующего напряжения от эффективного затухания α . Красные точки представляют результаты моделирования, синяя точка соответствует ΦM_2 с толщиной $h = 6 \text{ нм}$, а зеленые точки представляют случаи толщины, соответствующей напряжению 1 В и 1,7 В соответственно.

весными намагнченностями ферромагнитных слоев и, следовательно, настраивать частоту во время работы.

3.2 Вихревой спин-трансферный диод

Существующий задел по данному направлению подробно рассмотрен в главе 1. Здесь же кратко можно отметить, что основная идея, стоящая за понижением частоты, основана на рассмотрении вихревой системы, для которой основной является гиротропная субгигагерцовая мода. На сегодняшний день была проведена серия работ по СТД, работающим в режиме динамического вытеснения ядра вихря из свободного слоя МТП. Хотя режим вытеснения вихрей обеспечивает высокую чувствительность в субгигагерцовом диапазоне частот, он по-прежнему требует внешних магнитных полей в сочетании с довольно высокой входной мощностью переменного сигнала или с большим постоянным током смещения, чтобы обеспечить вытеснение вихрей, что ограничивает диапазон возможных применений. В то же время динамика намагнченности вихревого СТД и влияние на него тока смещения за пределами режима вытеснения, т.е. в диапазоне параметров подходящем для сверх маломощного применения, а значит и вопрос о возможном понижении частоты СТД, остаются неизученными. Ниже будет детально рассмотрена динамика вихревого СТД как с током смещения,

так и без него, а также оценена возможность понижения частот СТД за счет использования вихревых систем.

3.2.1 Постановка задачи

Исследуемая система (см. рис. 20) представляет собой трехслойный наностолбик с радиусом $R_D = 100$ нм, состоящий из свободного слоя, туннельного слоя и наклонного поляризатора. Свободный слой изготовлен из пермаллоя $Ni_{81}Fe_{19}$ и имеет вихревое распределение намагниченности. Далее будем рассматривать динамику намагниченности только в свободном слое, поскольку в экспериментах поляризатор всегда жестко закреплен антиферромагнетиком. Толщина свободного слоя была выбрана равной $h = 8$ нм.

Рассмотрим подробнее причины выбора именно наклонного поляризатора. В большинстве экспериментов по МТП с вихревым распределением намагниченности используется наклонный поляризатор [52]. С одной стороны, планарная составляющая поляризатора необходима для спин-трансферного диодного эффекта и для обнаружения любых колебаний намагниченности, поскольку она отвечает за изменение сопротивления в случае вихревого распределения, так как оно в основном характеризуется намагниченностью в плоскости. В то же время планарная составляющая посредством полевого вращающего момента действует на вихрь подобно внешнему магнитному полю в плоскости, которое требуется для возбуждения переменных колебаний вихря [61; 141; 142]. С другой стороны, перпендикулярная составляющая необходима для гиротропного возбуждения вихря постоянным током [69; 143].

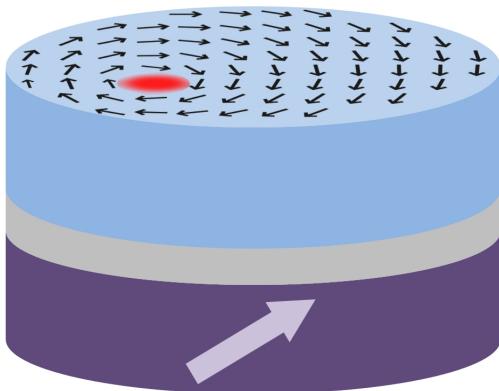


Рисунок 20 — Схематическое изображение изучаемой системы, состоящей из свободного слоя пермаллоя, туннельного слоя и наклонного поляризатора. Черные стрелки представляют направление намагничивания, красная область представляет ядро вихря.

Динамика намагниченности в свободном слое описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) с дополнительным членом, отвечающим за перенос спина [7; 8]:

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \mathbf{T}_{STT} + \frac{\alpha}{M_S} (\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}), \quad (3.4)$$

где \mathbf{M} — вектор намагниченности, γ — гиромагнитное отношение, α — постоянная затухания Гильберта, M_S — намагниченность насыщения, а H_{eff} — эффективное поле, состоящее из магнитостатического поля, обменного поля и поля анизотропии. Вращающий момент вызванный эффектом переноса спина \mathbf{T}_{STT} представлен двумя компонентами: вращающим

моментом Слончевского (ST) $\mathbf{T}_{ST} = -\gamma \frac{ja_j}{M_S} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{ref})$ и полевым вращающим моментом (FLT) $\mathbf{T}_{FLT} = -\gamma jb_j(\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{ref})$, где \mathbf{m}_{ref} — единичный вектор вдоль направления намагниченности опорного слоя, а j — плотность тока. В рассматриваемом случае наклонного поляризатора $\mathbf{m}_{ref} = (1/\sqrt{2}, 0, 1/\sqrt{2})^T$. Амплитуда вращающего момента Слончевского определяется как $a_j = \hbar P / 2heM_S$, где P — спиновая поляризация тока, h — толщина свободного слоя, а $e > 0$ — заряд электрона. Амплитуда полевого вращающего момента определяется как $b_j = \xi_{CPP}a_j$, где ξ_{CPP} может быть больше 0.4 в случае асимметричного магнитного тунNELьного перехода [125].

Для исследования возбуждения магнитного вихря переменным перпендикулярно инжектированным током и соответствующего выпрямления входного радиочастотного сигнала была проведена серия симуляций с использованием микромагнитного (детали приведены в главе 2) конечно-разностного кода SpinPM на основе метода Рунге-Кутты четвертого порядка точности с адаптивным шагом по времени и размером сетки $2 \times 2 \text{ нм}^2$. Магнитные параметры Py, используемые при моделировании, следующие: $M_S = 800 \text{ эрг}/(\text{Гс}^*\text{см}^3)$, константа обмена $A = 1.3 \times 10^{-6} \text{ эрг}/\text{см}$, $\alpha = 0.01$, объемная анизотропия равна нулю. Спиновая поляризация тока, создаваемого поляризатором, была выбрана равной $P = 0.4$.

Ниже рассматриваются следующие параметры МТП: магнетосопротивление $\Delta R/R = 160\%$ и среднее сопротивление $\bar{R} = 260 \text{ Ом}$. Используя это, можно найти $\rho = (R_{AP} - R_P) / (R_{AP} + R_P) \approx 0.45$ и $\Delta R \approx 2\rho\bar{R} \approx 234 \text{ Ом}$, где R_{AP} и R_P — сопротивления антипараллельной и параллельной ориентации намагниченности. В случае сопротивления линии $Z_0 = 50 \text{ Ом}$ плотность тока может быть связана с входной мощностью ВЧ переменного тока как $P_{in} = \frac{\bar{R}}{8Z_0}\bar{R}I_{AC}^2$, где $I_{AC} = \pi j_{AC}R_D^2$.

Расчет чувствительности СТД на основе микромагнитных распределений осуществлялся по формуле:

$$\varepsilon = \frac{\overline{\Delta V}}{P_{in}} \simeq -\frac{\Delta RI_{AC}}{2P_{in}} \int_{T_1}^{T_2} \langle (\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_p) \rangle \frac{\sin(2\pi ft)dt}{T_2 - T_1}, \quad (3.5)$$

где $\overline{\Delta V}$ — постоянное выходное напряжение, \mathbf{m} — единичный вектор намагниченности элементарной ячейки моделирования, $\mathbf{e}_p = (1/\sqrt{2}, 0, 1/\sqrt{2})^T$ — единичный вектор вдоль поляризатора, f — частота входного переменного тока, $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по всем ячейкам моделирования, T_2 и T_1 — два момента времени, достаточно далеких от начального времени, чтобы исключить переходные процессы ($T_2, T_1 > 2000$ и $T_2 - T_1 > 300$).

3.2.2 Результаты моделирования

Для надлежащего рассмотрения влияния постоянного тока смешения на процесс выпрямления переменного сигнала необходимо сначала найти критический ток j_{cr} возбуждения автоколебаний магнитного вихря постоянным током. Зависимость радиуса-вектора ядра вихря от плотности тока, полученная с помощью микромагнитного моделирования в случае

только постоянного тока, представлена на рис. 21. Согласно этим результатам, критическая плотность тока составляет $j_{cr} = 5.9 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$. Ниже этого тока вихревое гиротропное вращение отсутствует, более того, все другие возбуждения намагничивания затухают.

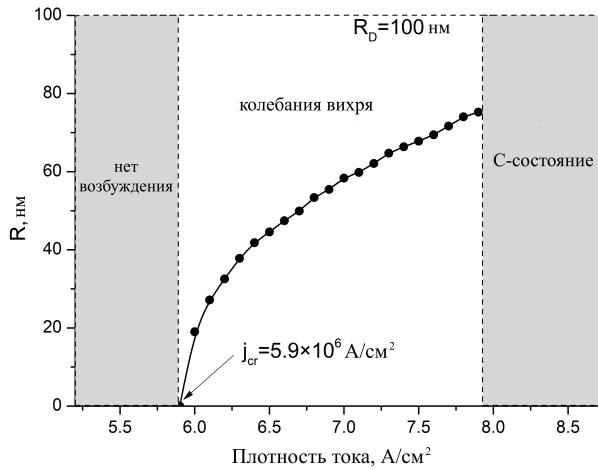


Рисунок 21 — Зависимость радиуса-вектора ядра вихря от плотности тока при возбуждении только постоянным током, полученная с помощью микромагнитного моделирования. Левая серая область представляет собой область с отсутствием магнитного возбуждения, правая серая область - область с С-образными колебаниями, центральная область соответствует гиротропным осцилляциям с указанным радиусом.

Для исследования спин-трансферного диодного эффекта в случае вихревого распределения свободного слоя и влияния постоянного смещения была проведена серия микромагнитных симуляций. Моделирование показывает, что после приложения перпендикулярного переменного тока вихрь начинает гиротропное движение и через определенное время достигает квазистационарной орбиты. При этом характерными временами выхода на стационарные колебания являются сотни нс. Было проведено моделирование в диапазоне частот² от 300 МГц до 450 МГц для различных постоянных токов смещения: 0, $0.5j_{cr}$, $0.85j_{cr}$ и $0.99j_{cr}$, и различных мощностей входного переменного сигнала: 1.67 мВт, 150 мкВт, 167 нВт и 1.7 нВт. Используя микромагнитные распределения, полученные для каждого момента времени в результате микромагнитного моделирования, с использованием формулы (3.5) была рассчитана чувствительность СТД. Результирующие зависимости чувствительности от частоты для различных постоянных токов смещения и входных мощностей представлены на рис. 22.а, б.

Важно отметить, что микромагнитное моделирование показывает, что резонансная частота в этом случае лежит около 400 МГц без внешнего магнитного поля. Этот факт позволяет утверждать, что вихревой СТД может расширить частотный диапазон резонансного выпрямления спин-трансферных диодов. Как видно из рис. 22.а, приложение постоянного тока смещения даже с величиной, недостаточной для возбуждения автоколебаний, может значительно улучшить чувствительность. В то же время, как следует из рис. 22.б, чувствительность сильно зависит от входной мощности ВЧ и увеличивается с уменьшением мощности, что, впрочем, типично для спин-трансферных диодов (см. главу 1).

²Микромагнитное моделирование дает практически нулевой эффект вне этого диапазона.

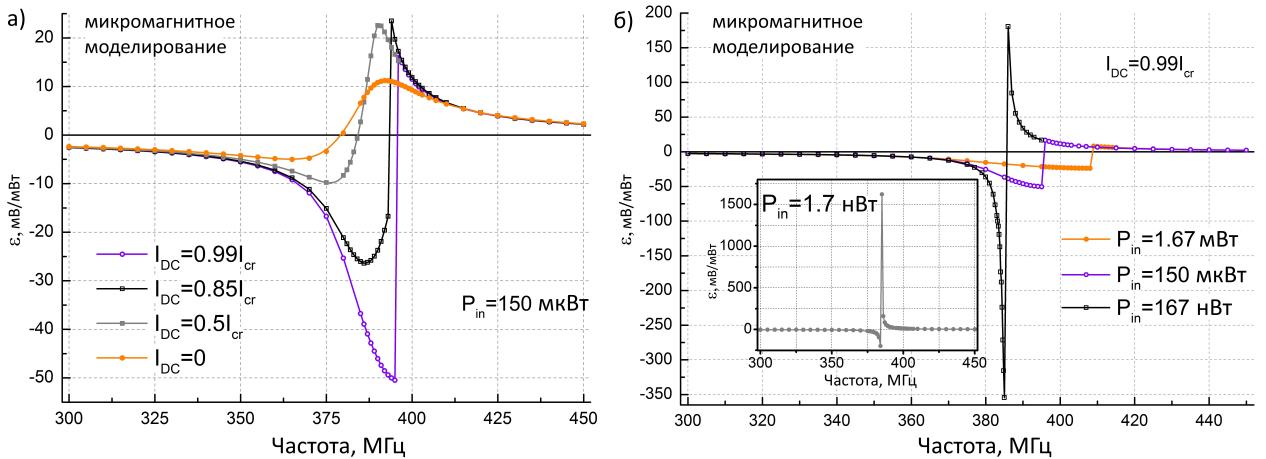


Рисунок 22 — Зависимость чувствительности от частоты а) для различных значений постоянного тока смещения и фиксированной входной мощности переменного сигнала и б) для различных значений входной мощности переменного сигнала и фиксированного постоянного тока смещения, полученные с помощью микромагнитного моделирования.

3.2.3 Аналитическое описание

Для лучшего понимания закономерностей возбуждения вихревого СТД проанализируем систему с использованием уравнения Тиля [65], которое можно вывести из уравнения (3.4):

$$G[\mathbf{e}_z \times \dot{\mathbf{R}}] = k(\mathbf{R})\mathbf{R} + D\dot{\mathbf{R}} - \mathbf{F}_{STT} \quad (3.6)$$

где \mathbf{R} – положение ядра вихря, $G = -2\pi p M_S h / \gamma$ – гироконстанта, p – полярность ядра вихря, а \mathbf{e}_z – единичный вектор вдоль оси z . Возвращающая сила задается [144] величиной $k(\mathbf{R}) = \omega_0 G(1 + a\mathbf{R}^2/R_D^2)$, где гиротропная частота равна $\omega_0 = \frac{20}{9}\gamma M_S h / R_D$ и $a \approx 0.25$. Коэффициент затухания [69] равен $D = \alpha G(\frac{1}{2} \ln(\frac{R_D}{2l_e}) + \frac{3}{8})$, где $l_e = \sqrt{\frac{A}{2\pi M_S^2}}$. \mathbf{F}_{STT} – это сила, вызванная эффектом переноса спина, соответствующая как перпендикулярной, так и плоской составляющей поляризатора. Порождаемые каждой компонентой поляризатора моменты, как упоминалось ранее, состоят из двух вкладов: вращающего момента Слончевского и полевого вращающего момента. Хорошо известно, что вращающий момент Слончевского от перпендикулярной составляющей поляризатора [144] равен $\mathbf{F}_{ST}^\perp = \kappa j \sin \xi [\mathbf{R} \times \mathbf{e}_z]$, где $\kappa = \pi \gamma a_j M_S h p$, а ξ – угол наклона поляризатора.

Используя приближение Фельдткеллера [145] для описания конфигурации профиля магнитного вихря, вклад вращающего момента Слончевского от плоскостной части поляризатора может быть вычислен как $\mathbf{F}_{ST}^{\parallel} = -j\beta G(\cos \psi, -\sin \psi)^T$, где $\beta = 0,25\rho_c V a_j \gamma (0,5\pi^{3/2} + 0,9724)$, ρ_c – ширина ядра вихря, V – завихренность, а ψ – полярный угол ядра. Действие полевого вращающего момента можно ввести как изменение плотности энергии вихря с дополнительным членом $E_{FL} = -\delta' j b_j (\mathbf{R} \cdot [\mathbf{e}_z \times \mathbf{m}_{ref}])$, поэтому его можно представить как $\mathbf{F}_{FL} = -\delta' [\mathbf{e}_z \times \mathbf{m}_{ref}]$, где $\delta' = M_S \delta' \pi h R_D^2 b_j / \gamma$, а δ' – константа, связывающая намагниченность в плоскости с радиусом-вектором ядра как $\mathbf{M} = \delta' [\mathbf{R} \times \mathbf{e}_z]$. Аналогичная формула уже

использовалась в случае внешнего магнитного поля [146]. Микромагнитное моделирование дает $\delta' = 5.6$ (эрг/Гс^{*}см³)/нм для рассматриваемого МТП.

Используя эти выражения для вращающих моментов и тот факт, что $\mathbf{m}_{ref} = (\cos \xi, 0, \sin \xi)$, можно переписать уравнение (3.6) в виде:

$$G[\mathbf{e}_z \times \dot{\mathbf{R}}] = k(\mathbf{R})\mathbf{R} + D\dot{\mathbf{R}} - \kappa[\mathbf{R} \times \mathbf{e}_z]j \sin \xi + \beta G j \cos \xi (\cos \psi, -\sin \psi)^T + \delta j \cos \xi \mathbf{e}_y. \quad (3.7)$$

Это уравнение можно представить в полярных координатах (R, ψ) в следующем виде:

$$-\dot{\psi} = \frac{k(R)}{G} + \frac{D}{GR} \dot{R} + \frac{\beta j \cos \xi}{R} \cos 2\psi + \frac{\delta j \cos \xi}{GR} \sin \psi, \quad (3.8)$$

$$\frac{\dot{R}}{R} = \frac{D}{G} \dot{\psi} + \frac{\kappa \sin \xi}{G} j - \frac{\beta j \cos \xi}{R} \sin 2\psi + \frac{\delta j \cos \xi}{GR} \cos \psi, \quad (3.9)$$

Используя данную систему и пренебрегая малыми членами (так как $(D/G)^2 \ll 1$), можно записать уравнение для R :

$$\frac{\dot{R}}{R} = -\frac{D}{G} \frac{k(R)}{G} + \frac{\kappa \sin \xi}{G} j - \frac{\beta \cos \xi}{R} j (\sin 2\psi + \frac{D}{G} \cos 2\psi) + \frac{\delta \cos \xi}{GR} j (\cos \psi - \frac{D}{G} \sin \psi), \quad (3.10)$$

где полная плотность тока $j = j_{AC} \sin(\omega t) + j_{DC}$.

Микромагнитное моделирование показывает, что средняя частота вращения ядра магнитного вихря равна частоте переменного тока, а мгновенные частоты имеют пренебрежимо малые периодические отклонения, поэтому в дальнейшем будем считать $\psi \approx \omega t$. При этом после некоторого переходного процесса вихревое ядро выходит на квазистационарную орбиту, что означает $\dot{R} = 0$. Учитывая это, можно проинтегрировать уравнение (3.10) по периоду в приближении, что частота постоянна. Учитывая это, после интегрирования все члены, содержащие ωt , за исключением одного, содержащего $\sin^2(\omega t)$, исчезают (потому что все интегралы по этим тригонометрическим функциям возвращают 0) и только $\sin^2(\omega t)$, что соответствует члену $\frac{\delta \cos \xi}{GR} j_{AC} \frac{D}{G} \sin^2(\omega t)$, возвращает 1/2. В то же время все члены, не зависящие от ωt , возвращают свои значения. Поэтому уравнение (3.10) принимает вид:

$$\frac{D}{G} \frac{\omega_0 a}{R_D^2} R^3 + \left(\frac{D}{G} \omega_0 - \frac{\kappa \sin \xi}{G} j_{DC} \right) R + \frac{D}{G} \frac{\delta \cos \xi}{2G} j_{AC} = 0. \quad (3.11)$$

Решая это уравнение численно, можно найти зависимость $R(j_{AC})$. Используя эту зависимость и учитывая, что $\langle (\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_p) \rangle = \delta'(\mathbf{e}_p \cdot [\mathbf{R} \times \mathbf{e}_z]) / M_S$, можно рассчитать чувствительность в соответствии с уравнением (3.5). Результатирующие зависимости чувствительности от входной мощности переменного сигнала для различных значений постоянного тока представлены на рис. 23. Эти результаты хорошо коррелируют с микромагнитным моделированием: чувствительность увеличивается с уменьшением мощности или с увеличением постоянного тока смещения. Однако точное численное сравнение затруднено, поскольку точность определения смещения постоянного тока в микромагнитном моделировании не идеальна, в то время как зависимость чувствительности от смещения постоянного тока очень сильная. Тем не менее, аналитическое решение предсказывает аналогичный порядок чувствительности.

С увеличением постоянного тока смещения чувствительность возрастает до критического значения, что соответствует случаю $j_{DC} = j_{cr}$. Согласно уравнению (3.5) эта критическая

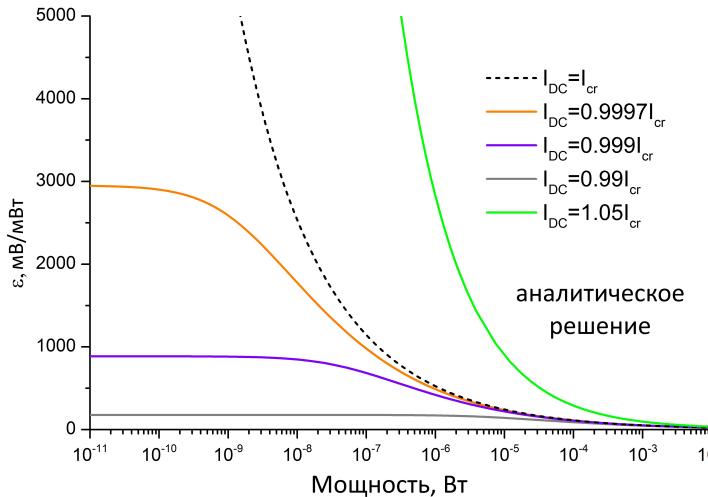


Рисунок 23 — Зависимость чувствительности от входной мощности переменного сигнала для различных значений тока смещения, полученная из решения уравнения (3.11). Пунктирная линия представляет случай критического тока.

чувствительность равна $\varepsilon_{cr} = AP_{in}^{-1/3}$, или равна 520 мВ/мВт для 1 мк Вт входной мощности, 1120 мВ/мВт для 100 нВт входной мощности, 2500 мВ/мВт для 10 нВт входной мощности и 5600 мВ/мВт для 1 нВт входной мощности. Это делает вихревой СТД идеальным кандидатом для выпрямления субигагерцового сверхнизкомощного сигнала без необходимости во внешнем поле. Эти значения являются максимально возможными значениями для рассматриваемой системы без механизма фазовой автоподстройки частоты, который может быть реализован при переходе к автогенерации [23; 24]. Однако, если мы приложим постоянный ток смещения, превышающий критический, чувствительность может быть значительно повышена (см. зеленую линию на рис. 23). В то же время, этот режим требует синхронизации между входным ВЧ-сигналом и вихревыми колебаниями, что возможно только в некотором диапазоне параметров и входных ВЧ-мощностей, и эта область синхронизации является предметом отдельного исследования.

Глава 4. Широкополосное выпрямление в намагниченных в плоскости СТД

В предыдущей главе был рассмотрен подход к расширению частотных характеристик СТД путем создания устройств с повышенными и пониженными частотами. Альтернативой ему служит использование спин-трансферных диодов в широкополосном режиме. Подробнее работы в данном направлении и его особенности рассмотрены в главе 1. Здесь же отметим, что несмотря на достаточно широкий диапазон рабочих частот СТД, работающих в широкополосном режиме, они имеют ряд существенных недостатков, среди которых необходимость очень точно подбирать значение анизотропии, а также наличие критической входной мощности, ниже которой широкополосное выпрямление не реализуется. В результате вопрос о возможности широкополосного выпрямления СТД без перпендикулярной анизотропии и с нулевым порогом является крайне актуальным.

Ниже будут рассмотрены две системы с плоскостным намагничиванием (без ПМА) для которых реализуется широкополосный режим выпрямления. Для обоих случаев теоретическому описанию будут предшествовать экспериментальные данные, которые будут в дальнейшем интерпретированы и объяснены.

4.1 Однородно намагниченный СТД с внешним полем под углом к поляризатору

4.1.1 Постановка задачи и экспериментальные данные

Группой К.А. Звездина был проведен следующий эксперимент [147]. Был рассмотрен магнитный тунNELНЫЙ переход со следующей структурой (снизу вверх) Ta(3 нм)/PtMn(15 нм)/CoFe(2.5 нм)/Ru(0.85 нм)/CoFeB(2.9 нм)/CoFe(0.4 нм)/MgO(1 нм)/CoFe(0.4 нм)/CoFeB(1.6 нм)/Ta(5 нм)/Ru(7 нм), схожей со структурой из работ [148; 149]. Стек МТП имеет эллиптическую форму с осями 250 нм×50 нм (см. рис. 24.а). Образец был отожжен при 360 °C в магнитном поле 1 Т в течение 1 часа. Бислой CoFe/CoFeB над слоем MgO действует как свободный слой, в котором возбуждается динамика намагниченности. Верхний ферромагнитный слой синтетической антиферромагнитной (САФ) структуры CoFe/Ru/CoFeB/CoFe под MgO действует как закрепленный слой (или поляризатор) с фиксированной в плоскости намагниченностью ориентированной вдоль большой оси эллипса.

Первоначально сопротивление образца было изучено как функция магнитного поля. Внешнее магнитное поле было ориентировано по направлению к легкой оси закрепленного слоя. Знак поля выбирался так, чтобы установить образец в параллельное (П) состояние

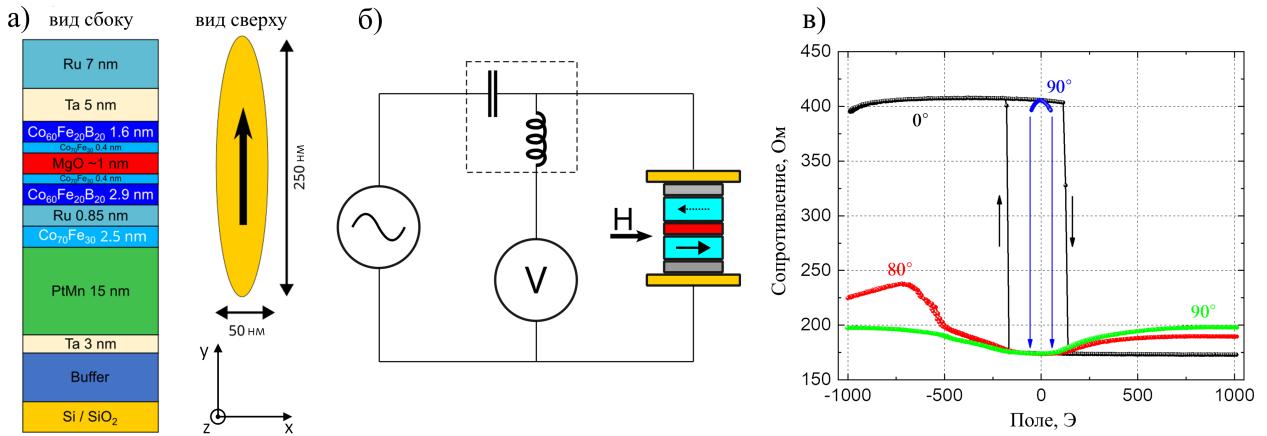


Рисунок 24 — а) Поперечное сечение и поперечные размеры образца МТП в декартовой системе координат. б) Эскиз установки СТ-ФМР с внешним магнитным полем, приложенным в плоскости образца. в) Магнетосопротивление как функция магнитного поля в плоскости для эллиптического наностолбика МТП ($250 \times 50 \text{ нм}^2$). Черная кривая соответствует магнитному полю, ориентированному параллельно легкой оси закрепленного слоя. Черные стрелки указывают направление развертки магнитного поля. Синяя и зеленая кривые относятся к случаям магнитного поля, изначально установленному в антипараллельном состоянии. Синяя кривая соответствует образцу, изначально установленному в антипараллельном состоянии. Синие стрелки показывают падение магнетосопротивления от высокого значения до низкого значения из-за перехода из антипараллельного состояния в параллельное. Красная кривая соответствует полю, приенному под углом 80° градусов к легкой оси закрепленного слоя. Экспериментальные результаты взяты из работы [147].

для высоких положительных значений поля. В состоянии П образец имеет сопротивление $R_P=173$ Ом. Для больших отрицательных значений поля образец находится в антипараллельном (АП) состоянии с $R_{AP}=407$ Ом. Значение ТМС составило около 135 %. Переключение намагниченности из состояния АП в состояние П происходит при значении поля 160 Э, а из состояния П в состояние АП при -285 Э. В больших отрицательных полях (ниже -1100 Э) САФ начинает переключаться.

Для анализа влияния угла поля также были измерены зависимости сопротивления МТП от поля для двух дополнительных углов: 80° и 90° к направлению поляризатора. Все гистерезисы для 0° , 80° и 90° представлены на рис. 24.в. Все результаты получены при зондирующем токе $I_{DC}=50 \mu\text{A}$.

Для изучения возможности широкополосного выпрямления в образце с намагниченностью в плоскости образец помещался в плоскостное магнитное поле. Выпрямленное напряжение для различных ориентаций поля измерялось с помощью метода спин-трансферного ферромагнитного резонанса (СТ-ФМР) [91—93]. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 24.б. Выпрямленное постоянное напряжение детектировалось с помощью высокочастотного источника-измерителя NI 4137. В качестве источника ВЧ использовался генератор Keysight 5173B. Мощность ВЧ сигнала составляла 0,1 мВт (-10 дБм). Выпрямленные постоянные и ВЧ сигналы разделялись с помощью смещающего тройника (Mini-Circuits

ZFBT-6GW). Нижний контакт МТП был заземлен. Вращение внешнего поля в плоскости осуществлялось с помощью электромагнита, расположенного на управляемой ПК вращающейся платформе. Эксперимент проводился при комнатной температуре. Цветовые карты зависимости выпрямленного напряжения от частоты и величины поля $U(f,H)$ для различных углов поля (0° , 80° и 180°) представлены на рис. 25.а,б,в. Спектры выпрямленного напряжения для нескольких значений поля и различных углов поля (0° , 80° и 180°) представлены на рис. 25.г,д,е. При величине магнитного поля -1000 Э образец МТJ находится в АП-состоянии для 0° и в П-состоянии для 180° .

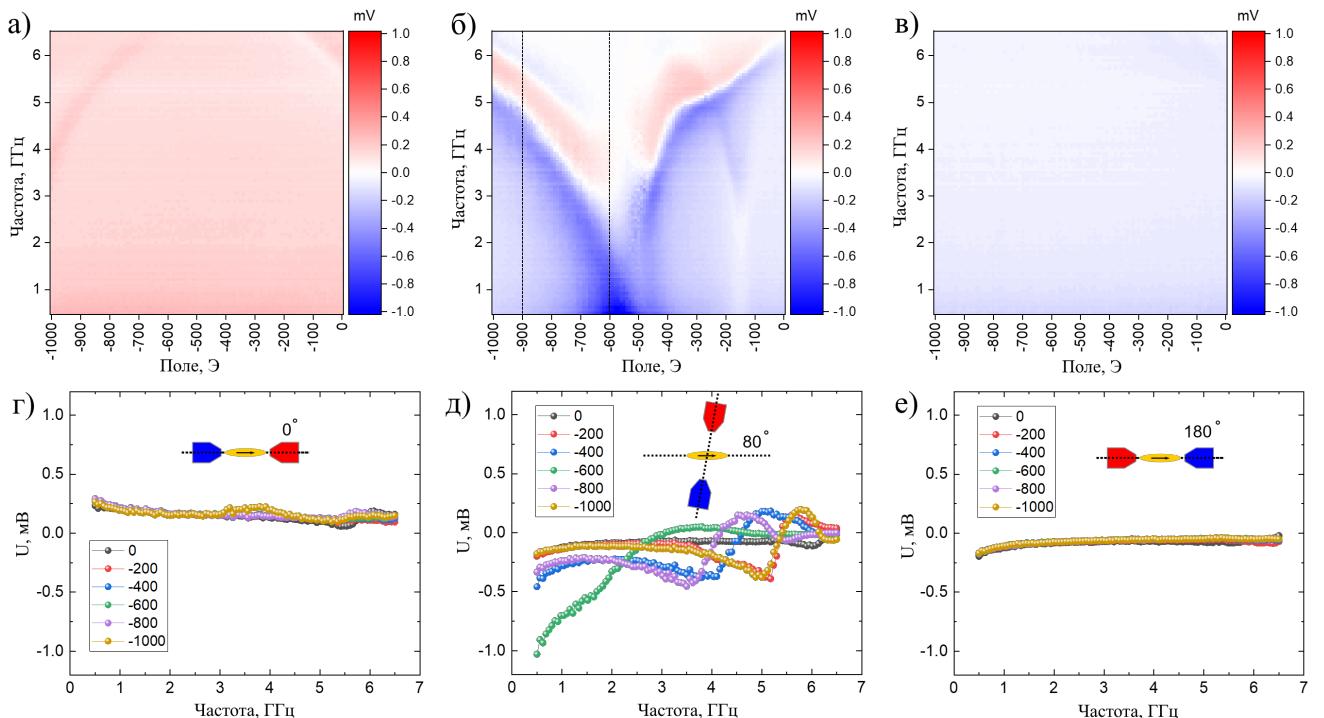


Рисунок 25 — Выпрямленное напряжение для различных направлений магнитного поля: а) поле приложено вдоль направления поляризатора (0°), б) поле приложено под углом 80° к направлению поляризатора, в) поле приложено против направления поляризатора (180°). Набор спектров для различных значений поля из диапазона -1000 Э – 0 Э и для различных направлений: г) 0° , д) 80° и е) 180° . Ориентации электромагнита, поляризатора и образца представлены на вставках. Экспериментальные результаты взяты из работы [147].

Как видно из представленных результатов, для случаев углов внешнего поля 0° и 180° не обнаруживается никаких необычных эффектов. Иначе ситуация обстоит для случая 80° . На цветовой карте есть пара ярких резонансоподобных мод. Однако, значение выпрямленного напряжения существенно возрастает не только вблизи резонансов, но и во всем диапазоне частот, включая увеличение в области низких частот. Экспериментальные результаты показывают, что выпрямление происходит в широком диапазоне частот вплоть до 6 ГГц (см. рис. 25.б,д). Поскольку значительное значение выпрямленного напряжения наблюдается во всем диапазоне частот от низких частот вплоть до пика ФМР, это позволяет говорить о широкополосном характере выпрямления СТД.

Хорошо известно, что широкополосный режим выпрямления должен иметь некоторый порог мощности [28; 30]. Чтобы проверить его существование, были проведены дополнительные эксперименты с различными мощностями входного радиочастотного сигнала. В результате было обнаружено, что чувствительность, которую можно определить как выпрямленное напряжение, деленное на мощность входного сигнала, остается неизменной при изменении мощности от 0,1 мВт до 316 нВт. Таким образом, в рассматриваемом диапазоне мощности нет порога, а выпрямленное напряжение как в резонансе, так и вдали от него просто линейно уменьшается с уменьшением мощности. Это контрастирует с ранее описанным поведением широкополосного режима [28; 30] и похоже на обычные резонансные свойства СТ-ФМР.

В результате возникла необходимость описания природы обнаруженного широкополосного выпрямления, которое осуществляется в системе без ПМА и не имеет пороговой мощности, что резко контрастирует со всеми изученными ранее механизмами широкополосного выпрямления.

4.1.2 Аналитическое описание

Для аналитического понимания представленных экспериментальных результатов рассмотрим МТП в приближении макроспина. Будем учитывать только динамику свободного слоя, предполагая, что распределение его намагнченности всегда однородно. В этом случае мы можем свести ситуацию к рассмотрению свободного слоя как единого вектора магнитного момента. Для описания его динамики рассмотрим уравнение Ландау-Лифшица-Гилберта-Слончевского (ЛЛГС) [7; 8] в сферических координатах¹ (θ и φ — азимутальный и полярный углы соответственно):

$$\sin \theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \alpha \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\gamma}{M_S} \frac{\delta \varepsilon}{\delta \theta} + (\mathbf{p}, \mathbf{T}_\theta), \quad (4.1)$$

$$\sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial t} + \alpha \sin^2 \theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{\gamma}{M_S} \frac{\delta \varepsilon}{\delta \varphi} + (\mathbf{p}, \mathbf{T}_\varphi), \quad (4.2)$$

где $\mathbf{m} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)^T$ — единичный вектор намагнченности свободного слоя, γ — гиromагнитное отношение, α — параметр затухания Гилберта, а ε — сумма размагничивающей (магнитостатической) ε_{demag} и зеemanовской ε_H плотности энергии. Первое можно записать в виде $\varepsilon_{demag} = \frac{1}{2} N_x M_S^2 m_x^2 + \frac{1}{2} N_y M_S^2 m_y^2 + \frac{1}{2} N_z M_S^2 m_z^2$, где M_S — намагнченность насыщения, а N_i — факторы размагничивания. Однако для тонких ферромагнитных слоев обычно $N_z \gg N_x, N_y$, и энергию можно свести к $\varepsilon_{demag} \approx 2\pi M_S^2 \cos^2 \theta + \frac{1}{2} (N_x - N_y) M_S^2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi$. Зеemanовскую энергию в случае внешнего магнитного поля $\mathbf{H} = (H \cos \varphi_H, H \sin \varphi_H, 0)$ можно представить как $\varepsilon_H = -HM_S \cos \varphi_H \sin \theta \cos \varphi - HM_S \sin \varphi_H \sin \theta \sin \varphi$. Здесь мы рассматриваем направление поляризатора по оси Y, т.е. $\mathbf{p} = (0, 1, 0)^T$. В этом случае крутящие моменты будут иметь следующий вид: $(\mathbf{p}, \mathbf{T}_\theta) = \gamma a_J \cos \varphi - \gamma b_J \cos \theta \sin \varphi$ и $(\mathbf{p}, \mathbf{T}_\varphi) =$

¹ Вывод уравнений ЛЛГС в сферических координатах приведен в приложении А

$\gamma a_J \sin \theta \cos \theta \sin \varphi + \gamma b_J \sin \theta \cos \varphi$, где $a_J = a_J^0 j_0 \sin(\omega t)$, $b_J = b_J^0 j_0 \sin(\omega t)$, $a_J^0 = \hbar P / (2ceM_S)$, где P – спиновая поляризация электрического тока, $j = j_0 \sin(\omega t)$ – плотность тока, c – толщина свободного слоя, e – заряд электрона. Амплитуда полевого момента определяется выражением $b_J^0 = \xi_{\text{CPP}} a_J^0$, где ξ_{CPP} выбрано равным 0,4.

Сначала рассмотрим положение равновесия (φ_0, θ_0) системы. Вид ε приводит к следующему неявному решению:

$$\theta_0 = \pi/2, \quad (4.3)$$

$$\sin(\varphi_0 - \varphi_H) = \frac{(N_x - N_y) M_S}{2H} \sin 2\varphi_0. \quad (4.4)$$

Это решение соответствует случаю намагниченности в плоскости ($\theta_0 = \pi/2$), направленной под некоторым углом $\varphi_0 - \varphi_H$ к внешнему магнитному полю. В случае круглого образца $N_x = N_y$ и $\varphi_0 = \varphi_H$.

Теперь рассмотрим динамику малой амплитуды в окрестности найденного положения равновесия (φ_0, θ_0) . Для этого запишем $\varphi = \varphi_0 + \varphi_1$ и $\theta = \pi/2 - \theta_1$, где $\varphi_1, \theta_1 \ll 1$. Тогда, пренебрегая малыми величинами, уравнения (4.1) и (4.2) приводят к:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} &= \alpha \gamma ((N_x - N_y) M_S \cos 2\varphi_0 - H \cos(\varphi_0 - \varphi_H)) \varphi_1 + \\ &\quad + \gamma ((N_x - N_y) M_S \cos^2 \varphi_0 - H \cos(\varphi_0 - \varphi_H) - 4\pi M_S) \theta_1 + \gamma (a_J^0 + \alpha b_J^0) j \cos \varphi_0, \end{aligned} \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta_1}{\partial t} &= \gamma (H \cos(\varphi_0 - \varphi_H) - (N_x - N_y) M_S \cos 2\varphi_0) \varphi_1 + \\ &\quad + \alpha \gamma ((N_x - N_y) M_S \cos^2 \varphi_0 - H \cos(\varphi_0 - \varphi_H)) \theta_1 + \gamma (\alpha a_J^0 - b_J^0) j \cos \varphi_0. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Рассмотрим сначала однородную систему. Для нее зависимость резонансной частоты после разложения по малому параметру $(N_x - N_y) M_S / H \ll 1$ и пренебрежения малыми величинами можно записать в виде:

$$\omega_0^2 = \gamma^2 \left[H \left(H + 4\pi M_S \left(1 - \frac{N_x - N_y}{8\pi} (1 + 3 \cos 2\varphi_0) \right) \right) - 4\pi M_S^2 (N_x - N_y) \cos 2\varphi_0 \right]. \quad (4.7)$$

Как видно, это уравнение принимает вид типичной зависимости Киттеля $\omega_0^2 = \gamma^2 H (H + 4\pi M_S)$ в случае $N_x = N_y$.

Теперь рассмотрим неоднородную систему уравнений (4.5) и (4.6). Перейдем в пространство Фурье и будем искать решение в виде гармонических функций $\varphi_1(t) = \tilde{\varphi}_1(\omega) e^{-i\omega t}$ и $\theta(t) = \tilde{\theta}_1(\omega) e^{-i\omega t}$. Чтобы избавиться от громоздких вычислений, рассмотрим случай круглого образца $N_x = N_y$. В этом случае в дальнейшем для учета эффекта эллиптичности будем использовать решения для круглого диска, в котором, однако, вместо истинного угла поля φ_H в качестве угла поля будет использоваться равновесный угол φ_0 , полученный из уравнения (4.4). В приближении малых колебаний и при больших значениях поля $((N_x - N_y) M_S / H \ll 1)$ такой подход позволит достаточно точно учесть эллиптичность, поскольку для такого случая наличие эллиптичности лишь незначительно изменит равновесное направление намагниченности. Тогда систему уравнений (4.5-4.6) можно переписать в виде:

$$-i\omega \tilde{\varphi}_1 = -\alpha \gamma H \tilde{\varphi}_1 - (\gamma H + 4\pi \gamma M_S) \tilde{\theta}_1 + \gamma (a_J^0 + \alpha b_J^0) j_0 \cos \varphi_0, \quad (4.8)$$

$$-i\omega \tilde{\theta}_1 = \gamma H \tilde{\varphi}_1 - \alpha \gamma H \tilde{\theta}_1 + \gamma (\alpha a_J^0 - b_J^0) j_0 \cos \varphi_0. \quad (4.9)$$

Из этой системы уравнений можно вывести:

$$\tilde{\varphi}_1 = -\frac{(\gamma(i\omega - \Gamma)(a_J^0 + \alpha b_J^0) + \omega_0^2(\alpha a_J^0 - b_J^0)/H)(\omega_0^2 - \omega^2 + \Gamma^2 + 2i\omega\Gamma)}{(\omega_0^2 - \omega^2 + \Gamma^2)^2 + 4\omega^2\Gamma^2} j_0 \cos \varphi_0, \quad (4.10)$$

где $\Gamma = \alpha\gamma H$. Хорошо известно, что модель макроспина имеет тенденцию завышать резонансные пики [120]. Прежде всего, это связано с тем, что эта модель описывает только динамику однородной намагниченности. В то же время в реальности при резонансе эффективность возбуждения становится очень высокой, что также приводит к возбуждению неоднородных колебаний. Часто этот эффект называют неоднородным уширением, и во многих моделях (например, для эксперимента ФМР) добавляется эмпирическое неоднородное уширение ΔH_0 , что эквивалентно дополнительному затуханию. Аналогично, для ограничения пиковых значений в модели макроспина мы добавляем дополнительное неоднородное затухание в виде $\alpha = \alpha_0 + \alpha_{inh}$.

Теперь, чтобы рассчитать выпрямленное напряжение, запишем сопротивление МТП в виде $R = R_P + \Delta R(1 - \mathbf{m} \cdot \mathbf{p})/2 = R_P + \Delta R(1 - \sin(\varphi_0 + \varphi_1))/2 \approx R_P + \Delta R(1 - \sin \varphi_0 - \varphi_1 \cos \varphi_0)/2$, где $\Delta R = R_{AP} - R_P$. Среднее напряжение можно рассчитать как $\langle U \rangle = \frac{1}{T} \int_T \Re\{IR\} dt = -\frac{\Delta RI_0}{4} \cos \varphi_0 \cdot \Re\{\tilde{\varphi}_1\}$, где $I_0 = j_0 S$, а S - площадь МТП. Пренебрегая малыми величинами ($\alpha \ll 1$), можно записать окончательное выражение выпрямленного напряжения:

$$\langle U \rangle = -\frac{I_0^2 \Delta R \gamma}{4 S \Gamma} \cos^2 \varphi_0 \frac{(\Gamma^2 a_J^0 - \alpha \omega_0^2 b_J^0) \omega^2 + \Gamma^4 a_J^0 + \alpha \omega_0^4 b_J^0}{(\omega_0^2 - \omega^2 + \Gamma^2)^2 + 4\omega^2\Gamma^2}. \quad (4.11)$$

Будем использовать следующие параметры системы, соответствующие экспериментальным данным и типичным свойствам материалов: $S = \pi ab$, $a = 125$ нм, $b = 25$ нм, $j_0 = 4 \times 10^6$ А/см² (что соответствует -10 дБм), $\Delta R = 225$ Ом, $\alpha = 0,3$ (уже с дополнительным неоднородным затуханием), $H = 420$ Т, $a_J^0 = 5,5 \times 10^{-6}$ Т/(А/см²), $b_J^0 = 2,2 \times 10^{-6}$ Т/(А/см²), $M_S = 950$ эрг/(Гс*см³), $N_x = 0,066 \cdot 4\pi$ и $N_y = 0,011 \cdot 4\pi$. Зависимость выпрямленного напряжения от частоты, полученная по уравнению (4.11), для случаев углов поля 0°, 80°, 90° и 100° показана на рис. 26). Как видно из этих результатов, модель макроспина воспроизводит широкополосное выпрямление от нуля до частот ферромагнитного резонанса при ненулевых углах поля. При этом ее значение близко к значению в эксперименте. Этот факт подтверждает магнитную природу эффекта, наблюдавшегося в эксперименте, который, однако, может быть усилен шумом 1/f на низких частотах. Также уравнение (4.11) ясно показывает, что наблюдаемое широкополосное выпрямление неотделимо от пика ФМР, и возникает из-за его деформации. Другим интересным фактом является то, что выпрямленное напряжение в уравнении (4.11) явно зависит ($\langle U \rangle \sim \cos^2 \varphi_0$) от угла φ_0 , который связан с углом Φ между свободным слоем и поларизатором выражением $\Phi = \pi/2 - \varphi_0$. Этот факт указывает на то, что ненулевой угол между свободным слоем и поларизатором является необходимым условием для возникновения широкополосного выпрямления ($\langle U \rangle \sim \sin^2 \Phi$), наблюдавшегося экспериментально. Однако для точной проверки этой гипотезы необходимо также учитывать все неоднородности и динамику поларизатора, что возможно только при микромагнитном моделировании.

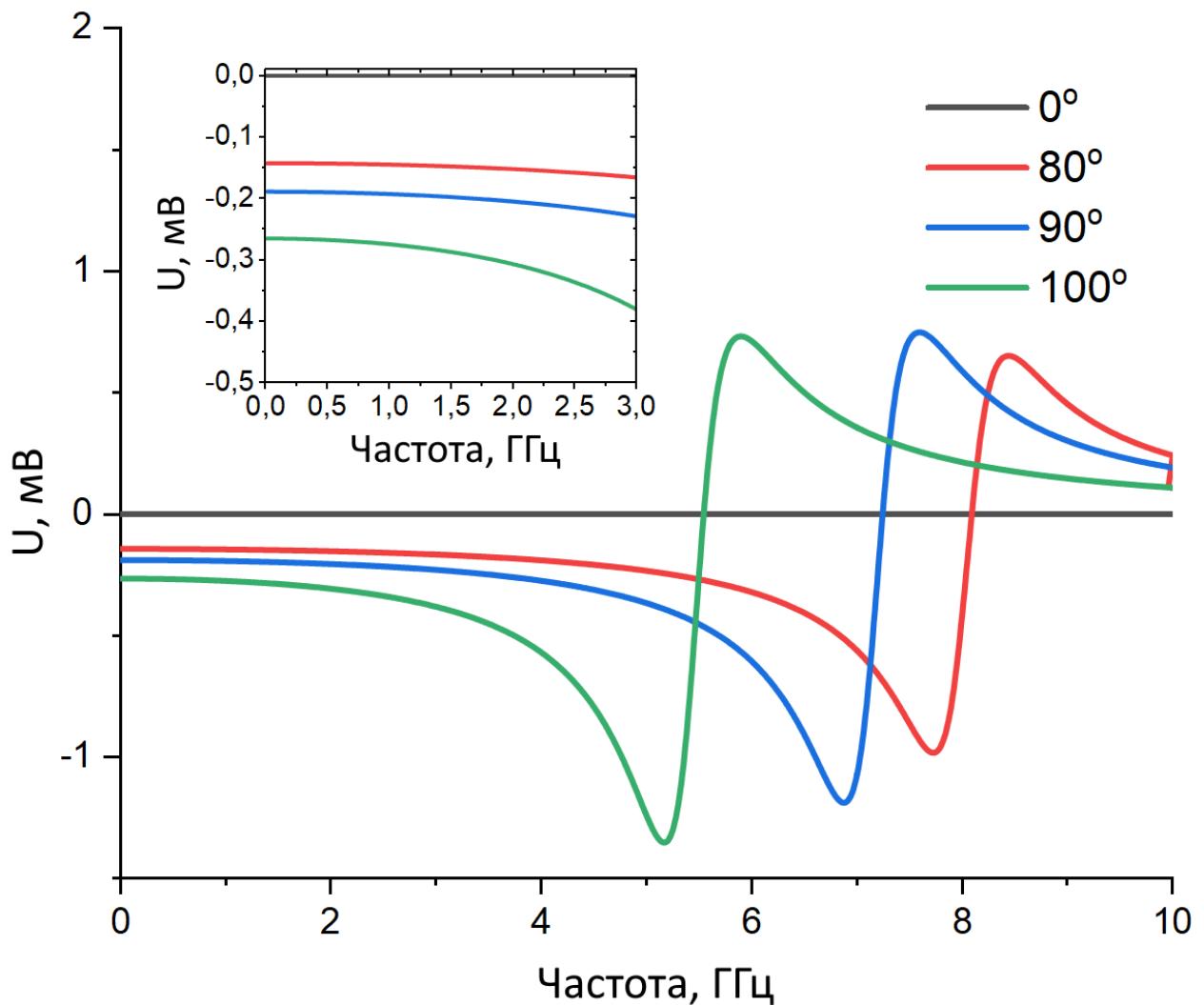


Рисунок 26 — Зависимость выпрямленного напряжения от частоты, полученная согласно уравнению (4.11), для случаев углов поля 0° , 80° , 90° и 100° . Диапазон частот от 0 до 3 ГГц с увеличением показан на вставке.

4.1.3 Микромагнитное моделирование

Для проверки результатов макроспиновой модели было проведено микромагнитное моделирование рассматриваемой системы. В общем случае динамика намагниченности в ферромагнитных слоях описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта-Слончевского (LLGS) [7; 8]:

$$\frac{d\mathbf{m}_i}{dt} = -\gamma \mathbf{m}_i \times \mathbf{H}_i^{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m}_i \times \frac{d\mathbf{m}_i}{dt} + \mathbf{T}_{STT}^i, \quad (4.12)$$

где i — индекс ферромагнитного слоя (1 — для свободного слоя, 2 — для поляризатора и, 3 — для фиксированного слоя), \mathbf{m}_i — единичный вектор намагниченности i -го слоя, $\mathbf{H}_i^{\text{eff}}$ — эффективное магнитное поле i -го слоя. В уравнении (4.12) эффективное магнитное поле можно рассчитать как $\mathbf{H}_i^{\text{eff}} = -\delta E / \delta \mathbf{M}_i$, где E — сумма магнитостатической энергии, обменной энергии, энергии анизотропии и эффективной антиферромагнитной межслойной

обменной энергии. Вращающий момент в уравнении (4.12) представлен суммой двух компонент $\mathbf{T}_{STT}^i = \mathbf{T}_{ST}^i + \mathbf{T}_{FLT}^i$, где $\mathbf{T}_{ST}^i = -\gamma a_j^i \mathbf{m}_i \times (\mathbf{p}_i \times \mathbf{m}_i)$ – вращающий момент Слончевского, $\mathbf{T}_{FLT}^i = -\gamma b_j^i \mathbf{p}_i \times \mathbf{m}_i$ – полевой вращающий момент, \mathbf{p}_i – единичный вектор намагниченности в слое, который создает поляризацию. Для свободного слоя \mathbf{p}_i определяется слоем поляризатора, для поляризатора – свободным слоем. Вращающий момент Слончевского имеет амплитуду $a_j^i = \hbar P / (2c_i e M_s^i)$, где P – спиновая поляризация электрического тока, c_i – толщина соответствующего слоя, M_s^i – соответствующее насыщение намагниченности, e – заряд электрона. Амплитуда полевого вращающего момента определяется выражением $b_j^i = \xi_{CPP} a_j^i$, где ξ_{CPP} выбран равным 0,4 аналогично случаю макроспина.

Для численного интегрирования уравнения ЛЛГС используем микромагнитный конечно-разностный код SpinPM, основанный на методе Рунге-Кутты четвертого порядка с адаптивным шагом по времени и размером сетки $2 \times 2 \times c_i \text{ nm}^3$. Используя его, была проведена серия симуляций полной структуры МТП, включая свободный слой и синтетический антиферромагнетик (состоящий из поляризатора и фиксированного слоя), с динамическим расчетом магнитостатики и эффекта переноса спина как в свободном слое, так и в поляризаторе.

Рассмотрим МТП с близкими к экспериментальным геометрическим параметрами, толщинами слоев и материалами. Все параметры сопротивления были выбраны в соответствии с экспериментальными данными: $\Delta R = 225 \text{ Ом}$, $R_P = 173 \text{ Ом}$ и $R_{AP} = 407 \text{ Ом}$. Мы рассматриваем константу межслоевого обмена рутения $J_{ex}^{\text{Ru}} = -0,13 \text{ эрг}/\text{см}^2$, константы обмена ферромагнитных слоев $A_{ex} = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}/\text{см}$ и затухание Гильберта $\alpha = 0,01$. Магнитная кристаллическая анизотропия предполагалась равной нулю $K = 0$. Спиновая поляризация $P = 0,4$. Намагниченность насыщения была выбрана $M_S^{free} = M_S^{pol} = 1100 \text{ эрг}/(\text{Гс}^*\text{см}^3)$ для свободного слоя и поляризатора и $M_S^{fix} = 1200 \text{ эрг}/(\text{Гс}^*\text{см}^3)$ для второго (CoFe) ферромагнитного слоя САФ. Фиксированный слой также испытывал поле закрепления 20 КЭ, которое моделирует обменное взаимодействие со слоем PtMn.

Плотность переменного тока, протекающего через СТД, равна $j(t) = j_0 \cdot \sin(2\pi ft)$, j_0 – амплитуда плотности переменного тока, была выбрана так, чтобы соответствовать входной мощности -10 дБм, f – частота переменного тока. Мы предполагаем, что СТД подключен к источнику питания через линию передачи $Z_0 = 50 \text{ Ом}$, что приводит к отражению части падающей входящей мощности P_{in} . Мощность, потребляемую СТД P_{diode} , можно оценить с помощью телеграфного уравнения как $P_{diode} \approx 4\bar{R}Z_0P_{in}/(\bar{R} + Z_0)^2$, где $\bar{R} = 2/(R_{AP}^{-1} + R_P^{-1})$ – среднее сопротивление диода. Учитывая магнитосопротивление магнитного тунNELьного перехода $R(t) = R_P + \frac{\Delta R}{2}(1 - \mathbf{m}_{free}(t) \cdot \mathbf{m}_{pol}(t))$, можно рассчитать выпрямленное напряжение $V_{diode} = \langle j(t)SR(t) \rangle$ и мощность, потребляемую СТД $P_{diode} = \frac{4\bar{R}Z_0}{(\bar{R} + Z_0)^2} \langle j^2(t)S^2R(t) \rangle$.

Сначала был проведен статический анализ, заключающийся в рассмотрении внешних полей -100, -300 и -500 Э с разными направлениями и анализе направления намагниченности свободного слоя и поляризатора. Результаты представлены на рис. 27. Мы начинаем с конфигурации АП, а затем, с увеличением углов поля, направления намагниченности обоих слоев меняются. Значение $\sin^2 \Phi$ (которое пропорционально выпрямленному напряжению $\langle U \rangle$ согласно аналитической модели) равно нулю в параллельной и антипараллельной ори-

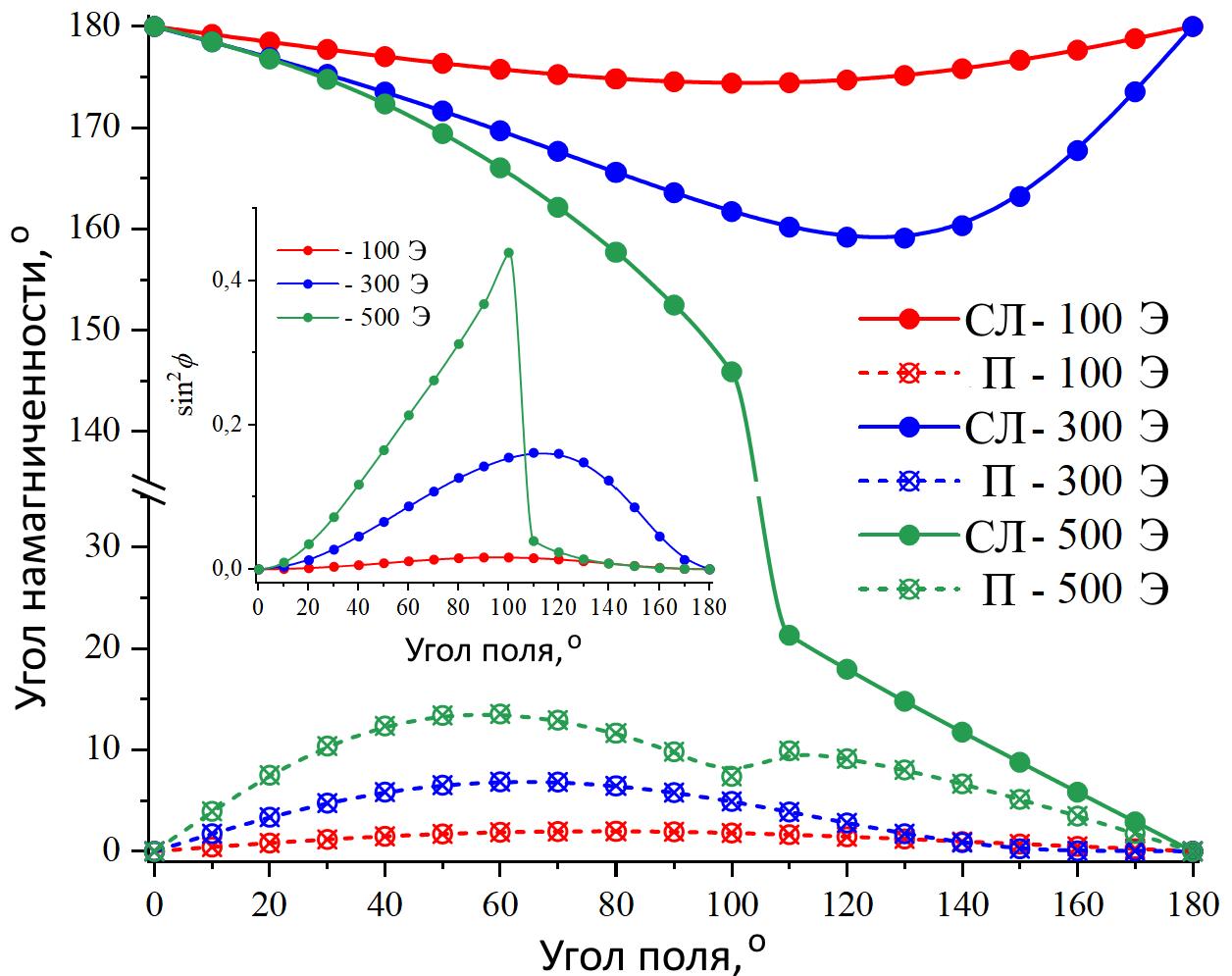


Рисунок 27 — Угол намагниченности свободного слоя и поляризатора при различных значениях и направлениях внешнего поля, полученных с помощью микромагнитного моделирования. Вставка: зависимость $\sin^2 \Phi$ от угла внешнего поля для различных значений поля.

ентациях и имеет максимум, когда внешнее поле почти перпендикулярно (см. вставку на рис. 27). Также стоит отметить, что эффектом неоднородности намагниченности можно пренебречь, поскольку во всех симуляциях степень неоднородности оказывается меньше 0,2%, что дополнительно подтверждает аналитическую модель, построенную выше.

После было проведено моделирование для нескольких частот переменного тока при внешнем поле -500 Гц, направленном под углами 0°, 80°, 90° и 100°. Выпрямленное напряжение представлено на рис. 28. Моделирование показывает, что амплитуда колебаний поляризатора составляет около 5-6% от динамики амплитуды намагниченности свободного слоя, поэтому основной эффект обусловлен динамикой свободного слоя. Этот факт еще раз подтверждает правильность построенной выше модели макроспина. Как видно, результирующее напряжение отлично от нуля в области от нуля до резонансной частоты ФМР. Наличие выпрямленного напряжения, сопоставимого как с экспериментальным, так и с аналитической моделью макроспина в схожем диапазоне частот, подтверждает наше объяснение механизма широкополосного режима, обнаруженного экспериментально. Поскольку микромагнитное моделирование не учитывает шумы и особенности измерительных приборов, результаты мо-

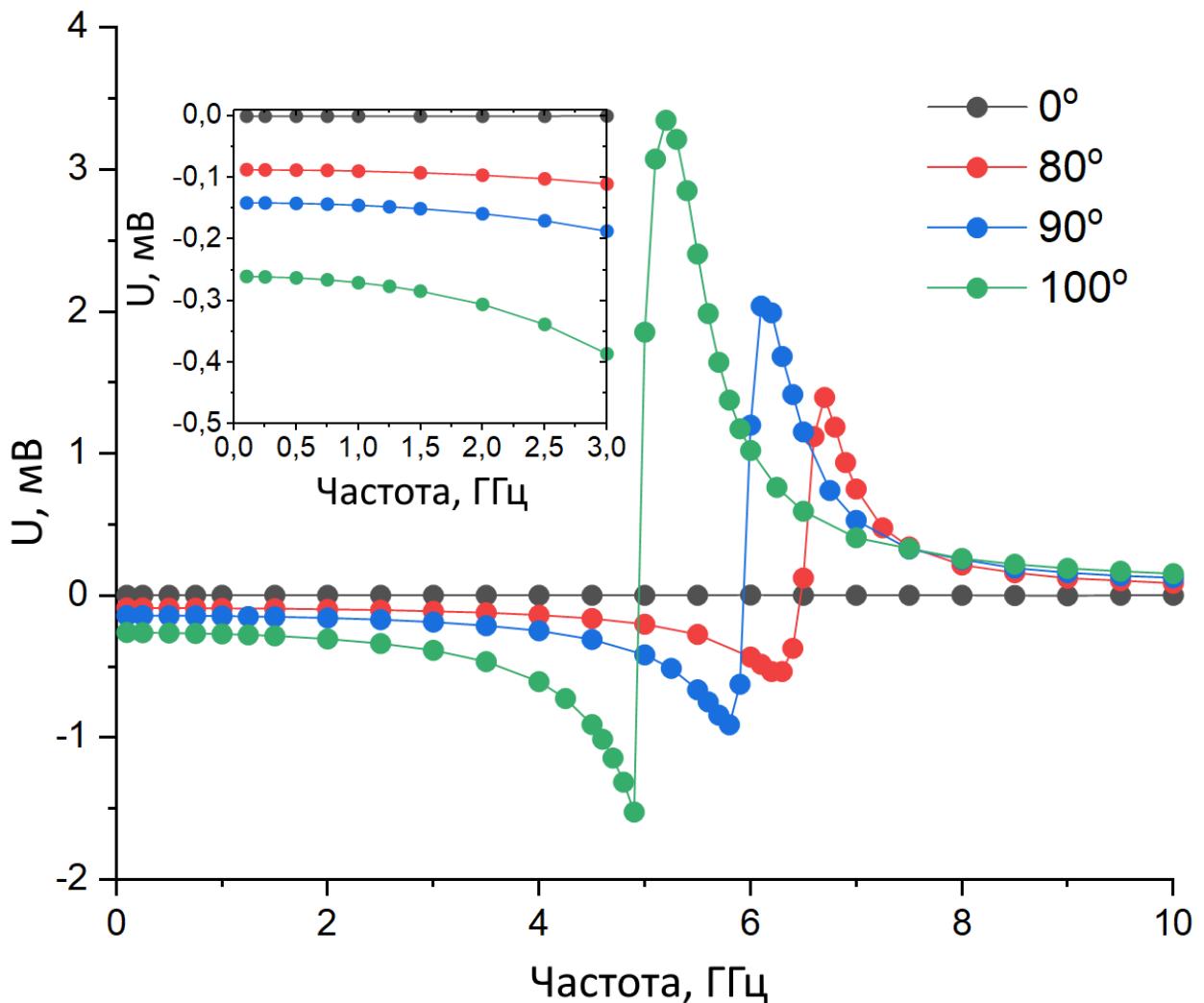


Рисунок 28 — Зависимость выпрямленного напряжения от частоты, полученная с помощью микромагнитного моделирования, для случаев углов поля 0° , 80° , 90° и 100° . Диапазон частот от 0 до 3 ГГц с увеличением показан на вставке.

делирования также подтверждают магнитную природу обнаруженного эффекта, который, однако, может быть дополнен электрическим $1/f$ шумом на низких частотах.

4.1.4 Обсуждение

Чтобы лучше описать обнаруженный эффект, сначала стоит обсудить общее значение термина режим широкополосного выпрямления. Интуитивно хотелось бы определить этот режим как тот, который имеет приблизительно постоянное значение выпрямленного напряжения в широком диапазоне частоты, что неявно подразумевает отсутствие резонансной зависимости. Однако в соответствии с исходной работой [28] в широкополосном режиме "выходное напряжение СТД увеличивается с частотой входного сигнала". Кроме того, типичная экспериментальная демонстрация [30] широкополосного выпрямления в МТП

с перпендикулярной анизотропией также не демонстрирует постоянного напряжения, которое в действительности изменяется в несколько раз в диапазоне частот широкополосного выпрямления. В связи с этим более разумно рассматривать широкополосный режим как режим, в котором существует ненулевое выпрямление одного порядка величины в широком диапазоне частот.

Другим важным вопросом является разница между широкополосным режимом и резонансным режимом. С точки зрения практического применения, эти режимы, безусловно, принципиально различаются. Однако с точки зрения физики, стоящей за ними, они в значительной степени имеют одинаковую природу и могут постоянно превращаться друг в друга. Например, применение тока смещения в работе [31] заставляет резонанс расширяться до 0,5 ГГц, превращая классический резонанс в область широкополосного выпрямления. В то же время, в работе [30], практически во всех спектрах выпрямления широкополосный режим ограничен сверху по частоте резонансным пиком, который не может быть четко отделен от широкополосной области выпрямления. В результате как резонансный режим, так и широкополосный режим являются особыми случаями общего решения колебательной системы и присутствуют одновременно. Стоит отметить, что приведенные выше аналитическая модель и микромагнитное моделирование демонстрируют как резонансное пиковое, так и широкополосное выпрямление, что еще раз подтверждает искусственность разделения режимов выпрямления на широкополосные и резонансные в литературе.

В то же время следует отметить, что в большинстве работ режим широкополосного выпрямления понимается как широкополосный режим выпрямления с прецессией намагниченности большой амплитуды вне плоскости. В этом режиме обычно требуется преодоление некоторого порога мощности для перехода к широкополосному выпрямлению [30; 31]. Тем не менее, это требование в первую очередь необходимо, прежде всего, для достижения высокоамплитудной прецессии, а не для появления широкополосного выпрямления. Приведенные выше результаты показывают, что широкополосное выпрямление СТД является более общим эффектом, чем ранее считалось, и возможно без возбуждения высокоамплитудной прецессии с выходом из плоскости. Это и объясняет отсутствие порога мощности в приведенных экспериментах и теоретических расчетах.

Однако, стоит отметить, что если амплитуда колебаний намагниченности невелика, широкополосное выпрямление может быть ниже по величине, чем предельная разрешающая способность измерительного устройства. В результате в таком эксперименте будет получен обычный пик ФМР без какого-либо широкополосного режима. В то же время, для широкополосного выпрямления с высокоамплитудной прецессией с выходом из плоскости не нулевой угол выхода намагниченности из плоскости [28], играет критическую роль в увеличении значений напряжения. Фактически, угол выхода из плоскости в этой системе – это угол между намагниченностями свободного слоя и поляризатором. При этом выше было показано, как экспериментально, так и теоретически, что наличие ненулевого угла между намагниченностями свободного слоя и поляризатора, даже в плоскости, также приводит к появлению широкополосного выпрямления. И хотя его значение (и, следовательно, преобразование мощности) оказалось в несколько раз ниже (пиковая эффективность преобразования

радиочастотного сигнала в постоянный ток в нашем случае составляет около $4.5 \times 10^{-3} \%$ на 0.1 мВт), чем сообщалось ранее в случае высокоамплитудной прецессии с выходом из плоскости [30], этот результат показывает возможность альтернативного подхода к широкополосной моде, который не требует наличия перпендикулярной магнитной анизотропии. Более того, с точки зрения эффективности преобразования энергии на единицу площади на кристалле приведенные результаты сопоставимы с диодами Шоттки (SMS7630) из-за разницы в площади. Действительно, площадь диодов Шоттки и МТП составляет 10 and $9.8 \times 10^{-3} \text{ мкм}^2$ соответственно.

Стоит также отметить, что аналогичный механизм может быть реализован без внешнего поля, необходимость которого, как и ПМА, является технологическим ограничением. Достаточно создать ненулевой равновесный угол между поляризатором и свободным слоем, который, например, может быть достигнут путем отжига поляризатора в поле под углом к главной оси эллипса.

4.2 Неоднородно намагниченный СТД

4.2.1 Постановка задачи и экспериментальные данные

Группой К.А. Звездина был рассмотрен образец, представляющий собой круглый наностолбик. Образец имеет планарную намагниченность и помещен в планарное магнитное поле. Слоистая структура образца имеет следующий состав: Ta(5)/ CuN(50)/ Ru(5)/ IrMn(6)/ CoFe30 (2,6)/ Ru(0,85)/ CoFe40B20(1,8)/ MgO/ CoFe40B20(2,0)/ Ta(0,2)/ NiFe(7)/ Ta(10)/ CuN(30)/ Ru(7) (толщина в нм), где IrMn(6)/ CoFe30(2,6)/ Ru(0,85)/ CoFe40B20(1,8) - закрепленный синтетический антиферромагнетик (САФ), а CoFe40B20(2,0)/ Ta(0,2)/ NiFe(7) - свободный слой. Диаметр наностолбика составляет 200 нм. Образец имеет ТМС = 83% (см. гистерезис на рис. 29).

Первоначально было изучено магнетосопротивление образца как функция внешнего магнитного поля. Поле было ориентировано параллельно легкой оси закрепленного слоя. Знак поля выбирался так, чтобы перевести образец в антипараллельное (АП) состояние для высоких положительных значений поля. В состоянии АП образец имеет высокое значение сопротивления R_{AP} порядка 170 Ом. Для больших отрицательных значений поля образец находится в параллельном (П) состоянии с $R_P = 90$ Ом. Магнетосопротивление демонстрирует сложное гистерезисное поведение. Существуют выделенные точки поля, где происходит резкое изменение магнетосопротивления, и есть области, где магнетосопротивление постепенно меняет свое значение. При переходе из АП в П МТП показывает два резких изменения намагниченности из состояния АП в промежуточное состояние при значении поля 6,5 Э и из промежуточного состояния в состояние П при -170 Э. В промежуточном состоянии

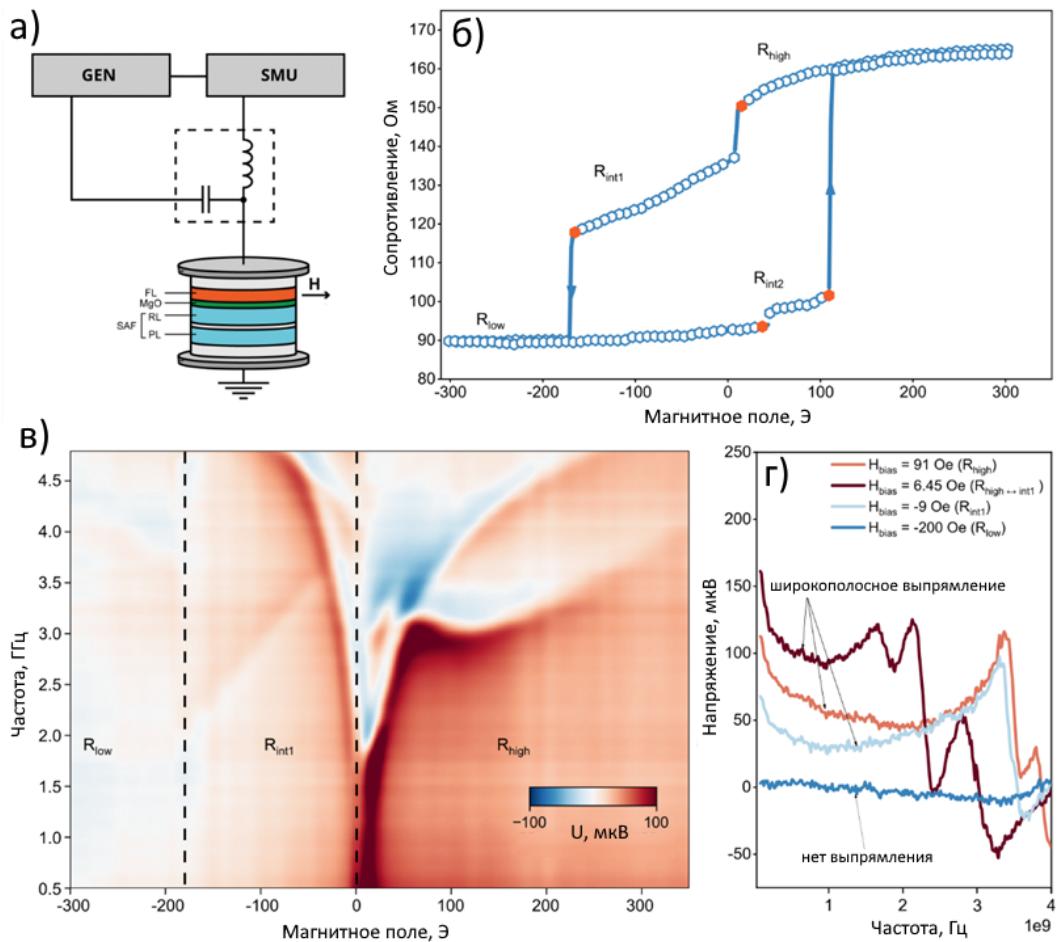


Рисунок 29 — а) Схема экспериментальной установки для измерений СТ-ФМР. б) Петли гистерезиса магнетосопротивления образца диаметром 200 нм. Планарное магнитное поле направлено вдоль легкой оси МТП. в) Спектры выпрямления СТД, измеренные как функция частоты радиочастотного сигнала и планарного магнитного поля, направленного вдоль легкой оси МТП, красный цвет соответствует положительному значению постоянного напряжения, а синий – отрицательному значению. г) Примеры спектров СТ-ФМР в зависимости от частоты в разных точках по полю. Экспериментальные результаты предоставлены группой К.А. Звездина.

магнетосопротивление практически линейно изменяется от 137 Ом при 6 Э до 118 Ом при -165 Э. Состояние П наблюдается при значении поля менее -165 Э. При этом стоит отметить, что в АП состоянии система находится не в насыщении по сопротивлению. Вместо этого сопротивление плавно и ближе к точке переключения нелинейно меняется (см. гистерезис на рис. 29.б).

После этого было измерено постоянное напряжение, генерируемое МТП за счет спинтрансферного диодного эффекта. Схема эксперимента СТ-ФМР приведена на рис. 29.а. Для измерения зависимости выпрямленного напряжения от частоты тока при фиксированном магнитном поле и фиксированной мощности использовался генератор NI 5652. Выпрямленное напряжение измерялось с помощью источника-измерителя SMU NI 4137. Выпрямленный постоянный сигнал отделяется от ВЧ-сигнала с помощью смещающего тройника (Mini-Circuits ZFBT-6GW). Все эксперименты проводились при комнатной температуре.

Рис. 29.в показывает выпрямленное напряжение как функцию частоты и магнитного поля $U(f, H)$. В эксперименте магнитное поле изменяется от 350 Э до -300 Э (что соответствует переходу из АП состояние в П состояние), а частота возбуждения изменяется от 0,5 ГГц до 4,7 ГГц. Мощность ВЧ сигнала составляет -20 дБм (10 мкВт). На рис. 29.в хорошо видны типичные ФМР пики. Однако, помимо них также различимо ненулевое значение выпрямления в широком диапазоне частот и полей ниже ФМР пиков. При этом данное выпрямление присутствует не для всех полей (см. рис. 29.г).

В результате обнаруженное широкополосное выпрямление в системе без ПМА и без магнитного поля под углом, случай которого был разобран выше, нуждается в объяснении природы наблюдаемого эффекта. При этом вид петли гистерезиса дает явный намек на наличие неоднородных состояний, для корректного изучение которых не годится аналитический подход и требуется полноценное микромагнитное моделирование.

4.2.2 Микромагнитное моделирование

Для описания природы обнаруженного эффекта была проведена серия микромагнитных симуляций. Тип решаемого уравнения и параметры были аналогичны тем, что были упомянуты в данной главе выше. Единственными отличиями были другие толщины слоев, омические параметры, форма и диаметр наностолбика (см. выше описание эксперимента).

Прежде всего, было проведено моделирование гистерезиса. Результаты представлены на рис. 30. Синий и красный цвета представляют переход гистерезиса от положительных к отрицательным полям и от отрицательных к положительным соответственно. В результате моделирования было обнаружено, что линейный промежуточный участок гистерезиса соответствует С-состоянию намагниченности свободного слоя (см. левое распределение намагниченности на рис. 30). Конкретная точка на гистерезисе для которой приведено распределение намагниченности отмечена оранжевым на рис. 30. Также было обнаружено, что меняющееся с полем АП состояние представляет из себя S-состояние (см. правое распределение намагниченности на рис. 30). Конкретная точка на гистерезисе для которой приведено распределение намагниченности отмечена зеленым на рис. 30. При этом в П состоянии свободный слой находится в однородном состоянии. Также стоит отметить, что поляризатор практически однороден для всех исследуемых значений полей.

После этого было проведено моделирование для нескольких различных внешних полей в случае подачи переменного тока с частотой 0,5 ГГц, что сильно ниже типичных ФМР частот для данного образца. Все моделирование было выполнено для верхней ветви гистерезиса (синяя линия рис. 30). Выпрямленное напряжение представлено на рис. 30. Как можно видеть, результирующее напряжение отлично от нуля в области с неоднородным распределением намагниченности (т.е. в области, где намагниченность не насыщена). Пики напряжения появляются вблизи поля, соответствующего переключению между различными магнитными состояниями. Существование выпрямленного напряжения, сопоставимого с экс-

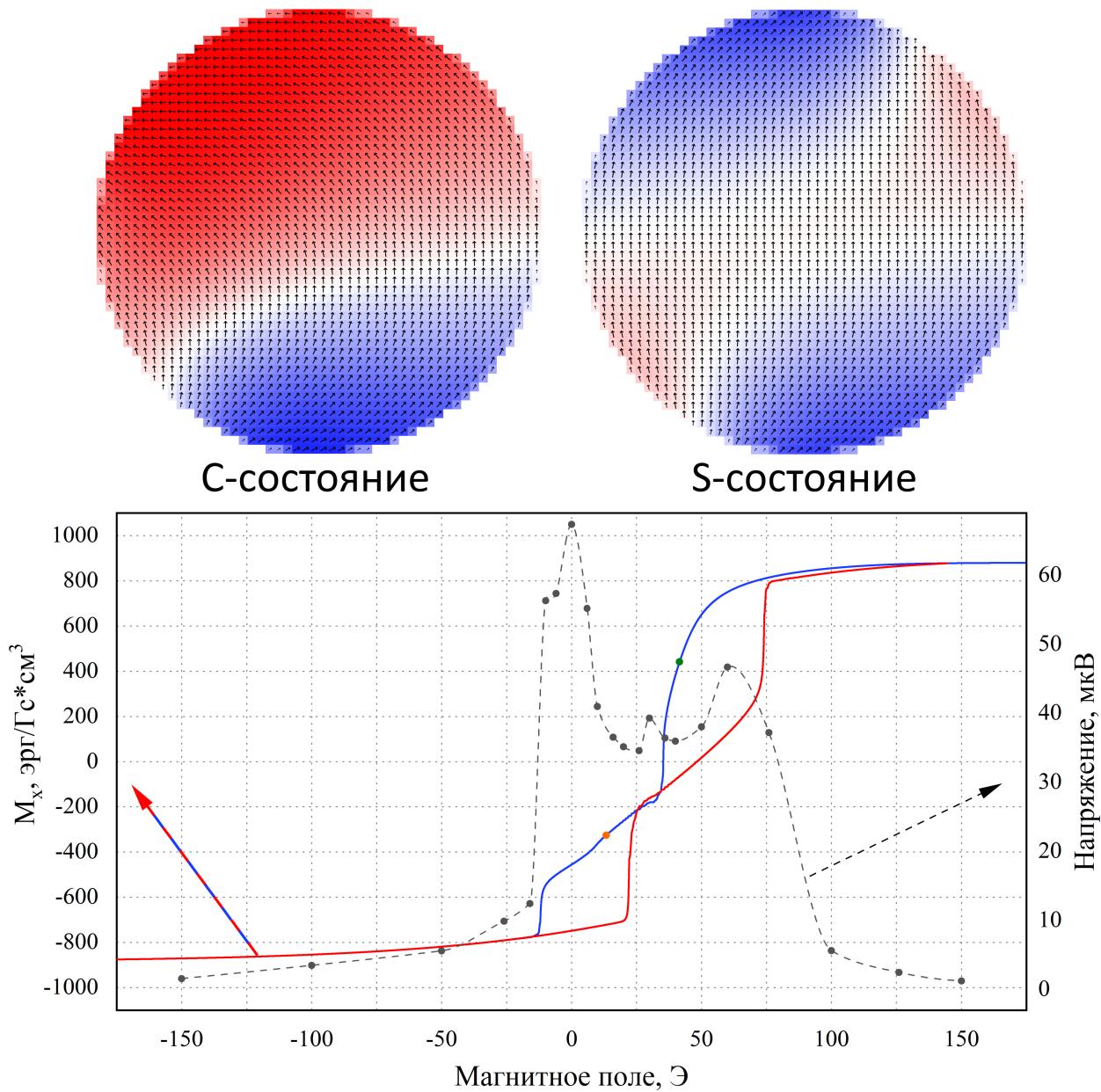


Рисунок 30 — Зависимости намагниченности свободного слоя (синяя и красная линии) и выпрямленного напряжения (пунктирная линия) от внешнего поля. Синий и красный цвета представляют переход гистерезиса от положительных к отрицательным полям и от отрицательных к положительным соответственно. Вставка сверху: левое распределение намагниченности — С-состояние (оранжевая точка на гистерезисе), правое распределение намагниченности — S-состояние (зеленая точка на гистерезисе). На распределениях стрелочками обозначено локальное направление намагниченности в плоскости, цветом — её перпендикулярная компонента.

perimentальным, в аналогичной области поля доказывает магнитную природу сообщаемого широкополосного режима.

В результате моделирование явно показывает связь появление широкополосного выпрямления и неоднородных состояний. Данному факту может быть дано простое объяснение. Хотя средняя намагниченность свободного слоя в неоднородном состоянии и направлена

вдоль внешнего поля, а значит и вдоль поляризатора, образуя нулевой угол с ним, локально, за счет неоднородностей, намагниченность свободного слоя образует ненулевые углы с однородной намагниченностью поляризатора. Выходит, что для локальных областей с неоднородностью выполняется сформулированное выше условие наличия ненулевого угла между свободным слоем и поляризатором. Данный факт и приводит к появлению широкополосного выпрямления. При этом для состояний, в которых распределение намагниченности насыщается, выпрямленное напряжение отсутствует (см. пунктирную линию на рис. 30).

Глава 5. Спин-трансферный диод с легкоконусным магнитным состоянием

Следующим важнейшим параметром СТД после диапазона рабочих частот является чувствительность, которая определяется как отношение выходного постоянного (выпрямленного) напряжения к входной мощности переменного сигнала. Подробнее о работах по повышению чувствительности см. главу 1. Здесь же отметим, что все рекордные значения чувствительности СТД (как смещенного, так и несмещенного) были получены на образцах с поверхностной перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА), которая приводит к формированию легкоконусного (ЛК) магнитного состояния. В этом случае намагниченность свободного слоя МТП отклоняется от нормального направления даже без внешнего поля. При этом было отмечено, что величина угла отклонения намагниченности ЛК состояния является ключевым параметром, оптимизация которого приводит к значительному повышению чувствительности.

На сегодняшний день ЛК состояние в материале с ПМА как правило реализуется за счет ненулевой константы анизотропии второго порядка K_2 [85; 86]. При этом в качестве фактора, определяющего значение данной константы, в литературе ссылаются на качество интерфейса, которое крайне плохо поддается контролю и производству образцов. Однако, в типичных МТП существуют и другие взаимодействия, которые потенциально могут стабилизировать ЛК состояние и без анизотропии второго порядка, например магнитостатическое взаимодействие. При этом на сегодняшний день влияние магнитостатического поля, создаваемого другими слоями МТП, на ЛК состояние и связанные с ним особенности выпрямления остается неизученным. Ниже будет рассмотрен вопрос о возможном формировании ЛК состояния за счет магнитостатического поля. Т.к. в данном случае требуется особая точность расчета магнитостатического поля, рассмотрение будет вестись микромагнитно. Также будет рассмотрен вопрос создания оптимальной структуры с точки зрения чувствительности к микроволновому сигналу, которая может быть достигнута без использования внешнего поля или внешнего тока смещения, т. е. в пассивном режиме. Данный режим работы СТД особенно привлекателен для таких приложений, как сбор окружающей радиочастотной энергии.

5.1 Случай нулевой анизотропии второго порядка

5.1.1 Постановка задачи

Будем следовать работами Фанга [23] и Чжана [24] и рассмотрим СТД с аналогичными геометрическими параметрами и физическими свойствами слоев. Рассматривался

эллиптический магнитный тунNELьный переход, состоящий из свободного слоя $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ и поляризатора, представляющего собой синтетический антиферромагнетик, образованный верхним слоем $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ (действующим как поляризатор) и нижним слоем $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$, разделенными друг от друга тонким слоем Ru с константой межслоевого обмена [150] $J_{ex}^{\text{Ru}} = -0,13 \text{ эрг}/\text{см}^2$ (см. рис. 31.а). Большая и малая полуось эллипса были выбраны 75 нм и 30 нм соответственно. Свободный ферромагнитный слой имеет обменную константу $A_{ex}^{\text{free}} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}/\text{см}$ и обладает интерфейсной перпендикулярной магнитной анизотропией с константой анизотропии первого порядка $K_1 = \sigma/c_f$, где $\sigma \approx 0.9 \text{ эрг}/\text{см}^2$ [23], а c_f – соответствующая толщина свободного слоя. Анизотропия второго порядка предполагалась равной нулю: $K_2 = 0$. Был рассмотрен некомпенсированный синтетический антиферромагнетик, намагниченный в плоскости.

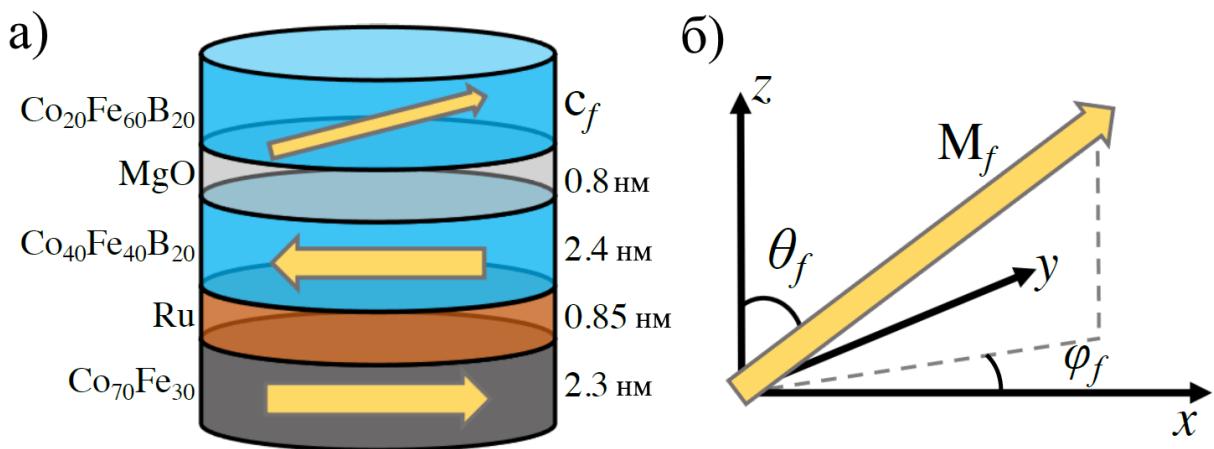


Рисунок 31 — а) Схема исследуемой многослойной структуры, указаны геометрические размеры и материал, желтые стрелки показывают примерное направление намагниченности.

б) Системы координат, используемые в работе.

Намагниченность насыщения свободного слоя $M_f = 950 \text{ эрг}/(\text{Гс}^*\text{см}^3)$, слоя поляризатора САФ $M_p = 1250 \text{ эрг}/(\text{Гс}^*\text{см}^3)$ и нижнего слоя САФ $M_m \approx 1200 \text{ эрг}/(\text{Гс}^*\text{см}^3)$. Намагниченность в нижнем магнитном слое фиксируется сильным обменным полем и находится только в плоскости, намагниченность в поляризаторе – в основном в плоскости, а намагниченность в свободном магнитном слое имеет компоненты как в плоскости, так и выходом из плоскости (см. рис. 31.б). Угол выхода из плоскости определяется конкуренцией магнитостатических полей от нижнего слоя и поляризатора, поля размагничивания и поля поверхности анизотропии. Позже будет показано, что, изменяя толщину свободного слоя c_f во время изготовления (тем самым изменяя его анизотропию), можно добиться различных углов θ_f намагниченности в этом слое. Для фокусирования на пассивных системах, пригодных для сбора из радиочастотного спектра, рассмотрим структуру, через которую не пропускают постоянный ток, и к ней не приложено внешнее магнитное поле. ТунNELьное магнетосопротивление было выбрано так, чтобы соответствовать экспериментам [23], следующим образом: $R_{\downarrow\downarrow} = 1200 \text{ Ом}$, $R_{\uparrow\uparrow} = 600 \text{ Ом}$, $\frac{\Delta R}{R_{\uparrow\uparrow}} = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\downarrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}} = 100\%$; $R_{\uparrow\uparrow} = 600 \text{ Ом}$, $R_{\downarrow\downarrow} = 1200 \text{ Ом}$ – сопротивление МТП в параллельном и антипараллельном состояниях. Электрический ток был приложен вдоль оси z , которая перпендикулярна плоскости слоев. Поля

Эрстеда и тепловые флуктуации не учитываются, чтобы сосредоточиться на эффекте от спин-поляризованного тока.

Динамика намагниченности в ферромагнитных слоях описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта-Слончевского (ЛЛГС) [7]:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}^{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \mathbf{T}_{STT}, \quad (5.1)$$

где \mathbf{m} – единичный вектор намагниченности, γ – гиromагнитное отношение, α – параметр затухания Гильберта, \mathbf{H}^{eff} – эффективное магнитное поле. В уравнении (5.1) эффективное магнитное поле можно рассчитать как $\mathbf{H}^{\text{eff}} = -\delta E / \delta \mathbf{M}$, где E – сумма магнитостатической энергии, обменной энергии, энергии анизотропии и эффективной антиферромагнитной межслоевой обменной энергии. Вращающий момент, вызванный эффектом переноса спина, в уравнении (5.1) представлен суммой двух компонент $\mathbf{T}_{STT} = \mathbf{T}_{ST} + \mathbf{T}_{FLT}$, где $\mathbf{T}_{ST} = -\gamma a_j f_{ST} \mathbf{m} \times (\mathbf{p} \times \mathbf{m})$ – момент Слончевского, $\mathbf{T}_{FLT} = -\gamma b_j \mathbf{p} \times \mathbf{m}$ – полевой момент, \mathbf{p} – единичный вектор намагниченности в слое, который создает поляризацию. Для свободного слоя \mathbf{p} определяется слоем поляризатора, для поляризатора – свободным слоем. Вращающий момент Слончевского имеет угловую зависимость, представленную функцией $f_{ST} = 2\Lambda^2 / [(\Lambda^2 + 1) + (\Lambda^2 - 1)\mathbf{m} \cdot \mathbf{p}]$ ($\Lambda^2 = 2$) и имеет амплитуду $a_j = \hbar P / (2ceM_s)$, где P – спиновая поляризация электрического тока, c – толщина соответствующего слоя, M_s – соответствующая намагниченность насыщения, e – заряд электрона. Амплитуда полевого вращающего момента определяется выражением $b_j = \xi_{\text{CPP}} a_j$, где ξ_{CPP} было выбрано равным 0,4 [[125]].

Для численного интегрирования уравнения ЛЛГС мы используем микромагнитный конечно-разностный код SpinPM, который основан на методе Рунге-Кутты четвертого порядка с адаптивным шагом по времени и размером сетки $2.5 \times 2.5 \times c \text{ nm}^3$, где c – толщина соответствующего слоя. Используя его, была проведена серия симуляций полной структуры МТП, включая свободный слой и САФ, с динамическим расчетом полной магнитостатики и эффекта переноса спина как в свободном слое, так и в слоях поляризатора.

Плотность переменного тока, протекающего через СТД, равна $j(t) = j_{\text{AC}} \cdot \sin(2\pi ft)$, j_{AC} – амплитуда плотности переменного тока, f – частота переменного тока. Предполагаем, что СТД подключен к источнику через линию передачи $Z_0 = 50 \text{ Ом}$, что приводит к отражению части падающей входящей мощности P . Мощность, потребляемую СТД P_{diode} , можно оценить с помощью телеграфного уравнения как $P_{\text{diode}} \approx 4\bar{R}Z_0P / (\bar{R} + Z_0)^2$, где $\bar{R} = 2 / (R_{\uparrow\downarrow}^{-1} + R_{\uparrow\uparrow}^{-1})$ – среднее сопротивление СТД. Учитывая магнетосопротивление магнитного туннельного перехода $R(t) = R_{\uparrow\uparrow} + \frac{\Delta R}{2}(1 - \mathbf{m}(t) \cdot \mathbf{p}(t))$, чувствительность можно записать как:

$$\varepsilon = \frac{V_{\text{diode}}}{P_{\text{diode}}} = \frac{\langle j(t)SR(t) \rangle}{\frac{4\bar{R}Z_0}{(\bar{R}+Z_0)^2} \langle j^2(t)S^2R(t) \rangle} = \frac{4\bar{R}Z_0}{j_{\text{AC}}S(\bar{R}+Z_0)^2} \frac{\langle \sin(2\pi ft)[R_{\uparrow\uparrow} + \frac{\Delta R}{2}(1 - \mathbf{m}(t) \cdot \mathbf{p}(t))] \rangle}{\langle \sin^2(2\pi ft)[R_{\uparrow\uparrow} + \frac{\Delta R}{2}(1 - \mathbf{m}(t) \cdot \mathbf{p}(t))] \rangle}, \quad (5.2)$$

где скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают усреднение как по времени, так и по пространству. Важно, что усреднение по времени выполняется на временном интервале $[0, NT]$, $T = 1/f$ – период входного сигнала, $N \in \mathbb{N}$.

5.1.2 Результаты моделирования и обсуждение

На первом этапе были исследованы равновесные состояния намагниченности свободного слоя для различных толщин этого слоя (или, другими словами, для различных K_1). С помощью микромагнитного моделирования для случая отсутствия какого-либо внешнего возбуждения была получена зависимость θ_f , которая показана на рис. 32. Здесь и ниже величина θ_f определяется как угол усредненной по пространству намагниченности свободного слоя. Как видно из этих результатов, с увеличением толщины свободного слоя угол θ_f непрерывно увеличивается от 0° до примерно 40° , за исключением последней точки, в которой он резко принимает значение 90° и намагниченность свободного слоя ложится в плоскость. Эти результаты демонстрируют формирование магнитостатически индуцированного легкоконусного магнитного состояния в свободном слое МТП только с ПМА первого порядка.

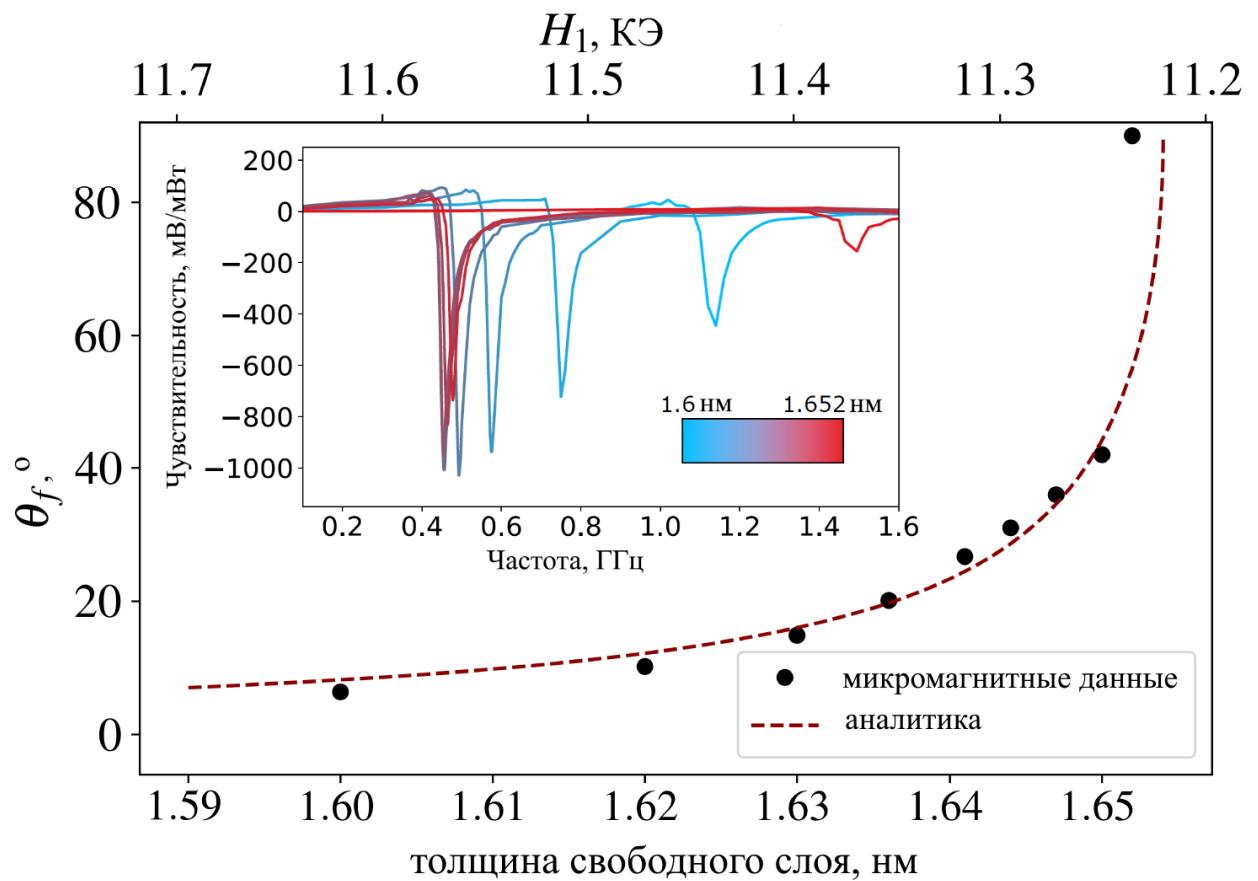


Рисунок 32 — Равновесный угол θ_f намагниченности свободного слоя, полученный из микромагнитного моделирования (точки) и из простой аналитической модели (линия) в зависимости от толщины свободного слоя (поля анизотропии). Вставка: Пример спектров СТД для входной мощности 20 нВт для различных толщин свободного слоя, полученных из микромагнитного моделирования.

Для лучшего физического понимания запишем простую аналитическую модель. Обычно существование конусного состояния (ненулевое θ_f) поддерживается ненулевым полем

анизотропии второго порядка $H_2 = 4K_2/M_f$, где K_2 – константа анизотропии второго порядка. Рассмотрим энергию свободного ферромагнитного слоя, который обладает анизотропией как первого, так и второго порядка, и находится под влиянием ненулевого магнитостатического поля H_{MS} от САФ:

$$E = 2\pi M_f^2 (N_z \cos^2(\theta_f) + N_x \sin^2(\theta_f) \cos^2(\varphi_f) + N_y \sin^2(\theta_f) \sin^2(\varphi_f)) + K_1[1 - \cos^2(\theta_f)] + K_2[1 - \cos^2(\theta_f)]^2 - M_f H_{MS} \sin(\theta_f) \cos(\varphi_f), \quad (5.3)$$

где N_x, N_y, N_z – размагничивающие факторы.

В простом случае, когда $N_z \approx 1$ и $N_x = N_y = 0$, после минимизации энергии E получаем два возможных случая существования ненулевого θ_f : 1 – состояние легкого конуса, индуцированное K_2 , 2 – состояние легкого конуса, индуцированное H_{MS} . Во втором случае, даже при $K_2 = 0$, возможно магнитостатически индуцированное состояние легкого конуса, а угол имеет вид $\theta_f = \arcsin \frac{H_{MS}}{(H_1 - 4\pi N_z M_f)}$, где $H_1 = 2K_1/M_f$ – поле анизотропии первого порядка. Эта зависимость коррелирует с микромагнитными данными (см. рис. 32) и дает простую модель магнитостатически индуцированного легкоконусного состояния.

На втором этапе исследования был изучен процесс выпрямления входящих микроволновых сигналов различных частот и мощностей СТД в состоянии легкого конуса, индуцированную магнитостатически. Частотный диапазон, который был рассмотрен, равен 0,1–1,6 ГГц, что достаточно для наблюдения типичных пиков ФМР для рассматриваемой структуры. Мощности входящих микроволновых сигналов были выбраны равными 2 нВт, 20 нВт, 100 нВт и 1000 нВт. Типичные спектры выпрямления СТД, полученные с помощью микромагнитного моделирования, показаны на вставке к рис. 32.

Проанализируем зависимость резонансной частоты СТД (частоты, соответствующей наибольшей чувствительности на вставке к рис. 32) от толщины свободного слоя (или от угла наклона намагниченности θ_f). Соответствующие микромагнитные результаты представлены на рис. 33.а. Как можно видеть, резонансная частота СТД сначала линейно уменьшается с увеличением толщины свободного слоя (область I), затем имеет тенденцию к насыщению (область II) и, наконец, скачком достигает значительно более высокой частоты (область III). Чтобы описать разницу между этими областями, проанализируем распределение намагниченности свободного слоя. В первой области распределение намагниченности в свободном слое относительно однородно (см. рис. 33.в, I). Во второй области мы можем наблюдать появление неоднородности внутри структуры (см. рис. 33.в, II), что приводит к сдвигу частоты от линейной зависимости. В третьей области мы видим формирование многодоменного распределения намагниченности (см. рис. 33.в, III), которое, очевидно, должно иметь существенно отличающуюся резонансную частоту.

Теперь рассмотрим пиковую чувствительность СТД на резонансной частоте. Зависимость чувствительности СТД от толщины свободного слоя (или от угла наклона намагниченности θ_f) для различной входной мощности представлена на рис. 33.б. Видно, что значение чувствительности СТД увеличивается с ростом толщины свободного слоя в области I, насыщается и имеет глобальный максимум близи $\theta_f \approx 20^\circ$ (что близко к экспериментально наблюдаемому [23]) или толщине 1.636 нм в области II и падает почти до нуля

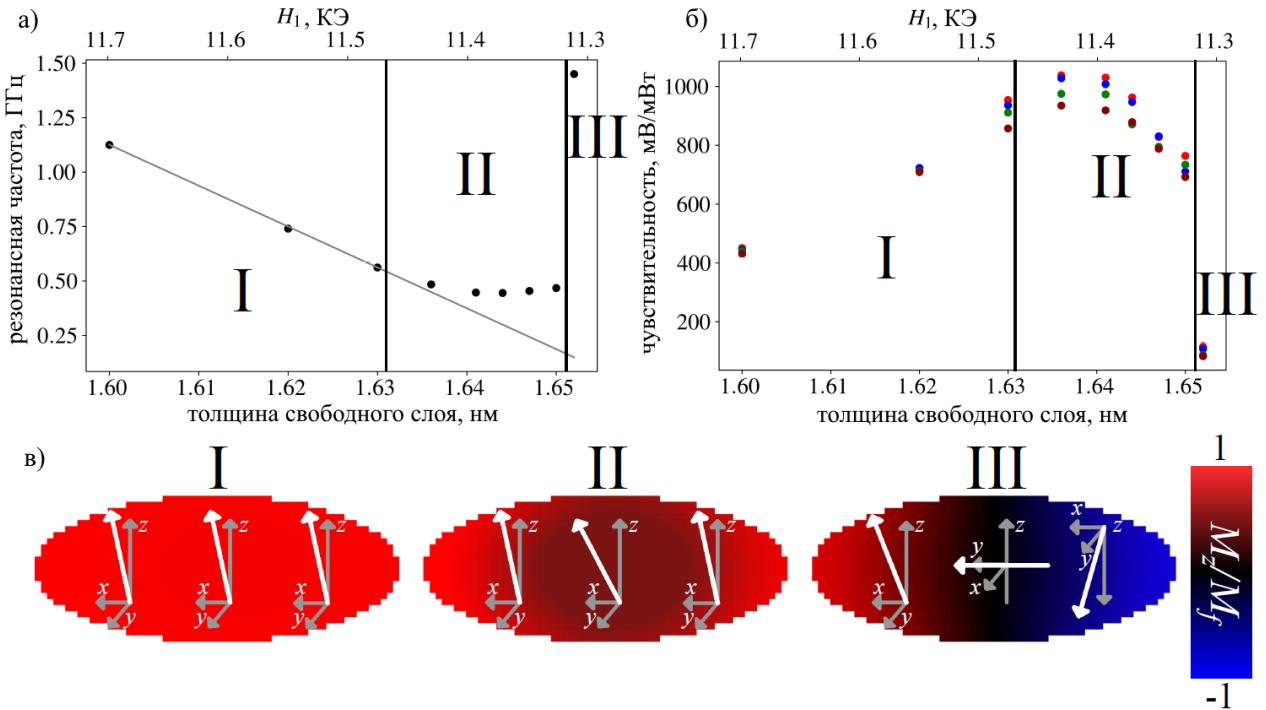


Рисунок 33 — а) Резонансная частота СТД. б) Чувствительность как функция толщины свободного слоя (поля анизотропии), полученная из микромагнитного моделирования. Цвет обозначает входную мощность: красный – 2 нВт, синий – 20 нВт, зеленый – 100 нВт, коричневый – 1000 нВт. Диапазон толщины разделен на три части в соответствии с типичным типом распределения намагниченности свободного слоя. в) Микромагнитное распределение нормализованной компоненты z намагниченности в свободном слое. Белая стрелка с системой координат показывает среднее направление намагниченности для различных областей.

в области III для всех входных мощностей. В то же время для каждой толщины чувствительность СТД уменьшается с ростом входной мощности. Однако при умеренных входных мощностях данное уменьшение не является существенным, тогда как при высоких входных мощностях она начинает уменьшаться довольно быстро (что согласуется с работами Фанга и др. [23] и Мивы и др. [21]). Тот факт, что максимальная чувствительность достигается в области II, где в свободном слое появляется неоднородность, демонстрирует ключевую роль неоднородной и нелинейной динамики намагниченности для достижения высоких уровней чувствительности в рассматриваемых структурах.

Как уже было сказано выше, мы выбираем туннельное магнетосопротивление в соответствии с экспериментальной работой [23] следующим образом: ТМС = 100 %, $R_{\uparrow\uparrow} = 600$ Ом и $R_{\uparrow\downarrow} = 1200$ Ом. Эти уровни сопротивления довольно высоки, что приводит к значительному отражению падающей мощности P . Действительно, согласно телеграфному уравнению, отражение отсутствует только в случае сопротивления 50 Ом, и оно увеличивается с ростом сопротивления. Есть несколько способов решить данную проблему. Прежде всего, современная разработка материалов дает возможность производить аналогичные МТП, но с меньшим сопротивлением, которое может быть ближе к 50 Ом. Однако еще лучшим методом, не требующим уникального МТП, является согласование импеданса. В этом случае можно оптимизировать не МТП, а приемную антенну или просто использовать согласующую схему.

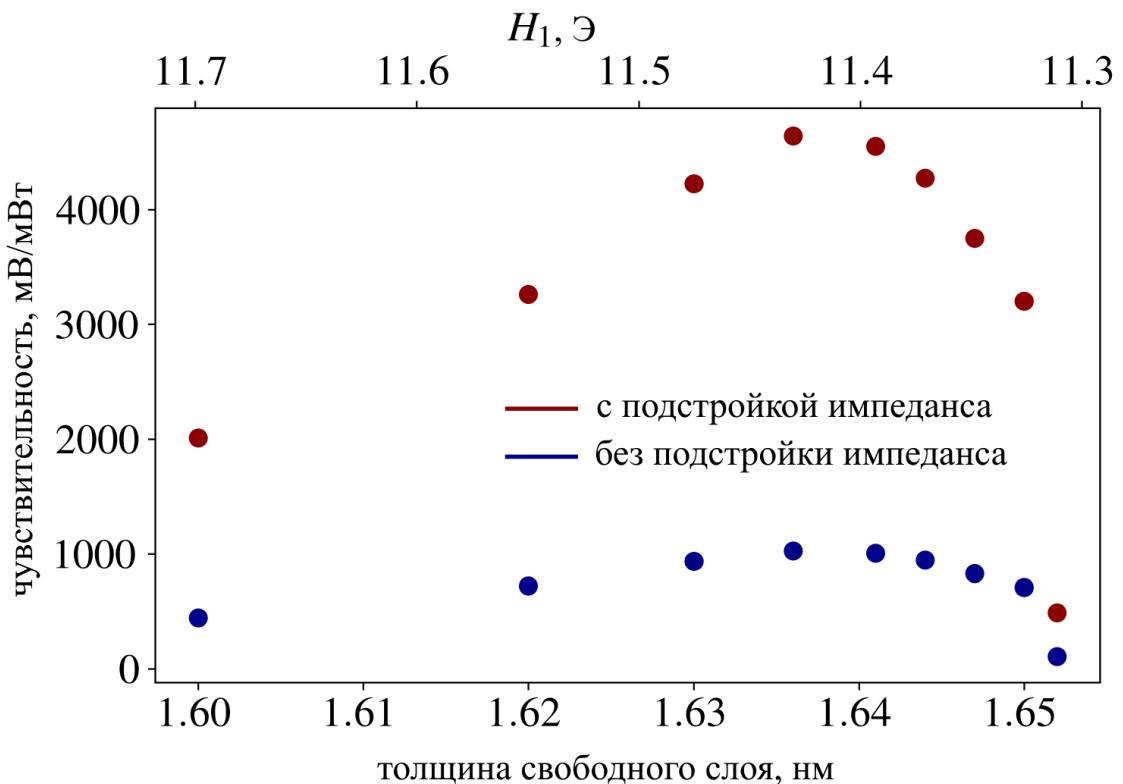


Рисунок 34 — Зависимости чувствительности от толщины (поля анизотропии) с согласованием импеданса (красный) и без согласования импеданса (синий) при падающей мощности 20 нВт и типичных современных параметрах МТП.

Действительно, если антенна спроектирована с сопротивлением, равным среднему сопротивлению МТП, или используется согласующая схема для типичной антенны 50 Ом, то отражения падающей мощности P не будет. Сравнение зависимостей чувствительности от толщины между СТД с согласованием импеданса и без него в случае падающей мощности 20 представлено на рис. 34. Как следует из этих результатов, согласование импеданса может привести к 4650 мВ/мВт даже для типичного современного МТП, что является наивысшей чувствительностью для несмешенного спин-трансферного диода на сегодняшний день.

Стоит отметить, что с технологической точки зрения будет непросто достичь точного угла θ_f с максимальным уровнем чувствительности из-за необходимости точной настройки толщины в субнанометровом масштабе длины. Однако это ограничение можно преодолеть следующим образом. После изготовления пластины МТП получается неоптимальное θ_f . Затем в процессе литографии можно довольно точно контролировать размер МТП в плоскости (в нанометровом масштабе), следовательно, точно контролировать N_z . Согласно выражению энергии (уравнение (5.3)) изменение N_z приводит к эффективной перенормировке поля анизотропии первого порядка. Следовательно, можно точно настроить эффективную анизотропию и θ_f с помощью формы устройства в плоскости.

5.2 Случай ненулевой анизотропии второго порядка

Выше была показана возможность формирования магнитостатически индуцированного легкоконусного состояния в свободном слое МТП с ПМА только первого порядка. В то же время, в более общем случае, в типичном МТП должны учитываться как ПМА второго порядка, так и магнитостатическое поле от всех слоев, т.к. оба данных взаимодействия практически невозможно полностью исключить, и они будут присутствовать в том или ином виде в каждом МТП. Таким образом открывается вопрос о правильном выборе соотношения между анизотропиями первого и второго порядка и магнитостатическим полем. Все эти параметры в той или иной степени зависят от геометрических параметров СТД. В результате рассматриваемая система имеет слишком много возможных комбинаций параметров, влияющих на систему, для полноценного микромагнитного моделирования, что приводит нас к необходимости сфокусироваться на аналитическом описании рассматриваемой системы.

5.2.1 Фазовая диаграмма бесконечной пленки

Начнем с исследования фазовой диаграммы бесконечной пленки МТП. Рассматривается многослойная структура МТП, состоящая из свободного слоя (ФМ1), поляризатора (ФМ2) и нижнего слоя (ФМ3). Свободный слой и поляризатор разделены туннельным барьером (обычно MgO), а поляризатор и нижний слой – слоем Ru, который обеспечивает антиферромагнитный обмен между ними. В этом случае структуру ФМ2/Ru/ФМ3 можно рассматривать как синтетический антиферромагнетик (САФ). Свободный слой имеет поверхностную перпендикулярную магнитную анизотропию первого и второго порядка с константами K_1 и K_2 соответственно. Константа ПМА первого порядка K_1 зависит от толщины как $K_1 = \sigma/c$, где $\sigma \approx 0.9$ эрг/см² [23]. Для ПМА второго порядка рассмотрим некоторый разумный диапазон для каждой толщины, поскольку K_2 существенно зависит от шероховатости интерфейса, а его связь с толщиной остается неопределенной. Другие физические и геометрические свойства свободного слоя следующие: $M_s = 950$ эрг/(Гс*см³ – намагниченность насыщения, $\alpha = 0.02$ – параметр затухания Гилберта, c – толщина).

Для получения фазовых диаграмм свободного слоя в координатах эффективного поля анизотропии первого и второго порядка для различных магнитостатических полей достаточно рассмотреть только намагниченность свободного слоя, учитывая магнитостатическое поле, создаваемое САФ. В этом случае энергию системы можно записать в следующем виде:

$$E = 2\pi M_s^2 \cos^2(\theta) + K_1[1 - \cos^2(\theta)] + K_2[1 - \cos^2(\theta)]^2 - M_s H_x \sin(\theta) \cos(\varphi), \quad (5.4)$$

где H_x – x -компоненты магнитного поля от САФ (здесь мы предполагаем, что САФ намагничивается вдоль оси x), φ и θ – полярный и азимутальный углы намагниченности свободного

слоя. Поскольку мы рассматриваем бесконечную пленку МТП, мы используем факторы размагничивания $N_x = N_y = 0$ и $N_z = 1$. Для анализа существования легкоконусного состояния можно записать необходимое условие для минимума энергии ($\frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0$, $\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0$). Это дает кубическое уравнение, которое показывает, где разрешено легкоконусное состояние:

$$\sin^3(\theta) \cdot (H_2) + \sin(\theta) \cdot (H_1^{\text{eff}}) - H_x = 0, \quad (5.5)$$

где $H_1^{\text{eff}} = H_1 - 4\pi M_s$ – эффективное поле ПМА первого порядка, $H_1 = 2 \cdot K_1/M_s$ – поле ПМА первого порядка, $H_2 = 4 \cdot K_2/M_s$ – поле ПМА второго порядка.

Устойчивость этих решений можно проверить с помощью определителя вторых производных, что дает достаточное условие минимума энергии:

$$D = (\partial^2 E / \partial \varphi^2) (\partial^2 E / \partial \theta^2) - (\partial^2 E / \partial \varphi \partial \theta)^2. \quad (5.6)$$

Здесь у нас есть несколько возможных вариантов: $D > 0$ и $\partial^2 E / \partial \varphi^2 > 0$ соответствуют минимуму энергии, $D > 0$ и $\partial^2 E / \partial \varphi^2 < 0$ – максимуму энергии, $D < 0$ – седловой точке, $D = 0$ – вывод сделать нельзя.

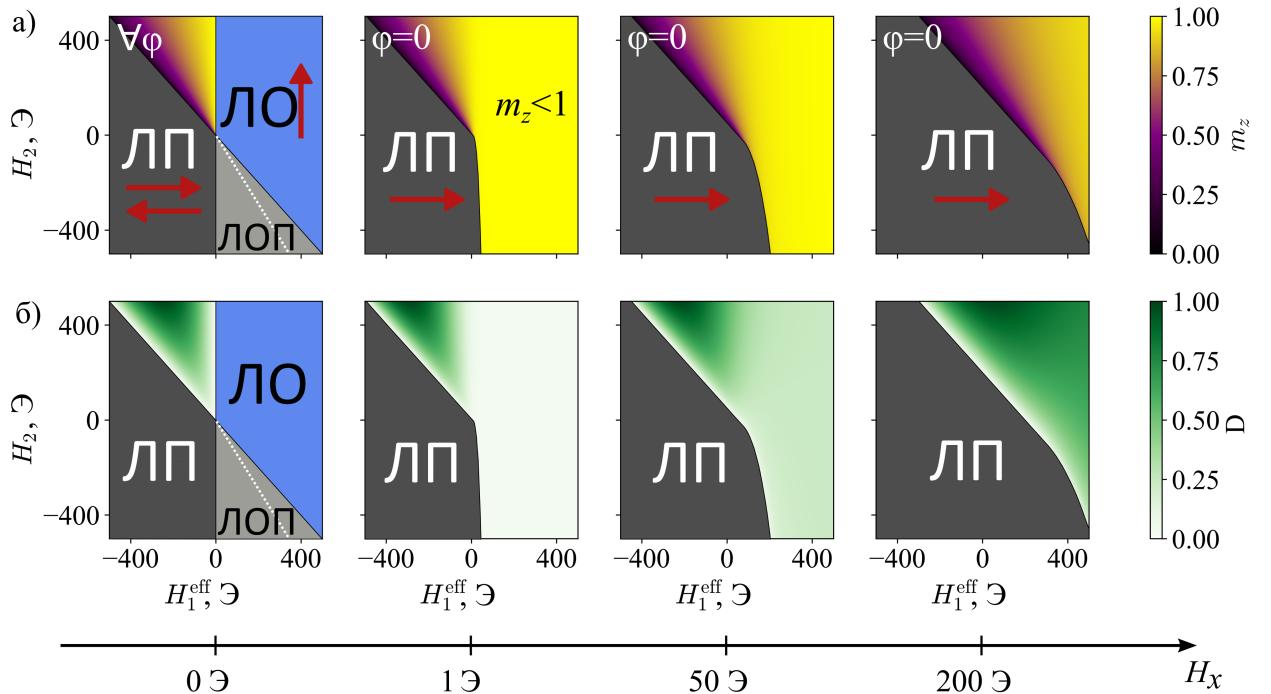


Рисунок 35 – Фазовые диаграммы существования легкоконусного состояния в координатах эффективного поля анизотропии первого и второго порядка для свободного слоя МТП с различным магнитостатическим полем от САФ: а) – зависимость нормализованного m_z ; б) – зависимость определителя второй производной для соответствующего m_z . ЛО – легкая ось; ЛП – легкая плоскость; ЛОП – легкая ось-плоскость.

Чтобы исследовать возможные равновесные состояния намагниченности, мы используем уравнение (5.5), принимая во внимание, что $m_z = \cos \theta$. Фазовые диаграммы для нормализованной перпендикулярной намагниченности в свободном слое в случае различного магнитостатического поля от САФ ($H_x = 0, 1, 50, 200$ Э) показаны на рис. 35.а. На этих диаграммах изменялось эффективное поле анизотропии первого порядка H_1^{eff} , за счет изменения

толщины c , а затем для каждой толщины (или H_1^{eff}) изменялось поле анизотропии второго порядка H_2 в схожем диапазоне. Решение для случая легкоконусного состояния кодируется цветом, в то время как другие решения представлены однородным цветом. Следует отметить, что тут демонстрируются только θ , которые имеют положительную проекцию на ось z . При этом, возможно еще одно решение для каждого θ , равное $\pi - \theta$. Для каждого представленного решения был вычислен определитель D вторых производных (см. рис. 35.6). Значение D имеет цветовую кодировку в случае решения легкоконусного состояния.

В верхнем левом углу фазовой диаграммы для бесконечного МТП с нулевым полем от САФ (см. первую диаграмму на рис. 35.а) можно увидеть возможные устойчивые легкоконусные состояния. Также на диаграмме присутствуют области с намагниченностью в плоскости (ЛП – легкая плоскость), с намагниченностью перпендикулярной плоскости (ЛО – легкая ось). Есть также фаза с неустойчивым легкоконусным состоянием (ЛОП – легкая ось-плоскость), где намагниченность стремится сформировать либо состояние ЛП, либо ЛО – под пунктирной линией на первой диаграмме на рис. 35.а она стремится к состоянию ЛП, а над пунктирной линией она стремится к состоянию ЛО. При добавлении магнитостатического поля от САФ области устойчивости легкоконусного состояния заметно трансформируются (см. рис. 35.а для отрицательного H_1^{eff}), без потери устойчивости (см. рис. 35.б).

В то же время добавление магнитостатического поля САФ не только изменяет ранее устойчивую область легкоконусного состояния, но и позволяет создать новую устойчивую область (см. рис. 35.а для положительного H_1^{eff}). В этом случае области ЛО и ЛОП исчезают, и возникает новая область легкоконусного состояния. Легкоконусные состояния в этом случае можно назвать магнитостатически индуцированными. Кроме того, область ЛП расширяется при добавлении поля САФ. Из представленных диаграмм мы видим, что даже очень малое поле САФ (около 1 Э) может создать новую область устойчивости легкоконусного состояния не только для $H_1^{\text{eff}} < 0$, но и для $H_1^{\text{eff}} > 0$. Также следует отметить, что ненулевое поле САФ снимает вырождение по углу φ .

Как можно видеть, магнитостатическое поле может существенно влиять на фазовую диаграмму. В то же время, если перейти от случая бесконечной пленки к МТП с конечной геометрией, то вдоль оси x возникает поле размагничивания, аналогичное по своему действию магнитостатическому полю от САФ. Это приводит нас к мысли о важной роли геометрии наностолбика МТП для формирования легкоконусных состояний и, как следствие, эффективности выпрямления СТД.

5.2.2 МТП конечных размеров

Для анализа влияния геометрии МТП на эволюцию упомянутых фазовых диаграмм рассмотрим две по-разному пространственно ориентированные эллиптические геометрии МТП. Будем рассматривать состав слоев и физические константы такие же, как упомя-

нутые выше (см. рис. 36.а). Полуоси эллипса (полуось a вдоль оси x и полуось b вдоль оси y) выбраны как $a = 75$ нм, $b = 30$ нм и $a = 30$ нм, $b = 75$ нм. Эти размеры и константы аналогичны используемым в связанных экспериментальных работах [23; 24]. Единичный вектор намагниченности свободного слоя в xyz -координатах имеет вид $\mathbf{m} = (m_x, m_y, m_z) = (\sin(\theta) \cos(\varphi), \sin(\theta) \sin(\varphi), \cos(\theta))$. Единичный вектор поляризатора был выбран в виде $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z) = (-1, 0, 0)$ (см. рис. 36.б).

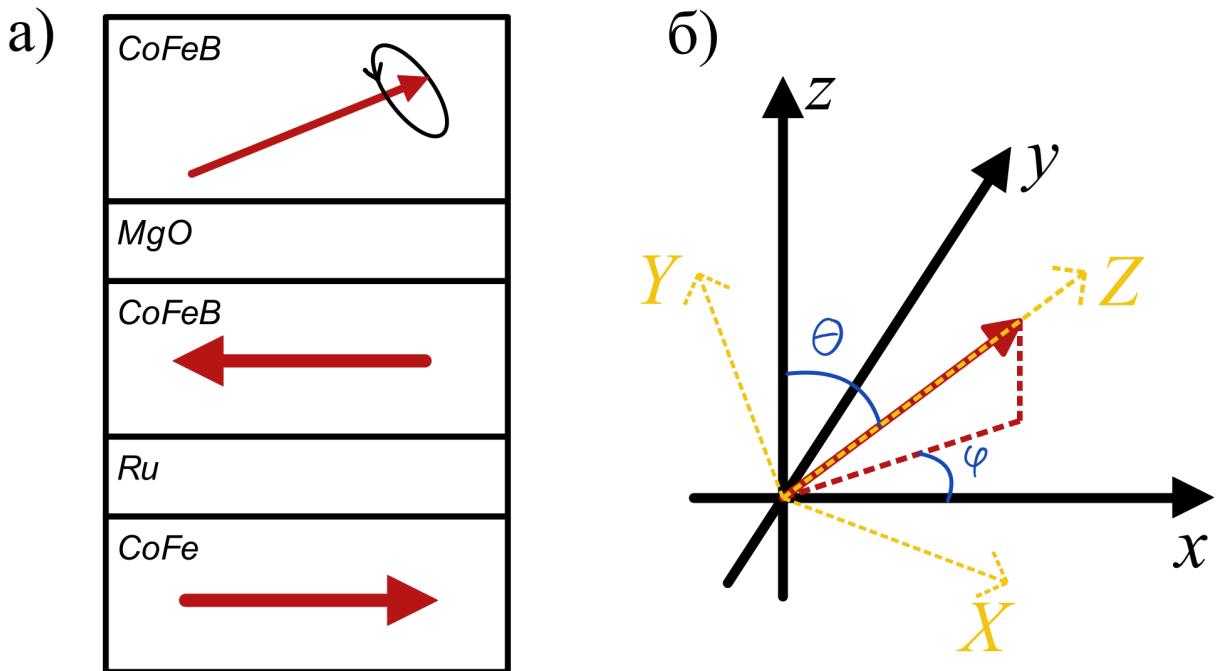


Рисунок 36 — а) Исследуемая многослойная структура, сверху вниз: свободный слой, поляризатор, нижний слой; б) Системы координат: xyz — стандартные декартовы координаты, XYZ — координаты, соответствующие равновесному состоянию намагниченности.

Для рассмотрения динамических свойств и выпрямления этих двух эллиптических СТД под действием микроволнового тока мы используем уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта-Слончевского:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}^{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \mathbf{T}_{STT}, \quad (5.7)$$

где \mathbf{H}^{eff} — эффективное поле, γ — гиромагнитное отношение, \mathbf{T}_{STT} — вращающий момент, создаваемый эффектом переноса спина. Эффективное поле, в котором находится намагниченность, вычисляется как функциональная производная энергии системы $\mathbf{H}^{\text{eff}} = -\frac{1}{M_s} \delta E / \delta \mathbf{m}$. В случае конечных размеров мы можем переписать уравнение энергии системы (5.4) в более общем виде следующим образом:

$$E = \sum_i 2\pi M_s^2 N_i m_i^2 + K_1[1 - m_z^2] + K_2[1 - m_z^2]^2 - \sum_i M_s H_i m_i, \quad (5.8)$$

где $i = x, y, z$, N_i — факторы размагничивания, H_i — внешнее магнитное поле от САФ. Вращающий момент представлен суммой момента Слончевского $\mathbf{T}_S = -\gamma a_j \mathbf{m} \times (\mathbf{p} \times \mathbf{m})$ и полевого момента $\mathbf{T}_{FL} = -\gamma b_j \mathbf{p} \times \mathbf{m}$, где $a_j = \hbar P j / (2ceM_s)$ — амплитуда момента Слончевского,

$b_j = \xi a_j$ – амплитуда полевого вращающего момента, \hbar – приведенная постоянная Планка, $P = 0,4$ – константа спиновой поляризации, e – заряд электрона, $\xi \approx 0,4$.

Для работы в линейном приближении используем метод, аналогичный методу Танигучи и др. [151]. Перейдем в систему координат XYZ , которая относится к равновесному состоянию намагниченности (см. рис. 36.6). В системе координат XYZ компоненты намагниченности свободного слоя удовлетворяют следующим условиям: $m_X \approx m_Y \ll 1$, $m_Z \approx 1$. Можно найти равновесное состояние намагниченности и соответствующие углы (Φ, Θ) , которые удовлетворяют $d\mathbf{m}/dt = 0$:

$$\sin \Theta (4\pi M_s(N_x \cos^2 \Phi + N_y \sin^2 \Phi - N_z) \sin \Theta + H_1 \sin \Theta + H_2 \sin^3 \Theta - H_x \cos \Phi) = 0 \quad (5.9)$$

$$\sin \Phi \cos \Theta (4\pi M_s(N_y - N_x) \sin \Theta \cos \Phi + H_x) = 0 \quad (5.10)$$

Преобразование из координат xyz в координаты XYZ можно выполнить с помощью матрицы поворота:

$$R = \begin{pmatrix} \cos \Theta & 0 & -\sin \Theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \Theta & 0 & \cos \Theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \Phi & \sin \Phi & 0 \\ -\sin \Phi & \cos \Phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

Вектор поляризатора \mathbf{p} в координатах XYZ имеет следующие компоненты $(p_X, p_Y, p_Z) = (\cos \Phi \cos \Theta, -\sin \Phi, \sin \Theta \cos \Phi)$. Эффективное магнитное поле \mathbf{H}^{eff} в координатах XYZ имеет компоненты: $(H_{XX}m_X + H_{XY}m_Y, H_{YX}m_X + H_{YY}m_Y, H_{ZX}m_X + H_{ZY}m_Y + H_{ZZ})$. Тогда уравнение (5.7) преобразуется к следующему виду:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} m_X \\ m_Y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -H_{YX} + \alpha(H_{ZZ} - H_{XX}) & (H_{ZZ} - H_{YY}) - \alpha H_{XY} \\ -(H_{ZZ} - H_{XX}) - \alpha H_{YY} & H_{XY} - \alpha(H_{ZZ} - H_{YY}) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} m_X \\ m_Y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -a_j p_X + b_j p_Y \\ -a_j p_Y - b_j p_X \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

Все компоненты H_{ij} такие же, как в работе Танигучи и др. [151], за исключением H_{XX} и H_{ZZ} :

$$H_{XX} = -4\pi M_s[(N_x \cos^2 \Phi + N_y \sin^2 \Phi) \cos^2 \Theta + N_z \sin^2 \Theta] + H_1 \sin^2 \Theta - H_2 \sin^2 \Theta (\sin 2\Theta - \sin^2 \Theta), \quad (5.13)$$

$$H_{ZZ} = -4\pi M_s[(N_x \cos^2 \Phi + N_y \sin^2 \Phi) \sin^2 \Theta + N_z \cos^2 \Theta] + (H_1 + H_2 \sin^2 \Theta) \cos^2 \Theta + H_x \sin \Theta \cos \Phi. \quad (5.14)$$

На основе этого можно рассчитать выпрямленное напряжение при переменном токе $j = j_{ac} \sin(2\pi f)$ с частотой f следующим образом:

$$V = \text{Re} \left[\frac{\left(\frac{\gamma}{2\pi}\right)^2 \mathcal{H}_b \tilde{b}_j - [if(p_X^2 + p_Y^2) + \frac{\gamma}{2\pi} \mathcal{H}_a] \frac{\gamma}{2\pi} \tilde{a}_j}{4(f^2 - f_{res}^2 - if\Delta f) / (j_{ac} S \Delta R)} \right], \quad (5.15)$$

где $a_j = \tilde{a}_j \sin(2\pi f)$, $b_j = \tilde{b}_j \sin(2\pi f)$, $\Delta f = \frac{\gamma}{2\pi} [\alpha(2H_{ZZ} - H_{XX} - H_{YY})]$, $\mathcal{H}_a = H_{XY}p_X^2 - H_{YX}p_Y^2 + (2H_{ZZ} - H_{XX} - H_{YY})p_Xp_Y$, $\mathcal{H}_b = (H_{ZZ} - H_{YY})p_X^2 - (H_{ZZ} - H_{XX})p_Y^2 + (H_{XY} + H_{YX})p_Xp_Y$, и резонансная частота:

$$f_{res} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H_{ZZ} - H_{XX})(H_{ZZ} - H_{YY}) - H_{XY}^2}. \quad (5.16)$$

Уравнение (5.15) можно упростить в резонансном случае (т.е. $f = f_{res}$):

$$V(f_{res}) = \frac{j_{ac}S\Delta R}{4} \frac{\tilde{a}_j \sin^2(\arccos[p_Z])}{\alpha(2H_{ZZ} - H_{XX} - H_{YY})}, \quad (5.17)$$

где S – площадь поперечного сечения, j_{ac} – амплитуда входного тока, $\Delta R = R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}$, $R_{\uparrow\downarrow}$ – сопротивление МТП в антипараллельном состоянии, $R_{\uparrow\uparrow}$ – сопротивление МТП в параллельном состоянии. Туннельное магнетосопротивление выбирается аналогично экспериментальным исследованиям [23] следующим образом: $TMR = \Delta R/R_{\uparrow\uparrow} = 100\%$, $R_{\uparrow\downarrow} = 1200$ Ом и $R_{\uparrow\uparrow} = 600$ Ом. Амплитуда плотности тока выбрана $j_{ac} = 10^5$ А/см², что соответствует мощности 100 нВт, если учесть 50 Ом линию передачи и отражение части падающей мощности.

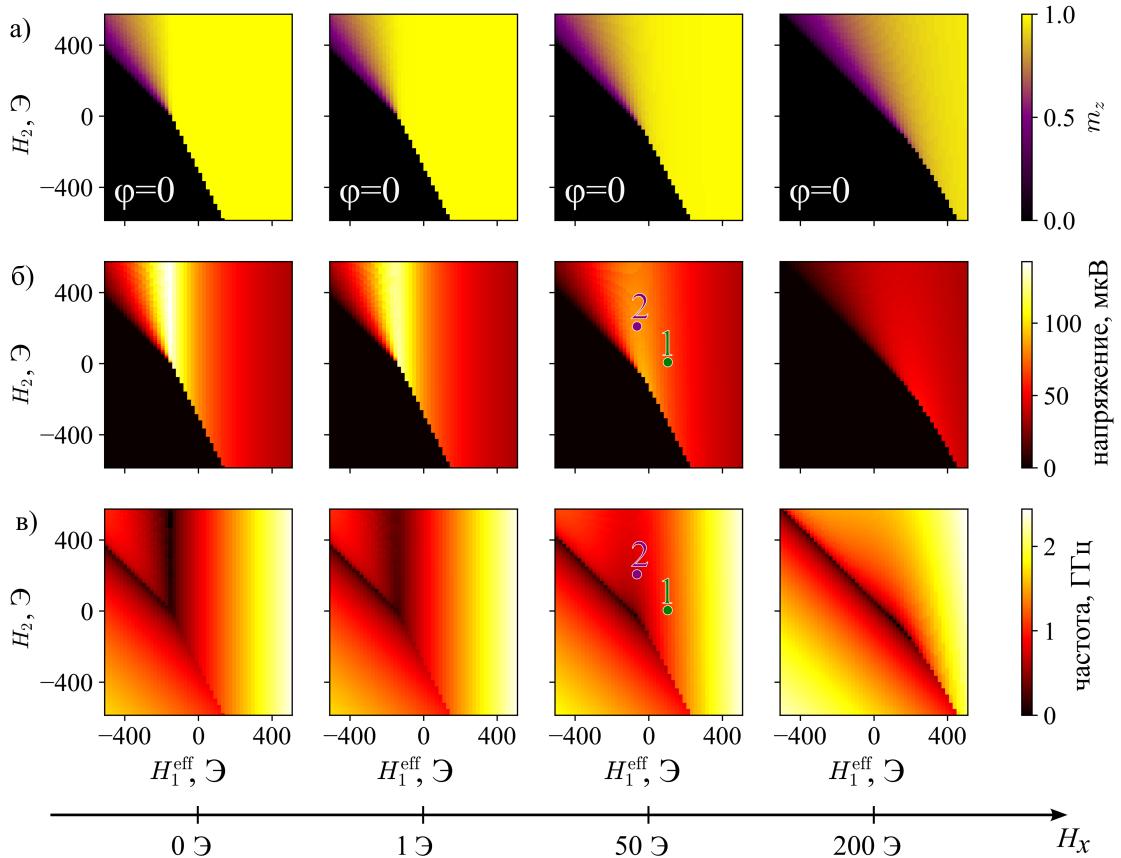


Рисунок 37 — Фазовые диаграммы легкоконусного состояния в координатах эффективного поля анизотропии первого и второго порядков для эллиптического СТД с большой полуосью вдоль оси x для различных магнитостатических полей от САФ: а) – нормализованная m_z ; б) – выпрямленное напряжение $V(f_{res})$; в) – резонансная частота f_{res} .

С помощью представленной модели проанализируем влияние конечной геометрии СТД на эволюцию фазовой диаграммы при изменении магнитостатического поля от САФ для двух эллиптических МТП, ориентированных по-разному в пространстве. Модифицированная фазовая диаграмма для эллиптического МТJ с большой полуосью вдоль оси x представлена на рис. 37.а, а для МТП с большой полуосью вдоль оси y — на рис. 38.а. Как видно из графиков, в этом случае модификация области устойчивости легкоконусного состояния для $H_1^{\text{eff}} < 0$ и появление новой области устойчивости легкоконусного состояния для $H_1^{\text{eff}} > 0$ происходят даже при нулевом магнитостатическом поле от САФ. Причиной такого поведения является влияние полей размагничивания, возникающих в МТП конечной геометрии.

Основное различие между по-разному пространственно ориентируемыми эллиптическими МТП заключается в полярном угле намагниченности свободного слоя. Для большой полуоси вдоль оси x он всегда равен нулю, тогда как для большой полуоси вдоль оси y он начинает зависеть от магнитостатического поля (см. рис. 38.а).

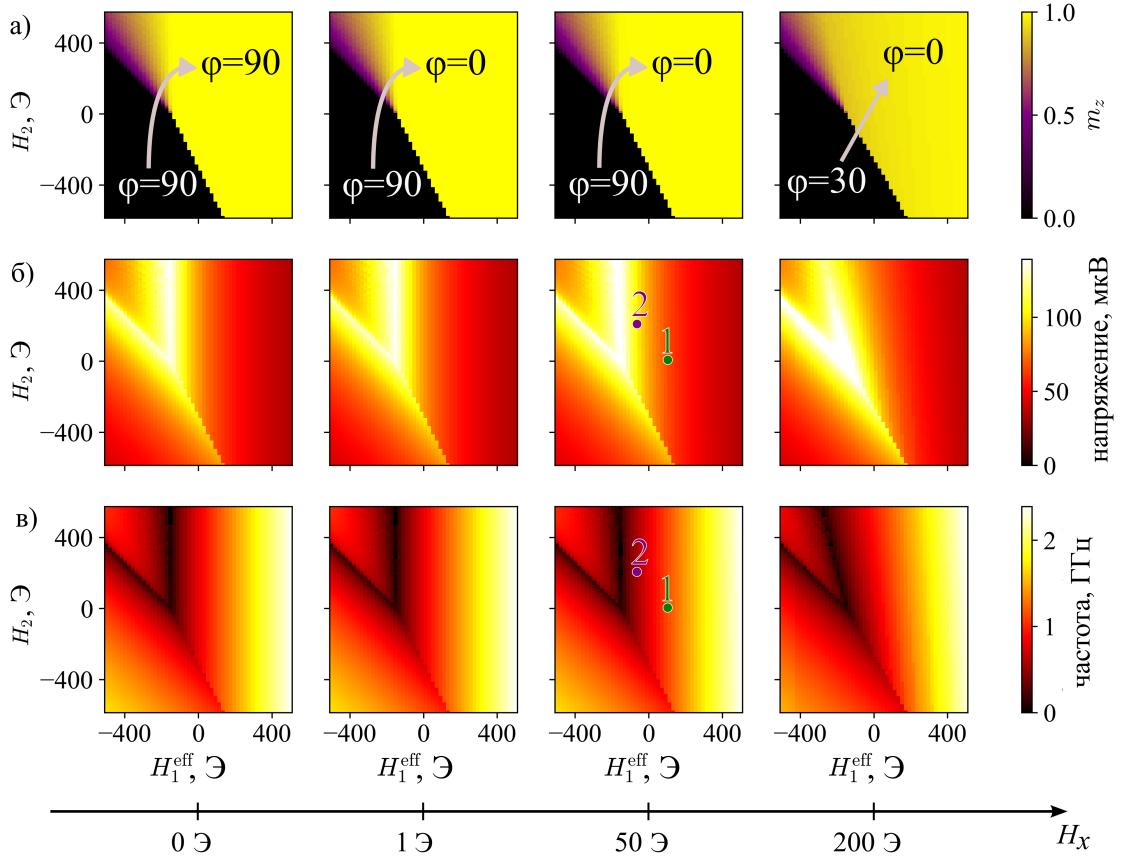


Рисунок 38 — Фазовые диаграммы легкоконусного состояния в координатах эффективного поля анизотропии первого и второго порядков для эллиптического СТД с большой полуосью вдоль оси y для различных магнитостатических полей от САФ: а) – нормализованная m_z ; б) – выпрямленное напряжение $V(f_{res})$; в) – резонансная частота f_{res} .

Теперь приступим к анализу динамических свойств и эффективности выпрямления двух рассматриваемых эллиптических СТД при инжекции СВЧ-тока. Зависимости выпрямленного напряжения на резонансной частоте (рассчитанные с использованием уравнения (5.17)) от эффективного поля анизотропии первого и второго порядка для различных магнитостатических полей от САФ представлены на рис. 37.б и рис. 38.б. Как следует из рис. 37.б в случае большой полуоси, направленной вдоль оси x , добавление магнитостатического поля от САФ значительно уменьшает область с эффективным выпрямлением. Действительно, хотя дополнительное плоскостное магнитное поле от САФ расширяет область устойчивости легкоконусного состояния, оно создает более глубокую потенциальную яму для намагничивания свободного слоя, что приводит к меньшей величине колебаний сопротивления и, следовательно, к меньшему выпрямлению. Чтобы избежать этой проблемы, мы рассматриваем эллиптический СТД с большой полуосью, направленной вдоль оси y , т. е. перпендикулярно магнитостатическому полю САФ. В этом случае мы также имеем расширенную область существования легкоконусного состояния, в то время как эффективная

область выпрямления не сокращается и остается того же размера вплоть до поля 50 Э и даже выше (см. рис. 38.б). Такое поведение можно объяснить тем фактом, что потенциальная яма для намагниченности свободного слоя, созданная магнитостатическим полем САФ, сглаживается перпендикулярным полем размагничивания. Данный результат предлагает способ решения проблемы неконтролируемых паразитных магнитостатических полей с помощью правильной конструкции планарной формы МТП.

Наконец, используя уравнение (5.16), вычислим резонансную частоту двух рассматриваемых устройств. Соответствующие результаты представлены на рис. 37.в и рис. 38.в для большой полуоси вдоль оси x и оси y соответственно. Как можно видеть, зависимость резонансной частоты от полей анизотропии имеет поведение, типичное для мягкой моды.

5.2.3 Микромагнитная верификация

Для проверки теоретически предсказанного расширения области параметров, благоприятных для высокоэффективного выпрямления СТД, сравним аналитические результаты для эллиптического СТД с данными микромагнитного моделирования.

Для численного интегрирования уравнения ЛЛГС используем микромагнитный конечно-разностный код SpinPM, основанный на методе Рунге-Кутты четвертого порядка с адаптивным шагом по времени и размером сетки $2,5 \times 2,5 \times c \text{ nm}^3$, где c – толщина соответствующего слоя. Используя его, проведем серию симуляций динамики свободного слоя СТД, принимая во внимание магнитостатическое поле, созданное САФ, аналогично теоретическому рассмотрению. Магнитные параметры свободного слоя такие же, как в аналитической модели с добавлением обменной константы $A_{ex} = 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см. Амплитуда плотности тока j_{ac} выбрана равной $j_{ac} = 10^4 \text{ A/cm}^2$, чтобы избежать нелинейных эффектов от высокой амплитуды, поскольку аналитическая модель основана на линеаризации, и для корректного сравнения нам нужна микромагнитная динамика низкой амплитуды. Учитывая магнетосопротивление магнитного тунNELьного перехода $R(t) = R_{\uparrow\uparrow} + \frac{\Delta R}{2}(1 - \mathbf{m}(\mathbf{r},t) \cdot \mathbf{p})$, выпрямленное напряжение можно записать в виде:

$$V = j_{ac}S \left\langle \sin(2\pi ft)[R_{\uparrow\uparrow} + \frac{\Delta R}{2}(1 - \mathbf{m}(\mathbf{r},t) \cdot \mathbf{p})] \right\rangle, \quad (5.18)$$

где $\mathbf{m}(\mathbf{r},t)$ – распределение намагниченности из микромагнитного моделирования, а скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают усреднение как по времени, так и по пространству. Усреднение по времени выполняется на временном интервале $[0, NT]$, $T = 1/f$ – период входного сигнала, $N \in \mathbb{N}$.

Для проверки теоретических результатов микромагнитными расчетами рассмотрим две точки в координатах эффективного поля анизотропии первого и второго порядка для эллиптического СТД с большой полуосью вдоль осей x и y . Эти точки отмечены на рис. 37.б,в и рис. 38.б,в. Точка “1” выбрана для демонстрации умеренного и почти одинакового выпрямления и частоты для обеих ориентаций эллипса, как предсказывает теория. В точке

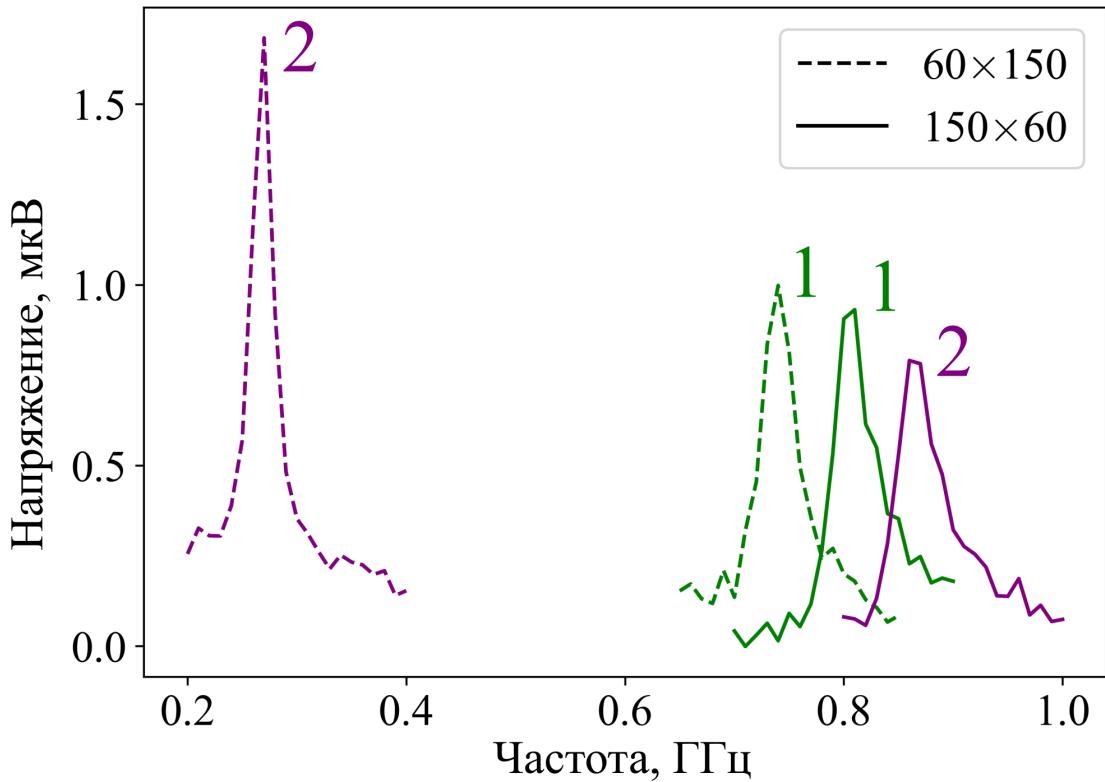


Рисунок 39 — Зависимость выпрямленного напряжения от частоты для параметров точек "1" и "2", полученная микромагнитным моделированием. Сплошные линии соответствуют случаю СТД с большой полуосью вдоль оси x , пунктирные линии – СТД с большой полуосью вдоль оси y .

"2" напротив СТД должен вести себя по-разному для разной ориентации эллипса. Теоретическая модель предсказывает, что СТД с большой полуосью вдоль оси x в параметрах, соответствующих точке "2", должен демонстрировать почти такое же выпрямленное напряжение и частоту, как в точке "1". Результаты микромагнитного моделирования для этого случая представлены сплошными линиями на рис. 39. Как можно видеть, напряжение и частота в этом случае, полученные микромагнитным моделированием, также практически одинаковы для параметров точек "1" и "2". В то же время, согласно теории, СТД с большой полуосью вдоль оси y в параметрах точки "2" должен демонстрировать более высокое выпрямленное напряжение и более низкую частоту по сравнению с параметрами точки "1". Результаты микромагнитного моделирования для этого случая представлены пунктирными линиями на рис. 39 и также демонстрируют увеличение выпрямленного напряжения и уменьшение частоты при переходе от параметров точки "1" к "2". Как следует из этих результатов, микромагнитное моделирование повторяет теоретические предсказания и полностью доказывает расширение области параметров, благоприятных для высокоэффективного выпрямления СТД в легкоконусном состоянии.

Заключение

В рамках представленной работы было проведено исследование фундаментальных механизмов влияния спиновых токов на динамические свойства намагниченности в магнитных тунNELьных переходах, а также изучение возможности их использования для разработки высокочувствительных и широкополосных микроволновых спин-трансферных диодов (СТД) с заданными характеристиками. В результате проделанной работы можно сформулировать следующие выводы.

Теоретически был предложен спин-трансферный диод с двумя ферромагнитными слоями, мягко закрепленными под разными углами с помощью антиферромагнитных слоев с разными температурами Нееля. С помощью микромагнитного моделирования для данной системы был рассмотрен спин-трансферный диодный эффект и влияние на него постоянного тока смещения. Было показано, что резонансная рабочая частота рассматриваемого СТД может быть значительно выше, чем у традиционного СТД с одним закрепленным слоем, и достигать частот порядка 9 ГГц. Также было продемонстрировано, что при наличии тока смещения такая система имеет чувствительность, сравнимую с полупроводниковыми диодами в широком диапазоне частот 8,5-9,5 ГГц. Более того, был предложен метод настройки резонансной частоты СТД на этапе изготовления устройства (путем подгонки φ во время отжига) без существенной потери чувствительности. Также показана ключевая роль магнитостатического взаимодействия для рассматриваемой системы.

Теоретически был рассмотрен вихревой спин-трансферный диод с помощью микромагнитного моделирования. Динамика вихря и соответствующий спин-трансферный диодный эффект были проанализированы для различных мощностей входного радиочастотного сигнала и различного постоянного тока смещения. Была разработана аналитическая модель вихревого СТД на основе уравнения Тиля. Было показано, что рассматриваемый СТД имеет субгигагерцовую резонансную частоту, что может помочь расширить частотный диапазон спиритронного выпрямления. Также было показано, что применение постоянного тока смещения со значениями, близкими к критическому, может значительно улучшить чувствительность, вплоть до $AP_{in}^{-1/3}$, где P_{in} – входная мощность радиочастотного сигнала, без перехода к автогенерации. В то же время чувствительность увеличивается с уменьшением входной радиочастотной мощности и достигает высокого значения в случае сверхнизкой мощности даже без внешнего магнитного поля. Более того, существует потенциал дальнейшего повышения чувствительности путем оптимизации радиуса/толщины наноточки, анизотропии и формы. В этом случае вихрь становится менее стабильным, поэтому его легче возбудить.

Был теоретически объяснен обнаруженный экспериментально новый эффект широкополосного выпрямления в СТД, механизм которого основан на появлении угла в плоскости между намагниченностью свободного слоя и поляризатором. Было показано, что внешнее магнитное поле в плоскости, ориентированное под некоторым углом к легкой оси свободного слоя МТП, приводит к появлению ненулевого выпрямленного напряжения в широком диапа-

зоне частот, от долей ГГц до практически 6 ГГц, что гораздо больше, чем сообщалось ранее. Была построена аналитическая модель маркоспина и проведено микромагнитное моделирование, которые дают представление о динамике намагниченности системы, объясняют роль, которую играет повернутое под углом магнитное поле, и доказывают магнитную природу обнаруженного эффекта.

Был теоретически объяснен обнаруженный экспериментально новый эффект широкополосного выпрямления в СТД, механизм которого основан на неоднородных состояниях свободного слоя МТП. Было показано, что при определенной геометрии МТП в свободном слое образуется неоднородное состояние, в результате чего локально появляется ненулевой угол между намагниченностями свободного слоя и поляризатора, что и приводит к появлению широкополосного выпрямления. Было проведено микромагнитное моделирование и обнаружено, что широкополосное выпрямление реализуется на основе C- и S-состояний намагниченности свободного слоя. В результате было дано объяснение природы наблюдаемого экспериментально эффекта.

Теоретически было продемонстрировано магнитостатически индуцированное формирование легкоконусного магнитного состояния в свободном слое МТП, который имеет ПМА только первого порядка. С помощью микромагнитного моделирования была рассмотрена зависимость угла легкоконусного состояния от анизотропии первого порядка (которая определяется толщиной). Представлена простая аналитическая модель магнитостатически индуцированного легкоконусного магнитного состояния. Была рассчитана чувствительность СТД с помощью микромагнитного моделирования в широком диапазоне входных мощностей и толщин свободных слоев при отсутствии постоянного тока смещения и внешнего магнитного поля. Было показано, что чувствительность СТД сильно зависит от угла намагниченности свободного слоя, который, в свою очередь, можно настроить, выбрав соотношение формы и анизотропии первого порядка, определяемой толщиной свободного слоя, и межслоевым магнитостатическим взаимодействием. Анализируя распределения намагниченности, была обнаружена значительная роль нелинейности и неоднородной динамики намагниченности в достижении высоких уровней чувствительности. Правильный выбор конструкции МТП может позволить нам достичь чувствительности до 1100 мВ/мВт в несмещенному СТД с современными параметрами и до 4650 мВ/мВт после согласования импеданса. Это значение является наивысшей чувствительностью для пассивного СТД и даже превосходит показатели пассивного полупроводникового диода Шоттки, что делает СТД с ПМА перспективным решением для приложений сбора энергии.

Теоретически было исследовано легкоконусное состояние в свободном слое СТД с учетом как ПМА (первого и второго порядка), так и магнитостатического взаимодействия со всеми магнитными слоями, которое действует на свободный слой. Была продемонстрирована эволюция фазовой диаграммы легкоконусного состояния бесконечной пленки МТП в координатах эффективного поля анизотропии первого и второго порядка при изменении магнитостатического поля. Было показано, что появление магнитостатического поля приводит к расширению области существования легкоконусного состояния. Более того, при наличии магнитостатического поля существование легкоконусного состояния возможно не только в

случае $H_1^{\text{eff}} < 0$, но и в случае $H_1^{\text{eff}} > 0$. Было проанализировано влияние конечного размера наностолбика МТП на указанную эволюцию фазовой диаграммы в случае двух по-разному ориентированных в пространстве эллипсов, была показана разница в поведении полярного угла намагниченности свободного слоя. Также, были рассмотрены динамические свойства и выпрямление этих двух эллиптических СТД при инжекции микроволнового тока. На основе полученных результатов был предложен и затем проверен с помощью микромагнитного моделирования возможный подход к расширению области параметров, благоприятной для высокоэффективного выпрямления СТД, и устраниению неконтролируемых паразитных магнитостатических полей путем выбора надлежащей геометрии МТП. Эти результаты проясняют влияние магнитостатического взаимодействия на СТД с ПМА.

Список сокращений

- ГМС – гигантское магнетосопротивление
ТМС – туннельное магнетосопротивление
МТП – магнитный туннельный переход
СТНО – спин-трансферный нано-осциллятор
СТДЭ – спин-трансферный диодный эффект
СТД – спин-трансферный диод
ПМА – перпендикулярная магнитная анизотропия
УЛЛГ – уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта
УЛЛГС – уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта-Слончевского

Приложение А. УЛЛГ в сферических координатах

Рассмотрим уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта в следующей форме:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma[\vec{M}, -\frac{\delta \varepsilon}{\delta \vec{M}}] + \frac{\alpha}{M_S}[\vec{M}, \dot{\vec{M}}] + \vec{T}, \quad (19)$$

где $\vec{T} = \vec{T}_{\parallel} + \vec{T}_{\perp}$ – полный вращающий момент, $\vec{T}_{\parallel} = -\frac{\gamma a_J}{M_S}[\vec{M}, [\vec{M}, \vec{m}_p]]$ – параллельный вращающий момент, $\vec{T}_{\perp} = -\gamma b_J[\vec{M}, \vec{m}_p]$ – перпендикулярный вращающий момент и \vec{m}_p – единичный вектор направления намагниченности поляризатора. Для удобства запишем $\vec{T} = -\gamma[\vec{M}, \vec{Q}]$, тогда $\vec{Q} = \frac{a_J}{M_S}[\vec{M}, \vec{m}_p] + b_J\vec{m}_p$. С учётом этого уравнение (19) отнормировав на намагниченность насыщения можно переписать в виде:

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = \frac{\gamma}{M_S}[\vec{m}, \frac{\delta \varepsilon}{\delta \vec{m}}] + \alpha[\vec{m}, \frac{\partial \vec{m}}{\partial t}] - \gamma[\vec{m}, \vec{Q}], \quad (20)$$

где \vec{m} – единичный вектор намагниченности. Умножим данное уравнение векторно на $\delta \vec{m}$. Принимая во внимание, что $(\delta \vec{m}, \vec{m}) = 0$, получим при почленном умножении первых трёх членов:

$$[\delta \vec{m}, \frac{\partial \vec{m}}{\partial t}] = \sin \theta \left(\delta \theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \delta \varphi \frac{\partial \theta}{\partial t} \right) \vec{m}, \quad (21)$$

$$[\delta \vec{m}, [\vec{m}, \frac{\delta \varepsilon}{\delta \vec{m}}]] = \vec{m}(\delta \vec{m}, \frac{\delta \varepsilon}{\delta \vec{m}}) - \frac{\delta \varepsilon}{\delta \vec{m}}(\delta \vec{m}, \vec{m}) = \delta \varepsilon \vec{m}, \quad (22)$$

$$[\delta \vec{m}, [\vec{m}, \frac{\partial \vec{m}}{\partial t}]] = (\delta \theta \frac{\partial \theta}{\partial t} + \sin^2 \theta \delta \varphi \frac{\partial \varphi}{\partial t}) \vec{m}, \quad (23)$$

$$[\delta \vec{m}, [\vec{m}, \vec{Q}]] = \vec{m}(\delta \vec{m}, \vec{Q}) = a_J \vec{m}(\delta \vec{m}, [\vec{m}, \vec{m}_p]) + b_J \vec{m}(\delta \vec{m}, \vec{m}_p). \quad (24)$$

– Для случая перпендикулярно намагниченного поляризатора $\vec{m}_p = (0, 0, 1)^T$:

$$[\delta \vec{m}, [\vec{m}, \vec{Q}]] = (-a_J \sin^2 \theta \delta \varphi - b_J \sin \theta \delta \theta) \vec{m}. \quad (25)$$

– Для случая планарно намагниченного поляризатора $\vec{m}_p = (1, 0, 0)^T$:

$$[\delta \vec{m}, [\vec{m}, \vec{Q}]] = (a_J \sin \varphi \delta \theta + a_J \sin \theta \cos \theta \cos \varphi \delta \varphi + b_J \cos \theta \cos \varphi \delta \theta - b_J \sin \theta \sin \varphi \delta \varphi) \vec{m}. \quad (26)$$

– Для случая планарно намагниченного поляризатора $\vec{m}_p = (0, 1, 0)^T$:

$$[\delta \vec{m}, [\vec{m}, \vec{Q}]] = (-a_J \cos \varphi \delta \theta + a_J \sin \theta \cos \theta \sin \varphi \delta \varphi + b_J \cos \theta \sin \varphi \delta \theta + b_J \sin \theta \cos \varphi \delta \varphi) \vec{m}. \quad (27)$$

С учётом результатов (21)–(27), поделим результат векторного умножения уравнения (20) на $\delta \vec{m}$ поочерёдно на $\delta \theta$ и $\delta \varphi$. Используя $\frac{\delta \varphi}{\delta \theta} = \frac{\delta \theta}{\delta \varphi} = 0$, получим УЛЛГ в сферических координатах:

$$\sin \theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \alpha \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\gamma}{M_S} \frac{\delta \varepsilon}{\delta \theta} + (\vec{m}_p, \vec{T}_{\theta}), \quad (28)$$

$$\sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial t} + \alpha \sin^2 \theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{\gamma}{M_S} \frac{\delta \varepsilon}{\delta \varphi} + (\vec{m}_p, \vec{T}_{\varphi}), \quad (29)$$

где вращающие моменты для поляризатора $\vec{m}_p = (m_p^x, m_p^y, m_p^z)^T$ определяются следующим образом:

$$\vec{T}_\theta = \begin{pmatrix} -\gamma a_J \sin \varphi - \gamma b_J \cos \theta \cos \varphi \\ \gamma a_J \cos \varphi - \gamma b_J \cos \theta \sin \varphi \\ \gamma b_J \sin \theta \end{pmatrix}; \quad \vec{T}_\varphi = \begin{pmatrix} \gamma a_J \sin \theta \cos \theta \cos \varphi - \gamma b_J \sin \theta \sin \varphi \\ \gamma a_J \sin \theta \cos \theta \sin \varphi + \gamma b_J \sin \theta \cos \varphi \\ -\gamma a_J \sin^2 \theta \end{pmatrix}. \quad (30)$$

Список литературы

1. Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices / M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert [и др.] // Physical Review Letters. — 1988. — Т. 61, № 21. — С. 2472.
2. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange / G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach [и др.] // Physical Review B. — 1989. — Т. 39, № 7. — С. 4828.
3. *Julliere, M.* Tunneling between ferromagnetic films / M. Julliere // Physics Letters A. — 1975. — Т. 54, вып. 3. — С. 225—226.
4. Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers / S. S. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula [и др.] // Nature materials. — 2004. — Т. 3, № 12. — С. 862.
5. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions / S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima [и др.] // Nature materials. — 2004. — Т. 3, № 12. — С. 868.
6. Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions / J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong [и др.] // Physical Review Letters. — 1995. — Т. 74, вып. 16. — С. 3273—3276.
7. *Slonczewski, J. C.* Current-driven excitation of magnetic multilayers / J. C. Slonczewski // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1996. — Т. 159, вып. 1/2. — С. L1—L7.
8. *Berger, L.* Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current / L. Berger // Physical Review B. — 1996. — Т. 54, вып. 13. — С. 9353—9358.
9. Excitation of a Magnetic Multilayer by an Electric Current / M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass [и др.] // Physical Review Letters. — 1998. — Т. 80, вып. 19. — С. 4281—4284.
10. Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices / E. Myers, D. Ralph, J. Katine [и др.] // Science. — 1999. — Т. 285, № 5429. — С. 867—870.
11. Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co /Cu /Co Pillars / J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman [и др.] // Physical Review Letters. — 2000. — Т. 84, вып. 14. — С. 3149—3152.
12. Spin-polarized current induced switching in Co/Cu/Co pillars / J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic [и др.] // Applied Physics Letters. — 2001. — Т. 78, вып. 23. — С. 3663.
13. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current / S. Kiselev, J. Sankey, I. Krivorotov [и др.] // Nature. — 2003. — Т. 425. — С. 380—383.
14. Direct-Current Induced Dynamics in $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ Point Contacts / W. Rippard, M. Pufall, S. Kaka [и др.] // Physical Review Letters. — 2004. — Т. 92, вып. 2. — С. 027201.

15. Bias-driven high-power microwave emission from MgO-based tunnel magnetoresistance devices / A. M. Deac, A. Fukushima, H. Kubota [и др.] // Nature Physics. — 2008. — Т. 4, № 10. — С. 803.
16. Spin transfer induced coherent microwave emission with large power from nanoscale MgO tunnel junctions / D. Houssameddine, S. Florez, J. Katine [и др.] // Applied Physics Letters. — 2008. — Т. 93, № 2. — С. 022505.
17. Large microwave generation from current-driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junctions / A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier [и др.] // Nature Communications. — 2010. — Т. 1. — С. 8.
18. Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions / A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima [и др.] // Nature. — 2005. — Т. 438, № 7066. — С. 339.
19. Sensitivity of spin-torque diodes for frequency-tunable resonant microwave detection / C. Wang, Y.-T. Cui, J. Sun [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2009. — Т. 106, № 5. — С. 053905.
20. Large diode sensitivity of CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions / S. Ishibashi, T. Seki, T. Nozaki [и др.] // Applied Physics Express. — 2010. — Т. 3, № 7. — С. 073001.
21. Highly sensitive nanoscale spin-torque diode / S. Miwa, S. Ishibashi, H. Tomita [и др.] // Nature Materials. — 2014. — Т. 13, № 1. — С. 50.
22. Nonlinear ferromagnetic resonance induced by spin torque in nanoscale magnetic tunnel junctions / X. Cheng, J. Katine, G. Rowlands [и др.] // Applied Physics Letters. — 2013. — Т. 103, № 8. — С. 082402.
23. Giant spin-torque diode sensitivity in the absence of bias magnetic field / B. Fang, M. Carpentieri, X. Hao [и др.] // Nature Communications. — 2016. — Т. 7. — С. 11259.
24. Ultrahigh detection sensitivity exceeding 105 V/W in spin-torque diode / L. Zhang, B. Fang, J. Cai [и др.] // Applied Physics Letters. — 2018. — Т. 113, № 10. — С. 102401.
25. Spin-torque resonant expulsion of the vortex core for an efficient radiofrequency detection scheme / A. Jenkins, R. Lebrun, E. Grimaldi [и др.] // Nature Nanotechnology. — 2016. — Т. 11, № 4. — С. 360.
26. Achievement of high diode sensitivity via spin torque-induced resonant expulsion in vortex magnetic tunnel junction / S. Tsunegi, T. Taniguchi, K. Yakushiji [и др.] // Applied Physics Express. — 2018. — Т. 11, № 5. — С. 053001.
27. Spin-torque diode spectrum of a spin valve with a synthetic antiferromagnetic reference layer / R. Matsumoto, H. Kubota, T. Yamaji [и др.] // Japanese Journal of Applied Physics. — 2014. — Т. 53, № 12. — С. 123001.
28. Spin-torque microwave detector with out-of-plane precessing magnetic moment / O. Prokopenko, I. Krivorotov, E. Bankowski [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2012. — Т. 111, № 12. — С. 123904.

29. Broadband voltage rectifier induced by linear bias dependence in CoFeB/MgO magnetic tunnel junctions / M. Tarequzzaman, A. Jenkins, T. Böhnert [и др.] // Applied Physics Letters. — 2018. — Т. 112, № 25. — С. 252401.
30. Experimental Demonstration of Spintronic Broadband Microwave Detectors and Their Capability for Powering Nanodevices / B. Fang, M. Carpentieri, S. Louis [и др.] // Physical Review Applied. — 2019. — Т. 11, № 1. — С. 014022.
31. Enhanced Broad-band Radio Frequency Detection in Nanoscale Magnetic Tunnel Junction by Interface Engineering / L. Zhang, B. Fang, J. Cai [и др.] // ACS Applied Materials & Interfaces. — 2019. — Т. 11, № 32. — С. 29382—29387.
32. Giant magnetoresistance: Basic concepts, microstructure, magnetic interactions and applications / I. Ennen, D. Kappe, T. Rempel [и др.] // Sensors. — 2016. — Т. 16, № 6. — С. 904.
33. *Mott, N.* The resistance and thermoelectric properties of the transition metals / N. Mott // Proceedings of the Royal Society of London. — 1936. — Т. 156. — С. 368—382.
34. *Fert, A.* Two-Current Conduction in Nickel / A. Fert, I. A. Campbell // Physical Review Letters. — 1968. — Т. 21, вып. 16. — С. 1190—1192.
35. *Bürgler, D. E.* Spintronics: Magnetism and Spin-Dependent Transport on the Nanometer Scale / D. E. Bürgler // J. Sib. Fed. Univ. Math. Phys. — 2010. — Т. 3, вып. 1. — С. 23—47.
36. *Ashcroft, N.* Solid State Physics / N. Ashcroft, N. Mermin. — Saunders Co, 1976.
37. *Ruderman, M. A.* Indirect Exchange Coupling of Nuclear Magnetic Moments by Conduction Electrons / M. A. Ruderman, C. Kittel // Physical Review. — 1954. — Т. 96, вып. 1. — С. 99—102.
38. *Kasuya, T.* Electrical Resistance of Ferromagnetic Metals / T. Kasuya // Progress of Theoretical Physics. — 1956. — Т. 16, вып. 1. — С. 58—63.
39. *Yosida, K.* Magnetic Properties of Cu-Mn Alloys / K. Yosida // Physical Review. — 1957. — Т. 106, вып. 5. — С. 893—898.
40. *Tsymbal, E. Y.* Handbook of spin transport and magnetism / E. Y. Tsymbal, I. Žutić. — Taylor, Francis Group, LLC, 2012.
41. *Camley, R. E.* Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures with antiferromagnetic coupling / R. E. Camley, J. Barna ś // Physical Review Letters. — 1989. — Т. 63, вып. 6. — С. 664—667.
42. *Valet, T.* Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers / T. Valet, A. Fert // Physical Review B. — 1993. — Сент. — Т. 48, вып. 10. — С. 7099—7113.
43. *Kubo, R.* Statistical-Mechanical Theory of Irreversible Processes. I. General Theory and Simple Applications to Magnetic and Conduction Problems / R. Kubo // Journal of the Physical Society of Japan. — 1957. — Т. 12. — С. 570—586.

44. *Landauer, R.* Spatial Variation of Currents and Fields Due to Localized Scatterers in Metallic Conduction / R. Landauer // IBM Journal of Research and Development. — 1957. — Т. 1, вып. 3. — С. 223—231.
45. *Keldysh, L.* Diagram technique for nonequilibrium processes / L. Keldysh // Sov. Phys. JETP. — 1965. — Т. 20, № 4. — С. 1018—1026.
46. *Miyazaki, T.* Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction / T. Miyazaki, N. Tezuka // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1995. — Т. 139, вып. 3. — С. L231—L234.
47. Spin-dependent tunneling conductance of Fe| MgO| Fe sandwiches / W. Butler, X.-G. Zhang, T. Schulthess [и др.] // Physical Review B. — 2001. — Т. 63, № 5. — С. 054416.
48. *Mathon, J.* Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial Fe/MgO/Fe (001) junction / J. Mathon, A. Umerski // Physical Review B. — 2001. — Т. 63, № 22. — С. 220403.
49. *Jedema, F.* Electrical spin injection and accumulation at room temperature in an all-metal mesoscopic spin valve / F. Jedema, A. Filip, B. van Wees // Nature. — 2001. — Т. 410. — С. 345—348.
50. *Locatelli, N.* Spin-torque building blocks / N. Locatelli, V. Cros, J. Grollier // Nature Materials. — 2014. — Т. 13, № 1. — С. 11.
51. Basic principles of STT-MRAM cell operation in memory arrays / A. V. Khvalkovskiy, D. Apalkov, S. Watts [и др.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2013. — Февр. — Т. 46, № 7. — С. 074001.
52. Large microwave generation from current-driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junctions / A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier [и др.] // Nature Communications. — 2010. — Т. 1, № 8.
53. *Usov, N.* Magnetization curling in a fine cylindrical particle / N. Usov, S. Peschany // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1993. — Т. 118, № 3. — С. L290—L294.
54. Single-Domain Circular Nanomagnets / R. Cowburn, D. Koltsov, A. Adeyeye [и др.] // Physical Review Letters. — 1999. — Т. 83, вып. 5. — С. 1042—1045.
55. Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy / T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf [и др.] // Science. — 2000. — Т. 289, № 5481. — С. 930—932.
56. Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores / A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode [и др.] // Science. — 2002. — Т. 298, № 5593. — С. 577—580.
57. *Metlov, K. L.* Stability of magnetic vortex in soft magnetic nano-sized circular cylinder / K. L. Metlov, K. Y. Guslienko // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2002. — Т. 242—245. — С. 1015—1017.
58. *Guslienko, K. Y.* Vortex state stability in soft magnetic cylindrical nanodots / K. Y. Guslienko, V. Novosad // Journal of Applied Physics. — 2004. — Т. 96, № 8. — С. 4451—4455.

59. *Guslienko, K.* Magnetic Vortex State Stability, Reversal and Dynamics in Restricted Geometries / K. Guslienko // Journal of Nanoscience and Nanotechnology. — 2008. — Т. 8. — С. 2745—2760.
60. Vortex Core–Driven Magnetization Dynamics / S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl [и др.] // Science. — 2004. — Т. 304, № 5669. — С. 420—422.
61. Magnetic Vortex Core Dynamics in Cylindrical Ferromagnetic Dots / K. Y. Guslienko, X. F. Han, D. J. Keavney [и др.] // Physical Review Letters. — 2006. — Т. 96, вып. 6. — С. 067205.
62. Magnetic vortex oscillator driven by d.c. spin-polarized current / V. Pribyag, I. Krivorotov, G. Fuchs [и др.] // Nature Physics. — 2007. — Т. 3. — С. 498—503.
63. Time-Resolved X-Ray Microscopy of Spin-Torque-Induced Magnetic Vortex Gyration / M. Bolte, G. Meier, B. Krüger [и др.] // Physical Review Letters. — 2008. — Т. 100, вып. 17. — С. 176601.
64. Time-resolved zero field vortex oscillations in point contacts / T. Devolder, J.-V. Kim, P. Crozat [и др.] // Applied Physics Letters. — 2009. — Т. 95. — С. 012507.
65. *Thiele, A. A.* Steady-State Motion of Magnetic Domains / A. A. Thiele // Physical Review Letters. — 1973. — Т. 30, вып. 6. — С. 230—233.
66. Eigenfrequencies of vortex state excitations in magnetic submicron-size disks / K. Guslienko, B. Ivanov, V. Novosad [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2002. — Т. 91. — С. 8037.
67. Magnetic Vortex Core Dynamics in Cylindrical Ferromagnetic Dots / K. Y. Guslienko, X. F. Han, D. J. Keavney [и др.] // Physical Review Letters. — 2006. — Т. 96, вып. 6. — С. 067205.
68. Harmonic oscillator model for current- and field-driven magnetic vortices / B. Krüger, A. Drews, M. Bolte [и др.] // Physical Review B. — 2007. — Т. 76, вып. 22. — С. 224426.
69. Vortex oscillations induced by spin-polarized current in a magnetic nanopillar: Analytical versus micromagnetic calculations / A. V. Khvalkovskiy, J. Grollier, A. Dussaux [и др.] // Physical Review B. — 2009. — Т. 80, вып. 14. — С. 140401.
70. Field dependence of spin-transfer-induced vortex dynamics in the nonlinear regime / A. Dussaux, A. V. Khvalkovskiy, P. Bortolotti [и др.] // Physical Review B. — 2012. — Т. 86, вып. 1. — С. 014402.
71. Non-Newtonian dynamics of the fast motion of a magnetic vortex / B. Ivanov, G. Avanesyan, A. Khvalkovskiy [и др.] // JETP Letters. — 2010. — Т. 91, вып. 4. — С. 178—182.
72. Agility of vortex-based nanocontact spin torque oscillators / M. Manfrini, T. Devolder, J.-V. Kim [и др.] // Applied Physics Letters. — 2009. — Т. 95. — С. 192507.
73. Spin-torque diode measurements of MgO-based magnetic tunnel junctions with asymmetric electrodes / R. Matsumoto, A. Chanthbouala, J. Grollier [и др.] // Applied Physics Express. — 2011. — Т. 4, № 6. — С. 063001.

74. *Li, X.* Performance optimization of spin-torque microwave detectors with material and operational parameters / X. Li, Y. Zhou, P. W. Pong // Journal of Nanotechnology. — 2016. — Т. 2016.
75. Voltage-induced ferromagnetic resonance in magnetic tunnel junctions / J. Zhu, J. Katine, G. E. Rowlands [и др.] // Physical Review Letters. — 2012. — Т. 108, № 19. — С. 197203.
76. Uncooled sub-GHz spin bolometer driven by auto-oscillation / M. Goto, Y. Yamada, A. Shimura [и др.] // Nature Communications. — 2021. — Т. 12, № 1. — С. 536.
77. *Prokopenko, O.* Microwave detectors based on the spin-torque diode effect / O. Prokopenko, A. Slavin // Low Temperature Physics. — 2015. — Т. 41, № 5. — С. 353—360.
78. Noise properties of a resonance-type spin-torque microwave detector / O. Prokopenko, G. Melkov, E. Bankowski [и др.] // Applied Physics Letters. — 2011. — Т. 99, № 3. — С. 032507.
79. Spin-torque diode-based radio-frequency detector by utilizing tilted fixed-layer magnetization and in-plane free-layer magnetization / T. Zeng, Y. Zhou, K. Lin [и др.] // IEEE Transactions on Magnetics. — 2015. — Т. 51, № 11. — С. 1—4.
80. Spin-torque diode spectrum of ferromagnetically coupled (FeB/CoFe)/Ru/(CoFe/FeB) synthetic free layer / D. Bang, T. Taniguchi, H. Kubota [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2012. — Т. 111, № 7. — С. 07C917.
81. Excitations in vortex-state permalloy dots / C. Zaspel, B. Ivanov, J. Park [и др.] // Physical Review B. — 2005. — Т. 72, № 2. — С. 024427.
82. *Guslienko, K. Y.* Low-frequency vortex dynamic susceptibility and relaxation in mesoscopic ferromagnetic dots / K. Y. Guslienko // Applied Physics Letters. — 2006. — Т. 89, № 2. — С. 022510.
83. *Ivanov, B.* Excitation of spin dynamics by spin-polarized current in vortex state magnetic disks / B. Ivanov, C. Zaspel // Physical Review Letters. — 2007. — Т. 99, № 24. — С. 247208.
84. Low-frequency nonresonant rectification in spin diodes / R. Tomasello, B. Fang, P. Artemchuk [и др.] // Physical Review Applied. — 2020. — Т. 14, № 2. — С. 024043.
85. *Kronmuller, H.* Micromagnetism and the microstructure of ferromagnetic solids / H. Kronmuller, H. Kronmüller, M. Fähnle. — Cambridge university press, 2003.
86. *Skomski, R.* Simple models of magnetism / R. Skomski. — Oxford University Press on Demand, 2008.
87. Influence of the Second-Order Uniaxial Anisotropy on the Dynamical Proprieties of Magnetic Tunnel Junctions / S. Perna, R. Tomasello, T. Scimone [и др.] // IEEE Transactions on Magnetics. — 2017. — Т. 53, № 4. — С. 1—7.
88. Effect of second-order magnetic anisotropy on nonlinearity of conductance in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junction for magnetic sensor devices / T. Ogasawara, M. Oogane, M. Al-Mahdawi [и др.] // Scientific Reports. — 2019. — Т. 9, № 1.

89. Stabilization of the easy-cone magnetic state in free layers of magnetic tunnel junctions / B. M. S. Teixeira, A. A. Timopheev, N. Caçoilo [и др.] // Physical Review B. — 2019. — Т. 100, № 18.
90. Composition dependence of the second-order interfacial magnetic anisotropy for MgO/CoFeB/Ta films / T. Ogasawara, M. Oogane, M. Al-Mahdawi [и др.] // AIP Advances. — 2019. — Т. 9, № 12. — С. 125053.
91. Measurement of the spin-transfer-torque vector in magnetic tunnel junctions / J. C. Sankey, Y.-T. Cui, J. Z. Sun [и др.] // Nature Physics. — 2008. — Т. 4, № 1. — С. 67.
92. Quantitative measurement of voltage dependence of spin-transfer torque in MgO-based magnetic tunnel junctions / H. Kubota, A. Fukushima, K. Yakushiji [и др.] // Nature Physics. — 2008. — Т. 4, № 1. — С. 37.
93. Bias and angular dependence of spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions / C. Wang, Y.-T. Cui, J. Sun [и др.] // Physical Review B. — 2009. — Т. 79, № 22. — С. 224416.
94. Spin-torque ferromagnetic resonance induced by the spin Hall effect / L. Liu, T. Moriyama, D. Ralph [и др.] // Physical Review Letters. — 2011. — Т. 106, № 3. — С. 036601.
95. Electric-field-induced ferromagnetic resonance excitation in an ultrathin ferromagnetic metal layer / T. Nozaki, Y. Shiota, S. Miwa [и др.] // Nature Physics. — 2012. — Т. 8, № 6. — С. 491.
96. Increased magnetic damping of a single domain wall and adjacent magnetic domains detected by spin torque diode in a nanostripe / S. Lequeux, J. Sampaio, P. Bortolotti [и др.] // Applied Physics Letters. — 2015. — Т. 107, № 18. — С. 182404.
97. Spin-torque diode radio-frequency detector with voltage tuned resonance / W. Skowroński, M. Frankowski, J. Wrona [и др.] // Applied Physics Letters. — 2014. — Т. 105, № 7. — С. 072409.
98. High-output microwave detector using voltage-induced ferromagnetic resonance / Y. Shiota, S. Miwa, S. Tamaru [и др.] // Applied Physics Letters. — 2014. — Т. 105, № 19. — С. 192408.
99. High sensitivity microwave detection using a magnetic tunnel junction in the absence of an external applied magnetic field / Y. Gui, Y. Xiao, L. Bai [и др.] // Applied Physics Letters. — 2015. — Т. 106, № 15. — С. 152403.
100. Spin transfer driven resonant expulsion of a magnetic vortex core for efficient rf detector / S. Menshawy, A. Jenkins, K. J. Merazzo [и др.] // AIP Advances. — 2017. — Т. 7, № 5. — С. 056608.
101. Spin Torque Diode With Perpendicular Anisotropy Used for Passive Demodulation of FM Digital Signals / S. Louis, V. Tiberkevich, J. Li [и др.] // 2018 IEEE International Magnetics Conference (INTERMAG). — IEEE. 2018. — С. 1—2.
102. Ultra-fast wide band spectrum analyzer based on a rapidly tuned spin-torque nano-oscillator / S. Louis, O. Sulymenko, V. Tiberkevich [и др.] // Applied Physics Letters. — 2018. — Т. 113, № 11. — С. 112401.

103. Ultrafast sweep-tuned spectrum analyzer with temporal resolution based on a spin-torque nano-oscillator / A. Litvinenko, V. Iurchuk, P. Sethi [и др.] // Nano Letters. — 2020. — Т. 20, № 8. — С. 6104—6111.
104. Detection of the microwave emission from a spin-torque oscillator by a spin diode / D. Marković, N. Leroux, A. Mizrahi [и др.] // Physical Review Applied. — 2020. — Т. 13, № 4. — С. 044050.
105. Microwave radar imaging using a solid state spintronic microwave sensor / L. Fu, W. Lu, D. Rodriguez Herrera [и др.] // Applied Physics Letters. — 2014. — Т. 105, № 12. — С. 122406.
106. Microwave holography using a magnetic tunnel junction based spintronic microwave sensor / L. Fu, Y. Gui, L. Bai [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2015. — Т. 117, № 21. — С. 213902.
107. Vowel recognition with four coupled spin-torque nano-oscillators / M. Romera, P. Talatchian, S. Tsunegi [и др.] // Nature. — 2018. — Т. 563, № 7730. — С. 230.
108. Sparse neuromorphic computing based on spin-torque diodes / J. Cai, L. Zhang, B. Fang [и др.] // Applied Physics Letters. — 2019. — Т. 114, № 19. — С. 192402.
109. Electrically connected spin-torque oscillators array for 2.4 GHz WiFi band transmission and energy harvesting / R. Sharma, R. Mishra, T. Ngo [и др.] // Nature Communications. — 2021. — Т. 12, № 1. — С. 2924.
110. Nanoscale spin rectifiers for harvesting ambient radiofrequency energy / R. Sharma, T. Ngo, E. Raimondo [и др.] // Nature Electronics. — 2024. — С. 1—9.
111. Perspectives on spintronic diodes / G. Finocchio, R. Tomasello, B. Fang [и др.] // Applied Physics Letters. — 2021. — Т. 118, № 16. — С. 160502.
112. Косевич, А. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны / А. Косевич, Б. Иванов, А. Ковалев. — Киев: Наукова Думка, 1983.
113. Ахиезер, А. Спиновые волны / А. Ахиезер, В. Барьяхтар, С. Пелетминский. — М.: Наука, 1967.
114. Landau, L. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies / L. Landau, E. Lifshitz // Phys. Z. Sowjetunion. — 1935. — Т. 8. — С. 153—169.
115. Gilbert, T. A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetic field / T. Gilbert // Physical Review. — 1955. — Т. 100. — С. 1243.
116. Кринчик, Г. Физика магнитных явлений / Г. Кринчик. — МГУ, 1976.
117. Ландау, Л. Д. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — Гос. Изд-во Физ.-Мат. Лит., 1959.
118. Dieny, B. Perpendicular magnetic anisotropy at transition metal/oxide interfaces and applications / B. Dieny, M. Chshiev // Reviews of Modern Physics. — 2017. — Т. 89, № 2. — С. 025008.

119. *Jackson, J. D.* Classical electrodynamics / J. D. Jackson. — 1999.
120. *Zvezdin, A. K.* The generalized Landau–Lifshitz equation and spin transfer processes in magnetic nanostructures / A. K. Zvezdin, K. A. Zvezdin, A. V. Khvalkovskiy // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. — 2008. — T. 178, № 4. — C. 436–442.
121. *Zhang, S.* Mechanisms of Spin-Polarized Current-Driven Magnetization Switching / S. Zhang, P. M. Levy, A. Fert // Physical Review Letters. — 2002. — T. 88, вып. 23. — C. 236601.
122. Spin torques in ferromagnetic/normal-metal structures / K. Xia, P. J. Kelly, G. E. W. Bauer [и др.] // Physical Review B. — 2002. — T. 65, вып. 22. — C. 220401.
123. *Xiao, J.* Boltzmann test of Slonczewski's theory of spin-transfer torque / J. Xiao, A. Zangwill, M. D. Stiles // Physical Review B. — 2004. — T. 70, № 17. — C. 172405.
124. The design and verification of MuMax3 / A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik [и др.] // AIP Advances. — 2014. — T. 4, № 10. — C. 107133.
125. Vertical-current-induced domain-wall motion in MgO-based magnetic tunnel junctions with low current densities / R. Chanthbouala A. and Matsumoto, J. Grollier, V. Cros [и др.] // Nature Physics. — 2011. — T. 7. — C. 626–630.
126. Current-induced effective magnetic fields in Co/Cu/Co nanopillars / M. A. Zimmeler, B. Özyilmaz, W. Chen [и др.] // Physical Review B. — 2004. — T. 70, вып. 18. — C. 184438.
127. *Rado, G.* Spin-wave resonance in a ferromagnetic metal / G. Rado, J. Weertman // Journal of Physics and Chemistry of Solids. — 1959. — T. 11, № 3/4. — C. 315–333.
128. *Brown, W. F.* Micromagnetics / W. F. Brown. — Interscience Publishers, 1963.
129. *Hubert, A.* Magnetic domains / A. Hubert, R. Schafer. — Springer-Verlag, 1998.
130. *Abert, C.* Micromagnetics and spintronics: models and numerical methods / C. Abert // The European Physical Journal B. — 2019. — T. 92. — C. 1–45.
131. *Popkov, A.* Nonlinear spin-torque microwave resonance near the loss of spin state stability / A. Popkov, N. Kulagin, G. Demin // Solid State Communications. — 2016. — T. 248. — C. 140–143.
132. Wide range and tunable linear magnetic tunnel junction sensor using two exchange pinned electrodes / B. Negulescu, D. Lacour, F. Montaigne [и др.] // Applied Physics Letters. — 2009. — T. 95, № 11. — C. 112502.
133. *Devasahayam, A.* The dependence of the antiferromagnet/ferromagnet blocking temperature on antiferromagnet thickness and deposition conditions / A. Devasahayam, M. Kryder // Journal of Applied Physics. — 1999. — T. 85, № 8. — C. 5519–5521.
134. Angular dependence of spin-transfer switching in a magnetic nanostructure / F. Mancoff, R. Dave, N. Rizzo [и др.] // Applied Physics Letters. — 2003. — T. 83, № 8. — C. 1596–1598.
135. *Ralph, D. C.* Spin transfer torques / D. C. Ralph, M. D. Stiles // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2008. — T. 320, № 7. — C. 1190–1216.

136. Unidirectional magnetization relaxation in exchange-biased films / T. Mewes, R. Stamps, H. Lee [и др.] // IEEE Magnetics Letters. — 2010. — Т. 1. — С. 3500204—3500204.
137. Anomalous spin-wave damping in exchange-biased films / S. Rezende, A. Azevedo, M. Lucena [и др.] // Physical Review B. — 2001. — Т. 63, № 21. — С. 214418.
138. *Khodadadi, B.* Investigation of magnetic relaxation mechanisms and dynamic magnetic properties in thin films using ferromagnetic resonance (FMR) technique / B. Khodadadi. — The University of Alabama, 2016.
139. *Chen, J.* Tunable linear magnetoresistance in MgO magnetic tunnel junction sensors using two pinned CoFeB electrodes / J. Chen, J. Feng, J. Coey // Applied Physics Letters. — 2012. — Т. 100, № 14. — С. 142407.
140. Antiferromagnetically-coupled soft bias magnetoresistive read head, and fabrication method therefore / C. Shang, D. Mauri, K. San Ho [и др.]. — 2013. — US Patent 8,611,054.
141. Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field / B. Van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll [и др.] // Nature. — 2006. — Т. 444, № 7118. — С. 461.
142. Large amplitude vortex gyration in permalloy/Bi₂Se₃-like heterostructures / P. N. Skirdkov, K. A. Zvezdin, A. D. Belanovsky [и др.] // Physical Review B. — 2015. — Сент. — Т. 92, вып. 9. — С. 094432.
143. *Ivanov, B. A.* Excitation of Spin Dynamics by Spin-Polarized Current in Vortex State Magnetic Disks / B. A. Ivanov, C. E. Zaspel // Physical Review Letters. — 2007. — Т. 99, вып. 24. — С. 247208.
144. *Guslienko, K. Y.* Magnetic Vortex State Stability, Reversal and Dynamics in Restricted Geometries / K. Y. Guslienko // Journal of Nanoscience and Nanotechnology. — 2008. — Т. 8, № 6. — С. 2745—2760.
145. *Feldtkeller, E.* Struktur und Energie von Blochlinien in dünnen ferromagnetischen Schichten / E. Feldtkeller, H. Thomas // Physik der Kondensierten Materie. — 1965. — Т. 4, вып. 1. — С. 8—14.
146. *Guslienko, K.* Low-frequency vortex dynamic susceptibility and relaxation in mesoscopic ferromagnetic dots / K. Guslienko // Applied Physics Letters. — 2006. — Т. 89. — С. 022510.
147. *Kichin, G.* Ultrawide broadband rectification effect in an in-plane magnetic tunnel junction / G. Kichin, P. Skirdkov, K. Zvezdin // Physical Review Applied. — 2023. — Т. 20, № 4. — С. 044078.
148. Spin-transfer-torque-induced rf oscillations in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions under a perpendicular magnetic field / T. Wada, T. Yamane, T. Seki [и др.] // Physical Review B. — 2010. — Т. 81, № 10. — С. 104410.
149. Spin-torque diode with tunable sensitivity and bandwidth by out-of-plane magnetic field / X. Li, C. Zheng, Y. Zhou [и др.] // Applied Physics Letters. — 2016. — Т. 108, № 23.

150. Thermal stability of pinned synthetic ferrimagnets with perpendicular magnetic anisotropy / J. Sort, B. Rodmacq, F. Garcia [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2004. — Т. 95. — С. 7163—7165.
151. *Taniguchi, T.* Dependence of spin torque diode voltage on applied field direction / T. Taniguchi, H. Imamura // Journal of Applied Physics. — 2013. — Т. 114, № 5. — С. 053903.