# ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА» ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

## МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

## «ДИНАМИКА НАМАГНИЧЕННОСТИ СВОБОДНЫХ СЛОЁВ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ СПИН-ТРАНСФЕРНЫХ НАНООСЦИЛЛЯТОРОВ»

Выполнил студент

219М группы

Устинов Константин Андреевич

подпись студента

Научный руководитель

Доцент, к.ф.м.н. Котельникова Ольга Анатольевна

подпись научного руководителя

Зав.кафедрой

д.ф.-м.н., профессор Перов Н.С.

Москва

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Оглавление	
ГЛАВА 1. ВВЕДЕНИЕ	3
ГЛАВА 2. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	6
ГЛАВА 3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ	26
ГЛАВА 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ	29
ГЛАВА 5. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ	
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	

### ГЛАВА 1. ВВЕДЕНИЕ

Спин-поляризованный ток в наноструктурах можно использовать для возбуждения постоянных колебаний намагниченности за счет эффекта переноса спинового крутящего момента (спинового торка). Исследование этой прецессии, возникающей из-за компенсации диссипации энергии вследствие воздействия эффекта спинового торка, представляет большой **практический интерес** как с точки зрения **фундаментального** изучения динамики наноразмерных магнитных систем, так и с **прикладной** точки зрения для создания модулируемых по частоте СВЧ-генераторов (осцилляторов).

На данный момент практическое использование наноосцилляторов в устройствах генераторов СВЧ-излучения **затруднительно**. Основной проблемой является недостаточная выходная мощность наноосцилляторов. Мощность, создаваемая одиночным наноосциллятором на эффекте спинового торка (СТНО), находится в диапазоне от пико- до нановатт, чего недостаточно для каких-либо практических приложений. Увеличение выходной мощности СТНО необходимо их для успешного применения в качестве источников высокочастотного магнитного поля.

Одним из подходов к решению данной проблемы является использование массивов (десятков или сотен) синфазных наноосцилляторов. Большая выгода этого метода заключается в том, что так как плотность энергии электромагнитного поля пропорциональна квадрату напряженности поля (то есть квадрату амплитуды намагниченности), мощность системы пропорциональна квадрату числа СТНО, прецессирующих синфазно. Такой массив позволяет создавать не только ВЧ-сигнал большой мощности, но и использовать эту систему для нейроморфных вычислений.

Ансамбли наноосцилляторов могут быть синхронизованы различными методами. Одним из методов синхронизации, предложенным относительно недавно, является метод синхронизации общим током. Однако в работах,

посвященных синхронизации общим током, зачастую применяется модель однодоменного приближения (намагниченность свободного слоя представляет собой единый магнитный момент), либо исследуется система на основе дифференциальных уравнений, не основанный на подходе уравнения динамики намагниченности (уравнении Ландау-Лифшица).

В связи с вышесказанным, рассмотрение синхронизации ансамблей СТНО, связанных общим током, с помощью «физичных» подходов, таких как микромагнитное моделирование, представляется **актуальной** задачей.

**Целью** данной работы является исследование влияния взаимодействия общим током на системы СТНО, с помощью **микромагнитного** подхода, в различных конфигурациях расположения группы СТНО друг относительно друга.

Новизна представленной работы заключается в использовании микромагнитного подхода в анализе систем СТНО, связанных общим током. Также разработана новая методика микромагнитного моделирования динамики намагниченности группы СТНО, связанных между собой, без использования общепринятого предположения о постоянстве модуля вектора намагниченности свободных слоев СТНО. Предоставленные в диссертации результаты имеют практическую значимость для разработки устройств сенсорики, генерации ВЧ-сигналов и устройств памяти MRAM (Magnetic Random Access Memory).

#### Личный вклад автора состоит в:

- формулировке цели исследований
- составлении обзора научных работ на указанную тему
- написании программы для микромагнитного расчёта теоретического описания динамики намагниченности свободных слоев СТНО
- обнаружении непостоянства величины модуля намагниченности свободных слоев взаимодействующих СТНО

- участии в обсуждении и интерпретации результатов
- участии в написании статей в журналы
- предоставлении результатов работы на российских и международных конференциях и их обсуждении.

## Апробация работы:

Основные результаты диссертационной работы были представлены в виде устных докладов на следующих российских и международных конференциях:

- XXX Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов 2023». Секция «Физика», Москва, Россия, 10-21 апреля 2023, "Синхронизация спин-трансферных наноосцилляторов через диполь-дипольное взаимодействие" (Устный)
- Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов 2024», секция Физика, МГУ имени М.В. Ломоносова, Россия, 12-26 апреля 2024, "Синхронизация группы спин-трансферных нано-осцилляторов через диполь-дипольное взаимодействие" (Устный)
- XXV Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах», РТУ МИРЭА, Россия, 1-6 июля 2024, "Изучение влияния эллиптичности в спин-трансферных наноосцилляторах, синхронизированных с помощью диполь-дипольного взаимодействия" (Устный)

По материалам диссертации опубликована одна статья в сборнике НМММ 25.

### ГЛАВА 2. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

Спинтроника (спиновая электроника) – молодая и перспективная область науки и техники, объединившая в себе два способа управления электроном: управление зарядом (электроника) и спином (магнетизм). Спинтроника использует квантовые свойства электрона для управления им и создания устройств с использованием спинового транспорта.

Зарождение спинтроники принято связывать с открытием эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС) Фертом и Грюнбергом в 1988/89 годах [1, 2]. В своих работах они изучали мультислойные системы с чередующимися, по направлению намагниченности, слоями. Эффект заключался в существенном изменении сопротивления гетероструктуры, находящейся в магнитном поле, в зависимости от направления намагниченностей соседних слоев: для антипараллельного направления наблюдалось высокое сопротивление, для параллельного – низкое. Эффект ГМС нашёл широкое применение в устройствах магнитной записи и сенсорике. Позже были разработаны спинвентильные структуры [3], позволяющие использовать эффект ГМС в малых полях, являя собой сверхчувствительные датчики магнитного поля.

Большой вклад в развитие спинтроники принесло открытие, сначала Жулье в 1975 году при низких температурах [4] и не нашедшего практического применения, а позднее Миядзаки в 1995 при комнате [5], эффекта туннельного магнитосопротивления (ТМС) в структурах с магнитным туннельным переходом (МТП) – гетероструктурах ферромагнетик/изолятор/ферромагнетик, заключающегося в изменении сопротивления туннельному тока в зависимости от взаимной ориентации намагниченности ферромагнетиков наногетероструктуры. МТП обычно наблюдается в наногетероструктурах, толщина изолятора в которой составляет несколько нанометров. Суть эффекта заключается в следующем: наногетероструктура (стек ферромагнетик/изолятор/ферромагнетик) размещается между двумя

электродами. При подаче напряжения смещения на электроды, возникает ток, текущий перпендикулярно стеку. Электроны выходят из первого ферромагнитного слоя с поляризацией по спину, параллельной намагниченности первого слоя. Вероятность туннелирования через изолятор будет зависеть от взаимной ориентации поляризованного спина и намагниченности второго (принимающего) ферромагнитного слоя. Таким образом получается схожая с эффектом ГМС ситуация: относительная ориентация намагниченности слоёв стека определяет сопротивление структуры по току.

Для создания МТП структур используются различные материалы. Основными материалами ферромагнитных слоев были и остаются материалы на основе Fe и Co. Используя в качестве изолятора AlO<sub>2</sub>, были достигнуты величины эффекта TMC порядка 20-60% [5, 6]. Наибольшие значения величины эффекта TMC, однако, были достигнуты с использованием MgO в качестве изолятора и равны 400% при комнатной температуре [7, 8].

Следующим этапом бурного развития спинтроники стало открытие эффекта переноса спинового крутящего момента (spin torque)Слончевским [9] и Берже [10] в 1996 году.

Суть эффекта заключается в следующем: при прохождении через ферромагнитный слой, электрический ток приобретает спиновую поляризацию по направлению намагниченности ферромагнитного слоя, который выступает как спиновый фильтр и, как следствие, переносит угловой момент. Электроны, приобретшие спиновую поляризацию, туннелируют сквозь изолятор во второй ферромагнитный слой, где оказывают крутящий момент на локальную намагниченность. В результате этого происходит поворот вектора намагниченности второго ферромагнитного слоя. Эффект переноса спинового крутящего момента может быть использован как для перемагничивания второго слоя, так и для возбуждения прецессии намагниченности в нем в различных режимах: внеплоскостном, плоскостном.

Наибольший интерес представляет стационарная внеплоскостная прецессия намагниченности второго слоя в наногетероструктурах с магнитным туннельным переходом. Внеплоскостной характер прецессии позволяет достигнуть большей выходной мощности СВЧ сигнала, по сравнению с прецессией в плоскости за счёт большей амплитуды внеплоскостной компоненты намагниченности. Типовая картина эффекта переноса спинового крутящего момента приведена на рисунке 1.



Рисунок 1 – Эффект переноса спинового крутящего момента [11]. Использование эффекта переноса спинового крутящего момента в МТП структурах было впервые предложено в работе Теодониса в 2006 году [12]. С тех пор был достигнут значительный прогресс как в теоретической оценке эффекта, так и в эксперименте.

Первые наблюдения эффекта переноса спинового крутящего момента в МТП структурах были косвенными. Динамика намагниченности измерялась с помощью различных структур в различных лабораториях: механических точечных контактов [13, 14], точечных контактов, созданных литографически [15, 16, 17], электрохимически-выращенных нанопроводов [18, 19, 20],

манганитов [21], литографически созданных наностолбиков(nanopillars) [22-32], МТП [33-36], полупроводниковых структурах [37].

Ключевой особенностью всех вышеперечисленных методик являлась необходимость учитывать два главных аспекта исследования явления переноса спинового крутящего момента: малую площадь сечения гетероструктуры, которая обусловлена тем, что плотности спин-поляризованных токов должны находиться в диапазоне 10<sup>7</sup>-10<sup>10</sup> A/см<sup>2</sup>, и необходимость считывать магниторезистивный сигнал. Типичные принципиальные схемы приведены на рисунке 2.



Рисунок 2 – Типичные экспериментальные геометрии детектирования эффекта переноса спинового крутящего момента. В каждой из геометрий: оранжевый слой – проводник, серый – изолятор, бирюзовый – ферромагнитный слой [38].

В каждой из конфигураций устройств, сопротивление гетероструктуры зависит от намагниченности слоёв обычно за счёт эффекта ГМС, позволяя, таким образом, делать выводы о магнитном состоянии гетероструктуры.

В настоящее время популярность набрала технология изготовления гетероструктур следующего характера: один из слоёв называется свободным и на него оказывает влияние спин-поляризованный ток, прошедший через первый слой, который называется опорным, так как его намагниченность фиксирована и не меняется с течением времени. Намагниченность опорного слоя не может оставаться неизменной по ряду причин: как за счёт обменного смещения на границе ферромагнетик-антиферромагнетик, так и просто за счёт того, что опорный слой напыляется на подложку сильно толще чем свободный.

Обычно, для измерения эффекта переноса спинового крутящего момента измеряют зависимость сопротивления как функции тока. Сопротивление выражается как отношение между напряжением между контактами к проходящему току либо в простом виде как V/I, либо в дифференциальном как dV/dI. В отличие от изменения сопротивления из-за приложенного внешнего поля, эффект переноса спинового крутящего момента в данном случае приводит к ассиметричному изменению сопротивления наногетероструктуры относительно тока. Изменение сопротивления, в свою очередь, из-за эффекта ГМС, связано с изменением взаимной намагниченности слоев структуры. Таким образом, наблюдая зависимость сопротивления структуры от тока можно фиксировать влияние эффекта переноса спинового крутящего момента.

Как уже было сказано выше, малая плотность сечения наногетероструктуры обусловлена высокими плотностями токов, необходимых для того, чтобы эффект переноса спинового крутящего момента вносил существенный вклад в процессы перемагничивания. Также необходимо учесть, что при высоких плотностях тока, большая площадь сечения, которая не имеет достаточного контакта с теплоотводящей поверхностью системы, может привести к уничтожению системы вследствие джоулева нагрева. Стоит отметить, что важным фактором, влияющим на необходимость уменьшения площади сечения контакта, является неоднородность магнитных полей перемагничивания, по сравнению с крутящим моментом, который возникает вследствие эффекта переноса спинового крутящего момента. В случае однородной намагниченности второго слоя наногетероструктуры, внешнее поле будет влиять на неё, при большой площади сечения, неоднородно, в то время как

крутящий момент, вызванный спин-поляризованным током высокой плотности, будет оказывать однородное по сечению воздействие на ферромагнитный слой.

В первом косвенном наблюдении спин-трансферного эффекта использовался механический точечный контакт [13]. По изменению сопротивления МТП структуры при прижимании контакта к ферромагнитному слою можно создать малую площадь сечения. На рисунке 2 изображены зависимости дифференциального сопротивления системы.



Рисунок 3 - Дифференциальное сопротивление механического точечного контакта как функции тока для различных значений величины приложенного магнитного поля. Максимум дифференциального сопротивления, возникающий только для одного направления тока, указывает на проявление эффекта переноса спинового крутящего момента. Вставка показывает, что ток, на пике дифференциального сопротивления, увеличивается линейно с приложенным полем [13].

Похожее косвенное доказательство влияния эффекта переноса спинового

крутящего момента было получено в системах с наностолбиками, образованных

с помощью нанолитографии [22, 31].

Первыми прямыми измерениями прецессии вектора намагниченности

свободного слоя, вызванной током, с излучением в микроволновой области,

стали эксперименты в геометриях наностолбик [39-41] и наноконтакт [16, 17, 42, 43]. На рисунке 3 показана геометрия эксперимента для детектирования эффекта переноса спинового крутящего момента. График (а) на рисунке 3 показывает амплитуду спектра частот, измеренную для контакта номинальным диаметром 300 нм при значениях переменного тока I<sub>dc</sub> от 50 до 75 мА в приложенном магнитном поле 10 кЭ перпендикулярно плоскости наногетероструктуры. В этом магнитном поле намагниченность свободного слоя Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> насыщается в направлении из плоскости, в то время как Co<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> (опорный слой) намагничен под углом 30° из плоскости. Прецессия намагниченности свободного слоя, вызванная эффектом переноса спинового крутящего момента, проявилась в виде острого пика в спектре частот выше критического тока при +I<sub>dc</sub>. Пиковая частота прецессии монотонно увеличивалась с ростом I<sub>dc</sub>.



Рисунок 4 - (а) Зависимость напряжения наногетероструктуры от частоты тока для наноконтакта с ГМС с сечением диаметром 300 нм. (b) Поперечное сечение наногетероструктуры. Положительный постоянный ток +Idc определялся как поток электронов из свободного в фиксированный магнитный слой. (c) Контактное сопротивление в зависимости от диаметра сечения структуры. Пунктирная линия соответствует модели Шарвина–Максвелла. [43]

В вышеперечисленных работах изменения спектра прецессии намагниченности исследовались как функции величины и направления приложенного внешнего поля и тока. Также были проведены исследования импульсного переключения намагниченности свободного слоя в области ГГц [44]. Первые исследования динамики намагниченности таких наногетероструктур во временной области были выполнены группой Криворотова в 2005 году [45].



Рисунок 5 – Образец – наностолбик из пермаллоя Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> высотой - 4 нм, сечение – 130\*60 нм. (А) Сопротивление, измеренное в четырехточечной конфигурации, как функция магнитного поля, приложенного вдоль направления обменного смещения при Т<sub>0</sub>=40 К. (Вставка) сечение системы. (В) Сопротивление как функция тока при  $H_0 = 0 Э$ (синяя линия) и 700 Э(красная линия, смещена на 0,2 Ом). (С) Напряжение, генерируемое прецессией свободного слоя в ответ на скачок постоянного напряжения 335 мВ, приложенного к устройству при Н<sub>0</sub>=630 Э. Начальное время, соответствующее средней гочке приложенного скачка смещения, <sup>360</sup> составляет  $t_0 = 0.3$  нс. Динамика демонстрирует

субнаносекундное время включения и длительное время дефазировки (порядка  $10^2$  нс). (D) Изменение частоты прецессии намагниченности, измеренное в частотной области с постоянным током смещения (синие круги, верхняя шкала) и измеренное во временной области с быстрым скачком напряжения (красные круги, нижняя шкала). (Верхняя вставка) Измерение в частотной области спектра напряжения для постоянного тока смещения I<sub>0</sub>=8,4 мА, эквивалентного амплитуде скачка напряжения в (C). (Нижняя вставка) Эквивалентная схема, видимая падающим скачком напряжения,с сопротивлением образца R<sub>S</sub>=5 Ом, верхними контактными сопротивлениями R<sub>T</sub>=10 Ом, нижними контактными сопротивлениями R<sub>B</sub>=7 Ом и 50-омным подключением к стробоскопическому осциллографу [45].

Согласно данным, полученным в работе [45] эффект переноса спинового крутящего момента может быть использован для управления намагниченностью свободного слоя перемагничиванием с помощью прецессии, с временами переключения составляющими менее 1 нс, и демонстрировать узкие статистические распределения.

После этого начались исследования спиновых волн, возбужденных спинполяризованным током в структурах с одиночным ферромагнитным слоем. Экспериментальные геометрии представляли собой как наноконтакты [14], так и наностолбики [46]. Физика эффекта переноса спинового крутящего момента в трехслойных структурах, очевидным образом, отличается от физики в однослойных структурах. Теоретическое объяснение эффекта, согласно которому возбуждение и поддержка существования спиновых волн в таких системах постоянным током возможно за счёт постоянной накачки системы энергией для компенсации диссипации, было дано в работах [47, 48].



Рисунок 6 -Схематическое изображение плотности тока je, необходимой лля возбуждения спиновой волны при волновом векторе q. Спин-волновая неустойчивость возникает при волновом векторе q, для которого ј минимально [48].

Экспериментальное изучение зависимости спин-индукцированной динамики намагниченности свободного слоя наногетероструктур типа наностолбик, в которых тощины свободного и фиксированного слоя были сравнимы, было проведено в работе [49]. Динамика в слабых магнитных полях изучалась в работах [15, 18, 21, 50].

Теоретическое описание динамики намагниченности свободного слоя наногетероструктуры в макроспин приближении (все магнитные моменты свободного слоя движутся синфазно как единый магнитный момент) на



основании уравнения Ландау-Лифшица было представлено в работе [51].

Рисунок 7 - (а) Частота прецессии как функция а<sub>J</sub> (амплитуды эффекта переноса спинового крутящего момента) при Θ=π/2. (b) Мощность СВЧ излучения как функция тока. Вставка (b) показывает частоту прецессии при токе смещения, которая дает максимальную мощность микроволн для каждого значения M<sub>S</sub>. Параметры материала: Структура слоя – опорный слой(10 нм)/изолятор(6 нм)/свободный

слой(2,5 нм), площадь ячейки 5\*10<sup>-11</sup> см<sup>2</sup>, намагниченность насыщения обоих слоев 1000 емм/см<sup>3</sup>, константа затухания гильберта 0.01, перпендикулярное поле анизотропии

поляризатора 1.5 Тл, время нарастания тока 0.5 нс, а спиновая поляризация 0.4. Поле рассеяния от опорного слоя на свободном слое, H<sub>Z</sub>, составляет около 1340 Э [51].

В данной работе была рассмотрена макроспин модель (SDM – single domain model) и получены следующие результаты: а) плотность тока переключения намагниченности свободного слоя в структурах с перпендикулярно намагниченным опорным слоем больше, чем в структурах с опорными слоями, толщина которых больше длины спиновой диффузии электронов; б) частота прецессии свободного слоя может быть модулирована приложенным напряжением в диапазоне от 1 до 20 ГГц без приложенного внешнего поля.

Анализ эффекта переноса спинового крутящего момента с помощью уравнения Фоккера-Планка был проведен в работах [52-55]. В данных работах подтверждены предположения о том, что за счёт влияния эффекта переноса спинового крутящего момента эффективная температура системы должна увеличиваться, также рассчитано влияние телеграфного шума на систему в линейном приближении.

Также проводились исследования в областях токов, величины которых недостаточны для преодоления затухания и, как следствие, возбуждения спиновых волн в наногетероструктурах. Метод индуцированного током ферромагнитного резонанса был преложен и реализован в наностолбиковой геометрии в работе 2006 года [56]. Этот метод позволил измерять частоты линейных собственных мод спиновых волн и, используя эти параметры, исследовать геометрии и магнитные свойства одиночных наностолбиков.

Основными объектами исследования, в которых возникают все вышеперечисленные эффекты, являются наноосцилляторы на основе эффекта переноса (трансфера) спинового крутящего момента – спин-трансферные наноосцилляторы (СТНО). В СТНО, по сравнению с полностью металлическими спиновыми клапанами используются тонкие слои изолятора между ферромагнитными слоями, так как эффект ТМС в таких структурах превосходит эффект ГМС.

Типичная структура СТНО представлена на рисунке 8. В данной конфигурации



Рисунок 8 (а) Пример гетероструктуры с перпендикулярно намагниченным опорным слоем "2". "1"- проводящие электроды, "2" - синтетический антиферромагнетик, состоящий из закреплённого (↑) и опорного (↓) слоя, "3" - изолятор, "4" - свободный слой, "5" - анализатор, "6" - антиферромагнетик, V - приложенное напряжение. (b) Режимы прецессии намагниченности свободного слоя. "7" - режим прецессии с "выходом из плоскости" (ИП), "8"- режим прецессии "в плоскости" (ВП) [57].

Рассматривается СТНО со свободным слоем в приближении макроспин модели. Наибольший интерес представляет режим прецессии с выходом из плоскости, так как в данном режиме амплитуда намагниченности и, как следствие, мощность выходного СВЧ сигнала выше. В работе [57] рассмотрен одиночный СТНО, а именно его свободный слой. Подтверждена возможность модуляции частоты приложенным напряжением, рассмотрена зависимость частоты стационарной прецессии намагниченности МТП структуры в случае эллиптичности формы. Показано, что эллиптичность сечения влияет на собственную частоту, однако при величине эллиптичности порядка 20%, собственная частота изменяется не более чем на 0.1%, что даёт возможность дальнейшего практического использования эллиптичных СТНО.

Важно отметить, что линейные размеры являются ключевым параметром для таких МТП структур. Если высота цилиндров (в основном СТНО имеют именно такую форму, хотя бывают и исключения в виде прямоугольных призм [58]) определяется длинной спиновой диффузии в таких системах и обычно составляет порядка нескольких нанометров, то главные оси эллипсоида сечения могут сильно изменяться в диапазоне от десятков, до сотен нм. В зависимости от размера системы намагниченность свободного слоя СТНО ведет себя поразному. В случае малых размеров (до 50 нм) распространён макроспин подход для исследования СТНО, в случае же больших размеров необходимо переходить к микромагнитному рассмотрению системы как вихревой.

В работе 2002 года [59] был проведен анализ возможных конфигураций СТНО и предложена следующая диаграмма стабильности(рис. 9).



Рисунок 9 - Фазовая диаграмма СТНО. Римские цифры обозначают области, разделенные сплошными линиями, соответствующие различным основным состояниям частицы [60,61]: (I) вихревое состояние, (II) намагниченное равномерно в плоскости и (III) намагниченное равномерно параллельно оси цилиндра. Заштрихованная область обозначает диапазон геометрических параметров цилиндра, где вихри метастабильны, ниже этой области

не могут присутствовать полные вихри [59].

Где L<sub>E</sub> – обменная длина, R<sub>EQ</sub> – максимальный радиус однородно намагниченного свободного слоя СТНО, L – высота структуры, R<sub>S</sub> – максимальный радиус, в котором ещё сохраняется компонента однородного намагничивания, но уже возникают нестабильные вихри.

Выбор материалов свободного, опорного слоёв и изолятора также играет роль для СТНО. Наиболее успешной на данный момент является комбинация в виде ферромагнитных слоёв составом CoFeB и изолятора с составом MgO. Такая комбинация обеспечивет наибольшую спиновую поляризацию проходящему току. Впервые структуры с MgO в качестве материала изолятора были созданным и исследованы в 2006 [62]. Первые работы в конфигурации с рис.9 были выполнены в 2006 году [63, 64].

Как уже было сказано выше, геометрия системы напрямую влияет на характеристики СТНО как в лучшую, так и в худшую сторону. Варьируя параметры высоты, сечения, материалов, можно получать новые свойства для практических применений [65]. В ранних работах было показано аналитически [66], численно [67] и экспериментально [68], что использование перпендикулярно намагниченного опорного слоя может повысить выходную СВЧ мощность осциллятора.

В случае, когда свободный слой СТНО не имеет однородной намагниченности (это может быть вызвано анизотропией, отсутствием внешнего подмагничивающего поля и иными обстоятельствами) в основном состоянии намагниченность находится в форме вихря. На рисунке 10 приведена типичная картина вихря, возникающего в свободном слое СТНО.



Рисунок 10 Свободной слой наногетероструктуры толщиной 5 нм из пермаллоя Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> во внешнем, перпендикулярном к плоскости, поле равном 200 Э; I = 9 мА [69].

Согласно теории, в таких вихревых СТНО возможно возникновение

гиротропной прецессии вихря под действием спин-поляризованного тока [70,

71]. Экспериментальное подтверждение было получено позднее, в работе 2007 года [72].

Теоретическое описание процесса возникновения прецессии намагниченности свободного слоя СТНО под действием спин-поляризованного тока возможно с помощью различных методик. Ряд авторов рассматривает динамику намагниченности свободного слоя классически, с помощью анализа уравнения Ландау-Лифшица [51, 57, 73-77]. С помощью уравнения Фоккера-Планка [78-81] рассматривая также температурное влияние эффекта переноса спинового крутящего момента в таких структурах. Подход на основе теории спиновых волн был сформулирован в работах [82-85]. Теория хаотической динамики в макроспин приближении была впервые разработана в работе [86].

В настоящее время популярными являются подходы к рассмотрению задачи на основе уравнения Ландау-Лифшица, уравнении Тиля [87] для вихревых структур [88-92], анализ дифференциальных уравнений Курамото [93, 94]. Также, для анализа связанных осцилляторов, в некоторых работах используются системы дифференциальных уравнений в модели Ван-Дер-Поля [95].

Поскольку выходная мощность одиночного наноосциллятора мала, представляется целесообразным исследование ансамблей связанных наноосцилляторов, генерирующих синфазное СВЧ излучение.

Динамика намагниченностей свободных слоёв пары СТНО изучалась в различных конфигурациях: разные геометрии, составы, формы, модели намагничивания (макроспин, вихрь), методики расчёта.

Существуют различные способы синхронизации СТНО: устройства, основанные на эффекте переноса спинового крутящего момента с несколькими наноконтактами (по аналогии с джозефсоновскими) [96], в которых намагниченность во всех областях наноконтактов может быть зафиксирована в одной и той же фазе с помощью распространяющихся спиновых волн [83]; с

помощью спаренных электрических цепочек [97]. Также известен метод синхронизации СТНО с перпендикулярно намагниченным опорным слоем с колебаниями в режиме выхода из плоскости свободного слоя с помощью дипольного взаимодействия [98].

В работе [99] были проведены аналитические и численные исследования системы из двух СТНО, которые рассматривались как цилиндры с одинаковым сечением в виде эллипса разной высоты. Для получения различных собственных частот и наблюдения синхронизации в ходе моделирования, внутренние параметры, такие как обменный параметр или коэффициент спиновой поляризации проходящего тока, были выбраны различными для обоих СТНО.

На рисунке 11 приведено изображение системы, которая подверглась аналитическому и численному расчёту.



Рисунок 11 - d<sub>EE</sub> – расстояние между СТНО от края до края, F – свободный слой, P – опорный слой (спиновый поляризатор). (b) - Единичный вектор **m** намагниченности свободного слоя в полярных координатах (θ, φ) [99].

В результате моделирования были получены зависимости расстояния синхронизации СТНО (максимального расстояния, при котором намагниченности свободных слоёв пары СТНО синфазны). На рисунке 12 изображены зависимости частоты синхронизации от расстояния синхронизации между парой СТНО.



Рисунок 12 - Частоты прецессии двух неидентичных (по параметру спиновой поляризации тока 0.38 и 0.44 соответственно) СТНО в зависимости от расстояния d<sub>EE</sub> от края до края.I = 0, 8 мА. Желтым - область параметров состояния фазовой синхронизации. ((d<sub>EE</sub>)<sub>M</sub>) - максимальное расстояние от края до края в состоянии фазовой синхронизации. (a) Результаты моделирования в макроспин приближении.(b) Результаты микромагнитного моделирования, в которых красная и синяя кривые являются результатом моделирования в МиМах3 и magpar соответственно [99].

Также в работе были получены фазовые диаграммы существования синхронизованного состояния пары СТНО при различных токах и расстояниях синхронизации (рис. 13).



Рисунок 13 - Фазовые диаграммы как функция расстояния от края до края dee и инжектированного тока I. (а) Результат из аналитического расчёта.(b) Моделирование в макроспин модели. (c) Микромагнитное моделирование. Центральная синяя область представляет режим фазовой синхронизации (PL). Желтая область – это устойчивое (S) состояние без прецессии намагниченности. Желтая область обозначает асинхронный (AS) режим прецессии. Граница между состояниями PL и AS разделена (d<sub>EE</sub>)<sub>M</sub> [99].

Из полученных данных видна качественная картина диаграммы стабильности системы из двух СТНО, связанных с помощью диполь-дипольного взаимодействия.

Важной особенностью использования именно диполь-дипольного взаимодействия является: Во-первых, диполь-дипольная связь между СТНО является внутренним свойством системы, поэтому ей не нужны никакие другие внешние источники, такие как внешнее микроволновое поле или специальная конструкция цепи резистор-индуктор-конденсатор (RLC) для улучшения синхронизации. Во-вторых, в зависимости от межконтактного расстояния и силы тока, состояние фазовой синхронизации намагниченности, вызванное дипольным взаимодействием, очень стабильно [100].

В описанной выше работе рассматривался механизм синхронизации двух СТНО в макроспин приближении с использованием в качестве связи дипольдипольного взаимодействия. Также важно рассмотреть системы, в которых основное состояние намагниченности является вихревым. В серии статей [101-104] рассмотрена синхронизация пары вихревых СТНО с помощью дипольдипольного взаимодействия и проделана большая работа в сторону улучшения качества теоретической оценки синхронизации и эксперимента.

На рисунке 14 представлена типовая конфигурация пары вихревых СТНО из работы [103]. Получена синхронизация двух вихревых СТНО разных диаметров.



Рисунок 14 - Схематическое изображение изучаемой системы. Имеются два СТНО с диаметрами  $D_{1,2=}D_0\pm\Delta D/2$ , где  $D_0=200$  нм и  $\Delta D/D_0$  ( $\Delta D=D_1-D_2$ ) — расстройка диаметров, которая не превышает 15% [103].

Дополнительно, ещё один тип осцилляторов был обнаружен и изучен в недавнее время [105-110], а именно осциллятор на основе спинового эффекта Холла – СХНО. В таких осцилляторах за механизм поворота намагниченности свободного слоя всё также отвечает эффект переноса спинового крутящего момента, но спиновую поляризацию ток приобретает за счёт комбинации спинового эффекта Холла [111-113] и эффекта Рашбы [114, 115].

Если синхронизация пары осцилляторов представляет интерес с точки зрения изучения механизмов взаимодействия СТНО, то синхронизация большего, чем пара, числа осцилляторов представляет интерес с точки зрения увеличения выходной мощности ансамбля в качестве устройств памяти, систем для нейроморфных вычислений или генераторов СВЧ изучения [116, 117].

Существует большое количество работ, посвященных изучению синхронизации группы СТНО [93, 118-122]. Однако особый интерес представляют работы [97, 119, 123, 124]. В них предложен и рассмотрен механизм синхронизации группы СТНО с помощью общего тока в системе. В работе [123] рассмотрена группа из 10 СТНО, связанных друг с другом общим током.

На основе уравнений Курамото и феноменологического анализа получены результаты для системы, исследованы времена выхода на синхронизацию. Показано, что учет механизма взаимодействия общим током положительно влияет на качество синхронизации в системе. Также рассмотрены случаи «отказа», то есть выхода из строя в процессе работы, одного из группы СТНО. Были рассмотрены конфигурации взаимодействий: кольцо, линейка, все со всеми, где соответственно СТНО взаимодействуют либо только с ближайшими соседями, либо сразу со всеми. На рисунке 15 представлены различные конфигурации системы и матрицы смежности А для каждой из конфигураций.



Рисунок 15 - Матрица смежности для N = 4 CO, связанных топологией "линейка" (a); "кольцо" (б); "все со всеми" (в). Зависимость параметра порядка от времени для N = 10 CO, связанных "линейкой" (line), "кольцом" (circle) и "все со всеми" (all-to-all) (г). Параметр порядка г – величина, модуль который изменяется от 0 до 1, означая, соответственно отсутствие и полную синхронизацию системы [123].

Необходимо отметить, что в данной работе анализ системы проводился исключительно на основе дифференциальных уравнений Курамото в приближении макроспин модели, без использования уравнения Ландау-Лифшица.

В настоящий момент исследование динамики свободного слоя наноосциллятора, будь это СТНО или СХНО ведется тремя ведущими группами: группой Йохана Акермана в Гётеборге, Швеция; группой Ильи Криворотова в Калифорнии, США; группой Сергея Демокритова в Мюнстере, Германия. Во всех этих группах конструкции генераторов, основанных на ферромагнетике разные. На рисунке 16 приведены схематичные изображения генераторов на основе переноса спинового крутящего момента каждой из групп. Но все они дают генерацию частоты порядка 3-40 ГГц, которая определяется приложенным внешним магнитным полем. А прецессия возбуждается спин-поляризованными токами величины порядка 10<sup>8</sup>A/см<sup>2</sup>.

Соответственно системы на рисунке 16 (а-с) – группы Акермана, (d) – Криворотова, (e) – Демокритова.



Рисунок 16 – (а) Схема двух СХНО. Магнитное поле (Н). (b) Конфигурация материалов, использованных при изготовлении W/CoFeB/MgO CXHO. (C) Изображение изготовленного устройства с размерами w = 150 нм и d = 500 нм, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа [125].(d) - Схема устройства СТО на основе нанопровода Pt/Py (пермаллой) [126].(e) - Изображение, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа. Устройство состоит из диска диаметром 4 мкм, образованного слоем Pt толщиной 8 нм снизу и слоем пермаллоя (Py) толщиной 5 нм сверху, покрытого двумя заостренными электродами Au (150), разделенными зазором 100 нм [105].

Рекордной, по количеству синхронизованных осцилляторов, является работа

группы Акермана с массивом из 150\*150 (22500) CXHO [120] (рис. 17).



Рисунок 17 – (a) - Схема массивов СХНО их состава. показывающая И последовательные увеличения. Верхний рисунок показывает небольшую часть толстых контактных площадок Cu/Pt (оранжевый), оставшуюся часть мезы без каких-либо наностолбиков (светлосерый) фактический массив И наностолбиков (темно-серый). Указаны возбуждения направления тока и приложенного поля. Нижний рисунок показывает материальный стек и ширину наностолбика (w) и расстояние между центрами (d). (b) - СЭМ-изображения массива 100×100, сделанного из 20-нм наностолбиков, и массива 150×150. сделанного из 10-нм наностолбиков.

(с) - Сопротивление устройства в зависимости от количества строк для разного количества столбцов. [120]

### ГЛАВА 3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Динамика намагниченности описывается уравнением Ландау-Лифшица [127]. Для простоты рассмотрим модель свободного слоя одиночной МТП структуры. На рисунке 18 изображен свободный слой перпендикулярной МТП-структуры, через который протекает ток J<sub>Z</sub> с поляризацией **p**, направленной перпендикулярно плоскости слоя, вдоль оси O<sub>Z</sub>.



Рисунок 18 - Упрощённая однодоменная модель ферромагнитного свободного слоя в перпендикулярной МТП-структуре при протекании через неё спин-поляризованного тока.**m** – единичный вектор, направленный вдоль намагниченности свободного слоя, t – толщина, а D<sub>x,y</sub> –длины свободного слоя в форме эллипса в направлении x и y, соответственно [57].

Для упрощения расчёта рассмотрим случай макроспин-приближения (намагниченность всего свободного слоя представляет собой единый магнитный момент, постоянный по модулю). Свободная энергия свободного слоя в системе единиц СИ записывается как:

$$E = -\mu_0 M_S \overrightarrow{H_{EXT}} * \overrightarrow{m} + \frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 \sum_{i=x,y,z} N_i^2 m_i$$
(1)

Где **m** - единичиный вектор вдоль намагниченности свободного слоя, M<sub>S</sub> - намагниченность насыщения, **H**<sub>EXT</sub>— внешнее однородное магнитное поле, N<sub>i</sub> –диагональные компоненты тензора размагничивания и µ<sub>0</sub> – магнитная

постоянная. Динамика намагниченности свободного слоя описывается уравнением Ландау-Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта с дополнительными слагаемыми:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma \left( m \times \mu_0 \overrightarrow{H_{EFF}} \right) + \alpha \left( m \times \frac{d\vec{m}}{dt} \right) - \gamma a_{||} V[\vec{m} \times [\vec{m} \times \vec{p}]]$$
(2)

где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение свободных электронов,  $\alpha$  – константа затухания Гильберта, **p** – единичный вектор вдоль намагниченности опорного слоя (вектор поляризации),  $a_{\parallel}$  – феноменологическая спинтранспортная константа и V – приложенное напряжение. Эффективное поле **H**<sub>EFF</sub> рассчитывается из свободной энергии (1):

$$\overrightarrow{\mathbf{H}_{\mathrm{EFF}}} = -\frac{1}{M_{\mathrm{S}}\mu_{0}}\frac{\delta E}{\delta \vec{m}} = \begin{pmatrix} 0\\0\\H_{\mathrm{Z}} \end{pmatrix} - M_{\mathrm{S}}\begin{pmatrix}\mathbf{N}_{\mathrm{X}}\mathbf{m}_{\mathrm{X}}\\\mathbf{N}_{\mathrm{Y}}\mathbf{m}_{\mathrm{Y}}\\\mathbf{N}_{\mathrm{Z}}\mathbf{m}_{\mathrm{Z}} \end{pmatrix}$$
(3)

(4)

Принимая во внимание постоянство модуля вектора  $\mathbf{m}$  ( $|\mathbf{m}| = 1$ ) и переходя в сферические координаты, уравнение (2) с эффективным полем (3) может быть преобразовано в систему двух уравнений:

$$\dot{\theta} = -\gamma'_0 M_S \left[ -\alpha \cos \theta (N_\perp + N_\parallel \cos 2\phi) + \alpha \frac{H_Z}{M_S} + N_\parallel \sin 2\phi \right] + \frac{a_{\parallel} V}{M_S \mu_0} \sin \theta$$

$$\dot{\phi} = \gamma'_0 M_S \left[ -\cos\theta (N_\perp + N_\parallel \cos 2\phi) + \frac{H_Z}{M_S} - \alpha N_\parallel \sin 2\phi - \alpha \frac{a_{\parallel} V}{M_S \mu_0} \right]$$

где введены следующие обозначения:

$$\gamma'_0 = \frac{\gamma \mu_0}{1 + \alpha^2}$$
$$N_\perp = N_Z - \frac{N_X + Ny}{2}$$

$$N_{\parallel} = \frac{Ny - Nx}{2}$$

Система уравнений (4) имеет аналитическое решение в стационарном случае, когда  $\dot{\phi} = \dot{\theta} = 0$ :

$$\cos \theta = \frac{H_Z}{M_S} \left[ N_{\perp} \pm N_{\parallel} \sqrt{1 - \left(\frac{a_{\parallel} V}{M_S \mu_0 N_{\parallel}}\right)^2} \right]^{-1}$$
(5)

$$\cos \phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{a_{||}V}{M_{S}\mu_{0}N_{\|}}\right)^{2}} \right]^{1/2}$$
(6)

Из (5, 6) очевидно, что стационарное решение существует тогда, когда удовлетворяется условие:

$$|V| \leq V_{th} = \frac{M_{S}\mu_{0}N_{\parallel}}{a_{\parallel}} = M_{S}\mu_{0}\frac{|Ny - Nx|}{2a_{\parallel}}$$
 (7)

Физический смысл (7) заключается в том, что у свободного слоя с ненулевой эллиптичностью в основном состоянии, намагниченность направлена вдоль большей оси в результате возникающей анизотропии формы. Чтобы преодолеть этот энергетический барьер и вызвать стационарную прецессию вектора намагниченности, необходимо приложить к электродам достаточное для этого напряжение V<sub>th</sub>. При этом прецессия может сохраняться и при напряжениях меньших, чем V<sub>th</sub>. В симметричном случае (Nx = Ny) статического решения (5, 6) не существует, и намагниченность прецессирует при любом V > 0. В симметричном случае существует решение системы (4) для стационарной ИП-прецесси в случае ' $\theta = 0$ , полученное ранее в работе [57]. Если положить N<sub>||</sub> = 0 и  $\dot{\theta}$  = 0, то круговая частота стационарной ИП-прецессии выразится как:

$$\omega_0 = \dot{\Phi} = \gamma \, \frac{a_{||} V}{\alpha} \tag{8}$$

Из (8) следует, что частота ИП-прецессии линейно зависит от приложенного напряжения и не зависит от величины внешнего перпендикулярного

магнитного поля. Это важное свойство СТНО позволяет легко модулировать ВЧ-сигнал, изменяя приложенное напряжение, и гарантирует хорошую помехоустойчивость по отношению к внешним магнитным полям.

В данной работе рассматривается численный микромагнитный расчёт групп СТНО в различной конфигурации взаимного расположения с использованием пакета микромагнитного моделирования mumax<sup>3</sup> [128, 129]. Аналитический расчёт возможен только для пары СТНО и был выполнен в различных работах. В частности в работе [130] рассматривалась пара СТНО, связанная диполь-дипольным взаимодействием с эллиптичностью формы. Аналитического исследования динамики пары СТНО, связанной общим током, в данной работе не проводилось.

## ГЛАВА 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Как уже было сказано ранее, микромагнитный расчёт группы взаимодействующих СТНО, с учётом взаимодействия общим током проводился в различных конфигурациях их взаимного расположения. На рисунке 19 приведены исследуемые конфигурации системы.



Рисунок 19 - Различные конфигурации расположения системы взаимодействующих СТНО: a) – линейная цепочка. b) – кольцо, c)– "пчелиная сота", d) – кольцо с центральным осциллятором

В работе исследовались взаимодействующие свободные слои СТНО, расположенные на расстоянии 200 нм друг от друга в каждой из конфигураций. Размеры и параметры СТНО для каждой из конфигураций были одинаковыми: цилиндры высотой 5 нм и радиусом 20 нм. Намагниченность насыщения M<sub>S</sub>=800 A/м, обменный параметр A=13 пДж/м, параметр затухания Гильберта α=0.01, параметр спиновой поляризации тока выбран для всех конфигураций одинаковым и равным 1, плотность тока j=10<sup>10</sup> A/м<sup>2</sup>.

В каждой из конфигураций начальное состояние намагниченности каждого из СТНО задавалось в однодоменном приближении со случайным начальным направлением. Опорными осцилляторами, то есть теми, по взаимной синхронизации которых можно делать вывод о взаимной синхронизации всей системы СТНО, выбирались СТНО начавшие прецессию в противофазе.

На рисунке 20 изображены зависимости нормированного модуля разности амплитуд свободных слоёв опорных СТНО в конфигурации пчелиная сота в двух состояниях: без учёта взаимодействия общим током (рис.20(а)) и с учётом взаимодействия общим током (рис. 20(б)). Из полученных зависимостей можно сделать вывод о том, что для данной конфигурации взаимодействие общим током приносит выигрыш во времени достижения первичной синхронизации, однако, после «проскока» системой состояния первичной синхронизации, во временном диапазоне порядка 20 нс после начала прецессии, общее время рассинхронизованного состояния системы больше, чем в отсутствие взаимодействия общим током.

На рисунке 21 изображены аналогичные рисунку 20 зависимости в конфигурации кольцо. Из полученных данных видно, что для данной конфигурации учёт общего тока оказывает положительное влияние на качество синхронизации. В случае учёта общего тока синхронизация происходит за время порядка 50 нс. Без – за время порядка 255 нс.



Рисунок 20 – нормированные зависимости разности амплитуд намагниченности свободных слоёв опорных СТНО в конфигурации пчелиная сота. а) – группа без учёта общего тока, б) – с учётом взаимодействия общим током. Жёлтая область – состояние устойчивой синхронизации.



Рисунок 21 - нормированные зависимости разности амплитуд намагниченности свободных слоёв опорных СТНО в конфигурации кольцо. а) – без учёта общего тока, б) – с учётом взаимодействия общим током. Жёлтая область – состояние устойчивой синхронизации.

На рисунке 22 изображены зависимости для конфигурации кольцо с осциллятором в центре. Видно, что учёт общего тока в этой конфигурации ухудшает её качество, пусть и незначительно(на величину порядка 3.2%).



Рисунок 22 - нормированные зависимости разности амплитуд намагниченности свободных слоёв опорных СТНО в конфигурации кольцо с осциллятором в центре. Красным цветом – группа без учёта общего тока, чёрным цветом – с учётом взаимодействия общим током.

На рисунке 23 изображены зависимости для нормированного модуля разности амплитуд свободных слоёв опорных СТНО в конфигурации линейка в двух случаях: с учётом взаимодействия общим током (рис. 23(а)) и без учёта взаимодействия общим током (рис.23(б)).

Для данной конфигурации за счёт использования механизма синхронизации общим током, удалось уменьшить время синхронизации на величину порядка 10% (с ~66 нс до ~60 нс).

На рисунке 24 показано распределение намагниченности свободного слоя центрального СТНО из конфигурации пчелиная сота. Из микромагнитного расчёта видно, что распределение намагниченности в свободном слое является неоднородным и носит вихревой характер. Такое распределение намагниченности может быть обусловлено сложными процессами динамики взаимодействующих и конкурирующих между собой СТНО.



Рисунок 23 - нормированные зависимости разности амплитуд намагниченности свободных слоёв опорных СТНО в конфигурации кольцо. а) – с учётом взаимодействия общим током б) – без учёта общего тока. Жёлтая область – состояние устойчивой синхронизации.



Рисунок 24 – Распределение намагниченности свободного слоя центрального СТНО в системе пчелиная сота в а) – начальный момент времени, б) – через 50 нс после начала расчёта.

## ГЛАВА 5. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

В работе проведено численное микромагнитное исследование влияния взаимодействия общим током на системы СТНО в различных конфигурациях взаимного расположения свободных слоёв.

Были получены следующие результаты:

- Показано, что намагниченность свободного слоя СТНО, в процессе динамики системы с большим количеством взаимодействий между соседями, может переходить из однодоменного состояние в вихревое даже в тех случаях, когда геометрические размеры свободного слоя, согласно фазовой диаграмме основных состояний СТНО, которые соответствуют однодоменному основному состоянию.
- Показано, что намагниченность свободного слоя не является постоянной по модулю величиной и в процессе динамики может изменяться по модулю в диапазоне от 0 до 1, а само использование однодоменного приближения для исследования динамики сложных систем из большого числа СТНО является неприменимым.
- Показано, что механизм синхронизации группы СТНО с помощью общего тока даёт выигрыш в качестве синхронизации группы тем больший, чем меньше среднее число соседей каждого из СТНО. Так, для системы в виде цепочки СТНО (2 соседа) механизм синхронизации общим током более выгоден, чем для системы типа «пчелиная сота» (6 соседей) в которой этот механизм ухудшил качество синхронизации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] - Binasch G. et al. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange //Physical review B.  $-1989. - T. 39. - N_{\odot}$ . 7. -C. 4828.

[2] - Baibich M. N. et al. Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices //Physical review letters.  $-1988. - T. 61. - N_{\odot}. 21. - C. 2472.$ 

[3] - Dieny B. et al. Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers //Physical Review B.  $-1991. - T. 43. - N_{\odot}. 1. - C. 1297.$ 

[4] - Julliere M. Tunneling between ferromagnetic films //Physics letters A. – 1975.
- T. 54. – №. 3. – C. 225-226.

[5] - Miyazaki T., Tezuka N. Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al2O3/Fe
junction //Journal of magnetism and magnetic materials. – 1995. – T. 139. – №. 3.
– C. L231-L234.

[6] - Moodera J. S. et al. Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions //Physical review letters. – 1995. – T. 74.
– №. 16. – C. 3273.

[7] - Parkin S. S. P. et al. Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers //Nature materials.  $-2004. - T. 3. - N_{\odot}. 12. - C.$  862-867.

[8] -Yuasa S. et al. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal
Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions //Nature materials. – 2004. – T. 3. – №. 12.
– C. 868-871.

[9] - Slonczewski J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1996. – T. 159. – №. 1-2. – C. L1-L7.

[10] - Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current //Physical Review B.  $-1996. - T. 54. - N_{\odot}. 13. - C. 9353.$ 

[11] – Vivek Amin. Anatomy of Spin-Orbit Torque // Online Spintronics Seminar#11 - via Youtube //13.06.2020.

[12] - Theodonis I. et al. Anomalous bias dependence of spin torque in magnetic

tunnel junctions //Physical review letters. – 2006. – T. 97. – №. 23. – C. 237205.

[13] -Tsoi M. et al. Excitation of a magnetic multilayer by an electric current
//Physical Review Letters. – 1998. – T. 80. – №. 19. – C. 4281.

[14] -Ji Y., Chien C. L., Stiles M. D. Current-induced spin-wave excitations in a single ferromagnetic layer //Physical review letters. – 2003. – T. 90. – №. 10. – C. 106601.

[15] - Myers E. B. et al. Current-induced switching of domains in magnetic multilayer devices //Science. – 1999. – T. 285. – №. 5429. – C. 867-870.

[16] - Rippard W. H. et al. Direct-current induced dynamics in Co 90 Fe10/Ni80

Fe20 point contacts //Physical review letters. – 2004. – T. 92. – №. 2. – C. 027201.

[17] -Rippard W. H., Pufall M. R., Silva T. J. Quantitative studies of spinmomentum-transfer-induced excitations in Co/Cu multilayer films using pointcontact spectroscopy //Applied Physics Letters. – 2003. – T. 82. – №. 8. – C. 1260-1262.

[18] - Wegrowe J. E. et al. Current-induced magnetization reversal in magnetic nanowires //Europhysics Letters. – 1999. – T. 45. – №. 5. – C. 626.

[19] - Wegrowe J. E. et al. Tailoring anisotropic magnetoresistance and giant magnetoresistance hysteresis loops with spin-polarized current injection //Journal of Applied Physics.  $-2001. - T. 89. - N_{\odot}. 11. - C. 7127-7129.$ 

[20] - Kelly D. et al. Spin-polarized current-induced magnetization reversal in single nanowires //Physical Review B. – 2003. – T. 68. – №. 13. – C. 134425.

[21] - Sun J. Z. Current-driven magnetic switching in manganite trilayer junctions //Journal of Magnetism and Magnetic Materials.  $-1999. - T. 202. - N_{\odot}. 1. - C.$  157-162.

[22] - Katine J. A. et al. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars //Physical review letters. – 2000. – T. 84. – №. 14. – C. 3149 - 3152.

[23] - Grollier J. et al. Spin-polarized current induced switching in Co/Cu/Co
 pillars //Applied Physics Letters. – 2001. – T. 78. – №. 23. – C. 3663-3665.

[24] - Grollier J. et al. Field dependence of magnetization reversal by spin transfer

//Physical Review B. – 2003. – T. 67. – №. 17. – C. 174402.

[25] - Fert A. et al. Magnetization reversal by injection and transfer of spin:
experiments and theory //Journal of magnetism and magnetic materials. – 2004. –
T. 272. – C. 1706-1711.

[26] - Mancoff F. B., Russek S. E. Spin-current-induced magnetotransport in Co-Cu-Co nanostructures //IEEE transactions on magnetics. – 2002. – T. 38. – №. 5. – C. 2853-2855.

[27] -Urazhdin S. et al. Current-driven magnetic excitations in permalloy-based multilayer nanopillars //Physical review letters. – 2003. – T. 91. – №. 14. – C. 146803.

[28] - Özyilmaz B. et al. Current-Induced Magnetization Reversal in High
Magnetic Fields in C o/C u/C o Nanopillars //Physical review letters. – 2003. – T.
91. – №. 6. – C. 067203.

[29] - Lee K. J. et al. Spin transfer effect in spin-valve pillars for current-perpendicular-to-plane magnetoresistive heads //Journal of Applied Physics. –
2004. – T. 95. – №. 11. – C. 7423-7428.

[30] - Hayakawa J. et al. Current-driven switching of exchange biased spin-valve giant magnetoresistive nanopillars using a conducting nanoprobe //Journal of applied physics.  $-2004. - T. 96. - N_{\odot}. 6. - C. 3440-3442.$ 

[31] - Covington M. et al. Current-induced magnetization dynamics in current perpendicular to the plane spin valves //Physical Review B. – 2004. – T. 69. – №.
18. – C. 184406.

[32] - Covington M. et al. Spin momentum transfer in current perpendicular to the plane spin valves //Applied physics letters.  $-2004. - T. 84. - N_{\odot}. 16. - C. 3103-3105.$ 

[33] - Huai Y. et al. Observation of spin-transfer switching in deep submicronsized and low-resistance magnetic tunnel junctions //Applied Physics Letters. –
2004. – T. 84. – №. 16. – C. 3118-3120.

[34] - Liu Y. et al. Current-induced switching in low resistance magnetic tunnel junctions //Journal of applied physics. – 2003. – T. 93. – №. 10. – C. 8385-8387.

[35] - Fuchs G. D. et al. Spin-transfer effects in nanoscale magnetic tunnel junctions //Applied Physics Letters.  $-2004. - T. 85. - N_{\odot}. 7. - C. 1205-1207.$ [36] - Deac A. et al. Current driven resistance changes in low resistance x area magnetic tunnel junctions with ultra-thin Al-O x barriers //Journal of applied physics.  $-2004. - T. 95. - N_{\odot}. 11. - C. 6792-6794.$ 

[37] - Moriya R. et al. Current-induced magnetization reversal in a (Ga, Mn) Asbased magnetic tunnel junction //Japanese journal of applied physics. – 2004. – T.
43. – №. 6B. – C. L825.

[38] - Stiles M. D., Miltat J. Spin-transfer torque and dynamics //Spin dynamics in confined magnetic structures III. – 2006. – C. 225-308.

[39] - Kiselev S. I. et al. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spinpolarized current //nature. – 2003. – T. 425. – №. 6956. – C. 380-383.

[40] - Kiselev S. I. et al. Current-Induced Nanomagnet Dynamics for Magnetic
Fields Perpendicular to the Sample Plane //Physical review letters. – 2004. – T. 93.
– №. 3. – C. 036601.

[41] - Kiselev S. I. et al. Spin-transfer excitations of permalloy nanopillars for large applied currents //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics.  $-2005. - T. 72. - N_{\odot}. 6. - C. 064430.$ 

[42] - Rippard W. H. et al. Current-driven microwave dynamics in magnetic point contacts as a function of applied field angle //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics.  $-2004. - T. 70. - N_{\odot}. 10. - C. 100406.$ 

[43] - Mancoff F. B. et al. Area dependence of high-frequency spin-transfer resonance in giant magnetoresistance contacts up to 300nm diameter //Applied physics letters.  $-2006. - T. 88. - N_{\odot}. 11.$ 

[44] - Pufall M. R. et al. Large-angle, gigahertz-rate random telegraph switching induced by spin-momentum transfer //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. – 2004. – T. 69. – №. 21. – C. 214409.

[45] - Krivorotov I. N. et al. Time-domain measurements of nanomagnet dynamics driven by spin-transfer torques //Science. – 2005. – T. 307. – №. 5707. – C. 228-231.

[46] - Özyilmaz B. et al. Current-induced excitations in single cobalt ferromagnetic layer nanopillars //Physical review letters. – 2004. – T. 93. – №. 17. – C. 176604.
[47] - Polianski M. L., Brouwer P. W. Current-induced transverse spin-wave instability in a thin nanomagnet //Physical review letters. – 2004. – T. 92. – №. 2. – C. 026602.

[48] - Xi H. et al. Spin waves excited by dc currents injected into single ferromagnetic thin films //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. – 2007. – T. 75. – №. 17. – C. 174411.

[49] - Tsoi M., Sun J. Z., Parkin S. S. P. Current-driven excitations in symmetric magnetic nanopillars //Physical review letters. – 2004. – T. 93. – №. 3. – C. 036602.

[50] - Albert F. J. et al. Spin-polarized current switching of a Co thin film nanomagnet //Applied Physics Letters. – 2000. – T. 77. – №. 23. – C. 3809-3811.
[51] - Lee K. J., Redon O., Dieny B. Analytical investigation of spin-transfer dynamics using a perpendicular-to-plane polarizer //Applied Physics Letters. – 2005. – T. 86. – №. 2.

[52] - Apalkov D. M., Visscher P. B. Spin-torque switching: Fokker-Planck rate calculation //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. – 2005. – T. 72. – №. 18. – C. 180405.

[53] - Apalkov D. M., Visscher P. B. Slonczewski spin-torque as negative damping: Fokker–Planck computation of energy distribution //Journal of magnetism and magnetic materials. – 2005. – T. 286. – C. 370-374.

[54] - Visscher P. B., Apalkov D. M. Fokker–Planck calculation of spin-torque resistance hysteresis and switching currents //Journal of applied physics. – 2005. – T. 97. – №. 10.

[55] - Visscher P. B., Apalkov D. M. Non-Boltzmann energy distributions in spintorque devices //Journal of applied physics.  $-2006. - T. 99. - N_{\odot}. 8$ .

[56] - Sankey J. C. et al. Spin-transfer-driven ferromagnetic resonance of individual nanomagnets //Physical review letters. – 2006. – T. 96. – №. 22. – C. 227601. [57] - Шубин Ю. Н. и др. Частота спинтрансферного наноосциллятора на основе перпендикулярной туннельной наногетерострутуры с ненулевой эллиптичностью //ЖЭТФ. – 2022. – Т. 161. – №. 5. – С. 746-752.

[58] - Zhang M. et al. State diagram of magnetostatic coupling phase-locked spintorque oscillators //Journal of Applied Physics.  $-2015. - T. 117. - N_{\odot}. 17.$ 

[59] - Metlov K. L., Guslienko K. Y. Stability of magnetic vortex in soft magnetic nano-sized circular cylinder //Journal of magnetism and magnetic materials. – 2002.
– T. 242. – C. 1015-1017.

[60] - Usov N. A., Peschany S. E. Magnetization curling in a fine cylindrical particle //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1993. – T. 118. – №. 3. – C. L290-L294.

[61] - Usov N. A., Peschannyj S. E. Vortex distribution of magnetization in thin ferromagnetic cylinder //Физика металлов и металловедение. – 1994. – Т. 78. – №. 6. – С. 13-24.

[62] - Nazarov A. V. et al. Spin transfer stimulated microwave emission in MgO magnetic tunnel junctions //Applied Physics Letters. – 2006. – T. 88. – №. 16.

[63] - Petit S. et al. Spin-Torque Influence on the High-Frequency Magnetization Fluctuationsin Magnetic Tunnel Junctions //Physical review letters. -2007. - T. 98. $- N_{\odot}. 7. - C. 077203.$ 

[64] - Deac A. M. et al. Bias-driven high-power microwave emission from MgObased tunnel magnetoresistance devices //Nature Physics.  $-2008. - T. 4. - N_{\odot}$ . 10. - C. 803-809.

[65] - Slavin A., Tiberkevich V. Nonlinear auto-oscillator theory of microwave generation by spin-polarized current //IEEE Transactions on Magnetics. – 2009. – T. 45. – №. 4. – C. 1875-1918.

[66] - Zhu X., Zhu J. G. Bias-field-free microwave oscillator driven by perpendicularly polarized spin current //IEEE Transactions on Magnetics. – 2006.
- T. 42. – №. 10. – C. 2670-2672.

[67] - Jin W., Liu Y., Chen H. Spin-wave excitations in nanopillars with perpendicular polarizers //IEEE transactions on magnetics.  $-2006. - T. 42. - N_{\odot}$ .

10. - C. 2682-2684.

[68] - Houssameddine D. et al. Spin-torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer //Nature materials. – 2007. – T. 6. – №. 6. – C. 447-453.

[69] - Pribiag V. S. et al. Magnetic vortex oscillator driven by dc spin-polarized current //Nature physics.  $-2007. - T. 3. - N_{\odot}. 7. - C. 498-503.$ 

[70] - Shibata J. et al. Current-induced magnetic vortex motion by spin-transfer torque //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. – 2006. – T. 73. – №. 2. – C. 020403.

[71] - Ivanov B. A., Zaspel C. E. Excitation of spin dynamics by spin-polarized current in vortex state magnetic disks //Physical Review Letters. – 2007. – T. 99. – №. 24. – C. 247208.

[72] - Pribiag V. S. et al. Magnetic vortex oscillator driven by dc spin-polarized current //Nature physics.  $-2007. - T. 3. - N_{\odot}. 7. - C. 498-503.$ 

[73] - Sun J. Z. Spin-current interaction with a monodomain magnetic body: A model study //Physical Review B.  $-2000. - T. 62. - N_{\odot}. 1. - C. 570.$ 

[74] - Xi H., Gao K. Z., Shi Y. Microwave generation by a direct current spin-polarized current in nanoscale square magnets //Applied physics letters. – 2004. – T. 84. – №. 24. – C. 4977.

[75] - Xi H., Lin Z. In-plane magnetization dynamics driven by spin-polarized currents in magnetic nanostructures //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics.  $-2004. - T. 70. - N_{\odot}. 9. - C. 092403.$ 

[76] - Slavin A. N., Tiberkevich V. S. Current-induced bistability and dynamic range of microwave generation in magnetic nanostructures //Physical Review B—
Condensed Matter and Materials Physics. – 2005. – T. 72. – №. 9. – C. 094428.

[77] - Chen X. et al. Magnetization oscillation in a nanomagnet driven by a self-controlled spin-polarized current: Nonlinear stability analysis //Physical Review
B—Condensed Matter and Materials Physics. – 2007. – T. 76. – №. 5. – C. 054414.
[78] - Li Z., He J., Zhang S. Stability of precessional states induced by spin-current //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. – 2005. –

T. 72. – №. 21. – C. 212411.

[79] - Serpico C. et al. Thermal stability in spin-torque-driven magnetization dynamics //Journal of applied physics.  $-2006. - T. 99. - N_{\odot}. 8$ .

[80] - Bonin R. et al. Effect of thermal fluctuations in spin-torque driven magnetization dynamics //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2007. – T. 316. – №. 2. – C. e919-e922.

[81] - Serpico C. et al. Power spectrum of current-induced magnetization
dynamics in uniaxial nanomagnets //Journal of applied physics. – 2007. – T. 101. –
No. 9.

[82] - Rezende S. M., De Aguiar F. M., Azevedo A. Spin-wave theory for the dynamics induced by direct currents in magnetic multilayers //Physical review letters.  $-2005. - T. 94. - N_{\odot}. 3. - C. 037202.$ 

[83] - Slavin A. N., Kabos P. Approximate theory of microwave generation in a current-driven magnetic nanocontact magnetized in an arbitrary direction //IEEE Transactions on Magnetics.  $-2005. - T. 41. - N_{\odot}. 4. - C. 1264-1273.$ 

[84] - Rezende S. M., De Aguiar F. M., Azevedo A. Magnon excitation by spin-polarized direct currents in magnetic nanostructures //Physical Review B—
Condensed Matter and Materials Physics. – 2006. – T. 73. – №. 9. – C. 094402.
[85] - Tiberkevich V., Slavin A. Nonlinear phenomenological model of magnetic dissipation for large precession angles: Generalization of the Gilbert model
//Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. – 2007. – T. 75. – №. 1. – C. 014440.

[86] - Yang Z., Zhang S., Li Y. C. Chaotic dynamics of spin-valve oscillators
//Physical review letters. – 2007. – T. 99. – №. 13. – C. 134101.

[87] - Thiele A. A. Applications of the gyrocoupling vector and dissipation dyadic in the dynamics of magnetic domains //Journal of Applied Physics. -1974. - T. 45. $- N_{\odot}. 1. - C. 377-393.$ 

[88] - Guslienko K. Y. et al. Dynamics of coupled vortices in layered magnetic nanodots //Applied Physics Letters. – 2005. – T. 86. – №. 22.

[89] - Huber D. L. Dynamics of spin vortices in two-dimensional planar magnets

//Physical Review B. – 1982. – T. 26. – №. 7. – C. 3758.

[90] - Huber D. L. Equation of motion of a spin vortex in a two-dimensional planar magnet //Journal of applied physics. – 1982. – T. 53. – №. 3. – C. 1899-1900.

[91] - Mertens F. G., Bishop A. R. Dynamics of vortices in two-dimensional magnets //Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century. – Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2000. – C. 137-170.

[92] - Сафин А. Р. Фазовая синхронизация ансамблей спин-трансферных наноосцилляторов //Наноструктуры. Математическая физика и моделирование. – 2013. – №. 3. – С. 69-74.

[93] - Nikitin D. et al. Synchronization of spin-torque oscillators via continuation method //IEEE Transactions on Automatic Control. – 2023. – T. 68. – №. 11. – C. 6621-6635.

[94] - Митрофанова А. Ю. и др. Взаимная синхронизация
антиферромагнитных спинтронных осцилляторов //Известия высших
учебных заведений России. Радиоэлектроника. – 2022. – Т. 25. – №. 5. – С. 80-90.

[95] - Кузнецов А. П., Сатаев И. Р., Тюрюкина Л. В. Синхронизация и многочастотные колебания в цепочке фазовых осцилляторов //Russian Journal of Nonlinear Dynamics. – 2010. – Т. 6. – №. 4. – С. 693-717.

[96] - Kaka S. et al. Mutual phase-locking of microwave spin torque nano-

oscillators //Nature. – 2005. – T. 437. – №. 7057. – C. 389-392.

[97] - Grollier J., Cros V., Fert A. Synchronization of spin-transfer oscillators driven by stimulated microwave currents //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics.  $-2006. - T. 73. - N_{\odot}. 6. - C. 060409.$ 

[98] - Zhang M. et al. State diagram of magnetostatic coupling phase-locked spintorque oscillators //Journal of Applied Physics.  $-2015. - T. 117. - N_{\odot}. 17.$ 

[99] - Chen H. H. et al. Phase locking of spin-torque nano-oscillator pairs with magnetic dipolar coupling //Physical Review B.  $-2016. - T. 93. - N_{\odot}. 22. - C.$  224410.

[100] - Chen H., Chang J., Chang C. Synchronization of spin-torque nanooscillators from an induced corrugated attractor //Spin. – World Scientific Publishing Company, 2011. – T. 1. – No. 01. – C. 1-20.

[101] - Belanovsky A. D. et al. Phase locking dynamics of dipolarly coupled vortex-based spin transfer oscillators //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics.  $-2012. - T. 85. - N_{\odot}. 10. - C. 100409.$ 

[102] - Locatelli N. et al. Efficient synchronization of dipolarly coupled vortex-based spin transfer nano-oscillators //Scientific reports. – 2015. – T. 5. – №. 1. – C. 17039.

[103] - Belanovsky A. D. et al. Numerical and analytical investigation of the synchronization of dipolarly coupled vortex spin-torque nano-oscillators //Applied Physics Letters.  $-2013. - T. 103. - N_{\odot}. 12$ .

[104] - Abreu Araujo F. et al. Optimizing magnetodipolar interactions for synchronizing vortex based spin-torque nano-oscillators //Physical Review B. – 2015. – T. 92. – №. 4. – C. 045419.

[105] - Demidov V. E. et al. Magnetic nano-oscillator driven by pure spin current
//Nature materials. – 2012. – T. 11. – №. 12. – C. 1028-1031.

[106] - Demidov V. E. et al. Synchronization of spin Hall nano-oscillators to external microwave signals //Nature communications. – 2014. – T. 5. – №. 1. – C. 3179.

[107] - Giordano A. et al. Spin-Hall nano-oscillator: A micromagnetic study
 //Applied Physics Letters. – 2014. – T. 105. – №. 4.

[108] - Liu R. H., Lim W. L., Urazhdin S. Spectral characteristics of the microwave emission by the spin Hall nano-oscillator //Physical review letters. – 2013. – T. 110. – №. 14. – C. 147601.

[109] - Liu L. et al. Magnetic Oscillations Driven by the Spin Hall Effect in 3-Terminal Magnetic Tunnel Junction Devices //Physical review letters. – 2012. – T.
109. – №. 18. – C. 186602.

[110] - Elyasi M., Bhatia C. S., Yang H. Synchronization of spin-transfer torque oscillators by spin pumping, inverse spin Hall, and spin Hall effects //Journal of

Applied Physics. – 2015. – T. 117. – №. 6.

[111] - D'yakonov M. I. Possibility of orienting electron spin with current //JETP Lett. – 1971. – T. 13. – C. 467.

[112] - Hirsch J. E. Spin hall effect //Physical review letters. – 1999. – T. 83. – №.
9. – C. 1834.

[113] - Mosendz O. et al. Quantifying spin Hall angles from spin pumping:
Experiments and theory //Physical review letters. – 2010. – T. 104. – №. 4. – C. 046601.

[114] - Chernyshov A. et al. Evidence for reversible control of magnetization in a ferromagnetic material by means of spin–orbit magnetic field //Nature Physics. – 2009. – T. 5. – No. 9. – C. 656-659.

[115] - Mihai Miron I. et al. Current-driven spin torque induced by the Rashba effect in a ferromagnetic metal layer //Nature materials. – 2010. – T. 9. – №. 3. – C. 230-234.

[116] - Chumak A. V. et al. Advances in magnetics roadmap on spin-wave computing //IEEE Transactions on Magnetics. – 2022. – T. 58. – №. 6. – C. 1-72.
[117] - Zahedinejad M. et al. Memristive control of mutual spin Hall nano-oscillator synchronization for neuromorphic computing //Nature materials. – 2022.

- T. 21. - №. 1. - C. 81-87.

[118] - Sani S. et al. Mutually synchronized bottom-up multi-nanocontact spintorque oscillators //Nature communications.  $-2013. - T. 4. - N_{\odot}. 1. - C. 2731.$ 

[119] - Zahedinejad M. et al. Two-dimensional mutually synchronized spin Hall nano-oscillator arrays for neuromorphic computing //Nature nanotechnology. - 2020. - T. 15. - No. 1. - C. 47-52.

[120] - Behera N. et al. Ultra-large mutually synchronized networks of 10 nm spin Hall nano-oscillators //arXiv preprint arXiv:2501.18321. – 2025.

[121] - Ai F., Lomakin V. Spin-wave assisted synchronization in 2D arrays of spin torque oscillators //arXiv preprint arXiv:2408.11343. – 2024.

[122] - Subash B., Chandrasekar V. K., Lakshmanan M. Synchronization of an array of spin torque nano oscillators in periodic applied external magnetic field

//Europhysics Letters. – 2013. – T. 102. – №. 1. – C. 17010.

[123] - Цырульникова Л. А., Фролов Д. А., Сафин А. Р. Взаимная

синхронизация ансамблей спинтронных наноосцилляторов //Известия

высших учебных заведений России. Радиоэлектроника. – 2024. – Т. 27. – №. 5. – С. 65-76.

[124] - Taniguchi T. Synchronization of spin torque oscillators through spin Hall magnetoresistance //IEEE Transactions on Magnetics. – 2017. – T. 53. – №. 11. – C. 1-7.

[125] - Kumar A. et al. Spin wave-driven variable-phase mutual synchronization in spin Hall nano-oscillators //arXiv preprint arXiv:2402.00586. – 2024.

[126] - Duan Z. et al. Nanowire spin torque oscillator driven by spin orbit torques //Nature communications.  $-2014. - T. 5. - N_{\odot}. 1. - C. 5616.$ 

[127] - Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел //Собр. трудов. – 1969. – Т. 1.

[128] - Vansteenkiste A. et al. The design and verification of MuMax3 //AIP advances.  $-2014. - T. 4. - N_{\odot}$ . 10.

[129] - Exl L. et al. LaBonte's method revisited: An effective steepest descent method for micromagnetic energy minimization //Journal of Applied Physics. – 2014. – T. 115. –  $N_{2}$ . 17.

[130] - Устинов К.А., Стрелков Н.В., Котельникова О.А. ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЛИПТИЧНОСТИ В СПИН- ТРАНСФЕРНЫХ НАНО-ОСЦИЛЛЯТОРАХ, СИНХРОНИЗОВАННЫХ С ПОМОЩЬЮ ДИПОЛЬ-ДИПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ// ХХV Международная конференция Новое в Магнетизме и Магнитных Материалах (НМММ) 1 - 6 июля 2024 года, Москва. Сборник трудов – 2024. – Т.1. - №.1. – С. 420-424.