

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова  
Российской академии наук

*На правах рукописи*



**САФИН Ансар Ризаевич**

**НЕЛИНЕЙНЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В  
АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ  
АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ СПИНТРОНИКИ**

Специальность **1.3.12** –  
«Физика магнитных явлений»

Диссертация на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Научный консультант:  
доктор физико-математических наук,  
профессор, академик РАН  
НИКИТОВ Сергей Аполлонович

Москва – 2023

## Список использованных в диссертации сокращений

ФМ – ферромагнетик

АФМ – антиферромагнетик

ФМР – ферромагнитный резонанс

АФМР – антиферромагнитный резонанс

ЖИГ – железо-иттриевый гранат

ГГГ – галлий-гадолиниевый гранат

ТГц – терагерцевый

СВ – спиновая волна

АСО – антиферромагнитный спинтронный осциллятор

СО – спинтронный осциллятор

СТНО – спин-трансферный наноосциллятор

СХНО – спин-Холл наноосциллятор

МБС – мандельштам-бриллюэновская спектроскопия

АЧХ – амплитудно-частотная характеристика

ФЧХ – фазо-частотная характеристика

ЛО – легкая ось

ЛП – легкая плоскость

ТМ – тяжелый металл

ЭМВ – электромагнитная волна

ФАПЧ – фазовая автоподстройка частоты

СЧ – синтезатор частот

СА – спектроанализатор

ТМС – туннельное магнитосопротивление

ГМС – гигантское магнитосопротивление

ОГЛАВЛЕНИЕ

|  |           |
|--|-----------|
| <b><u>Введение</u></b>   | <b>8</b>  |
| <b><u>Глава 1. Обзор литературы. Постановка цели и задач диссертации</u></b>   | <b>22</b> |
| 1.1. Спинтронные эффекты в магнонных структурах  | 22        |
| 1.1.1. Перенос спинового момента   | 23        |
| 1.1.2. Спиновый эффект Холла и спиновая накачка  | 26        |
| 1.1.3. Тепловые спиновые эффекты   | 28        |
| 1.1.4. Эффект гигантского магнитосопротивления   | 30        |
| 1.2. Спинтронные осцилляторы и детекторы, содержащие ферромагнетики  | 33        |
| 1.3. Обзор литературы по синхронизации спинтронных осцилляторов  | 39        |
| 1.4. Перспективы применения антиферромагнетиков в устройствах терагерцевой электроники   | 49        |
| 1.4.1. Возбуждение магнонов в АФМ оптическими импульсами   | 49        |
| 1.4.2. Возбуждение магнонов в АФМ электрическим током  | 54        |
| 1.4.3. Экспериментальные исследования АФМ с помощью МБС  | 57        |
| 1.5. Элементы динамики антиферромагнетиков   | 60        |
| 1.6. Выводы по главе 1   | 64        |
| <b><u>Глава 2. Динамика единичного спинтронного осциллятора</u></b>  | <b>66</b> |
| 2.1. Постановка задачи   | 66        |
| 2.2. Конструкция осциллятора   | 67        |
| 2.3. Математическая модель спинтронного осциллятора  | 70        |
| 2.4. Нелинейная динамика двухосного антиферромагнетика под действием спин-поляризованного тока                                 | 78        |
| 2.5. Нелинейная динамика слабого ферромагнетика под действием спин-поляризованного тока и постоянного магнитного поля          | 82        |
| 2.6. Выводы по главе 2   | 86        |
| <b><u>Глава 3. Перестраиваемый детектор терагерцевых колебаний на основе гетероструктур, содержащих антиферромагнетики</u></b> | <b>88</b> |

|  |            |
|--|------------|
| 3.1. Постановка задачи   | 88         |
| 3.2. Детектирование терагерцевых сигналов при возбуждении спин-поляризованным током  | 91         |
| 3.2.1. Структура и математическая модель перестраиваемого спин-поляризованным током детектора  | 91         |
| 3.2.2. Динамические режимы перестраиваемого антиферромагнитного детектора  | 95         |
| 3.2.3. Расчет параметров детектора с учетом спин-поляризованного тока  | 98         |
| 3.3. Детектирование терагерцевых сигналов при возбуждении электромагнитным излучением  | 103        |
| 3.3.1. Структура и математическая модель перестраиваемого постоянным магнитным полем детектора   | 103        |
| 3.3.2. Выпрямление ТГц электромагнитного излучения   | 111        |
| 3.4. Выпрямление субтерагерцевых и микроволновых колебаний на основе слабых ферромагнетиков  | 118        |
| 3.5. Выпрямление субтерагерцевых колебаний с помощью проводящих антиферромагнетиков с нарушенными пространственной и временной инверсией | 123        |
| 3.6. Выпрямление субтерагерцевых колебаний с помощью ферримагнетиков   | 127        |
| 3.7. Расчет шумовых свойств магнитных детекторов   | 135        |
| 3.8. Выводы по главе 3   | 140        |
| <b><u>Глава 4. Управление параметрами антиферромагнитных осцилляторов и детекторов с помощью изменения эффективной анизотропии</u></b>   | <b>143</b> |
| 4.1. Введение  | 143        |
| 4.2. Управление параметрами осциллятора при поперечном приложении  |            |

|  |            |
|--|------------|
| электрического поля  | 144        |
| 4.2.1. Управляемая электрическим полем анизотропия антиферромагнетиков                                     | 144        |
| 4.2.2. Динамика АФМ осциллятора в пассивном режиме при приложении постоянного электрического поля          | 148        |
| 4.2.3. ПРИМЕР. Регулируемая напряжением динамика бианизотропного диэлектрического антиферромагнетика – NiO | 151        |
| 4.2.4. Результаты моделирования для NiO  | 155        |
| 4.2.5. Результаты моделирования для $\alpha$ -Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>                               | 159        |
| 4.3. Управление параметрами осциллятора при продольном приложении электрического поля                      | 161        |
| 4.3.1. Конструкция осциллятора и математическая модель   | 161        |
| 4.3.2. Статическое решение уравнения «сигма-модели» АФМ  | 170        |
| 4.3.3. Динамическое решение уравнения «сигма-модели» АФМ   | 173        |
| 4.3.4. Численное моделирование   | 175        |
| 4.3.4.1. Диэлектрическая поляризация, параллельная электрическому полю ( $\Pi \parallel E$ )               | 177        |
| 4.3.4.2. Диэлектрическая поляризация ортогональная электрическому полю ( $\Pi \perp E$ )                   | 182        |
| 4.4. Управление параметрами осциллятора при изменении температуры образца                                  | 185        |
| 4.4.1. Физическая структура осциллятора  | 185        |
| 4.4.2. Математическая модель   | 188        |
| 4.4.3. Динамика амплитуды и частоты осциллятора  | 191        |
| 4.5. Заключение по главе 4   | 194        |
| <b>Глава 5. Нелинейная динамика антиферромагнитных наноструктур</b>  | <b>198</b> |
| 5.1. Постановка задачи   | 198        |

|  |     |
|--|-----|
| 5.2. Возбуждение нелинейных спиновых колебаний в антиферромагнетике под действием ТГц импульсов накачки                            | 199 |
| 5.3. Возбуждение нелинейных спиновых колебаний в антиферромагнетике со слабым ферромагнетизмом под действием ТГц импульсов накачки | 206 |
| 5.4. Нелинейный антиферромагнитный резонанс в сильных магнитных полях при возбуждении ТГц импульсами                               | 210 |
| 5.5. Выводы по главе 5   | 218 |

### **Глава 6. Внешняя синхронизация спинтронного осциллятора** 220

|   |     |
|---|-----|
| 6.1. Постановка задачи  | 220 |
| 6.2. Прямая синхронизация СО периодическим внешним воздействием                                   | 221 |
| 6.3. Амплитудные и фазовые шумы синхронизированного внешним воздействием спинтронного осциллятора | 227 |
| 6.4. Система фазовой автоподстройки спинтронного осциллятора                                      | 230 |
| 6.5. Амплитудные и фазовые шумы спинтронного осциллятора, синхронизированного системой ФАП        | 236 |
| 6.6. Сравнение синхронизации спинтронного осциллятора с помощью ВГВ и ФАП                         | 240 |
| 6.7. Спектральный анализ сигналов с помощью спинтронного осциллятора                              | 241 |
| 6.8. Особенности внешней синхронизации антиферромагнитного осциллятора                            | 249 |
| 6.9. Выводы по главе 6  | 257 |

### **Глава 7. Взаимная синхронизация спинтронных осцилляторов** 260

|  |     |
|--|-----|
| 7.1. Постановка задачи   | 260 |
| 7.2. Механизмы взаимодействия ферромагнитных спинтронных осцилляторов и их математические модели | 262 |
| 7.3. Стационарные режимы системы связанных ферромагнитных спинтронных осцилляторов               | 270 |

## ОГЛАВЛЕНИЕ

---

|  |            |
|--|------------|
| 7.4. Полоса синхронизма связанных ферромагнитных спинтронных осцилляторов            | 283        |
| 7.5. Шумовые свойства системы двух связанных ферромагнитных спинтронных осцилляторов | 293        |
| 7.6. Особенности взаимной синхронизации антиферромагнитных осцилляторов              | 301        |
| 7.7. Выводы по главе 7   | 311        |
| <b><u>Глава 8. Ансамбли связанных спинтронных осцилляторов</u></b>                   | <b>314</b> |
| 8.1. Введение. Ансамбли связанных спинтронных осцилляторов                           | 314        |
| 8.2. Математические модели и типы колебаний малых ансамблей связанных осцилляторов   | 317        |
| 8.3. Моды колебаний в малых ансамблях СТНО   | 333        |
| 8.4. Кольцевой ансамбль спинтронных осцилляторов с введением дополнительных связей   | 339        |
| 8.5. Сложение мощностей многих спинтронных осцилляторов                              | 344        |
| 8.6. Параллельная схема сложения мощностей многих спинтронных осцилляторов           | 349        |
| 8.7. Влияние топологии на взаимную синхронизацию взаимосвязанных осцилляторов        | 354        |
| 8.8. Нейроморфные вычисления на основе взаимосвязанных спинтронных осцилляторов      | 357        |
| 8.9. Выводы по главе 8   | 362        |
| <b><u>Заключение</u></b>   | <b>365</b> |
| <b><u>Список литературы</u></b>  | <b>375</b> |
| <b><u>Список работ, опубликованных по теме диссертации</u></b>                       | <b>396</b> |

### ВВЕДЕНИЕ

Активные исследования в области антиферромагнитных материалов и структур на их основе, особенно с размерами в единицы и сотни нанометров, в последние годы позволили получить научные результаты, которые легли в основу нового научного направления – антиферромагнитной (АФМ) спинтроники [1-3]. В ней исследуются процессы переноса и преобразования магнитного момента или спина электрическим током в структурах, содержащих АФМ. Перенос спина может также осуществляться с помощью возбуждения квантов спиновых волн – магнонов как в металлических, так и в диэлектрических АФМ [4]. Это привело к возникновению нового направления спинтроники – АФМ-магноники, изучающей физические свойства распространяющихся спиновых волн, а также возможность применения спиновых волн для построения элементной базы функциональных узлов приборов генерации, приема и обработки сигналов миллиметровых и субмиллиметровых длин волн [5,6]. Об актуальности работ в области спинтроники свидетельствует присуждение Нобелевской премии по физике А. Ферту и П. Грюнбергу в 2007 году за открытие эффекта гигантского магнитосопротивления, приведшее к бурному росту плотности магнитной записи в конце 20 века.

За последние годы число публикаций в области АФМ-спинтроники и магноники заметно выросло (см. напр. обзор в [6]). Это связано с высоким научным интересом и развитием технологий, позволяющих создавать материалы и структуры для исследования новых физических явлений и создания новой компонентной базы функциональной электроники на основе АФМ.

Несмотря на то, что к настоящему времени основными активными элементами спинтроники являются ферромагнитные (ФМ) материалы (например, железо-иттриевый гранат), с прикладной точки зрения антиферромагнетики, слабые

ферромагнетики и ферримагнетики имеют преимущества перед ФМ. В частности, АФМ-структуры имеют малую (в ряде случаев практически нулевую) намагниченность, т. е. не создают внешних магнитных полей. Следовательно, АФМ-элементы практически не взаимодействуют друг с другом посредством магнитного поля. Частоты АФМ-колебаний на порядки превышают частоты ФМ, что дает возможность создавать сверхбыстрые (с частотами в сотни и тысячи ГГц) устройства функциональной электроники [7]. Полупроводниковые АФМ встречаются гораздо чаще, чем ФМ, что позволяет сочетать преимущества как спинтроники (малое энергопотребление, высокие частоты), так и полупроводниковой электроники (простоту технологической реализации, легкую управляемость и т. д.).

Важным свойством АФМ является то, что в них наблюдается обменное усиление их динамических параметров. Это приводит к большим значениям скорости движения доменных стенок, скирмионов (десятки и сотни километров в секунду) [8,9] и большим значениям рабочих частот АФМ-резонанса. Отметим «немагнитные» свойства некоторых АФМ [10]. Например, борат железа прозрачен в оптическом диапазоне и в нем проявляется сильный эффект Фарадея, а гематит обладает сильной магнитоупругой связью. Совокупность этих свойств АФМ обуславливает широкие возможности их практического применения для создания электронной компонентной базы на новых физических принципах.

Большинство применений антиферромагнетиков в спинтронике до последних лет ограничивалось использованием их в качестве буферных слоев для фиксации намагниченности в спиновых вентилях, работающих на эффекте гигантского магнитосопротивления. Для АФМ присущи [11] явления переноса спина, спиновой накачки, анизотропного магнитосопротивления, так же как и для ФМ-структур. Однако, в отличие от ФМ, перечисленные выше эффекты за счет «обменного усиления» могут наблюдаться в АФМ **без применения внешних постоянных магнитных полей**. А поскольку резонансные частоты АФМ лежат в терагерцевом диапазоне, на их основе можно реализовать сверхбыструю память, управляемую как

оптически, так и электронно (током), а также устройства генерации, приема и обработки сигналов. Экспериментальные работы в этой области тормозятся сложностью методов измерения магнитных возбуждений на частотах в сотни гигагерц и единицы терагерц и дороговизной соответствующего измерительного оборудования. Таким образом, ключевым преимуществом использования АФМ по сравнению с ФМ для реализации миниатюрных устройств спинтроники является возможность функционирования без громоздких источников постоянного магнитного поля на частотах в сотни и тысячи гигагерц при комнатной температуре.

Вклад в развитие теории и приложений АФМ внесли в разные годы следующие исследователи по всему миру (по алфавиту): Барьяхтар В.Г., Боровик-Романов А.С, Гомонай Е.В., Гуревич А.Г., Еременко В.В., Звездин А.К., Иванов Б.А., Кампфратх Т., Кимель А., Кириллук А.И., Кляуи М., Крейнес Н.М., Локтев В.М., Львов В.А., Мухин А.А., Неель Л., Ожогин В.И., Писарев Р.В., Преображенский В.Л., Прозорова Л.А., Резенде С., Рудашевский Е.Г., Синова Дж., Туров Е.А., Файбег М., Фетисов Ю.К., Церковняк Я., Шавров В.Г. и многие другие. В последние годы количество публикаций по АФМ спинтронике возрастает. Вместе с тем большинство работ носит фундаментальный характер, а недостаточная проработанность экспериментальных методов исследования АФМ накладывает ограничения на их потенциальные практические приложения. Поэтому важным является создание теоретических основ базовых элементов АФМ-спинтроники, а именно управляемых по частоте осцилляторов и детекторов.

Был предложен ряд конструкций осцилляторов [12,13] и детекторов [14] терагерцевых колебаний, построенных на основе АФМ и слоев тяжелых металлов (ТМ), таких как Pt, Ta, W, в которых за счет сильного спин-орбитального взаимодействия происходит поляризация электронов по спину (спиновый эффект Холла). При протекании через слой ТМ тока высокой плотности в АФМ за счет эффекта переноса спина возникает вращающий магнитный момент, компенсирующий затухание АФМ и приводящий к вращению вектора Нееля в легкой плоскости. За счет

обратного спинового эффекта Холла может быть произведен съём электрического напряжения со слоя ТМ, то есть реализован осциллятор, перестраиваемый по частоте током. Недостатками предложенного варианта осциллятора являются высокая плотность тока, необходимая для самовозбуждения системы, порядка  $10^8$ - $10^9$  А/см<sup>2</sup> и малая выходная мощность единичного АФМ осциллятора (порядка нановатт). Может быть реализован и обратный механизм [15], то есть создавая резонанс в АФМ внешним источником, можно осуществить резонансный прием терагерцевых (ТГц) сигналов. В литературе не обсуждались вопросы перестройки частоты колебаний таких осцилляторов и детекторов, а также условия, необходимые для реализации резонансного приема ТГц сигналов. На основе предложенных схем АФМ осцилляторов и детекторов ТГц колебаний были предложены концепции устройств нейроморфной обработки сигналов [16], а также спектрального анализа [17]. Вместе с тем, для практической реализации различных устройств ТГц электроники на основе АФМ необходимо разработать методы исследования как парциальных АФМ структур, так и их сетей, а также исследовать возможности управления их параметрами. Необходимость исследования сетей связанных осцилляторов обусловлена низкой выходной мощностью парциальных осцилляторов. В настоящее время экспериментально исследуются сети более чем из шестидесяти ФМ осцилляторов как для задачи сложения мощностей и взаимной синхронизации, так и для задачи нейроморфных вычислений [18]. Существенной проблемой при исследовании ансамблей осцилляторов является проблема многомодовости, обусловленная связью осцилляторов в ансамбле и мешающая эффективной синхронизации сетей осцилляторов. К настоящему времени решение этой проблемы не было найдено. Таким образом, исследование нелинейных динамических явлений в базовых структурах АФМ спинтроники является проблемой, решение которой чрезвычайно важно как с точки зрения понимания физики АФМ наноструктур, так и с точки зрения создания устройств функциональной электроники на ТГц частотах.

**Целью работы** является разработка теории, позволяющей исследовать нелинейные динамические процессы в автоколебательных структурах спинтроники, содержащих антиферро- и ферромагнетики: осцилляторах и детекторах терагерцевых сигналов, характеристиками которых можно управлять посредством внешних воздействий (магнитных и электрических полей, спинполяризованного тока, температуры), а также разработка сетевого подхода при объединении базовых элементов в большие ансамбли, позволяющего решать задачи взаимной синхронизации, устранения многомодовости, нейроморфных вычислений. В перспективе теоретические результаты, полученные в диссертационной работе, позволят на практике разработать различные устройства терагерцевой электроники: генераторы, детекторы, преобразователи и нелинейные смесители, синтезаторы, спектроанализаторы, квантовые вычислители и нейропроцессоры.

Для достижения сформулированной цели в работе были поставлены следующие **задачи**:

1. Построить теорию перестраиваемого током спинтронного **осциллятора**, выполненного на основе гетероструктуры «антиферромагнетик-тяжелый металл». Исследовать динамические режимы работы единичного осциллятора, найти диапазон перестройки резонансной частоты колебаний и изменения критического тока возбуждения автоколебаний.

2. Построить теорию перестраиваемого током спинтронного, регенеративного **детектора** на основе гетероструктуры «магнетик-тяжелый металл-магнетик». Получить математическую модель в виде линеаризованных уравнений для динамической компоненты вектора Нееля магнетика, а также нелинейную модель, учитывающую нелинейный сдвиг частоты и нелинейное затухание. Провести верификацию полученной модели с результатами экспериментальных данных.

3. Проанализировать различные **методы перестройки частоты** и изменения критического тока самовозбуждения осциллятора и детектора, выполненных на

основе гетероструктуры «антиферромагнетик-тяжелый металл». Рассмотреть возможность управления параметрами АФМ наноустройств спинтроники с помощью внешнего магнитного поля, электрического тока, магнитострикции, температуры.

4. Построить теорию **внешней и взаимной синхронизации** АФМ осцилляторов и устройств на их основе: синтезаторов, спектроанализаторов, нейропроцессоров и квантовых вычислителей. Получить методом медленно-меняющихся амплитуд детерминированные и флуктуационные модели исследуемых структур. Провести анализ влияния инерционных слагаемых на синхронизацию спинтронных осцилляторов.

5. Разработать **сетевой подход** к анализу и синтезу сетей взаимосвязанных спинтронных осцилляторов, позволяющих решать задачи взаимной синхронизации, устранения многомодовости, нейроморфных вычислений. Рассмотреть, в качестве примеров, различные топологии объединения в ансамбли: линейка, кольцо, решетка, дерево, иерархическая и случайная сеть.

### **Научная новизна работы заключается в том, что в ней впервые:**

1. Построены и исследованы математические модели перестраиваемых по частоте антиферромагнитных и ферромагнитных осцилляторов, детекторов, эмиттеров и устройств на их основе: синтезаторов, спектроанализаторов и нейропроцессоров.

2. Найдены условия безгистерезисной генерации автоколебаний намагниченности при возбуждении гетероструктуры «антиферромагнетик-тяжелый металл» спин-поляризованным током.

3. Исследована взаимосвязь между направлениями осей анизотропии магнетика, направлением внешнего постоянного магнитного поля и поляризацией источника возбуждения для реализации регенеративного, резонансного детектирования ГГц и ТГц колебаний на основе гетероструктуры

«антиферромагнетик-тяжелый металл». Исследована структура детектора в виде гребенчатой структуры АФМ, позволившей увеличить уровень выпрямленного выходного напряжения.

4. Предложены различные способы перестройки резонансной частоты спинтронных детекторов и критического тока рождения автоколебаний в осцилляторах с помощью внешнего магнитного поля, электрического тока, магнитострикции, температуры. Исследовано влияние снижения порогового тока рождения автоколебаний на амплитуду терагерцевого сигнала, генерируемого в автоколебательном режиме.

5. Проведено исследование влияния инерционных слагаемых в уравнениях, описывающих как внешнюю синхронизацию единичного спинтронного осциллятора, так и взаимную синхронизацию массивов. Найдены условия возникновения бистабильного режима на границе зоны синхронизма путем исследования приближенных уравнений типа Курамото с инерцией, описывающих динамику спинтронных осцилляторов в режиме автоколебаний.

6. Проведен анализ нормальных мод массивов взаимосвязанных осцилляторов с различной топологией связей: линейка, кольцо, решетка, дерево, «малый мир», иерархическая и случайная сеть. Предложены варианты организации топологии сетей взаимосвязанных осцилляторов, позволяющих решить проблему многомодовости в сетях.

7. Описано нейроморфное поведение спинтронных осцилляторов, возбуждаемых импульсами оптического излучения, а также предложены варианты реализации на их основе простейших логических операций.

### **Научная и практическая ценность работы**

1. Предложена и обоснована методика расчета, способы оптимизации параметров и перестройки спинтронных осцилляторов, детекторов, эмиттеров и устройств ГГц и ТГц частотных диапазонов на их основе. Полученные результаты

могут быть использованы при разработке функциональных устройств формирования, приема и обработки сигналов диапазона ГГц и ТГц.

2. Продемонстрирована возможность разработки нового класса процессоров для задач нейросетевой обработки информации на основе массивов перестраиваемых по частоте спин-поляризованным током антиферромагнитных наноосцилляторов.

3. Исследованы различные нелинейные явления в спинтронных осцилляторах, в частности, гистерезисный эффект при возникновении автоколебаний и бистабильность при переходе осцилляторов из режима синхронизации в асинхронный режим, наличие которых является паразитным эффектом для задачи возбуждения стабильных колебаний. Проведенные исследования позволили сформулировать критерии уменьшения паразитных эффектов путем уменьшения эффективной анизотропии магнетика внешним воздействием: магнитострикцией, постоянным магнитным полем, температурой.

Результаты диссертации используются в учебном процессе на радиотехническом факультете Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова НИУ «МЭИ» в рамках следующих учебных курсов: «Устройства генерирования и формирования сигналов», «Электроника», «Теория колебаний», «Регулярная и хаотическая динамика нелинейных систем».

Таким образом, данная диссертационная работа представляет собой многолетнее исследование, расширяющее и углубляющее научные представления на стыке радиофизики, физики нелинейных процессов и спинтроники. Полученные в диссертации новые научные результаты в совокупности можно охарактеризовать как важное научное достижение, которое может привести к реализации в ближайшем будущем миниатюрных устройств функциональной электроники ТГц диапазона частот, работающих при комнатных температурах.

### Научные положения, выносимые на защиту

1. Автоколебания в спинтронном осцилляторе, выполненном на основе гетероструктуры «антиферромагнетик-тяжелый металл» сопровождаются возникновением гомоклинической траектории, образованной слиянием сепаратрис седел, в результате чего проявляется гистерезисный эффект между положением равновесия и автоколебательным режимом. Для уменьшения области гистерезисной генерации необходимо уменьшать эффективное поле анизотропии в легкой плоскости, или выбирать антиферромагнетики с большим обменным полем между магнитными подрешетками.
2. Зависимость выпрямленного напряжения за счет обратного спинового эффекта Холла от частоты внешней электромагнитной волны или спин-поляризованного тока для гетероструктуры «антиферромагнетик-тяжелый металл» носит резонансный характер. Для реализации перестраиваемого по частоте резонансного детектора ТГц-колебаний на основе одноосного АФМ поляризация возбуждающего колебания должна быть круговой или эллиптической.
3. Приложение постоянного напряжения, подводимого к пьезоэлектрику в гетероструктуре «пьезоэлектрик-антиферромагнетик-тяжелый металл», приводит к изменению эффективной анизотропии антиферромагнетика и, как следствие, к изменению частоты антиферромагнитного резонанса в докритической области колебаний, а также снижению порогового тока рождения автоколебаний.
4. При высокоамплитудной спиновой накачке антиферромагнетика в условиях нелинейного резонанса наблюдается немонотонное поведение выпрямленного, благодаря обратному спиновому эффекту Холла в соседнем слое тяжелого металла, напряжения, что связано со встречными сдвигами частоты: за счет сильного магнитного поля и высокоинтенсивного возбуждения ТГц электромагнитным излучением.

5. Детектирование колебаний на основе двухосных антиферромагнетиков в режиме внешней синхронизации автоколебаний возможно при параллельной спиновой накачке, тогда как в докритической области только в регенеративном режиме при перпендикулярной спиновой накачке. В автоколебательном режиме помимо сигнала выпрямленного напряжения на основной частоте возникают побочные составляющие на дробно-кратных гармониках, что является следствием дробно-кратной внешней синхронизации осциллятора.
6. Наличие эффективной массы, связанной с обменным взаимодействием между магнитными подрешетками, приводит к гистерезису при переходе из синхронного в асинхронный режим при взаимной и внешней синхронизации АФМ спинтронных осцилляторов.
7. Древовидные ансамбли спинтронных осцилляторов обладают фрактальным спектром нормальных мод типа "чертова лестница", причем с ростом количества ветвей дерева и при введении дополнительных связей между элементами ансамбля количество вырожденных мод возрастает. Увеличение количества связей (усложнение топологии ансамбля связанных осцилляторов) приводит к уменьшению времени установления синхронного состояния.
8. Контролируемая спайковая и берстовая динамика массивов спинтронных осцилляторов может быть реализована на границе перехода «затухающие колебания-автоколебания» путем выбора амплитуды и частоты возбуждающего импульса, а также плотности постоянного спин-поляризованного тока.

### **Методы исследования и достоверность полученных результатов**

Основные теоретические результаты по исследованию элементов спинтроники были получены автором с использованием аналитических и численных методов решения дифференциальных уравнений, а также методов теории колебаний и волн. Численные расчеты массивов связанных спинтронных осцилляторов проводились с использованием метода Рунге-Кутты 4-5 порядков с адаптивным выбором шага. Выводы аналитических исследований были

проверены и развиты при помощи численного моделирования, выполненного на высокопроизводительных вычислительных комплексах. Результаты работы по детектированию ТГц колебаний за счет обратного спинового эффекта Холла были экспериментально проверены в лаборатории сильных магнитных полей Университета Неймеген (Нидерланды). Достоверность полученных результатов обусловлена применением современных методов компьютерного моделирования, сравнением с полученными аналитически результатами и сопоставлением с экспериментами.

### **Личный вклад соискателя.**

Все теоретические результаты, представленные в диссертационной работе, получены лично автором. Экспериментальные результаты получены при непосредственной работе с соавторами, а их интерпретация и сопоставление с теоретическими результатами была проведена автором диссертации. Ряд статей автора написан в соавторстве со студентами и аспирантами, работавшими под его научным руководством. Обсуждение научных результатов проводилось совместно с академиком РАН, профессором Никитовым С.А., профессорами Славиным А.Н., Звездиным А.К., Ивановым Б.А., Удаловым Н.Н., Капрановым М.В., Тиберкевичем В.С., Устиновым А.Б.

### **Апробация работы.**

Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на научных семинарах:

- Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН;
- Института физических проблем им. П.Л. Капицы РАН;
- Саратовского государственного университета им. С.Г. Чернышевского;

- Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина);
- Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН;
- Национального исследовательского университета «МЭИ».

Основные положения и результаты диссертации были представлены на 50 международных конференциях и симпозиумах, среди которых:

- Международная конференция молодых ученых «Наноэлектроника, нанофотоника и нелинейная физика» (г. Саратов) в 2011, 2019-2021 годах.
- Всероссийская конференция «Физика и распространение микроволн» (г. Москва) в 2011, 2017, 2018, 2019, 2022 годах.
- Международный симпозиум по магнетизму (г. Москва) в 2011, 2014, 2017 годах.
- Международная конференция по магнетизму «International conference on magnetism» (США, г. Вашингтон) в 2019 году.
- Международная научно-техническая конференция студентов и аспирантов: «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика» (г. Москва) ежегодно в 2012-2021 годах.
- Средиземноморская конференция по встраиваемым системам (Бар, Черногория) в 2012 году.
- Научно-технический семинар «Системы синхронизации, формирования и обработки сигналов для связи и вещания» ежегодно с 2013 по 2020 г.
- Научная школа «Нелинейные волны» (г. Нижний Новгород) с 2016 по 2020 г.
- Международная конференция «Хаотические автоколебания и образование структур» (г. Саратов) в 2009, 2013, 2016 годах.

- Международный симпозиум «Спиновые волны» (г. Санкт-Петербург) в 2018 году.
- Международная конференция «Frontiers in nonlinear physics» (г. Нижний Новгород) в 2019 году.
- Международный семинар «Antiferromagnetic spintronics» (г. Майнц, Германия) в 2019 году.
- Международная конференция по метаматериалам и нанофотонике «Метанано» (г. Санкт-Петербург) в 2019 году.
- Российский форум «Микроэлектроника» в г. Ялта в 2019-2021 годах, в г. Сочи в 2022 году.
- Школа молодых ученых «Микроэлектроника» в г. Гурзуф в 2021, 2022 годах.

Результаты диссертационной работы вошли в материалы научно-исследовательской работы по грантам ФЦП: № 14.В.37.21.1211 “Нанoeлектронные системы передачи, приема и обработки информации на основе устройств спинтроники и метаматериалов”, №14.132.21.1665 “Разработка микроволнового генератора на основе взаимодействующих спин-трансферных наноосцилляторов”, Российского фонда фундаментальных исследований (договоры №13-08-01278-13, № 19-29-03015, 18-57-76001, 18-37-20048, 18-29-27020, 18-29-27018), гранта Президента для молодых ученых и аспирантов (проект № СП-665.2012.3), гранта Президента для молодых кандидатов наук (проекты № МК-283.2019.8), Российского научного фонда (проекты № 21-79-10396, 23-79-30027, 19-19-00607, 15-19-10036), НИР № 8.3991.2011, а также используются в учебном процессе НИУ «МЭИ» в учебных курсах «Формирование радиосигналов», НИУ ВШЭ в учебных курсах «Основы магнитных явлений» и «Наномagnetизм и спинтроника» и при выполнении выпускных работ бакалавров, магистров и дипломников.

### **Соответствие направления диссертационного исследования специальности**

В диссертационной работе исследуются нелинейные динамические явления в автоколебательных структурах спинтроники, содержащих антиферро- и ферромагнетики: осцилляторах и детекторах терагерцевых сигналов, характеристиками которых можно управлять посредством внешних воздействий, что соответствует формулам специальности и п.5. Моделирование свойств и физических явлений в материалах с различными видами магнитного упорядочения, а также в композитных структурах на их основе, п.6. Разработка новых физических принципов использования материалов с различными видами магнитного упорядочения, а также с композитными структурами на их основе раздела «направления исследования» паспорта специальности по шифру 1.3.12. – «Физика магнитных явлений».

#### **Публикации.**

По теме диссертации опубликовано 36 статей, в том числе 22 в рецензируемых научных журналах из перечня ВАК, 14 в зарубежных научных изданиях, индексируемых в международных наукометрических базах данных Web of Science и Scopus, 4 патента на изобретение.

#### **Объем и структура работы**

Диссертация состоит из введения, восьми глав, заключения, списка литературы из 207 наименований. Общий объем диссертации составляет 400 страниц.

## ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ. ПОСТАНОВКА ЦЕЛИ И ЗАДАЧ ДИССЕРТАЦИИ

**Целями** обзора литературы, который представлен в данной главе, являются:

- рассмотрение спинтронных эффектов в магнонных структурах, содержащих ферро- и антиферромагнетики;
- рассмотрение основных публикаций по построению осцилляторов и детекторов, построенных на основе АФМ и ФМ;
- рассмотрение основных публикаций в области внешней и взаимной синхронизации СО с различными способами соединений (локальными и нелокальными);
- рассмотрение перспектив применения АФМ в устройствах терагерцевой электроники.

В результате проведенного обзора в заключении сформулированы цель и задачи данной диссертационной работы. Отметим, что некоторые фрагменты обзора литературы, приведенного ниже, и обзор, приведенный во Введении, были опубликованы автором в работах [A17, A18].

### **1.1. Спинтронные эффекты в магнонных структурах**

В данном параграфе рассмотрим спиновые эффекты, проявляющиеся в магнонных структурах в присутствии постоянного электрического тока. Это эффект переноса спинового момента, спиновый эффект Холла, спиновая накачка и тепловые спиновые эффекты (спиновые эффекты Зеебека и Пельтье). Они лежат в основе работы управляемых электрическим током осцилляторов и детекторов микроволновых и терагерцевых колебаний (см. разд.1.3), волноводов спиновых волн на базе доменных границ, а также нейроморфных процессоров [A2]. Отметим, что существует достаточно большое количество англоязычных обзоров

в ведущих мировых журналах по различным аспектам спиновых эффектов, связанных как с движением электронов проводимости (см. напр. [19–21], так и с движением «чистых» спиновых токов [22]).

Сравнительно недавно было продемонстрировано, что спиновый ток можно создавать и без непосредственного протекания через магнитный материал электрического тока. Такой ток может создаваться и переноситься магнонами в диэлектрических ФМ и АФМ. Это в научном сообществе вызвало определенный интерес, так как в этом случае нет джоулевых потерь, связанных с электронами проводимости. Соответствующий раздел электроники и спинтроники принято называть магноникой.

### 1.1.1. Перенос спинового момента

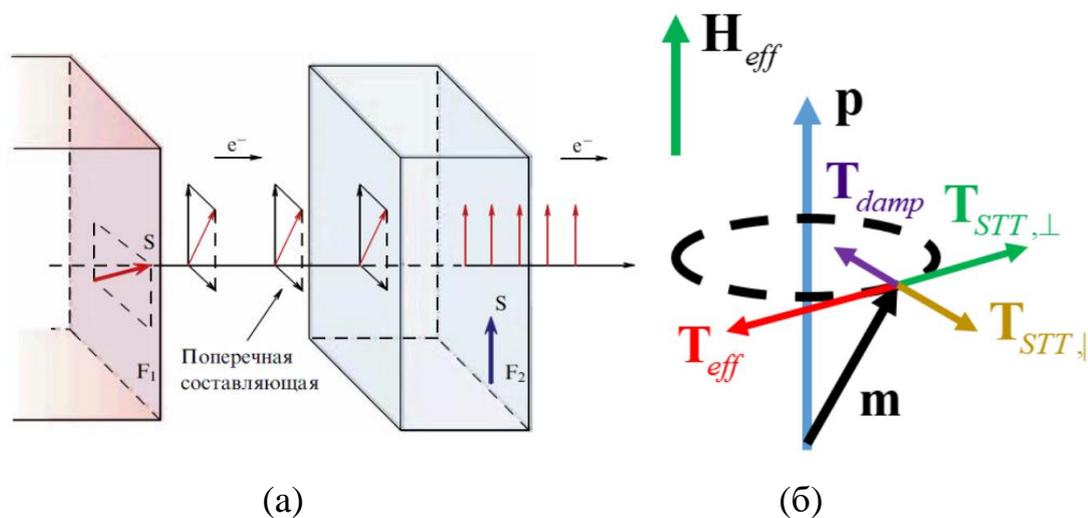
Протекание тока спин-поляризованных электронов высокой плотности  $10^6 - 10^{10}$  А/см<sup>2</sup> через ферромагнитные слои нанометровой толщины может приводить к изменению направления намагниченностей в этих слоях без влияния внешнего магнитного поля. Впервые, этот принцип был теоретически предложен в работах [23, 24] и экспериментально подтвержден в [25–28].

Рассмотрим концепцию модельного эксперимента (Рис. 1.1(a)) по передаче спинового момента (в англоязычной литературе Spin-Transfer Torque - STT) в структуре, состоящей из двух ферромагнитных слоев, разделенных немагнитным проводником или изолятором. В слое F1 формируется спин-поляризованный ток электронов проводимости, а намагниченность этого слоя зафиксирована под некоторым углом по отношению к направлению намагниченности в слое F2. При протекании спинового тока через F2 обменное взаимодействие между электронами проводимости и атомами ферромагнетика выстраивает спиновую поляризацию электронов вдоль направления намагниченности. Неравновесная для слоя F2 компонента поляризации спина электронов проводимости передается атомам материала за счет s-d обменного взаимодействия между зонными s-электронами и локализованными d-электронами. Соответствующая

квазиклассическая плотность энергии s-d обмена может быть представлена в виде [29–31]

$$W_{sd} = -\frac{J_{sd}}{M_s} \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}, t), \quad (1.1)$$

где  $J_{sd}$  - обменный интеграл,  $M_s = |\mathbf{M}|$  - намагниченность насыщения,  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$  - намагниченность электронов проводимости,  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$  - намагниченность решетки в F2. Динамику вектора  $\mathbf{M}$  в большинстве магнитных материалов можно считать медленной по сравнению с  $\mathbf{m}$ , при этом s-d обмен приводит к вращению намагниченности  $\mathbf{m}$  вокруг  $\mathbf{M}$  и к подмагничиванию электронов проводимости вдоль  $\mathbf{M}$ . Векторная сумма спинов электронов проводимости и решетки при s-d обмене должна оставаться неизменной [29], тогда как неравновесная компонента  $\delta \mathbf{m} = \mathbf{m} - \mathbf{m}_{eq}$  передается атомам решетки F2, что может быть представлено, как действие спинового вращающего момента  $\mathbf{T}_{STT}$  на  $\mathbf{M}$ .



**Рис.1.1.** (а) Иллюстрация концепции переноса спинового момента электрическим током из слоя с фиксированной намагниченностью F1 в слой со свободной намагниченностью F2 и (б) динамика намагниченности F2 в присутствии спинового тока с фиксированной в слое F1 поляризацией  $\mathbf{p}$ .

В настоящее время существуют различные подходы к теоретическому описанию STT в FM – от полуклассических моделей [29-32] до квантово-

механических, основанных на спин-зависимом рассеянии электронов проводимости на потенциале, создаваемом локализованными моментами [23, 33]. Наиболее часто для описания STT используется уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ), дополненное зависящими от плотности тока двумя слагаемыми  $\mathbf{T}_{\text{STT},\parallel}$  и  $\mathbf{T}_{\text{STT},\perp}$ :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}] + \frac{\alpha_G}{M_s} \left[ \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right] + \mathbf{T}_{\text{STT}}; \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_{\text{STT}} &= \mathbf{T}_{\text{STT},\parallel} + \mathbf{T}_{\text{STT},\perp} = \\ &= \frac{g\mu_B \varepsilon}{deM_s^2} j_e [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{p}]] + \frac{g\mu_B \varepsilon'}{deM_s^2} j_e [\mathbf{M} \times \mathbf{p}]. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь  $\gamma$  - гиромагнитное отношение,  $\mu_B$  - магнетон Бора,  $g$  - множитель Ланде для электрона,  $d$  - толщина свободного слоя F2,  $e$  - заряд электрона,  $j_e$  - плотность тока, втекающего в F2 из F1 со спиновой поляризацией  $\mathbf{p}$ ,  $\varepsilon = \varepsilon(J_{\text{sd}})$ ,  $\varepsilon' = \varepsilon'(J_{\text{sd}})$  - эффективности спиновой поляризации [23],  $\alpha_G$  -

постоянная затухания Гильберта в F2,  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta W}{\delta \mathbf{M}}$  - эффективное магнитное поле,

действующее на  $\mathbf{M}$  в F2 с плотностью магнитной энергии  $W$ . Первое слагаемое в (1.2) описывает вращение намагниченности  $\mathbf{M}$  вокруг эффективного магнитного поля  $\mathbf{T}_{\text{eff}}$ , а второе слагаемое в правой части уравнения (1.2) релаксацию в F2.

Слагаемые  $\mathbf{T}_{\text{STT},\parallel}$  и  $\mathbf{T}_{\text{STT},\perp}$  в (1.3) характеризуют отрицательное затухание [23] и спиновую инжекцию [29, 34] (вектор  $\mathbf{T}_{\text{STT},\perp}$  перпендикулярен плоскости  $(\mathbf{M}, \mathbf{p})$ ),

соответственно (Рис. 1.1(б)). Как правило [19]  $\varepsilon' \ll \varepsilon$  и вторым слагаемым в (1.3)

можно пренебречь. За счет STT при больших плотностях тока намагниченность  $\mathbf{M}$  либо может перевернуться, т.е. поменять направление на противоположное, либо

может перейти в состояние устойчивой прецессии колебаний (осцилляторное состояние). Осцилляторные свойства таких структур будут рассматриваться ниже

(см. разд. 1.3). Критический ток, при котором происходит потеря устойчивости, оценивается по формуле [19]

$$j_{\text{th}} = \frac{deM_s}{g\mu_B\epsilon} \alpha_G \omega_{\text{FMR}}, \quad (1.4)$$

где  $\omega_{\text{FMR}}$  - частота ферромагнитного резонанса в F2. Для типичных значений физических параметров значения  $j_{\text{th}}$  составляют  $10^8 - 10^9$  А/см<sup>2</sup>. В настоящее время предпринимаются различные попытки снижения пороговой плотности тока с помощью, например, усложнения структуры слоев F1 и F2 [19, 29].

Использовать магнитные диэлектрики с малым затуханием, например ЖИГ, в таких структурах не представляется возможным, т.к. электроны проводимости не распространяются в диэлектриках. Однако, спиновый ток можно создавать и без непосредственного протекания через магнитный материал электрического тока. Далее будут рассматриваться структуры, в которых STT создается за счет спинового эффекта Холла в немагнитном металле с сильным спин-орбитальным взаимодействием.

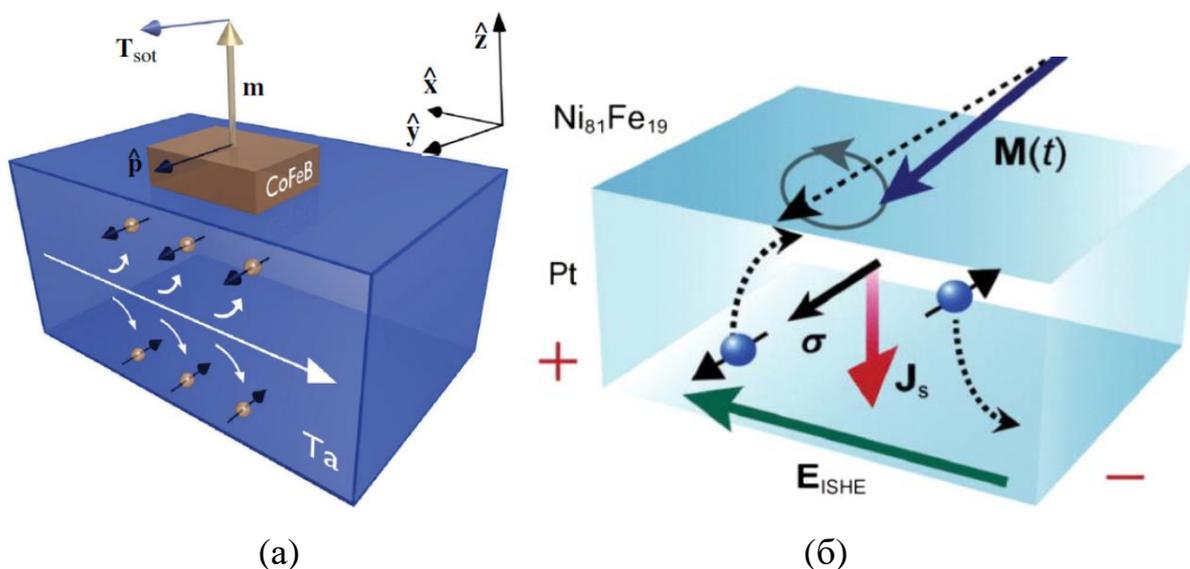
### 1.1.2. Спиновый эффект Холла и спиновая накачка

Возможность пространственного разделения носителей электрического тока в полупроводниках по их спину без магнитного поля была впервые показана М. Дьяконовым и В. Перелем в 1971 г. в [35]. Этот эффект был назван спиновым эффектом Холла [36] (Spin Hall Effect - SHE) и был экспериментально обнаружен в [37]. При протекании электрического тока  $j_e$  через немагнитный металл (Nonmagnetic Metal - NM) с сильным спин-орбитальным взаимодействием (например, Pt, Ta или W) вследствие многократного рассеяния носителей заряда [21] появляется спиновый ток  $j_s$ , перпендикулярный направлению  $j_e$ . Это ведет к накоплению электронов с определенной спиновой ориентацией на противоположных поверхностях проводника. Создаваемый таким образом спиновый ток может переноситься в соседние слои по аналогии с STT и его принято называть моментом, вызванным спин-орбитальным взаимодействием (Spin-Orbit Torque - SOT)  $T_{\text{SOT}}$ . Было проведено большое количество экспериментов по переносу спинового момента за счет SOT в различных

наноструктурах [38–42]. Если соседний слой является магнитным материалом (Рис. 1.2(а)), описываемым вектором намагниченности  $\mathbf{M}$ , то его динамика будет определяться уравнением ЛЛГ вида (1.2), в котором надо заменить  $\mathbf{T}_{\text{STT}}$  на  $\mathbf{T}_{\text{SOT}}$  [20]:

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_{\text{SOT}} &= \mathbf{T}_{\text{SOT},\parallel} + \mathbf{T}_{\text{SOT},\perp} = \\ &= \frac{g\mu_B\eta\theta_{\text{SH}}}{deM_s^2} j_e [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{p}]] + \frac{g\mu_B\eta'\theta_{\text{SH}}}{deM_s^2} j_e [\mathbf{M} \times \mathbf{p}]. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь  $\theta_{\text{SH}}$  - константа, характеризующая степень спинового эффекта Холла в проводнике (спиновый угол Холла) и зависящая от свойств материала: 0.1 для Pt, -0.07 для Ta и -0.14 для W [43],  $\eta, \eta'$  - константы спиновой поляризации.



**Рис.1.2.** (а) Иллюстрация к процессу переноса спинового момента за счет спин орбитального взаимодействия из слоя немагнитного металла Ta в магнитный CoFeB [20] и (б) спиновая накачка из магнитного материала  $Ni_{81}Fe_{19}$  в слой платины Pt [44]. За счет обратного спинового эффекта Холла на противоположных концах Pt возникает разность потенциалов, вызванная преобразованием спинового тока  $j_s$  в электрический с напряженностью  $E_{\text{ISHE}}$ .

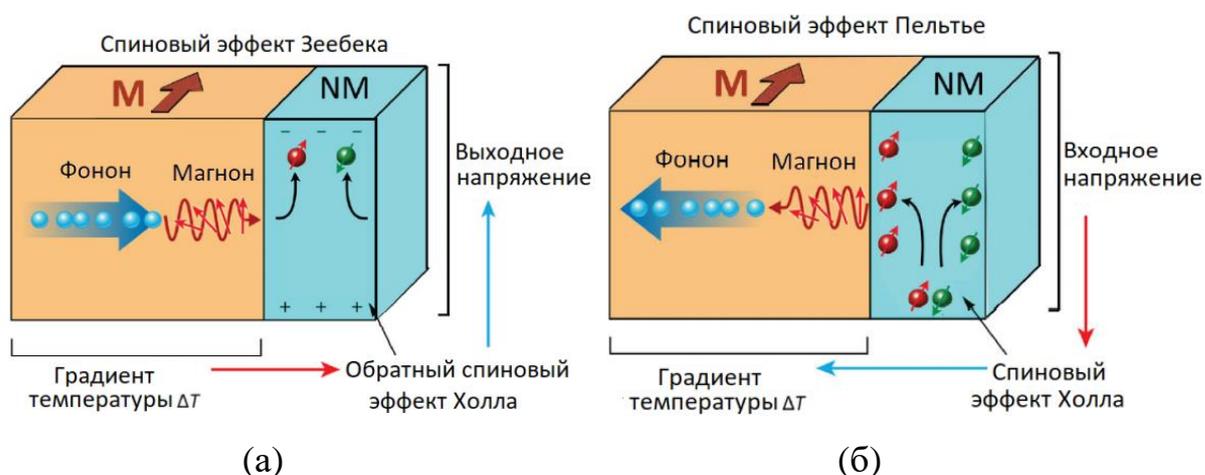
Важным спинтронным эффектом в интерфейсах FM/NM является спиновая накачка, а именно вращение вектора намагниченности в FM слое может

приводить к спиновой аккумуляции на границе с немагнитным металлом и, тем самым, спин-поляризованному току из FM в NM (Рис. 1.2(б)), направленному перпендикулярно плоскости образца (см. подробнее работы [45–49]). За счет наличия спинового тока в немагнитном металле начинает течь электрический ток и возникает разность потенциалов  $V_{SH}$  на разных концах проводника, т.е. возникает обратный спиновый эффект Холла [20]. Отметим, что выходное напряжение имеет как постоянную  $V_{DC}$ , так и переменную  $V_{AC}$  компоненты. Таким образом, имеется механизм конвертации электрического тока в спиновый и наоборот за счет прямого и обратного спиновых эффектов Холла, соответственно. Практическое применение спинового эффекта Холла направлено в первую очередь на управление спиновыми токами в твердотельных микро- и наноструктурах с помощью электрических токов без использования магнитных полей.

### 1.1.3. Тепловые спиновые эффекты

Использование тепловых спиновых эффектов, возникающих в магнетонных наноструктурах образует область, которую принято называть спиновой калоритроникой (Spin Caloritronics). Спиновый эффект Зеебека [50] (Spin Seebeck Effect - SSE) возникает при градиенте температуры вдоль направления намагниченности ферромагнетика (Рис. 1.3(а)) и заключается в разделении электронов проводимости по спинам. При этом градиент температуры обуславливает диффузию электронов с различным направлением спина в направлении понижения электрохимического потенциала, что приводит к скоплению электронов с противоположным направлением спинов в разных по температуре областях ферромагнетика. При этом возможна генерация спинового тока в немагнитный металл с последующим его детектированием с помощью обратного спинового эффекта Холла. Обратным к спиновому эффекту Зеебека можно считать спиновый эффект Пельтье [51] (Spin-Dependent Peltier Effect -

SDPE) (Рис. 1.3(б)), при котором избыточные по отношению к равновесным электроны из немагнитного металла за счет градиента концентрации диффундируют в ферромагнетик (здесь могут быть использованы и магнитные диэлектрики, напр. ЖИГ и АФМ). При этом на границе раздела ФМ/ТМ происходит отток тепла в FM и понижение температуры в NM. Концентрация спин-поляризованных электронов на границе ФМ/ТМ повышается с ростом плотности тока через ТМ, однако рост относительного изменения температуры за счет спинового эффекта Пельтье ограничивается выделением джоулева тепла. На языке квазичастиц в ФМ происходит взаимодействие магнонов, вызванных спиновым током, с фононами, порождая поток тепла и перепад температур. Эффективность спинового эффекта Пельтье приблизительно на порядок ниже соответствующего классического аналога [20]. Тем не менее, предлагаются различные варианты использования тепловых спиновых эффектов для генерации магнонов [52] и создания термоэлектрических устройств [53].

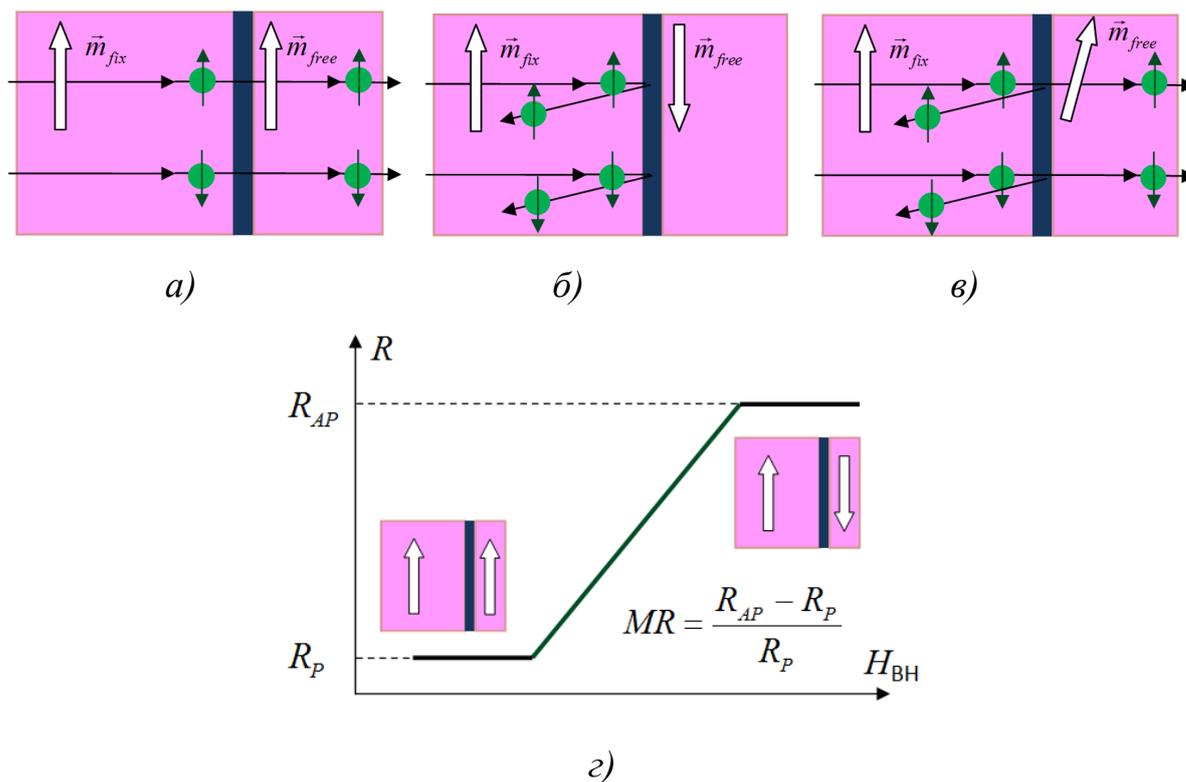


**Рис.1.3.** Иллюстрация к спиновым эффектам Зеебека (а) и Пельтье (б) [20]

#### 1.1.4. Эффект гигантского магнитосопротивления

Эффект гигантского магнитосопротивления (ГМС, *Giant Magnetoresistance*) заключается в существенном возрастании электрического сопротивления наноразмерных образцов, состоящих из магнитных и немагнитных слоев при изменении взаимного направления намагниченности соседних слоев. В основе эффекта лежит рассеяние электронов, зависящее от направления спина. Этот эффект наблюдается в структурах, длина свободного пробега носителей тока в которых сопоставима с толщинами соответствующих слоев. Впервые этот эффект наблюдался в тонких пленках Fe/Cr/Fe [54]. Эффект ГМС изучался в различных тонких пленках, таких как Co/Ru, Co/Cr, Co/Cu.

Для иллюстрации этого эффекта обратимся к рис.1.4, на котором показана зависимость сопротивления образца от угла между намагниченностями слоев (поляризатора и сенсора). На рис.1.4а направления намагниченностей этих слоев одинаковы, вследствие чего сопротивление образца низкое, электроны с обоими направлениями спинов могут проходить через спейсер. На рис.1.4б направления намагниченностей антипараллельные, вследствие чего электронам трудно проходить сквозь спейсер и сопротивление образца будет большим. На рис.1.4в показана промежуточная ситуация, когда вектор намагниченности сенсора несколько отклонен от направления намагниченности поляризатора. В этом случае часть электронов проходит сквозь спейсер, а часть нет и сопротивление образца принимает промежуточное значение. Направления намагниченностей соседних слоев можно менять путем изменения направления вектора внешнего магнитного поля. Качественная зависимость сопротивления образца от величины приложенного магнитного поля показана на рис.1.4г. Здесь низкое сопротивление слоев соответствует параллельному направлению намагниченностей сенсора и поляризатора, а большое сопротивление - антипараллельной.



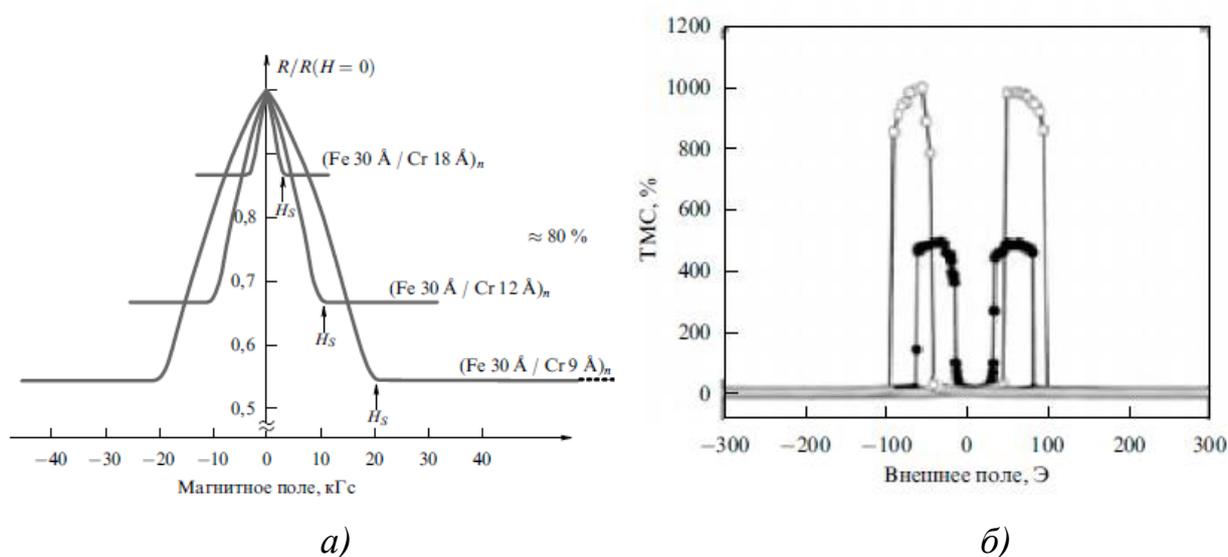
**Рис.1.4.** Зависимость сопротивления магнитного вентиля от угла между намагниченностями ферромагнитных слоев при параллельной (а), антипараллельной (б) и промежуточной конфигурации (в), схематическая зависимость сопротивления (г) от величины напряженности магнитного поля.

На основе эффекта ГМС строятся современные считывающие головки магнитных жестких дисков, магнитная память MRAM, а также магнитные сенсоры. Для оценки ГМС у магнитных вентилях вводится величина

$$MR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}, \quad (1.4)$$

где  $R_{AP}$ ,  $R_P$  - сопротивления магнитного вентиля при антипараллельном и параллельном направлении намагниченностей слоев соответственно. Величина  $MR$  является константой для каждого образца и зависит от материалов, из которых составлены слои, размеров слоев. Для простейших ГМС-образцов  $MR = 0,1 - 10\%$ . Для дальнейшего увеличения величины  $MR$  исследователями было предложено использовать не металлический, а диэлектрический спейсер. В

этом случае электроны будут туннелировать из одного слоя в другой. Такой эффект был назван эффектом туннельного магнитосопротивления (ТМС, *Tunnel Magnetoresistance*). Величина  $MR$  для таких образцов может достигать сотен процентов. Для сравнения на рис.1.5 представлены зависимости величины магнитосопротивления для ГМС и ТМС образцов в зависимости от величины напряженности приложенного магнитного поля. Если для ГМС-образца максимально возможное значение  $MR = 80\%$  и  $100\%$ , то для ТМС  $MR$  достигает  $1000\%$ .



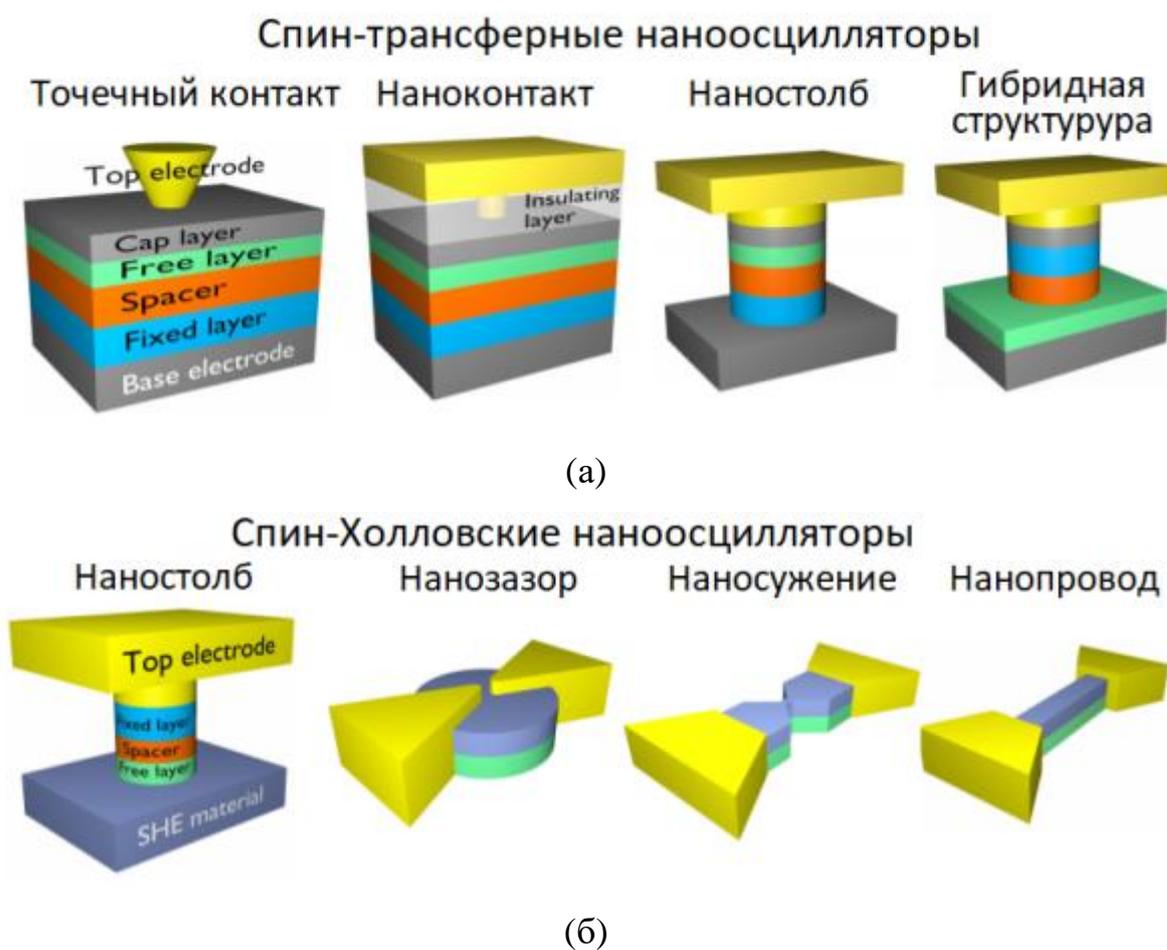
**Рис.1.5.** Первые экспериментальные результаты по наблюдению эффекта ГМС в многослойной пленке  $Fe(3\text{нм})/Cr(0,9\text{нм})$  показали  $MR = 80\%$  (а), высокое значение ТМС, измеренное при комнатных (черные точки) и низких температурах (серые точки) для образцов  $(Co_{25}Fe_{75})_{80}B_{20}(4\text{нм})/MgO(2,1\text{нм})/(Co_{25}Fe_{75})_{80}B_{20}(4,3\text{нм})$  из [53] (б).

## 1.2. Спинтронные осцилляторы и детекторы, содержащие ферро- и антиферромагнетики

Возбуждение колебаний в наноразмерных магнетонных структурах за счет эффекта переноса спинового момента вызывает в последние годы большой интерес в связи с перспективами создания миниатюрных и широко перестраиваемых током микроволновых осцилляторов и детекторов [55, 56]. Были предложены (см. обзор в [56]) две базовые конструкции осцилляторов: т.н. «спин-трансферные наноосцилляторы» (СТНО) и «спин-Холловские наноосцилляторы» (СХНО), основанные на эффекте переноса спинового момента в первом случае из ферромагнетика с закрепленной намагниченностью, а во втором, благодаря спиновому эффекту Холла, из слоя тяжелого металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Далее будем пользоваться общим для таких осцилляторов названием – «спинтронные осцилляторы» (СО). Базовые конструкции таких осцилляторов представлены на Рис.1.5. За счет эффекта переноса спинового момента в ферромагнитный слой может происходить компенсация потерь в системе и прецессия намагниченности в микроволновом диапазоне. Основными недостатками таких осцилляторов являются низкая выходная мощность генерируемых колебаний (от долей пиковатт до сотен микроватт) и большая ширина спектральной линии (десятки мегагерц на частоте в единицы гигагерц). Естественным решением улучшения этих характеристик является синхронизация многих осцилляторов. Ранее исследовалась синхронизация СТНО и СХНО общим током [18, 57–61], спиновыми волнами [62, А31], магнитодипольным взаимодействием [63–66]. В настоящее время наилучшим экспериментальным результатом является синхронизация девяти [57] и шестидесяти четырех [18] СХНО общим током. Подробнее обзор работ по синхронизации СО будет проведен в следующем разделе.

Выходная мощность СО детектируется за счет эффектов гигантского или туннельного магнитосопротивления для СТНО и за счет спинового

сопротивления Холла для СХНО [56]. Теоретически, работа магнанных осцилляторов чаще всего описывается с помощью Гамильтонова формализма [67], при котором от исходного уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта с добавочным членом производят переход к комплексным спин-волновым амплитудам в рабочем ферромагнитном слое. Отметим, что получающиеся уравнения для спин-волновых амплитуд совпадают с укороченными уравнениями для макроскопических осцилляторов ван дер Поля, содержащих регенерацию, затухание и неизохронность (зависимость частоты колебаний от амплитуды).



**Рис.1.6.** Базовые конструкции спин-трансферных наноосцилляторов (а) и спин-Холловских наноосцилляторов (б).

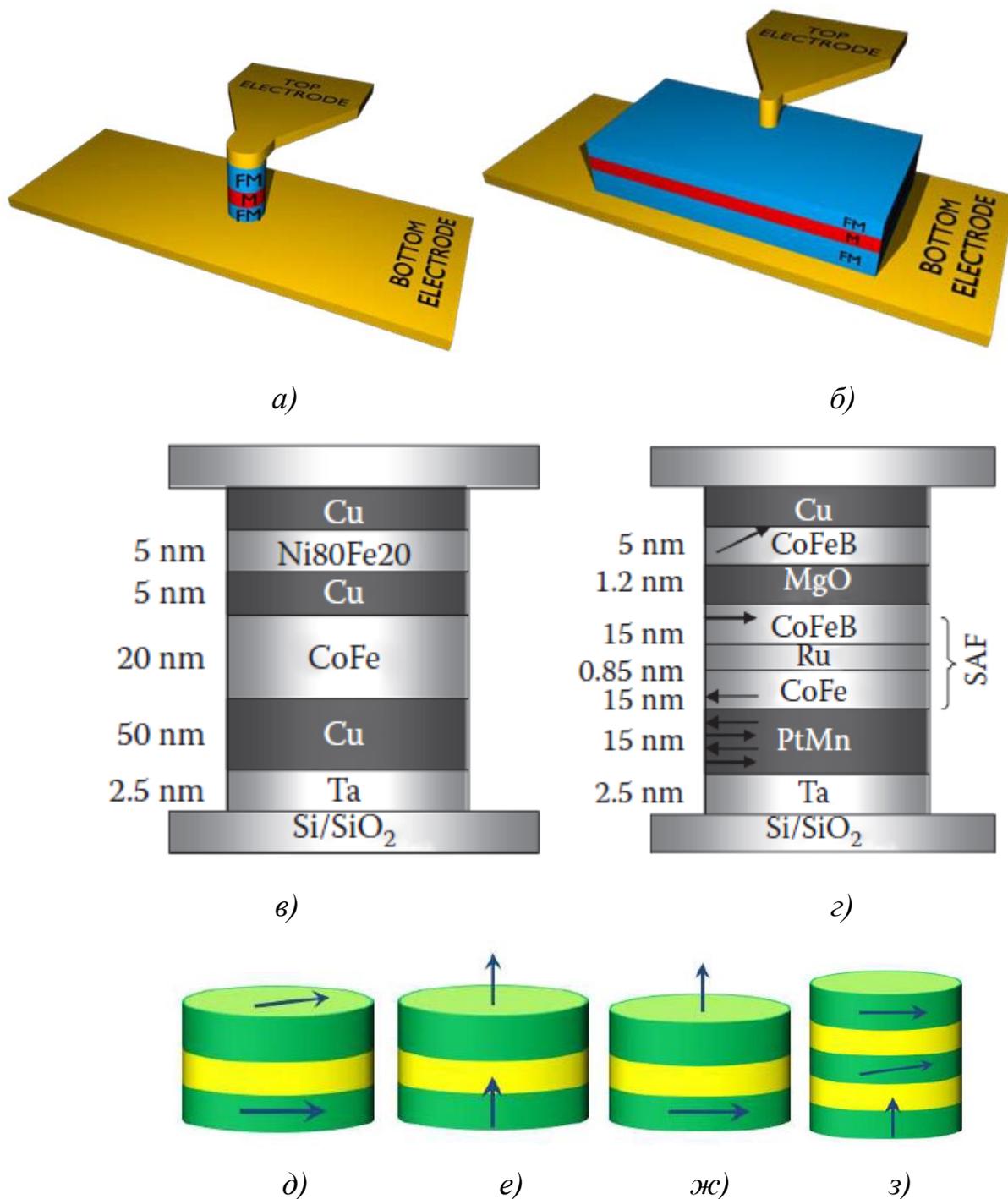
Остановимся кратко на классификации СТНО [54, 55, 68–70]. Принято классифицировать СТНО по типу конструкции, структуре слоев и взаимной

ориентации намагниченностей слоев. На рис.1.7а,б представлены две наиболее широкоупотребительные конструкции СТНО: наностолб и наноконтакт, соответственно. Наностолб может возбуждаться током  $10^6$ - $10^7$  А/см<sup>2</sup>, а наноконтакт током  $10^7$ - $10^8$  А/см<sup>2</sup>. Несмотря на то, что наностолбы возбуждаются [70] при меньших токах, диапазон перестройки частот для наноконтактов существенно выше (для контактов  $6 \times 6$  нм теоретически 300 ГГц) при низкой ширине спектральной линии (до 10 МГц) и высокой добротности (более 20 000). Разница в конструкции СТНО задает и тип связи в ансамбле взаимосвязанных генераторов, поэтому выбор той или иной структуры **существенен**. На этом мы подробно остановимся далее.

Структура слоев, используемая при реальных экспериментах, существенно зависит от решаемой задачи и требуемого диапазона частот. На рис.1.7в,г в качестве примера представлены два СТНО с различной структурой слоев. Схема на рис.1.7г отличается от схемы на рис.1.7в усложненной структурой слоев, позволяющей не использовать внешнее магнитное поле, а фиксация намагниченности в поляризаторе обеспечивается использованием естественных антиферромагнетиков (обычно  $Ir_{20}Mn_{80}$  и  $Pt_{50}Mn_{50}$ ) и искусственных антиферромагнетиков (на рис.4г это  $CoFeB/Ru/CoFe$ ). Также СТНО на рис.1.7в,г отличаются сенсорами: для первого это пермаллой  $Ni_{80}Fe_{20}$ , а для второго это  $CoFeB$ .

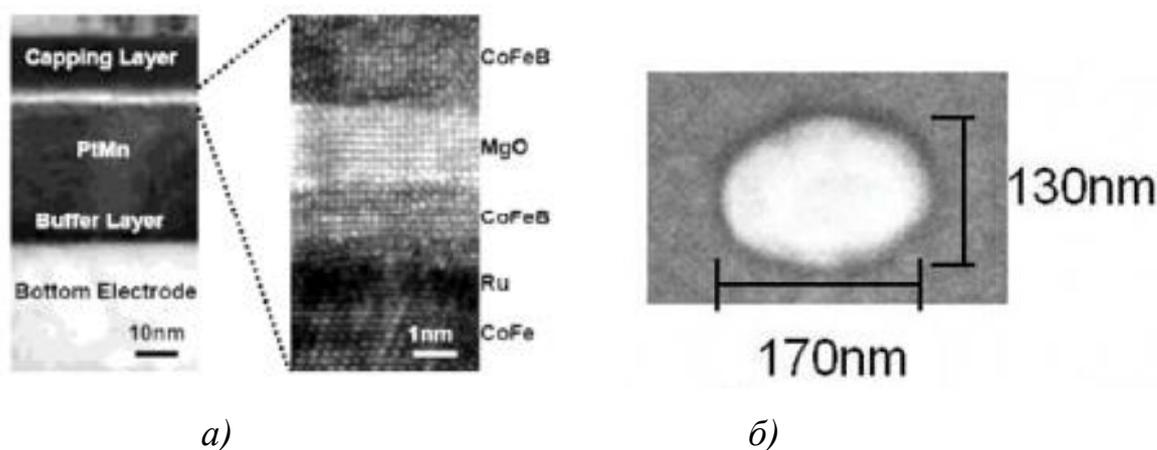
Последний рассматриваемый нами тип классификации СТНО – по взаимной ориентации векторов намагниченности. Наиболее распространенные структуры изображены на рис.1.7д,е, где ориентации намагниченностей сенсора и поляризатора совпадают и находятся **в плоскости** (*in plane*) и **перпендикулярно плоскости** (*perpendicular-perpendicular*) образца. Для увеличения значения магнитосопротивления в некоторых экспериментах используют конфигурацию, когда вектор намагниченности поляризатора ориентирован в плоскости образца, а сенсора – **перпендикулярно** плоскости (*in plane - perpendicular*). О более подробной разнице можно ознакомиться, например, по обзору [69]. Отметим, что

на данный момент начались исследования СТНО с двумя сенсорами (см. рис.1.7з), за счет чего достигают еще большей величины магнетосопротивления [71].



**Рис.1.7.** Классификация СТНО по типу конструкции (а),(б), структуре слоев (в),(г) и взаимной ориентации намагниченностей (д),(е),(ж),(з) [69].

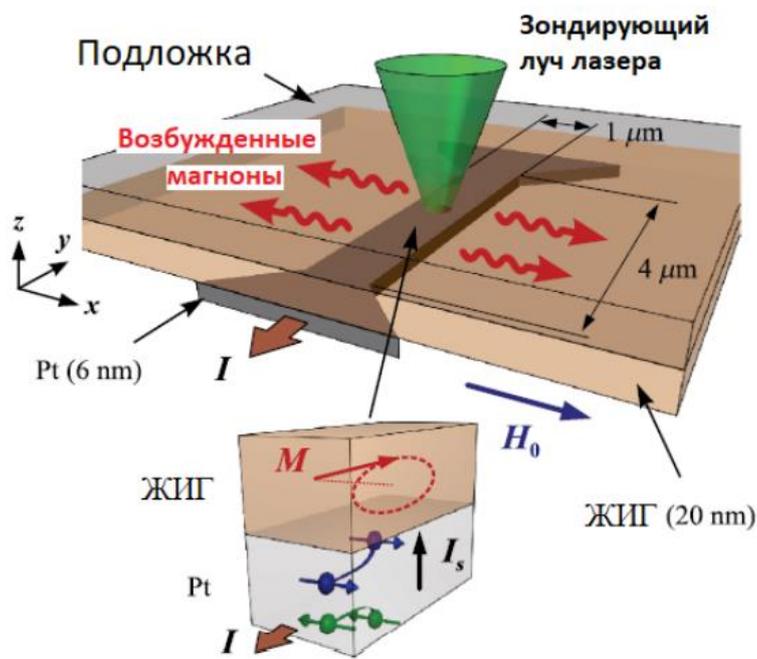
Отметим, в заключение, что технологии создания СТНО, развиваются интенсивно с каждым годом. Для производства современных СТНО используется молекулярно-лучевая эпитаксия, магнетронное напыление и т.д. Производство СТНО относится к самостоятельному направлению спинтроники и представляет собой нетривиальную задачу. Наибольшего успеха в этой области добились научные и технические группы из Японии, США, Франции и Германии. Более подробную информацию о производстве СТНО можно получить из [68, 69]. Для иллюстрации на рис.1.8 представлены фотографии структуры слоев типичного ТМС СТНО и поперечного сечения наностолба, полученные с помощью сканирующей электронной микроскопии. Технологические вопросы производства одного и группы СТНО составляют предмет отдельного детального исследования и выходят за пределы данной работы.



**Рис.1.8.** Фотографии структуры слоев (а) типичного ТМС СТНО и поперечного сечения (б) наностолба, полученные с помощью электронной микроскопии [69].

В последнее время в связи с совершенствованием технологии создания ультратонких пленок ЖИГ с толщиной в десятки нанометров ведутся активные исследования по генерации магнонов в структурах ЖИГ/ТМ [22, 72, 73]. В частности, на Рис.1.9 представлена конструкция магнонного осциллятора, находящегося во внешнем магнитном поле и выполненного на основе двуслойки ЖИГ/ТМ. Было показано экспериментально с помощью Мандельштам-

Бриллюэновской спектроскопии [73], что, пропуская электрический ток через слой Pt, в ЖИГ возникает нескомпенсированный спиновый момент, который приводит к генерации когерентных магнонов.



**Рис.1.9.** Конструкция магнонного осциллятора, выполненного на основе структуры ЖИГ/ТМ [73].

Обратным к генерированию можно считать детектирование микроволновых колебаний с помощью магнонных осцилляторов благодаря спин-диодному эффекту [74]. При пропускании через осциллятор переменного тока или действия переменного электромагнитного поля на его выходе создается постоянное напряжение. Поэтому он может быть использован для детектирования переменных микроволновых сигналов. В первых работах эффективность выпрямления переменного сигнала не превышала 1.4 мВ/мВт [74]. Позднее в [75] была продемонстрирована чувствительность 12000 мВ/мВт при комнатной температуре при пропускании через образец тока смещения. Отметим, что предельная чувствительность промышленно выпускаемых диодов Шоттки не превышает 4000 мВ/мВт. В данный момент ведутся активные исследования в

области вихревых спиновых диодов, предельная чувствительность которых может достигать 40000 мВ/мВт [76].

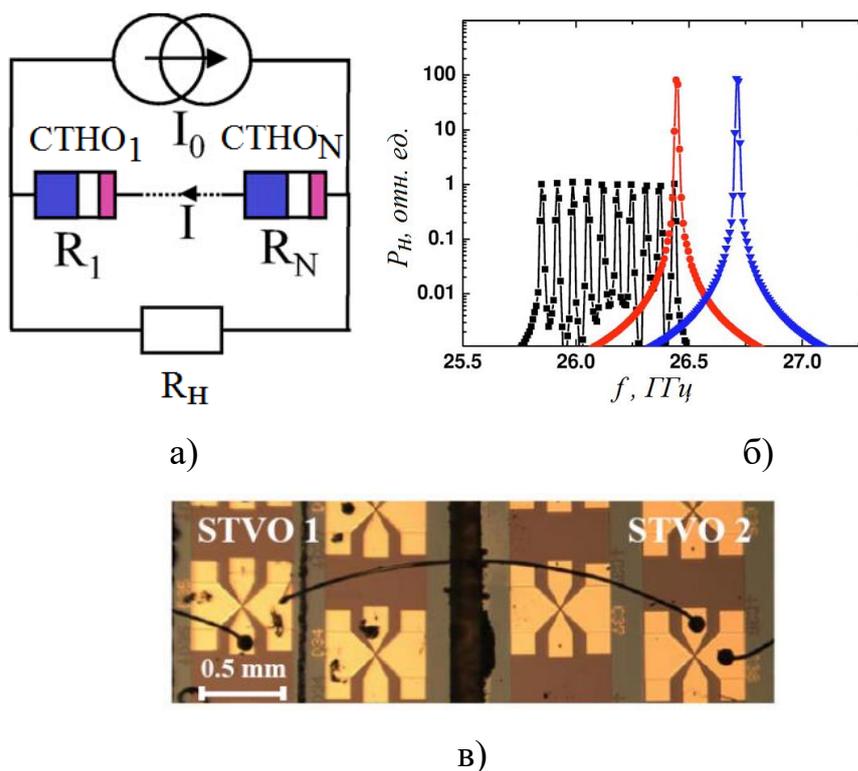
Взаимосинхронизированные ансамбли магнонных осцилляторов и спиновые детекторы могут быть использованы при построении синтезаторов дискретной сетки частот в диапазоне СВЧ [77, А13], спектроанализаторов [78, 79], устройств широкополосной связи [80], а также аппаратно реализованных нейроморфных сетей [81].

### 1.3. Обзор литературы по синхронизации спинтронных осцилляторов

Проблема увеличения мощности выходного сигнала парциального ферромагнитного СО является важнейшей задачей. Поэтому наиболее естественным решением является сложение мощностей нескольких СТНО в общей нагрузке в режиме взаимной синхронизации.

Первая работа, в которой был предложен принцип фазовой синхронизации в ансамбле СО для когерентного сложения их мощностей, была написана [58] А. Фертом, Дж. Гроллиер и В. Крос. Эта работа носила теоретический характер и в ней был предложен механизм взаимодействия СТНО за счет общего микроволнового тока, протекающего через ансамбль. Причем технологически такая связь осуществлялась не в наноразмере, а фактически в макроразмере, т.е. соединялись макроскопические выводы каждого СТНО в составе ансамбля. Такой эксперимент был реализован в работе [82] для вихревых СТНО (для которых не требуется внешнее магнитное поле), а соответствующая фотография представлена на рис.1.10в. Понятно, что такая макроскопическая связь реально не решала проблему увеличения мощности генераторов на базе СТНО из-за потерь и малой эффективности такой схемы. В этой же работе [58] ошибочно было показано (рис.1.10б), что мощность  $N$  генераторов увеличивается как  $N^2$  при неизменном источнике поступления энергии, что реально не может быть реализовано.

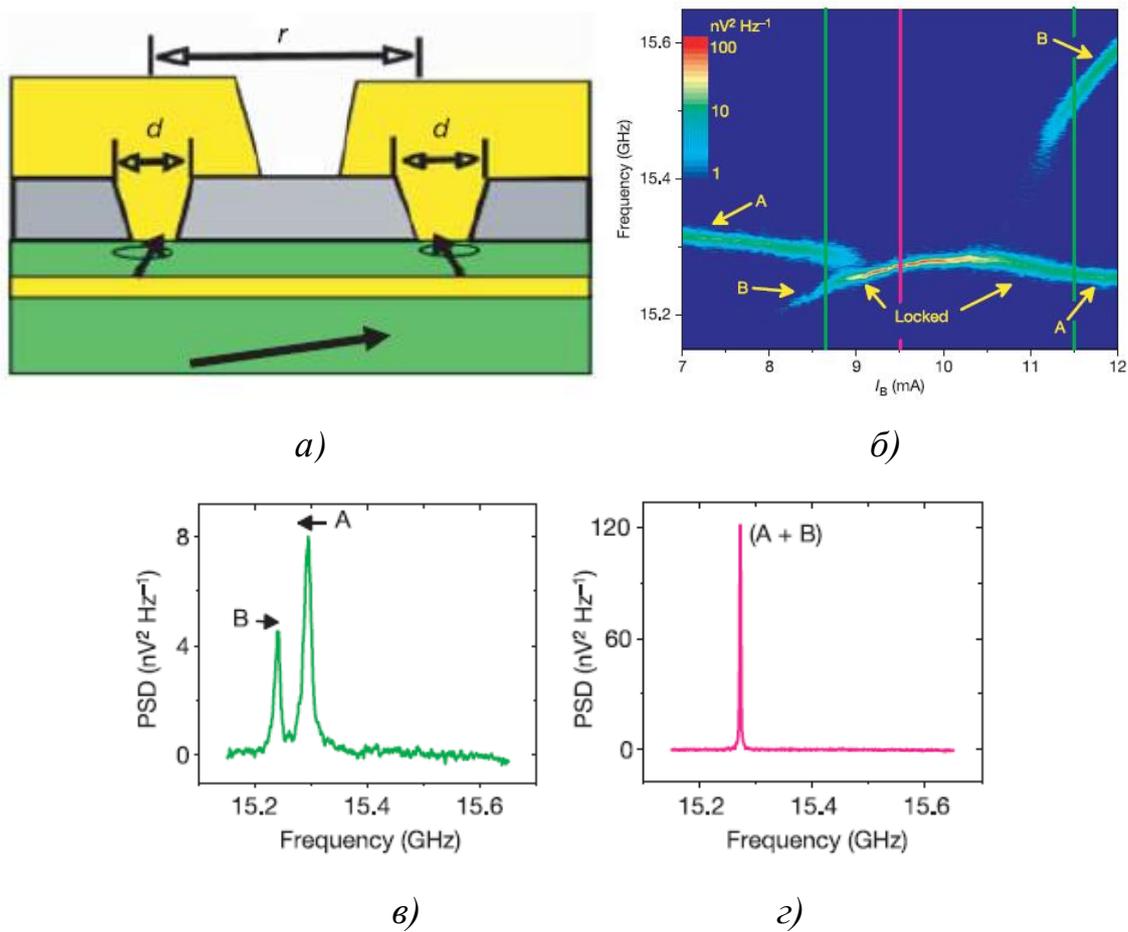
В следующей работе тех же авторов [59], была аналитически подсчитана мощность на нагрузке для такого механизма связи СО и показано, что в обеих схемах максимально возможное увеличение мощности может быть в  $N$  раз по сравнению с единичным генератором. Что реально может быть достижимо при определенных условиях на согласование и фазирование генераторов для небольшого количества генераторов (например использование мостовых схем для небольшого количестве генераторов). Однако, для большого числа генераторов (в работах [58], [59] говорилось о 100 источниках) использование мостовых схем и других искусственных систем согласования, суммирования и распределения мощности на практике невозможно. Данные вопросы в литературе по СО практически не обсуждались. Также предполагалось, что генераторы полностью идентичны по параметрам, но имеют слегка разнесенные частоты в несвязанном случае (см. рис.1.10б), что также на практике трудно реализовать [69].



**Рис.1.10.** Схема связи цепочки СО за счет общего микроволнового тока (а); график, показывающий увеличение мощности ансамбля (б) по сравнению с парциальными СО слегка расстроенными по частоте (из работы [58]), а также пример технологической связи (в) двух СО общим током из [82].

Одним из недостатков данного типа связи (через общий ток), в котором связь между СО фактически происходит не в наномасштабе, а в макроразмере, являются заметные емкостные потери в контактах. При этом влияние нагрузки на режим работы каждого СО весьма значительно, что при выходе из строя лишь одного из генераторов может привести к выходу ансамбля из рабочего режима, если исходно ансамбль был настроен на оптимальный режим по сложению мощностей. Постепенно стало понятно [69, 70], что напрямую использование данного механизма связи для создания больших ансамблей СО неприемлемо. Некоторые последние теоретические результаты в данном методе синхронизации СТНО представлены в работе А. Славина и Тиберкевича [85] по связи ансамбля с резонансной нагрузкой, а экспериментальные в группе Thales А. Ферта [82] по внешней синхронизации двух связанных СО внешним гармоническим током. Фактически механизм связи за счет общего тока относится к **нелокальным** (не зависящим от расстояния между генераторами) механизмам связи. Параллельно с ним американской группой NIST в составе S.Kaka, M. Puffal, W. Rippard, T. Silva, S. Russek, J. Katine, а также группой F.V. Mancoff, N.D. Rizzo, B.N. Tengel, S. Tehrani экспериментально был предложен [62, 84] **локальный** (существенно зависящий от расстояния между генераторами) механизм связи между СТНО за счет спиновых волн, распространяющихся в общем ферромагнитном слое. Оба генератора выполнены по типу наноконтактов, где намагниченность поляризатора фиксировалась в плоскости образца, а колебания намагниченности в сенсоре возникают по оси образца.

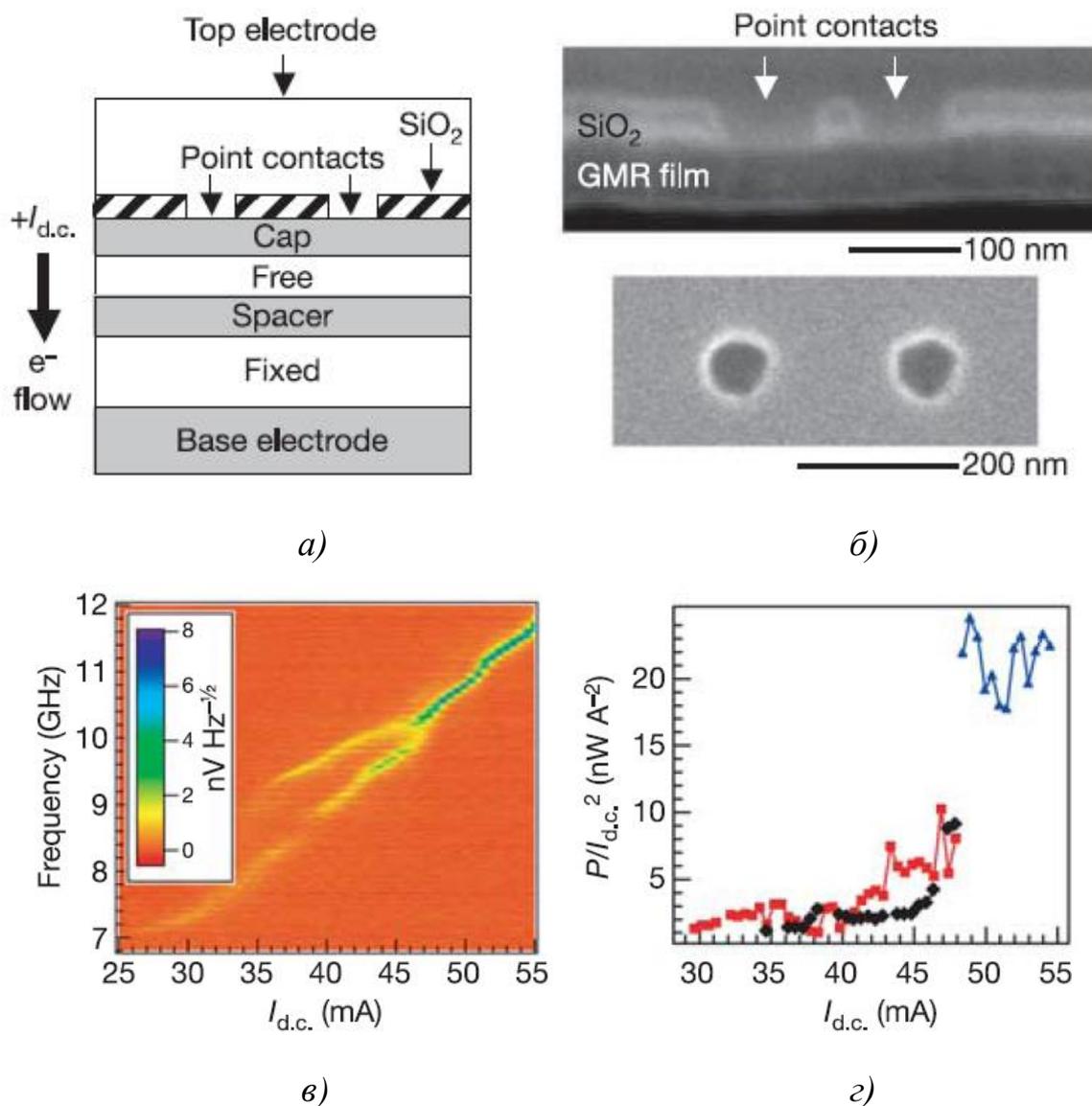
Схема связи двух СТНО из работы [62] представлена на рис.1.11а. Экспериментально в этой работе наблюдался эффект фазовой синхронизации (см.рис.1.11б), а также когерентного сложения мощностей в общей нагрузке при



**Рис.1.11.** Схема связи двух СО за счет спиновых волн, распространяющихся в общем ферромагнитном слое (а), регулировочная характеристика, на которой представлена полоса синхронизма (б) и спектральная плотность мощности для парциальных генераторов вне полосы синхронизма (в) и взаимосинхронизированных (из работы [62]).

одинаковом токе, протекающем через оба образца (см.рис.1.11в-г). Предполагалось, что оба контакта идентичные (40 нм в диаметре) и располагались на расстоянии 500 нм, ток через первый фиксировался на 8 мА, а ток через второй контакт менялся. На рис.1.11в представлена спектральная плотность мощности двух СО вне полосы синхронизма. Отметим, что реальные показатели по мощности здесь были единицы пиковатт на частотах от 7 до 12 ГГц, что чрезвычайно мало. Целью эксперимента было показать сам факт эффекта фазовой синхронизации за счет данного механизма связи. На рис.1.11г показана

спектральная плотность мощности выходного сигнала в нагрузке в режиме фазовой синхронизации. Видно, что ширина спектральной линии для выходного сигнала существенно меньше, чем для парциальных СО вне полосы синхронизма.



**Рис.1.12.** Схема связи двух спин-волновых СО (а) и микрофотографии контактов (б), регулировочная характеристика (в): зависимость: частота генерации - приложенный ток и зависимость мощности выходного СВЧ-сигнала от изменения тока (г) [62].

Аналогичные результаты для другой структуры слоев представлены в работе [84]. Схема и микрофотография слоев показана на рис.1.12а-б, регулировочная характеристика – зависимость частоты генерации СВЧ-сигнала всей структурой от общего приложенного тока показана на рис.1.12в. На нем видно, что при токе больше 45-46 мА оба генератора имеют совпадающую частоту генерации (т.е. наблюдается режим фазовой синхронизации). При этом мощность выходного сигнала складывается от обоих генераторов практически без потерь в 2 раза (см. рис.1.12г). Более подробно этот механизм связи экспериментально изучался в работе [85]. Механизм связи за счет спиновых волн между СО на данный момент относится к наиболее актуальным для построения ансамблей, в том числе и в схеме спин-Холловского типа. Отметим, что экспериментальных работ по исследованию больших ансамблей СТНО, связанных за счет данного механизма, пока проведено не было. Во всех экспериментах [62, 84, 85] предполагалось, что связь с нагрузкой осуществляется с помощью специальной мостовой схемы, а также используются специальные фазовращатели и усилители выходных сигналов.

Первые теоретические работы, в которых разработан приближенный математический анализ процессов в СТНО, был дан независимо в работах А. Славина и В. Тиберкевича [86] и научным коллективом S. Rezende et al [87]. В этих работах на основе модели для комплексной амплитуды спиновой волны (аналог рассматриваемых ниже укороченных уравнений) были рассчитаны константы связи, необходимые для количественной оценки взаимодействия между генераторами, за счет спиновых волн и теоретически рассчитана полоса синхронизма ансамбля из двух СТНО. Отметим, что для данного типа геометрии связи (рис.1.11, 1.12) взаимодействие за счет спиновых волн не является единственным! На расстояниях менее 150 нм и более 1600 нм доминирующим является магнетодипольное взаимодействие, что также может быть описано в терминах комплексных амплитуд, но с другой константой взаимодействия. Далее спин-волновой механизм связи изучался с помощью микромагнитного

моделирования [88], а различные теоретические вопросы, такие как внешняя синхронизация и шумовые свойства данной схемы обсуждались в работах [70, 86, 89, 90]. На данный момент для СТНО данный механизм связи считается наиболее перспективным [70] в силу того, что взаимодействие между генераторами происходит непосредственно в наномасштабе в отличие от связи общим током. Однако, в литературе по СТНО вопросы, связанные с построением ансамблей с помощью спин-волнового механизма связи, практически не рассматривались. Можно упомянуть в связи с этим обзор [70], в котором предлагалось использовать для описания процессов в больших ансамблях подход Курамото. Однако, как было сказано ранее, этот подход является чересчур идеализированным и не позволяет исследовать всевозможные нелинейные режимы данной схемы.

Отметим, что основные теоретические результаты, полученные в работах [70, 86, 87], основаны на предположении о полной идентичности СТНО по всем управляющим параметрам, а также об отсутствии влияния нагрузки на работу схемы. Подобные предположения на практике не выполняются по технологическим причинам.

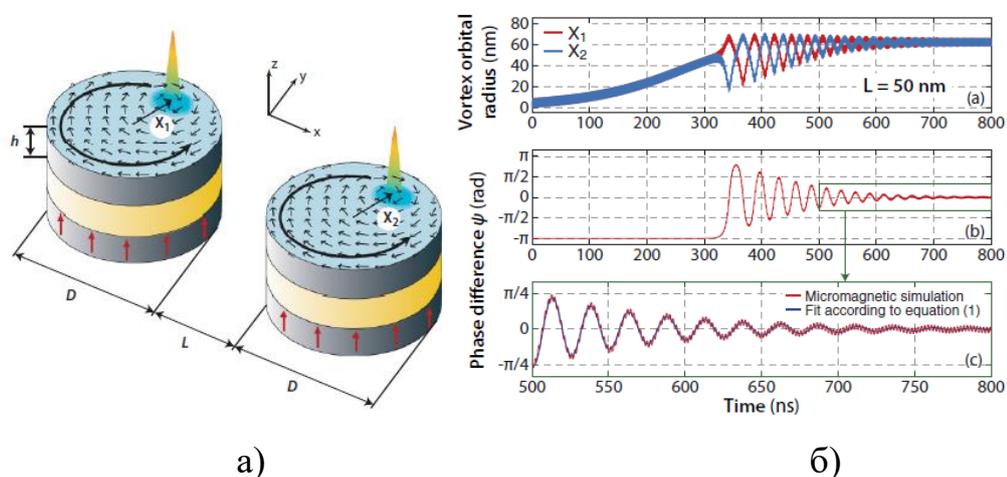
Выделим основной круг вопросов по синхронизации двух СТНО за счет спин-волнового механизма связи, не исследованный на данный момент в мировой литературе:

1. Учет существенной неидентичности в размерах генераторов и ее влияние на динамические режимы ансамбля;
2. Определение критического расстояния между существенно различающимися СТНО, при котором происходит срыв взаимной синхронизации;
3. Влияние отказов одного из генераторов на процессы в системе;
4. Отыскание оптимального метода съема мощности в общую нагрузку и вид энергетических характеристик системы существенно неидентичных СТНО;
5. Влияние задержки в распространении спиновых волн на режимы работы системы;

6. Влияние неизохронности автоколебаний на полосу синхронизма системы связанных СТНО.

При переходе к большим ансамблям ситуация существенно усложняется, поскольку решение задачи о нахождении всех возможных мод колебаний и их устойчивости представляет значительные трудности даже для небольшого числа генераторов (напр. 5,6). Основной проблемой при построении больших ансамблей является существование большого количества различных мод (равную количеству генераторов), возможных в системе и возможным переходам между модами.

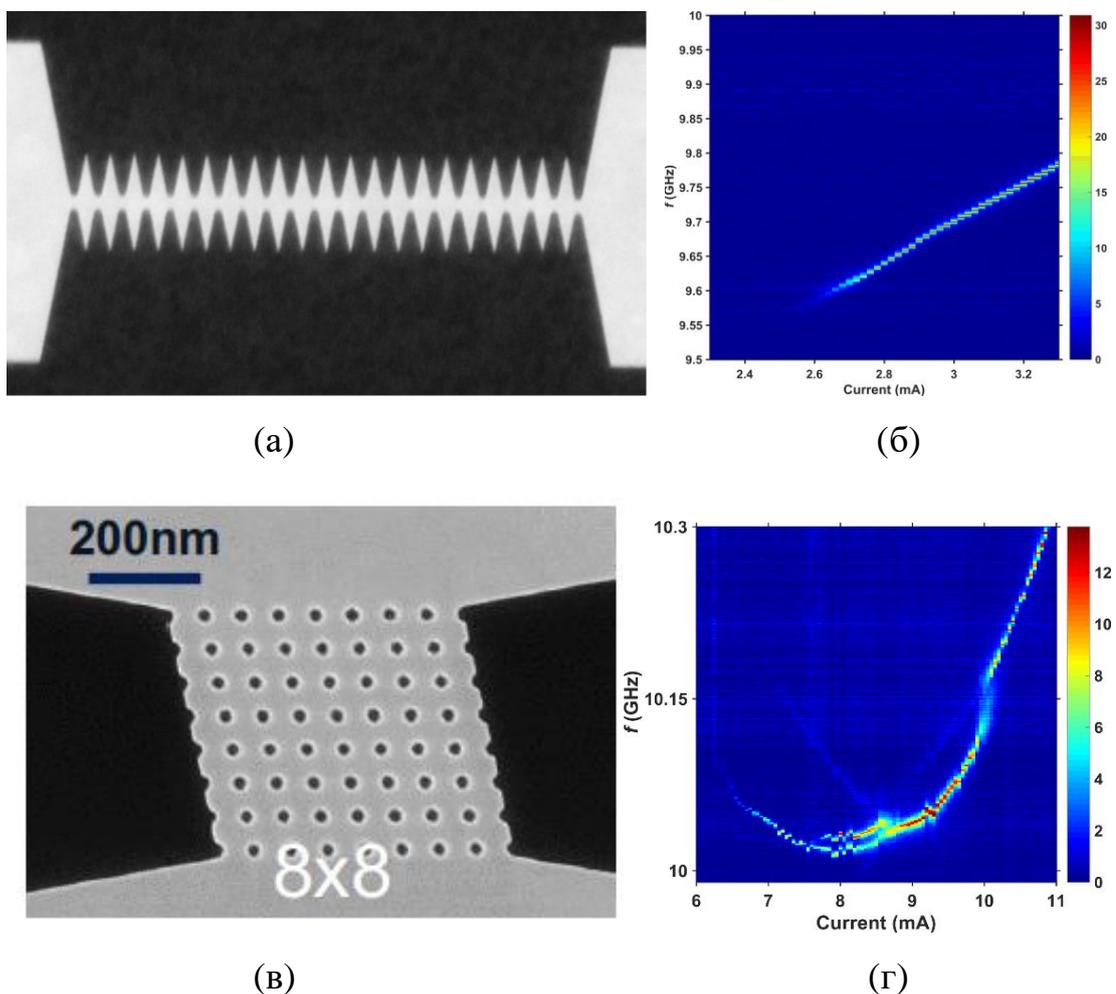
Отметим также работы по синхронизации вихревых СТНО, для которых не используется внешнее магнитное поле, а колебания происходят на гиротропной моде (до 1-2 ГГц). Для вихревых СТНО единственным локальным механизмом связи является магнетодипольный механизм связи. Константы взаимодействия для данного механизма связи для одинаковых СТНО были подсчитаны в работе [64]. Соответствующая схема связи представлена на рис.1.13а, а динамические процессы в этой схеме на рис.1.13б.



**Рис.1.13.** Схема связи двух вихревых СТНО за счет магнетодипольного взаимодействия (а) и динамические процессы (б) для расстояния в 50 нм между ними [64].

Параллельно с исследованием взаимной синхронизации СТНО были получены оптимистичные результаты по взаимной синхронизации СХНО группой

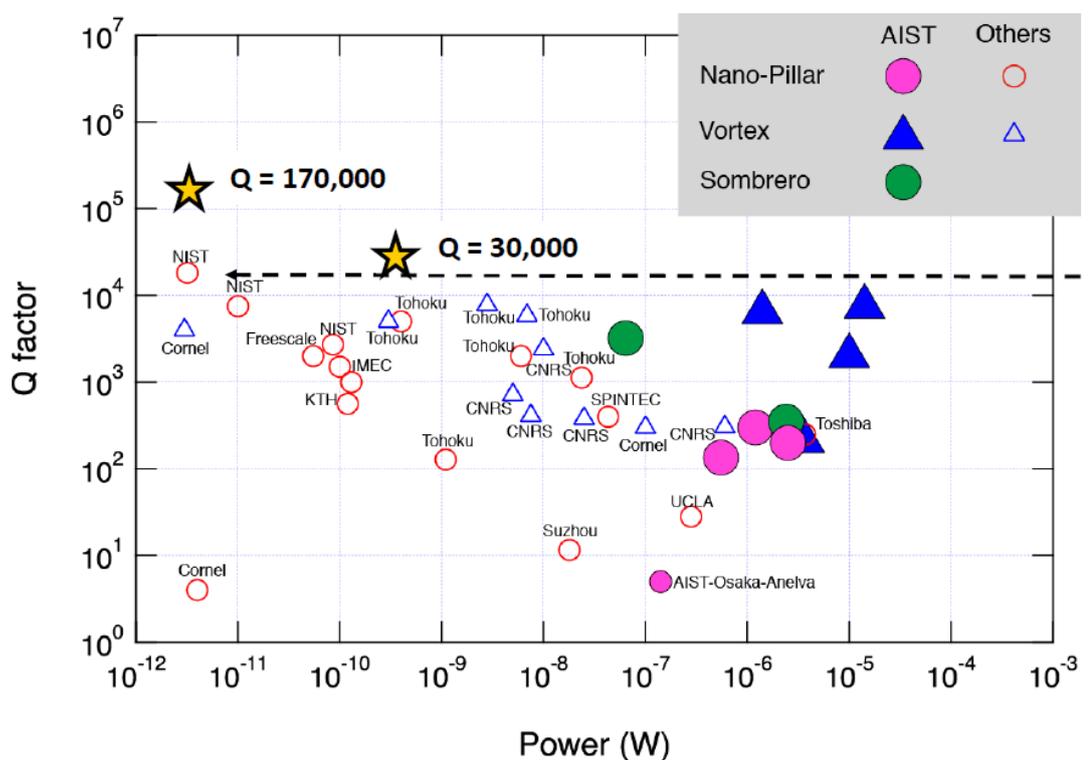
под руководством J. Askerman. В частности, на рис.1.14 показаны фотографии ансамблей в виде линейки из 21 и двумерной решетки из 64 СХНО [194]. Было показано, что при достаточно высокой плотности тока (выше порога возбуждения автоколебаний) наблюдается вначале режим с несколькими модами колебаний, а при превышении порога, то есть достаточно большой поступающей энергии в систему СХНО начинают работать синхронно на некоторой средней частоте. Теоретического исследования по определению частоты и мощности автоколебаний в синхронном режиме не было проведено.



**Рис.1.14.** Фотографии линейки из 21 (а) и решетки из 64 (б) взаимосвязанных СХНО и соответствующие им зависимости частот колебаний (в), (г) в зависимости от величины постоянного тока, протекающего через слой ТМ [194].

На рис.1.15 представлена диаграмма, показывающая наилучшие на 2021 год показатели СО по добротности колебаний и выходной мощности. В частности, наилучшие показатели по добротности в 170 000 и 30 000 соответствуют мощности в 50 пВт и 0.5 нВт, что, конечно, не позволяет использовать СТНО для потенциальных приложений. Наилучшие показатели по мощности в 10 мкВт и добротности 10 000 были достигнуты для вихревого СТНО без внешнего магнитного поля.

Подводя итог, можно резюмировать, что использование СО для потенциальных приложений, как задающих генераторов СВЧ колебаний может быть достигнуто только при объединении осцилляторов в ансамбли при оптимизации структуры: геометрии, типе осциллятора, структуре слоев, методе съема энергии, выборе способа связи осцилляторов.



**Рис.1.15.** Диаграмма, показывающая наилучшие на сегодняшний день показатели СО по добротности колебаний и выходной мощности [194].

#### **1.4. Перспективы применения антиферромагнетиков в устройствах терагерцевой электроники**

Частоты осцилляций, возникающих в магнонных осцилляторах, рассмотренных в предыдущих двух параграфах, пропорциональны эффективному магнитному полю, включающему в себя внешнее поле, поле анизотропии и магнитостатическое поле, и могут достигать величин в десятки гигагерц. Однако требования к увеличению рабочих частот магнитоэлектронных и спинтронных элементов и приборов инициировали серьезные фундаментальные исследования в области ферро- и антиферромагнитной (АФМ) спинтроники и магноники. Спиновые волны в магнитных материалах могут существовать в широком диапазоне частот от мегагерц (МГц) до сотен терагерц (ТГц) [11, 91, 92]. Частота спиновых волн (магнонов), соответственно, и скорость, сильно влияют на характеристики магнонных устройств. Использование терагерцевого диапазона частот в устройствах магноники для генерации, детектирования сигналов и сверхбыстрых устройств обработки информации, требует развития технологии создания материалов и методов эффективного возбуждения магнонов в ТГц диапазоне. Исследования направлены на низкоэнергетические средства возбуждения, манипуляции и обнаружения магнонов в нанометровом масштабе, которые, в свою очередь, могут иметь большой потенциал для вычислительных приложений. Рассмотрим кратко методы возбуждения ТГц магнонов в АФМ с помощью оптических импульсов и спиновых токов.

##### **1.4.1. Возбуждение магнонов в АФМ оптическими импульсами**

С экспериментальной точки зрения, сверхбыстрая динамика АФМ по-прежнему остается интригующим вопросом [93]. Данная проблема является нетривиальной, поскольку не существует простого метода для манипулирования и

детектирования спинов в АФМ. Необходимо найти механизм, который бы отклонял магнитные моменты АФМ на временах порядка единиц фемтосекунд. Учитывая, что частоты АФМ-резонанса лежат в диапазоне от 100 ГГц до единиц ТГц, непосредственное манипулирование спинами в АФМ представляет собой практическую проблему. По этой причине обычно используются полностью оптические методы, в которых задействованы фемтосекундные лазерные импульсы как для импульсного возбуждения динамики АФМ, так и для ее обнаружения во временной области. Хотя технически это и похоже на экспериментальные схемы, используемые для исследования ФМ-материалов, отсутствие суммарного магнитного момента ограничивает возможности использования внешнего магнитного поля в процессе возбуждения. Поэтому необходимо полагаться на прямые механизмы, связывающие импульс возбуждения либо с параметром порядка АФМ либо с магнитокристаллической анизотропией материала.

Что касается прямого механизма первого типа, то было показано, что обратные оптомагнитные эффекты эффективно возбуждают динамику спинов АФМ в различных магнитных оксидах. В этом случае свет с круговой поляризацией с компонентой электрического поля  $E(\omega)$  действует на намагниченность, как эффективное магнитное поле  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ , направленное вдоль волнового вектора света:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}(0) = \alpha [\mathbf{E}(\omega) \times \mathbf{E}^*(\omega)]. \quad (1.5)$$

Отсюда следует, что право- и левополяризованные волны должны действовать на намагниченность, как магнитные поля противоположного знака. В скошенных АФМ, таких как орторомбические ортоферриты, наличие взаимодействия Дзялошинского – Мории и возникающего слабого магнитного момента делает возможным прямое возбуждение посредством обратного эффекта Фарадея. Пример возбуждения как квази-ФМ, так и квази-АФМ мод магнонов был продемонстрирован для скошенного антиферромагнетика  $\text{DyFeO}_3$  в работе [94].

Параметр  $\alpha$  в (1.5) является константой, которая определяет магнитооптический отклик образца, такой как, например, эффект Фарадея. Поэтому появление эффективного поля называется обратным эффектом Фарадея (ОЭФ). На микроскопическом уровне ОЭФ описывается, как вынужденное импульсное комбинационное рассеяние на магнонах, где спины переворачиваются из-за спин-орбитальной связи в виртуально-возбужденном состоянии. В случае ультракоротких импульсов этому процессу способствует их большая полоса пропускания: частоты смещенных магнонов всегда присутствуют во входящей волне и, таким образом, усиливают возбуждение. Кроме того, число фононов в этом процессе не изменяется, что делает ОЭФ действительно нетепловым эффектом.

В отсутствие взаимодействия Дзялошинского–Мории и скошенной антиферромагнитной структуры, эффективного поля в (1.5) не достаточно в качестве источника внешнего возбуждения из-за отсутствия ненулевого магнитного момента в основном состоянии.

Понижение кристаллографической симметрии позволяет учитывать помимо обратного эффекта Фарадея и такие эффекты более высокого порядка, как обратный эффект Коттона – Мутона [95]. В этом случае линейно поляризованный свет, не имеющий углового момента, также может возбуждать динамику АФМ. Такого рода возбуждение сильно зависит от симметрии кристаллической и магнитной структуры, а также геометрии экспериментов [96] и в некоторых случаях может превышать величину ОЭФ на несколько порядков, как это наблюдается в монокристаллах антиферромагнитного NiO [97].

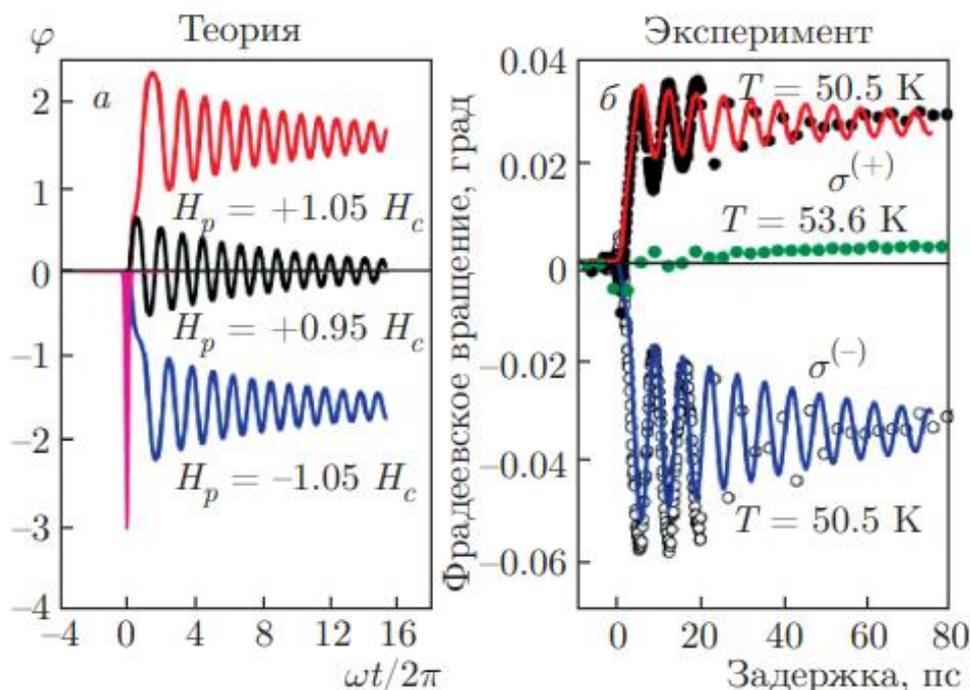
С другой стороны, новшества ТГц-технологии позволили генерировать очень короткие, вплоть до субпикосекундного диапазона, одноцикловые импульсы электромагнитного излучения. Магнитное поле этих импульсов достаточно сильное, чтобы можно было непосредственно возбуждать динамические процессы в АФМ. Эффективная полоса пропускания этого излучения очень велика. Тем не

менее, возбуждение может быть очень эффективным, позволяя возбуждать и обнаруживать нелинейную динамику АФМ мод [98].

Несмотря на то, что продолжительность возбуждения намного короче периода прецессии, в системе накапливается определенная «кинетическая энергия», так что спины продолжают двигаться в направлении, заданном возбуждающим импульсом, длительное время после того, как импульс покинул систему. В скошенном АФМ  $\text{HoFeO}_3$  взаимодействие Дзялошинского – Мории и результирующая намагниченность позволяют эффективному полю ОЭФ управлять динамикой. С другой стороны, в области температур 38–58 К магнитная система  $\text{HoFeO}_3$  характеризуется двумя минимумами термодинамического потенциала. Переход между соответствующими состояниями является фазовым переходом первого рода и, таким образом, может быть достигнут путем применения эффективного поля ОЭФ. Это можно увидеть на рис. 1.16, где показано переключение фаз в зависимости от спиральности света [89].

Этот механизм переключения спинов, основанный на инерции спиновой системы в АФМ, в принципе позволяет запускать запись одного бита информации, используя чрезвычайно короткие импульсы магнитного поля. Такой инерционный механизм магнитной записи открывает новые возможности для последовательной записи большого количества данных, например, для реализации трехмерных дисплеев и многих других приложений, где достижение конечной скорости адресации одного бита чрезвычайно важно, тогда как фактическое переключение одного бита между двумя состояниями может происходить в гораздо более медленном масштабе времени. Однако конечной целью всей области динамики намагниченности является полностью оптическое переключение магнитного порядка между его (мета) стабильными состояниями, показанное ранее для ФМ [100]. В случае АФМ эта цель еще не достигнута, хотя некоторые разработки в этом направлении выглядят многообещающими. Решение этой проблемы можно найти в магнитокристаллической анизотропии.

Действительно, быстрое изменение этой анизотропии через спин-решеточное взаимодействие может привести к переориентации спинов. Такое изменение анизотропии, в свою очередь, может быть вызвано коротким фемтосекундным лазерным импульсом в материале с сильной зависящей от температуры анизотропией.



**Рис.1.16.** Теоретическая и экспериментальная демонстрация инерционного переключения спина в  $\text{HoFeO}_3$ . а) В расчетах предполагается, что переориентация инициируется импульсом магнитного поля Гаусса с длительностью 100 фс,  $H_c$  — критическое поле, необходимое для перехода. б) В эксперименте эффективные магнитные поля вдоль оси z генерировались лазерными импульсами с правой и левой циркулярной поляризацией посредством обратного эффекта Фарадея. График, полученный при  $T = 53.6$  К для левоциркулярно поляризованного насоса, показан зелеными точками и показывает, что за пределами диапазона от 38 до 52 К никакого переключения спина, управляемого инерцией, не наблюдается [89].

Таким образом, было показано, что если индуцированный температурой спин-переориентационный фазовый переход инициируется лазерным импульсом, движение спинов в направлении нового равновесия происходит на два порядка быстрее, чем в ферромагнетиках [101].

В целом спектроскопия во временной области терагерцевых магнитных резонансов в ортоферритах показывает, что наблюдаемые спектры не могут быть описаны без учета распространения электромагнитных волн. Вместо одного пика в спектрах наблюдаются два пика с частотами чуть ниже и чуть выше частоты магнитного резонанса. Наши результаты имеют значение для нескольких областей магнетизма, включая терагерцевую магнонику и спектроскопию электромагнонов.

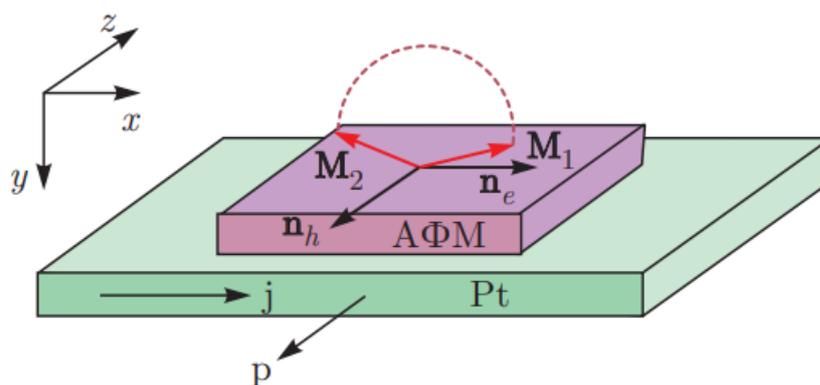
### **1.4.2. Возбуждение магнонов в АФМ электрическим током**

Большинство применений АФМ в спинтронике до последних лет ограничивалось [1] использованием их в качестве буферных слоев для фиксации намагниченности в спиновых вентилях (например, на эффекте гигантского магнитосопротивления). Возможность создания спиновых вентилях на основе только АФМ (т. е. два и более рабочих слоев АФМ) обсуждалась и анализировалась в ряде работ (см. подробнее обзоры [11, 102–104]). Оказалось [1], что для АФМ присущи явления переноса спина, спиновой накачки, анизотропного магнитосопротивления, так же как и для ФМ-структур. Однако, в отличие от ФМ, перечисленные выше эффекты за счет «обменного усиления» могут наблюдаться в АФМ без применения внешних постоянных магнитных полей. А поскольку резонансные частоты АФМ лежат в терагерцевом диапазоне частот, можно реализовать сверхбыструю память, управляемую как оптически, так и электронно (током), а также устройства генерации, приема и обработки сигналов.

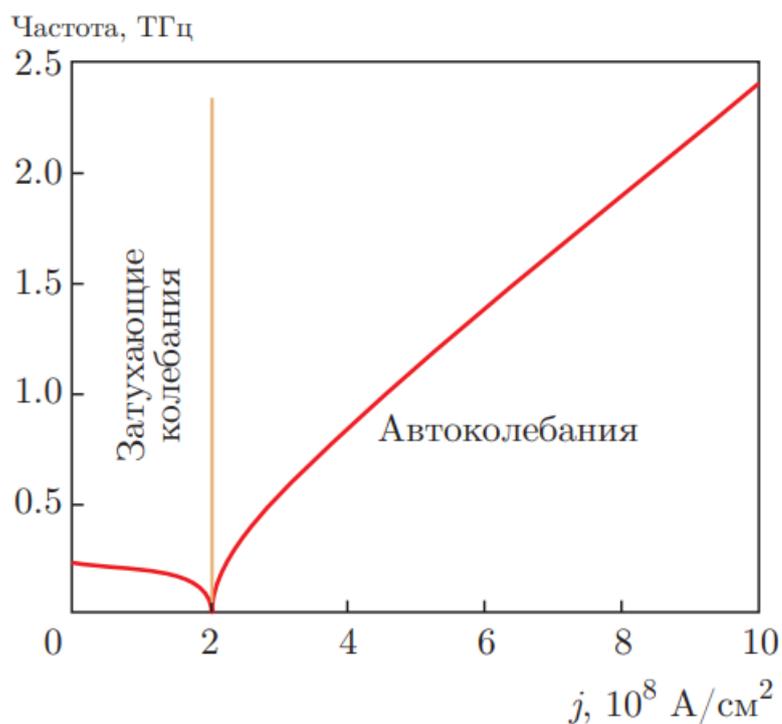
Были продемонстрированы возможность [105, 106] реализации ячеек памяти путем переключения током (за счет спинового эффекта Холла) состояний полупроводниковых АФМ, возможность реализации преобразователей спиновых токов [107–109] в структурах, состоящих из ФМ и АФМ, причем перенос спинового момента осуществляется за счет эванесцентных мод, возникающих в АФМ [110]. Были предложены конструкции основанных на АФМ терагерцевых осцилляторов [12, 13, 111, 112], искусственных нейронов [16, 113], выпрямителей и детекторов [14, 15]. В работах [114, 115] были представлены результаты экспериментов по возбуждению терагерцевых спиновых волн в АФМ со слабым ферромагнетизмом (гематите) за счет спинового эффекта Холла и их детектированию за счет обратного спинового эффекта Холла (расстояние между передающей и приемной антеннами менялось для нахождения оптимума).

Базовой ячейкой описанных выше устройств терагерцевой магноники, управляемых током, является двухслойная структура, состоящая из АФМ и слоя ТМ рис. 1.17 (построено на примере оксида никеля и платины). Постоянный электрический ток, проходящий через слой ТМ, создает, благодаря спиновому эффекту Холла, перпендикулярно поляризованный спиновый ток, протекающий в слой АФМ. Спиновый ток в АФМ создает неконсервативный вращающий момент для намагниченности подрешеток. Если спиновый ток поляризован перпендикулярно основному состоянию АФМ (вдоль «жесткой» оси АФМ), он отклоняет намагниченности от их равновесной противоположной ориентации, что создает сильное эффективное поле, приводящее к равномерному вращению (при отсутствии анизотропии в плоскости) подрешеточных намагниченностей в плоскости, перпендикулярной поляризации спинового тока (вращению вектора Нееля). Можно выделить два режима работы такого устройства при изменении плотности тока  $j_{DC}$ : режим затухающих колебаний при  $j_{DC} < j_{th1}$  и режим автоколебаний  $j_{DC} > j_{th2}$ , причем в общем случае критические токи  $j_{th1,2}$  не равны друг другу (см. подробнее обсуждение в работах [13, 111], а также в главе 2). Описание динамики такого автогенератора может вестись с помощью сигма-

модели для вектора Нееля, дополненной так называемым «членом Слончевского» [13], пропорциональным произведению  $\sigma j_{DC}[\mathbf{l} \times [\mathbf{p} \times \mathbf{l}]]$ , где  $\mathbf{p}$  — единичный вектор поляризации спинового тока,  $\sigma$  — константа, характеризующая величину спинового токопереноса в АФМ. Подробнее вопросы генерации в АФМ-ТМ структурах будут изучаться в главе 2.



(а)



(б)

**Рис.1.17.** а) Конструкция осциллятора терагерцевых магнонов колебаний, построенного на основе АФМ/ТМ; б) зависимость частоты колебаний от плотности тока  $j_{DC}$ , пропускаемого через слой ТМ.

Таким образом, с увеличением плотности тока частота затухающих колебаний уменьшается. В этом режиме можно использовать осциллятор в качестве перестраиваемого током детектора субмиллиметровых волн. Детектировать отклик тока в системе АФМ/ТМ можно при помощи обратного спинового эффекта Холла, когда изменение вектора  $\mathbf{l}$  ведет к возникновению спинового тока из АФМ в ТМ, который преобразуется в электрический ток. Соответствующая ДС-компонента выходного напряжения будет зависеть резонансно от частоты внешнего терагерцевого сигнала. Источником внешнего терагерцевого сигнала для данного осциллятора может являться, например, переменный ток, генерируемый другим осциллятором, или внешнее терагерцевое электромагнитное излучение. Спиновый ток, возникающий благодаря обратному спиновому эффекту Холла, пропорционален  $[\mathbf{l} \times d\mathbf{l}/dt]$ . В режиме автоколебаний вдали от порогового тока  $j_{DC2}$  частота  $\omega_{osc}$  линейно пропорциональна току  $j_{DC}$  [13], вместе с тем, амплитуда колебаний уменьшается с ростом плотности тока. В настоящее время ведутся активные попытки провести эксперименты по генерации и детектированию субмиллиметровых волн с помощью АФМ и ТМ, реализация которых может иметь большие перспективы практического внедрения в телекоммуникациях. Подробнее вопросы детектирования колебаний с помощью структуры АФМ-ТМ будут обсуждаться в главе 3.

### 1.4.3. Экспериментальные исследования АФМ с помощью МБС

Экспериментальное исследование различных магнитооптических эффектов, таких как эффект Фарадея, изотропное и анизотропное магнитное преломление света и линейный и круговой дихроизм, в АФМ-материалах проводилось также методами рамановской спектроскопии и МБС, заключающихся в неупругом рассеянии света на спиновых волнах в магнитоупорядоченных веществах, при этом интенсивность рассеянного на магнонах света связана с магнитной частью

тензора диэлектрической проницаемости [116, 117]. Экспериментальное исследование спектров неупругого рассеяния света на магнонах стало возможным после разработки Сандеркоком многопроходной схемы интерферометра Фабри – Перо с высоким оптическим контрастом [118]. Первые работы по исследованию методом МБС спектров спиновых волн были выполнены на пленках железо-иттриевого граната [119, 120] и затем на АФМ-пленках  $\text{FeVO}_3$  и  $\text{CoCO}_3$  [120–122]. Большой класс антиферромагнитных структур был исследован в лаборатории Боровика-Романова в Институте физических проблем им. П. Л. Капицы РАН [123–128].

В последнее время интерес в области исследования АФМ материалов методом МБС сместился в сторону тонкопленочных структур. Большое число работ, в которых рассматривались АФМ-слои, было посвящено исследованию интерфейсного обменного смещения [129–131] в многослойных структурах, используемых в качестве спиновых вентилях. Относительно высокая температура Нееля и высокое значение констант спин-орбитального взаимодействия в двойном интерметаллическом антиферромагнитном соединении на основе  $\text{Mn}_2\text{Au}$  позволяет назвать его одним из перспективных материалов для приложений АФМ-спинтроники [132–134]. В недавней работе [135] была продемонстрирована возможность наблюдения в спектре неупруго рассеянного света в пленке  $\text{Mn}_2\text{Au}$  толщиной 100 нм линий, соответствующих магнонным модам в АФМ. Сигнал наблюдался в геометрии обратного рассеяния при комнатной температуре при намагничивании пленки касательным полем величиной 0.1 Тл.

В случае измерения спектра термических магнонов не требуются возбуждающих переменных магнитных полей, в то же время за счет широкого спектрального интервала интерферометра метод обладает чувствительностью к толщине, геометрии и другим физическим свойствам образца. Для выполнения требования отсутствия термического изменения свойств измеряемого образца мощность лазерного излучения, подаваемого на образец, составляла 33 мВт в пятне диаметром 25 мкм. Исследование рассеянного света проводилось с

помощью шестипроходного интерферометра Фабри – Перо при значении расстояния между зеркалами тандемной схемы, соответствующему максимальной частоте в спектре 150 ГГц. При рассеянии света на спиновых волнах с  $k = 0$  ( $k$  — волновое число спиновой волны) стоксов и антистоксов пик в спектре неупруго рассеянного света имел центральную частоту 121 ГГц для пленок  $Mn_2Au$  с ориентациями легкой оси анизотропии [136] в направлениях  $[110]$  и  $[001]$ . Полученное значение частоты совпадает с частотой при  $k = 0$  для низкочастотной моды АФМ. Частота высокочастотной моды составляла 3.72 ТГц и была получена с помощью метода МБС [137, 138]. Ввиду селективной чувствительности МБС к диапазону волновых векторов, ограниченному апертурой собирающей линзы, результат измерения термически возбужденного спектра не позволяет оценить ширину линии ФМР. Однако с помощью МБС оказывается возможным определить и дисперсионную характеристику. Меняя угол падения света на образец от  $0^0$  до  $90^0$  для бегущих волн в плоскости пленки можно получить спектры тепловых магнитных колебаний структуры при различных значениях волновых чисел  $k$ . В случае АФМ-пленки с анизотропией типа «легкая ось» в направлениях  $[110]$  и  $[001]$  нулевому значению  $k$  будут соответствовать углам падения луча лазера соответственно  $35^0$  и  $65^0$  [135].

Стоит отметить, что исследование методом МБС мод антиферромагнитного резонанса и дисперсии в АФМ является одним из возможных методов детектирования автоколебаний в диапазоне частот от 1 ГГц до 2.2 ТГц для структур в виде антиферромагнитных осцилляторов. Возможность использования МБС в таком частотном диапазоне подтверждается, в частности, работой [139], в которой представлен результат измерения МБС сигнала для пленок NiO.

### 1.5. Элементы динамики антиферромагнетиков

Явление антиферромагнетизма было открыто более 90 лет назад и нашло теоретическое объяснение в работах Нееля [140, 141]. С тех пор, АФМ активно изучаются как теоретически, так и экспериментально (см. ранние работы [142–147], а также [1, 10]). К АФМ относятся вещества, демонстрирующие дальний магнитный порядок и не имеющие при этом макроскопической намагниченности. На макроскопическом уровне АФМ можно описать, как систему вложенных друг в друга магнитных подрешеток с намагниченностями  $\mathbf{M}_k(\mathbf{r}, t)$ , где  $k$  — номер подрешетки АФМ. На микроуровне для АФМ-упорядочения существует ненулевой спиновый момент на каждом магнитном атоме. При рассмотрении двух соседних атомов направление спинового момента меняется так, что в пределах элементарной магнитной ячейки суммарный спин, а следовательно, и намагниченность равны нулю. Для двухподрешеточного АФМ может существовать ситуация, при которой происходит неполная компенсация (неколлинеарность) намагниченностей подрешеток. Такие АФМ называются слабыми, или скошенными [148, 149]. Далее ограничимся двухподрешеточными АФМ (о динамике многоподрешеточных АФМ см. подробнее [10]). Параметром порядка для такого АФМ является вектор антиферромагнетизма (вектор Нееля)  $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ . Кроме того, для полного описания особенностей АФМ вводится вектор ферромагнетизма  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ .

Существуют различные методы описания динамических процессов в АФМ (см. подробнее [10, 150, 151–154]). Нас будет интересовать лагранжев формализм. При этом низкоэнергетическая динамика АФМ рассматривается как «твердотельное вращение» системы магнитных векторов, что позволяет существенно упростить описание магнитных возбуждений в АФМ и их взаимодействие с внешними возбуждениями (магнитным полем, спиновым током, оптическими импульсами). Это естественное предположение для АФМ, когда энергия релятивистских взаимодействий мала по сравнению с энергией обмена.

Впервые этот подход использовался в работах Ожогина и Преображенского [8], Андреева и Марченко [155], Барьяхтара и Иванова [156, 157] и получил название «сигма-модели» по аналогии с моделями квантовой теории поля. Уравнения для векторов  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{L}$  в рамках сигма-модели могут быть сведены к одному уравнению для вектора Нееля  $\mathbf{L}$ , а вектор  $\mathbf{M}$  выражается через  $\mathbf{L}$  и  $\partial\mathbf{L}/\partial t$  (т. е. является подчиненной переменной). Получаемое в результате этого подхода уравнение допускает такое же подробное количественное описание динамики, как и уравнение Ландау – Лифшица – Гильберта (ЛЛГ) для ФМ. Отметим также, что сигма-модель допускает введение операторов рождения и уничтожения магнонов и позволяет, например, провести анализ релаксации как линейных, так и нелинейных возбуждений в анизотропном случае (см. подробнее [158]).

Для удобства введем нормированные неприводимые векторы  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/2M_s$  и  $\mathbf{l} = \mathbf{L}/2M_s$ , связанные соотношениями  $\mathbf{m}^2 + \mathbf{l}^2 = 1$ ,  $(\mathbf{m}\mathbf{l}) = 0$ , где  $M_s$  — намагниченность насыщения подрешеток АФМ. В простейшем случае коллинеарного АФМ ( $|\mathbf{m}| \approx 0$ ,  $|\mathbf{l}| \approx 1$ ) намагниченность  $\mathbf{m}$  является малой величиной и находится из выражения [10, 154]:

$$\mathbf{m} = \frac{1}{\gamma H_{\text{ex}}} \left[ \mathbf{l} \times \frac{d\mathbf{l}}{dt} \right] + \frac{\mathbf{H}_{\text{eff}} - \mathbf{l}(\mathbf{H}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{l})}{H_{\text{ex}}}, \quad (1.6)$$

где  $H_{\text{ex}}$  - обменное поле между подрешетками АФМ,  $\gamma$  - гиромагнитное отношение,  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  - эффективное поле АФМ, которое складывается из внешнего постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ , поля Дзялошинского-Мории  $\mathbf{H}_D$ , а также эффективного поля  $\mathbf{h}(t)$ , обусловленного магнитооптическими эффектами, вызванным взаимодействием АФМ с переменным внешним полем (например, импульсом лазера). Первое слагаемое в (1.6) описывает переменную часть вектора  $\mathbf{m}$ , необходимую для описания динамики АФМ, а второе слагаемое определяет скашивание векторов магнитных подрешеток, вызванное действием  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ . В отсутствие внешних воздействий и слабого обменно-релятивистского

взаимодействия Дзялошинского – Мории последним слагаемым в (1.6) обычно пренебрегают [8].

Динамические уравнения для вектора  $\mathbf{l}$  можно получить непосредственно из уравнений ЛЛГ, записанных относительно переменных векторов  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{l}$  [155, 156]. Получающиеся динамические уравнения можно рассматривать как уравнения Эйлера – Лагранжа для функции Лагранжа вида (в расчете на один спин):

$$L = \frac{\hbar}{\gamma H_{\text{ex}}} \left( \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right)^2 - c_m^2 (\nabla \mathbf{l})^2 - \gamma \left( \mathbf{H}_{\text{eff}} \cdot \left[ \mathbf{l} \times \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right] \right) \right) - W(\mathbf{l}), \quad (1.7)$$

где первое и третье слагаемые определяют соответственно инерционную и гироскопическую динамику АФМ, причем величина, стоящая перед квадратом производной по времени имеет смысл эффективной массы для движения вектора  $\mathbf{l}$ , второе слагаемое характеризует пространственную динамику вектора  $\mathbf{l}$  с введенной предельной скоростью распространения магнонов в среде  $c_m = \gamma \sqrt{2H_{\text{ex}} A / M_s}$ , зависящей от константы  $H_{\text{ex}}$  (т. е. является обменно-усиленной) и константы неоднородного обмена  $A$  (характерная скорость для ортоферрита составляет 20 км/с, для хрома 100 км/с). Слагаемое  $W(\mathbf{l})$  имеет смысл эффективной «потенциальной энергии» системы (в механической аналогии) и рассчитывается так [154]:

$$W(\mathbf{l}) = W_0(\mathbf{l}) + \frac{g\mu_B}{2H_{\text{ex}}} \left( (\mathbf{H}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{l})^2 - (\mathbf{H}_{\text{eff}})^2 \right) - \frac{g\mu_B}{H_{\text{ex}}} (\mathbf{H}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{H}_D), \quad (1.8)$$

где  $g$  — фактор Ланде,  $\mu_B$  — модуль магнетона Бора, слагаемые  $W_0$  включает в себя члены, характеризующие анизотропию кристалла, а также взаимодействие света с АФМ.

Варьируя лагранжиан (1.7) для вектора  $\mathbf{l}$ ,  $|\mathbf{l}| = 1$ , получаем замкнутое динамическое уравнение сигма-модели (без учета взаимодействия Дзялошинского – Мории) следующего вида [8, 154, 156, 159]:

$$\frac{M_s}{2\gamma^2 H_{\text{ex}}} \mathbf{l} \times \left( \frac{\partial^2 \mathbf{l}}{\partial t^2} - c_m^2 \Delta \mathbf{l} + \gamma \left[ \frac{\partial \mathbf{H}_{\text{eff}}}{\partial t} \times \mathbf{l} \right] + 2\gamma \left[ \mathbf{H}_{\text{eff}} \times \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right] \right) + \mathbf{l} \times \frac{\partial W_0}{\partial \mathbf{l}} = 0. \quad (1.9)$$

Получившееся уравнение для вектора  $\mathbf{l}$  — дифференциальное уравнение в частных производных (лоренц-инвариантная запись), содержащее вторую производную по времени, что ведет к инерционной динамике. Это существенное свойство отличает динамические свойства АФМ от ФМ, динамика которых описывается уравнением ЛЛГ с первой производной по времени. Собственные колебания вектора  $\mathbf{m}$  в ФМ поляризованы циркулярно, в то время как собственные моды АФМ могут иметь и линейную поляризацию. Вектор  $\mathbf{m}$  в ФМ движется по поверхности сферы, тогда как вектор  $\mathbf{l}$  в АФМ колеблется в плоскости. Стоит заметить, что из (1.9) следует, что длина вектора  $\mathbf{l}$  сохраняется. При малых колебаниях вблизи положения равновесия в АФМ при фиксированном направлении оси анизотропии закон дисперсии находится из (1.9) в виде:

$$(\omega - \omega_H)^2 = \omega_0^2 + c_m^2 k^2, \quad (1.10)$$

где  $\omega_0 = \gamma \sqrt{H_{\text{ex}} H_a}$  - частота однородного АФМР без внешнего поля,  $H_a$  - поле анизотропии (для одноосного АФМ),  $k$  – волновое число и  $\omega_H = \gamma H_0$ . Как видно из (1.10), одному и тому же значению  $k$  отвечают две частоты, различающиеся величиной и знаком. Таким образом, существуют две ветви дисперсии спиновых волн. В отсутствие постоянного магнитного поля дисперсионные зависимости двух этих типов волн совпадают (модовое вырождение). Для бианизотропных АФМ типа «легкая плоскость» (оксид никеля, гематит, борат железа) будут существовать две ветви дисперсионных характеристик, соответственно, акустическая и оптическая. За счет обменного усиления эти частоты, даже при  $k = 0$  могут быть порядка 100 ГГц для акустической ветви и единиц и десятков ТГц для оптической. Подробную теорию распространяющихся спиновых волн в АФМ можно найти в работах [150, 155–158]. Далее в последующих главах сигма-модель (1.9) будет дополняться и использоваться для моделирования наноструктур, выполненных на основе АФМ.

Сформулируем основные результаты обзора.

## 1.6. Выводы по главе 1

Итак, в данной главе был проведен обзор литературы по ФМ и АФМ спинтронике в направлении создания устройств формирования и обработки сигналов, а также различные методы связи между спинтронными осцилляторами. Подчеркнем, что изучаемые СО относятся к классу **наноразмерных, существенно нелинейных, неизохронных осцилляторов, перестраиваемых по частоте** током или другими внешними воздействиями. Причем колебательный контур, управитель частоты и нелинейный элемент находятся в едином блоке. Выбор той или иной модели при исследовании процессов в СО зависит от большого числа факторов: топологии слоев, типу конструкции и т.д. Одним из наиболее удобных и общих подходов для макроспинового описания процессов в СО в ферромагнитном случае является исследование уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, а в антиферромагнитном – нелинейной сигма-модели.

Несмотря на ряд достоинств у СО имеется ряд недостатков, ограничивающих их практическое использование. Основным является низкая выходная мощность – для ферромагнитных образцов от сотен пиковатт и единиц нановатт для простейших образцов и до десятков микроватт для более технологически сложно выполненных образцов. Наиболее перспективным методом увеличения мощности устройства, построенного на основе СО, является сложение мощностей от нескольких таких осцилляторов. Сформулируем основные проблемы, которые были обнаружены в ходе приведенного выше обзора:

1. Низкая выходная мощность и КПД парциальных СО.
2. Неидентичность СО по основным физическим параметрам (в первую очередь размерам).
3. Многомодовость ансамблей СО с консервативной связью. Количество мод совпадает с количеством осцилляторов даже в полностью идентичной схеме.
4. Отбор мощности от каждого СО в общую нагрузку.

5. Влияние неизохронности автоколебаний на динамические свойства схемы взаимосвязанных СО.

В связи с этими проблемами **целью** данной диссертационной работы являлось разработка теории, позволяющей исследовать нелинейные динамические процессы в базовых элементах автоколебательных структур спинтроники, содержащих антиферро- и ферромагнетики: **осцилляторах** и **детекторах** терагерцевых сигналов, характеристиками которых можно управлять посредством внешних воздействий (магнитных и электрических полей, спин-поляризованного тока, температуры), а также разработка сетевого подхода при объединении базовых элементов в большие ансамбли, позволяющего решать **задачи** взаимной синхронизации, устранения многомодовости, нейроморфных вычислений.

## ГЛАВА 2. ДИНАМИКА ЕДИНИЧНОГО СПИНТРОННОГО ОСЦИЛЛЯТОРА

### 2.1. Постановка задачи

В данной главе исследована **нелинейная динамика** базового элемента ТГц спинтроники – спинтронного осциллятора. Ранее в ряде работ [13, 159] была получена зависимость частоты автоколебаний осциллятора от величины плотности тока, а также в [112] исследован антиферромагнитный осциллятор со слабым ферромагнетизмом. Вместе с тем, ряд вопросов нелинейной динамики антиферромагнитных осцилляторов в литературе исследован не был. В частности, многие АФМ со слабым ферромагнетизмом демонстрируют резонансные свойства в СВЧ диапазоне только во внешнем магнитном поле (в частности, гематит и борат железа), а динамика АФМ осциллятора во внешнем поле и при действии спин-поляризованного тока не была исследована.

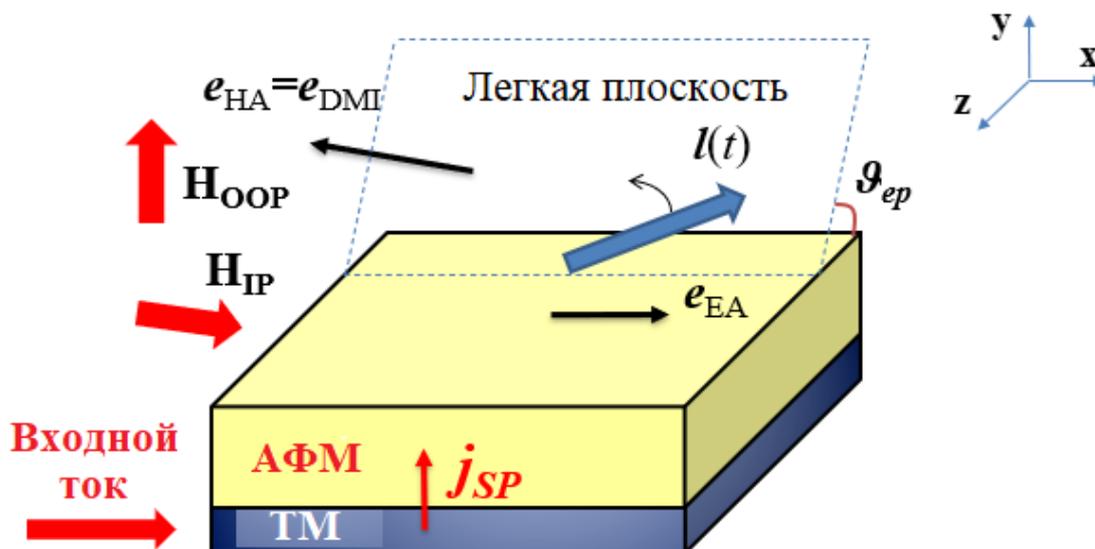
В данной главе рассмотрена конструкция осциллятора в наиболее общем виде, содержащая магнитный слой и слой тяжелого металла. Рассмотрены различные варианты магнитных материалов – одноосный и двухосный антиферромагнетик, слабый ферромагнетик и ферримагнетик с произвольным наклоном легкой плоскости относительно плоскости образца и произвольной поляризацией спинового тока в плоскости образца. Получены математические модели для полярного и азимутального углов вектора Нееля в сферической системе координат, которые представляют собой связанные маятниковые уравнения. Качественными методами теории колебаний исследованы особенности нелинейной динамики антиферромагнитного осциллятора при наличии и отсутствии слабого ферромагнетизма. Найдены границы безгистерезисной генерации и критические токи перехода из режима затухающих колебаний в режим автоколебаний. Результаты данной главы были опубликованы частично в работах автора [A17,A18,A31].

## 2.2. Конструкция осциллятора

Конструкция спинтронного осциллятора представлена на рис.2.1. Она состоит из магнитного слоя с толщиной в единицы нанометров, расположенного над слоем тяжелого металла (в данном случае платины) толщиной порядка  $d_{Pt} = 5$  нм. Принцип работы осциллятора основан на следующем. При протекании постоянного электрического тока с плотностью  $j_{DC}$  в тяжелом металле с сильным спин-орбитальным взаимодействием наблюдается спиновый эффект Холла [13], который приводит к переносу спинового момента из тяжелого металла в магнитный и неустойчивости равновесного состояния. При прохождении электрического тока через слой платины вследствие многократного рассеяния электронов появляется поток спин-поляризованных электронов  $j_s$ , перпендикулярный направлению протекания электрического тока. Спин-орбитальное взаимодействие в процессе такого рассеяния приводит к накоплению электронов с определённой спиновой ориентацией на противоположных поверхностях проводника (подобно классическому эффекту Холла). Происходит это из-за того, что наличие собственного магнитного момента добавляет электронам импульс, зависящий от ориентации их спина в пространстве. Под спин-орбитальным взаимодействием понимается взаимодействие между движущимся носителем заряда и его собственным магнитным моментом (спином). При этом происходит спиновое расщепление электронных состояний в металле в отсутствие магнитного поля (подобно эффекту Зеемана в приложенном внешнем поле).

Поток спин-поляризованных электронов инжектируется в магнитный слой, перенося при этом собственный магнитный момент с вектором поляризации  $\mathbf{p}$  и обмениваясь энергией и спином с электронами решётки. Эффект переноса этого добавочного спина электронам решётки приводит к наличию в магнитном материале нескомпенсированного магнитного момента (его ещё называют крутильным или спиновым), антипараллельного вектору спиновой поляризации  $\mathbf{p}$  [13]. При достаточно высоких плотностях тока, при которых компенсируется

затухание магнетика, векторы его подрешёток начинают прецессировать в плоскости лёгкого намагничивания. Существует и обратное действие антиферромагнетика на слой платины, при котором происходит «спиновая накачка» переменным спиновым потоком [45,47].



**Рис.2.1.** Конструкция спинтронного осциллятора, состоящего из магнитного материала (на рисунке изображен антиферромагнетик - AFM) и слоя тяжелого металла (на рисунке платина - Pt).

На рис.2.1 в качестве магнитного материала изображен антиферромагнетик, то есть материал с двумя магнитными подрешетками (см. главу 1)  $M_{1,2}$  и нулевой статической намагниченностью  $M=M_1+M_2=0$ . Далее в общем случае в качестве магнитных материалов будут рассмотрены также слабый ферромагнетик (со скосом магнитных подрешеток, обусловленным взаимодействием Дзялошинского-Мория) и ферромагнетик с  $M \neq 0$ .

Для прикладных приложений использовать спинтронные осцилляторы целесообразно при нулевом постоянном магнитном поле  $H_0$  с возможностью перестройки резонансной частоты спин-поляризованным током. Это оправдано для широко распространенных в спинтронных экспериментах антиферромагнетиков (оксида никеля, фторида марганца, оксида хрома), для

которых изменение резонансной частоты связано с приложением магнитного поля более 1 Тесла. Вместе с тем, для слабых ферромагнетиков (типа гематита и бората железа) с малой анизотропией в базисной плоскости использование постоянного слабого подмагничивающего поля может быть целесообразным для управления параметрами осциллятора (амплитудой, критическим током). Поэтому далее при выводе математической модели будем предполагать наличие слабого постоянного магнитного поля при исследовании слабых ферромагнетиков с взаимодействием Дзялошинского-Мория параллельно и перпендикулярно плоскости образца  $\mathbf{H}_{\text{IP}}$  и  $\mathbf{H}_{\text{OOP}}$ , соответственно.

Будем считать, что легкая плоскость образует с плоскостью образца угол  $\theta_{\text{EP}}$ , так что система координат  $x'y'z'$ , связанная с легкой плоскостью, повернута по оси  $x$  к системе координат  $xuz$ . Трудная ось  $e_{\text{HA}}$ , коллинеарная вектору Дзялошинского-Мория  $\mathbf{n}_{\text{DMI}}$ , обуславливающего скос магнитных подрешеток, направлена по оси  $z'$ . Вектор поляризации спинового тока в ТМ  $\mathbf{p}_{\text{dc}}$  будем предполагать содержащим как компоненту в плоскости образца  $\mathbf{p}_{\text{IP}}$ , так и компоненту, перпендикулярную плоскости  $\mathbf{p}_{\text{OOP}}$ .

Внешнюю активную нагрузку считаем подсоединенной в данной конструкции к слою тяжелого металла и не влияющей на режим работы осциллятора (идеальная развязка). Ниже при рассмотрении различных вариантов съема мощности с осциллятора будет исследован вопрос о влиянии нагрузки на режим осциллятора и будет найдено оптимальное сопротивление нагрузки, обуславливающее максимальную отдачу мощности осциллятора (идеальное согласование).

Отметим также, что легкая ось в легкой плоскости ориентирована в плоскости образца  $e_{\text{EA}}=\mathbf{x}$ , что технологически наиболее просто реализовать. Вместе с тем для некоторых АФМ легкая ось может быть ориентирована и под углом к плоскости образца. Например, для гематита ниже точки Мориана  $T_{\text{M}}\approx 260$  К технологически проще вырастить образец с легкой осью перпендикулярной плоскости образца (ось  $C$  кристалла). Не ограничивая общности, будем

рассматривать случай  $n_e=x$ , предполагая работу осциллятора при комнатной температуре.

### 2.3. Математическая модель спинтронного осциллятора

Для математического описания динамики осциллятора введем вектор Нееля  $l(t) = (M_1(t) - M_2(t)) / 2M_s$ , где  $M_{1,2}(t)$  - намагниченности 1 и 2 подрешеток АФМ,  $M_s$  - намагниченность насыщения материала. В рамках сигма-модели нормированная намагниченность образца  $m(t) = (M_1(t) + M_2(t)) / 2M_s$  является подчиненной величиной к  $l$  и может быть найдена после ее нахождения. При этом предполагается, что вектора  $m$  и  $l$  ортогональны, то есть  $(l \cdot m) = 0$  и  $m^2 + l^2 = 1$ . В двухподрешеточном ферримагнитном случае, когда  $|M_1| \neq |M_2|$ , справедливы более общие выражения [7]:

$$l = \frac{M_1 - M_2}{M_{\text{sum}}}, m = \frac{M_1 + M_2}{M_{\text{tot}}}, M_{\text{tot}} = |M_1| + |M_2|. \quad (2.1)$$

При этом векторы  $m$  и  $l$  связаны следующими соотношениями:

$$(m \cdot l) = \frac{|M_1| - |M_2|}{M_{\text{tot}}}, m^2 + l^2 = 1 + \left( \frac{|M_1| - |M_2|}{M_{\text{tot}}} \right)^2. \quad (2.2)$$

В линейном приближении по малому параметру  $\delta = \frac{|M_1| - |M_2|}{M_{\text{tot}}}$  можно считать,

что, как и для АФМ справедливо  $m^2 + l^2 = 1$ .

Как известно [7], «антиферромагнитное поведение» ферримагнетика возможно при удовлетворении следующего условия:

$$V = \frac{|M_1| - |M_2|}{|M_1| + |M_2|} \ll 1. \quad (2.3)$$

Здесь  $V$  - параметр раскомпенсации спинов, который для чистого АФМ равен 0, а для ферримагнитного GdFeCo может составлять 0.1 или 0.01 в зависимости от состава примесей (например, редкоземельного Tb).

В наиболее общем случае осциллятора на двухподрешеточном магнетике, изображенного на рис.2.1, при учете спиновой раскомпенсации в макроспиновом приближении математическую модель (т.н. «сигма-модель») в виде дифференциального уравнения для вектора Нееля  $\mathbf{l}(t)$  представим в следующем виде [7,8]:

$$\mathbf{l} \times \left[ \frac{d^2 \mathbf{l}}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\mathbf{l}}{dt} - 2\gamma \left[ \frac{d\mathbf{l}}{dt} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \right] + \frac{\partial W_0}{\partial \mathbf{l}} + \tau [\mathbf{p}_{\text{dc}} \times \mathbf{l}] \right] = -\bar{\nu} \frac{d\mathbf{l}}{dt}, \quad (2.4)$$

где  $\gamma_{\text{eff}} = \alpha_{\text{eff}} \omega_{\text{ex}}$  - ширина спектральной линии антиферромагнитного резонанса,  $\alpha_{\text{eff}} = \alpha_G + \alpha_{\text{SP}}$  - эффективная константа затухания, состоящая из Гильбертова затухания  $\alpha_G$  и вклада, определяемого спиновой накачкой  $\alpha_{\text{SP}}$ ,  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  - эффективное поле, включающее внешнее постоянное магнитное поле и поле Дзялошинского-Мория,  $\gamma = 2\pi \cdot 28$  ГГц/Тл - гиромагнитное отношение,  $\tau = \omega_{\text{ex}} \cdot \sigma j_s$ ,  $\sigma$  - константа, характеризующая величину эффекта переноса спинового момента из слоя ТМ в магнитный материал,  $j_s$  и  $\mathbf{p}_{\text{dc}}$  - плотность и вектор поляризации спинового тока в ТМ,  $\omega_{\text{ex}} = \gamma H_{\text{ex}}$  - обменная частота,  $H_{\text{ex}}$  - обменное магнитное поле между подрешетками  $M_{1,2}$ ,  $\bar{\nu} = \nu \cdot \omega_{\text{ex}}$  - нормированный параметр раскомпенсации,  $W_0$  - энергия магнетика, характеризующая релятивистские взаимодействия (см. ниже).

Коэффициент, характеризующий крутящий момент  $\sigma$  определяется следующим выражением [13]:

$$\sigma = \frac{e\gamma g_r \rho \lambda}{2\pi M_s d_{\text{АФМ}}} \tanh\left(\frac{d_{\text{ТМ}}}{2\lambda}\right), \quad (2.5)$$

где  $g_r$  - проводимость спин-перемешивания на границе АФМ-ТМ,  $d_{\text{АФМ}}$  - толщина АФМ слоя,  $\rho$  - удельное электрическое сопротивление ТМ,  $\lambda$  - длина спиновой диффузии в ТМ,  $d_{\text{ТМ}}$  - толщина слоя ТМ,  $e$  - заряд электрона.

Плотность спинового тока в (2.4)  $j_s$  связана плотностью электрического тока  $j_{dc}$ , через спиновый угол Холла  $\theta_{SH}$  следующим образом [13]:

$$j_s = \theta_{SH} j_{dc}, \quad (2.6)$$

Отметим, что в частном случае, когда  $H_{ex} \rightarrow \infty$  и  $\nu \rightarrow 1$  уравнение сигма-модели (2.4) переходит в уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта для намагниченности ферромагнетика. Таким образом, для ферримагнетика вдали от точки компенсации магнитного и углового моментов можно использовать ферромагнитное приближение с заменой  $H_{ex} \rightarrow \infty$  и  $\nu \rightarrow 1$  в уравнении (2.4),  $M_2 = 0$  и  $l \rightarrow m$ , а  $M_{tot} = M_s$ .

Для анализа векторного уравнения (2.4) перепишем его в сферической системе координат, параметризуя вектор  $l(t)$  полярным углом  $\varphi(t)$  в плоскости  $x'y'$  и азимутальным углом  $\theta(t)$ , в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \left( \sin^2 \theta \cdot \frac{d\varphi}{dt} \right) + \frac{\partial W_0}{\partial \varphi} + \sin^2 \theta \cdot \left( \gamma_{eff} \frac{d\varphi}{dt} - \tau p_{3'} \right) + \\ & + \tau \frac{\sin 2\theta}{2} (p_{1'} \cos \varphi + p_{2'} \sin \varphi) + \Phi_{\varphi} = \bar{\nu} \frac{d\theta}{dt} \sin \theta, \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 \theta}{dt^2} + \frac{\partial W_0}{\partial \theta} + \gamma_{eff} \frac{d\theta}{dt} - \frac{\sin 2\theta}{2} \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 - \\ & - \tau \sin^2 \theta (p_{2'} \cos \varphi - p_{1'} \sin \varphi) + \Phi_{\theta} = -\bar{\nu} \frac{d\varphi}{dt} \sin \theta, \end{aligned} \quad (2.8)$$

где  $p_{1',2',3'}$  - проекции вектора  $p_{dc}$  на оси  $1'2'3'$  и  $\Phi_{\varphi,\theta}$  - функции, характеризующие гироскопические слагаемые в уравнении (2.4) и связанные с внешним постоянным магнитным полем и полем Дзялошинского-Мория.

Рассмотрим примеры выражений для энергии  $W_0$ , эффективного поля  $H_{eff}$  и функций  $\Phi_{\varphi,\theta}$  которые будем использовать для анализа, как представляющие наибольший интерес с точки зрения практической реализации осциллятора.

а) *Двухосный АФМ (на примере NiO).*

Оксид никеля является широко используемым [13] в экспериментах по АФМ спинтронике материалом в силу простоты изготовления и кристаллической структуры. При этом для него отсутствует «скос» магнитных подрешеток, обусловленный энергией Дзялошинского-Мория [10]. Будем считать, что  $H_{\text{eff}} = 0$ , а энергия релятивистских взаимодействий  $W_0$  представима в виде:

$$W_0(\mathbf{l}) = -\frac{\omega_{\text{EA}}\omega_{\text{ex}}}{2}(\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_{\text{EA}})^2 + \frac{\omega_{\text{HA}}\omega_{\text{ex}}}{2}(\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_{\text{HA}})^2, \quad (2.9)$$

где  $\omega_{\text{EA,HA}} = \gamma \cdot H_{\text{EA,HA}}$ ,  $H_{\text{EA,HA}}$  и  $\mathbf{e}_{\text{EA,HA}}$  - поля и орты легкой и трудной осей анизотропии кристалла, соответственно. Будем считать, что  $\mathbf{e}_{\text{EA}} = \mathbf{x}'$ ,  $\mathbf{e}_{\text{HA}} = \mathbf{z}'$ . Внешнее постоянное магнитное поле в данном случае учитывать не будем, при этом  $\Phi_{\theta,\varphi} = 0$ . Окончательно систему уравнений (2.7), (2.8) перепишем в виде:

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta \cdot \left( \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_{\text{ex}}\omega_{\text{EA}}}{2} \sin 2\varphi - \tau p_3 \right) + \sin 2\theta \cdot \frac{d\varphi}{dt} \frac{d\theta}{dt} + \\ + \tau \frac{\sin 2\theta}{2} (p_1 \cos \varphi + p_2 \sin \varphi) = 0, \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \theta}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\theta}{dt} - \frac{\sin 2\theta}{2} \cdot \left[ \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + \omega_{\text{ex}} \cdot (\omega_{\text{HA}} + \omega_{\text{EA}} \cos^2 \varphi) \right] - \\ - \tau \sin^2 \theta (p_2 \cos \varphi - p_1 \sin \varphi) = 0, \end{aligned} \quad (2.11)$$

б) *Антиферромагнетик со слабым ферромагнетизмом*

Примерами антиферромагнетиков со слабым ферромагнетизмом являются такие материалы, как гематит  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , борат железа  $\text{FeVO}_3$ . Гематит относится к легкоплоскостным АФМ выше точки Морины (260 К) и легкоосным АФМ ниже нее [8,10,147]. Его эффективное поле межподрешеточного обмена составляет  $10^7$  Э, поле взаимодействия Дзялошинского  $2 \cdot 10^4$  Э, поле одноосной анизотропии  $2 \cdot 10^2$  Э, эффективное поле спонтанной стрикции 0.5 Э, а поле внутривоскостной

анизотропии шестого порядка  $10^{-2}$  Э. Как было установлено в ряде работ (см. обзор в [206]), избранное направление в базисной плоскости гематита может служить спонтанная стрикция, направление которой определяется направлением намагниченности. Поскольку для гематита анизотропия в базисной плоскости мала и магнитный момент всегда направлен вдоль магнитного поля, то и направление спонтанной стрикции «следит» за направлением внешнего магнитного поля. Вопросы влияния стрикции на свойства АФМ осциллятора со слабым ферромагнетизмом представляют собой задачу, выходящую за пределы данного исследования.

Далее будем использовать следующие выражения для  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  и  $W_0$ :

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{l}) = \mathbf{H}_0 + H_{\text{DMI}}[\mathbf{d} \times \mathbf{l}], \quad (2.12)$$

$$W_0(\mathbf{l}, \mathbf{H}_0) = -\frac{\omega_{\text{EA}}\omega_{\text{ex}}}{2}(\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_{\text{EA}})^2 + \frac{\omega_{\text{HA}}\omega_{\text{ex}}}{2}(\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_{\text{HA}})^2 + \frac{\gamma^2}{2}(\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{l})^2 + \frac{\gamma^2}{2}H_{\text{DMI}}^2(\mathbf{d} \cdot \mathbf{l})^2 + \gamma H_{\text{DMI}}\mathbf{l} \cdot [\mathbf{d} \times \mathbf{H}_0], \quad (2.13)$$

где  $H_{\text{DMI}}$  и  $\mathbf{d}$  - поле и единичный орт, характеризующие поле Дзялошинского-Мория в слабом ФМ. Будем считать, что единичный вектор  $\mathbf{d}$  коллинеарен орту трудной оси  $\mathbf{e}_{\text{HA}}$ .

Окончательно система уравнений для (2.7), (2.8) примет следующий вид:

$$\sin^2 \theta \cdot \left( \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_{\text{ex}}\omega_{\text{EA}}}{2} \sin 2\varphi - \tau p_3 \right) + \sin 2\theta \cdot \frac{d\varphi}{dt} \frac{d\theta}{dt} + F_\varphi \left( \theta, \varphi, \frac{d\theta}{dt}, \mathbf{H}_0, \mathbf{H}_{\text{DMI}} \right) + \tau \frac{\sin 2\theta}{2} (p_1 \cos \varphi + p_2 \sin \varphi) = 0, \quad (2.14)$$

$$\frac{d^2 \theta}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\theta}{dt} - \frac{\sin 2\theta}{2} \cdot \left[ \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + \omega_{\text{ex}} \cdot (\omega_{\text{HA}} + \omega_{\text{EA}} \cos^2 \varphi) \right] + F_\theta \left( \theta, \varphi, \frac{d\varphi}{dt}, \mathbf{H}_0, \mathbf{H}_{\text{DMI}} \right) - \tau \sin^2 \theta (p_2 \cos \varphi - p_1 \sin \varphi) = 0. \quad (2.15)$$

Здесь функции  $F_{\theta,\varphi}$  зависят от напряженностей внешнего постоянного магнитного поля, поля Дзялошинского и гироскопических слагаемых и задаются выражениями:

$$F_{\varphi} = \sin^2 \theta \cdot \left[ \frac{\sin 2\varphi}{2} \right] (-\omega_{x'}^2 + \omega_{y'}^2) + \omega_{\text{DMI}} \sin \theta (\omega_{x'} \cos \varphi + \omega_{y'} \sin \varphi) - \\ - \sin \theta \cdot (\omega_{x'} \omega_{y'} \sin \theta \cos 2\varphi + \omega_{y'} \omega_z \cos \varphi \cos \theta - \omega_{x'} \omega_z \cos \theta \sin \varphi) + (2.16) \\ + (\omega_z \sin 2\theta + 2 \cdot (\omega_{x'} \cos \varphi + \omega_{y'} \sin \varphi) \sin^2 \theta) \frac{d\theta}{dt},$$

$$F_{\theta} = -\frac{\sin 2\theta}{2} \left[ \omega_{\text{DMI}}^2 + \omega_z^2 - (\omega_{x'}^2 \cos^2 \varphi + \omega_{y'}^2 \sin^2 \varphi) \right] - \\ - \omega_{x'} \omega_z \cos \varphi \cos 2\theta - \omega_{y'} \omega_z \sin \varphi \cos 2\theta - \\ - \omega_{\text{DMI}} \cos \theta \cdot (\omega_{x'} \sin \varphi - \omega_{y'} \cos \varphi) + \\ + (2 \cdot (\omega_{x'} \cos \varphi + \omega_{y'} \sin \varphi) \sin^2 \theta + \omega_z \sin 2\theta) \frac{d\varphi}{dt}, \quad (2.17)$$

где  $\omega_{x',y',z'} = \gamma \left( \mathbf{H}_0 \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{x}' \\ \mathbf{y}' \\ \mathbf{z}' \end{pmatrix} \right)$  - частоты, связанные с проекциями вектора

постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  на оси  $\mathbf{x}', \mathbf{y}', \mathbf{z}'$ .

с) Одноосный Фим (на примере  $\text{GdFeCo}$ )

Будем использовать одноосный Фим типа «легкая плоскость» с нулевым эффективным магнитным полем  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  и энергией

$$W_0(\mathbf{l}) = \frac{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{A}}}{2} (\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_{\text{HA}})^2. \quad (2.18)$$

Отметим, что сигма-модель (2.4) в этом случае содержит гироскопическое слагаемое в правой части, в отличии от двух вышеприведенных примеров.

Система уравнений (2.7), (2.8) в данном случае примет следующий вид:

$$\begin{aligned} & \sin^2 \theta \cdot \left( \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\varphi}{dt} - \tau p_{3'} \right) + \sin 2\theta \cdot \frac{d\varphi}{dt} \frac{d\theta}{dt} + \\ & + \tau \frac{\sin 2\theta}{2} (p_{1'} \cos \varphi + p_{2'} \sin \varphi) = \bar{v} \frac{d\theta}{dt} \sin \theta, \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 \theta}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\theta}{dt} - \frac{\sin 2\theta}{2} \cdot \left[ \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + \omega_{\text{ex}} \omega_{\text{A}} \right] - \\ & - \tau \sin^2 \theta (p_{2'} \cos \varphi - p_{1'} \sin \varphi) = -\bar{v} \frac{d\varphi}{dt} \sin \theta. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Отметим, что в ферромагнитном случае при  $H_{\text{ex}} \rightarrow \infty$  и  $v \rightarrow 1$  уравнение (2.4) переходит в уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта вида:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\mathbf{m} \times \frac{\partial W_{\text{FM}}}{\partial \mathbf{m}} + \alpha_{\text{eff}} \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} - \sigma j_s \mathbf{m} \times [\mathbf{p}_{\text{dc}} \times \mathbf{m}], \quad (2.21)$$

а система уравнений (2.19), (2.20) в систему:

$$\begin{aligned} & \sin \theta \cdot \frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial W_{\text{FM}}}{\partial \varphi} + \sin^2 \theta \cdot \left( \alpha_{\text{eff}} \frac{d\varphi}{dt} - \sigma j_{\text{dc}} p_{3'} \right) + \\ & + \sigma j_{\text{dc}} \frac{\sin 2\theta}{2} (p_{1'} \cos \varphi + p_{2'} \sin \varphi), \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$-\frac{d\varphi}{dt} \sin \theta = \frac{\partial W_{\text{FM}}}{\partial \theta} + \alpha_{\text{eff}} \frac{d\theta}{dt} - \sigma j_{\text{dc}} \sin^2 \theta (p_{2'} \cos \varphi - p_{1'} \sin \varphi). \quad (2.23)$$

Таким образом, в данном параграфе получены математические модели для спинтронного осциллятора в виде системы связанных дифференциальных уравнений для полярного и азимутального углов поворота вектора Нееля (2.7), (2.8). Рассмотрены примеры полученных выражений для случаев двухосного АФМ типа «легкая плоскость», слабого ФМ при учете взаимодействия Дзялошинского-Мория и одноосного ФМ типа «легкая плоскость».

Математическая модель (2.7), (2.8) является системой связанных дифференциальных уравнений маятникового типа. В общем случае анализ этой системы представляет заметные трудности и составляет предмет отдельного

детального исследования, выходящего за пределы данной работы. Можно выделить наиболее интересные с точки зрения практической реализации виды движений вектора Нееля в легкой плоскости:

- *однородные* спиновые колебания

$$\theta = \theta_0, \varphi(t) = \Omega \cdot t + \varphi_0; \quad (2.24)$$

- *неоднородные* спиновые колебания

$$\theta = \theta_0, \varphi(t) = \Omega \cdot t + \varphi_0 + A(t) \sin[\tilde{\Omega} \cdot t + \Psi(t)], \quad (2.25)$$

где  $\theta_0$  - угол поворота вектора Нееля относительно легкой плоскости,  $\varphi_0$  - постоянное значение угла поворота вектора Нееля в легкой плоскости, определяемое из условия на поиск стационарного режима,  $\Omega, \tilde{\Omega}$  - частоты однородных и неоднородных колебаний соответственно,  $A(t), \Psi(t)$  - медленно-меняющиеся амплитуда и фаза автоколебаний.

При этом для возбуждения *однородных* спиновых колебаний поляризация спинового тока в ТМ [7] должна быть параллельна стационарному направлению вектора Нееля  $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{p}_{dc}$ , где  $\mathbf{l}_0 = (\cos \varphi_0 \sin \theta_0, \sin \varphi_0 \sin \theta_0, \cos \theta_0)$  (по аналогии с ферромагнитными спинтронными осцилляторами, когда  $\mathbf{m}_0 \parallel \mathbf{p}_{dc}$ ). Тогда как для возбуждения *неоднородных* спиновых колебаний необходимо реализовать ситуацию, которую принципиально невозможно реализовать в ферромагнитном случае, когда происходит скос магнитных подрешеток за счет того, что  $\mathbf{l}_0 \perp \mathbf{p}_{dc}$ . Подробный анализ однородных колебаний вектора Нееля был приведен в [7,8]. Далее нас будет интересовать нелинейная динамика спинтронного осциллятора в двух практически важных случаях, модели которых были получены выше: двухосного АФМ (2.10), (2.11) и АФМ со слабым ферромагнетизмом (2.14), (2.15).

## 2.4. Нелинейная динамика двухосного антиферромагнетика под действием спин-поляризованного тока

Рассмотрим нелинейную динамику двухосного АФМ, описываемого системой уравнений (2.10), (2.11) с неоднородным во времени решением (2.25) и направлением спинового тока по оси  $z'$ . Тогда система дифференциальных уравнений (2.10), (2.11) перейдет в одно уравнение нелинейного маятника для полярного угла  $\varphi(t)$  следующего вида:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{EA}}}{2} \sin 2\varphi = \tau, \quad (2.26)$$

которое является моделью большого количества систем: от контактов Джозефсона [160] до систем фазовой синхронизации [161]. Поясним динамические режимы уравнения (2.26) с помощью качественных методов теории колебаний - анализа фазовых портретов, приведенных на рис.2.2.

При  $0 < \tau < \tau_{\text{th}}$  фазовые траектории системы (2.26) сходятся к единственному положению равновесия – устойчивому фокусу, где  $\tau_{\text{th}}$  соответствует максимальному значению вращающего момента, при котором состояние равновесия является локально устойчивым. Его значение можно найти из уравнения (2.26) путем линеаризации системы вблизи состояния равновесия  $\varphi_0$ , задаваемого уравнением

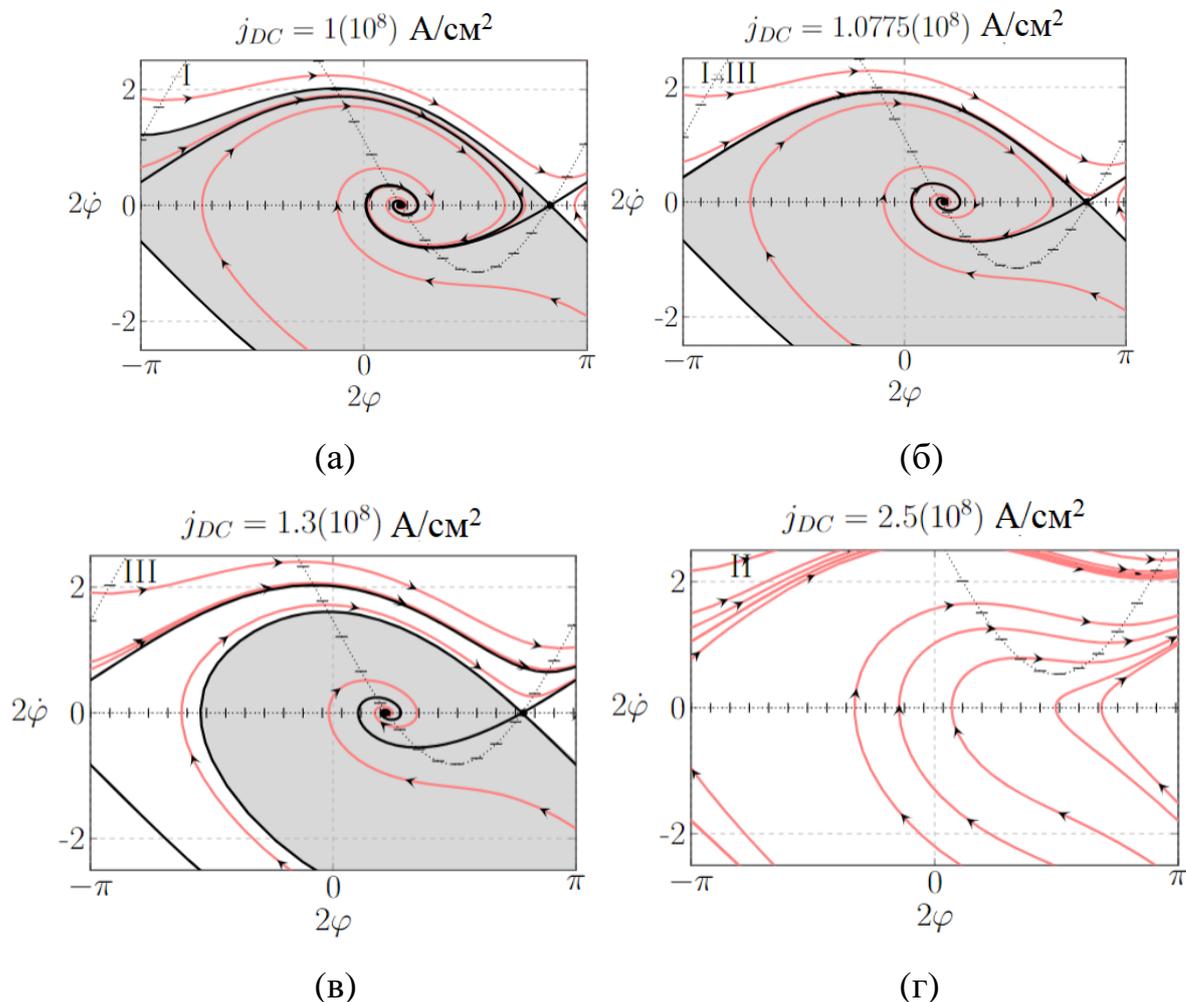
$$\frac{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{EA}}}{2} \sin 2\varphi_0 = \tau. \quad (2.27)$$

Соответствующее значение критического тока равно

$$j_{\text{th}} = \frac{\omega_{\text{EA}}}{2\sigma}. \quad (2.28)$$

Помимо устойчивого фокуса на фазовом портрете наблюдается также неустойчивая особая точка – седло и при некотором токе  $j_{\text{osc}}$  (см. рис.2.2б) наблюдается гомоклиническая траектория, образованная сепаратрисами седла (рассмотрение ведется на развертке фазового цилиндра), разделяющими фазовое

пространство с различными типами движений – устойчивый фокус и предельный цикл.



**Рис.2.2.** Фазовые траектории маятниковое уравнения (2.26) при изменении плотности тока, подаваемой на структуру для случаев: а) *затухающего* режима колебаний; б) *граничного*, характеризующегося гомоклинической траекторией, образованной сепаратрисами седла; в) *гистерезисного*, при котором установление стационарного состояния зависит от начальных условий; г) *автоколебательного*, характеризующегося ротационным вращением вектора Нееля в легкой плоскости. Серым цветом обозначена область устойчивости состояния равновесия – устойчивого фокуса. В качестве АФМ используется NiO.

При дальнейшем увеличении плотности тока  $j > j_{osc}$  сепаратрисная гомоклиническая траектория разрушается, а взамен неё возникает периодическая

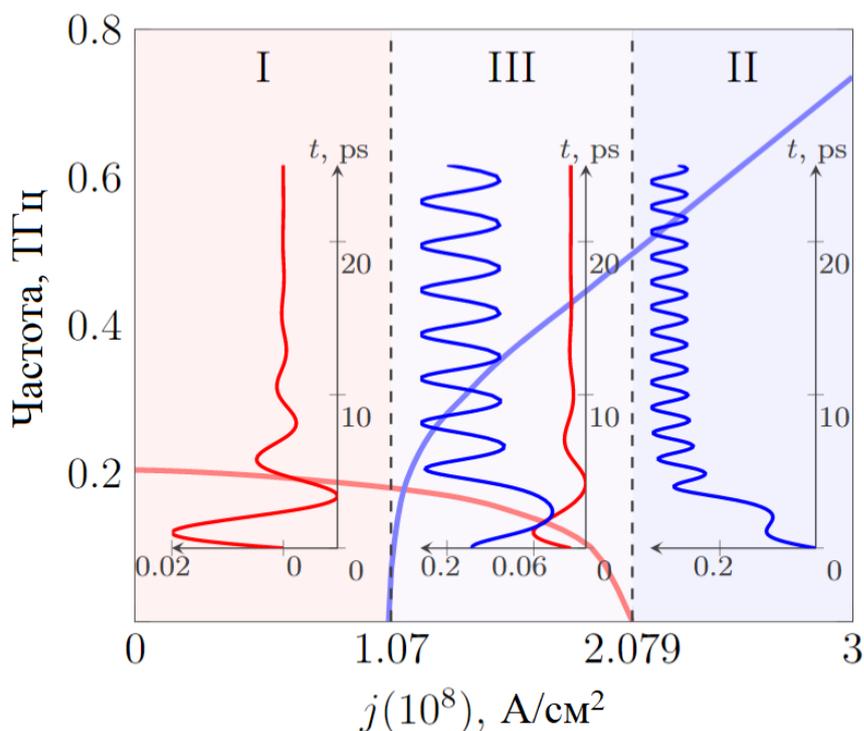
по  $\varphi$  траектория  $\tilde{Y}(\varphi) = \tilde{Y}(\varphi \pm 2\pi)$ . Она становится еще одним (дополнительным к устойчивому фокусу) притягивающим множеством, инвариантным к начальным условиям. Другими словами, *переход через гомоклиническую структуру рождает устойчивый предельный цикл 2-го рода  $\tilde{Y}(\varphi) = \tilde{Y}(\varphi \pm 2\pi)$ , охватывающий фазовый цилиндр.*

Границей, разделяющей на рис.2.2в бассейны притяжения устойчивого фокуса и предельного цикла становится особая, похожая на петлю траектория, образованная двумя входящими сепаратрисами седла («петля сепаратрисы»). Если в начальный момент система стартует из области внутри этой петли, то движение заканчивается в устойчивой точке равновесия и реализуется режим затухающих колебаний, когда вектор Нееля совершает малые колебания вблизи положения равновесия. При любых других начальных условиях траектории выходят на предельный цикл и скорость поворота вектора Нееля  $d\varphi/dt$  совершает периодические колебания – наблюдается автоколебательный режим. При дальнейшем увеличении плотности тока устойчивый фокус и неустойчивое седло сливаются и пропадают при  $j = j_{th}$ , а реализуется только предельный цикл 2 рода (рис.2.2г), то есть режим автоколебаний. Нахождение критического тока старта автоколебаний  $j_{osc}$  представляет собой заметные трудности, которые ранее обсуждались в литературе по теории колебаний [161]. Существуют различные методы расчета тока рождения автоколебаний [161]: метод аппроксимации гомоклинической траектории, метод гармонического баланса и т.д. Методом аппроксимации гомоклинической траектории можно получить выражение для критического тока  $j_{osc}$  следующего вида:

$$j_{osc} = 0.63\alpha_{eff} \cdot \frac{\sqrt{\omega_{ex}\omega_{EA}}}{\sigma}. \quad (2.29)$$

На рис.2.3 представлена зависимость частоты колебаний антиферромагнитного осциллятора от плотности тока в случае двухосного АФМ типа «легкая плоскость» - оксида никеля, посчитанная численно путем

интегрирования маятникового уравнения (2.26). На вставках показаны зависимости скорости изменения вектора Нееля от времени в различных областях: I – области *затухающих* колебаний, II – области *автоколебаний*, III – *гистерезисной* области. Как видно, ток старта автоколебаний  $j_{osc}$  в два раза меньше тока  $j_{th}$ , что задает достаточно большую область гистерезиса.



**Рис.2.3.** Зависимость частоты колебаний антиферромагнитного осциллятора от плотности тока в случае двухосного АФМ типа «легкая плоскость» - оксида никеля. На вставках показаны зависимости скорости изменения вектора Нееля от времени в различных областях: I – области *затухающих* колебаний, II – области *автоколебаний*, III – *гистерезисной* области.

Расчет частоты затухающих колебаний от величины плотности будет представлен в следующей главе при рассмотрении пассивного детектора терагерцевых колебаний, а частота автоколебаний  $f_{osc}$  вдали от тока  $j_{osc}$  легко находится из уравнения (2.26) и задается выражением:

$$f_{\text{osc}} = \frac{2\sigma j_{\text{dc}}}{\alpha_{\text{eff}}}. \quad (2.30)$$

Найдем условие безгистерезисной генерации автоколебаний. Для этого необходимо, чтобы образование гомоклинической траектории совпадало со слиянием особых точек – фокуса и седла и  $j_{\text{osc}} = j_{\text{th}}$ . Соответствующее условие на эффективное поле анизотропии в базисной плоскости  $H_{\text{EA}}^{\text{eff}}$  имеет вид:

$$H_{\text{EA}}^{\text{eff}} \approx 1.58 \cdot \alpha_{\text{eff}}^2 H_{\text{ex}}. \quad (2.31)$$

Применительно к оксиду никеля значение  $H_{\text{EA}}^{\text{eff}} \approx 0.0184$  Т, что заметно меньше поля анизотропии в легкой плоскости  $H_{\text{EA}} \approx 0.0625$  Т. Таким образом, для уменьшения области гистерезиса необходимо уменьшать эффективное поле анизотропии. Конкретные способы уменьшения эффективной плоскостной анизотропии антиферромагнетиков будут рассмотрены в главе 4.

### 2.5. Нелинейная динамика слабого ферромагнетика под действием спин-поляризованного тока и постоянного магнитного поля

Перейдем к анализу нелинейной динамики слабого ферромагнетика под действием как спин-поляризованного тока, так и постоянного магнитного поля. Учет постоянного магнитного поля связан с тем, что многие слабые ферромагнетики, используемые в экспериментах спинтроники проявляют слабый ферромагнетизм во внешнем постоянном магнитном поле (такие как гематит и борат железа). Поляризацию спинового тока выберем также, как в предыдущем случае, т.е.  $p_1 = p_2 = 0$ ,  $p_3 = 1$ , а внешнее магнитное поле по оси  $y$ . В этом случае ротационные колебания вектора Нееля будут происходить в легкой плоскости, а динамика его угла поворота описывается уравнением

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_{\text{ex}}\omega_{\text{EA}} + \omega_{\text{H}}^2}{2} \sin 2\varphi + \omega_{\text{DMI}}\omega_{\text{H}} \sin \varphi = \tau. \quad (2.32)$$

Из (2.32) найдем стационарные значения углов  $\varphi_0$  путем решения нелинейного уравнения

$$\frac{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{EA}} + \omega_{\text{H}}^2}{2} \sin 2\varphi_0 + \omega_{\text{DMI}} \omega_{\text{H}} \sin \varphi_0 = \tau. \quad (2.33)$$

Линеаризация уравнения (2.32) вблизи состояния равновесия  $\varphi_0$  приводит к уравнению для малых отклонений вблизи положения равновесия  $\xi$  вида:

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\xi}{dt} + \left[ (\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{EA}} + \omega_{\text{H}}^2) \cos 2\varphi_0 + \omega_{\text{DMI}} \omega_{\text{H}} \cos \varphi_0 \right] \cdot \xi = 0. \quad (2.34)$$

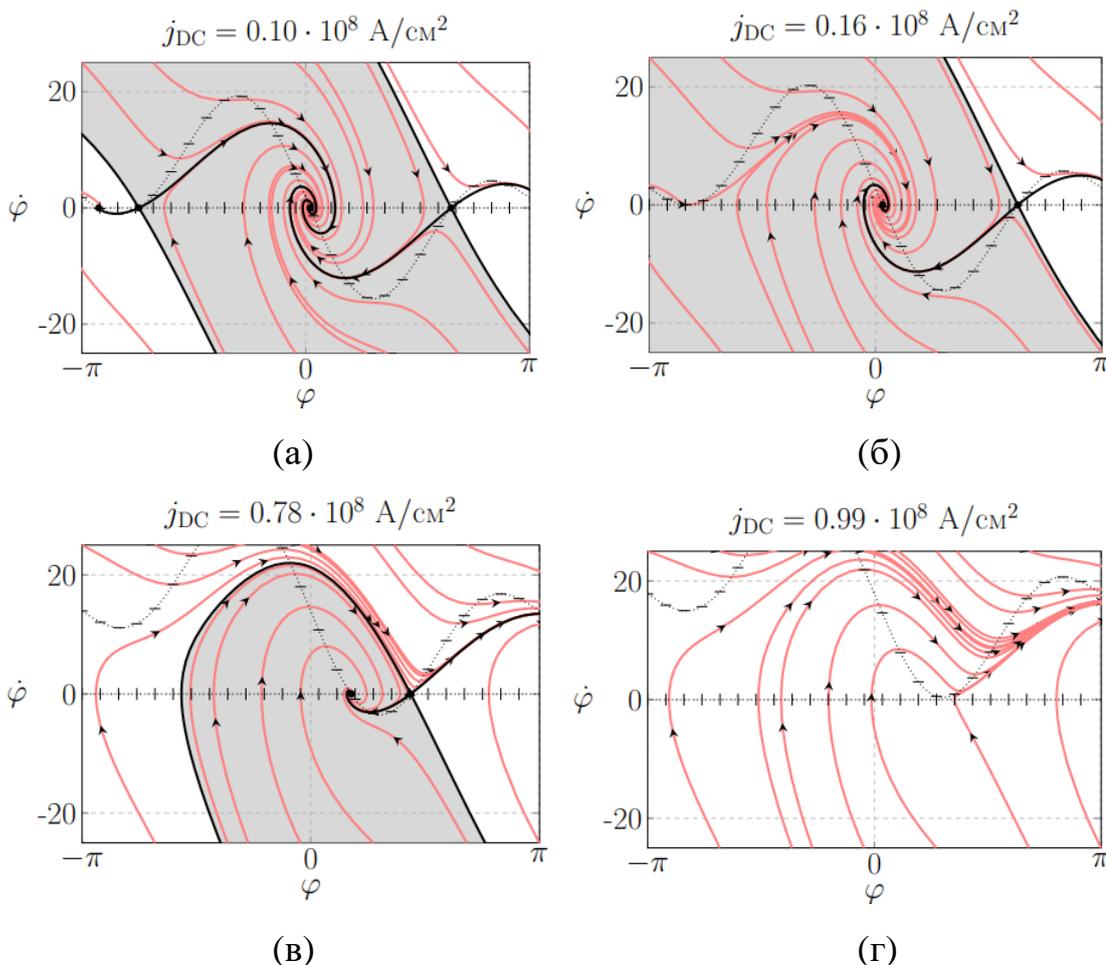
Из уравнения (2.34) находим частоту затухающих колебаний  $\omega_0(j_{dc}, H_0)$  при достаточно малом коэффициенте затухания  $\gamma_{\text{eff}}$  (считаем, что  $\alpha_{\text{eff}} \ll 1$ )

$$\omega_0 = \sqrt{(\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{EA}} + \omega_{\text{H}}^2) \cos 2\varphi_0 + \omega_{\text{DMI}} \omega_{\text{H}} \cos \varphi_0}. \quad (2.35)$$

Проанализируем динамику уравнения (2.32) качественными методами по аналогии с анализом уравнения (2.26). В области I при изменении  $j_{dc}$  от 0 в сторону увеличения существуют два критических тока  $j_{\text{th1}}$  и  $j_{\text{th2}}$ , при которых теряется устойчивость двух состояний равновесия – устойчивых фокуса. Анализ уравнения (2.33) показывает, что левый фокус существует только при значении магнитного поля больше определенной величины, задаваемой выражением:

$$H_{\text{th}} = \frac{H_{\text{DMI}}}{2a} + \sqrt{\frac{H_{\text{DMI}}^2}{4a^2} - H_{\text{ex}} H_{\text{EA}}}, \quad (2.36)$$

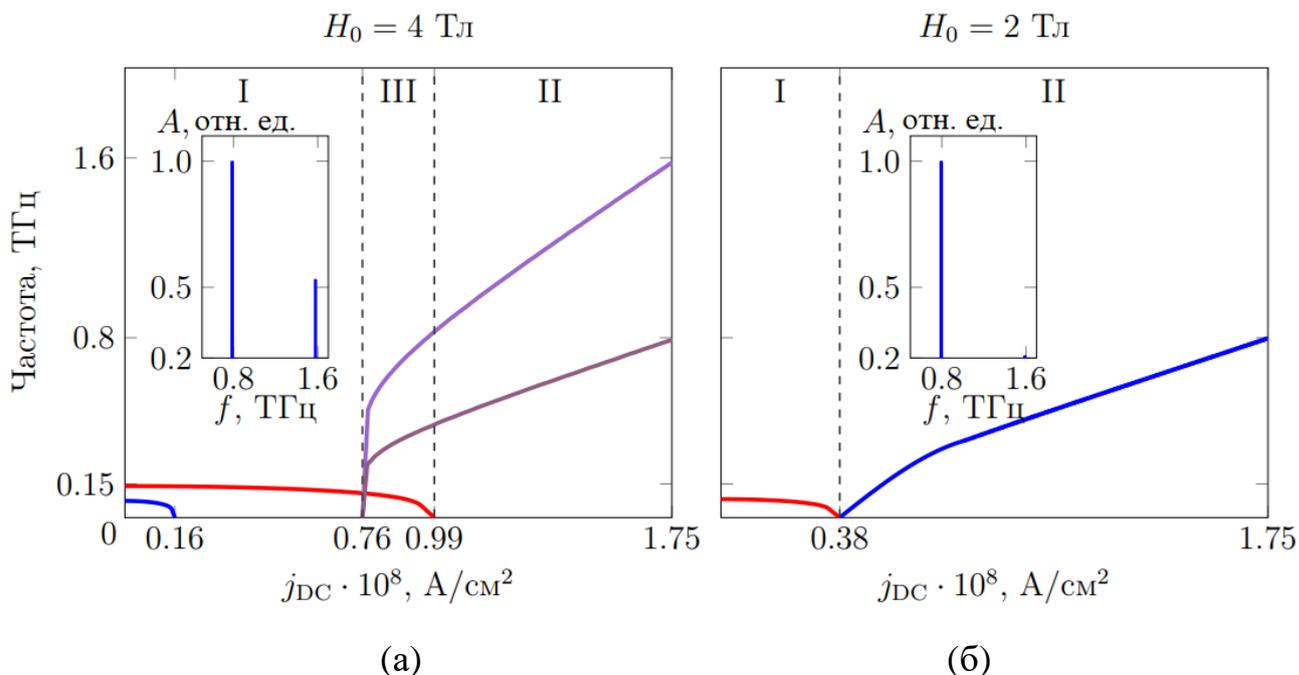
где  $a = 4 \cdot (\sqrt{6} - 2)$ . Тогда как правый фокус существует при любом внешнем постоянном магнитном поле. Слияние фокусов с соответствующими парными седлами происходит при разных значениях постоянных токов. Для левого фокуса это слияние не сопровождается образованием гомоклинической траектории, поскольку второй фокус является глобально устойчивым (рис.2.4б).



**Рис.2.4.** Фазовые траектории маятниковое уравнения (2.32) при изменении плотности тока, подаваемой на структуру для случаев: а) *затухающего* режима колебаний; б) *границного*, характеризующегося гомоклинической траекторией, образованной сепаратрисами седла; в) *гистерезисного*, при котором установление стационарного состояния зависит от начальных условий; г) *автоколебательного*, характеризующегося ротационным вращением вектора Нееля в легкой плоскости. Серым цветом обозначена область устойчивости состояния равновесия – устойчивого фокуса. В качестве АФМ используется гематит  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ . Внешнее постоянное магнитное поле равно 2 Т.

Исчезновение второго фокуса сопровождается возникновением гомоклинической траектории, образованной сепаратрисами седла также, как и в предыдущем параграфе. Дальнейшее увеличение тока приводит к образованию петли (рис.2.4в), разделяющей области фазового пространства на участки с

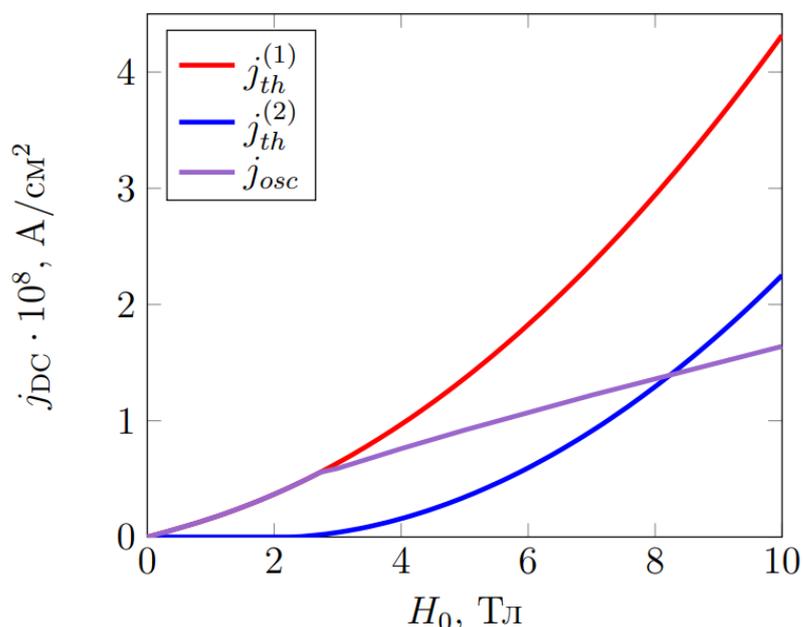
различными типами движения – устойчивым фокусом и предельным циклом второго рода. При увеличении тока оставшиеся особые точки фокус - седло сливаются и пропадают, а устойчивым многообразием системы остается только предельный цикл (рис.2.4г).



**Рис.2.5.** Зависимость частоты колебаний антиферромагнитного осциллятора от плотности тока в случае слабого ферромагнетика типа «легкая плоскость» - гематита и Фурье–спектр колебаний при  $j_{DC} = 1.75 \cdot 10^8 \text{ A/cm}^2$  (а) в двухмодовом  $H_0=4 \text{ Тл}$  и (б) в одномодовом  $H_0=2 \text{ Тл}$  режимах.

Отметим, что предельный цикл в данном случае характеризуется различными значениями фазы в точках  $\varphi = 0$  и  $\varphi = \pi$ , то есть в спектре колебаний  $\dot{\varphi}$  будут две частоты, то есть реализуется двухмодовый режим генерации автоколебаний. Соответствующие зависимости частоты колебаний в докритическом и послекритическом режимах представлены на рис.2.5. Отметим, что поскольку докритическая область при  $H_0 > H_{th}$  характеризуется наличием двух режимов, связанных с наличием двух устойчивых точек равновесия, то исчезновение одной точки равновесия в результате слияния фокуса и седла при увеличении тока приведет систему скачком к другой устойчивой точке. На рис.2.6 показана

зависимость критических токов  $j_{th1,2}$  от величины внешнего постоянного магнитного поля  $H_0$ . Таким образом, наличие внешнего постоянного магнитного поля приводит к снятию вырождения с резонансных частот в докритической области и наличию двух устойчивых состояний равновесия и скачков режима, а автоколебательный режим характеризуется двухмодовой генерацией. Увеличение напряженности поля приводит к увеличению критических токов  $j_{th1,2}$  и тока старта автоколебаний.



**Рис.2.6.** Зависимость критических токов  $j_{th1,2}$  и  $j_{osc}$  от величины постоянного магнитного поля.

## 2.6. Выводы по главе 2

В данной главе исследована нелинейная динамика перестраиваемого электрическим током осциллятора ТГц-сигналов на основе гетероструктуры антиферромагнетик - тяжелый металл (АФМ/ТМ).

Сформулируем основные выводы по главе:

1. Качественными методами теории колебаний проведен анализ антиферромагнитных осцилляторов без учета и с учетом слабого

ферромагнетизма (на примере оксида никеля и гематита). Найдены условия безгистерезисной генерации автоколебаний в АФМ осцилляторе.

2. Показано, что возникновение автоколебаний в антиферромагнитном осцилляторе сопровождается образованием гомоклинической траектории, образованной слиянием сепаратрис седел. Для уменьшения области гистерезисной генерации необходимо уменьшать эффективное поле анизотропии в легкой плоскости, или выбирать антиферромагнетики с меньшим обменным полем между подрешетками.

3. Наличие внешнего постоянного магнитного поля приводит к снятию вырождения с резонансных частот АФМ осциллятора со слабым ферромагнетизмом в докритической области и наличию двух устойчивых состояний равновесия и скачкам режима, а автоколебательный режим характеризуется двухмодовой генерацией.

4. Количественно найдено условие на напряженность внешнего постоянного магнитного поля для возбуждения одномодовых колебаний в докритической области АФМ осциллятора со слабым ферромагнетизмом, которое прямо пропорционально полю Дзялошинского-Мория. Для уменьшения возможности скачков между двумя устойчивыми состояниями равновесия в докритической области необходимо увеличивать щель между резонансными частотами, увеличивая внешнее магнитное поле или выбирая материал с большей константой Дзялошинского-Мория.

## ГЛАВА 3. ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ДЕТЕКТОР ТГц КОЛЕБАНИЙ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР, СОДЕРЖАЩИХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКИ

### 3.1. Постановка задачи

В настоящее время возрастает интерес к разработке перестраиваемых генераторов и детекторов, работающих в терагерцевом (ТГц) диапазоне частот. АФМ материалы имеют собственные резонансные частоты магнитных колебаний, лежащие в этом частотном диапазоне. При этом они демонстрируют когерентную прецессию при комнатной температуре без внешнего подмагничивающего поля и их можно перестраивать, изменяя их анизотропию. Эти свойства делают АФМ очень привлекательными для использования в устройствах обработки сигналов ТГц диапазона. Резонансные детекторы ТГц сигналов имеют большой потенциал для использования в неразрушающем контроле, безопасности и телекоммуникационных технологиях [162], поскольку ТГц-излучение имеет относительно большую глубину проникновения, будучи в то же время неионизирующим. Однако генерация и резонансное детектирование сигналов с частотами, лежащими в так называемом «ТГц-провале» (от 0,1 до 10 ТГц), довольно затруднительны из-за редкости естественных резонаторов, работающих в этом диапазоне частот. Вакуумные электронные устройства, полупроводники и генераторы на основе графена с умножителями частоты могут генерировать сигналы большой амплитуды на частотах до нескольких сотен ТГц [162], тогда как источники света, такие как квантовые каскадные лазеры, выдают сигналы с частотами выше нескольких ТГц при комнатной температуре [162], и поэтому ТГц провал все еще существует. Перспективными являются ТГц генераторы и детекторы на джозефсоновских переходах, но для работы этих устройств требуются криогенные температуры, что создает значительные трудности в их

практическом использовании. Таким образом, разработка небольших и простых устройств, работающих при комнатной температуре, способных генерировать и/или принимать резонансные сигналы в ТГц диапазоне частот по-прежнему является серьезной проблемой.

Ранее предлагалось использовать АФМ в качестве активных слоев ТГц-генераторов (см. главу 2), поскольку сильное внутреннее обменное поле, существующее внутри АФМ-кристаллов, обменно усиливает резонансные частоты [10]. Кроме того, имеется несколько теоретических работ [14, 15], в которых высказывается предположение о возможности разработки нерезонансных непрерывно перестраиваемых токовых автогенераторов ТГц диапазона на основе эффекта вращения АФМ магнитных подрешеток, скошенных внешним спиновым током.

Ранее [15] теоретически было предложено использовать активные АФМ-осцилляторы для детектирования внешних сигналов ТГц-частоты с помощью механизма синхронизации внешним источником. Подробнее синхронизация спинтронного АФМ осциллятора будет исследована в главе 6.

Альтернативный способ разработки квазипассивных детекторов на основе АФМ-ТМ заключается в использовании того факта, что резонансные собственные частоты динамических мод АФМ (стоячие моды АФМР) лежат в суб-ТГц диапазоне частот. Впервые в [15] было показано, что диэлектрический АФМ, обладающий двухосной анизотропией, такой как оксид никеля - NiO, может использоваться для резонансно-квадратичного выпрямления линейно поляризованного переменного спинового тока с частотой ТГц и может иметь чувствительность в диапазоне  $10^2$ – $10^3$  В/Вт.

Теоретические оценки параметров детектора на основе АФМ-ТМ, представленные в [15] весьма обнадеживают, но для практического использования такого детектора крайне желательно иметь возможность

непрерывно настраивать частоту резонанса такого устройства электрическим током.

Следует отметить, что в частотном диапазоне ГГц аналогичные квадратичные детекторы на основе эффекта переноса спинового момента в ферромагнитных туннельных переходах исследовались как теоретически, так и экспериментально [163,164]. Рабочая частота ферромагнитного резонансного детектора ограничена максимально возможным приложенным магнитным полем смещения, и увеличить эту частоту выше нескольких десятков ГГц практически невозможно.

Для детекторных устройств на основе гетероструктуры АФМ-ТМ резонансные частоты пропорциональны корню квадратному из произведения магнитных полей внутреннего обмена и анизотропии. В то время как внутреннее обменное магнитное поле очень велико (достигает сотен тесла) и фиксируется сильным однородным обменным взаимодействием, поле анизотропии АФМ можно относительно легко контролировать с помощью различных внешних воздействий. В данной главе будет описана возможность управления полем анизотропии АФМ и, следовательно, частотой АФМР, изменяя постоянный спиновый ток смещения в слое ТМ гетероструктуры АФМ-ТМ. Чтобы подтвердить наши аналитические результаты по индуцированной током перестройке частоты АФМР, было выполнено микромагнитное моделирование путем численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ).

На первом этапе решена задача детектирования ТГц-сигнала, протекающего по слою ТМ. На втором этапе решена задача детектирования ТГц-сигнала, возбуждаемого внешним электромагнитным излучением для одноосных АФМ типа «легкая ось» и двухосных АФМ типа «легкая плоскость». Рассмотрены вопросы увеличения чувствительности объединением большого количества наноструктур типа АФМ/ТМ. На третьем этапе решена задача детектирования субтерагерцевых колебаний линейной и круговой поляризации посредством АФМ

со слабым ферромагнетизмом. Отдельно рассмотрен случай выпрямления ТГц-сигналов с помощью АФМ с нарушенными пространственной и временной инверсией. В заключении главы решена задача детектирования субтерагерцевых сигналов с помощью гетероструктур ФиМ-ТМ. Представленные в данной главе результаты были опубликованы в работах [А1, А3, А7, А15, А16, А39, А40].

### **3.2. Детектирование терагерцевых сигналов при возбуждении спин-поляризованным током**

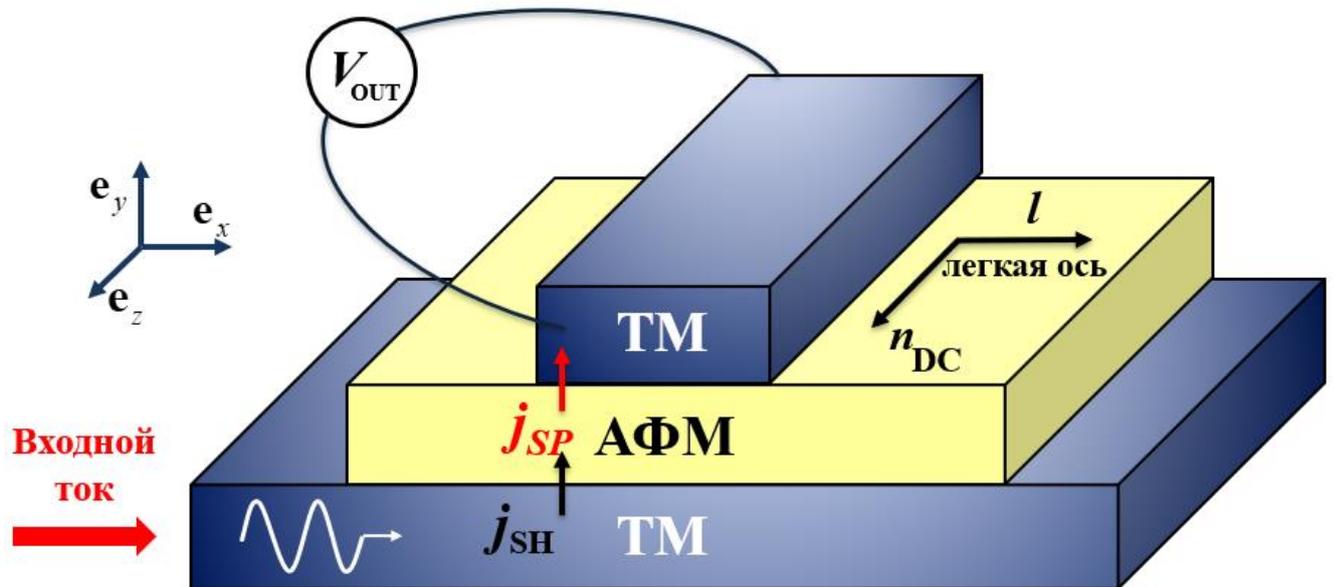
#### **3.2.1. Структура и математическая модель перестраиваемого спин-поляризованным током детектора**

Рассмотрим ТГц детектор, схематически представленный на рис.3.1, который состоит из одноосного АФМ, управляемого как постоянным (ток смещения), так и переменным (детектируемый сигнал) спиновыми токами, текущими из нижнего слоя ТМ - Pt.

Спиновый ток плотности  $j_{SH}$ , возникающий благодаря спин-орбитальному взаимодействию в нижнем слое Pt, течет в АФМ и создает постоянный и переменный спиновые моменты с поляризациями  $\mathbf{n}_{DC}$  и  $\mathbf{n}_{AC}$ , соответственно. Эти моменты действуют на магнитные подрешетки. Прецессия магнитных подрешеток за счет механизма спиновой накачки создает спиновый ток  $j_{SP}$ . Этот спиновый ток благодаря обратному спиновому эффекту Холла индуцирует в верхнем слое Pt (см. Рис.3.1) электрическое поле в направлении  $\mathbf{e}_z$ , перпендикулярном постоянному току смещения, текущему в  $\mathbf{e}_x$  направлении.

Нас будет интересовать постоянная составляющая электрического напряжения  $V_{OUT}$ , индуцированная в верхнем слое Pt между выходными контактами, которые разделены расстоянием  $L=10$  мкм. Отметим, что для практической реализации предложенного детектора необходимо измерить относительно небольшое выпрямленное постоянное напряжение,

пропорциональное амплитуде входного переменного сигнала, в случае, когда постоянный ток смещения может быть достаточно большим. Поэтому очень важно гарантировать высокую стабильность источника постоянного тока смещения.



**Рис.3.1.** Схематический вид ТГц резонансного детектора на основе структуры ТМ-АФМ-ТМ, где  $\mathbf{l}$  - вектор Нееля, ориентированный вдоль легкой оси  $\mathbf{n}_e = \mathbf{e}_x$ , а  $V_{\text{OUT}}$  - выходное детектируемое электрическое напряжение. Благодаря спиновому эффекту Холла входной электрический ток в Pt создает спиновый ток  $j_{\text{SH}}$ , который имеет как постоянную, так и переменную составляющие. Поляризация переменного спинового тока направлена перпендикулярно границе раздела, в то время как поляризация постоянного тока  $\mathbf{p}_{\text{DC}} = \mathbf{e}_z$  ориентирована в плоскости интерфейса и перпендикулярна легкой оси. Колебания вектора Нееля вызывают спиновый ток  $j_{\text{SP}}$  из-за механизма спиновой накачки. Сигналы спиновой накачки как переменного, так и постоянного тока преобразуются в электрический ток посредством обратного спинового эффекта Холла во втором слое Pt, расположенном выше АФМ.

Здесь мы рассматриваем случай, когда вектор поляризации  $\mathbf{n}_{DC} = \mathbf{e}_z$  постоянного тока ориентирован перпендикулярно легкой оси анизотропии АФМ, а входной переменный спиновый ток имеет круговую поляризацию, описываемую вектором  $\mathbf{n}_{AC} = (\mathbf{e}_y \pm i\mathbf{e}_z) / \sqrt{2}$ , где два знака соответствуют вращению поляризации переменного спинового тока по часовой стрелке и против часовой стрелки в плоскости, перпендикулярной легкой оси анизотропии АФМ. Следует отметить, что, как было показано в [15], линейно поляризованный спиновый переменный ток индуцирует нулевое выходное постоянное напряжение в одноосном АФМ, и поэтому круговая поляризация входного переменного тока является обязательной. Входной переменный ток с круговой поляризацией может, например, создаваться источником сигнала ТГц-частоты, помещенного в ЭМ-резонатор с магнитным полем круговой поляризацией, а также может быть получен с использованием дополнительного магнитного слоя, который создает спиновый ток с круговой поляризацией в плоскости  $zy$ , или может быть запитан любым другим генератором ТГц-частоты на основе АФМ. Ранее было показано экспериментально [165,166], что можно выпрямить субтерагерцовые электромагнитные волны с помощью обратного спин-холловского эффекта от одноосного АФМ. Возбуждение магнитного поля с круговой поляризацией осуществлялось с помощью копланарных волноводов. В данной работе мы рассматриваем случай, когда направление анизотропии лежит в плоскости образца.

Для описания динамики намагниченности АФМ используем вектор Нееля  $\mathbf{I} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2) / 2M_s$ , где  $\mathbf{M}_{1,2}$  - векторы намагниченности подрешеток АФМ, а  $M_s$  - намагниченность насыщения подрешеток (в частности,  $M_s = 350$  кА/м для IrMn при комнатной температуре). Динамика вектора Нееля  $\mathbf{I}(t)$  описывается хорошо известным уравнением так называемой «сигма-модели» вида (см. главы 1,2, а также [17,27–29]):

$$\mathbf{l} \times \left[ \frac{1}{\omega_{\text{ex}}} \frac{d^2 \mathbf{l}}{dt^2} + \alpha_{\text{eff}} \frac{d\mathbf{l}}{dt} + \hat{\Omega} \cdot \mathbf{l} + [\boldsymbol{\tau} \times \mathbf{l}] \right] = 0. \quad (3.1)$$

Здесь  $\alpha_{\text{eff}}$  - эффективная константа Гильбертова затухания,  $\hat{\Omega} = -\omega_e \mathbf{e}_e \otimes \mathbf{e}_e$  и  $\mathbf{e}_e = \mathbf{e}_x$  - орт легкой оси анизотропии АФМ,  $\boldsymbol{\tau} = \omega_{\text{DC}} \mathbf{n}_{\text{DC}} + \omega_{\text{AC}} \mathbf{n}_{\text{AC}} e^{i\omega t} + \text{c.c.}$  - член, характеризующий спиновый момент и состоящий из постоянной DC и переменной AC частей. Характерные величины в размерности частоты модели (3.1) можно записать в виде:

$$\begin{pmatrix} \omega_{\text{DC}} \\ \omega_{\text{AC}} \end{pmatrix} = \sigma \cdot \begin{pmatrix} j_{\text{DC}} \\ j_{\text{AC}} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \omega_{\text{ex}} \\ \omega_e \end{pmatrix} = \gamma \cdot \begin{pmatrix} H_{\text{ex}} \\ H_e \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

где  $j_{\text{DC}}$  и  $j_{\text{AC}}$  - плотности втекающих постоянного и переменного электрических токов с частотой  $\omega$  соответственно,  $\gamma$  - гиромагнитное отношение,  $H_{\text{ex}}$  - внутреннее обменное поле между подрешетками АФМ, а  $H_e$  - поле анизотропии АФМ. Коэффициент, характеризующий крутящий момент  $\sigma$  определяется следующим выражением [13]:

$$\sigma = \frac{e\gamma\theta_{\text{SH}}g_r\rho\lambda_{\text{Pt}}}{2\pi M_s d_{\text{AFM}}} \tanh\left(\frac{d_{\text{Pt}}}{2\lambda_{\text{Pt}}}\right), \quad (3.3)$$

где  $g_r = 6.9 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$  - проводимость спин-перемешивания на границе АФМ-ТМ,  $d_{\text{AFM}}$  - толщина АФМ слоя,  $\theta_{\text{SH}} = 0.1$  - спиновый угол Холла в Pt,  $\rho = 4.8 \cdot 10^{-7} \Omega \times \text{m}$  - электрическое сопротивление Pt,  $\lambda_{\text{Pt}} = 7.3 \text{ nm}$  - длина спиновой диффузии в Pt,  $d_{\text{Pt}} = 20 \text{ nm}$  - толщина слоя Pt. Для моделирования были использованы следующие типовые значения параметров эффективного затухания Гильберта для IrMn  $\alpha_{\text{eff}} = 0.005$ , что соответствует добротности  $Q$  АФМ резонанса, равной 7.

Резонансная частота детектора в простейшем случае одноосного АФМ с легкой осью может быть рассчитана с использованием выражения [10]:

$$\omega_{\text{AFMR}} = \sqrt{\omega_{\text{ex}} \omega_e}, \quad (3.4)$$

где  $\omega_{ex}$  - обменная частота и  $\omega_e$  - частота анизотропии. Для одноосного IrMn с  $\omega_{ex} / 2\pi = 12.9$  ТГц и  $\omega_e / 2\pi = 16$  ГГц, а частота АФМР равна  $\omega_{AFMR} / 2\pi = 454$  ГГц [167,168].

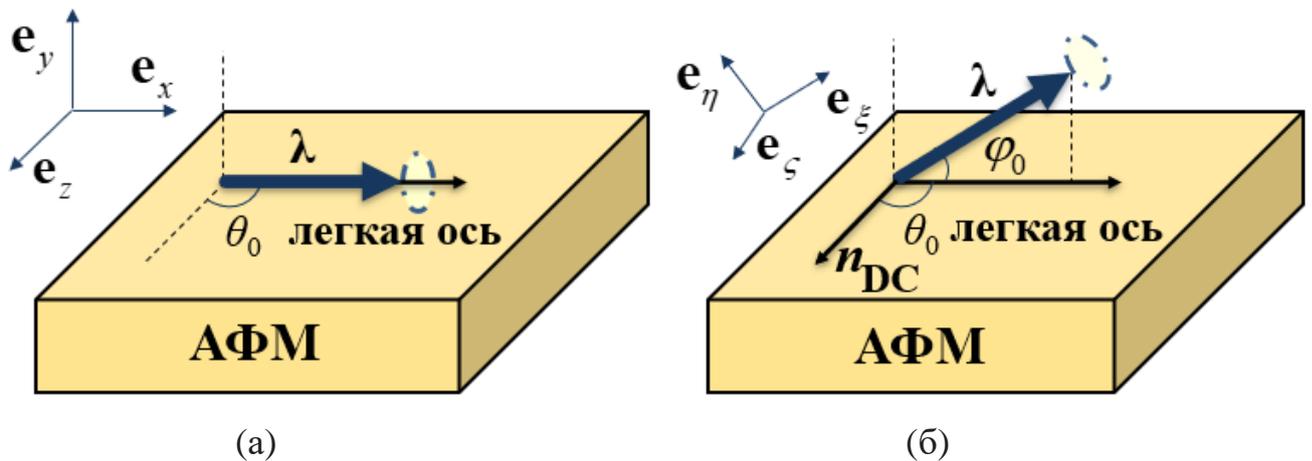
### 3.2.2. Динамические режимы перестраиваемого антиферромагнитного детектора

Опишем динамику вектора Нееля в виде малого отклонения от положения равновесия  $\mathbf{l}(t) = \boldsymbol{\lambda} + \mathbf{s} \cdot e^{i\omega t} + \text{с.с.}$ , где  $\boldsymbol{\lambda}$  - вектор стационарного состояния АФМ и вектор  $\mathbf{s}$  описывает малые отклонения от положения равновесия за счет внешнего переменного сигнала. Эти векторы удовлетворяют условию ортогональности  $(\boldsymbol{\lambda} \cdot \mathbf{s}) = 0$ .

Рассмотрим сначала ситуацию, когда смещение постоянным DC током отсутствует. Ориентация основного состояния вектора Нееля для нулевой входной плотности постоянного тока равна  $\boldsymbol{\lambda} = (1, 0, 0)$  (см. Рис.3.2а), поэтому вектор  $\boldsymbol{\lambda}$  ориентирован вдоль легкой оси. Колебания динамического вектора  $\mathbf{s}$  происходят в плоскости  $\mathbf{e}_{z,y}$  и проекция  $s_x = 0$ . В этом случае после упрощений можно найти выражение для вектора  $\mathbf{s}$  в следующем виде:

$$\mathbf{s} = \frac{\omega_{AC} \omega_{ex}}{\omega_{AFMR}^2 - \omega^2 + i\gamma_0 \omega} \cdot \mathbf{n}_{AC}, \quad (3.5)$$

где  $\gamma_0 = \alpha_{\text{eff}} \omega_{ex}$  - ширина спектральной линии АФМР в случае нулевого входного тока.



**Рис.3.2.** Схематическое изображение ориентации вектора  $\lambda$  стационарного состояния вектора Нееля в АФМ для  $j_{DC}=0$  (а) и для  $j_{DC}\neq 0$  (б).

Для ненулевого входного постоянного тока уравнение для определения стационарного положения вектора Нееля  $\lambda$  имеет вид:

$$\lambda \times (\hat{\Omega} \cdot \lambda) + \omega_{DC} \lambda \times \mathbf{n}_{DC} \times \lambda = 0. \quad (3.6)$$

Нахождение основного состояния  $\lambda$  из уравнения (3.6) проще осуществлять, представляя вектор  $\lambda = (\cos \varphi_0 \sin \theta_0, \sin \varphi_0 \sin \theta_0, \cos \theta_0)$  в сферической системе координат. Для геометрии, представленной на рис.3.1, имеем  $\mathbf{n}_{DC} = \mathbf{e}_z$  и  $\mathbf{n}_e = \mathbf{e}_x$  и азимутальный угол  $\theta_0 \approx \pi/2$ , а полярный угол равен

$$\varphi_0 = \frac{1}{2} \arcsin \left[ \frac{2\omega_{DC}}{\omega_e} \right]. \quad (3.7)$$

Увеличение полярного угла  $\varphi_0$  означает, что статическая часть вектора Нееля отклоняется от плоскости интерфейса АФМ, что является результатом действия эффекта переноса крутильного момента, индуцированного спинами, инжектированными из нижнего слоя Pt, через который проходит внешний ток смещения.

«Динамические» уравнения, определяющие вектор «возбуждения»  $\mathbf{s}$ , после некоторых упрощений из (3.1) можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \left( \frac{-\omega^2}{\omega_{\text{ex}}} + i\omega\alpha_{\text{eff}} \right) \mathbf{s} + \left( \hat{\Omega} - \left( \boldsymbol{\lambda} \cdot \left( \hat{\Omega} \cdot \boldsymbol{\lambda} \right) \right) \hat{\mathbf{I}} \right) \mathbf{s} - \\ & - \left( \boldsymbol{\lambda} \cdot \left( \hat{\Omega} \cdot \mathbf{s} \right) \right) \boldsymbol{\lambda} + \omega_{\text{DC}} \left( \boldsymbol{\lambda} \cdot \mathbf{n}_{\text{DC}} \right) \boldsymbol{\lambda} \times \mathbf{s} = \omega_{\text{AC}} \boldsymbol{\lambda} \times \mathbf{n}_{\text{AC}}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Как упоминалось ранее, при нулевом входном DC смещении колебания вектора  $\mathbf{s}$  происходят в плоскости  $(\mathbf{z}, \mathbf{y})$  и  $s_x=0$ , тогда как при наличии постоянного тока смещения необходимо ввести новую систему координат  $(\mathbf{e}_\xi, \mathbf{e}_\eta, \mathbf{e}_\zeta)$  (см. рис.3.2б), где компонента  $s_\xi$ , перпендикулярная плоскости колебаний (например,  $(\mathbf{e}_\eta, \mathbf{e}_\zeta)$ ), равна нулю. Выражения для компонент  $s_\eta, s_\zeta$  эквивалентны выражениям для компонент  $s_y, s_z$  (3.5), если мы заменим  $\mathbf{e}_y$  на  $\mathbf{e}_\eta$ , а  $\mathbf{e}_z$  на  $\mathbf{e}_\zeta$  и частоту АФМР  $\omega_{\text{AFMR}}$  на  $\omega_0 = \omega_{\text{AFMR}} \sqrt{\cos 2\varphi_0}$ , соответственно.

Ранее [32], для случая двухосного АФМ (например, NiO) было показано, что существуют две резонансные частоты  $\omega_{1,2}$  и они существенно различаются из-за сильной разницы между анизотропией, соответствующей “легкой” и “жесткой” осям. В случае одноосного АФМ две собственные частоты АФМР вырождены для нулевого постоянного тока смещения. Хотя при ненулевом постоянном токе смещения зависимости  $\omega_{1,2}(j_{\text{DC}})$  различаются и разница довольно мала. Так что в одноосном случае можно приближенно считать, что  $\omega_1 \approx \omega_2 = \omega_0$ . Зависимость частоты резонансных колебаний от плотности постоянного тока смещения в одноосном АФМ можно представить в следующем виде:

$$\omega_0(j_{\text{DC}}) = \omega_{\text{AFMR}} \sqrt[4]{1 - \left( \frac{2\omega_{\text{DC}}}{\omega_e} \right)^2}. \quad (3.9)$$

Частота колебаний (3.9) пропорциональна частоте АФМР и зависит от плотности  $j_{\text{DC}}$  постоянного тока смещения. Таким образом, резонансная частота колебаний намагниченности в одноосном АФМ может быть уменьшена путем изменения плотности постоянного тока смещения  $j_{\text{DC}}$  в нижнем слое Pt детектора, как

показано на рис.3.1. Рассмотрим основные параметры детектора, рассчитанные по полученным выражениям (3.5)-(3.9).

### 3.2.3. Расчет параметров детектора с учетом спин-поляризованного тока

Выпрямленный выходной постоянный спиновый ток в верхнем слое Pt (см. Рис.3.1) пропорционален  $\mathbf{j}_{\text{OUT}} \sim \left[ \mathbf{l} \times \frac{d\mathbf{l}}{dt} \right]$  [15]. В (3.5) после упрощений можно найти выходное постоянное электрическое напряжение  $V_{\text{OUT}}$  между выходными контактами в следующем виде [15] в отсутствие тока смещения  $j_{\text{DC}} = 0$ :

$$V_{\text{OUT}}(\omega) = \frac{V_{\text{max}}^0 (\gamma_0)^2 \omega_{\text{AFMR}} \omega}{(\omega_{\text{AFMR}}^2 - \omega^2)^2 + (\gamma_0 \omega)^2}. \quad (3.10)$$

Здесь  $V_{\text{max}}^0 = \left( \frac{\omega_{\text{AC}}}{\gamma_0} \right)^2 V_0$  - максимум напряжения в точке резонанса  $\omega = \omega_{\text{AFMR}}$  и нормированное напряжение  $V_0$  можно найти так:

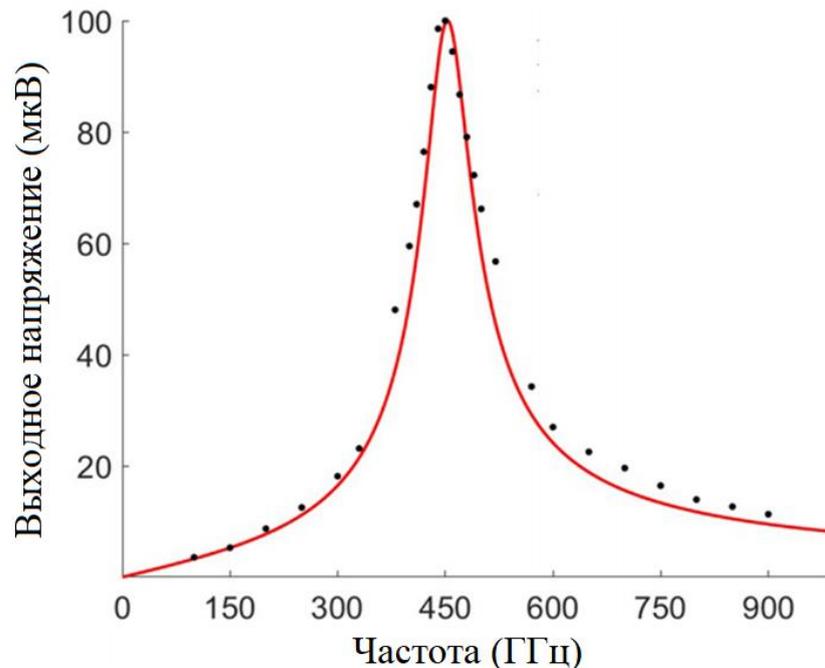
$$V_0 = Le\omega_{\text{ex}}^2 \theta_{\text{SH}} g_r \rho \lambda_{\text{Pt}} \frac{\tanh(d_{\text{Pt}} / 2\lambda_{\text{Pt}})}{\pi d_{\text{Pt}} \omega_{\text{AFMR}}}. \quad (3.11)$$

Предполагаем, что АФМ имеет квадратное поперечное сечение с размерами в плоскости  $S=100 \times 100 \text{ nm}^2$  и толщиной  $d_{\text{AFM}}=5 \text{ nm}$ . При  $j_{\text{AC}}= 10^7 \text{ A/cm}^2$  выходное электрическое напряжение составляет  $V_{\text{OUT}}=100 \text{ }\mu\text{V}$  при нулевой плотности входного постоянного тока.

На рис.3.3 показана стандартная зависимость выходного напряжения  $V_{\text{out}}$  резонансного типа от частоты  $\omega$  входного переменного сигнала. Как видно из рис. 3.3, спектральная ширина линии выходного напряжения равна ширине линии АФМР  $\gamma_0 / 2\pi = 64.8 \text{ GHz}$ .

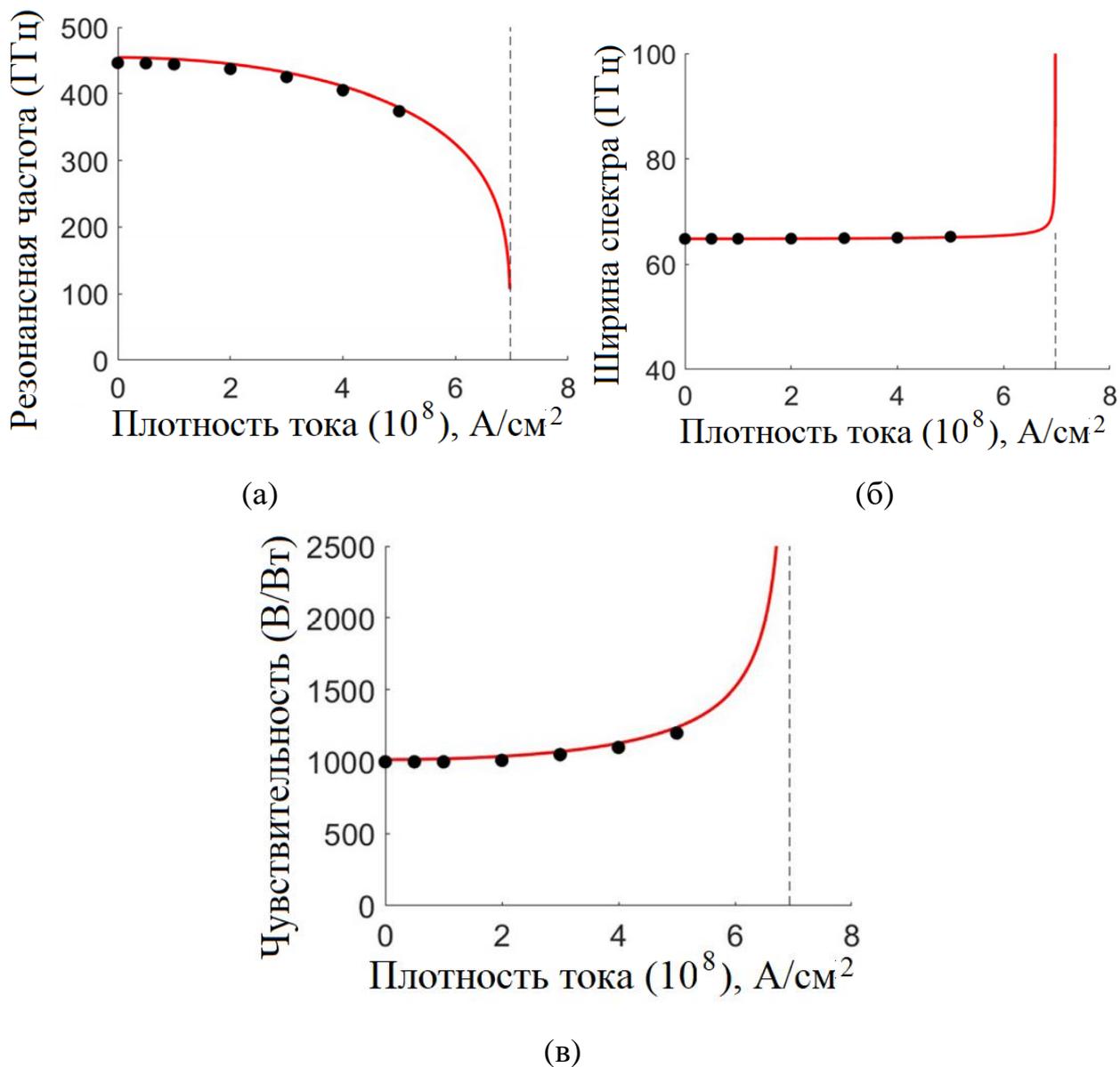
На рис.3.4а показана зависимость частоты колебаний  $\omega_0$  как функция плотности постоянного тока в докритическом (пассивном) режиме. Видно, что

частоту  $\omega_0$  можно непрерывно изменять (уменьшать) от  $\omega_{\text{AFMR}}$  не менее чем на 10% за счет увеличения плотности тока смещения до  $5 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$ .



**Рис.3.3.** Резонансная кривая выходного выпрямленного постоянного напряжения  $V_{\text{out}}$  детектора на основе АФМ, рассчитанная по формуле (3.10) (сплошная линия). Точками показаны результаты микромагнитного моделирования.

Пороговый ток  $j_{\text{th}}$ , при котором детектор на рис.3.1 переходит в режим автоколебаний (закритический или активный режим), может быть легко найден из анализа устойчивости режима затухающих колебаний в виде  $j_{\text{th}} = \omega_e / 2\sigma \approx 7 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$  [13]. Это значение плотности тока довольно высокое. Однако следует отметить, что как частота АФМР, так и пороговая плотность постоянного тока, соответствующая переходу в режим автоколебаний, могут быть существенно уменьшены в гетероструктурах PZ/АФМ/Pt на основе тонкого диэлектрического слоя АФМ, использующего магнитоупругое взаимодействие для контроля напряжения анизотропии АФМ. Этот вопрос будет подробно рассмотрен в следующей главе.



**Рис.3.4.** Сравнение результатов аналитических расчетов (сплошная линия) и микромагнитного моделирования (точки), показывающее зависимость частоты колебаний АФМР (а), ширина спектральной линии (б) и чувствительности детектора (в) от входной плотности постоянного тока смещения, протекающего в нижнем слое Pt детектора, показанного на рис.3.1. Точками показаны результаты микромагнитного моделирования.

Из (3.8) можно показать, что зависимость ширины спектральной линии  $\Delta\omega(j_{DC})$  для достаточно малых плотностей постоянного тока может быть найдена следующим образом:

$$\Delta\omega = \gamma_0 \left( 1 + \frac{\alpha_{\text{eff}}^2 \omega_{\text{ex}}}{2\omega_e} \left( \frac{\omega_{DC}}{\omega_e} \right)^2 \right). \quad (3.12)$$

На рис.3.4б показана зависимость ширины спектральной линии от входной плотности постоянного тока смещения. Как видно, ширина линии в докритическом (пассивном) режиме практически не зависит от постоянного тока смещения. Конечно, для больших плотностей постоянного тока смещения, близких к порогу автоколебаний, формула (3.12) неверна, и необходим более точный теоретический анализ. Ширина линии 64,8 GHz, достигаемая при нулевой плотности постоянного тока соответствует добротности  $Q = \omega_0 / \Delta\omega \approx 7$ . Хотя эта добротность относительно мала, ее все же достаточно для резонансного приема сигналов переменного тока с ТГц-частотой.

Рассмотрим теперь чувствительность детектора  $\mathfrak{R} = V_{\text{max}} / P_{AC}$ , где  $V_{\text{max}}$  - максимальное выпрямленное напряжение  $V_{\text{max}} = V_{\text{max}}^0 \cdot \frac{\cos \varphi_0}{\sqrt{\cos 2\varphi_0}}$  для ненулевого тока смещения и  $P_{AC} = \rho j_{AC}^2 S d_{AFM}$  - мощность входного переменного сигнала. Для  $j_{AC} = 10^7$  A/cm<sup>2</sup> входная мощность  $P_{AC} = 100$  nW. Выходной сигнал (см. Рис.3.1) от слоя Pt может быть протектирован с помощью обратного спинового эффекта Холла в симметричной структуре ТМ/АФМ/ТМ (подробнее см., напр. [169]).

На частотах внешнего сигнала, близких к АФМР, чувствительность детектора  $\mathfrak{R}_0$  составляет 1000 V/W. На рис.4в показана зависимость резонансной чувствительности  $\mathfrak{R}$  от входной плотности постоянного тока смещения для  $\omega = \omega_0$  и относительно малых плотностей постоянного тока смещения в следующем виде:

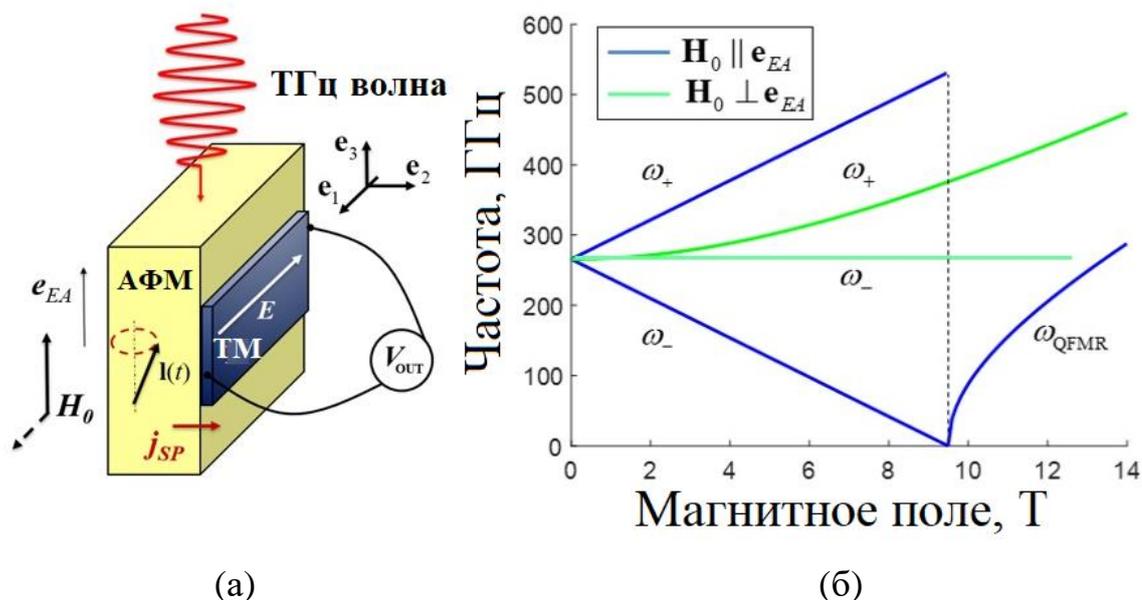
$$\mathfrak{R} = \mathfrak{R}_0 \left( 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_{DC}}{\omega_e} \right)^4 \right). \quad (3.13)$$

Здесь  $\mathfrak{R}_0 = \left( \frac{\sigma}{\gamma_0} \right) \frac{V_0}{\rho S d_{AFM}}$  - чувствительность детектора при нулевом токе смещения. Как видно из (3.13), чувствительность увеличивается с увеличением плотности входного постоянного тока смещения. Отметим, что для более точной оценки чувствительности прибора при комнатной температуре необходимо учитывать тепловые флуктуации в материале АФМ.

### 3.3. Детектирование терагерцевых сигналов при возбуждении электромагнитным излучением

#### 3.3.1 Структура и математическая модель перестраиваемого постоянным магнитным полем детектора

Рассмотрим модель детектора суб-ТГц (с резонансными частотами до 1 ТГц) колебаний на основе гетероструктуры одноосный АФМ-ТМ (рис.3.5а). Как было установлено в предыдущем разделе для выпрямления суб-ТГц колебаний необходима круговая поляризация источника возбуждения. В данном разделе, следуя экспериментам, описанным в [165,166] будем предполагать как линейную, так и круговую поляризацию внешнего электромагнитного поля, возбуждающего однородную прецессию вектора Нееля в АФМ. В частности, в [166] в качестве источника колебаний использовался твердотельный генератор на эффекте Ганна с антенной, обеспечивающей создание ЭМ-поля круговой поляризации, а сам образец помещен в волновод круглого сечения.



**Рис.3.5** (а) Схема детектора ТГц колебаний на основе гетероструктуры одноосный АФМ – ТМ. (б) Зависимость частоты резонансных колебаний легкоосного АФМ  $\omega_{\text{res}}$  от величины постоянного подмагничивающего поля  $H_0$ .

Для перестройки частоты резонансных колебаний АФМ будем использовать внешнее постоянное магнитное поле  $\mathbf{H}_0$ , направленное по оси  $\mathbf{e}_3$  (см. рис.3.5а). Эксперименты по спиновой накачке в АФМ были выполнены [165,166] для одноосных АФМ  $\text{MnF}_2$  и  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ , параметры которых (поля анизотропии и обмена, резонансная частота и ширина спектральной линии при нулевом поле) представлены в Таблице 3.1. Все значения параметров представлены при комнатной температуре  $T=300$  К. Как видно, АФМ  $\text{FeF}_2$  обладает самой высокой из приведенных резонансной частотой в 1,4 ТГц, что связано с большой обменной константой между подрешетками и достаточно высоким полем анизотропии. При этом добротность резонанса равна 47, что заметно выше, чем у металлического АФМ  $\text{IrMn}$ , изученного в предыдущих параграфах.

**Таблица 3.1.** Параметры одноосных антиферромагнитных изоляторов ( $T=300$  К)

| АФМ                     | $\mu_0 \mathbf{H}_A$ (Т) | $\mu_0 \mathbf{H}_{EX}$ (Т) | $f_{AFMR}$ (ТГц) | $\Delta f$ (ТГц) | $V_{OUT}$ (нВ) | Ref.      |
|-------------------------|--------------------------|-----------------------------|------------------|------------------|----------------|-----------|
| $\text{FeF}_2$          | 20                       | 54                          | 1400             | ~30              | -              | [170,171] |
| $\text{Cr}_2\text{O}_3$ | 0.07                     | 245                         | 163              | ~5.6             | 30             | [172]     |
| $\text{MnF}_2$          | 0.85                     | 53                          | 245              | ~2.64            | 60             | [165,166] |
| $\text{NiO}$            | 0.03,<br>0.7668          | 1937                        | 220, 1100        | ~ 18             | -              | [173]     |

Рассмотрим концепцию детектора на основе гетероструктуры АФМ/ТМ, которая показана на рис. 3.5а. Здесь легкая ось анизотропии ориентирована в плоскости образца  $\mathbf{e}_{EA}=\mathbf{e}_3$ . Составляющая магнитного поля электромагнитного поля переменного тока  $\mathbf{h}_{AC}=\mathbf{h}_{AC}\mathbf{e}_{AC}\cdot e^{i\omega t}$ , создаваемая внешним сигналом, ориентирована в плоскости, перпендикулярной легкой оси  $\mathbf{e}_{EA}$ , где  $\mathbf{e}_{AC}=(\mathbf{e}_1+\mathbf{e}_2)/\sqrt{2}$  и  $\mathbf{e}_{AC}=(\mathbf{e}_1+i\mathbf{e}_2)/\sqrt{2}$  для случаев линейной (LP) и круговой

(СР) поляризации соответственно, а  $h_{AC}$  и  $\omega$  — амплитуда и частота переменного магнитного поля.

Внешнее переменное магнитное поле индуцирует спиновый вращающий момент, который действует на магнитные подрешетки АФМ и вызывает осцилляции вектора Нееля  $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2) / 2M_s$  параллельно легкой оси, а также создает спиновый ток:

$$\mathbf{j}_{SP} = \frac{\hbar g_r}{2\pi} \left[ \mathbf{l} \times \frac{d\mathbf{l}}{dt} \right], \quad (3.14)$$

где  $g_r$  — действительная часть проводимости спинового перемешивания,  $\hbar$  — постоянная Планка. Этот спиновый ток затем в ТМ создает зарядовый ток и электрическое поле между выходными электродами за счет обратного спинового эффекта Холла (ISHE) и приводит к электрическому постоянному напряжению  $V_{OUT}$ . Экспериментальные результаты по значению выпрямленного напряжения и другие физические параметры различных одноосных и двухосных АФМ для нулевого внешнего постоянного магнитного поля представлены в табл. 3.1, и все они превышают десятки нВ. Из табл. 3.1 видно, что резонансные частоты представленных АФМ лежат в терагерцевом диапазоне частот. Мы используем  $MnF_2$  и  $NiO$  для нашего численного моделирования для одноосного и двухосного случаев, соответственно, как материалы с низким затуханием при комнатных температурах, которые дают приемлемую добротность для АФМ-резонанса.

Общий феноменологический метод описания динамики АФМ основан на использовании связанных уравнений Ландау–Лифшица для намагниченности подрешеток  $\mathbf{M}_{1,2}$ . Используя этот подход при условии малости полной намагниченности  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ , В.И. Ожогин и В.Л. Преображенский [8] впервые получили замкнутое уравнение, описывающее динамику антиферромагнетика в терминах нормированного (единичного) вектора  $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2) / 2M_s$ . При их выводе предполагалось, что вектор намагниченности антиферромагнетика  $\mathbf{M}$  является «подчиненной» переменной и определяется вектором  $\mathbf{l}(t)$  и его производной по

времени  $d\mathbf{l}(t)/dt$ . Динамические уравнения движения для единичного вектора  $\mathbf{l}(t)$  обычно называют уравнениями «сигма-модели», и их применение значительно упрощает анализ как линейных, так и нелинейных динамических эффектов в антиферромагнетиках [157]. А.Ф. Андреев и В.И. Марченко [174], а также А.К. Звездин [175] получили уравнение сигма-модели на основе анализа динамической симметрии АФМ. В этом разделе мы опишем динамику намагниченности в АФМ-кристалле с помощью сигма-модели в следующем виде [10]:

$$\mathbf{l} \times \left[ \frac{d^2 \mathbf{l}}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\mathbf{l}}{dt} - 2\gamma \left[ \frac{d\mathbf{l}}{dt} \times \mathbf{H}_0 \right] + \frac{\partial W_{\text{AFM}}}{\partial \mathbf{l}} \right] = \left[ \mathbf{l} \times \gamma \frac{d\mathbf{h}_{\text{AC}}}{dt} \right] \times \mathbf{l}, \quad (3.15)$$

где  $\gamma_{\text{eff}} = \alpha_{\text{eff}} \omega_{\text{ex}}$  – ширина спектральной линии АФМ-резонанса при нулевом магнитном поле  $\mathbf{H}_0$ ,  $\alpha_{\text{eff}}$  – эффективное затухание, включающее постоянную Гильберта и спиновую накачку,  $\gamma = 2\pi \cdot 28 \text{ ГГц/Тл}$  – гиромагнитное отношение.

Векторное произведение  $\left[ \frac{d\mathbf{l}}{dt} \times \mathbf{H}_0 \right]$  — это гироскопический момент, а

$W_{\text{AFM}}(\mathbf{l}, \mathbf{H}_0)$  — плотность магнитной энергии в присутствии постоянного подмагничивающего магнитного поля, которое может быть выражено в виде (подробнее см. [10]):

$$W_{\text{AFM}}(\mathbf{l}, \mathbf{H}_0) = -\frac{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{EA}}}{2} (\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_{\text{EA}})^2 + \frac{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{HA}}}{2} (\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_{\text{HA}})^2 + \frac{\gamma^2}{2} (\mathbf{l} \cdot \mathbf{H}_0)^2. \quad (3.16)$$

Здесь характеристические частоты определяются следующим образом:  $\omega_{\text{ex}} = \gamma H_{\text{ex}}$ ,  $\omega_{\text{EA}} = \gamma H_{\text{EA}}$ ,  $\omega_{\text{HA}} = \gamma H_{\text{HA}}$ ,  $H_{\text{ex}}$  – внутреннее обменное магнитное поле АФМ,  $H_{\text{EA}}, H_{\text{HA}}$  – поля анизотропии АФМ, соответствующие легкой и трудной осям соответственно (см. табл. 3.1). Некоторые авторы используют определение обменного поля в АФМ,  $H_{\text{E}} = H_{\text{ex}}/2$ , что составляет половину обменного поля  $H_{\text{ex}}$ , используемого в текущем разделе. Мы используем определение  $H_{\text{ex}} = 2 \cdot H_{\text{E}}$ , следуя классическим работам по динамике намагниченности в кристаллах АФМ [157, 174, 175]. Таким образом, левая часть уравнения (3.15) содержит инерционную, демпфирующую, гироскопическую и анизотропную составляющие

соответственно, а правая часть уравнения описывает влияние переменного магнитного поля внешнего сигнала. Отметим, что в предыдущем разделе в качестве механизма возбуждения использовался переменный спиновый ток с моментом  $[\mathbf{l} \times \mathbf{j}_{AC}] \times \mathbf{l}$  в правой части уравнения (3.15), где  $\mathbf{j}_{AC}$  — плотность спинового тока. Наши дальнейшие результаты по исследованию модели (3.15) с внешним электромагнитным излучением применимы и к случаю спинового тока.

Рассмотрим теперь малоамплитудную динамику вектора Нееля, выраженную в виде суммы статической компоненты  $\mathbf{l}_0$ , описывающей основное состояние АФМ, и малого динамического вектора  $\mathbf{s}(t)$ , возбуждаемого переменным магнитным полем внешнего сигнала:

$$\mathbf{l}(t) = \mathbf{l}_0 + \mathbf{s}(t). \quad (3.16)$$

Заметим, что векторы  $\mathbf{l}_0$  и  $\mathbf{s}$  являются ортогональными, т. е.  $(\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{s}) = 0$ . В анзаце (3.16) используется предположение о малом изменении динамического вектора  $\mathbf{s}(t)$  вблизи стационарного вектора  $\mathbf{l}_0$ , описывающего основное состояние АФМ. Это распространенный прием в теории колебаний и волн. В такой линейной теории предполагается, что вектор  $\mathbf{s}(t)$  мал, и мы можем линеаризовать исходное уравнение нелинейной сигма-модели, чтобы получить линейное динамическое уравнение для вектора  $\mathbf{s}(t)$ . В нелинейном случае можно также использовать анзац  $\mathbf{l} = \mathbf{l}_0 + \mathbf{s}$ . Такая нелинейная динамика может включать генерацию второй гармоники [10] или появление автоколебаний [13], но теория таких нелинейных процессов выходит за рамки настоящей работы.

Уравнение, определяющее вектор Нееля основного состояния АФМ  $\mathbf{l}_0$ , легко найти из (3.16) следующим образом:

$$\omega_{ex} \omega_{EA} (\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{e}_{EA}) [\mathbf{l}_0 \times \mathbf{e}_{EA}] - \omega_{ex} \omega_{HA} (\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{e}_{HA}) [\mathbf{l}_0 \times \mathbf{e}_{HA}] = \omega_H^2 (\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{e}_H) [\mathbf{l}_0 \times \mathbf{e}_H] \quad (3.17)$$

где  $\omega_H = \gamma H_0$ , а  $\mathbf{e}_H$  — единичный вектор вдоль постоянного магнитного поля смещения. Решение уравнения (3.17) дает вектор Нееля основного состояния  $\mathbf{l}_0 = \mathbf{e}_3$ .

Используя выражения (3.16) в уравнении (3.15), получим следующее дифференциальное уравнение, описывающее колебания динамической части вектора Нееля  $\mathbf{s} = s_1 \mathbf{e}_1 + s_2 \mathbf{e}_2$ :

$$\frac{d^2 \mathbf{s}}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\mathbf{s}}{dt} - 2\omega_{\text{H}} (\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{e}_{\text{H}}) \cdot \hat{\Theta} \cdot \frac{d\mathbf{s}}{dt} + \left( \hat{\Omega} - (\mathbf{l}_0 \cdot \hat{\Omega} \mathbf{l}_0) \hat{I} \right) \cdot \mathbf{s} = \hat{\Theta} \cdot \gamma \frac{d\mathbf{h}_{\text{AC}}}{dt}, \quad (3.18)$$

где матрицы  $\hat{\Theta}, \hat{I}, \hat{\Omega}$  могут быть выражены следующим образом:

$$\hat{\Theta} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.19)$$

$$\hat{\Omega} = -\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{EA}} \mathbf{e}_{\text{EA}} \otimes \mathbf{e}_{\text{EA}} + \omega_{\text{ex}} \omega_{\text{HA}} \mathbf{e}_{\text{HA}} \otimes \mathbf{e}_{\text{HA}} + \omega_{\text{H}}^2 \mathbf{e}_{\text{H}} \otimes \mathbf{e}_{\text{H}}. \quad (3.20)$$

Линейное векторное уравнение (3.18) описывает малоамплитудную динамику АФМ-вектора Нееля. Формальное решение  $\mathbf{s}(\omega)$  уравнения (3.18) для гармонического управляющего сигнала  $\mathbf{h}_{\text{AC}} = \omega_{\text{AC}} \mathbf{e}_{\text{AC}} e^{i\omega t}$  (здесь  $\omega_{\text{AC}} = \gamma h_{\text{AC}}$ ) имеет следующий вид:

$$\mathbf{s}(\omega) = i\omega \omega_{\text{AC}} \hat{D}^{-1}(\omega) \cdot \hat{\Theta} \cdot \mathbf{e}_{\text{AC}}, \quad (3.21)$$

где  $\hat{D}(\omega)$  следующая матрица

$$\hat{D}(\omega) = \left[ \left( -\omega^2 + i\gamma_{\text{eff}} \omega \right) \hat{I} - 2i\omega \omega_{\text{H}} (\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{e}_{\text{H}}) \hat{\Theta} + \left( \hat{\Omega} - (\mathbf{l}_0 \cdot \hat{\Omega} \mathbf{l}_0) \hat{I} \right) \right]. \quad (3.22)$$

Мы можем переписать выражение (3.21) в виде:

$$\begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \end{pmatrix} = \frac{i\omega \omega_{\text{AC}}}{\det[\hat{D}(\omega)]} \begin{pmatrix} \omega_2^2 - \omega^2 + i\omega \gamma_{\text{eff}} & 2i\omega \omega_{\text{H}} (\mathbf{e}_{\text{H}} \cdot \mathbf{l}_0) \\ -2i\omega \omega_{\text{H}} (\mathbf{e}_{\text{H}} \cdot \mathbf{l}_0) & \omega_1^2 - \omega^2 + i\omega \gamma_{\text{eff}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e_{\text{AC},2} \\ -e_{\text{AC},1} \end{pmatrix}, \quad (3.23)$$

где  $e_{\text{AC},1,2} = 1/\sqrt{2}$  для LP и  $e_{\text{AC},2} = i/\sqrt{2}$ ,  $e_{\text{AC},1} = 1/\sqrt{2}$  для CP, и

$$\omega_{1,2}^2 = \omega_{\text{ex}} \left( \omega_{\text{EA}} + \omega_{\text{HA}} (\mathbf{e}_{1,2} \cdot \mathbf{e}_{\text{HA}}) \right) + \omega_{\text{H}}^2 \left( (\mathbf{e}_{1,2} \cdot \mathbf{e}_{\text{H}})^2 - (\mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{e}_{\text{H}})^2 \right). \quad (3.24)$$

Теперь мы можем найти общее выражение для собственных частот АФМ  $\omega_{\pm}$  в случае нулевого эффективного затухания  $\gamma_{\text{eff}}$ . Эти собственные частоты находятся из условия обращения в нуль определителя матрицы (3.22) в следующем виде (здесь принято  $\bar{\omega}_{\text{H}} = \omega_{\text{H}} (\mathbf{e}_{\text{H}} \cdot \mathbf{l}_0)$ ):

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2}(\omega_1^2 + \omega_2^2) + 2\bar{\omega}_H^2 \pm \sqrt{\frac{1}{4}(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 + 2\bar{\omega}_H^2(\omega_1^2 + \omega_2^2) + 4\bar{\omega}_H^4}. \quad (3.25)$$

Рассмотрим несколько частных случаев ориентации внешнего магнитного поля смещения  $\mathbf{H}_0$  относительно осей  $\mathbf{e}_{1,2,3}$  в одноосных и двухосных кристаллах АФМ.

(а) Одноосный АФМ с легкой осью  $H_{HA} = 0$ .

Для случая нулевого постоянного магнитного поля смещения две собственные частоты  $\omega_{\pm}$  являются вырожденными и равны  $\omega_{\pm} = \sqrt{\omega_{ex}\omega_{EA}} = \omega_{AFMR}^0$ . Динамический вектор  $\mathbf{s}(\omega)$  имеет в этом случае простейший вид:

$$\begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \end{pmatrix} = \frac{i\omega\omega_{AC}}{\left(-\omega^2 + \left(\omega_{AFMR}^0\right)^2 + i\omega\gamma_{eff}\right)} \cdot \begin{pmatrix} e_{AC,2} \\ -e_{AC,1} \end{pmatrix}. \quad (3.26)$$

Это стандартное выражение для амплитудно-частотной характеристики колебательной системы с одной степенью свободы: ФМ моды (две АФМ моды  $s_{1,2}$  вырождены и несвязаны).

В случае, когда  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{e}_{EA}$ , резонансные частоты из (3.25) можно найти в следующем виде:

$$\omega_{\pm} = \omega_{AFMR}^0 \pm \omega_H \text{ для } H_0 < H_{sf}, \quad (3.27)$$

и

$$\omega_{QFMR} = \sqrt{(\omega_H)^2 - \left(\omega_{AFMR}^0\right)^2} \text{ для } H_0 > H_{sf}, \quad (3.28)$$

где  $H_{sf} = \sqrt{H_{ex} \cdot H_{EA}}$  - поле спин-флопа, при котором вектор Нееля меняет свое направление с параллельного внешнему магнитному полю на перпендикулярное ему. Зависимости резонансных частот, определяемые выражениями (3.27) и (3.28), представлены на рис.3.5б. Такие зависимости были получены экспериментально для различных легкоосных АФМ (см., например, [165,166]). Поскольку для выпрямления мод с «квазиферромагнитной» частотой требуется

поле смещения выше, чем поле спин-флоп-перехода (которое для  $\text{MnF}_2$  составляет 9,4 Тл, а для  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  — 6 Тл), и, следовательно, требует использования источников достаточно больших магнитных полей, в дальнейшем мы ограничимся выпрямлением сигналов в полях смещения ниже спин-флоп перехода.

В случае, когда  $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{e}_{\text{EA}}$ , частоты АФМР равны:

$$\omega_+ = \sqrt{(\omega_{\text{AFMR}}^0)^2 + \omega_{\text{H}}^2}, \quad \omega_- = \omega_{\text{AFMR}}^0, \quad (3.29)$$

Верхняя частота квадратично возрастает с увеличением постоянного магнитного поля смещения, а частота нижней моды постоянна и равна  $\omega_{\text{AFMR}}^0$ .

*(b) Двухосный АФМ с легкой плоскостью  $H_{\text{HA}} \neq 0$ .*

Для магнитного поля с нулевым постоянным магнитным полем две частоты АФМ  $\omega_{\pm}$  являются невырожденными и равны  $\sqrt{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{EA}}}$  и  $\sqrt{\omega_{\text{ex}} (\omega_{\text{EA}} + \omega_{\text{HA}})}$ . Чаще всего величина магнитного поля жесткой оси  $H_{\text{HA}}$  намного больше, чем поле легкой оси  $H_{\text{EA}}$  (см. табл.3.1 для оксида никеля), и влиянием изменения анизотропии легкой плоскости на более высокую резонансную частоту можно пренебречь. Качественно характер зависимостей, представленных на рис.3.5б, совпадает для случаев легкой оси и легкой плоскости.

В частном случае, когда  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{e}_{\text{EA}}$  и  $\mathbf{e}_{\text{HA}} = \mathbf{e}_1$ , резонансные частоты равны (до поля спин-флоп [10]):

$$\omega_+ \approx \sqrt{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{HA}} + 3\omega_{\text{H}}^2}, \quad \omega_- \approx \sqrt{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{EA}} - \omega_{\text{H}}^2}. \quad (3.30)$$

Для  $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{e}_{\text{EA}}$  одна из частот АФМР не зависит от магнитного поля, а вторая растет квадратично.

Исследуем теперь влияние поляризации возбуждающего переменного сигнала на выпрямленное постоянное напряжение в АФМ, полученное в результате спиновой накачки при различных относительных ориентациях между

направлением внешнего подмагничивающего постоянного поля и осями анизотропии.

### 3.3.2 Выпрямление ТГц электромагнитного излучения

Получим выражение для обратного спинового холловского постоянного напряжения  $V_{OUT}$ , индуцированного спиновой накачкой из АФМ в соседний слой ТМ. Используя (3.14) и (3.23), получаем общее выражение в следующем виде:

$$V_{OUT} = \kappa \cdot \left\langle s_1 \frac{ds_2}{dt} - s_2 \frac{ds_1}{dt} \right\rangle = 2i\omega\kappa [s_1^* s_2 - s_2^* s_1], \quad (3.31)$$

где  $\kappa$  — коэффициент пропорциональности вида

$$\kappa = \frac{Lg_r \theta_{SH} e \lambda_{Pt} \rho}{2\pi d_{Pt}} \tanh\left(\frac{d_{Pt}}{2\lambda_{Pt}}\right). \quad (3.32)$$

Здесь  $L$  — расстояние между выходными электродами,  $\theta_{SH}$  — угол Холла,  $e$  — заряд электрона,  $\lambda_{Pt}$  — длина спиновой диффузии, а  $\rho$  и  $d_{Pt}$  — удельное электрическое сопротивление и толщина слоя Pt соответственно. Для входной мощности переменного тока ЭМ-сигнала  $P_{AC} = \frac{c}{2\mu_0} S \cdot (h_{AC})^2$ , где  $c$  — скорость света,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость,  $S$  — площадь поперечного сечения слоя АФМ. Найдем чувствительность детектора, определяемую как:

$$R(\omega) = \frac{|V_{OUT}(\omega)|}{P_{AC}}. \quad (3.33)$$

Для случаев линейной и круговой поляризации возбуждающего колебания получаем чувствительность детектора как:

$$R_{LP}(\omega) = R_0 \cdot \frac{\omega_{ex} \omega^3 \left| (\omega_1^2 - \omega^2)(\omega\gamma_{eff} + 2\omega\bar{\omega}_H) - (\omega_2^2 - \omega^2)(\omega\gamma_{eff} - 2\omega\bar{\omega}_H) \right|}{\left| \det(\hat{D}(\omega)) \right|^2}, \quad (3.34)$$

$$R_{CP}(\omega) = R_0 \cdot \frac{\omega_{\text{ex}} \omega^3 \left| (\omega_1^2 - \omega^2 - 2\omega \bar{\omega}_H)(\omega_2^2 - \omega^2 - 2\omega \bar{\omega}_H) + (\omega \gamma_{\text{eff}})^2 \right|}{\left| \det(\hat{D}(\omega)) \right|^2}, \quad (3.35)$$

где  $R_0 = 4\kappa\gamma^2\mu_0 / (S\omega_{\text{ex}}c)$ .

Проанализируем полученные выше выражения (3.34) и (3.35) для чувствительности детектора в двух разных случаях одноосного и двухосного АФМ-кристаллов.

(а) Одноосный АФМ с легкой осью  $H_{\text{НА}} = 0$ .

Выпрямленное выходное постоянное напряжение равно нулю из-за того, что моды  $s_{1,2}$  не связаны для ЛП в обоих случаях  $\mathbf{H}_0=0$  и  $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{e}_{\text{EA}}$ . При  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{e}_{\text{EA}}$  две моды  $s_{1,2}$  взаимно связаны из-за гироскопических членов в уравнении (3.15), и из (3.34) можно получить ненулевую чувствительность:

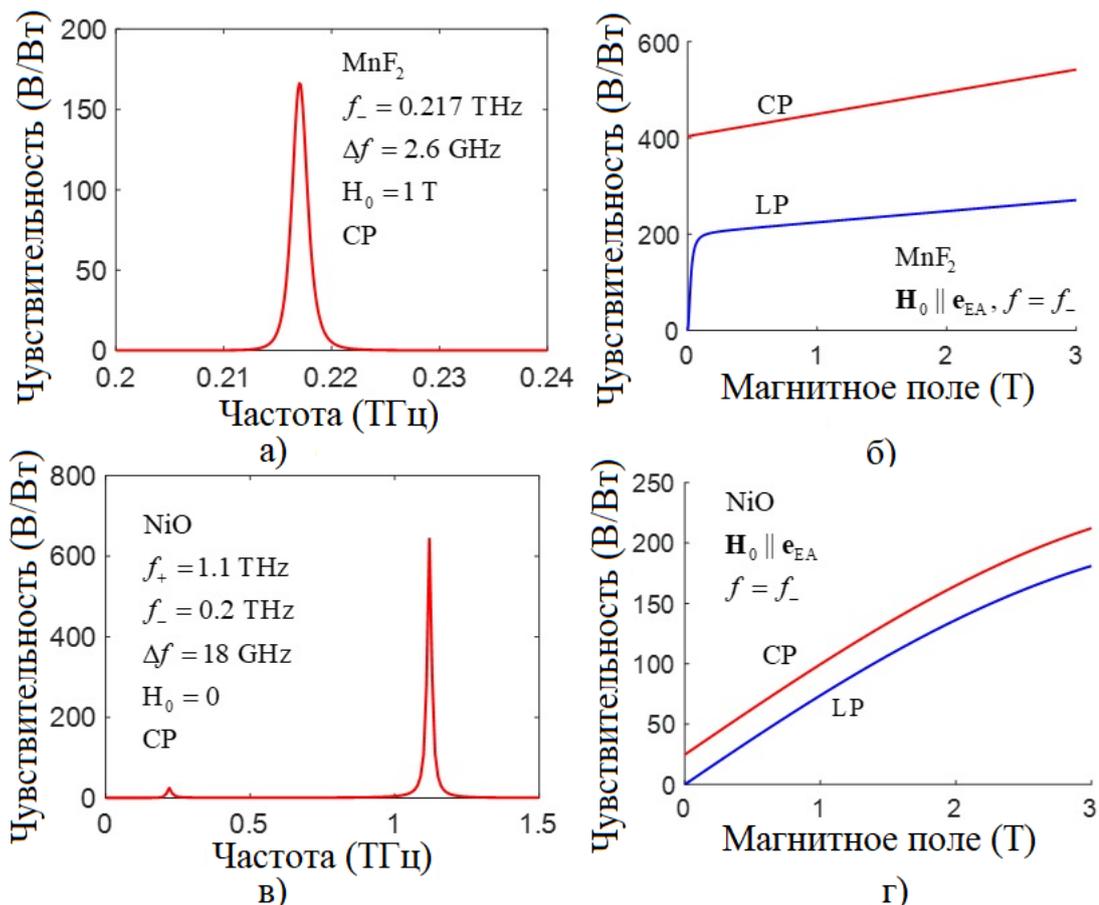
$$R_{LP}(\omega) = \frac{4R_0\omega_{\text{ex}}\omega^4 \left| \omega_1^2 - \omega^2 \right| \omega_H}{\left| \det \hat{D}(\omega) \right|^2}. \quad (3.36)$$

Из выражения (3.36) следует, что чувствительность детектора пропорциональна величине постоянного магнитного поля  $H_0$ . На рис. 3.6а представлена резонансная зависимость чувствительности от частоты  $\omega$  для верхней ветви  $\omega_+$  резонансной кривой, показанной на рис. 3.6а, в случае ненулевого внешнего постоянного подмагничивающего магнитного поля. В наших численных расчетах мы предполагали, что АФМ-слой выполнен из  $\text{MnF}_2$ , и использовали следующие коэффициенты, взятые из [166]:  $\alpha_{\text{eff}} = 0.5 \times 10^{-3}$ ,  $\theta_{\text{SH}} = 0.08$ ,  $\lambda_{\text{Pt}} = 1.4$  нм,  $d_{\text{Pt}} = 5$  нм,  $\rho = 2.5 \times 10^{-7}$  Ом·м,  $g_r = 2.86 \times 10^{18}$  м<sup>-2</sup>,  $d_{\text{AFM}} = 10$  нм,  $L = 100$  мкм. Как видно из рис.3.6а и уравнения (3.36), резонансная чувствительность увеличивается с увеличением подмагничивающего поля  $H_0$ . Отметим, что входная мощность переменного ЭМ сигнала определяется как

$P_{AC} = \frac{c}{2\mu_0} S \cdot (h_{AC})^2$ , поэтому для амплитуды переменного сигнала  $h_{AC}=0,1$  мТл и

площади поперечного сечения АФМ  $S=100 \times 100$  нм<sup>2</sup> получаем значение  $P_{AC} = 12$  нВт. Зависимость чувствительности детектора от величины подмагничивающего магнитного поля для линейно-поляризованных и циркулярно-поляризованных сигналов показана на рис. 3.6б для указанных выше параметров и наноразмеров гетероструктуры АФМ/ТМ. При изменении величины постоянного магнитного поля резонансная частота смещается, как это показано на рис.3.5б, а ширина спектральной линии резонансной кривой остается неизменной, так как равна  $\alpha_{eff} \cdot \omega_{ex}$ . В недавнем эксперименте [165,166], проведенном на объемных образцах АФМ миллиметрового размера, наблюдаемая чувствительность детектора была около  $10^{-5}-10^{-6}$  В/Вт, что довольно мало по сравнению с представленной выше теоретической оценкой, сделанной для наноразмерных образцов АФМ. Мы считаем, что основной причиной такой огромной разницы является относительно большой размер слоя АФМ, использованного в [165,166]. Было теоретически продемонстрировано [15], что чувствительность АФМ-детектора может достигать нескольких кВ/Вт для детекторов, использующих слои АФМ нанометровой толщины. Как следует из выражений (3.34) и (3.35), выходное напряжение АФМ-детектора обратно пропорционально толщине АФМ. Как было показано в [15], при уменьшении толщины АФМ существует оптимальная толщина АФМ, при которой чувствительность достигает максимального значения. При дальнейшем уменьшении толщины чувствительность снижается. Для корректного расчета чувствительности при толщинах порядка нескольких нанометров необходимо использовать модифицированную сигма-модель (3.15), в которую включены дополнительные пространственные производные. Этот расчет был представлен в [15] и в настоящей диссертации он не повторяется. Таким образом, приходим к очевидному выводу о необходимости использования наноразмерных чувствительных АФМ-элементов в будущих конструкциях спинтронных АФМ-

детекторов ЭМ сигналов терагерцового диапазона. Другой возможный способ повышения чувствительности детектора — использование нескольких нанодетекторов, взаимно связанных через общий слой ТМ, или использование магнитных туннельных переходов для извлечения выходного напряжения [17].



**Рис.3.6.** Чувствительность АФМ детектора в зависимости от частоты внешнего сигнала (а, в) и подмагничивающего поля (б, г) для гетероструктур АФМ-ТМ, содержащих одноосный (MnF<sub>2</sub>) и двухосный (NiO) кристаллы АФМ. Расчет проводился для низкочастотных мод АФМР.

Для ЭМ сигнала с круговой поляризацией в обоих случаях  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{e}_{EA}$  и  $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{e}_{EA}$  можно получить ненулевую чувствительность детектора, описываемую уравнением:

$$R_{CP}(\omega) = \frac{R_0 \omega_{\text{ex}} \omega^3 \left| (\omega_1^2 - \omega^2 - 2\omega \bar{\omega}_H)^2 + (\omega \gamma_{\text{eff}})^2 \right|}{\left| \det \hat{D}(\omega) \right|^2}. \quad (3.37)$$

Наличие внешнего постоянного магнитного поля снимает вырождение собственных частот системы и увеличивает величину выпрямленного напряжения. Кроме того, использование управляющего сигнала с круговой поляризацией позволяет наблюдать выпрямленное напряжение спиновой накачки как при наличии, так и при отсутствии внешнего магнитного поля. Напротив, в случае линейной поляризации управляющего сигнала такое наблюдение реализуется только для  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{e}_{\text{EA}}$ . Как видно из рис.3.6, чувствительность для сигналов CP больше, чем для сигналов LP при той же величине постоянного магнитного поля. В случае CP выражение (3.37) состоит из двух слагаемых: одно линейно пропорционально постоянному магнитному полю, а другое от него не зависит. Напротив, в случае LP выражение для чувствительности (3.36) содержит только один член, пропорциональный постоянному магнитному полю. Сводка по расчету собственных частот  $\omega_{\pm}$  и чувствительности при различных соотношениях ориентаций внешнего магнитного поля представлена в табл.3.2.

*(b) Двухосный АФМ с легкой плоскостью  $H_{\text{HA}} \neq 0$ .*

Ранее было показано [15], что двухосный АФМ может быть использован для выпрямления линейно поляризованного переменного сигнала в случае, когда легкая плоскость АФМ ориентирована перпендикулярно плоскости образца АФМ. Максимальное значение выпрямленного напряжения достигается при угле между направлением поляризации спинового тока и направлениями осей анизотропии АФМ 45 градусов. В этом случае можно получить ненулевое выпрямленное напряжение даже при нулевом постоянном магнитном поле.

В то же время с технологической точки зрения легче изготовить двухосный АФМ-кристалл в том случае, когда легкая плоскость совпадает с плоскостью

образца или наклонена к плоскости образца под небольшим углом. В данной работе рассматривается только ситуация, когда легкая плоскость АФМ совпадает с плоскостью образца.

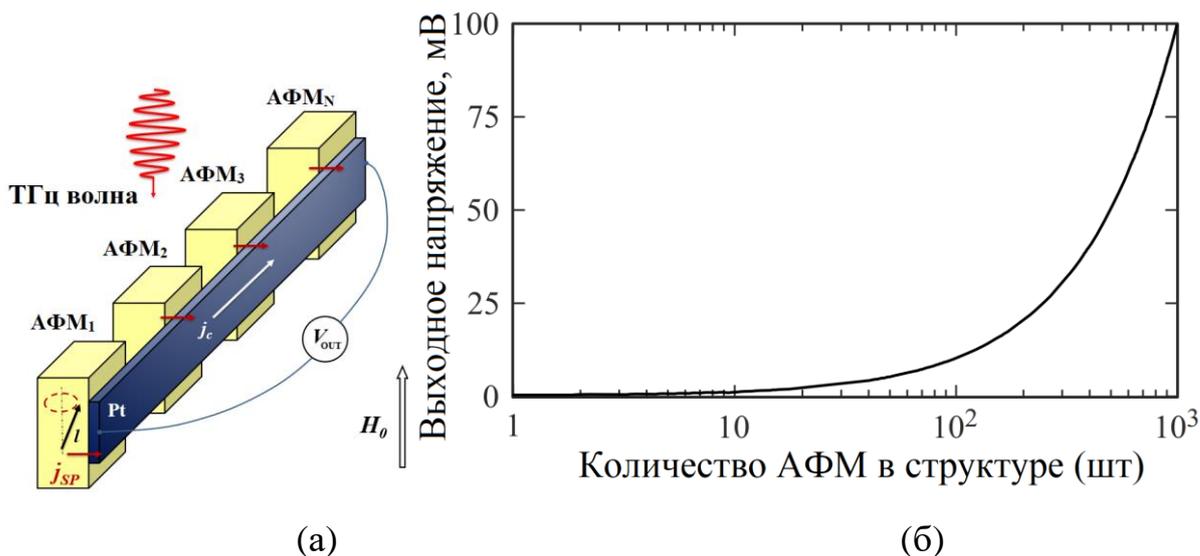
**Таблица 3.2.** Выражения для собственных частот  $\omega_{\pm}$  и чувствительности АФМ-детектора при различных ориентациях внешнего подмагничивающего поля  $\mathbf{H}_0$  относительно легкой оси  $\mathbf{e}_{EA}$  слоя АФМ и поляризациях (LP или CP) внешнего ЭМ-сигнала для одноосного кристалла. Цифры в скобках (·) соответствуют номерам уравнений в основном тексте статьи.

| Параметр       | $\mathbf{H}_0=0$                 | $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{e}_{EA}$      | $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{e}_{EA}$  |
|----------------|----------------------------------|---|---|
| $\omega_{\pm}$ | $\sqrt{\omega_{ex} \omega_{EA}}$ | $\sqrt{\omega_{ex} \omega_{EA}} \pm \omega_H$ | $\sqrt{\omega_{ex} \omega_{EA}}, \sqrt{\omega_{ex} \omega_{EA} + \omega_H^2}$ |
| $R_{LP}$       | 0                                | (3.36)  | 0   |
| $R_{CP}$       | (3.37)                           | (3.37)  | (3.37)  |

Для определения чувствительности в случае двухосного АФМ необходимо использовать общие выражения (3.34) и (3.35). Анализ, представленный выше для одноосного невырожденного случая, применим и к двухосному случаю. Резонансная кривая для NiO показана на рис.3.6в и характеризуется двумя резонансными собственными частотами даже в нулевом постоянном магнитном поле. Полученная в таком случае зависимость чувствительности детектора от постоянного магнитного поля показана на рис.3.6г. Чувствительность низкочастотной моды в нулевом магнитном поле и при линейной поляризации внешнего переменного сигнала значительно меньше, чем для случая круговой поляризации (0,1 В/Вт для LP и 27 В/Вт для CP), но в общем случае отлична от нуля. В численных расчетах использовались физические параметры кристалла NiO, взятые из [13]. Легко видеть, что в случае двухосного АФМ (аналогично

рассмотренному выше случаю одноосного АФМ) увеличение постоянного магнитного поля приводит к увеличению чувствительности детектора.

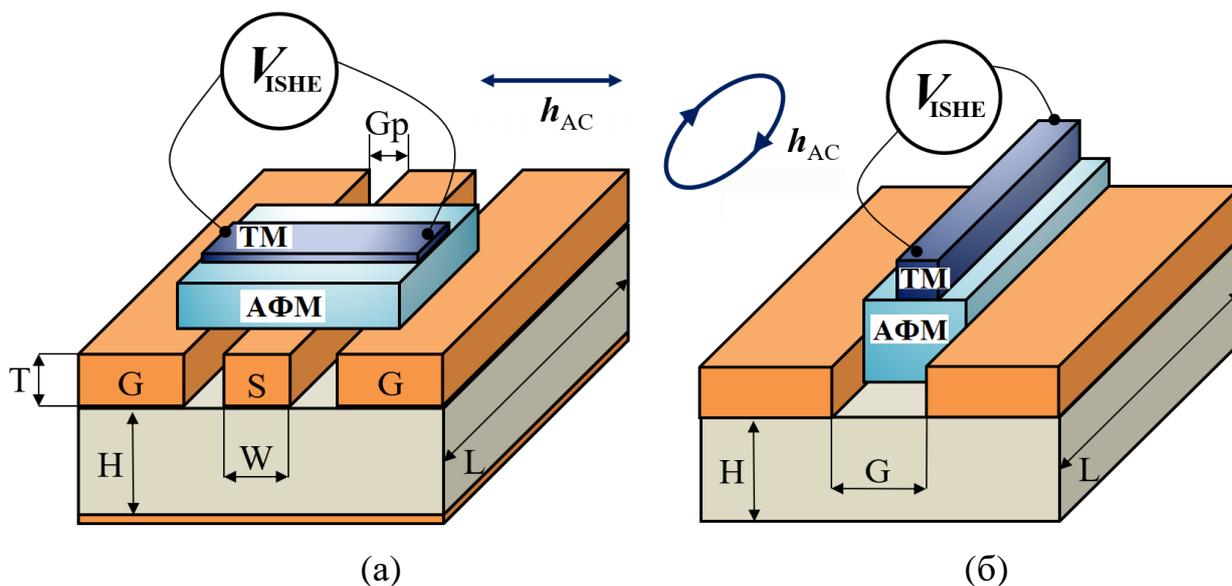
Для дальнейшего увеличения выходного напряжения при неизменной мощности входного сигнала  $P_{AC}$  можно использовать массив из  $N$  АФМ, соединенных общим слоем ТМ (рис.3.7). При этом предполагаем, что вся структура помещена в резонатор и облучается одним источником ЭМ излучения. В каждом из АФМ под действием внешнего ЭМ излучения возникает однородная прецессия вектора Нееля и спиновый ток, направленный в ТМ. Таким образом, за счет обратного спинового эффекта Холла возникает электрический ток  $j_{OUT} = \sum_I j_{OUT,I}$  в ТМ от каждого АФМ  $j_{OUT,I}$ . На рис.3.7б представлена зависимость выходного напряжения  $V_{OUT}$  массива АФМ при изменении числа  $N$ . Соответствующая зависимость носит линейный характер. Таким образом, для повышения чувствительности детектора на основе обратного спинового эффекта Холла в структуре АФМ-ТМ можно использовать массив АФМ, соединенных общим слоем тяжелого металла.



**Рис.3.7** (а) Схема детектора ТГц колебаний, построенного на основе массива АФМ структур, соединенных общим слоем ТМ. (б) Зависимость выпрямленного напряжения от количества  $N$  АФМ при нулевом внешнем магнитном поле.

### 3.4. Выпрямление субтерагерцевых и микроволновых колебаний на основе слабых ферромагнетиков

Рассмотрим схемы детектирования субтерагерцевых и микроволновых колебаний на основе антиферромагнетиков с сильным взаимодействием Дзялошинского-Мория – слабом ферромагнетике (напр. гематит  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , борат железа  $\text{FeVO}_3$ ). В разделе 3.2. была исследована схема возбуждения спиновых колебаний при прохождении терагерцевых колебаний через слой тяжелого металла, а в разделе 3.3 внешним источником электромагнитного излучения (напр. на диоде Ганна [166]). Многие слабые ФМ имеют резонансные частоты в микроволновом диапазоне частот, поэтому возбуждение спиновых колебаний может осуществляться с помощью стандартных методов возбуждения, например, с помощью полосковых линий передачи.



**Рис.3.8** Схемы детекторов субтерагерцевых сигналов с возбуждением спиновых колебаний в слабом ферромагнетике с помощью копланарной (а) и щелевой (б) линий передачи.

На рис.3.8 представлены две схемы возбуждения спиновых колебаний – с помощью копланарной и щелевой линий передачи. В первом случае в плоскости образца возбуждается квази-ТЕМ электромагнитная волна так, что переменное

магнитное поле  $\mathbf{h}_{AC}^{LP} = h_{AC} e^{i\omega t} \mathbf{e}_2$  линейно поляризовано перпендикулярно направлению распространения волны. Во втором случае по направлению распространения волны возбуждается поле круговой поляризации  $\mathbf{h}_{AC}^{CP} = h_{AC} e^{i\omega t} (\mathbf{e}_1 + i\mathbf{e}_3)$ . В этом случае динамика спиновых возбуждений в АФМ описывается следующим вариантом сигма-модели с энергией  $W_{AFM}$  и эффективным полем  $\mathbf{H}_{eff}$  вида (см. главу 2):

$$\mathbf{l} \times \left[ \frac{d^2 \mathbf{l}}{dt^2} + \gamma_{eff} \frac{d\mathbf{l}}{dt} - 2\gamma \left[ \frac{d\mathbf{l}}{dt} \times \mathbf{H}_{eff} \right] + \frac{\partial W_{AFM}}{\partial \mathbf{l}} \right] = \left[ \mathbf{l} \times \gamma \frac{d\mathbf{h}_{AC}}{dt} \right] \times \mathbf{l}, \quad (3.38)$$

$$W_{AFM}(\mathbf{l}, \mathbf{H}_0) = -\frac{\omega_{ex} \omega_{EA}}{2} (\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_{EA})^2 + \frac{\omega_{ex} \omega_{HA}}{2} (\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_{HA})^2 + \frac{\gamma^2}{2} (\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{l})^2 + \frac{\gamma^2}{2} H_{DMI}^2 (\mathbf{d} \cdot \mathbf{l})^2 + \gamma H_{DMI} \mathbf{l} \cdot [\mathbf{d} \times \mathbf{H}_0], \quad (3.39)$$

$$\mathbf{H}_{eff}(\mathbf{l}) = \mathbf{H}_0 + H_{DMI} [\mathbf{d} \times \mathbf{l}]. \quad (3.40)$$

Внешнее постоянное магнитное поле направим по направлению стационарного вектора Нееля  $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{e}_1$  аналогично эксперименту [176,177] и  $\mathbf{d} = \mathbf{e}_3$ . При этом магнитный момент  $\mathbf{m}$  в рамках сигма-модели находится так

$$\mathbf{m} = \frac{1}{\omega_{ex}} \left\{ \left[ \frac{d\mathbf{l}}{dt} \times \mathbf{l} \right] + \gamma \left[ \mathbf{l} \times (\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}_{AC}) \right] \times \mathbf{l} + \gamma H_{DMI} (l_2 \mathbf{e}_1 - l_1 \mathbf{e}_2) \right\}. \quad (3.41)$$

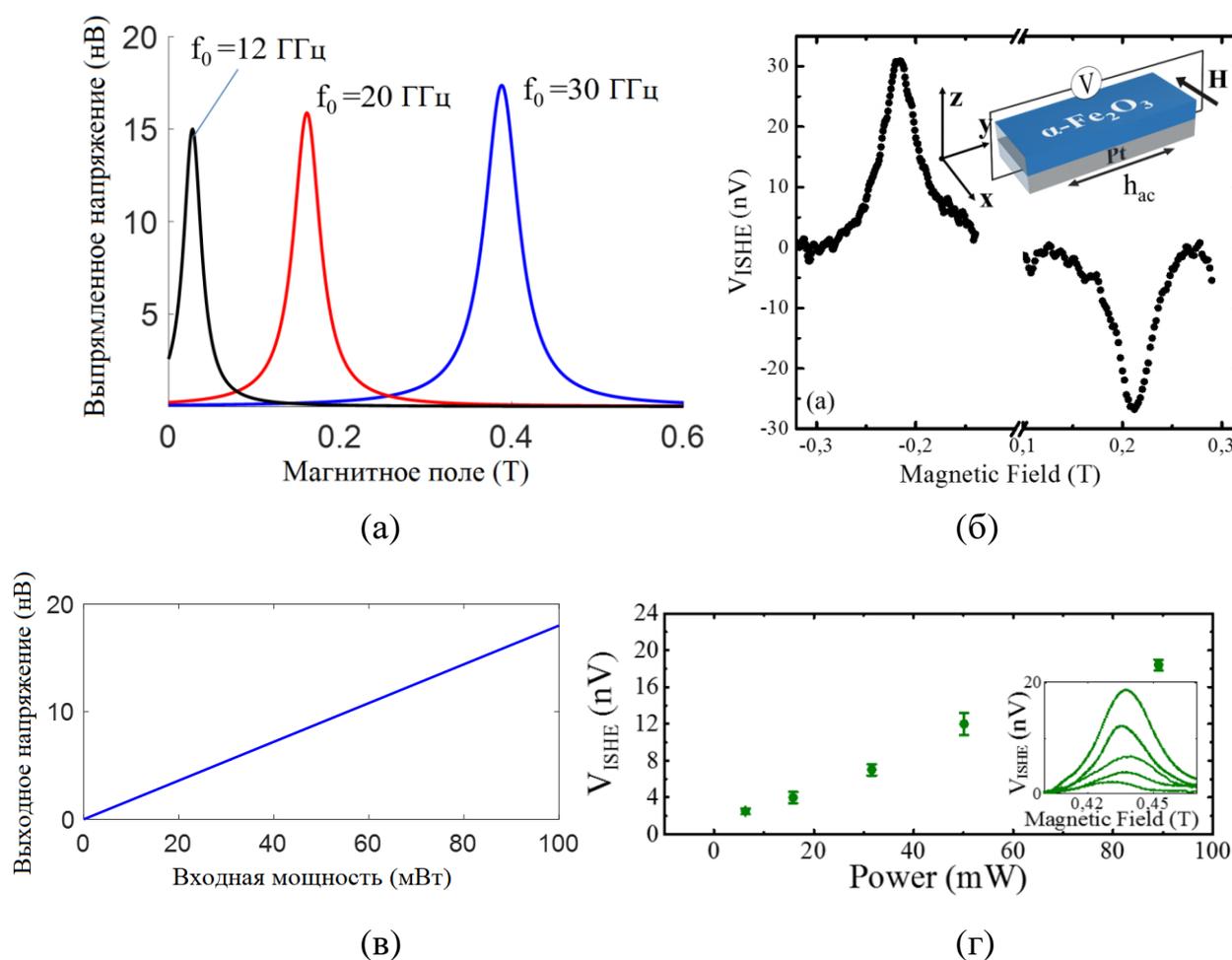
В этом случае можем представить решение уравнения (3.38) с учетом (3.39-3.41) в виде (3.16), где

$$\mathbf{l} = \begin{pmatrix} s(\omega) \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{i\omega t} + \text{c.c.}; \quad \mathbf{m} = \begin{pmatrix} 0 \\ \gamma(H_0 + H_{DMI}) \\ i\omega \end{pmatrix} \frac{s(\omega)}{\omega_{ex}} e^{i\omega t} + \text{c.c.}, \quad (3.41)$$

где  $s(\omega)$  - решение линеаризованного уравнения сигма-модели (3.38)

$$\ddot{s} + \alpha \omega_{ex} \dot{s} + (\omega_{ex} \omega_{EA} + \omega_H (\omega_H + \omega_{DMI})) s = \omega_{AC} \omega_{DMI} e^{i\omega t}. \quad (3.42)$$

Здесь  $\omega_H = \gamma H_0, \omega_{DMI} = \gamma H_{DMI}, \omega_{AC} = \gamma H_{AC}$ . Таким образом, выпрямленное напряжение  $V_{ISHE} \sim \langle \dot{\mathbf{i}} \times \mathbf{l} + \dot{\mathbf{m}} \times \mathbf{m} \rangle \sim |s(\omega)|^2$  пропорционально квадрату модуля решения  $s(\omega)$  уравнения (3.42). На рис.3.9 показаны зависимости выпрямленного напряжения от величины постоянного магнитного поля (при сравнении теории с экспериментом, приведенным в [176,177]), а также зависимость выходного напряжения при резонансе от входной мощности.



**Рис.3.9** Зависимости выпрямленного напряжения от величины постоянного магнитного поля (моделирование (а) и эксперимент (б)), а также зависимость выходного напряжения при резонансе от входной мощности (моделирование (в) и эксперимент (г)). Экспериментальные результаты представлены из [176].

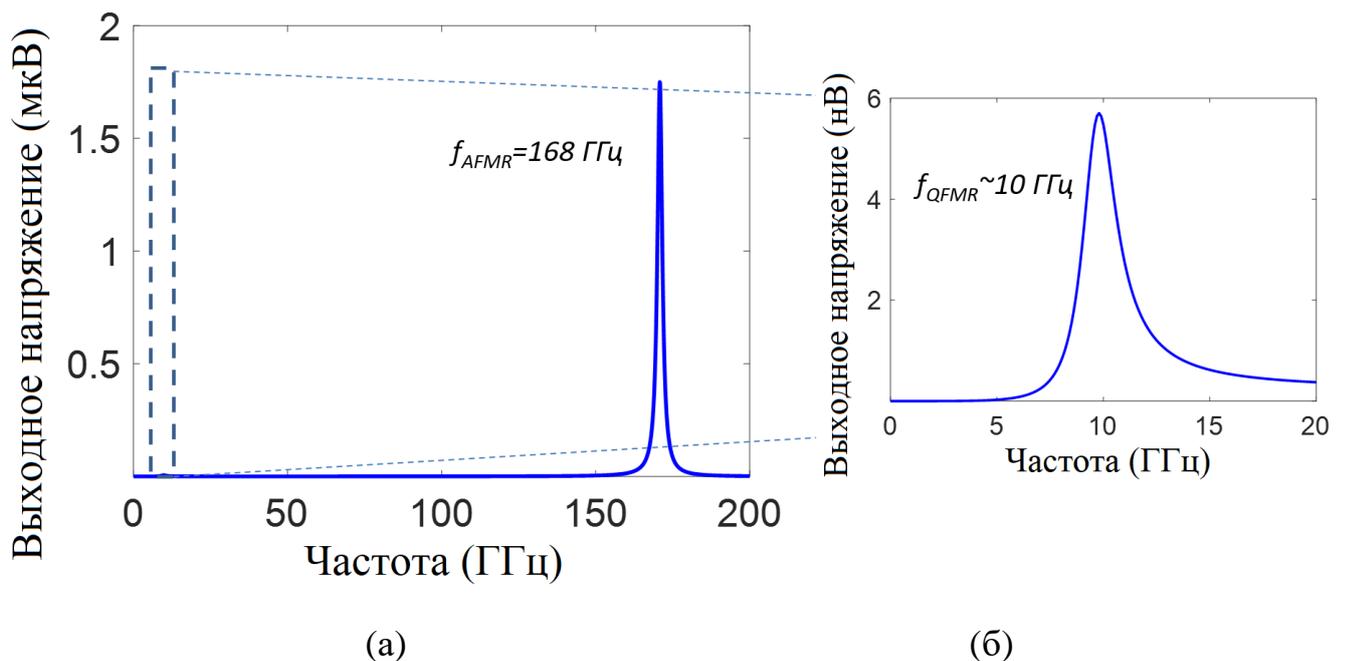
Приведенные зависимости были получены для схемы возбуждения, показанной на рис.3.8а с линейной поляризацией магнитного поля  $\mathbf{h}_{AC} = \mathbf{h}_{AC}^{LP}$ . При этом согласно уравнению (3.42) частота резонанса  $\omega_{res} = \sqrt{\omega_{ex} \omega_{EA} + \omega_H (\omega_H + \omega_{DMI})}$ , которая соответствует нижней моде антиферромагнитного резонанса, которую принято называть квазиферромагнитной модой [10]. При моделировании использовались следующие параметры гематита:  $\mu_0 H_{HA} = 2$  мТл,  $\mu_0 H_{EA} = 0.06$  мТл,  $\mu_0 H_{ex} = 1000$  Тл,  $\mu_0 H_{DMI} = 2.26$  Тл,  $M_s = 8.7 \cdot 10^5$  А/м,  $\alpha_G \sim 10^{-5}$ . Вместе с тем, в общем случае необходимо осуществлять возможность детектирования с помощью обратного спинового эффекта Холла и верхней антиферромагнитной моды слабого ферромагнетика  $\omega_{res} = \sqrt{\omega_{ex} \omega_{HA} + \omega_{DMI} (\omega_H + \omega_{DMI})}$ . Для этого предлагается использовать схему возбуждения круговой поляризации электромагнитного поля так, как показано на рис.3.8б с помощью щелевой линии передачи с  $\mathbf{h}_{AC} = \mathbf{h}_{AC}^{CP}$ . В этом случае линеаризованные уравнения сигма-модели (3.38) имеют следующий вид:

$$\ddot{s}_1 + \alpha \omega_{ex} \dot{s}_1 + (\omega_{ex} \omega_{EA} + \omega_H (\omega_H + \omega_{DMI})) s_1 = i \omega \omega_{AC} n_3 e^{i\omega t}, \quad (3.43)$$

$$\ddot{s}_3 + \alpha \omega_{ex} \dot{s}_3 + (\omega_{ex} \omega_{HA} + \omega_{DMI} (\omega_H + \omega_{DMI})) s_3 = i \omega \omega_{AC} n_1 e^{i\omega t}, \quad (3.44)$$

При этом выражения для выпрямленного напряжения и чувствительности детектора совпадают с уравнениями полученными в предыдущем разделе. В результате моделирования на рис.3.10 были построены зависимости выходного напряжения от частоты внешнего возбуждения. Как видно, с ростом частоты уровень выпрямленного напряжения в резонансе растет, причем уровень напряжения верхней антиферромагнитной моды на 3 порядка выше, чем для квазиферромагнитной моды. Таким образом, для выпрямления за счет обратного спинового эффекта Холла верхней резонансной моды гематита можно использовать различные методы возбуждения спиновых колебаний с круговой поляризацией внешнего возбуждения, например щелевой полосковой линии

передачи, или скрещенных копланарных линий передачи или меандровых линий передачи [178]. Вместе с тем, общий вывод заключается в том, что наличие слабого ферромагнетизма даже при возбуждении электромагнитного поля линейной поляризации приводит к ненулевому выпрямленному напряжению несмотря на возбуждение только одной ферромагнитной моды. Однако, величина выпрямленного напряжения прямо пропорциональна величине внешнего постоянного магнитного поля и равна нулю при нулевом магнитном поле. Перейдем к исследованию детектирования сигналов линейной поляризации с помощью проводящих АФМ с нарушенными пространственной и временной инверсиями.



**Рис.3.10** Зависимости выпрямленного напряжения от величины постоянного магнитного поля в широких пределах изменения частоты от 0 до 200 ГГц (а) и от 0 до 20 ГГц (б) при нулевом постоянном магнитном поле.

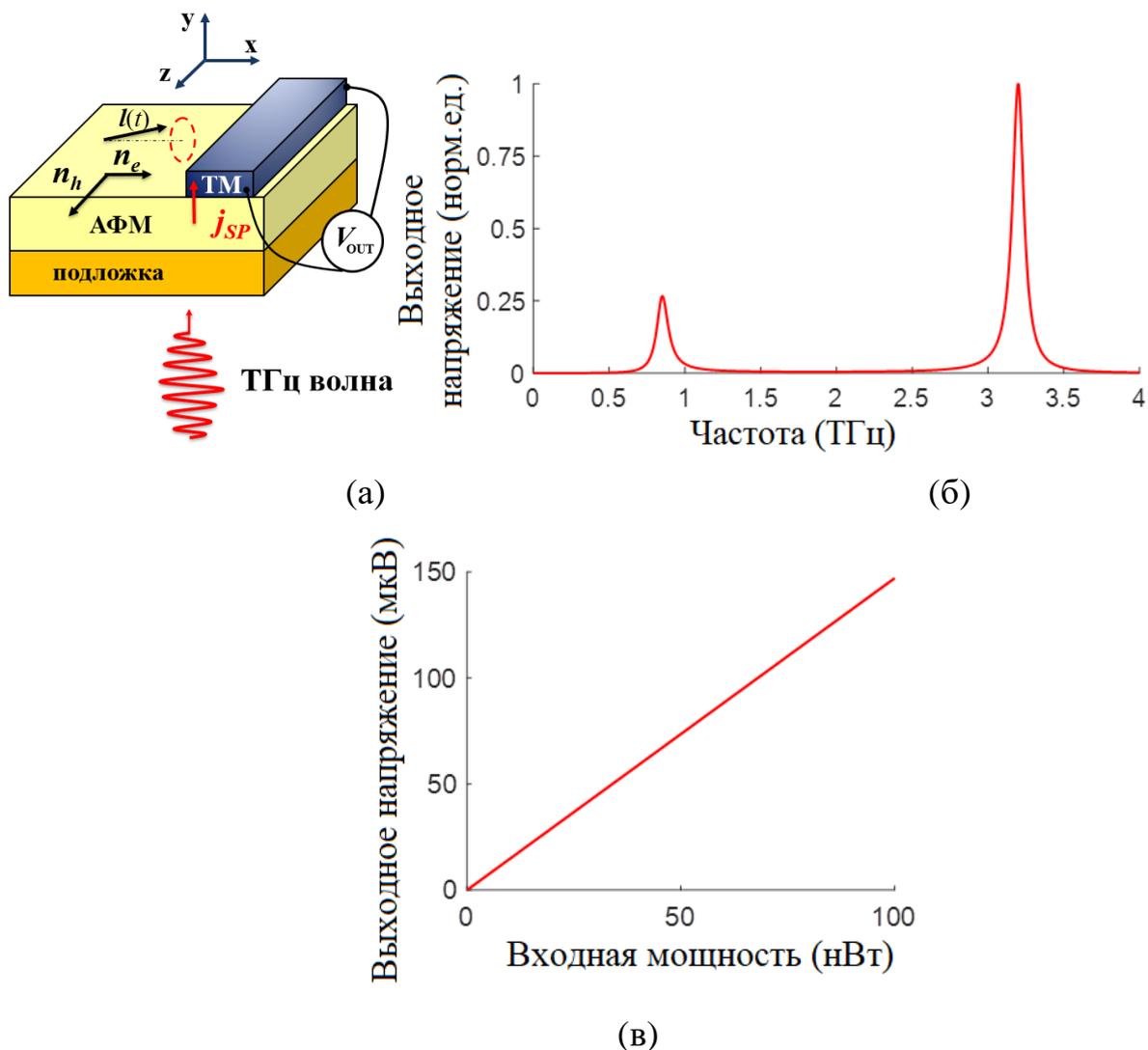
### 3.5. Выпрямление субтерагерцевых колебаний с помощью проводящих антиферромагнетиков с нарушенными пространственной и временной инверсиями

Целью данной раздела является теоретическое исследование детектора ТГц колебаний, построенного на основе проводящего АФМ с нарушенной пространственной инверсией (напр.  $Mn_2Au$ ) типа «легкая плоскость», активно используемого в экспериментах по спинтронике [10].

Физическая структура детектора представлена на рис.3.11а. Здесь переменное ТГц излучение падает на структуру со стороны прозрачной для ТГц подложки, возбуждая однородную прецессию магнитных подрешеток  $M_{1,2}$  в АФМ. Прецессия вектора Нееля приводит к спиновой накачке на границе АФМ-ТМ и возбуждению спинового тока в ТМ. За счет обратного спинового эффекта Холла возникновение спинового тока в ТМ приводит к ненулевой разности потенциалов  $V_{OUT}$  на выходных электродах. Математическая модель, описывающая динамику вектора Нееля  $\mathbf{l}(t)$  в проводящем АФМ, имеет вид [10]:

$$\mathbf{l} \times \left[ \frac{d^2 \mathbf{l}}{dt^2} + \alpha \omega_{ex} \frac{d\mathbf{l}}{dt} + \hat{\Omega} \cdot \mathbf{l} \right] = \gamma \cdot \mathbf{l} \times \left[ \frac{d\mathbf{B}_{em}}{dt} \times \mathbf{l} - \omega_{ex} \lambda_{NSOT} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E}_{em} \times \mathbf{e}_2 \right], \quad (3.45)$$

где  $\hat{\Omega} = -\omega_{ex} \omega_{EA} \mathbf{n}_{EA} \otimes \mathbf{n}_{EA} + \omega_{ex} \omega_{HA} \mathbf{n}_{HA} \otimes \mathbf{n}_{HA}$ ,  $H_{ex} = 1300$  Тл,  $H_{EA} = 0.7$  Тл,  $H_{HA} = 10$  Тл,  $\mathbf{n}_{EA} = \mathbf{e}_1$ ,  $\mathbf{n}_{HA} = \mathbf{e}_3$  - орты осей легкого и трудного намагничивания. Внешнее ТГц электромагнитное излучение с частотой  $\omega$  поляризовано в плоскости образца  $\mathbf{e}_1$ - $\mathbf{e}_3$  и действует на вектор Нееля в проводящем АФМ через два вращающих момента: вызванного меняющейся во времени индукцией  $\mathbf{B}_{em} = B_{em} e^{i\omega t} \mathbf{e}_3$  [10] и вызванного спин-орбитальным взаимодействием в АФМ за счет переменного электрического поля  $\mathbf{E}_{em} = E_{em} e^{i\omega t} \mathbf{e}_1$  [179]. В (3.45)  $\sigma = 3.4 \cdot 10^4 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$  - оптическая проводимость и  $\lambda_{NSOT} = 50 \text{ с}^{-1} \text{ А}^{-1} \text{ см}^2$  - константа, характеризующая величину спин-орбитального взаимодействия в АФМ [179].



**Рис.3.11** (а) Структурная схема детектора ТГц колебаний, выполненного на основе тяжелого металла (Pt) и антиферромагнетика (AFM), выращенного на подложке (Substrate), прозрачной для ТГц излучения; (б) зависимость нормированного выпрямленного напряжения от частоты внешней электромагнитной волны и (в) зависимость выпрямленного выходного напряжения нижней моды от входной мощности электромагнитной волны.

Перепишем уравнение (3.45), параметризуя вектор Нееля в сферической системе координат, следующим образом:

$$\begin{aligned} & \sin^2 \theta \cdot \left( \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{EA}}}{2} \sin 2\varphi + \gamma \frac{dB_{\text{em}}}{dt} \right) + \\ & + \sin 2\theta \cdot \frac{d\varphi}{dt} \frac{d\theta}{dt} = 0, \end{aligned} \quad (3.46)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 \theta}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\theta}{dt} - \frac{\sin 2\theta}{2} \cdot \left[ \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + \omega_{\text{ex}} \cdot (\omega_{\text{HA}} + \omega_{\text{EA}} \cos^2 \varphi) \right] - \\ & - \omega_{\text{ex}} \lambda_{\text{NSOT}} \sigma E_{\text{em}}(t) \sin \theta = 0. \end{aligned} \quad (3.47)$$

Стационарное направление вектора Нееля совпадает с направлением оси легкого намагничивания, т.е.  $\varphi_0 = 0, \theta_0 = \pi / 2$ . Уравнения для малых углов отклонений  $\delta\varphi, \delta\theta$  вблизи положения равновесия из (3.46), (3.47) имеют вид (с учетом  $H_{\text{HA}} > H_{\text{EA}}$ ):

$$\frac{d^2}{dt^2} \begin{pmatrix} \delta\varphi \\ \delta\theta \end{pmatrix} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \delta\varphi \\ \delta\theta \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \omega_1^2 & 0 \\ 0 & \omega_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta\varphi \\ \delta\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\gamma B_{\text{em}} \omega \\ \omega_{\text{ex}} \lambda_{\text{NSOT}} \sigma E_{\text{em}} \end{pmatrix} e^{i\omega t}, \quad (3.48)$$

где  $\omega_{1,2} = \sqrt{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{EA,HA}}}$  - нижняя и верхняя частоты антиферромагнитного резонанса [179], соответственно. Для  $\text{Mn}_2\text{Au}$  имеем  $\omega_1 / 2\pi = 0.85$  ТГц и  $\omega_2 / 2\pi = 3.2$  ТГц, а  $\gamma_0 / 2\pi = 0.3$  ТГц.

Решение (3.48) представим в виде:

$$\begin{pmatrix} \delta\varphi \\ \delta\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_\varphi(\omega) e^{i\Phi_\varphi(\omega)} \\ A_\theta(\omega) e^{i\Phi_\theta(\omega)} \end{pmatrix} e^{i\omega t}, \quad (3.49)$$

где  $A_{\varphi,\theta}(\omega)$  и  $\Phi_{\varphi,\theta}(\omega)$  соответствуют амплитудной и фазочастотной характеристикам системы (3.48), соответственно, а именно:

$$A_{\varphi,\theta}(\omega) = \frac{\Lambda_{\varphi,\theta}(\omega)}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_{1,2}^2)^2 + (\omega\gamma_{\text{eff}})^2}}, \quad \tan \Phi_{\varphi,\theta}(\omega) = \frac{\omega\gamma_{\text{eff}}}{\omega^2 - \omega_{1,2}^2}, \quad (3.50)$$

где  $\Lambda_\varphi = -\gamma B_{em} \omega$  и  $\Lambda_\theta = \omega_{ex} \lambda_{NSOT} \sigma E_{em}$ .

Выпрямленное напряжение  $V_{OUT}$  на выходных контактах тяжелого металла находится из расчета спинового тока, текущего из АФМ в ТМ и пропорционального  $\left[ \mathbf{1} \times \frac{d\mathbf{l}}{dt} \right]$  вида:

$$V_{OUT}(\omega) = \kappa L \omega \cdot A_\varphi(\omega) A_\theta(\omega) \sin[\Phi_\theta(\omega) - \Phi_\varphi(\omega)]. \quad (3.51)$$

Здесь  $L = 1$  мкм - расстояние между выходными контактами и коэффициент  $\kappa$  находится так:

$$\kappa = \theta_{SH} \frac{g_r e \lambda \rho}{2\pi d_{Pt}} \tanh\left(\frac{d_{Pt}}{2\lambda}\right) \quad (3.52)$$

где  $g_r = 6.9 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2}$  - проводимость на границе слоя АФМ – ТМ,  $\theta_{SH} = 0.1$  - спиновый угол Холла в ТМ,  $\rho = 4.8 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м}$  - электрическое сопротивление ТМ,  $\lambda = 7.3 \text{ нм}$  - длина спиновой диффузии в ТМ,  $d_{Pt} = 20 \text{ нм}$  - толщина слоя Pt.

На рис.3.11б представлена резонансная зависимость выходного нормированного к максимальному значению выпрямленного напряжения (его абсолютного значения) от частоты входного воздействия. Как видно, зависимость имеет резонансный характер с двумя пиками, соответствующими резонансным частотам 0.85 ТГц и 3.2 ТГц выбранного АФМ. Отметим, что представленная зависимость изоморфна амплитудно-частотной характеристике двух индуктивно-связанных колебательных контуров. Причем для верхней моды величина выпрямленного напряжения на резонансе выше, чем для нижней моды (см. (3.51)). На рис.3.11в представлена зависимость выходного выпрямленного напряжения  $V_{OUT}$  от мощности входного ТГц излучения при резонансе. Наклон этой характеристики определяет чувствительность детектора. Для приведенных выше параметров структуры  $\text{Mn}_2\text{Au/Pt}$  выходное выпрямленное напряжение при

резонансе  $\omega = \omega_{1,2}$  равно 100 мкВ, что при входной мощности 100 нВт соответствует чувствительности 1400 В/Вт.

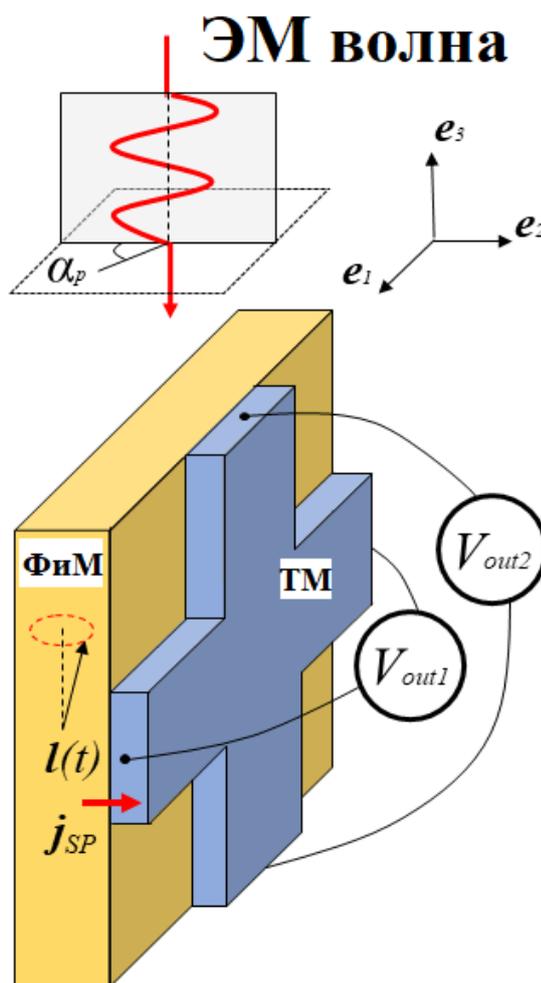
Дальнейший рост входной мощности (не отражен на рис.3.11в) электромагнитного сигнала будет приводить к нелинейному резонансу и неоднозначной зависимости выпрямленного напряжения от частоты. При достаточно больших значениях амплитуды входного сигнала динамика системы из пассивного режима может перейти в автоколебательный, и использовать структуру АФМ-ТМ в качестве пассивного детектора нельзя. Реализация детектора в этом случае может быть осуществлена при наличии тока смещения и явлении синхронизации внешним сигналом.

Таким образом, в данном разделе исследована теория резонансного детектирования ТГц сигналов с помощью гетероструктуры антиферромагнетик-тяжелый металл. Показано, что зависимость постоянного напряжения детектора от частоты носит резонансный характер с пиком, соответствующим частоте антиферромагнитного резонанса. Чувствительность к переменному ТГц сигналу предложенной структуры детектора сравнима с чувствительностью современных детекторов, в частности, на основе графена [162].

### **3.6. Выпрямление субтерагерцевых колебаний с помощью ферримагнетиков**

Физическая структура детектора субтерагерцевых (суб-ТГц) колебаний на основе гетероструктуры «ферримагнетик – тяжелый металл» представлена на рис.3.12. На структуру падает переменная линейно поляризованная электромагнитная (ЭМ) волна с углом поляризации  $\alpha_p$  со стороны ферримагнетика. Внешнее ЭМ поле индуцирует крутящий момент, который действует на магнитные подрешетки  $M_{1,2}$  ферримагнетика и вызывает прецессию вектора Нееля. За счет механизма спиновой накачки на границе слоя

«ферритмагнетик – тяжелый металл» в слое тяжелого металла возникает спиновый ток. Благодаря обратному спиновому эффекту Холла возникающий спиновый ток в тяжелом металле приводит к ненулевой разности потенциалов  $V_{out1}$  или  $V_{out2}$  на выходных электродах в зависимости от магнитной анизотропии ферритмагнетика. Ненулевая разность потенциалов  $V_{out1}$  соответствует случаю магнитной анизотропии – «легкая ось», а  $V_{out2}$  - случаю «легкая плоскость».



**Рис.3.12** Структурная схема детектора субтерагерцевых колебаний на основе гетероструктуры «ферритмагнетик – тяжелый металл». На структуру падает электромагнитная волна субтерагерцевого диапазона с линейной поляризацией. Плоскость поляризации внешней ЭМ волны может быть смещена относительно своего исходного положения на угол  $\alpha_p$ .

Математическая модель, описывающая динамику намагниченности вектора Нееля  $\mathbf{l}(t)$  в ферримагнетике, записывается следующим образом [8]:

$$\mathbf{l} \times \left[ \frac{d^2 \mathbf{l}}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\mathbf{l}}{dt} + \frac{\partial W_{\text{AFM}}}{\partial \mathbf{l}} \right] = \left[ \mathbf{l} \times \frac{d\mathbf{h}_{\text{AC}}}{dt} \right] \times \mathbf{l} - \bar{\nu} \frac{d\mathbf{l}}{dt} \quad (3.53)$$

где  $\gamma_{\text{eff}} = \alpha_{\text{eff}} \omega_{\text{ex}}$  - ширина спектральной линии ферримагнитного резонанса,  $\alpha_{\text{eff}}$  - эффективное затухание, включающее вклады от затухания Гильберта и спиновой накачки,  $\gamma = 2\pi \cdot 28 \text{ ГГц} / \text{Тл}$  - гиромагнитное отношение. Раскомпенсационный член  $\bar{\nu} = \nu \omega_{\text{ex}}$ , где  $\nu$  - параметр раскомпенсации магнитных моментов подрешеток ферримагнетика. Плотность магнитной энергии  $W_{\text{AFM}}(\mathbf{l})$ , присутствующая в уравнении (3.53), выражается как:

$$W_{\text{AFM}} = \pm \frac{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{A}}}{2} (\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_{\text{A}})^2 \quad (3.54)$$

где  $\omega_{\text{ex}} = \gamma H_{\text{ex}}$  и  $\omega_{\text{A}} = \gamma H_{\text{A}}$  - характерные частоты,  $H_{\text{ex}}$  - внутреннее обменное поле ферримагнетика,  $H_{\text{A}}$  - поле анизотропии ферримагнетика. В выражении (3.54) знак «+» соответствует случаю магнитной анизотропии «легкая плоскость», а знак «-» - случаю «легкая ось».

Представим вектор Нееля  $\mathbf{l}(t)$  в виде суммы статической составляющей  $\mathbf{l}_0$  и динамического вектора  $\mathbf{s}(t)$ :

$$\mathbf{l}(t) = \mathbf{l}_0 + \mathbf{s}(t) \quad (3.55)$$

Далее будут рассмотрены 2 типа магнитной анизотропии ферримагнетика: «легкая ось» и «легкая плоскость». При анизотропии типа «легкая ось» вектор основного состояния  $\mathbf{l}_0$  расположен вдоль легкой оси анизотропии, т. е. вдоль  $\mathbf{e}_3$ . В случае анизотропии типа «легкая плоскость» вектор основного состояния  $\mathbf{l}_0$  лежит в легкой плоскости и перпендикулярен легкой оси. Вектора  $\mathbf{l}_0$  и  $\mathbf{s}(t)$  удовлетворяют условию ортогональности, т. е.  $(\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{s}) = 0$ . В зависимости от типа

магнитной анизотропии ферримагнетика единичный орт  $\mathbf{e}_{AC}$  будет записываться как  $\mathbf{e}_{AC} = (\mathbf{e}_1 \cos \alpha_p + \mathbf{e}_2 \sin \alpha_p) / \sqrt{2}$  для случая «легкой оси» и  $\mathbf{e}_{AC} = (\mathbf{e}_2 \cos \alpha_p + \mathbf{e}_3 \sin \alpha_p) / \sqrt{2}$  - для «легкой плоскости».

Получим уравнение для малых амплитуд. Для этого выполним подстановку (3.55) в (3.53):

$$\frac{d^2 \mathbf{s}}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\mathbf{s}}{dt} + \left[ \hat{\Omega} - (\mathbf{l}_0 \cdot \hat{\Omega} \mathbf{l}_0) \hat{\mathbf{I}} \right] \mathbf{s} = -\hat{\theta} \cdot \gamma \frac{d\mathbf{h}_{AC}}{dt} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \left( \hat{\theta} \cdot \frac{d\mathbf{s}}{dt} \right). \quad (3.56)$$

Здесь  $\hat{\Omega} = \omega_{\text{ex}} \omega_A \mathbf{e}_A \otimes \mathbf{e}_A$ ,  $\hat{\mathbf{I}} = \text{diag}(1, 1, 1)$ . Матрицу  $\hat{\theta}$  можно записать в виде:

$$\hat{\theta}_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \hat{\theta}_2 = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.57)$$

где индекс «1» соответствует случаю «легкой плоскости», а индекс «2» - «легкой оси».

Линеаризуем уравнение (3.56). Решение  $\mathbf{s}(\omega)$  для гармонического сигнала  $\mathbf{h}_{AC} = \omega_{AC} \mathbf{e}_{AC} e^{i\omega t}$ , где  $\omega_{AC} = \gamma h_{AC}$ , можем записать в виде:

$$\mathbf{s}(\omega) = -i\omega \omega_{AC} \hat{\mathbf{D}}^{-1}(\omega) \cdot \hat{\theta} \cdot \mathbf{e}_{AC}, \quad (3.58)$$

где  $\hat{\mathbf{D}}(\omega)$  - матрица:

$$\hat{\mathbf{D}}(\omega) = \left[ \left( -\omega^2 + i\gamma_{\text{eff}} \omega \right) \hat{\mathbf{I}} - i\omega \bar{\mathbf{v}} \hat{\theta} + \left( \hat{\Omega} - (\mathbf{l}_0 \cdot \hat{\Omega} \mathbf{l}_0) \hat{\mathbf{I}} \right) \right], \quad (3.59)$$

Единичный орт, характеризующий поляризацию поля  $\mathbf{h}_{AC}$  внешней ЭМ волны запишем в виде  $\mathbf{e}_{AC1,2,3} = 1/\sqrt{2}$ , что соответствует углу поляризации  $\alpha_p = \pi/4$ .

Диагональные члены матрицы  $\left( \hat{\Omega} - (\mathbf{l}_0 \cdot \hat{\Omega} \mathbf{l}_0) \hat{\mathbf{I}} \right)$  из (3.59) определяют нормальные частоты:

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_{\text{ex}} \omega_A}, \quad (3.60)$$

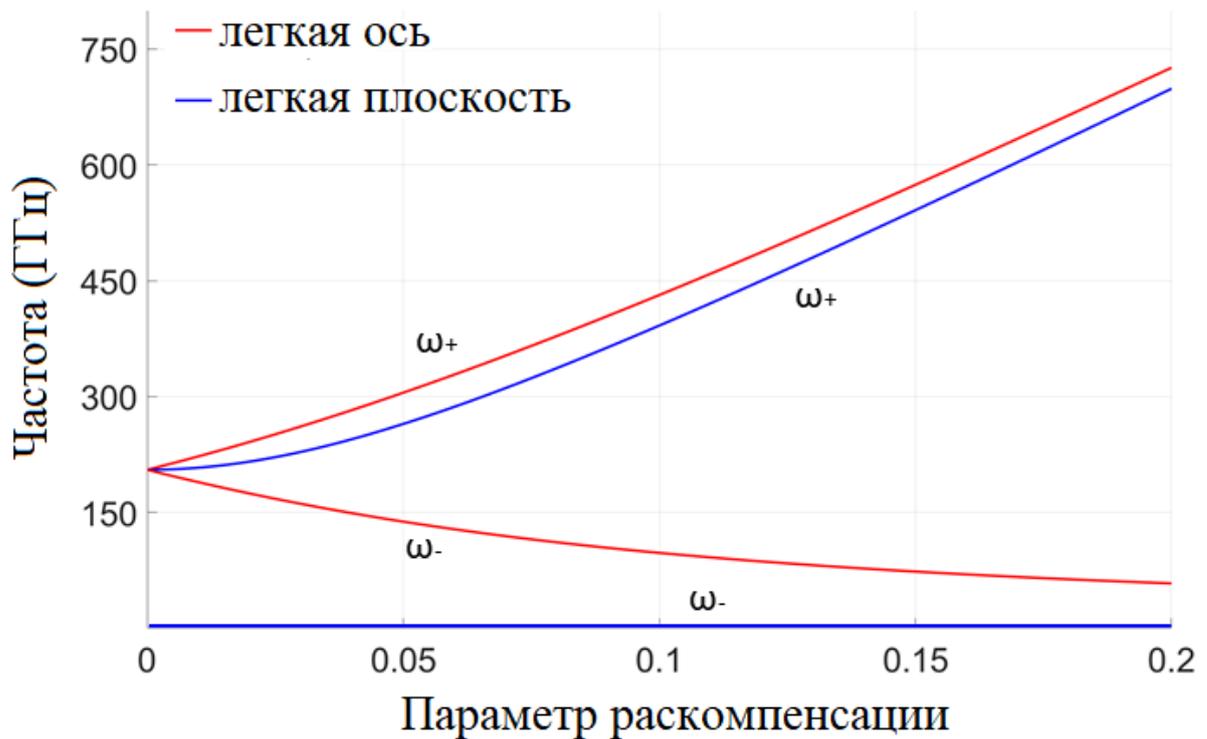
для случая «легкая плоскость» одна из нормальных частот имеет нулевое значение.

Собственные частоты ферритмагнетика определим из условия нулевого затухания, т.е.  $\gamma_{\text{eff}} = 0$ . Собственные частоты для случая «легкая ось» и «легкая плоскость», соответственно, определим из условия обращения в нуль определителя матрицы (3.59):

$$\omega_{\pm}^2 = \omega_0^2 + \frac{\bar{v}^2}{2} \pm \frac{\bar{v}}{2} \sqrt{4\omega_0^2 + \bar{v}^2}, \quad (3.61)$$

$$\omega_{\pm}^2 = \begin{cases} \omega_0^2 + \bar{v}^2 \\ 0 \end{cases} \quad (3.62)$$

На рис.3.13 представлена зависимость собственных частот ферритмагнетика от параметра раскомпенсации для случаев «легкой оси» и «легкой плоскости». Для обоих типов магнитной анизотропии происходит вырождение, собственные частоты ферритмагнетика  $\omega_+$  и  $\omega_-$  становятся отличными друг от друга. Видно, что зависимость имеет сильно нелинейный характер. Даже при малых значениях параметра раскомпенсации разница в величине собственных частот составляет сотни гигагерц (ГГц). Так как для случая магнитной анизотропии «легкая ось» имеем две отличные от нуля собственные частоты, можно судить о наличии двух резонансных пиков в частотной зависимости чувствительности детектора. В случае «легкой плоскости» видно, что кривая, соответствующая резонансной частоте  $\omega_+$ , по мере увеличения параметра раскомпенсации приближается к кривой, соответствующей резонансной частоте  $\omega_+$  для случая анизотропии типа «легкая ось». Поскольку вторая резонансная частота  $\omega_-$  в этом случае имеет нулевое значение, можно судить об одном резонансном пике в частотной зависимости чувствительности детектора.



**Рис.3.13** Зависимость собственных частот детектора на основе ферримагнетика GdFeCo от параметра раскомпенсации  $\nu$  для анизотропий «легкая ось» и «легкая плоскость».

Получим выражение для выходного выпрямленного напряжения на контактах тяжелого металла [15]:

$$V_{out1,2} = 2i\omega\kappa [s_{1,2}^*s_{2,3} - s_{2,3}^*s_{1,2}], \quad (3.63)$$

где  $\kappa = \frac{Lg_r\theta_{SH}e\lambda_{Pt}\rho}{2\pi d_{Pt}} \tanh\left(\frac{d_{Pt}}{2\lambda_{Pt}}\right)$  - коэффициент пропорциональности. Здесь  $L$  - расстояние между выходными контактами,  $g_r$  - реальная часть проводимости на границе слоя «ферримагнетик – тяжелый металл»,  $\theta_{SH}$  - спиновый угол Холла в тяжелом металле,  $e$  - заряд электрона,  $\lambda_{Pt}$  - длина спиновой диффузии в тяжелом металле,  $\rho$  - электрическое сопротивление тяжелого металла,  $d_{Pt}$  - толщина слоя тяжелого металла.

Для входной мощности переменного ЭМ сигнала  $P_{AC} = \frac{c}{2\mu_0} S \cdot h_{AC}^2$ , где  $c$  — скорость света,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость,  $S$  — площадь слоя ферромагнетика, можно записать выражение зависимости чувствительности детектора от частоты внешнего ЭМ сигнала:

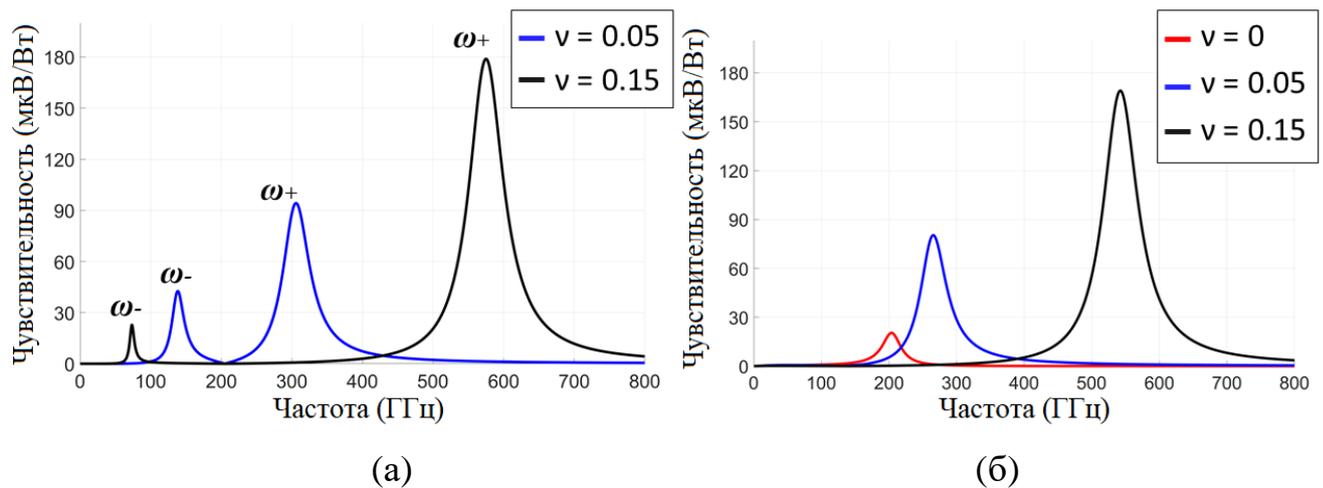
$$R(\omega) = \frac{|V_{out}(\omega)|}{P_{AC}}, \quad (3.64)$$

Запишем выражения для чувствительности детектора в случае «легкой оси» и «легкой плоскости», соответственно:

$$R(\omega) = \frac{8\omega^4 \gamma^2 \kappa \mu_0 \bar{v}(\omega_0^2 - \omega^2)}{|\det(\hat{D}(\omega))|^2 \cdot cS}, \quad (3.65)$$

$$R(\omega) = \frac{4\omega^4 \gamma^2 \kappa \mu_0}{|\det(\hat{D}(\omega))|^2 \cdot cS} \cdot \left| \left( \bar{v}(\omega_0^2 - 2\omega^2) - \gamma_{eff} \omega_0^2 \right) \right| \quad (3.66)$$

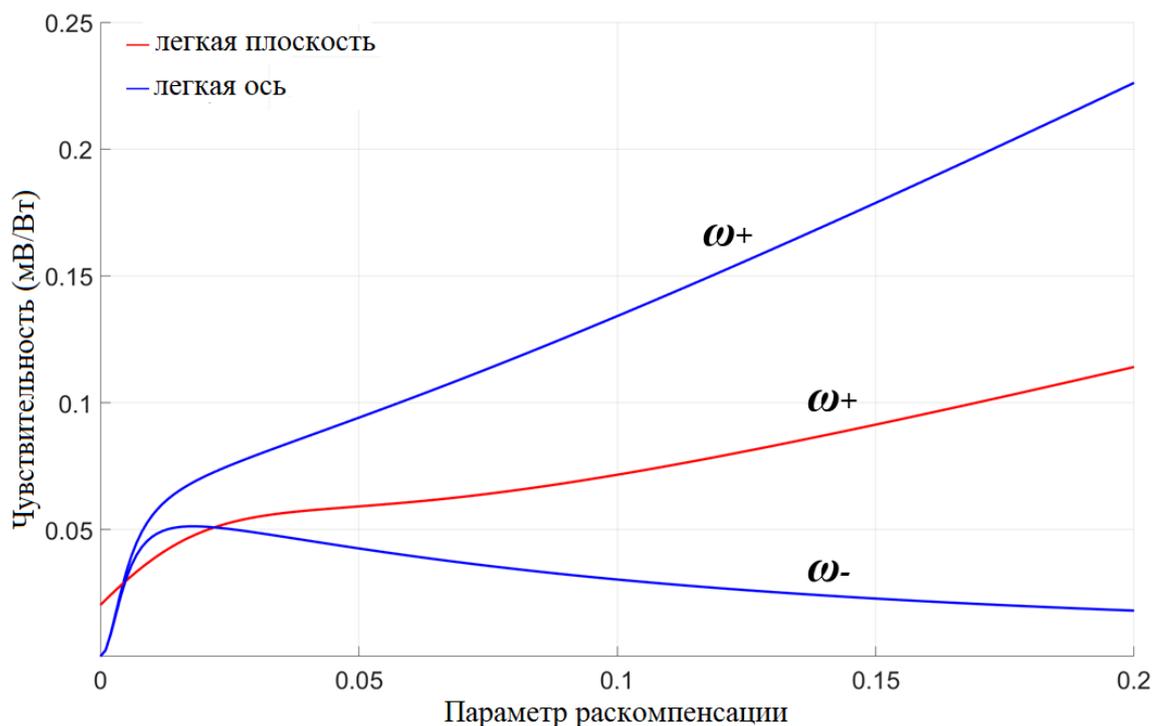
На рис.3.14 представлена зависимость чувствительности детектора от частоты внешней ЭМ волны. Как и предполагалось, в случае «легкой оси» имеются два резонансных пика, причем величина пика, соответствующего частоте  $\omega_+$ , больше величины резонансного пика, соответствующего частоте  $\omega_-$ . Кроме того, увеличение значения параметра раскомпенсации ведет к увеличению расстояния между резонансными пиками. В случае «легкой плоскости» имеется один резонансный пик, величина которого увеличивается по мере роста параметра раскомпенсации. В отличие от случая «легкой оси» в случае «легкой плоскости» имеется ненулевое значение чувствительности при нулевом параметре раскомпенсации.



**Рис.3.14** Зависимость чувствительности детектора от частоты внешнего воздействия для случая магнитной анизотропии «легкая ось» (а) и «легкая плоскость» (б).

Исследуем зависимость чувствительности детектора от параметра раскомпенсации. Для этого в случае «легкой оси» выполним подстановку (3.61) в (3.65), и, для случая «легкая плоскость», подставим (3.62) в (3.66).

На рис.3.15 представлена зависимость чувствительности детектора от параметра раскомпенсации. В случае «легкой плоскости» чувствительность детектора имеет ненулевое значение, равное 0.02 мВ/Вт, при нулевом параметре раскомпенсации, обусловленное затуханием. Однако, чем ниже затухание, тем уже ширина спектральной линии и, соответственно, тем ниже чувствительность. Видно, что при малых значениях параметра раскомпенсации чувствительность возрастает нелинейно, а при значении, большем 0.07, зависимость становится линейной. В случае магнитной анизотропии «легкая ось» имеем две кривые, соответствующие частотам  $\omega_+$  и  $\omega_-$ . При малых значениях параметра раскомпенсации зависимость имеет нелинейный характер, однако при значении параметра раскомпенсации, большем 0.02, характер зависимости линейный.



**Рис.3.15** Зависимость чувствительности детектора от параметра раскомпенсации для случая магнитной анизотропии «легкая ось» и «легкая плоскость».

Таким образом, в данном разделе теоретически исследован детектор субтерагерцевых колебаний на основе гетероструктуры «ферромагнетик – тяжелый металл» для двух случаев магнитной анизотропии ферромагнетика – «легкая ось» и «легкая плоскость». Показано, что чувствительность детектора носит резонансный характер. Также была исследована зависимость чувствительности детектора от параметра раскомпенсации. В случае «легкой плоскости» чувствительность детектора имеет ненулевое значение при нулевом параметре раскомпенсации, обусловленное учетом затухания.

### 3.7. Расчет шумовых свойств магнитных детекторов

Важными характеристиками любого детектора являются отношение «сигнал/шум» и эквивалентная мощность шума. Для сравнения теоретически

исследованных в настоящей работе детекторов с имеющимися детекторами терагерцевого диапазона, необходимо рассчитать эти параметры. Воспользуемся методикой, изложенной в [164] для ферромагнитных спинтронных детекторов.

Динамика вектора Нееля  $\mathbf{l}(t)$  определяется известным уравнением так называемой «сигма-модели» с дополнительными членами, описывающими влияние тепловых флуктуаций, которые выражены в сигма-модели наличием флуктуационной компоненты магнитного поля с индукцией  $\mathbf{B}(t)$  (без учета вклада шумовой компоненты электрического тока):

$$\mathbf{l} \times \left[ \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{l} + \gamma_0 \frac{d}{dt} \mathbf{l} + \hat{\Omega} \mathbf{l} - 2\gamma \cdot \left[ \frac{d}{dt} \mathbf{l} \times \mathbf{B}(t) \right] - \gamma \cdot \left[ \mathbf{l} \times \frac{d}{dt} \mathbf{B}(t) \right] + \gamma^2 \cdot \mathbf{B}(t) \times [\mathbf{l} \times \mathbf{B}(t)] \right] = 0 \quad (3.67)$$

Линеаризуем уравнение (3.67), представляя вектор Нееля в виде:

$$\mathbf{l} = \mathbf{l}_0 + \mathbf{s}(t) \quad (3.68)$$

Подставив (3.68) в (3.67) и сохранив только линейные слагаемые по  $\mathbf{s}$  и  $\mathbf{B}(t)$ , получаем линеаризованное уравнение для  $\mathbf{s}(t)$ :

$$\frac{d^2}{dt^2} \mathbf{s} + \gamma_0 \frac{d}{dt} \mathbf{s} + \left( \hat{\Omega} - [\mathbf{l}_0 \cdot \hat{\Omega} \mathbf{l}_0] \hat{\mathbf{I}} \right) \mathbf{s} = -\gamma \left[ \mathbf{l}_0 \times \frac{d}{dt} \mathbf{B} \right] \quad (3.69)$$

Обозначим

$$\Theta = \left( \hat{\Omega} - [\mathbf{l}_0 \cdot \hat{\Omega} \mathbf{l}_0] \hat{\mathbf{I}} \right) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \omega_{ea} \omega_{ex} & 0 \\ 0 & 0 & (\omega_{ea} + \omega_{ha}) \omega_{ex} \end{pmatrix} \quad (3.70)$$

Имеем

$$\frac{d^2}{dt^2} \begin{pmatrix} s_y \\ s_z \end{pmatrix} + \gamma_0 \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} s_y \\ s_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \omega_1^2 & 0 \\ 0 & \omega_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_y \\ s_z \end{pmatrix} = \gamma \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} B_z \\ -B_y \end{pmatrix}, \quad (3.71)$$

где  $\omega_1^2 = \omega_{ea} \omega_{ex}$ ,  $\omega_2^2 = (\omega_{ea} + \omega_{ha}) \omega_{ex}$ .

Представим представление вектора  $\mathbf{s}(t)$  в комплексной форме

$$\mathbf{s} = \mathbf{s}_0 c + \mathbf{s}_0^* c^* \quad (3.72)$$

Получим уравнение для комплексной амплитуды  $c$  вида

$$s_0 \frac{d^2}{dt^2} c + s_0^* \frac{d^2}{dt^2} c^* + \gamma_0 s_0 \frac{d}{dt} c + \gamma_0 s_0^* \frac{d}{dt} c^* + \Theta s_0 c + \Theta s_0^* c^* = -\gamma \left[ \mathbf{l}_0 \times \frac{d}{dt} \mathbf{B} \right]. \quad (3.73)$$

Скалярно умножим обе части уравнения на  $[\mathbf{l}_0 \times \mathbf{s}_0^*]$  и рассмотрим случай одноосного АФМ, т.е.  $\omega_1^2 = \omega_2^2 = \omega_0^2 = \omega_{ea} \omega_{ex}$ . Получим уравнение для  $c$ :

$$\frac{d^2}{dt^2} c + \gamma_0 \frac{d}{dt} c + \omega_0^2 c = \gamma \frac{\frac{d}{dt} B_z s_{0z}^* + \frac{d}{dt} B_y s_{0y}^*}{s_{0y} s_{0z}^* - s_{0z} s_{0y}^*} = \gamma \mathbf{u} \frac{d}{dt} \mathbf{B}, \quad (3.74)$$

$$\text{где } \mathbf{u} = \frac{1}{s_{0y} s_{0z}^* - s_{0z} s_{0y}^*} \begin{pmatrix} s_{0y}^* \\ s_{0z}^* \end{pmatrix}.$$

Воспользуемся преобразованием Фурье и получим уравнение для  $c_\omega$  в частотной области:

$$\left[ -\omega^2 + i\omega\gamma_0 + \omega_0^2 \right] c_\omega = \gamma \left[ i\omega \mathbf{u} \cdot \mathbf{B}_\omega \right], \quad (3.75)$$

$$c_\omega = \frac{i\omega\gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma_0} \mathbf{u} \cdot \mathbf{B}_\omega. \quad (3.76)$$

Подставив (3.76) в (3.74), получим

$$s_\omega = s_0 c_\omega + s_0^* c_{-\omega}^* = i\omega\gamma \left[ \frac{s_0 \mathbf{u}}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma_0} - \frac{s_0^* \mathbf{u}^*}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma_0} \right] \mathbf{B}_\omega \quad (3.77)$$

при условии, что  $\mathbf{B}_\omega = \mathbf{B}_{-\omega}$ .

Выпрямленный выходной постоянный спиновый ток в слое Pt пропорционален  $\mathbf{j}_{out} \sim \left[ \mathbf{l} \times \frac{d}{dt} \mathbf{l} \right]$ . Выходное постоянное электрическое напряжение между выходными контактами запишем в следующем виде:

$$\begin{aligned} U_{out}(\omega) &= 2i\omega L\kappa \left[ \mathbf{s}_0 \times \mathbf{s}_0^* \right]_x \left\{ c_\omega c_{-\omega}^* \right\} = \\ &= \frac{2i\omega^3 L\kappa\gamma^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega\gamma_0)^2} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{B}_\omega) (\mathbf{u}^* \cdot \mathbf{B}_\omega) = K(\omega) \tilde{\mathbf{B}}_\omega \end{aligned} \quad (3.78)$$

Для расчета спектра низкочастотного шума необходимо учитывать, что шум Джонсона-Найквиста  $U_{JN}(t)$  и тепловое магнитное поле  $B_N(t)$  являются независимыми случайными белыми гауссовыми процессами с постоянными спектральными плотностями:

$$S(U_N) = S(J_N)R_0^2 = 2k_B T R_0, \quad S(B_N) = \frac{2\alpha k_B T}{\gamma M_s V}, \quad (3.79)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана.

Расчет спектра шума выходного напряжения  $S_{out}(\omega)$ :

$$S_{out}(\omega) = S_{out}^{(1)}(\omega) + S_{out}^{(2)}(\omega), \quad (3.80)$$

где

$$S_{out}^{(1)}(\omega) = S(U_N) = 2k_B T R_0, \quad (3.81)$$

$$S_{out}^{(2)}(\omega) = \frac{4\omega_0^2 L^2 \kappa^2 \gamma^4}{\gamma_0^4} \cdot |\mathbf{u}|^2 S(B_N). \quad (3.82)$$

Здесь коэффициент пропорциональности  $\kappa$  определяется, как

$$\kappa = \theta_{SH} \frac{g_r e \lambda_{Pt} \rho}{2\pi d_{Pt}} \tanh\left(\frac{d_{Pt}}{2\lambda_{Pt}}\right) \quad (3.83)$$

Два слагаемых  $S_{out}^{(1,2)}(\omega)$  обусловлены, соответственно, низкочастотными составляющими шума Джонсона-Найквиста и флуктуациями сопротивления детектора на основе АФМ из-за теплового магнитного поля.

Спектр шума  $S_{out}$  можно рассчитать с помощью выражения (3.80) в резонансе  $\omega = \omega_0$ :

$$S_{out} = \left(1 + \frac{U_{DC}}{U_{MN}}\right) \cdot S(U_N), \quad (3.84)$$

где

$$U_{DC} = \frac{2\omega_0 L \kappa}{\gamma_0^2} (\gamma B_0)^2, \quad (3.85)$$

$$U_{MN} = \frac{\gamma_0^2 M_s V R_0 B_0^2}{2\omega_0 L \kappa \gamma \alpha |\mathbf{u}|^2}, \quad (3.86)$$

где  $|\mathbf{u}|^2 = 1$ .

Среднеквадратические флуктуации выходного напряжения  $\Delta U_{DC}$  могут быть определены как

$$\Delta U_{DC} = \sqrt{2S_{out}\Delta f} = \Delta U_{JN} \cdot \sqrt{1 + \frac{U_{DC}}{U_{MN}}}, \quad (3.87)$$

где  $\Delta f = 1$  Гц – полоса частот измерений, а флуктуации напряжения, вызванные только низкочастотным шумом Джонсона-Найквиста

$$\Delta U_{JN} = \sqrt{2S(U_N)\Delta f} \quad (3.88)$$

Отношение сигнал/шум ( $SNR$ ) детектора на основе АФМ можно рассчитать, как

$$SNR = \frac{U_{DC}}{\Delta U_{DC}}. \quad (3.89)$$

Сопротивление детектора найдем как

$$R_0 = \frac{\rho L}{S} = \frac{\rho L}{d_{Pt} L} = \frac{\rho}{d_{Pt}}. \quad (3.90)$$

Эквивалентную мощность шума ( $NEP$ ) найдем следующим образом [160]

$$NEP = \Delta U_{DC} \cdot \Delta f. \quad (3.91)$$

Для детекторов, исследованных ранее в данной главе отношение «сигнал/шум» составляет  $SNR = 4,9 \cdot 10^3$  для пленочных магнетиков и  $SNR = 21,6$  для объемных, а эквивалентная мощность шума –  $NEP = 9,3 \cdot 10^{-10}$  и  $NEP = 9,1 \cdot 10^{-10}$ , соответственно. При этом среднеквадратические флуктуации выходного напряжения равны  $\Delta U_{DC} = 9,325 \cdot 10^{-10}$  В и  $\Delta U_{DC} = 9,01 \cdot 10^{-10}$  В, соответственно.

Данные значения эквивалентной мощности шума сопоставимы со значениями  $NEP$  для детекторов, на основе ячеек Голея, и пироэлектрических

детекторов. Сравнение исследованных в работе детекторов с сопоставимыми детекторами ТГц диапазона приведена в таблице П1.

### 3.8. Выводы по главе 3

Итак, в данной главе предложена концепция перестраиваемого электрическим током резонансного детектора ТГц-сигналов на основе гетероструктуры «антиферромагнетик - тяжелый металл» (АФМ/ТМ). Преобразование входного сигнала ТГц частоты в постоянное напряжение выполняется с помощью обратного спинового эффекта Холла в двухслойной структуре АФМ-ТМ. Предлагаемая гетероструктура АФМ-ТМ работает как квадратичный детектор резонансного типа, который может настраиваться током смещения в диапазоне не менее 10% от частоты АФМР, и оценки показывают, что чувствительность этого детектора может быть сопоставима с современными детекторами на основе диодов Шоттки, Ганна или графена.

Сформулируем основные выводы по главе:

1. Для реализации перестраиваемого по частоте детектора ТГц-колебаний на основе гетероструктуры АФМ-ТМ с одноосным АФМ поляризация входного сигнала должна быть круговой или эллиптической. Линейная поляризация внешнего тока или переменного магнитного поля для одноосного АФМ будет давать нулевое постоянное выпрямленное напряжение.
2. При перестройке частоты детектора внешним постоянным магнитным полем происходит снятие вырождения нормальных мод колебаний АФМ с рождением двух частот с левой и правой круговыми поляризациями. Круговая поляризация внешнего переменного электромагнитного поля обеспечивает максимальное значение выпрямленного напряжения по сравнению с эллиптической и линейной поляризациями.

3. Ненулевое внешнее постоянное магнитное поле обеспечивает ненулевое выпрямленное напряжение детектора с одноосным АФМ даже в случае линейной поляризации внешнего переменного поля, что вызвано снятием вырождения и наличием двух не равных друг другу нормальных частот колебаний АФМ.
4. Зависимость выпрямленного напряжения от частоты внешней электромагнитной волны или спин-поляризованного тока для различных значений постоянного магнитного поля носит резонансный характер, причем увеличение постоянного магнитного поля ведет к росту величины резонансного пика.
5. Для повышения чувствительности детектора необходимо уменьшить толщину слоя АФМ, так как механизм регистрации основан на интерфейсном спин-холловском эффекте. Использование массива АФМ в виде гребенчатой структуры позволяет увеличить уровень выпрямленного выходного напряжения.
6. Использование слабых ферромагнетиков в качестве активных элементов терагерцевых детекторов при возбуждении линейно поляризованной волной возможно только при ненулевом внешнем постоянном магнитном поле. При этом выпрямление возможно только на квазиферромагнитной моде. Влияние внешнего поля на динамику спинов слабого ферромагнетика обусловлено взаимодействием Дзялошинского-Мория. Тогда как при возбуждении источником круговой поляризации детектирование может осуществляться как на квазиферромагнитной, так и на антиферромагнитной модах.
7. Использование ферромагнетиков в качестве активных элементов терагерцевых детекторов при возбуждении линейно поляризованной волной для анизотропии типа «легкая ось» при нулевом внешнем магнитном поле возможно только при ненулевой раскомпенсации между намагниченностями магнитных подрешеток. Тогда как для одноосного ФМ типа «легкая плоскость» даже при нулевой раскомпенсации выпрямленное напряжение ненулевое, однако оно обусловлено эффективным затуханием магнетика. Поэтому при естественном уменьшении

затухания магнетика для увеличения добротности системы чувствительность детектора уменьшается.

8. Полученные шумовые характеристики рассмотренных детекторов сопоставимы со значениями, известными для детекторов на основе ячеек Голя и пироэлектрических детекторов, хотя и несколько хуже шумовых характеристик болометров и сверхпроводящих болометров. Однако, для работы сверхпроводящих болометров требуются криогенные температуры, что является их существенным недостатком, а детекторы, на основе антиферромагнетиков и ферромагнетиков работают при комнатных температурах.

## ГЛАВА 4. УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ АФМ ОСЦИЛЛЯТОРОВ И ДЕТЕКТОРОВ С ПОМОЩЬЮ ИЗМЕНЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ АНИЗОТРОПИИ

### 4.1. Введение

На сегодняшний день отсутствие компактных и надёжных генераторов и приёмников когерентных сигналов в диапазоне частот 0.1–10 ТГц является одной из фундаментальных проблем физики, описываемой в зарубежной литературе как «терагерцевая щель». Излучение в данном диапазоне может найти применение во многих бытовых и научных сферах, включая медицину (новые диагностические техники и аппараты), биологию (неразрушающее исследование органических образцов), астрономию (расширение возможностей спектроскопии космоса) и др. Однако существующие на текущий момент методы генерации сигналов в данном частотном диапазоне, такие как сверхпроводящие джозефсоновские переходы, лазеры на свободных электронах и квантовых каскадах, требуют комплексных установок для поддержания условий их работы, что ограничивает их широкое применение.

При замене слоя ферромагнетика на слой антиферромагнетика (АФМ) в силу больших обменных полей в АФМ возможно значительное увеличение частоты колебаний в спинтронных осцилляторах (см. Главу 2). При этом отпадает необходимость в использовании внешних магнитных полей, что является преимуществом, поскольку использование магнитных полей создаёт помехи в устройствах электроники. В то же время в силу слабой восприимчивости антиферромагнетиков к внешним магнитным полям необходимо использовать другие способы воздействия для управления их колебаниями. Была теоретически рассмотрена структура нанометрового осциллятора из слоя тяжёлого металла, смежного с слоем антиферромагнитного диэлектрика. Было показано, что подобная структура может выступать в качестве осциллятора, пригодного для

генерации сигналов в диапазоне частот 0.1–2.0 ТГц при управлении электрическим током  $10^8$ – $10^9$  А/см<sup>2</sup>. Такие величины токов достигались ранее в экспериментальных работах с подобными структурами; тем не менее, они представляют определённые трудности для прикладной реализации подобного осциллятора. В связи с этим, дальнейшее исследование возможностей развития и улучшения спинтронных осцилляторов на основе антиферромагнетиков представляет академический и прикладной интерес. В рамках проведенного ниже исследования был проведен анализ влияния упругих деформаций, вызванных помещением гетероструктуры АФМ-пьезоэлектрик (ПЭ) в электрическое поле, на магнитную подсистему магнитоупругого антиферромагнетика. Рассматривается магнитная динамика магнитоупругого антиферромагнетика в гетероструктуре тяжелый металл/антиферромагнетик/пьезоэлектрик с учётом влияния спинового токопереноса, вызываемого электрическим током в слое тяжелого металла, и упругих деформаций, вызванных электрическим полем в слое пьезоэлектрика, а также влияние изменения температуры на динамические характеристики осцилляторов и детекторов. Представленные в данной главе результаты были опубликованы в работах [А5, А6, А8, А38].

## **4.2. Управление параметрами осциллятора при поперечном приложении электрического поля**

### **4.2.1. Управляемая электрическим полем анизотропия антиферромагнетиков**

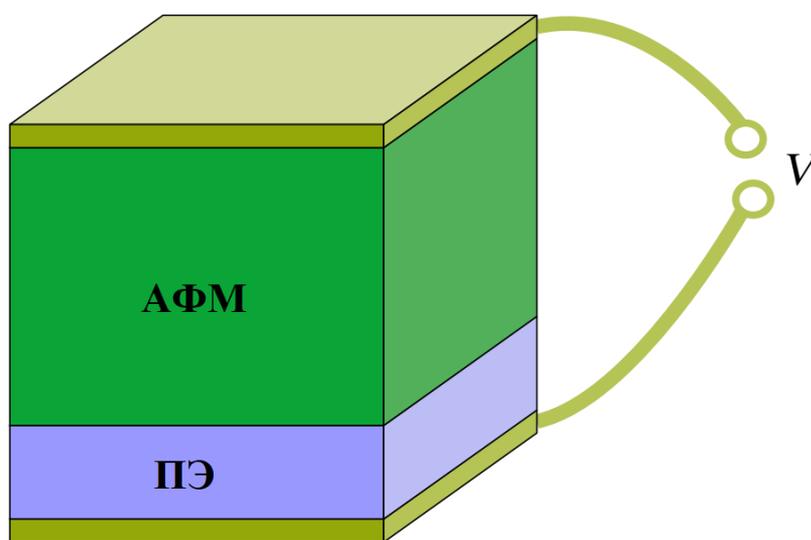
В этом разделе мы рассмотрим гетероструктуру ПЭ/АФМ, показанную на рис.4.1, и выведем уравнения, описывающие влияние постоянного электрического поля  $E$ , приложенного к слою ПЭ, на магнитные параметры слоя АФМ. Предполагается, что слой АФМ намного тоньше слоя ПЭ, поэтому он не повлияет ни на какие механические свойства слоя ПЭ. Также мы предполагаем идеальный акустический контакт между слоями, т. е. предполагаем, что смещение происходит непрерывно поперек межслоевой границы [180]. Здесь и далее

$\sigma_{ij}^{PZ}, e_{ij}^{PZ}$  обозначаются как тензоры упругих напряжений и деформаций слоев ПЭ и АФМ, соответственно. Мы также используем правило суммирования Эйнштейна.

Приложение постоянного электрического поля  $E_k$  к слою ПЭ

$$e_{ij}^{PZ} = d_{ijk} E_k, \quad (4.1)$$

где  $d_{ijk}$  — пьезоэлектрический тензор деформации слоя ПЭ. Здесь мы можем использовать пьезоэлектрические константы объемной деформации слоя ПЭ, поскольку слой АФМ намного тоньше слоя ПЭ. Таким образом, механическая обратная связь от слоя АФМ к слою ПЭ незначительна.



**Рис.4.1.** Схематическое изображение рассматриваемой гетероструктуры ПЭ/АФМ под действием электрического напряжения смещения  $V$ : слой материала АФМ (например, NiO) и слой материала ПЭ (например, PZT-5H) в проводящем покрытии. Граница между слоями АФМ и ПЭ рассматривается как идеальный акустический контакт. Слой АФМ выбирают намного тоньше, чем слой ПЭ, чтобы слой АФМ не влиял на механические свойства слоя ПЭ. Токпроводящее покрытие позволяет приложить к слою ПЭ поперечное электрическое поле  $E$ .

Закон Гука, связывающий объемное напряжение  $e_{kl}$  и тензор деформации  $\sigma_{ij}$ , индуцированные в слое АФМ, можно записать в виде:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} e_{kl}, \quad (4.2)$$

где  $C_{ijkl}$  — тензор жесткости слоя АФМ.

Идеальный акустический контакт между слоями ПЭ и АФМ подразумевает, что плоскостная деформация непрерывна на границе раздела АФМ/ПЭ:

$$P_{ik} e_{kl}^{PZ} P_{lj} = P_{ik} e_{kl} P_{lj} = e_{ij}^{IF}, \quad (4.3)$$

где  $P_{ik} = I_{ik} - n_i n_k$  — проектор на интерфейсе АФМ/ПЭ,  $I_{ik}$  — единичная матрица,  $n_i$  — вектор нормали к интерфейсу АФМ/ПЭ. Следует отметить, что чистым механическим результатом приложения электрического напряжения смещения (или электрического поля) к слою ПЭ является создание механической деформации  $e_{ij}^{IF}$  на границе раздела ПЭ/АФМ.

Противоположная граница слоя АФМ считается свободной, поэтому нормальная составляющая напряжений  $\sigma_{ij}$  на этой границе слоя ПЭ должна обращаться в нуль:

$$\sigma_{ij} n_i = 0. \quad (4.4)$$

Для нахождения составляющих деформации, наведенной в слое АФМ электрическим полем, приложенным к слою ПЭ, необходимо найти совместное решение системы уравнений (4.2)–(4.4), включающих закон Гука и два граничных условия на границах слоя АФМ. В общем случае решение системы уравнений (4.2)–(4.4) для произвольной симметрии тензора  $C_{ijkl}$  довольно громоздко. Тем не менее, его можно найти в следующем общем виде:

$$e_{ij} = G_{ijkl} e_{kl}^{IF}. \quad (4.5)$$

В случае, когда тензор жесткости слоя АФМ  $C_{ijkl}$  имеет кубическую симметрию (как в NiO), тензор  $G_{ijkl}$  в уравнении (4.5) можно упростить до следующего вида:

$$G_{ijkl} = (\delta_{ik} \delta_{jl} - \eta \cdot n_i n_j \delta_{kl}), \quad (4.6)$$

где  $\eta = C_{12}/C_{11}$ ,  $C_{12}$ ,  $C_{11}$  — компоненты тензора жесткости  $C_{ijkl}$  в обозначениях Фойгта. Фактически наличие компонент деформации, зависящих от параметра  $\eta$ , является следствием эффекта Пуассона.

Деформация, приложенная к слою АФМ, создает магнитоупругую (МУ) энергию в этом слое, которую можно записать как

$$W_{\text{ME}} = b_{ijkl} m_i^\alpha m_j^\alpha e_{kl}, \quad (4.7)$$

где  $b_{ijkl}$  — тензор магнитоупругости, а  $m_i^\alpha$  — единичный вектор намагниченности подрешетки АФМ, обозначаемый индексом « $\alpha$ ». Член магнитоупругой энергии квадратичен по  $m_i^\alpha$  точно так же, как члены, описывающие магнитокристаллическую анизотропию первого порядка:

$$W^{\text{anis}} = K_{ij} m_i^\alpha m_j^\alpha, \quad (4.8)$$

где  $K_{ij}$  — тензор магнитокристаллической анизотропии.

Поэтому формально учесть магнитоупругое взаимодействие в АФМ-слое можно, введя эффективный тензор магнитной анизотропии, содержащий магнитоупругую часть  $K_{ij}^{\text{ME}}(E_f)$ , зависящую от приложенного электрического поля:

$$K_{ij}^{\text{eff}} = K_{ij} + K_{ij}^{\text{ME}}(E_f). \quad (4.9)$$

Второе слагаемое в выражении (4.9) представляет собой тензор второго ранга, характеризующий магнитоупругую часть эффективной анизотропии магнетика вида:

$$K_{ij}^{\text{ME}}(E_f) = b_{ijkl} G_{ijkl} (P_{pr} d_{rsf} P_{sq} E_f) = Z_{ijf} E_f. \quad (4.10)$$

Здесь  $Z_{ijf}$  — тензор третьего ранга, описывающий индуцированный напряжением эффект магнитной анизотропии в слое АФМ путем линейной связи вектора приложенного электрического поля  $E_f$  с тензором второго ранга  $K_{ij}^{\text{ME}}$  тензора

магнитной анизотропии, индуцированного приложенное электрическое поле в произвольном направлении.

Таким образом, изменение внешнего постоянного электрического поля  $E$  может использоваться для управления магнитной анизотропией в АФМ материалах. Тензор  $Z_{ijf}$ , описывающий этот эффект, определяется пьезоэлектрическими свойствами слоя ПЭ и магнитоупругими и упругими свойствами слоя АФМ, а также относительными кристаллографическими ориентациями слоев.

Следует отметить, что помимо деформации, создаваемой приложенным электрическим полем, на слой АФМ также влияет деформация в «основном состоянии», вызванная собственным взаимодействием между магнитной и упругой подсистемами материала АФМ в свободном состоянии. (см. стр. 173 и 182 в [181]). Магнитная анизотропия, вызванная этой деформацией, обычно включается в константы магнитокристаллической анизотропии, найденные в экспериментах. Поэтому здесь мы не будем подробно рассматривать этот эффект.

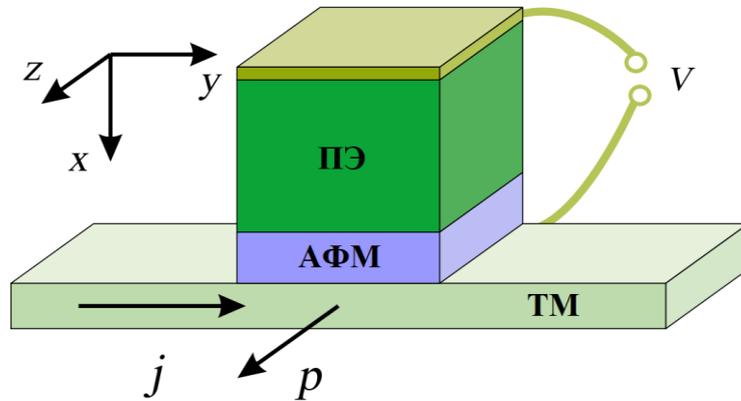
#### **4.2.2. Динамика АФМ осциллятора в пассивном режиме при приложении постоянного электрического поля**

Динамика намагниченности в управляемой током гетероструктуре АФМ/ТМ как в активном (генерация), так и в пассивном (детектирование) режимах обсуждалась ранее в главе 2. В этом разделе мы исследуем динамику намагниченности АФМ с током в слоистой гетероструктуре ПЭ/АФМ/ТМ в случае, когда слой ПЭ находится под воздействием постоянного напряжения  $V$  (см. рис.4.2). В такой структуре электрический ток  $j$ , протекающий по слою ТМ, становится спин-поляризованным за счет спинового эффекта Холла, создавая перпендикулярный спиновый ток. Этот спиновый ток, поляризованный вдоль  $p$ , создает спиновый момент, действующий на подрешетки намагниченности в АФМ-слое. Динамика намагниченности в АФМ-слое описывается уравнением

«сигма-модели» для АФМ-параметра порядка — вектора Нееля  $\mathbf{l}$  [см. главу 2], который в нашем случае имеет следующий вид:

$$\mathbf{l} \times \left[ \frac{d^2 \mathbf{l}}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\mathbf{l}}{dt} + \hat{\Omega} \cdot \mathbf{l} + \tau [\mathbf{p} \times \mathbf{l}] \right] = 0, \quad (4.11)$$

где  $\hat{\Omega} = (2\gamma / M_s) \hat{\mathbf{K}}_{\text{eff}}$  - матрица анизотропии (в единицах частоты), а  $M_s$  - намагниченность насыщения АФМ подрешетки.



**Рис.4.2.** Конструкция осциллятора, выполненного на основе трехслойной гетероструктуры ПЭ/АФМ/ТМ (англ. PZ/AFM/NM), где к пьезоэлектрическому слою подведено постоянное напряжение  $V$ , а слой, состоящий из тяжелого металла, управляется продольным спиновым током с плотностью  $j$ . Когда плотность тока в слое ТМ превышает некоторый порог (см. главу 2), определяемый анизотропией в легкой плоскости в АФМ, спиновый ток возбуждает терагерцевое вращение подрешеток намагниченности в АФМ, который может быть зарегистрирован в слое ТМ за счет обратного спинового эффекта Холла. Напряжение смещения  $V$ , подаваемое на слой ПЭ, может изменять анизотропию в слое АФМ и, следовательно, частоту резонанса в слое АФМ в докритическом (пассивном) режиме, пороговый ток генерации и амплитуду сигнала, генерируемого в АФМ слое в сверхкритическом (активном) режиме.

Далее исследуем малоамплитудную динамику намагниченности АФМ. Для этого представим вектор Нееля в виде  $\mathbf{l} = \mathbf{l}_0 + \mathbf{s} \cdot e^{-i\omega t}$ , где  $\mathbf{l}_0$  — статическая часть, описывающая основное состояние, а  $\mathbf{s}$  — динамический вектор, описывающий возбуждение,  $(\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{s}) = 0$ . Используя это представление в уравнении (4.11) получим два уравнения: одно описывает статическое состояние намагниченности АФМ, а другое — ее малоамплитудную динамику. «Статическое» уравнение имеет следующий вид:

$$\mathbf{l}_0 \times \left[ \hat{\Omega} \cdot \mathbf{l}_0 + \tau [\mathbf{p} \times \mathbf{l}_0] \right] = 0, \quad (4.12)$$

которое может быть переписано в виде

$$\hat{\Omega} \cdot \mathbf{l}_0 + \tau [\mathbf{p} \times \mathbf{l}_0] = h \cdot \mathbf{l}_0. \quad (4.13)$$

Здесь  $h$  — эффективное статическое поле. Решение уравнения (4.12) определяет основное состояние магнитного равновесия вектора Нееля  $\mathbf{l}_0$ .

«Динамическое» уравнение можно записать в следующем виде:

$$\mathbf{l}_0 \times \left[ -\frac{\omega^2}{\omega_{\text{ex}}} \mathbf{s} + (\hat{\Omega} - h\hat{\mathbf{I}}) \cdot \mathbf{s} + \tau [\mathbf{p} \times \mathbf{s}] \right] = 0. \quad (4.14)$$

Решение этого «динамического» уравнения определяет частоты малых колебаний вокруг статического состояния равновесия. Упрощая приведенное выше «динамическое» уравнение, мы можем переписать его в виде стандартной задачи на собственные значения для вектора возбуждения  $\mathbf{s}$ :

$$\frac{\omega^2}{\omega_{\text{ex}}} \mathbf{s} = \hat{\Omega}_0 \cdot \mathbf{s} + \tau (\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{p}) [\mathbf{p} \times \mathbf{s}], \quad (4.15)$$

где

$$\hat{\Omega}_0 = \hat{\mathbf{P}}_{\mathbf{l}_0} (\hat{\Omega} - h\hat{\mathbf{I}}) \hat{\mathbf{P}}_{\mathbf{l}_0}, \quad (4.16)$$

$$\hat{P}_{l_0} = \hat{I} - l_0 \otimes l_0, \quad (4.17)$$

а символ  $\otimes$  обозначает тензорное произведение.

Формально собственные частоты  $\omega$  можно найти как решения задачи на собственные значения (4.15). Важно отметить, что полученная задача на собственные значения (4.15) в случае АФМ-динамики имеет вид, аналогичный линейаризованному векторному уравнению Ландау-Лифшица (ЛЛ). Это сходство естественно в силу того, что как уравнение сигма-модели (4.15), так и линейаризованные уравнения ЛЛ описывают поведение единичного вектора на сфере.

Уравнения (4.12)–(4.15) представляют собой общую постановку задачи о динамике малоамплитудной намагниченности в АФМ, полученную в рамках сигма-модели, и могут быть использованы для самых разных АФМ-кристаллов и пьезоэлектриков.

### 4.2.3. ПРИМЕР. Регулируемая напряжением динамика бианизотропного диэлектрического антиферромагнетика – NiO

Чтобы проиллюстрировать общий формализм динамики намагниченности АФМ, развитый выше [уравнения (4.12)–(4.15)], применим этот формализм к случаю слоистой гетероструктуры PZT-5H/NiO/Pt, выбрав АФМ-кристалл (NiO) с кубической симметрией и пьезокерамику PZT-5H, поляризованную в направлении перпендикулярно поверхности слоя ПЭ ( $n = x$ ). Предполагается, что спиновый ток в этой структуре, создаваемый управляющим постоянным током в слое Pt, поляризован вдоль трудной оси анизотропии слоя NiO ( $p = z$ ).

В такой геометрии тензор  $\hat{K}^{ME}$  АФМ магнитной анизотропии, индуцированной приложенным поперечным постоянным напряжением  $V$  (или

поперечным постоянным электрическим полем  $E$ ) в кубическом кристалле NiO, имеет вид:

$$\hat{\mathbf{K}}^{\text{ME}} = \begin{pmatrix} -2\eta & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} 2b_1 d_2 E, \quad (4.18)$$

где  $d_2$  и  $b_1$  — компоненты пьезоэлектрического и магнитоупругого тензоров деформации. Тензор эффективной магнитной анизотропии  $\hat{\Omega}$  для NiO, содержащий магнитокристаллическую и наведенную анизотропии и входящий в уравнение на собственные значения (4.15), имеет вид

$$\Omega = \omega_{\text{HA}} \mathbf{z} \otimes \mathbf{z} - \omega_{\text{EA}} \mathbf{y} \otimes \mathbf{y} + \kappa E (-2\eta \mathbf{x} \otimes \mathbf{x} + \mathbf{y} \otimes \mathbf{y} + \mathbf{z} \otimes \mathbf{z}), \quad (4.19)$$

где  $\kappa = 4\gamma b_1 d_2 / M_s$ .

Поскольку вектор основного состояния  $\mathbf{l}_0$  лежит в плоскости  $x$ - $y$ , его удобно представить в виде  $\mathbf{l}_0 = \mathbf{x} \cdot \cos \varphi_0 + \mathbf{y} \cdot \sin \varphi_0$ . Решая «статическое» уравнение (4.12), находим угол  $\varphi_0$ , определяющий равновесную ориентацию статического вектора Нееля  $\mathbf{l}_0$ ,

$$\varphi_0 = \frac{1}{2} \arcsin \left[ \frac{2\tau}{\omega_{\text{EA}} - \kappa E (1 + 2\eta)} \right], \quad (4.20)$$

и значение поля смещения

$$h = (\kappa E - \omega_{\text{EA}}) \cos^2 \varphi_0 - 2\eta E \kappa \sin^2 \varphi_0. \quad (4.21)$$

Решение «динамической» задачи на собственные значения (4.15) дает две частоты собственных мод АФМ:

$$\omega_1 = \sqrt{\omega_{\text{ex}} [\omega_{\text{EA}} - \kappa E (1 + 2\eta)] \cos 2\varphi_0}, \quad (4.22)$$

$$\omega_2 = \sqrt{\omega_{\text{ex}} \left[ \omega_{\text{HA}} + \kappa E + (\omega_{\text{EA}} - \kappa E) \cos^2 \varphi_0 + 2\eta\kappa E \sin^2 \varphi_0 \right]}, \quad (4.23)$$

– частоты низшей и высшей мод АФМР возбуждаемой спиновым током и управляемой напряжением в слоистой гетероструктуре PZT-5H/NiO/Pt. Поскольку  $\omega_{\text{HA}} \gg \omega_{\text{EA}}$ , влияние напряжения, вызванного деформацией, и тока, вызванного спиновым токопереносом, на высокочастотную моду АФМР пренебрежимо мало, то поэтому в дальнейшем мы подробно обсудим только свойства низкочастотной моды АФМР.

Используя выражения (4.20) и (4.22), можно найти явное выражение для частоты низкочастотной моды АФМР в зависимости от плотности возбуждающего тока  $j$  и величины электрического поля смещения  $E$ :

$$\omega_1(j, E) = \sqrt{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{eff}}(E)} \sqrt{1 - \frac{4(\sigma j)^2}{\omega_{\text{eff}}(E)^2}}, \quad (4.24)$$

где

$$\omega_{\text{eff}}(E) = \omega_{\text{EA}}(1 - \beta E), \quad (4.25)$$

и

$$\beta = \kappa(1 + 2\eta) / \omega_{\text{EA}}. \quad (4.26)$$

Ширина линии  $\Delta\omega$  найденной моды АФМР в малоамплитудном приближении не зависит от величин  $j$  и  $E$  и для собственного параметра затухания Гильберта составляет

$$\Delta\omega = \alpha\omega_{\text{ex}} \approx 2\pi \times 19 \text{ ГГц}. \quad (4.27)$$

В случае  $E = 0$  и  $j = 0$  ему соответствует добротность  $Q = \omega / \Delta\omega \approx 12$ .

Полученное выражение (4.24) для частоты низкочастотной моды АФМР справедливо при значениях плотности управляющего тока ниже порогов режима

генерации  $j < j_{th1,2}$  (см. главу 2). Выражения для порогов генерации  $j_{th1,2}$  модифицируются заменой  $\omega_{EA}$  на  $\omega_{eff}(E) = \omega_{EA}(1 - \beta E)$ :

$$j_{th1} = \frac{\omega_{EA}(1 - \beta E)}{2\sigma} = j_{th0}(1 - \beta E), \quad (4.28)$$

$$j_{th2} = \frac{2\alpha}{\pi\sigma} \sqrt{\omega_{ex}\omega_{EA}(1 - \beta E)}. \quad (4.29)$$

Это означает, что при правильном знаке и величине электрического поля смещения можно существенно снизить эффективную анизотропию в «легкой плоскости» АФМ и, следовательно, порог генерации терагерцового сигнала в АФМ осцилляторе также может быть уменьшен.

Такое снижение порога генерации приводит и к уменьшению амплитуды генерируемого сигнала, пропорционального производной по времени от азимутального угла вектора Нееля  $\mathbf{l}$  в АФМ. В сверхкритическом (осцилляторном) режиме (при  $j > j_{th1}(E)$ ) выражение для производной азимутального угла  $\dot{\phi}$  получено и для случая смещения электрическим полем  $E$  при  $\omega_{EA}$  на  $\omega_{eff}(E)$  получаем

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\Omega(j)}{2} + \frac{\omega_{ex}\omega_{EA}(1 - \beta E)}{4\sqrt{(\alpha\omega_{ex})^2 + \Omega^2(j)}} \cos(\Omega(j)t), \quad (4.30)$$

где  $\Omega(j) = 2\sigma j/\alpha$ .

В частном случае слоистой гетероструктуры PZT-5H/NiO/Pt можно вычислить все материальные коэффициенты в явном виде и получить значение коэффициента  $\beta$ , определяющего зависимость анизотропии легкой плоскости NiO от постоянного электрического поля применительно к пьезоэлектрическому слою PZT:  $\beta = 4\gamma b_1 d_2 (1 + 2\eta)/\omega_{EA} M_s = 1.64 \times 10^{-2} \text{ (кВ/см)}^{-1}$ . В этой же структуре пороговая плотность тока генерации сигнала терагерцового диапазона в отсутствии электрического поля оценивается как это было достигнуто во многих

предыдущих экспериментах, проведенных на спинтронных автогенераторах на основе ФМ [56].

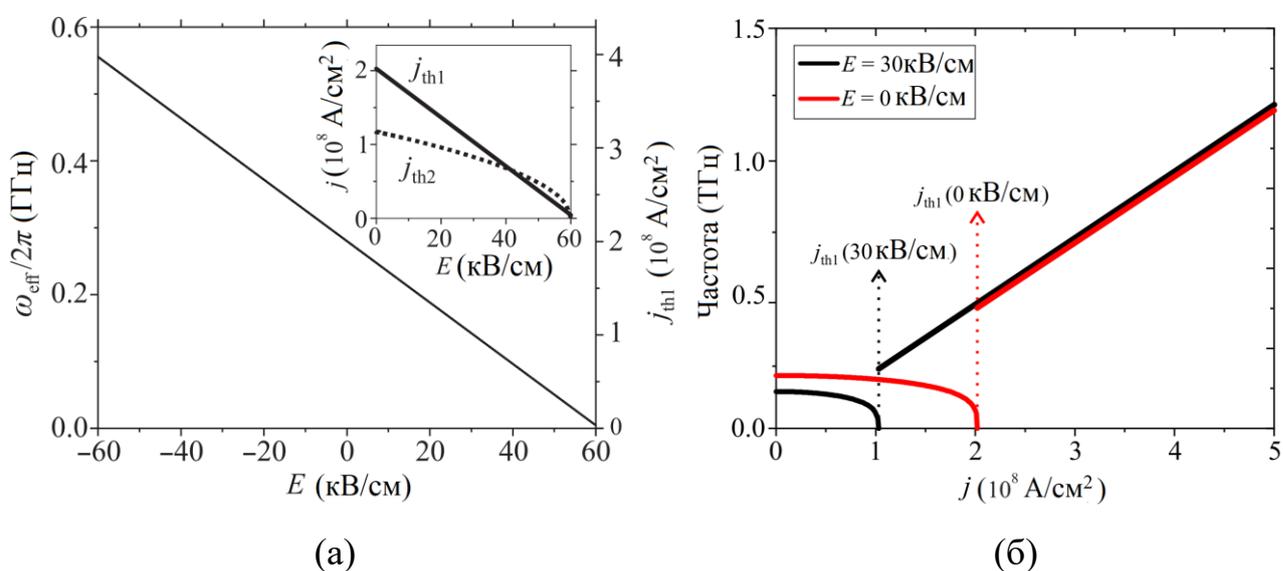
Следует отметить, что величина коэффициента  $\beta$ , количественно характеризующего зависимость анизотропии АФМ от приложенного электрического поля, достаточно мала (примерно  $10^{-2}$  (кВ/см)<sup>-1</sup>), а большие электрические поля, близкие к характерным значениям диэлектрического пробоя, необходимы для существенного влияния на анизотропию АФМ и, следовательно, на все остальные свойства кристалла АФМ. Таким образом, для практических приложений разработанного формализма очень важно найти пары PZ/AFM, имеющие максимально возможный коэффициент  $\beta$ .

#### 4.2.4. Результаты моделирования для NiO

Результаты исследования влияния постоянного электрического поля  $E$ , приложенного к пьезоэлектрическому слою ПЭ, и плотности  $j$  управляющего электрического тока, пропускаемого через ТМ гетероструктуры ПЭ/АФМ/ТМ, на магнитные свойства АФМ слоя той же структуры представлены на рис.4.3.

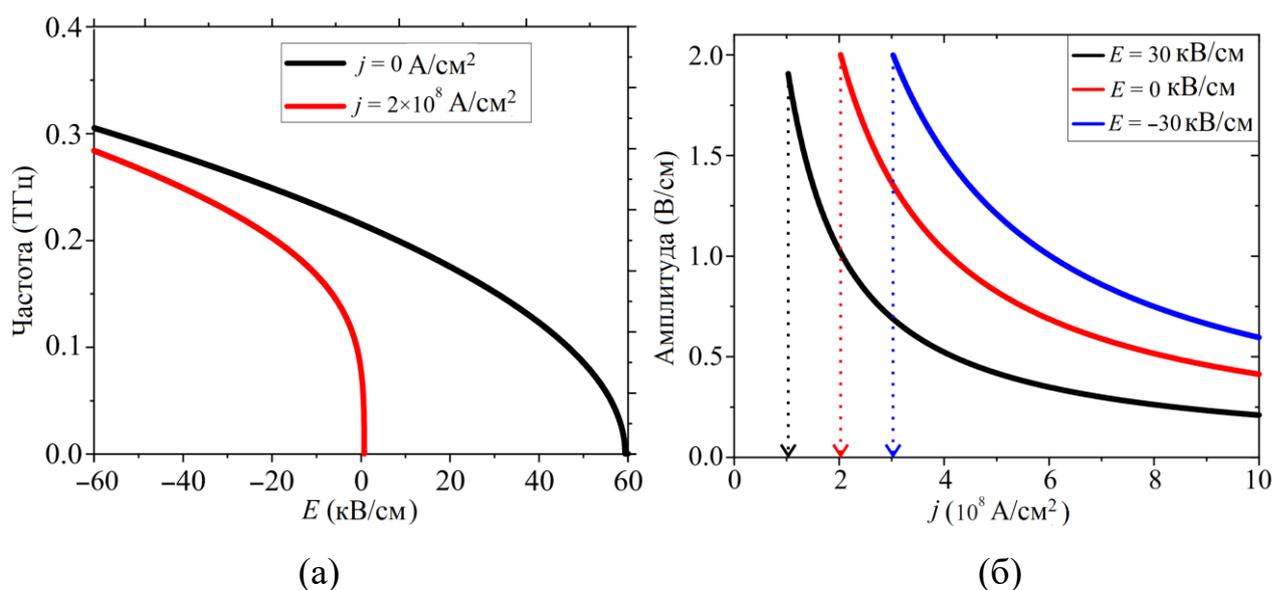
На рис.4.3а показано, что приложение постоянного электрического поля может существенно уменьшить анизотропию АФМ и, следовательно, пороговую плотность тока, необходимую для генерации периодических сигналов терагерцовой частоты в токоуправляемых АФМ-кристаллах. Этот результат открывает путь к практической разработке генераторов сигналов терагерцевого диапазона на основе АФМ. Другой теоретический результат проиллюстрирован на вставке к рис.4.3а и показывает, что при достаточно большом электрическом поле смещения пороговый ток, определяемый затуханием Гильберта в АФМ-кристалле может стать больше, чем порог «возбуждения», определяемый анизотропией АФМ типа «легкая плоскость» и, следовательно, порог генерации в АФМ определяется затуханием АФМ.

На рис.4.3б показаны зависимости частоты колебаний в АФМ-кристалле от управляющего тока как в докритическом (пассивном), так и в сверхкритическом (активном, или генерационном) режимах для двух значений электрического поля. Видно, что в докритическом режиме частота низкочастотной моды АФМР уменьшается с увеличением тока возбуждения, а также уменьшается с увеличением приложенного электрического поля смещения. С другой стороны, в сверхкритическом режиме частота генерируемого сигнала пропорциональна подаваемой плотности тока  $j$  и практически не зависит от электрического поля  $E$ .



**Рис.4.3.** (а) Зависимость эффективной анизотропии легкой плоскости  $\omega_{\text{eff}}$  (левая ось) и порогового тока  $j_{\text{th1}}$  (правая ось) в NiO от электрического поля  $E$ , приложенного к слою PZT. Эффективная анизотропия АФМ и пороговый ток самовозбуждения могут быть изменены и уменьшены приложением электрического поля к слою PZT. На вставке показано, что при достаточно большом значении  $E$  порог «устранения»  $j_{\text{th2}}$  может превышать пороговое значение  $j_{\text{th1}}$ . (б) Зависимость собственной частоты низкочастотной моды АФМР в пассивном докритическом ( $j < j_{\text{th1}}$ ) режиме и частоты генерируемых колебаний  $\omega(j)$  в активном закритическом ( $j > j_{\text{th1}}$ ) режиме от плотности  $j$  управляющего тока, рассчитанную для двух значений электрического поля  $E$ , приложенного к слою PZT.

На рис.4.4а показана зависимость частоты низкочастотной моды АФМР в докритическом (пассивном) режиме уменьшающаяся с увеличением электрического поля, так что в этом режиме можно использовать гетероструктуру на основе АФМ как перестраиваемый резонатор на субтерагерцевых частотах. На рис.4.4б видно, что амплитуда высокочастотного колебания, генерируемого в АФМ в сверхкритическом режиме, уменьшается как с увеличением плотности тока возбуждения, так и с увеличением электрического поля. Это означает, что, применяя электрическое поле, можно снизить порог генерации, но за это преимущество придется заплатить уменьшением амплитуды генерируемого высокочастотного сигнала.

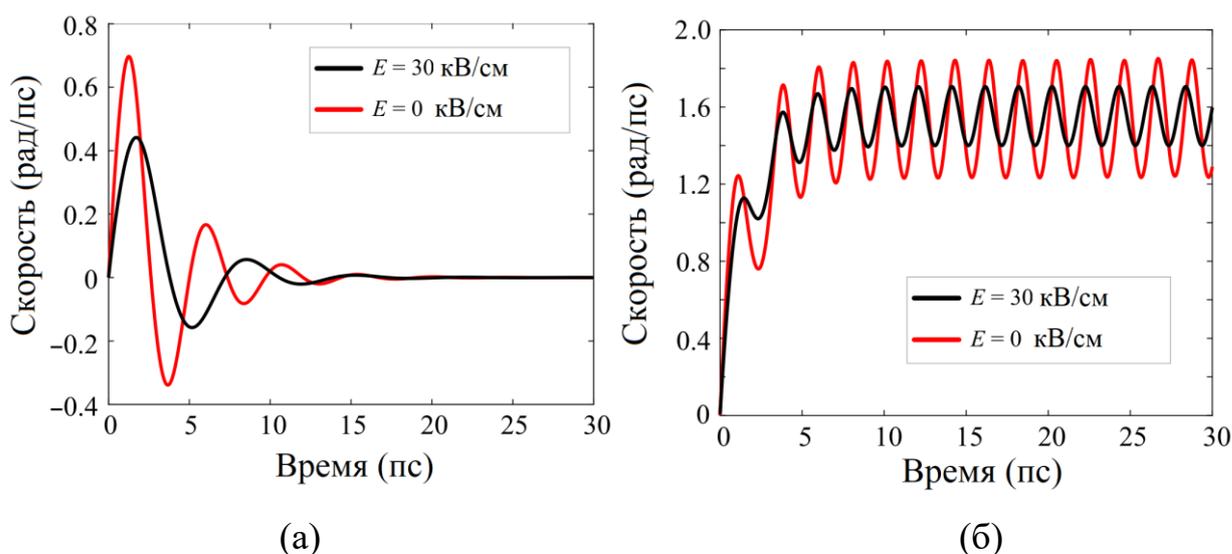


**Рис.4.4.** (а) Зависимость собственной частоты низкочастотной моды АФМР в докритическом режиме от приложенного к слою PZT электрического поля  $E$ , рассчитанная для двух значений плотности управляющего электрического тока  $j$  [ $j_{1,2} < j_{th1}(E)$ ]. (б)

На рис.4.5 показана зависимость скорости поворота вектора Нееля АФМ от времени в слоистой гетероструктуре PZ/AFM/НМ под действием постоянного тока и постоянного электрического поля в докритическом (а) и сверхкритическом

(б) режимах. В первом случае динамика намагниченности описывается затухающими колебаниями с частотой, близкой к частоте АФМР, и эта частота уменьшается с увеличением электрического поля  $E$  (см. (4.24)). В автоколебательном режиме [рис.4.5б]  $j > j_{th1}(E)$  ( $j = 2 \cdot 10^8$  А/см<sup>2</sup>) динамика АФМ описывается автоколебаниями, частота которых определяется током  $j$ , а электрическое поле  $E$  определяет пороговый ток  $j_{th1}$  и амплитуду автоколебаний угловой скорости (см. рис.4.5б).

Таким образом, представленные выше результаты показывают, что динамические магнитные свойства АФМ кристаллов в слоистых гетероструктурах ПЭ/АФМ/ТМ могут эффективно управляться как спин-поляризованным током, протекающим через слой Тм, так и поперечным постоянным электрическим полем, приложенным к слою ПЭ.



**Рис.4.5.** Зависимость скорости  $d\varphi/dt$  поворота вектора Нееля АФМ от времени в слоистой гетероструктуре ПЭ/АФМ/ТМ под действием постоянного тока и постоянного электрического поля в докритическом (а) и сверхкритическом (б) режимах.

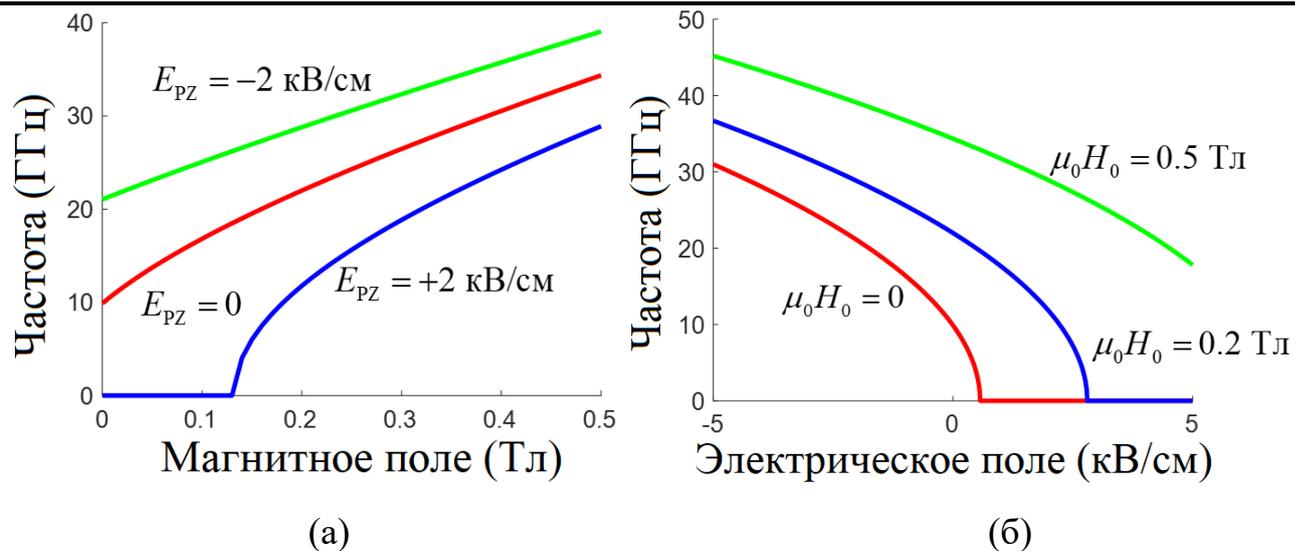
#### 4.2.5. Результаты моделирования для $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$

Рассмотрим возможность изменения эффективной анизотропии АФМ для двухосного магнетика – гематита  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  с помощью одновременного действия постоянных электрического и магнитного полей. В этом случае зависимость частоты нижней квазиферромагнитной моды колебаний от постоянных электрических и магнитных полей имеет вид (см. Главу 2):

$$\omega_1 = \sqrt{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{EA}} (1 - \beta \cdot E) + \omega_{\text{H}} (\omega_{\text{H}} + \omega_{\text{DMI}})}. \quad (4.31)$$

Для  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  в отличие от NiO константа  $\beta$  на два порядка больше и равна  $\beta = 1.76 \text{ (кВ/см)}^{-1}$ , поэтому влияние изменения электрического поля на эффективную анизотропию и, соответственно, частоту резонанса проявляется сильно. Для гематита нижняя мода находится в микроволновом частотном диапазоне и может меняться с помощью изменения внешнего магнитного поля.

На рис.4.6 представлены зависимости частот резонансных колебаний осциллятора от величины напряженности постоянного магнитного поля и постоянного электрического поля. Видно, что появление дополнительной степени свободы (в отличие от оксида никеля, для которого требуются изменения магнитного поля в единицы тесла) в виде изменения постоянного магнитного поля, позволяет эффективно изменять частоту резонансных колебаний, добиваясь расширения динамического диапазона докритической области, то есть области, в которой можно реализовать детектирование микроволновых колебаний.

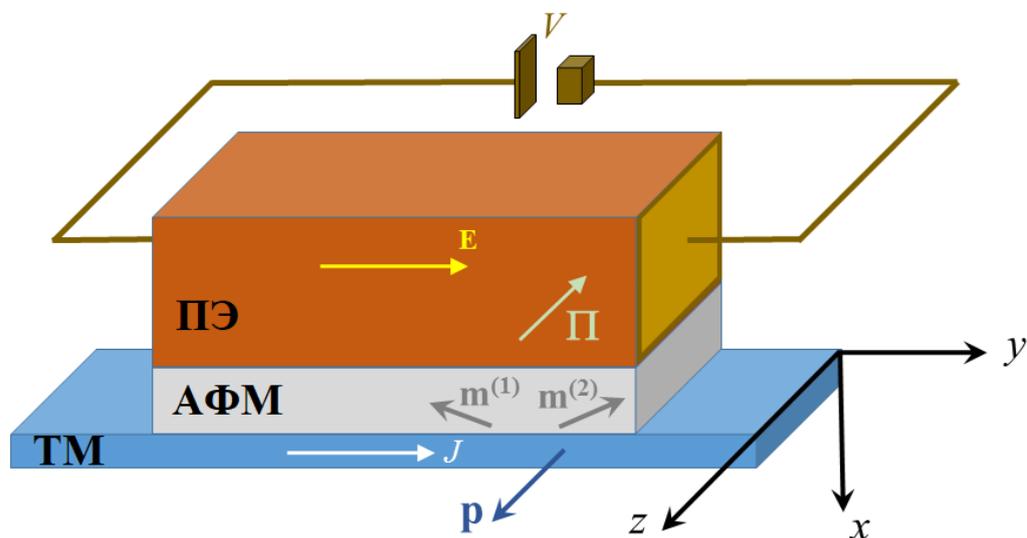


**Рис.4.6.** Зависимости частот резонансных колебаний осциллятора от величины напряженности постоянного магнитного поля (а) и постоянного электрического поля (б).

### 4.3. Управление параметрами осциллятора при продольном приложении электрического поля

#### 4.3.1. Конструкция осциллятора и математическая модель

Рассмотрим трехслойную гетероструктуру ПЭ/АФМ/ТМ, представленную на рис.4.7. Через слой НМ проходит электрический ток  $J$ , который из-за эффекта спина-Холла становится спин-поляризованным и создает перпендикулярный спин-ток  $p$ , который, в свою очередь, оказывает спин-передаточный момент на намагниченности подрешетки АФМ,  $m(1)$  и  $m(2)$ . В то же время слой АСМ тесно связан со слоем пьезоэлектрического материала, который испытывает механическую деформацию при подаче напряжения смещения через боковые электроды. Слой PZ передает механическую деформацию, вызванную напряжением, на АСМ через общий интерфейс. Таким образом, АСМ одновременно подвергается эффектам, возникающим из-за индуцированного током момента передачи вращения и механической деформации, вызванной напряжением.



**Рис.4.7.** Схема трехслойной структуры ПЭ/АФМ/ТМ при продольном направлении электрического поля (направления векторных величин и положения боковых электродов показаны здесь в качестве примера и могут варьироваться).

Динамика намагниченности в АФМ определяется двумя уравнениями Ландау-Лифшица-Гильберта-Слончевского, записанных для намагниченности подрешеток АФМ:

$$\frac{d\mathbf{m}^{(\xi)}}{dt} = \gamma \left( \mathbf{h}_{EFF}^{(\xi)} \times \mathbf{m}^{(\xi)} \right) + \alpha_G \left( \mathbf{m}^{(\xi)} \times \frac{d\mathbf{m}^{(\xi)}}{dt} \right) + \tau \left( \mathbf{m}^{(\xi)} \times \left( \mathbf{m}^{(\xi)} \times \mathbf{p} \right) \right) (\xi = 1, 2), \quad (4.32)$$

где  $\mathbf{m}^{(\xi)} = \mathbf{M}^{(\xi)} / M_S$  представляет нормированную намагниченность  $\xi$ -й подрешетки, где  $M_S$  – намагниченность насыщения,  $\mathbf{h}_{EFF}^{(\xi)}$  – нормированное эффективное магнитное поле, действующее на  $\xi$ -ю подрешетку.

В отсутствие внешних подмагничивающих полей будем считать, что эффективное магнитное поле в АФМ представляет собой сумму полей, создаваемых обменным взаимодействием, магнитокристаллической анизотропией и магнитоупругим взаимодействием:

$$\mathbf{h}_{EFF}^{(\xi)} = \mathbf{h}_{EXC}^{(\xi)} + \mathbf{h}_{ANI}^{(\xi)} + \mathbf{h}_{MEL}^{(\xi)} \quad (\xi = 1, 2) \quad (4.33)$$

Выразив все величины в единицах СИ, получим следующее выражение для обменных полей:

$$\mathbf{h}_{EXC}^{(\xi)} = -\frac{H_{exc}}{2M_S} \Xi \mathbf{m}^{(\xi)}, \quad \Xi = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.34)$$

Здесь знак минус отражает тот факт, что обменное поле, действующее на первую (вторую) подрешетку, направляет ее намагниченность противоположно второй (первой) подрешетке, обеспечивая тем самым антиферромагнитный порядок. Также стоит отметить, что обменное поле  $H_{exc}$  намного больше, чем любое другое поле, действующее в АФМ.

В отличие от предыдущего раздела, мы рассматриваем здесь более общее выражение для поля магнитокристаллической анизотропии для описания реалистичных АФМ, демонстрирующих довольно сложные картины анизотропии с конкурирующими кубическими и одноосными (или двухосными) анизотропиями. Так обстоит дело, например, с NiO, представляющим собой

кубический кристалл, который также проявляет анизотропию «легкая плоскость» с анизотропией «легкая ось» в легкой плоскости.

Мы учитываем все эти вклады анизотропии следующим образом:

$$\mathbf{h}_{ANI}^{(\xi)} = \mathbf{h}_{BIAX}^{(\xi)} + \mathbf{h}_{CUB}^{(\xi)} \quad (\xi = 1, 2), \quad (4.35)$$

$$\mathbf{h}_{BIAX}^{(\xi)} = -\frac{2K_H}{\mu_0 M_S^2} (\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{m}^{(\xi)}) \mathbf{e}_z + \frac{2K_E}{\mu_0 M_S^2} (\mathbf{e}_y \cdot \mathbf{m}^{(\xi)}) \mathbf{e}_y, \quad (4.36)$$

$$\mathbf{h}_{CUB}^{(\xi)} = -\frac{2K_C}{\mu_0 M_S^2} \left( m_x^{(\xi)} (1 - m_x^{(\xi)^2}) \mathbf{e}_x + m_y^{(\xi)} (1 - m_y^{(\xi)^2}) \mathbf{e}_y + m_z^{(\xi)} (1 - m_z^{(\xi)^2}) \mathbf{e}_z \right). \quad (4.37)$$

где  $\mathbf{e}_z$  и  $\mathbf{e}_y$  обозначают жесткую и легкую ось, соответственно. Благодаря ограничению нормализации  $m_x^{(\xi)^2} + m_y^{(\xi)^2} + m_z^{(\xi)^2} = 1$  вклад легкой оси  $\mathbf{e}_x$  может быть включен в предыдущие вклады. В уравнениях (4.35)-(4.37)  $\mu_0$  — проницаемость вакуума, тогда как  $K_H$ ,  $K_E$  и  $K_C$  — константы жесткой, одноосной и кубической анизотропии, соответственно.

Магнитоупругое поле  $\mathbf{h}_{MEL}^{(\xi)}$  можно выразить как частную производную магнитоупругой энергии  $W_{MEL}$  по намагниченности:

$$\mathbf{h}_{MEL}^{(\xi)} = -\frac{1}{\mu_0 M_S^2} \frac{\partial W_{MEL}^{(\xi)}}{\partial \mathbf{m}^{(\xi)}} \quad (\xi = 1, 2), \quad (4.38)$$

а для кубического материала  $W_{MEL}$  имеет вид:

$$\begin{aligned} W_{MEL}^{(\xi)} = & B_1 \left( \varepsilon_{xx} m_x^{(\xi)^2} + \varepsilon_{yy} m_y^{(\xi)^2} + \varepsilon_{zz} m_z^{(\xi)^2} \right) + \\ & + 2B_2 \left( \varepsilon_{xy} m_x^{(\xi)} m_y^{(\xi)} + \varepsilon_{xz} m_x^{(\xi)} m_z^{(\xi)} + \varepsilon_{yz} m_y^{(\xi)} m_z^{(\xi)} \right) + c.c., \end{aligned} \quad (4.39)$$

где магнитоупругие коэффициенты  $B_1$  и  $B_2$  объединяют два магнитоупругих коэффициента ( $\lambda_{100}$  и  $\lambda_{111}$ ) и три упругих константы ( $c_{11}$ ,  $c_{12}$  и  $c_{44}$ ) следующим образом:

$$B_1 = -\frac{3}{2}\lambda_{100}(c_{11} - c_{12}), \quad (4.40)$$

$$B_2 = -3\lambda_{111}c_{44}.$$

Напомним также, что для материалов, принадлежащих к классам кубических кристаллов, которые, как правило, подвергаются изохорным магнитострикционным деформациям, тензор упругости четвертого порядка выражается как (в обозначениях Фойгта):

$$\mathbb{C} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & & & \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & & & \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & & & \\ & & & c_{44} & 0 & 0 \\ & & & 0 & c_{44} & 0 \\ & & & 0 & 0 & c_{44} \end{bmatrix} \quad (4.41)$$

Отметим, что для изотропных материалов число введенных выше независимых констант уменьшается, так как в этом случае  $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda_s$  и  $c_{44} = (c_{11} - c_{12})/2$ , так что  $B_1 \equiv B_2$ .

В (4.39) величины  $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}$  измеряют механические деформации вдоль главных осей АФМ, тогда как  $\varepsilon_{xy}, \varepsilon_{xz}, \varepsilon_{yz}$  обозначают деформации сдвига. Все эти деформации возникают из-за приложения фиксированного электрического напряжения  $V$  к ПЭ через два боковых электрода (продольное приложение). Возникающее электрическое поле  $E$ , вызывает удлинение ПЭ вдоль направления электрического поля вместе с сокращением в двух противоположных направлениях. В нашем анализе мы не фиксируем относительную ориентацию поляризации ПЭ  $\Pi$  и приложенного электрического поля  $E$ , поскольку она представляет собой степень свободы, которую будем использовать для оптимизации ключевых параметров, связанных с автоколебаниями исследуемой структуры.

Предположим, что, поскольку слой АФМ существенно тоньше слоя ПЭ, изменением деформации по толщине пленки АФМ (ось  $x$ ) можно пренебречь. При этом полные деформации, действующие на каждую подрешетку АФМ-слоя, предполагаются постоянными во времени и однородными в пространстве. Поэтому для идентификации упомянутых выше компонент деформации применим механические граничные условия как на верхней, так и на нижней поверхности  $yz$  слоя АФМ.

На верхней поверхности  $yz$  предполагаем, что реализуется идеальный акустический контакт между ПЭ и АФМ, так что планарные деформации  $\varepsilon_{yy}, \varepsilon_{yz}, \varepsilon_{zz}$  создаются слоем ПЭ и полностью передаются в АФМ [182]:

$$P_{ik} \varepsilon_{kl}^{PZ} P_{lj} = P_{ik} \varepsilon_{kl} P_{lj} = \varepsilon_{ij}^{IF} \Rightarrow \begin{cases} \varepsilon_{yy}^{PZ} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{yy}^{IF} \\ \varepsilon_{yz}^{PZ} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{yz}^{IF} \\ \varepsilon_{zz}^{PZ} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{zz}^{IF} \end{cases} \quad (4.42)$$

где  $P_{ij} = I_{ij} - n_i n_j$  — проектор на интерфейсе АФМ/ПЭ,  $I_{ij}$  — единичная матрица, а  $n_i$  — единичный вектор, ортогональный интерфейсу АФМ/ПЭ, и здесь используется правило суммирования Эйнштейна.

Пусть  $\mathbf{d}$  — пьезоэлектрический тензор деформации третьего порядка, который позволяет связать электрическое поле  $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$ , создаваемое приложением постоянного напряжения  $V$  к боковым электродам, с деформациями  $\varepsilon_{kl}^{PZ}$ , генерируемыми в слое ПЭ, как:

$$\varepsilon_{kl}^{PZ} = d_{ijk} E_k \quad (4.43)$$

Структура тензора  $\mathbf{d}$  зависит от направления диэлектрической поляризации, а также от кристаллической симметрии материала ПЭ. Для простоты ограничим анализ слоем ПЭ, изготовленным из поляризованной керамики, которая, как известно, является трансверсально-изотропной. В этом случае тензор  $\mathbf{d}$  выражается через три независимых коэффициента ( $d_1, d_2, d_4$ ). Кроме того, пусть  $\mathbf{\Pi}$

- постоянный единичный вектор, представляющий собой направление оси вращательной симметрии (или направление полярности) керамики ПЭ. Считая вектор  $\mathbf{\Pi}$ , направленным вдоль одной из осей отсчета, тензор  $\mathbf{d}$  принимает следующий вид (в обозначениях Фойгта) [183]:

$$\mathbf{d}(\mathbf{\Pi} \equiv \mathbf{e}_x) = \begin{bmatrix} d_1 & 0 & 0 \\ d_2 & 0 & 0 \\ d_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d_4 \\ 0 & d_4 & 0 \end{bmatrix}; \mathbf{d}(\mathbf{\Pi} \equiv \mathbf{e}_y) = \begin{bmatrix} 0 & d_2 & 0 \\ 0 & d_1 & 0 \\ 0 & d_2 & 0 \\ 0 & 0 & d_4 \\ 0 & 0 & 0 \\ d_4 & 0 & 0 \end{bmatrix}; \mathbf{d}(\mathbf{\Pi} \equiv \mathbf{e}_z) = \begin{bmatrix} 0 & 0 & d_2 \\ 0 & 0 & d_2 \\ 0 & 0 & d_1 \\ 0 & d_4 & 0 \\ d_4 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (4.44)$$

На *нижней* поверхности  $yz$  слоя АФМ мы предполагаем, что тонкий слой тяжелого металла играет незначительную роль в механическом отклике АФМ, так что этот интерфейс рассматривается как свободный.

Действительно, в слоистых структурах, подобных показанной на рис.4.7, обычно тонкий слой АФМ-кристалла выращивается на относительно толстой пьезоэлектрической подложке, а затем поверх него напыляется тонкий слой ТМ. Тонкие слои АФМ и ТМ не будут влиять на механические свойства пьезоэлектрика, а наноразмерный слой ТМ не окажет сильного влияния на механические свойства АФМ.

В сделанных предположениях применение граничных условий на границе раздела АФМ/ТМ приводит к обращению в нуль нормальных компонент тензора напряжений Коши  $\sigma_{ij}$ :

$$\sigma_{ij}n_j = C_{ijkl}\varepsilon_{kl}n_j = \mathbf{0}, \quad \mathbf{n} = \mathbf{e}_x \Rightarrow \begin{cases} \varepsilon_{xx} = -\eta(\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) \\ \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{xz} = 0 \end{cases} \quad (4.45)$$

где  $\eta = c_{12}/c_{11}$ . В (4.45) предполагается линейная связь между напряжением и деформацией, а также при пренебрежении тензором деформации магнитострикции.

Комбинируя (4.41) - (4.45), получаем выражения для тензора деформаций, действующих на АФМ, для трех различных направлений поляризации ПЭ  $\mathbf{\Pi}$  в зависимости от компонент электрического поля  $\mathbf{E}$ :

$$\varepsilon(\mathbf{\Pi} \equiv \mathbf{e}_x) = \begin{bmatrix} -2\eta & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} d_2 E_x, \quad (4.46)$$

$$\varepsilon(\mathbf{\Pi} \equiv \mathbf{e}_y) = \begin{bmatrix} -\eta(d_1 + d_2)E_y & 0 & 0 \\ 0 & d_1 E_y & d_4 E_z \\ 0 & d_4 E_z & d_2 E_y \end{bmatrix}, \quad (4.47)$$

$$\varepsilon(\mathbf{\Pi} \equiv \mathbf{e}_z) = \begin{bmatrix} -\eta(d_1 + d_2)E_z & 0 & 0 \\ 0 & d_2 E_z & d_4 E_y \\ 0 & d_4 E_y & d_1 E_z \end{bmatrix}. \quad (4.48)$$

В (4.39) и (4.45) не учитывался вклад, возникающий от магнитоэлектрики. Причина в том, что энергия магнитоэлектрики

$$W_{MS}^{(\xi)} = K_{MS} \left( m_x^{(\xi)^2} m_y^{(\xi)^2} + m_x^{(\xi)^2} m_z^{(\xi)^2} + m_y^{(\xi)^2} m_z^{(\xi)^2} \right) \quad (\xi = 1, 2), \quad (4.49)$$

$$K_{MS} = -\frac{9}{4} \left[ \lambda_{100}^2 (c_{11} - c_{12}) - 2c_{44} \lambda_{111}^2 \right] \quad (4.50)$$

удовлетворяет  $W_{MS} \sim O(m^4)$  и  $W_{MEL} \sim O(m^2)$ , так что магнитоэлектрика обычно дает лишь незначительную поправку к общему гамильтониану. Для согласованности, в дальнейшем будем пренебрегать также кубическими членами, фигурирующими в выражении поля магнитокристаллической анизотропии, поскольку они того же порядка, что и магнитоэлектрические члены. Действительно, известно, что в кристаллах с кубической симметрией компоненты энергии магнитоэлектрики и анизотропии имеют одну и ту же функциональную зависимость (константа  $K_{MS}$  действительно может быть заложена в  $K_C$ ). Поэтому в (4.37) сохраним только линейные члены.

Далее для простоты будем считать, что электрическое поле  $\mathbf{E}$  имеет только одну ненулевую компоненту с модулем  $E$ . Это допущение означает, что существует только одна пара боковых электродов, через которые напряжение  $V$  приложено к слою ПЭ (как это схематично показано на рис.4.7).

Учитывая все выше сформулированные определения и предположения, мы можем определить эффективные поля (4.33) как:

$$\begin{aligned} \gamma \mathbf{h}_{EFF}^{(1)} = & -\frac{\omega_{exc}}{2} \mathbf{m}^{(2)} - \omega_H m_z^{(1)} \mathbf{e}_z + \omega_E m_y^{(1)} \mathbf{e}_y - \omega_C (m_x^{(1)} \mathbf{e}_x + m_y^{(1)} \mathbf{e}_y + m_z^{(1)} \mathbf{e}_z) + \\ & -\omega_{M1} (\varepsilon_{xx} m_x^{(1)} \mathbf{e}_x + \varepsilon_{yy} m_y^{(1)} \mathbf{e}_y + \varepsilon_{zz} m_z^{(1)} \mathbf{e}_z) - \omega_{M2} \varepsilon_{yz} (m_y^{(1)} \mathbf{e}_y + m_z^{(1)} \mathbf{e}_z), \end{aligned} \quad (4.51)$$

$$\begin{aligned} \gamma \mathbf{h}_{EFF}^{(2)} = & -\frac{\omega_{exc}}{2} \mathbf{m}^{(1)} - \omega_H m_z^{(2)} \mathbf{e}_z + \omega_E m_y^{(2)} \mathbf{e}_y - \omega_C (m_x^{(2)} \mathbf{e}_x + m_y^{(2)} \mathbf{e}_y + m_z^{(2)} \mathbf{e}_z) + \\ & -\omega_{M1} (\varepsilon_{xx} m_x^{(2)} \mathbf{e}_x + \varepsilon_{yy} m_y^{(2)} \mathbf{e}_y + \varepsilon_{zz} m_z^{(2)} \mathbf{e}_z) - \omega_{M2} \varepsilon_{yz} (m_y^{(2)} \mathbf{e}_y + m_z^{(2)} \mathbf{e}_z), \end{aligned} \quad (4.52)$$

где

$$\begin{aligned} \omega_{exc} = \gamma H_{exc} / M_S, \quad \omega_H = 2\gamma K_H / (\mu_0 M_S^2), \quad \omega_E = 2\gamma K_E / (\mu_0 M_S^2), \quad \omega_C = 2\gamma K_C / (\mu_0 M_S^2) \\ \omega_{M1} = 2\gamma B_1 / (\mu_0 M_S^2), \quad \omega_{M2} = 2\gamma B_2 / (\mu_0 M_S^2). \end{aligned} \quad (4.53)$$

Заметим, что в отличие от предыдущего параграфа, где кубическая анизотропия не учитывалась, в нашем текущем расчете кубическая симметрия кристалла ответственна за появление дополнительного члена анизотропии с коэффициентом и двух магнитоупругих членов с коэффициентами и, возникающих за счет главных и сдвиговых деформаций, соответственно.

Перепишем уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности подрешеток в терминах вектора Нееля  $\mathbf{l} = (\mathbf{m}^{(1)} - \mathbf{m}^{(2)}) / 2$ , описывающего антиферромагнитный параметр порядка, и ведомой переменной  $\mathbf{m} = (\mathbf{m}^{(1)} + \mathbf{m}^{(2)}) / 2$  [4, 11, 28]. Используя (4.32), (4.51), (4.52), при предположениях и (последнее справедливо, когда обменное поле много больше любого другого магнитного поля в АФМ), получаем:

$$\mathbf{m} \simeq \frac{\dot{\mathbf{l}} \times \mathbf{l}}{\omega_{exc}}, \quad (4.54)$$

что позволяет вывести уравнение так называемой «сигма-модели» для вектора Нееля:

$$\mathbf{l} \times \left( \frac{1}{\omega_{exc}} \ddot{\mathbf{l}} + \alpha_G \dot{\mathbf{l}} + \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{l} + \tau (\mathbf{l} \times \mathbf{p}) \right) = \mathbf{0} \quad (4.55)$$

где, согласно (12), матрица анизотропии АФМ  $\boldsymbol{\Omega}$  в частотных единицах может быть выражена как:

$$\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{E}) = \begin{bmatrix} -\eta\omega_{M1}(\varepsilon_{yy}(\mathbf{E}) + \varepsilon_{zz}(\mathbf{E})) + \omega_C & 0 & 0 \\ 0 & \omega_{M1}\varepsilon_{yy}(\mathbf{E}) - \omega_E + \omega_C & \omega_{M2}\varepsilon_{yz}(\mathbf{E}) \\ 0 & \omega_{M2}\varepsilon_{yz}(\mathbf{E}) & \omega_{M1}\varepsilon_{zz}(\mathbf{E}) + \omega_H + \omega_C \end{bmatrix}. \quad (4.56)$$

В матрице анизотропии (4.56) мы выделили зависимость магнитоупругих членов от электрического поля  $\mathbf{E}$ , возбуждаемого через слой ПЭ. Выражение (4.56) также показывает, что наличие членов деформации сдвига  $\varepsilon_{yz}$  делает матрицу анизотропии недиагональной.

Исследуем теперь магнитное основное состояние АФМ-слоя, допускаемое моделью (4.55), (4.56), и обратимся к малоамплитудной динамике АФМ-намагниченности вокруг основного состояния.

Для этого рассмотрим вектор Нееля как сумму статической части  $\mathbf{l}_0$ , описывающей основное состояние, и динамической части, описывающей автоколебания  $\mathbf{s}$  с частотой  $\omega$ :

$$\mathbf{l} = \mathbf{l}_0 + \mathbf{s}e^{-i\omega t}, \quad (4.57)$$

которые удовлетворяют условию ортогональности  $\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{s} = 0$ .

### 4.3.2. Статическое решение уравнения «сигма-модели» АФМ

Статическое решение (4.55) с использованием (4.56), (4.57) имеет вид:

$$\mathbf{l}_0 \times (\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{l}_0 + \tau (\mathbf{l}_0 \times \mathbf{p})) = \mathbf{0}. \quad (4.58)$$

Полагая, что вектор спиновой поляризации  $\mathbf{p}$  направлен вдоль  $\mathbf{e}_z$ , и применяя векторное произведение на  $\mathbf{l}_0$  слева к уравнению (4.58), получаем:

$$\mathbf{l}_0 \times \mathbf{l}_0 \times \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{l}_0 + \tau \mathbf{l}_0 \times ((\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{e}_z) \mathbf{l}_0 - \mathbf{e}_z) = \mathbf{0}. \quad (4.59)$$

и после упрощения получаем:

$$(\boldsymbol{\Omega} - h\mathbf{I}) \cdot \mathbf{l}_0 = \tau (\mathbf{e}_z \times \mathbf{l}_0), \quad (4.60)$$

где  $h = \mathbf{l}_0 \cdot (\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{l}_0)$  - эффективное поле, а  $\mathbf{I}$  - единичная матрица.

Выразим основное состояние  $\mathbf{l}_0$  в сферических координатах как:

$$\mathbf{l}_0 = (\sin \phi \sin \theta, \cos \phi \sin \theta, \cos \theta), \quad (4.61)$$

и переформулируем эффективное смещенное поле в  $\phi, \theta$ -координатах как:

$$h = (A \sin^2 \phi + B \cos^2 \phi) \sin^2 \theta + C \cos \phi \sin 2\theta + D \cos^2 \theta, \quad (4.62)$$

где:

$$\begin{aligned} A &= -\eta \omega_{M1} (\varepsilon_{yy}(\mathbf{E}) + \varepsilon_{zz}(\mathbf{E})) + \omega_C \\ B &= \omega_{M1} \varepsilon_{yy}(\mathbf{E}) - \omega_E + \omega_C \\ C &= \omega_{M2} \varepsilon_{yz}(\mathbf{E}) \\ D &= \omega_{M1} \varepsilon_{zz}(\mathbf{E}) + \omega_H + \omega_C \end{aligned} \quad (4.63)$$

Векторная величина (4.60) в этом случае допускает следующий вид связанных уравнений:

$$\begin{cases} \left[ (A-h)\sin\phi + \tau\cos\phi \right] \sin\theta = 0 \\ \left[ (B-h)\cos\phi - \tau\sin\phi \right] \sin\theta + C\cos\theta = 0 \\ C\cos\phi\sin\theta + (D-h)\cos\theta = 0 \end{cases} \quad (4.64)$$

Когда диэлектрическая поляризация и электрическое поле параллельны друг другу  $\mathbf{P} \parallel \mathbf{E}$ , деформации сдвига исчезнут  $\varepsilon_{yz} = 0$ , и все определенные выше величины могут быть определены явно. В этом случае параметр  $C = 0$ , так что выражение (4.62) и решение (4.64) имеют вид:

$$\begin{cases} \theta = \pi / 2 \\ \phi = \frac{1}{2} \arcsin \frac{2\tau}{\omega_{M1}(\eta\varepsilon_{zz}(\mathbf{E}) + (1+\eta)\varepsilon_{yy}(\mathbf{E})) - \omega_E} \\ h = \omega_C + [\omega_{M1}\varepsilon_{yy}(\mathbf{E}) - \omega_E] \cos^2\phi - \eta\omega_{M1}[\varepsilon_{yy}(\mathbf{E}) + \varepsilon_{zz}(\mathbf{E})] \sin^2\phi \end{cases} \quad (4.65)$$

подтверждая, что отсутствие сдвиговых деформаций способствует тому, чтобы основное состояние лежало в плоскости  $xy$ .

Можем получить зависимость от электрического поля еще более явной, предположив, что электрическое поле  $\mathbf{E}$  имеет только одну ненулевую компоненту, а поляризация  $\mathbf{P}$  и электрическое поле  $\mathbf{E}$  коллинеарны. При этих предположениях и использовании (4.46), (4.47), (4.48) получаем следующее выражение для азимутального угла вектора Нееля:

$$\phi = \frac{1}{2} \arcsin \frac{-2\tau}{\omega_E(1-\beta E)} \quad (4.66)$$

где параметр  $\beta = \omega_{M1}(\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx})/\omega_E$  измеряет зависимость эффективной деформационной анизотропии от электрического поля, а величина

$$\omega_{eff} = \omega_E(1-\beta E) \quad (4.67)$$

представляет собой характеристическую частоту эффективной анизотропии типа «легкая плоскость», которая модулируется электрическим полем, приложенным к

слою ПЭ посредством магнитоупругого эффекта. В таблице 4.1 представлены выражения для эффективного поля  $h$  и параметра  $\beta$  как функции взаимной ориентации вектора поляризации  $\mathbf{P}$  и электрического поля  $\mathbf{E}$ .

Из выражения (4.66) можно явно определить пороговую плотность тока «возбуждения»  $J_{th}$ , соответствующую возбуждению динамических колебаний терагерцовой частоты в АФМ:

$$J_{th} = \frac{\omega_E(1 - \beta E)}{2\sigma} \quad (4.68)$$

что формально совпадает с пороговым током, найденным ранее выше.

Важно отметить, что независимо от наличия сдвиговых деформаций на эффективное поле  $h$  влияют легкоплоскостная ( $\omega_E$ ) и кубическая ( $\omega_C$ ) анизотропии, а также механические деформации, индуцированные электрическим полем  $E$ , приложенным к слою ПЭ.

**Таблица 4.1.** Эффективное магнитное поле  $h$  и параметр  $\beta$  как функции общего направления электрического поля и поляризации диэлектрика в случае отсутствия сдвиговых деформаций.

| Поляризация и направление электрического поля            | Эффективное магнитное поле  | Параметр $\beta$                                       |
|--|---|--|
| $\mathbf{P} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{e}_x$ | $h = \omega_C + [\omega_{M1}d_2E - \omega_E] \cos^2 \phi - 2\eta\omega_{M1}d_2E \sin^2 \phi$        | $\frac{\omega_{M1}(1+2\eta)d_2}{\omega_E}$             |
| $\mathbf{P} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{e}_y$ | $h = \omega_C + [\omega_{M1}d_1E - \omega_E] \cos^2 \phi - \eta\omega_{M1}(d_1 + d_2)E \sin^2 \phi$ | $\frac{\omega_{M1}[(1+\eta)d_1 + \eta d_2]}{\omega_E}$ |
| $\mathbf{P} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{e}_z$ | $h = \omega_C + [\omega_{M1}d_2E - \omega_E] \cos^2 \phi - \eta\omega_{M1}(d_1 + d_2)E \sin^2 \phi$ | $\frac{\omega_{M1}[\eta d_1 + (1+\eta)d_2]}{\omega_E}$ |

### 4.3.3. Динамическое решение уравнения «сигма-модели» АФМ

Принимая во внимание уравнения (4.56) и (4.57), уравнение (4.55) можно представить в виде:

$$\left( \frac{\omega^2}{\omega_{exc}} + h \right) \mathbf{s} + \mathbf{l}_0 \times (\mathbf{l}_0 \times \boldsymbol{\Omega} \mathbf{s}) + \tau (\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{e}_z) (\mathbf{l}_0 \times \mathbf{s}) = 0, \quad (4.69)$$

которую можно переписать в виде однородной линейной системы  $\mathbf{Y}\mathbf{s}=0$  с матрицей  $\mathbf{Y}$ , имеющей вид:

$$\mathbf{Y} = \begin{bmatrix} \frac{\omega^2}{\omega_{exc}} + h + A(l_{0_x}^2 - 1) & l_{0_x}(Bl_{0_y} + Cl_{0_z}) - \tau l_{0_z}^2 & l_{0_x}(Cl_{0_y} + Dl_{0_z}) + \tau l_{0_y}l_{0_z} \\ Al_{0_x}l_{0_y} + \tau l_{0_z}^2 & \frac{\omega^2}{\omega_{exc}} + h + B(l_{0_y}^2 - 1) + Cl_{0_y}l_{0_z} & Dl_{0_y}l_{0_z} + C(l_{0_y}^2 - 1) - \tau l_{0_x}l_{0_z} \\ Al_{0_x}l_{0_z} - \tau l_{0_y}l_{0_z} & Bl_{0_y}l_{0_z} + C(l_{0_z}^2 - 1) + \tau l_{0_x}l_{0_z} & \frac{\omega^2}{\omega_{exc}} + h + D(l_{0_z}^2 - 1) + Cl_{0_y}l_{0_z} \end{bmatrix}, \quad (4.70)$$

где компоненты статического вектора  $\mathbf{l}_0 = (l_{0_x}, l_{0_y}, l_{0_z})$  даны в (4.61).

Сначала исследуем решения уравнения  $\mathbf{Y}\mathbf{s}=0$  при наличии сдвиговых деформаций ( $C \neq 0$ ). Налагая условие  $\det \mathbf{Y} = 0$ , мы получаем следующее бикубическое уравнение для собственной частоты  $\omega$ :

$$\frac{\omega^6}{\omega_{exc}^3} + \kappa_4 \frac{\omega^4}{\omega_{exc}^2} + \kappa_2 \frac{\omega^2}{\omega_{exc}} + \kappa_0 = 0, \quad (4.71)$$

где

$$\kappa_4 = 3h + A(l_{0_x}^2 - 1) + B(l_{0_y}^2 - 1) + D(l_{0_z}^2 - 1) + 2Cl_{0_y}l_{0_z}, \quad (4.72)$$

$$\begin{aligned} \kappa_2 = & 3h^2 + \left[ 2A(l_{0_x}^2 - 1) + 2B(l_{0_y}^2 - 1) + 2D(l_{0_z}^2 - 1) + 4Cl_{0_y}l_{0_z} \right] h + \\ & + (BD - C^2)l_{0_x}^2 + A(Bl_{0_z}^2 + Dl_{0_y}^2 - 2Cl_{0_y}l_{0_z}) + \tau^2 l_{0_z}^2 \end{aligned} \quad (4.73)$$

$$\begin{aligned} \kappa_0 = & \left[ Al_{0_x}^2 + Bl_{0_y}^2 + Dl_{0_z}^2 + 2Cl_{0_y}l_{0_z} \right] h^2 + A(BD - C^2) + \tau^2 D + \\ & + \left[ (BD - C^2)(l_{0_x}^2 - 1) + AD(l_{0_y}^2 - 1) + (AB + \tau^2)(l_{0_z}^2 - 1) - 2ACl_{0_y}l_{0_z} \right] h \end{aligned} \quad (4.74)$$

Явное аналитическое решение уравнения (4.71) довольно громоздко, поэтому информация о частоте возбуждаемой собственной моды будет получена численно. Однако известно, что в пассивном докритическом режиме сигма-модель допускает только два действительных и положительных корня. Это ясно указывает на то, что третий корень уравнения (4.71), будучи действительным и отрицательным, нефизичен и должен игнорироваться.

С другой стороны, если вектор диэлектрической поляризации  $\mathbf{P}$  и электрическое поле  $\mathbf{E}$  параллельны друг другу, деформации сдвига ( $C = 0$ ) не генерируются, а основное состояние  $\mathbf{l}_0$  лежит в плоскости  $xu$  и ортогонально спиновой поляризации  $\mathbf{p} \equiv \mathbf{e}_z$ . В таком случае динамическое уравнение (4.69) можно упростить до:

$$\left( \mathbf{P}_0 (\boldsymbol{\Omega} - h\mathbf{I}) - \frac{\omega^2}{\omega_{exc}} \mathbf{I} \right) \mathbf{s} = \mathbf{0}, \quad (4.75)$$

где  $\mathbf{P}_0 = \mathbf{I} - \mathbf{l}_0 \otimes \mathbf{l}_0$ . В такой конфигурации можно явно получить выражения частот двух собственных мод АФМ. Частота самой низкой собственной моды АФМ формально определяется как:

$$\omega_1 = \sqrt{\omega_{exc} [\omega_E (1 - \beta E)] \cos 2\phi}, \quad (4.76)$$

где коэффициент  $\beta$  меняется с изменением вектора поляризации  $\mathbf{P}$  и направления электрического поля  $\mathbf{E}$ , как это представлено в табл.4.1. Выражения для частоты  $\omega_2$  высокочастотной собственной моды АФМ представлены в табл.4.2.

**Таблица 4.2.** Частота более высокой собственной моды АФМ в зависимости от направления поляризации и электрического поля при отсутствии сдвиговых деформаций.

| Поляризация и направление электрического поля            | Высокочастотная мода   |
|--|--|
| $\mathbf{P} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{e}_x$ | $\omega_2 = \sqrt{\omega_{exc} \left[ \omega_H + \omega_{M1} d_2 E + (\omega_E - \omega_{M1} d_2 E) \cos^2 \phi + 2\eta \omega_{M1} d_2 E \sin^2 \phi \right]}$        |
| $\mathbf{P} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{e}_y$ | $\omega_2 = \sqrt{\omega_{exc} \left[ \omega_H + \omega_{M1} d_2 E + (\omega_E - \omega_{M1} d_1 E) \cos^2 \phi + \eta \omega_{M1} (d_1 + d_2) E \sin^2 \phi \right]}$ |
| $\mathbf{P} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{e}_z$ | $\omega_2 = \sqrt{\omega_{exc} \left[ \omega_H + \omega_{M1} d_1 E + (\omega_E - \omega_{M1} d_2 E) \cos^2 \phi + \eta \omega_{M1} (d_1 + d_2) E \sin^2 \phi \right]}$ |

Можно заключить, что в отсутствие сдвиговых деформаций выражение для частоты низшей собственной моды АФМ формально такое же, как и в случае пренебрежения кубической анизотропией. Таким образом, частота низкой собственной моды АФМ не зависит от кубической анизотропии (азимутальный угол  $\phi$ , появляющийся в (4.76) и в таблице 4.2, не зависит от  $\omega_C$ ).

Напротив, выражение для частоты высокочастотной собственной моды АФМ меняется с изменением направления поляризации и электрического поля, и при наличии сдвиговых деформаций кубическая анизотропия вносит ненулевой вклад в частоту более высокочастотной собственной моды АФМ (частота более высокой собственной моды, полученная из решения (4.71), действительно зависит от  $h$ ,  $\theta$  и  $\phi$ , которые, в свою очередь, изменяются с изменением  $\omega_C$  согласно уравнению (4.64)).

#### 4.3.4. Численное моделирование

Проведенный ранее анализ показал, что матрица анизотропии  $\mathbf{\Omega}$ , заданная уравнением (4.56), влияет на магнитоупругий вклад, возникающий из-за связи

между слоем ПЭ и слоем АФМ. Изменение анизотропии АФМ из-за приложения электрического поля  $E$  влияет на основное состояние АФМ  $(h, \theta, \phi)$ , пороговый ток возбуждения  $J_{th}$  и частоты обеих собственных мод  $\omega_1$  и  $\omega_2$  (хотя и в разной степени).

Цель данного раздела — численно оценить влияние приложенного электрического поля на физические величины, аналитически изученные в предыдущем разделе, и найти оптимальную конфигурацию, гарантирующую максимальный контроль анизотропии АФМ приложенным электрическим полем. Для определения «оптимальной ситуации» в данном анализе предполагается, что для управления анизотропией АФМ будут использоваться две ключевые степени свободы: выбор керамического материала ПЭ (который влияет на коэффициенты  $d_1$ ,  $d_2$  и  $d_4$ ) и относительная ориентация вектора поляризации диэлектрика  $\mathbf{P}$  и приложенного электрического поля  $\mathbf{E}$  (которое влияет на структуру тензора деформации  $\varepsilon_{ij}$  и, следовательно, изменяет аналитическое выражение для участвующих физических величин). При проведении данного исследования мы также оцениваем влияние кубической анизотропии материала АФМ на результаты по сравнению со случаем, когда эта анизотропия не учитывалась.

Для простоты в табл.4.3 приведены численные значения параметров, применимые к случаю, когда АФМ-слой выполнен из монокристаллического NiO, а в табл.4.4 — производные параметры. Для проведения количественного сравнительного анализа мы учли наиболее распространенные керамические ПЭ-материалы PZT4, PZT5A, PZT5H, PZT6B, PZT7A, PZT8 и BaTiO<sub>3</sub> и для каждого из них рассчитаны диэлектрические коэффициенты  $d_1$ ,  $d_2$  и  $d_4$  (см. табл.4.5). Проанализируем теперь полученные результаты, обращая внимание на взаимную ориентацию диэлектрической поляризации и электрического поля.

**Таблица 4.3.** Основные параметры слоя АФМ (монокристаллический NiO).

| Параметр        | Значение                | Ссылка |
|-----------------|-------------------------|--------|
| $M_S$           | 351 кА/м                | [11]   |
| $\alpha_G$      | $3.5 \times 10^{-3}$    | [11]   |
| $H_{exc}$       | $780 \times 10^6$ А/м   | [11]   |
| $K_H$           | 280 кДж/м <sup>3</sup>  | [184]  |
| $K_E$           | 10.9 кДж/м <sup>3</sup> | [184]  |
| $K_C$           | 30.0 кДж/м <sup>3</sup> | [185]  |
| $c_{11}$        | 225 ГПа                 | [186]  |
| $c_{12}$        | 95 ГПа                  | [186]  |
| $c_{44}$        | 110 ГПа                 | [186]  |
| $\lambda_{100}$ | $-140 \times 10^{-6}$   | [187]  |
| $\lambda_{111}$ | $-79 \times 10^{-6}$    | [187]  |

#### 4.3.4.1. Диэлектрическая поляризация, параллельная электрическому полю ( $\mathbf{P} \parallel \mathbf{E}$ )

Рассмотрим сначала случай, когда диэлектрическая поляризация  $\mathbf{P}$  и приложенное электрическое поле  $\mathbf{E}$  параллельны друг другу и направлены вдоль одной из осей декартовой системы координат. В этой конфигурации на слой АФМ не действуют сдвиговые деформации. Затем мы можем численно оценить параметр  $\beta$ , который измеряет зависимость анизотропии, вызванной деформацией, от модуля электрического поля  $\mathbf{E}$ , которое необходимо оптимизировать. Результаты, представленные в таблице 4.5, показывают, что, независимо от направления поляризации, материал ПЭ, демонстрирующий наибольшее (абсолютное) значение  $\beta$ , представляет собой PZT5H. Результаты

также показывают, что в наилучшей конфигурации слой ПЭ должен быть поляризован вдоль оси  $y$  (т. е. вдоль легкой оси слоя АФМ) с боковыми электродами, расположенными на гранях  $xz$ , чтобы генерировать электрическое поле, параллельное вектору диэлектрической поляризации  $\mathbf{P}$ .

**Таблица 4.4.** Производные параметры для слоистой структуры ПЭ/АФМ/ТМ.

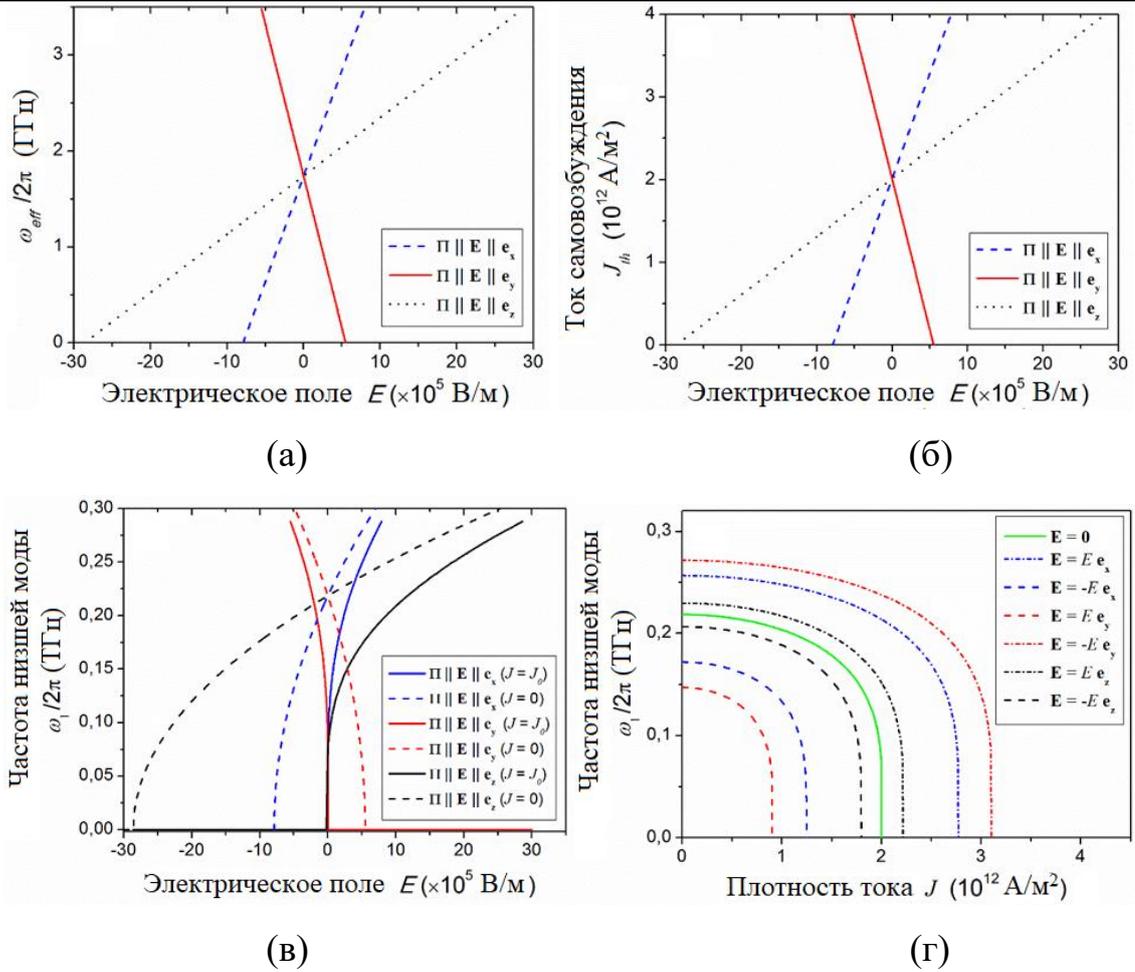
| Обозначение    | Значение  |
|----------------|---|
| $\sigma$       | $2\pi \times 4.32 \times 10^{-4}$ Гц $\times$ м <sup>2</sup> /А |
| $\eta$         | 0.42  |
| $B_1$          | $27.30 \times 10^6$ Дж/м <sup>3</sup>                           |
| $B_2$          | $26.07 \times 10^6$ Дж/м <sup>3</sup>                           |
| $\omega_{exc}$ | $2\pi \times 27.45$ ТГц   |
| $\omega_H$     | $2\pi \times 44.69$ ГГц   |
| $\omega_E$     | $2\pi \times 1.74$ ГГц  |
| $\omega_C$     | $2\pi \times 4.79$ ГГц  |
| $\omega_{M1}$  | $2\pi \times 4.36$ ТГц  |
| $\omega_{M2}$  | $2\pi \times 4.16$ ТГц  |

Такая установка позволит достичь наибольшего значения  $\beta = 18,18 \times 10^{-7}$  м/В. Для сравнения результаты, полученные в предыдущей главе, основаны на предположениях об отсутствии у АФМ-материала кубической анизотропии, а магнитоупругая энергия принимает вид, связанный с изотропными материалами и что  $\mathbf{P} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{e}_x$ , и значение  $\beta$ , равное  $1,64 \times 10^{-7}$  м/В, т.е. более чем на порядок меньше.

**Таблица 4.5.** Диэлектрические коэффициенты для наиболее часто используемых керамических материалов PZ (взяты из [183]) и соответствующие значения коэффициента  $\beta$  (взяты из табл.4.1) в зависимости от общего направления диэлектрической поляризации  $\mathbf{\Pi}$  и электрического поля  $\mathbf{E}$ . Все количества выражены в  $\text{m/V}$ . Отмеченная ячейка представляет лучший результат.

| Материал           | $d_1$<br>( $\times 10^{-10}$ ) | $d_2$<br>( $\times 10^{-10}$ ) | $d_4$<br>( $\times 10^{-10}$ ) | $\beta(\mathbf{\Pi} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{e}_x)$<br>( $\times 10^{-7}$ ) | $\beta(\mathbf{\Pi} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{e}_y)$<br>( $\times 10^{-7}$ ) | $\beta(\mathbf{\Pi} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{e}_z)$<br>( $\times 10^{-7}$ ) |
|--------------------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|---|---|---|
| PZT4               | +2.89                          | -1.23                          | +4.96                          | -5.67   | +9.00   | -1.31   |
| PZT5A              | +3.74                          | -1.71                          | +5.83                          | -7.89   | +11.53  | -2.12   |
| PZT5H              | +5.92                          | -2.74                          | +7.39                          | -12.65  | +18.18  | -3.49   |
| PZT6B              | +0.72                          | -0.27                          | +1.29                          | -1.27   | +2.27   | -0.22   |
| PZT7A              | +1.53                          | -0.65                          | +3.64                          | -3.00   | +4.77   | -0.69   |
| PZT8               | +2.15                          | -0.93                          | +3.32                          | -4.31   | +6.67   | -1.05   |
| BaTiO <sub>3</sub> | +1.91                          | -0.79                          | +2.59                          | -3.64   | +5.98   | -0.78   |

Чтобы лучше оценить улучшение, достигнутое за счет изменения общей ориентации диэлектрической поляризации и электрического поля, оценим численно наиболее важные величины, полученные в предыдущем разделе. На рис.4.8 показано поведение основных характеристик автоколебаний в структуре ПЭ/АФМ/ТМ, полученных при изменении общего направления диэлектрической поляризации  $\mathbf{\Pi}$  и электрического поля  $\mathbf{E}$  вдоль осей декартовой системы координат. В частности, на рис.4.8(а-в) показана зависимость эффективной частоты анизотропии легкой плоскости  $\omega_{\text{eff}}$ , порогового тока возбуждения  $J_{\text{th}}$  и



**Рис.4.8.** Основные характеристики автоколебаний в структуре ПЭ/АФМ/ТМ, полученные при изменении общего направления диэлектрической поляризации  $\Pi$  и электрического поля  $\mathbf{E}$  вдоль осей декартовой системы координат: (а) эффективная частота  $\omega_{eff}$ ; (б) пороговый ток самовозбуждения  $J_{th}$  в слое ТМ, соответствующий возбуждению нижней собственной моды АФМ; (в) частота нижней собственной моды АФМ  $\omega_1$  в зависимости от модуля электрического поля  $\mathbf{E}$ ; (в) частота показана для двух различных значений плотности тока в слое ТМ:  $J = 0$  А/м<sup>2</sup> (штриховые линии) и  $J = J_0 = 2 \times 10^{12}$  А/м<sup>2</sup> (сплошные линии); (г) частота нижней собственной моды АСМ  $\omega_1$  как функция плотности тока  $J$  при нулевом электрическом поле  $\mathbf{E} = 0$  (сплошная зеленая кривая) и  $E = 3 \times 10^5$  В/м, направленном вдоль одной из опорных осей (не сплошные кривые). На всех рисунках синяя, красная и черная кривые соответствуют случаю, когда электрическое поле  $\mathbf{E}$  направлено вдоль осей  $x$ ,  $y$  и  $z$  соответственно.

низшей собственной частоты АФМ  $\omega_1$  как функции модуля электрического поля  $E$ , тогда как на рис.4.8(г) представим  $\omega_1$  как функцию докритической плотности тока  $J$ , протекающего в слое ТМ. Эти результаты наглядно демонстрируют, что можно эффективно управлять основными характеристиками автоколебаний слоя АФМ, изменяя общее направление диэлектрической поляризации и электрического поля относительно опорных осей слоистой структуры ПЭ/АФМ/ТМ.

Рассмотрим более подробно результаты, относящиеся к оптимальной конфигурации, когда  $\Pi||E||e_y$  (красные кривые на рис.4.8), что также соответствует единственной ориентации электрического поля  $E$ , дающей положительный коэффициент  $\beta$  (см. табл. 4.5). В таком случае эффективная частота  $\omega_{\text{eff}}$  уменьшается более чем на 3 ГГц при изменении электрического поля от  $-5$  до  $+5 \times 10^5$  В/м (рис.4.8а).

Отметим, что изменение электрического поля от  $-5$  до  $+5 \times 10^5$  В/м может привести к существенному снижению порогового тока возбуждения автоколебаний в слое АФМ, который полностью исчезает при  $E=1/\beta \approx 5.5 \times 10^5$  В/м (см. рис.4.8б). Это уменьшение порогового тока, индуцированного электрическим полем, приложенным к слою ПЭ, может иметь решающее значение для практической реализации возбуждения субтерагерцовой частоты в слоистых структурах ПЭ/АФМ/ТМ.

При отсутствии электрического тока в слое ТМ тот же диапазон изменения электрического поля приводит к перестройке частоты низшей собственной моды АФМ (т.е. низшей частоты антиферромагнитного резонанса АФМР) от 0,3 ТГц до 0 (см. пунктирную красную линию на рис.4.8в). При инжекции электрического тока  $J=J_0=2 \times 10^{12}$  А/м<sup>2</sup> в слой ТМ тот же диапазон перестройки низшей частоты АФМР может быть достигнут вдвое меньшем диапазоне изменения электрического поля рис.4.8в. На рис.4.8в показано, что комбинация управления током и электрическим полем позволяла в широком диапазоне перестраивать

частоту АФМР слоя АФМ в докритическом режиме (отсутствие спин-волновых возбуждений) при использовании слоев ПЭ/АФМ/ТМ. Структура может быть использована в качестве перестраиваемого резонансного приемника электромагнитных сигналов субтерагерцового диапазона.

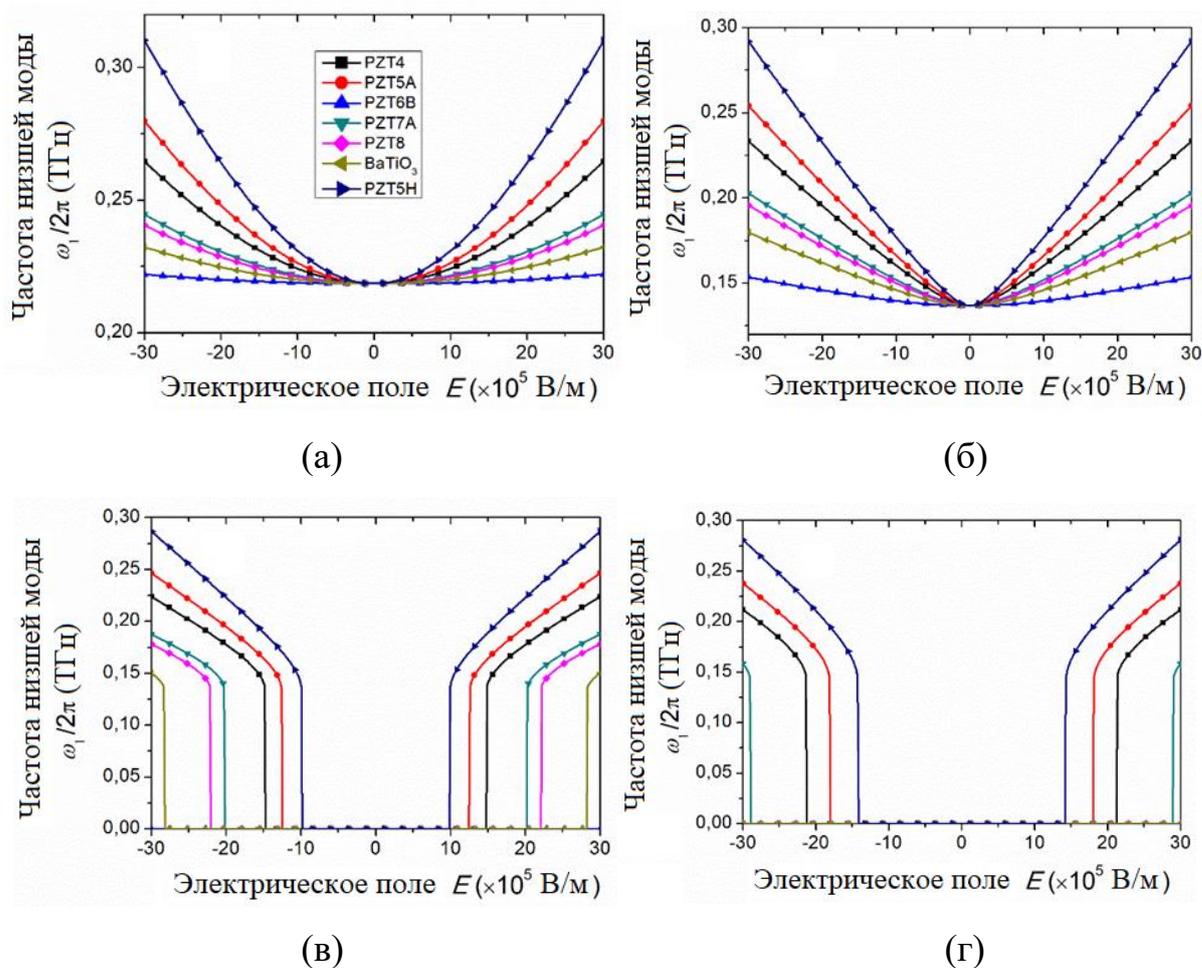
#### 4.3.4.2. Диэлектрическая поляризация ортогональная электрическому полю ( $\mathbf{P} \perp \mathbf{E}$ )

В этом разделе мы суммируем результаты, полученные, когда диэлектрическая поляризация  $\mathbf{P}$  ортогональна электрическому полю  $\mathbf{E}$ , в частности, для  $\mathbf{P} \equiv \mathbf{e}_y$  и  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{e}_z$  или  $\mathbf{P} \equiv \mathbf{e}_z$  и  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{e}_y$ . Как было показано выше, в такой конфигурации слой АФМ подвержен ненулевым сдвиговым деформациям.

Прежде всего необходимо установить, какой материал ПЭ обеспечивает наилучшую перестройку частоты АФМР электрическим полем. С этой целью на рис.4.9(а-г) представлена частота  $\omega_1$  низшей собственной моды АФМ как функция электрического поля  $\mathbf{E}$ , полученная путем численного решения уравнений сигма-модели для различных керамических материалов ПЭ и различных значений электрической плотности тока  $J$ : (а)  $J=0$  А/м<sup>2</sup>, (б)  $J=2 \times 10^{12}$  А/м<sup>2</sup>, (в)  $J=2,25 \times 10^{12}$  А/м<sup>2</sup>, (г)  $J=2,5 \times 10^{12}$  А/м<sup>2</sup>.

Анализ результатов, представленных на рис.4.9, позволяет сделать следующие выводы. Во-первых, материалом ПЭ, демонстрирующим наилучшую перестройку по частоте является PZT5Н. Действительно, независимо от величины плотности инжектируемого электрического тока  $J$  этот материал позволяет достичь наибольшей перестройки частоты при фиксированном значении электрического поля  $\mathbf{E}$  или, что то же самое, требует наименьшего изменения величины электрического поля для достижения заданного изменения частоты АФМР.

Численные результаты, представленные на рис.4.9, также показывают, что, в отличие от случая  $\Pi \parallel E$ , частота АФМР, полученная при наличии только сдвиговых деформаций, увеличивается с ростом величины электрического поля, причем эта зависимость симметрична и не меняется при изменении знака электрического поля (а значит, и напряжения  $V$ ) с положительного на отрицательный.



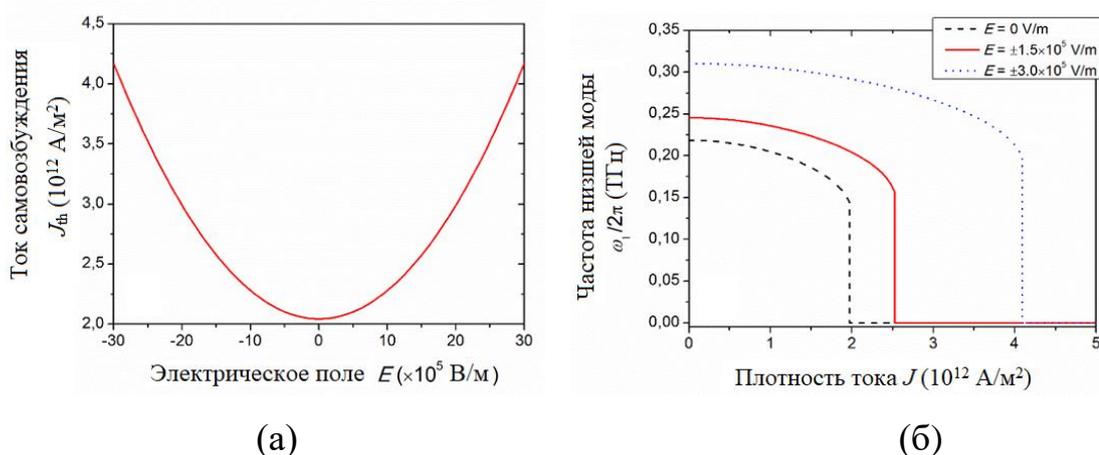
**Рис.4.9.** Частота низшей моды АФМ в зависимости от электрического поля, приложенного к слою ПЭ в случае диэлектрической поляризации  $\Pi$ , ортогональной электрическому полю  $E$ . Различные кривые соответствуют отклику различных керамических материалов ПЭ (как показано на вставке). Четыре случая (а)-(г) демонстрируют частоту низшей собственной моды для различных (докритических) электрических токов, инжектируемых в слой ТМ: (а)  $J=0$  А/м<sup>2</sup>, (б)  $J=2 \times 10^{12}$  А/м<sup>2</sup>, (в)  $J=2,25 \times 10^{12}$  А/м<sup>2</sup>, (г)  $J=2,5 \times 10^{12}$  А/м<sup>2</sup>.

Из рис.4.9 также видно, что низшая частота АФМР  $\omega_1$  изменяет свою функциональную зависимость при изменении величин электрического поля  $E$  и инжектируемого тока  $J$ . Действительно,  $\omega_1$  является возрастающей функцией  $E$  и является квадратичной при  $J=0$  (рис.4.9а), квазилинейной при  $J=2 \times 10^{12}$  А/м<sup>2</sup> (рис.4.9б) и становится нелинейной при больших плотностях тока (рис. 4.9в,г). Эта особенность зависимости частоты от электрического поля делает невозможным определение коэффициента  $\beta$  для конфигурации  $\Pi \perp E$ .

Кроме того, эффективная анизотропия АФМ и, следовательно, наименьшая частота АФМР быстро убывают с током и обращаются в нуль при достаточно больших токах возбуждения. Таким образом, в токовой структуре ПЭ/АФМ/ТМ, где электрическое поле перпендикулярно поляризации диэлектрика, частота АФМР отлична от нуля только в области достаточно больших значений электрического поля  $E$  (см. рис.4.9в, г).

Тот факт, что эффективная анизотропия АФМ и, следовательно, наименьшая частота АФМР в перпендикулярной конфигурации  $\Pi \perp E$  увеличиваются с ростом  $E$ , означает, что пороговый ток возбуждения автоколебаний в АФМ в этой геометрии будет увеличиваться с увеличением модуля электрического поля, поэтому эта геометрия может быть использована для проектирования пассивных резонансных детекторов субтерагерцовых частот, но не активных генераторов в этом диапазоне частот.

Действительно, зависимость порогового тока инжекции от наведенного напряжением электрического поля  $E$  демонстрирует квадратичный рост (рис. 4.10а), а частота АФМР в докритическом режиме ( $J < J_{th}$ ) уменьшается с увеличением тока самовозбуждения в электрический ток слоя ТМ (см. рис.4.10б) аналогичен случаю параллельной геометрии. Для простоты на рис.4.10 представлен случай материала ПЭ, демонстрирующего наилучшие характеристики (PZT5Н).



**Рис.4.10.** (а) Пороговый ток самовозбуждения в зависимости от величины электрического поля. (б) Низшая собственная частота как функция плотности тока  $J$  для различных значений модуля электрического поля  $E$ . Результаты соответствуют случаю диэлектрической поляризации  $\Pi$  пьезоэлектрического материала PZT5Н, ортогональной электрическому полю  $E$ .

#### 4.4. Управление параметрами осциллятора при изменении температуры образца

В предыдущих разделах исследовалась возможность перестройки частоты колебаний спинтронных осцилляторов и детекторов путем изменения эффективной анизотропии магнетика за счет магнитострикции. В данном разделе будет рассмотрен альтернативный способ изменения эффективной анизотропии – изменение температуры образца на примере ортоферрита гольмия  $\text{HoFeO}_3$ .

##### 4.4.1. Физическая структура осциллятора

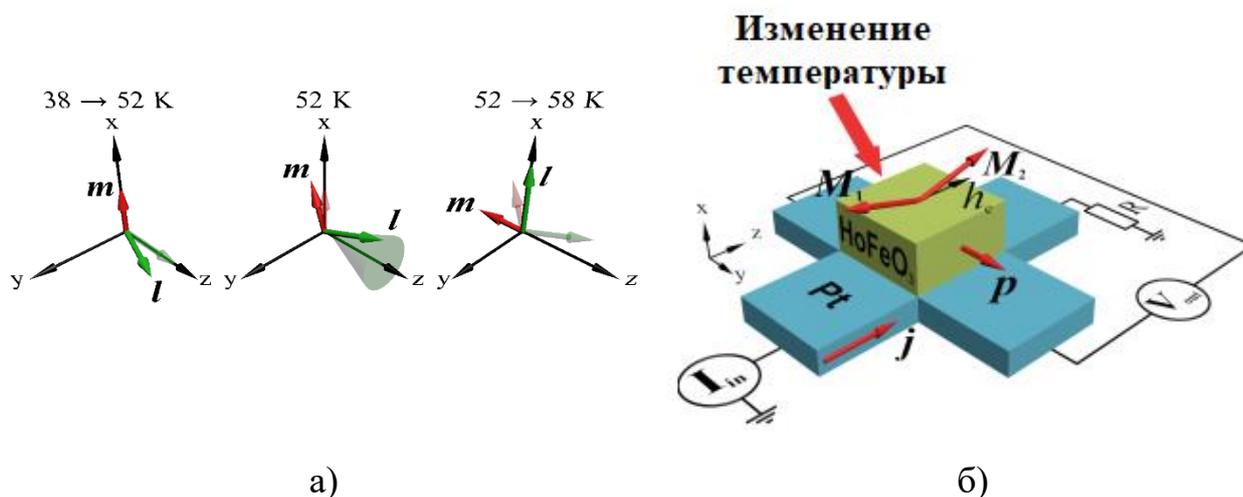
В качестве активного элемента наноосциллятора мы рассматриваем ортоферрит гольмия  $\text{HoFeO}_3$ . В этом материале в интервале температур 38 К-52 К происходит несколько фазовых переходов. Эти переориентационные фазовые переходы происходят из-за сильного изменения магнитокристаллической анизотропии материала при изменении температуры. Следовательно, использование  $\text{HoFeO}_3$  в качестве активного антиферромагнитного элемента

осциллятора может позволить легко перестраивать важнейшие параметры осциллятора. Как магнитная структура, так и динамика намагниченности  $\text{HoFeO}_3$  ранее были хорошо изучены.

На рис. 4.11(a) показана ориентация суммарного магнитного момента  $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_s}$  и вектора Нееля  $\mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_s}$  (где  $\mathbf{M}_{1,2}$  – вектор намагниченности подрешётки АФМ,  $M_s$  – намагниченность насыщения подрешётки АФМ) при разных температурах. Спиновые переориентационные фазовые переходы в  $\text{HoFeO}_3$  происходят в интервале температур от 38 К до 58 К. Ниже  $T_1 = 38$  К спины находятся в фазе  $\Gamma_2$ , которой соответствуют состояния векторов  $\mathbf{l} \parallel z$  и  $\mathbf{m} \parallel x$ . При температуре 38 К антиферромагнитно связанные спины ионов железа  $\text{Fe}^{3+}$  (т.е. вектор  $\mathbf{l}$ ) начинают отклоняться от направления вдоль оси  $z$ , совершая фазовый переход второго рода и непрерывно вращаясь в плоскости  $yz$  (фаза  $\Gamma_{12}$ ). Вектор  $\mathbf{m}$  остаётся направленным вдоль оси  $x$ . Это происходит из-за одновременного вклада в анизотропию механизма ван Флека и расщепления Зеемана. При  $T = 52$  К происходит фазовый переход первого рода, вследствие которого вектор  $\mathbf{l}$  поворачивается в плоскости  $xz$  под углом  $15^\circ$ - $20^\circ$  относительно оси  $z$ , а вектор  $\mathbf{m}$  наклоняется в плоскости  $xz$  так, чтобы он был ортогонален  $\mathbf{l}$  (фаза  $\Gamma_{24}$ ). Оба вектора продолжают переориентацию при повышении температуры, и в конечном итоге приходят к конфигурации  $\mathbf{l} \parallel x$  и  $\mathbf{m} \parallel z$  посредством другого фазового перехода второго рода в фазу  $\Gamma_4$ , которая в дальнейшем сохраняется до температуры Нееля.

Существуют три возможных механизма, которые могут вносить вклад в определение константы анизотропии ортоферритов: диполь-дипольные взаимодействия спинов  $\text{Fe}^{3+}$ ; антисимметричное обменное взаимодействие  $\text{Fe}^{3+}$ ; и одноионная анизотропия, обусловленная кристаллическим полем. Ранее было показано, что именно третий механизм отвечает за переориентационные фазовые

переходы в ортоферритах, которые напрямую зависят от природы редкоземельного элемента.



**Рис. 4.11.** (а) Зависимость ориентации магнитного момента подрешёток в ортоферрите гольмия от температуры. (б) Структурная схема наноосциллятора, выполненная в форме Холловского креста, содержащая слой  $\text{HoFeO}_3$  толщиной  $d_{\text{AFM}}$  и слой Pt толщиной  $d_{\text{Pt}}$ .  $M_{1,2}$  – намагниченность подрешёток АФМ,  $h_e$  – орт лёгкой оси анизотропии,  $j$  – вектор плотности постоянного тока,  $p$  – вектор поляризации спинового тока,  $I_{\text{in}}$  – источник постоянного тока,  $V_{\text{out}}$  – приёмник переменного выходного напряжения.

Аналогичная картина спиновой переориентации наблюдается и в других ортоферритах, например,  $\text{ErFeO}_3$  (около 95 К);  $\text{NdFeO}_3$  (около 150 К);  $\text{SmFeO}_3$  (около 480 К);  $\text{TmFeO}_3$  (около 90 К);  $\text{YbFeO}_3$  (около 7 К). Температуры, при которых наблюдается спиновая переориентация, указаны в скобках. Температурный интервал спиновой переориентационного фазового перехода в ортоферритах определяется свойствами ионов редкоземельных металлов. Это позволяет нам выбрать необходимый диапазон рабочих температур осциллятора.

Помимо соединений, содержащих редкоземельные элементы, металлические АФМ, такие как сплавы на основе  $\text{MnPt}$ , могут представлять интерес в этой

области исследований. Изменение стехиометрии этих сплавов перенормирует энергию магнитокристаллической анизотропии и, таким образом, сдвигает переориентационный фазовый переход в широком диапазоне вблизи комнатной температуры. Более того, выращивание тонких плёнок «классических» АФМ, таких как NiO, на подходящих подложках создает эпитаксиальную деформацию, которая уравнивает исходную магнитокристаллическую анизотропию материала и создаёт в принципе условия для зависящего от температуры непрерывного спинового переориентационного перехода вблизи комнатной температуры и выше.

Хорошо известная «сигма-модель», широко используемая для описания динамического поведения АФМ, также может быть применена для описания  $\text{HoFeO}_3$  в области переориентационных переходов. Эта модель очень общая и может быть применена для многих других структур на основе АФМ.

На рис. 4.11(б) схематично показана предлагаемая конструкция терагерцового осциллятора. В этой конструкции элемент из  $\text{HoFeO}_3$  помещается поверх слоя Pt, который выполнен в виде Холловского креста. Такой крест часто используется для экспериментальных измерений напряжения, вызванного, например, обратным спиновым эффектом Холла. Толщина слоёв  $\text{HoFeO}_3$  и Pt составляет  $d_{\text{AFM}} = 5$  нм и  $d_{\text{Pt}} = 20$  нм соответственно. Расстояние между выходными контактами составляет  $L = 1$  мкм.

#### 4.4.2. Математическая модель

Для описания спиновой динамики в  $\text{HoFeO}_3$  мы используем «сигма-модель» для вектора Нееля. В нашем случае мы можем выразить вектор Нееля в сферических координатах  $\mathbf{l} = (\cos \varphi \sin \theta, \sin \varphi \sin \theta, \cos \theta)$ , где  $\varphi$  – азимутальный угол вектора Нееля,  $\theta$  – его полярный угол. В температурном интервале вблизи фазового перехода мы можем допустить, что полярный угол  $\theta = \text{const}$  ( $\theta \approx 20^\circ$  для

НоFeO<sub>3</sub>) и динамика вектора Нееля описывается маятниковым уравнением для азимутального угла  $\varphi(t)$ :

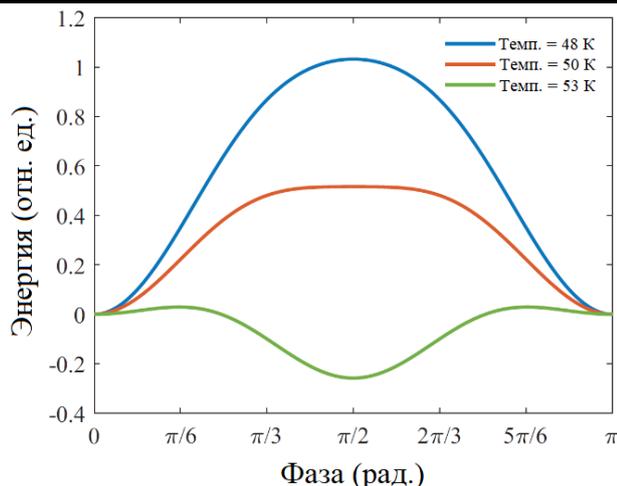
$$\frac{1}{\omega_{\text{ex}}} \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \alpha \frac{d\varphi}{dt} + \omega_e \frac{\partial w(\varphi)}{\partial \varphi} = \sigma j \quad (4.77)$$

где  $\alpha = 10^3$  – константа затухания Гильберта,  $\omega_{\text{ex}} = 2\pi \cdot 44.8$  ТГц – частота, обусловленная обменным взаимодействием между подрешётками в АФМ,  $\omega_e = 2\pi \cdot 0.137$  ТГц – частота, обусловленная анизотропией в базовой плоскости,  $j$  – плотность протекающего по слою Pt постоянного тока,  $\sigma = 2\pi \cdot 4.32 \cdot 10^{-4}$  Гц·м<sup>2</sup>·А<sup>-1</sup>, константа, характеризующая величину переноса спинового момента,  $w(\varphi)$  – безразмерная функция, пропорциональная энергии магнитной анизотропии при  $\theta = \text{const}$ :

$$w(\varphi) = \frac{1}{8} \sin^2 2\varphi + \frac{\Delta}{2} \sin^2 \varphi \quad (4.78)$$

где  $\Delta$  – феноменологический коэффициент, зависящий от температуры. В рассматриваемом интервале температур коэффициент  $\Delta$  линейно зависит от температуры, что было экспериментально продемонстрировано  $\Delta \approx 0.516(52 - T)$ , где  $T$  – температура в Кельвинах.

На рис. 4.12 показан график угловой зависимости энергии анизотропии  $w(\varphi)$  при трёх значениях температуры. Видно, что с повышением температуры заметный минимум при  $\varphi = 0$  становится более гладким, и стабильное состояние наступает при  $\varphi = \pi / 2$ .



**Рис. 4.12.** Зависимость энергии магнитной анизотропии от азимутального угла  $\varphi$  вектора Нееля  $\mathbf{l}$  для трёх температур вблизи точки фазового перехода.

Математическая модель (4.77) представляет собой хорошо известное уравнение, описывающее фазу в схеме фазовой автоподстройки частоты с фильтром нижних частот или сверхпроводящую фазу в модели Джозефсоновского перехода, шунтированного конденсатором и резистором. Следуя этой аналогии, энергия, запасённая в ёмкости, эквивалентна энергии обменного взаимодействия между подрешётками АФМ, а затухание Гильберта играет роль сопротивления. Для определения частоты затухающих колебаний в докритическом режиме сначала найдём равновесное значение  $\varphi = \varphi_0$  в «статическом режиме»:

$$\omega_e \left( \frac{1}{2} \sin 4\varphi_0 + \Delta \sin 2\varphi_0 \right) = 2\sigma j. \quad (4.79)$$

Используя (4.79), мы можем вычислить стационарное направление вектора Нееля. Следует обратить внимание, что увеличение постоянного тока заставляет вектор Нееля выйти из плоскости образца. Далее мы выводим уравнение для малых возмущений вблизи  $\varphi = \varphi_0$ , делая подстановку  $\varphi = \varphi_0 + \xi$  в (4.77), используя (4.79). В результате получаем:

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + \alpha\omega_{\text{ex}} \frac{d\xi}{dt} + \omega_0^2 (\cos 4\varphi_0 + \Delta \cos 2\varphi_0) \xi = 0, \quad (4.80)$$

где  $\omega_0 = \sqrt{\omega_{\text{ex}} \omega_e} = 2\pi \cdot 78.5$  ГГц – частота АФМ-резонанса. Решая характеристическое уравнение, получаем частоту затухающих колебаний:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 (\cos 4\varphi + \Delta \cos 2\varphi) - \left(\frac{\alpha\omega_{\text{ex}}}{2}\right)^2} \quad (4.81)$$

Таким образом, полученное выражение с учётом уравнения (4.79) задаёт зависимость частоты затухающих колебаний от плотности тока  $j$ , причём эта зависимость учитывает изменения температуры  $\Delta(T)$ .

Решая уравнение (4.77) в «динамическом режиме», мы находим частоту автоколебаний в сверхкритическом режиме, используя подстановку

$$2\varphi = \varphi_0 + \Omega t + A \sin \Omega t \quad (4.82)$$

где  $\varphi_0$  – угол, определённый из (4.79),  $A$  и  $\Omega$  – амплитуда и частота автоколебаний соответственно. Если предположить, что амплитуда мала и усредняется за период  $2\pi / \Omega$ , после подстановки (4.82) в (4.77) мы получаем выражения для  $A$  и  $\Omega$ :

$$A = \frac{\Delta\omega_{\text{ex}} \omega_e}{2\sqrt{\Omega^2 + (\alpha\omega_{\text{ex}})^2}}, \quad \Omega = \frac{2\sigma j}{\alpha}. \quad (4.83)$$

Полученные зависимости имеют место, когда значение плотности постоянного тока достаточно велико чтобы система полностью перешла в сверхкритический режим. Вблизи критической точки перехода от режима затухающих колебаний к режиму автоколебаний зависимость нелинейная, и её аналитическое определение является целью отдельного исследования.

#### 4.4.3. Динамика амплитуды и частоты осциллятора

На рис. 4.13(а) показана зависимость амплитуды первой гармоники выходного напряжения  $V_{\text{out}}$  от плотности тока  $j$ , протекающего по слою Pt, при

двух значениях температуры. Вызванное обратным спиновым эффектом Холла, выходное напряжение определяется выражением:  $V_{\text{out}} = \kappa LA$ , где  $\kappa \approx 1.35 \cdot 10^{-9} \text{ В} \cdot \text{м}^{-1} \cdot (\text{рад} \cdot \text{с}^{-1})^{-1}$  – коэффициент пропорциональности, зависящий от свойств платины. Когда плотность тока достигает порогового значения, система переходит из докритического режима в сверхкритический, и амплитуда колебаний резко возрастает. После этого амплитуда колебаний медленно уменьшается с увеличением тока, что видно из уравнения (4.83). На рис. 4.13а видно, что зависимость  $f(j)$  нелинейная. Кроме того, существует также эффект гистерезиса, возникающий из-за инерционного характера динамики намагниченности в АФМ. Это означает, что существуют две пороговые плотности тока  $j_{\text{th},1}$  и  $j_{\text{th},2}$ . Чтобы добиться возбуждения автоколебаний, необходимо увеличить плотность тока до  $j_{\text{th},1}$ , затем плотность тока может быть уменьшена до  $j_{\text{th},2}$ , при этом режим автоколебаний сохраняется. Мы можем оценить пороговые плотности тока при температуре 48 К:

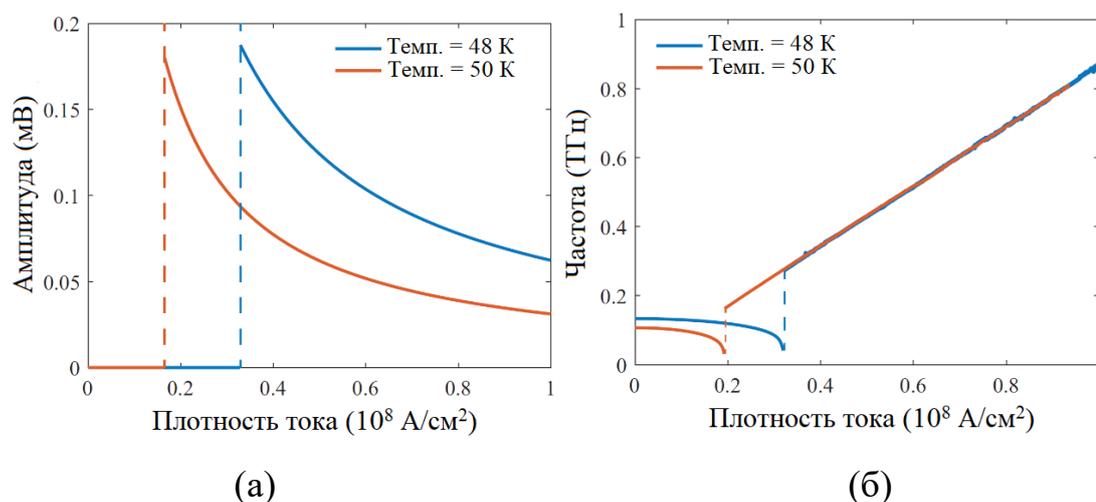
$$j_{\text{th},1} = \frac{\Delta\omega_e}{2\sigma} = 3.29 \cdot 10^7 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}, \quad (4.84)$$

$$j_{\text{th},2} = \frac{2\alpha}{\pi\sigma} \sqrt{\Delta\omega_{\text{ex}} \omega_e} = 1.66 \cdot 10^7 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}, \quad (4.85)$$

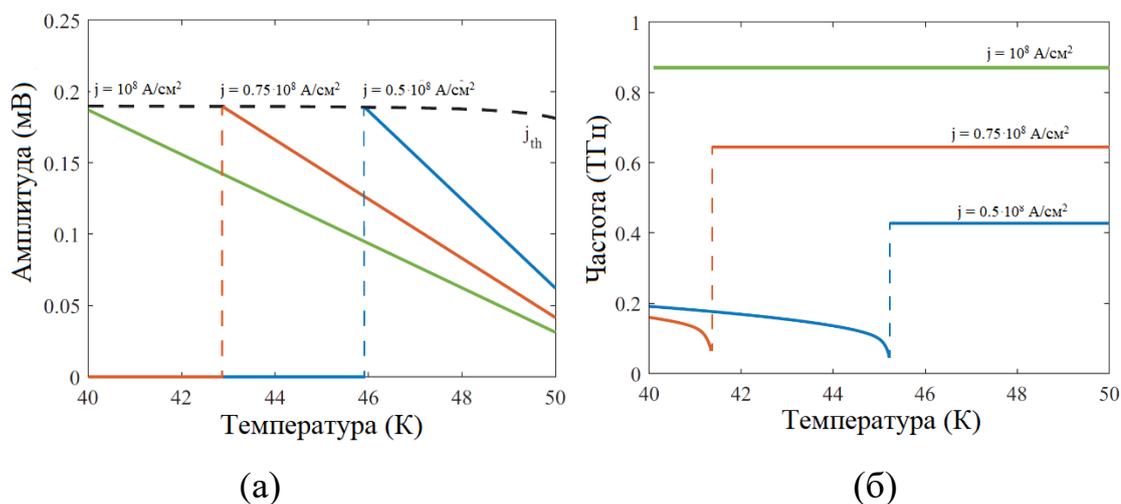
Следовательно, выбор конкретного типа АФМ будет влиять не только на пороговый ток возбуждения автоколебаний и частоту АФМ-резонанса, но и на эффект гистерезиса, который желательно иметь как можно меньшим.

На рис. 4.13б показана зависимость частоты затухающих колебаний  $\omega$  и автоколебаний  $\Omega$  от плотности тока  $j$  для двух значений температуры. В докритическом режиме частота колебаний задаётся формулой (4.81). Частота затухающих колебаний уменьшается при увеличении плотности тока и сильно зависит от температуры. Частота автоколебаний, напротив, прямо пропорциональна плотности тока и не зависит от температуры (см. уравнение (4.83)). Когда плотность тока превышает пороговое значение, сильный

крутящий момент, действующий на вектор Нееля, заставляет его колебаться в лёгкой плоскости.



**Рис. 4.13.** Зависимости амплитуды выходного переменного напряжения (а) и частоты выходных колебаний (б) от плотности постоянного тока при двух значениях температуры.



**Рис. 4.14.** Зависимости амплитуды выходного переменного напряжения (а) и частоты выходных колебаний (б) от температуры при трёх значениях плотности тока.

Температурные зависимости амплитуды выходного переменного напряжения и частоты выходных колебаний показаны на рис. 4.14а и 4.14б, соответственно.

Можно видеть, что повышение температуры приводит к линейному уменьшению амплитуды колебаний. Влияние температуры на частоту колебаний в сверхкритическом режиме отсутствует, как уже было показано на рис. 4.14б.

#### 4.5. Заключение по главе 4

Одним из основных результатов, полученных в данной главе, является вывод общих тензорных уравнений (4.18) и (4.19), связывающих тензор анизотропии в АФМ-кристалле с вектором постоянного электрического поля, приложенного к слою ПЭ. Используя эти тензорные уравнения в частном случае поперечного электрического поля, приложенного к АФМ-кристаллу NiO и  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (имеющему кубическую симметрию). Исследована индуцированная током динамика намагниченности в NiO и получены выражения, описывающие зависимость эффективной анизотропии АФМ от приложенного постоянного электрического поля  $E$  и явное выражение (4.24), (4.25) для частоты акустической моды АФМР в зависимости от плотности управляющего тока  $j$  и электрического поля  $E$  в докритическом режиме  $j < j_{th1,2}$ . Также получены выражения (4.30) для производной азимутального угла  $\varphi(t)$  вектора Нееля  $l$  в сверхкритическом (автоколебательном) режиме при  $j > j_{th1}(E)$  в присутствии постоянного электрического поля, что позволяет изменить амплитуду высокочастотного сигнала, генерируемого в АФМ, как функцию  $j$  и  $E$ .

Таким образом, изменяя постоянное напряжение, подводимое к пьезоэлектрику в гетероструктуре ПЭ/АФМ/ТМ, можно изменять частоту антиферромагнитного резонанса АФМ в пассивном (докритическом) режиме, а также снизить пороговый ток рождения автоколебаний. При этом индуцированное напряжением снижение порога генерации приводит к пропорциональному снижению амплитуды терагерцевого сигнала, генерируемого в автоколебательном (сверхкритическом) режиме.

Использование наряду с внешним электрическим полем постоянного магнитного поля позволяет дополнительно расширить рабочий диапазон функционирования детекторов, построенных на основе антиферромагнетиков. Для этого предпочтительнее использовать антиферромагнетики, у которых достаточно сильно проявляются магнитоупругие свойства (например, гематит, борат железа) и при этом нижние резонансные моды лежат в миллиметровой области частот.

Представленные выше теоретические результаты показывают, что частота АФМР слоистой структуры ПЭ/АФМ/ТМ в пассивном докритическом режиме как для параллельной  $\mathbf{P} \parallel \mathbf{E}$ , так и для перпендикулярной  $\mathbf{P} \perp \mathbf{E}$  геометрии может контролироваться внешним электрическим полем, приложенным к слою ПЭ, и управляющим электрическим током, протекающим в слое ТМ. В параллельной геометрии при заданном направлении приложенного электрического поля можно не только снизить частоту АФМР, но и снизить порог, необходимый для генерации автоколебаний в слое АФМ (см. рис.4.8б,в). Таким образом, приложение электрического поля в параллельной геометрии может привести к экспериментальному наблюдению генерации автоколебаний в слоистых структурах ПЭ/АФМ/ТМ при экспериментально достижимых плотностях тока в слое ТМ (например, для ПЭ был выбран PZT5H, а в качестве АФМ выбран NiO). Если направление электрического поля меняется на противоположное, порог генерации и частота АФМР увеличиваются с увеличением величины электрического поля, и слоистая структура может использоваться в качестве пассивного электрически перестраиваемого резонансного детектора субтерагерцовых электромагнитных сигналов. Расчеты, представленные в данной главе, с учетом кубической анизотропии также показали, что оптимизация состава материалов в слоистой структуре ПЭ/АФМ/ТМ позволяет добиться увеличения коэффициента  $\beta$  более чем на порядок, по сравнению с продольной

конфигурацией, где влияние кубической анизотропии АФМ не учитывалось, а магнитоупругий вклад приписывался вкладу изотропных материалов.

В случае перпендикулярной геометрии  $\mathbf{P} \perp \mathbf{E}$  как порог самовозбуждения, так и частота АФМР увеличиваются с увеличением модуля электрического поля, поэтому слоистую структуру ПЭ/АФМ/ТМ в этой геометрии предпочтительнее использовать как пассивный перестраиваемый резонансный детектор.

Независимо от геометрической конфигурации  $\mathbf{P}$  и  $\mathbf{E}$  комбинация материала ПЭ PZT5H с материалом АФМ NiO продемонстрировала **наилучшую возможность перестройки** резонансных частот исследуемой слоистой структуры с использованием изменения электрического поля, приложенного к керамическому слою ПЭ.

В данной главе рассмотрена модель спин-Холловского осциллятора на основе АФМ с перестраиваемой по температуре анизотропией, такого как  $\text{HoFeO}_3$ . Инжекция в  $\text{HoFeO}_3$  спинового тока с использованием прямого спинового эффекта Холла из соседнего слоя Pt возбуждает высокоамплитудные колебания антиферромагнитно связанных спинов. Частота колебаний регулируется амплитудой инжектируемого спинового тока, задаваемого постоянным током смещения в слое Pt. Амплитуда колебаний и, следовательно, выходное напряжение переменного тока, зависит как от постоянного тока смещения, так и от температуры устройства. Последнее обусловлено сильными температурными изменениями магнитокристаллической анизотропии  $\text{HoFeO}_3$ . Кроме того, пороговый ток автоколебаний также сильно зависит от температуры.

Следует отметить, что в докритическом режиме гетероструктура, рассмотренная в данной работе, также может быть использована в качестве резонансного детектора излучения терагерцовой частоты. В сверхкритическом режиме это же устройство может использоваться в качестве автогенератора, например, в составе синтезатора частот.

Повышение температуры уменьшает область детектирования устройства, на основе рассматриваемого ортоферрита. В то же время пороговая плотность тока автоколебаний также уменьшается. В автоколебательном режиме также возможно реализовать детектор, построенный на основе эффекта внешней синхронизации. В автоколебательном режиме добротность осциллятора составляет около  $10^6$ . Следовательно, частотная избирательность детектора, построенного на таком осцилляторе, будет достаточно высокой. Напротив, в режиме затухающих колебаний значение добротности составляет порядка 10.

## ГЛАВА 5. НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА АНТИФЕРРОМАГNETНЫХ НАНОСТРУКТУР

### 5.1. Постановка задачи

Терагерцевые технологии привлекают внимание исследователей благодаря перспективам их применения в биомедицине, астрофизике, телекоммуникациях, системах неразрушающего контроля и т. д. Для генерации и детектирования ТГц-волн предлагаются различные варианты использования магнитных наноструктур (см. главу 3). Одним из наиболее активно исследуемых направлений в этой области является генерация ТГц-волн в антиферромагнетиках под действием фемтосекундных лазерных импульсов. В последние годы развивается новый метод возбуждения колебаний в антиферромагнетиках с помощью ТГц-электромагнитных импульсов. В этом случае происходит прямое зеемановское взаимодействие магнитного компонента импульса накачки со степенями свободы спиновой системы антиферромагнетика. Несмотря на большое количество экспериментальных работ [98-100], многие теоретические вопросы [188], связанные с возбуждением колебаний спинов в антиферромагнетиках под действием ТГц-импульсов, не исследованы. Весьма интересно экспериментальное обнаружение нелинейного отклика спиновой системы антиферромагнетика — оксида никеля NiO [189], что важно для разработки устройств хранения и обработки информации.

*Целью* настоящей главы является **построение и исследование теоретической модели** возбуждения нелинейных когерентных колебаний спинов в антиферромагнетике в нелинейном режиме при изменении амплитуды и частоты возбуждения, а также сопоставление полученных теоретических результатов с экспериментальными данными. Для этого на первом этапе исследована модель возбуждения антиферромагнетика без учета скоса между магнитными подрешетками, что справедливо для материалов с отсутствием взаимодействия Дзялошинского-Мория (таких как оксид никеля), а на втором

этапе материалов со слабым ферромагнетизмом (таких как гематит). В заключении численно исследована модель возбуждения нелинейных колебаний в антиферромагнетике в сильном магнитном поле. Представленные в данной главе результаты были опубликованы в работах [A9, A10, A21, ].

## 5.2. Возбуждение нелинейных спиновых колебаний в антиферромагнетике под действием ТГц импульсов накачки

Для построения модели используем упрощённую схему проведения эксперимента «накачка-зондирование» (рис.5.1), при которой линейно поляризованный ТГц импульс накачки подаётся на исследуемый образец – тонкую плёнку или пластину антиферромагнетика. На некотором расстоянии  $d$  от образца находится фотодетектор ФД, с помощью которого благодаря зондирующему фемтосекундному импульсу лазера (на рис.5.1 он для упрощения не показан, так же как и ряд элементов поляризационной оптики) с регулируемой относительно импульса накачки задержкой регистрируется отклик спиновой системы образца.

Оциллограмма зондирующего импульса с частотой накачки  $\Omega/2\pi$  в 1 ТГц при амплитуде импульса  $\mu_0 H_{peak} = 0.4$  Т представлена на рис.5.2а. Форму импульса магнитного поля  $\mathbf{H}(t)$  опишем с помощью функции Гаусса с терагерцовым заполнением и линейной поляризацией вдоль оси  $y$

$$\mathbf{H}(t) = H_{peak} \exp\left[-\left(\frac{t-t_0}{\sigma}\right)^2\right] \cos(\Omega(t-t_0)) \mathbf{y}, \quad (5.1)$$

где  $t_0$  - время задержки огибающей импульса и  $\sigma$  - ширина импульса, для которого при  $t = t_0 + \sigma$  значение огибающей  $\mathbf{H}(t)$  уменьшается в  $e$  раз.

Рассмотрим динамику спиновой переориентации в антиферромагнетике под действием терагерцовых импульсов с помощью широко используемой в теории антиферромагнетизма сигма-модели. Для этого от исходных уравнений Ландау-

Лифшица-Гильберта для намагниченностей подрешёток  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  нужно провести переход к динамической переменной  $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2) / 2M_0$ . Здесь  $M_0$  - намагниченность насыщения, причём суммарная намагниченность  $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) / 2M_0$  и  $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|$  является малой величиной. Она выражается через вектор  $\mathbf{l}$  и его производную по времени в виде

$$H_{ex}\mathbf{m} = \mathbf{H}_{eff} - \mathbf{l}(\mathbf{H}_{eff} \cdot \mathbf{l}) + \frac{1}{\gamma} \left( \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \times \mathbf{l} \right) \quad (5.2)$$

где  $\gamma$  - гиромагнитное отношение,  $H_{ex}$  - обменное поле взаимодействия подрешёток,  $\mathbf{H}_{eff}$  - эффективное поле, учитывающее анизотропию и внешнее переменное поле  $\mathbf{H}(t)$ . Внешнее постоянное магнитное поле в данной модели учитывать не будем, т.к. характерные значения постоянных магнитных полей, при которых происходит изменение магнитной динамики антиферромагнетиков на ТГц частотах, составляют десятки Тесла. Последнее слагаемое в (5.2) описывает динамическую часть суммарной намагниченности  $\mathbf{m}$ , которую необходимо учитывать при описании динамики вектора  $\mathbf{l}$ . Параметризуем вектор  $\mathbf{l}$  через полярный  $\theta$  и азимутальный  $\varphi$  углы в сферической системе координат

$$l_z = \cos \theta, \quad l_x = \sin \theta \cos \varphi, \quad l_y = \sin \theta \sin \varphi. \quad (5.3)$$

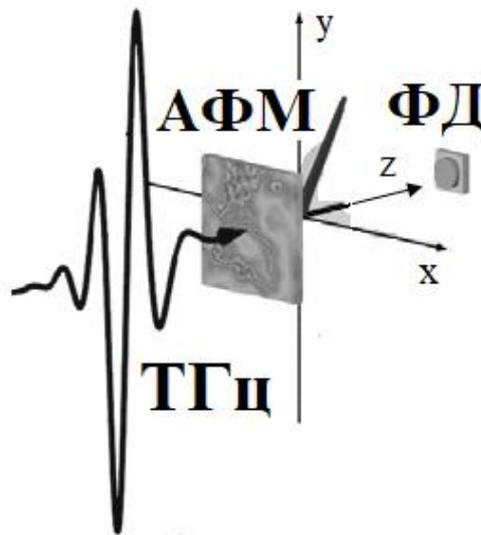
Из экспериментальных данных известно, что вектор  $\mathbf{l}$  наклонён к полярной оси  $\mathbf{z}$  практически при постоянном значении угла  $\theta = \theta_0$ , и описание динамики можно производить только относительно азимутального угла  $\varphi(t)$ . Варьирование Лагранжиана

$$L[\mathbf{l}] = \frac{\hbar}{2\gamma H_{ex}} \left( \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right)^2 - W_a(\mathbf{l}) - \frac{\hbar}{H_{ex}} \left( \mathbf{H}_{eff} \cdot \left[ \mathbf{l} \times \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right] \right) \quad (5.4)$$

по углу  $\varphi(t)$  при  $\theta = const$  позволяет получить уравнение второго порядка для  $\varphi(t)$

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \alpha\omega_{ex} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_{AFMR}^2}{2} \sin 2\varphi = \frac{d\omega(t)}{dt} \quad (5.5)$$

где  $\alpha = 6 \cdot 10^{-4}$  (для NiO) - константа затухания Гильберта,  $\omega_{ex} = \gamma H_{ex} = 2\pi \cdot 27.4$  ТГц,  $\omega_{AFMR}^2 \approx 2\omega_{ex}\omega_{a1} = 2\pi \cdot 1,1$  ТГц ( $\omega_{a1} = \gamma H_{a1} = 2\pi \cdot 23$  ТГц - частота, связанная с полем анизотропии) – частота квазиантиферромагнитного резонанса и  $\omega(t) = \gamma H(t)$ . Константа затухания и резонансные частоты взяты из экспериментальных данных [189].



**Рисунок 5.1** - Упрощённая схема возбуждения антиферромагнетика ТГц-импульсами накачки и регистрации отклика спиновой системы с помощью фотодетектора.

Приведем результаты моделирования уравнения (5.5). На рис.5.2,б,в представлены результаты решения уравнения (5.5)  $\omega / \omega_{\max} = (1/\omega_{\max}) d\varphi/dt$  для двух значений амплитуд импульса накачки в 0.1 и 0.4 Т соответственно, построенные путём численного интегрирования. Как видно, с повышением амплитуды импульса накачки в функции  $d\varphi/dt$  явно проявляются гармоники, что обусловлено нелинейностью системы (5.5), а именно наличием синуса. Поскольку

в экспериментах регистрируется форма огибающей отклика системы, то приведем здесь методику ее теоретического нахождения.

Уравнение (5.5) представляет собой уравнение нелинейного маятника с вынуждающей силой гироскопического типа и может быть исследовано с помощью стандартных методов теории нелинейных колебаний. Будем искать решение  $\varphi(t)$  в виде отклика на частоте вынуждающих колебаний

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \alpha\omega_{ex} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_{AFMR}^2}{2} \sin 2\varphi = \frac{d\omega(t)}{dt} \quad (5.6)$$

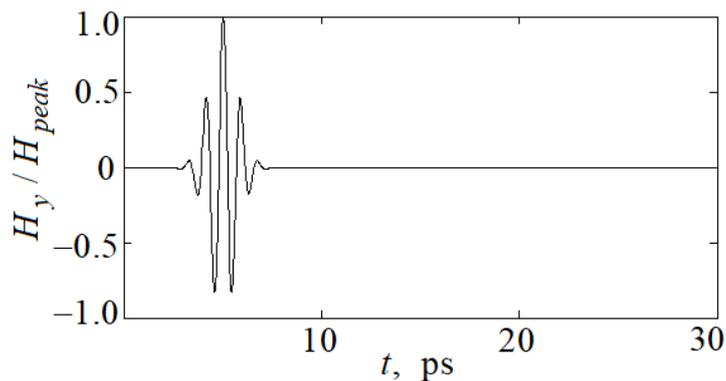
$$\varphi(t) = \beta_0 + \beta_1 \sin(\Omega t), \quad (5.7)$$

где  $\beta_1(t)$  - амплитуда колебаний, медленно зависящая от времени (огибающая) и  $\beta_0$  - некоторая постоянная фаза, подлежащая определению. Подставляя (5.7) в (5.6), разлагая нелинейный член в (5.5) в ряд Фурье и комбинируя слагаемые, получим следующие нелинейные уравнения для определения  $\beta_0$  и  $\beta_1$

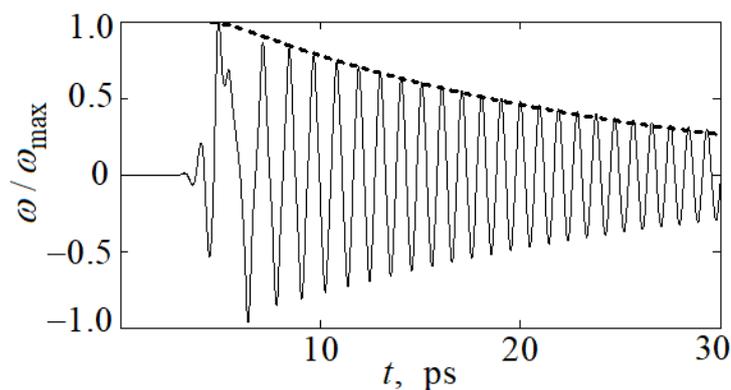
$$\begin{aligned} 2\Omega \frac{d\beta_1}{dt} + \alpha\omega_{ex}\Omega\beta_1 - \omega_0^2 (J_0(\beta_1) + J_2(\beta_1)) J_1(\beta_1) \sin 2\beta_0 = \\ = \omega_H \left[ f'(t) \cos \Omega t_0 - \Omega \cdot f(t) \sin \Omega t_0 \right] \end{aligned} \quad (5.8)$$

$$0.5\omega_0^2 J_1^2(\beta_1) \sin 2\beta_0 = 0. \quad (5.9)$$

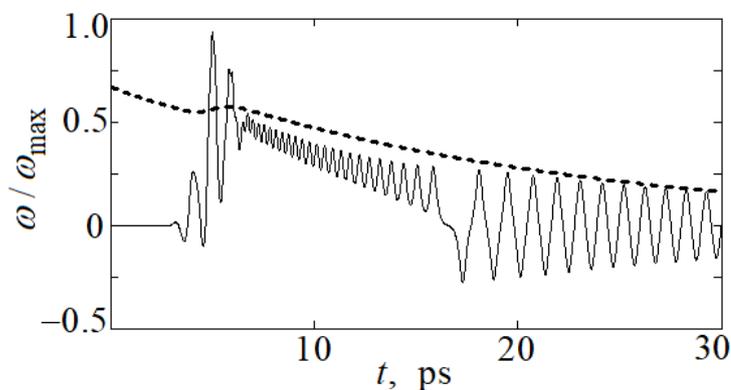
Здесь  $J_n(\beta)$  - функция Бесселя  $n$ -ого порядка,  $f(t) = \exp\left[-\left(\frac{t-t_0}{\sigma}\right)^2\right]$  - огибающая зондирующего импульса и  $\omega_H = \gamma\mu_0 H_{peak}$ .



(а)



(б)



(в)

**Рисунок 5.2** - Терагерцовый импульс накачки с частотой  $\Omega/2\pi = 1$  ТГц, шириной импульса  $\sigma = 1$  пс, временем задержки огибающей импульса  $t_0 = 5$  пс (а) и численное решение дифференциального уравнения (5.5) для откликов спиновой системы антиферромагнетика  $\omega / \omega_{\max} = (1/\omega_{\max}) d\varphi/dt$  на импульсы накачки с амплитудами 0.1 Т (б) и 0.4 Т (в).

Результаты решения укороченных уравнений (5.8), (5.9) для производной  $d\varphi/dt$  представлены на рис.5.2,б,в в сравнении с решением исходного уравнения (5.5). Таким образом, полученное уравнение для огибающей является адекватным приближением исходной модели (5.5) при изучении откликов системы на терагерцовые импульсы накачки.

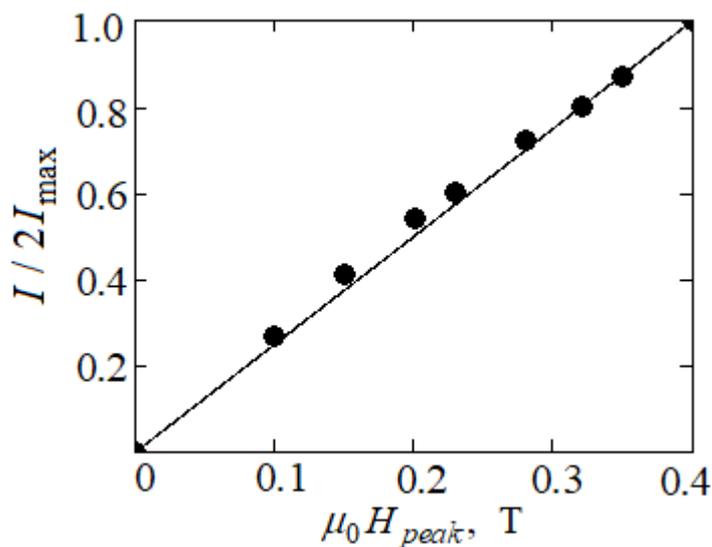
В эксперименте с помощью фотодетекторов регистрировали квадрат отклика электрического поля  $E_z^2(t)$  антиферромагнетика. В предлагаемой модели  $E_z^2(t)$  рассчитывается с помощью последовательного решения уравнения Максвелла внутри и вне образца в частотной области, сшивая решений на границе и применения обратного преобразования Фурье

$$E_z(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_0 \omega \cdot \tilde{m}_z(\omega) d\omega, \quad (5.10)$$

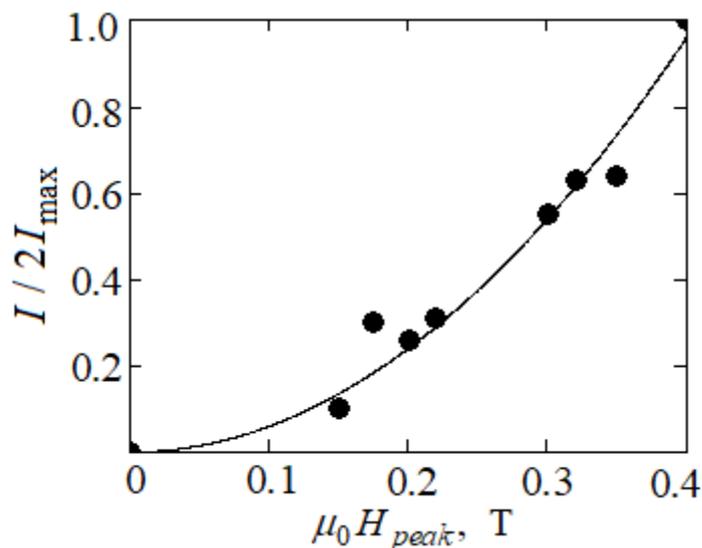
где  $\tilde{m}_z(\omega)$  - преобразование Фурье z-компоненты суммарного вектора намагниченности, рассчитываемый по (5.2) с учётом (5.3), (5.5);  $R_0$  - нормировочный параметр, зависящий от свойств образца (толщины, размеров, показателя преломления). На рис.5.3 представлены нормированные значения интенсивностей амплитуд спектров  $I = E_z^2$  на основной квазиантиферромагнитной моде и на второй гармонике, как функции амплитуды импульса накачки. С ростом амплитуды ТГц-импульса накачки линейно растёт величина отклика спиновой системы на основной квазиантиферромагнитной моде и квадратично – на второй гармонике, что связано с нелинейностью системы. Точками на рис.5.3 показаны результаты эксперимента. Как видно из рисунка, рассчитанные с помощью предлагаемой теоретической модели зависимости согласуются с экспериментальными данными.

Таким образом, развита теория возбуждения нелинейных спиновых колебаний в антиферромагнетике под действием терагерцовых импульсов электромагнитного поля при изменении частоты и амплитуды ТГц-импульса. Показано, что, согласно предлагаемой модели, с ростом амплитуды ТГц-импульса

накачки линейно растёт величина отклика спиновой системы на основной (резонансной) квазиантиферромагнитной моде и квадратично – на второй гармонике. Предлагаемая математическая модель может использоваться для анализа нелинейных процессов широкого класса антиферро- и ферромагнетиков.



(a)



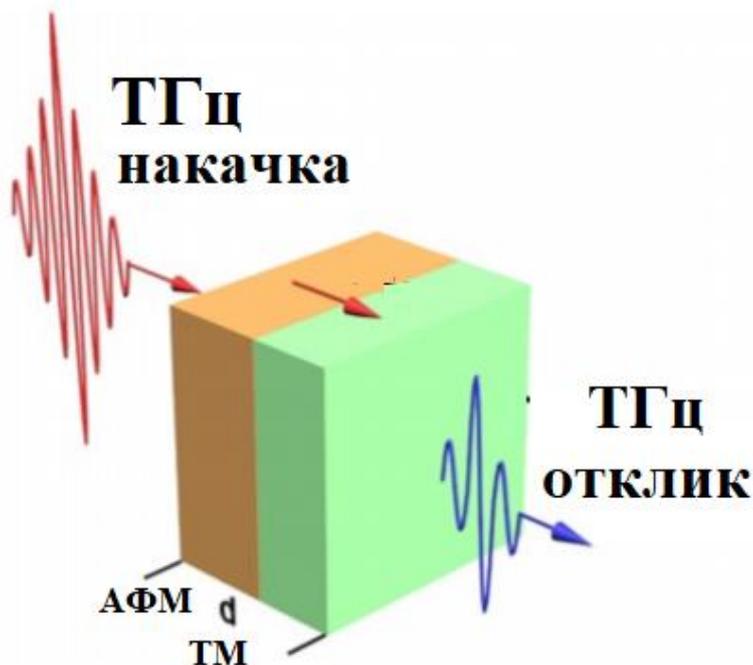
(б)

**Рисунок 5.3.** - Зависимости нормированной амплитуды отклика спиновой системы антиферромагнетика  $I/2I_{max}$  (на примере оксида никеля) от величины амплитуды импульса накачки  $\mu_0 H_{reak}$  на квазиантиферромагнитной моде 1 ТГц (а) и на второй гармонике 2 ТГц (б). Точками показаны результаты эксперимента.

### 5.3. Возбуждение нелинейных спиновых колебаний в антиферромагнетике со слабым ферромагнетизмом под действием ТГц импульсов накачки

В данном разделе исследована модель возбуждения нелинейных спиновых колебаний в антиферромагнетике со слабым ферромагнетизмом (в силу взаимодействия Дзялошинского-Мория) под действием ТГц импульсов накачки. На примере рассмотрим структуру гематит-платина, где платина, как тяжелый нормальный металл используется для преобразования спиновых колебаний в спиновый ток и в результате спинового эффекта Холла, в электрический ток. Подобную структуру в литературе принято называть ТГц-эмиттером.

На рис.5.4 схематически изображен двухслойный терагерцевый эмиттер, состоящий из платины и гематита ( $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ) при возбуждении ТГц импульсами. Терагерцевые импульсы накачивают магнитную систему  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  и посредством спиновой накачки возникает спиновый ток, втекающий в слой платины. Обратный спиновый эффект Холла преобразует спиновый ток в пикосекундный импульс поперечного зарядового тока. В результате электромагнитная волна с частотой резонанса (в частности, зависит от временного профиля импульса), генерируется зарядовым током. Этот ТГц импульс излучается из плоскости пленки, причем его поляризация задается направлением электрического тока. Мы не принимаем во внимание внешнее постоянное магнитное поле, которое могло бы переориентировать магнитные подрешетки в АФМ. Поскольку внешнее поле не приложено к образцу, две магнитные моды в АФМ являются вырожденными. Объемное взаимодействие Дзялошинского – Мория внутри слоя АФМ приводит к скосу намагниченностей  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  подрешеток АФМ, создавая тем самым небольшую суммарную намагниченность. После возбуждения терагерцевым импульсом намагниченность каждой подрешетки  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  периодически прецессирует вокруг положения равновесия.

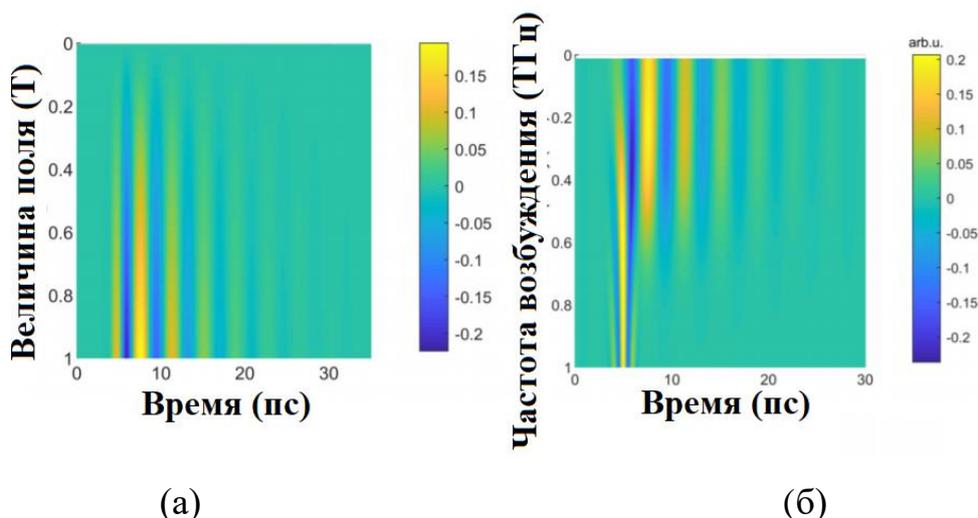


**Рисунок 5.4** - Схематическое изображение ТГц эмиттера на основе структуры АФМ/ТМ.

В результате воздействия переменного магнитного поля на структуру намагниченности АФМ смещаются от их равновесных состояний. После окончания действия импульса магнитные моменты прецессируют к положению равновесия. Амплитуда этих нелинейных колебаний сильно зависит от амплитуды и частоты возбуждения [см. Рис. 5.5 (а) и 5.5 (б)]. Увеличение амплитуды постоянного магнитного поля приводит к тому, что колебания наблюдаются более отчетливо, и после того, как амплитуда магнитного поля достигает 0.6 Тл, отклик образца становится похожим на форму волны возбуждения. В качестве математической модели, используемой для моделирования в данном разделе, используем маятниковую модель вида (5.6), дополненную слагаемым, характеризующим взаимодействие магнитной компоненты переменного поля и магнитной подсистемы

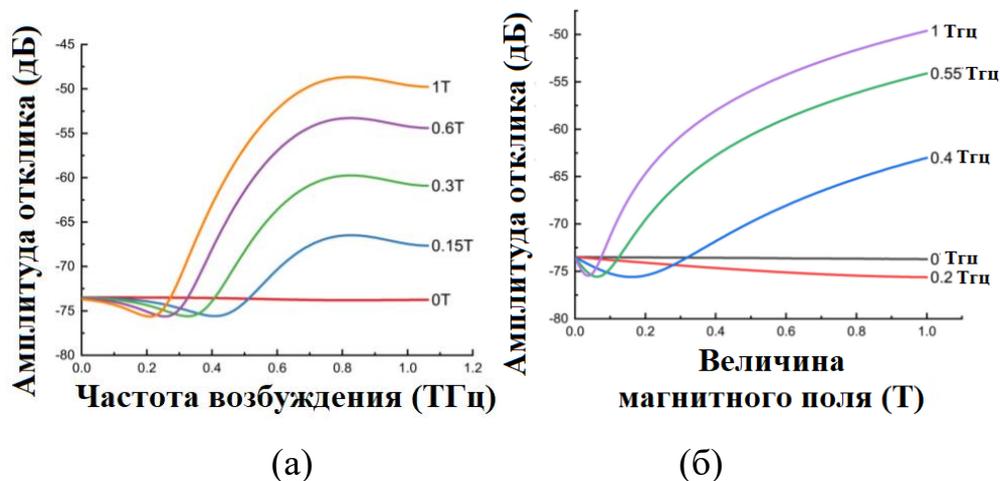
$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \alpha\omega_{ex} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_{AFMR}^2}{2} \sin 2\varphi + \omega_{dmi}\omega(t)\cos\varphi = \frac{d\omega(t)}{dt}, \quad (5.11)$$

где  $\omega_{dmi} = \gamma H_{dmi}$  (см. подробнее главу 4).



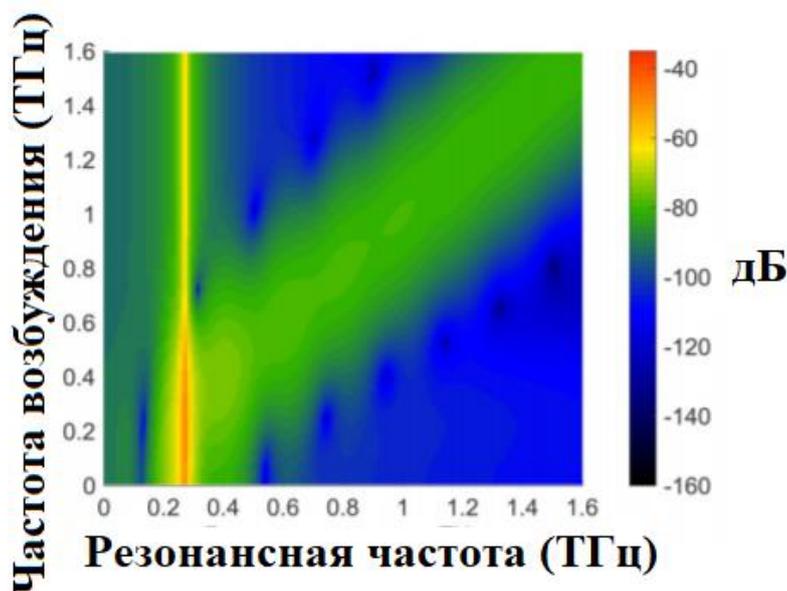
**Рисунок 5.5** – Двумерные временные зависимости терагерцовых откликов системы при различных значениях максимального приложенного магнитного поля от 0 до 1 Тл (а) и частотах возбуждения от 0 до 1 ТГц (б).

Амплитуда прецессии АФМ также зависит как от амплитуды переменного магнитного поля, так и от частоты импульса возбуждения [см. Рис. 5.6 (а,б)]. Увеличение частоты возбуждения приводит к нелинейному поведению амплитуды прецессии АФМ, так что в выходной волне наблюдаются гармоники. Этот рост имеет пиковую точку, после которой амплитуда начинает медленно уменьшаться. Амплитуда основной частоты также нелинейно возрастает с увеличением амплитуды входного терагерцового импульса.



**Рисунок 5.6** – Зависимости амплитуды отклика АФМ резонатора от (а) частоты возбуждения и (б) приложенного магнитного поля.

На рис.5.7 показана двумерная зависимость полного полученного спектра от частоты внешнего возбуждения для амплитуды постоянного магнитного поля  $H_{\max}=0.15$  Тл. Очевидно, что в зависимости от частоты возбуждения в резонаторе помимо частоты собственных колебаний, возбуждается дополнительная гармоника. Частота этой дополнительной гармоники в точности совпадает с частотой внешней электромагнитной волны и не является собственной частотой магнитной системы. На рис.5.7 представлены нормированные значения интенсивностей амплитуд спектров  $I = E_z^2$  на основной антиферромагнитной моде. С ростом амплитуды ТГц-импульса накачки линейно растёт величина отклика спиновой системы на основной моде и квадратично – на второй гармонике, что связано с нелинейностью системы.



**Рисунок 5.7** – Двумерная зависимость спектра возбужденной прецессии АФМ от центральной частоты возбуждения. Приложенная амплитуда переменного магнитного поля составляет  $H_{\max}=0.15$  Т.

Таким образом, в рассмотренной модели возбуждения нелинейных спиновых колебаний терагерцовых частот в резонаторе, построенном на основе гетероструктур «скошенный антиферромагнетик – тяжелый металл» с ростом

амплитуды импульса накачки величина отклика спиновой системы линейно растет на основной (резонансной) антиферромагнитной моде и квадратично на второй гармонике. Можно управлять переключением намагниченностей подрешеток в антиферромагнетике со слабым ферромагнетизмом (взаимодействием Дзялошинского-Мория, для примера - гематит) терагерцовыми импульсами электромагнитного поля.

#### **5.4. Нелинейный антиферромагнитный резонанс в сильных магнитных полях при возбуждении ТГц импульсами**

В настоящее время фундаментальное понимание различных аспектов динамики намагниченности привело к широкому применению ферромагнитных материалов [2], от компаса и от электрических двигателей и генераторов до датчиков, компьютерной памяти и магнитной логики. Напротив, антиферромагнитные материалы, хотя и представляют собой подавляющее большинство магнитоупорядоченных материалов [10], долгое время представляли лишь академический интерес. Лишь в последнее время широкое внимание стали привлекать принципиально иные особенности АФМ. К ним относятся отсутствие результирующей намагниченности и полей рассеяния, что устраняет перекрестные помехи между соседними структурами, что делает АФМ необычайно стабильными. Тот факт, что сильное обменное взаимодействие участвует даже в однородной прецессии АФМ, также в отличие от ферромагнетиков, приводит к более быстрой спиновой динамике. Вместе с тем, управление параметрами спинтронных АФМ устройств достаточно усложнено (см. также главу 4).

Чтобы преодолеть фундаментальные проблемы, связанные с манипулированием АФМ, можно вывести систему из положения равновесия в сильно нелинейный режим и впоследствии переключить состояние внешним воздействием. Для перехода системы в сильно нелинейный режим на АФМ

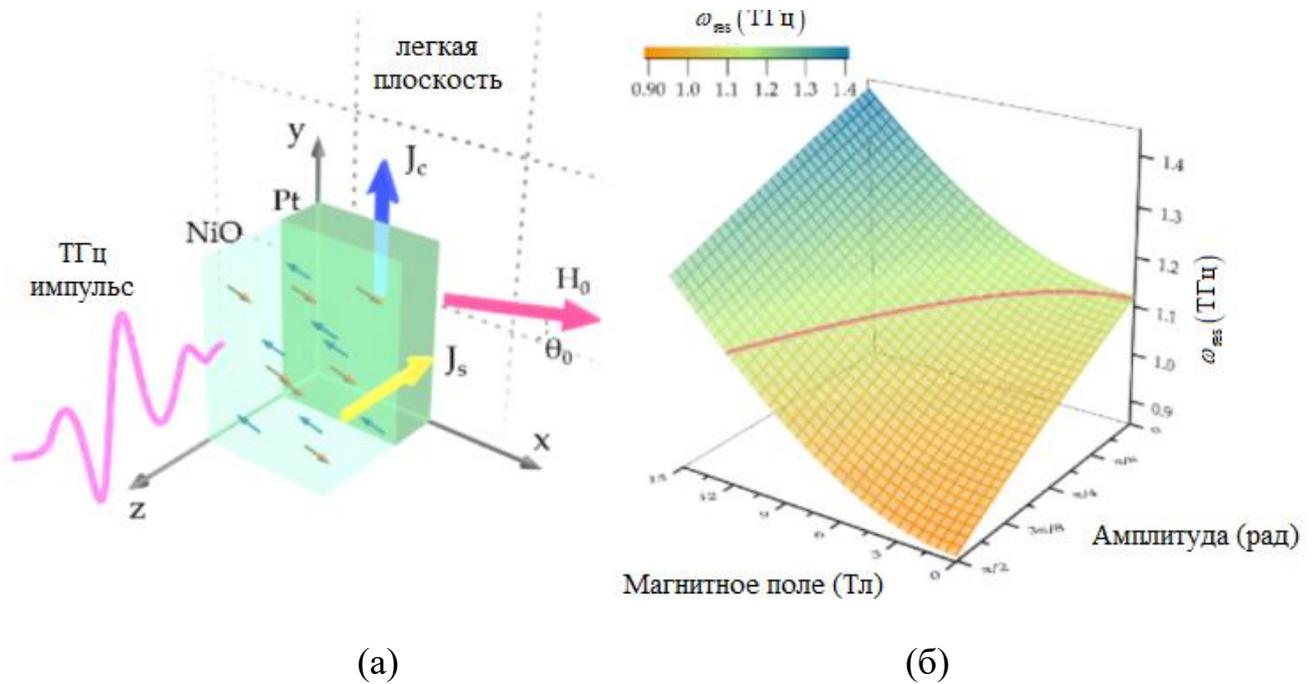
необходимо подавать возбуждения достаточно большой амплитуды, что является существенной проблемой для реализации в эксперименте. С другой стороны, изменение состояния равновесия в АФМ возможно благодаря приложению постоянного магнитного поля достаточно большой величины. Таким образом, для реализации простейших экспериментов по изменению состояния антиферромагнетиков необходима комбинация двух факторов – воздействия возбуждения достаточно большой амплитуды и постоянного магнитного поля.

В данном разделе приведены результаты теоретического и экспериментального исследования *нелинейного резонанса* в оксиде никеля в **сильном магнитном поле**. Детектирование колебаний осуществляется за счет обратного спинового эффекта Холла (см. подробнее главу 3). Рассмотрим двухслойную структуру, состоящую из антиферромагнитного слоя NiO и слоя тяжелого металла (Pt), как показано на рис. 5.8а. Магнитное поле приложено в легкой плоскости NiO и, таким образом, параллельно границе раздела NiO/Pt.

При резонансном возбуждении одной из антиферромагнитных мод оксида никеля ненулевой спиновый ток протекает в соседний слой Pt. Ранее в работе [166] была разработана теоретическая основа для описания инжекции спинов из АФМ в соседний немагнитный материал. Вопреки первоначальной идее о том, что спиновая накачка антипараллельных намагниченностей подрешеток компенсируется, было показано, что когерентные резонансные вращения спинов разных подрешеток вносят вклад в накачиваемый спиновый ток.

Как показано в главе 3, в одноосном антиферромагнетике в нулевом магнитном поле антиферромагнитные моды являются вырожденными  $\omega_1 = \omega_2$ . В результате этого вырождения спиновая накачка, возникающая в результате этих двух мод, равна нулю. Это делает возможным перенос спинового тока в одноосных АФМ типа  $MnF_2$  и  $Cr_2O_3$  только в приложенном магнитном поле для круговой поляризации падающей электромагнитной волны. Однако NiO представляет собой класс двухосных легкоплоскостных антиферромагнетиков. Наличие в этом материале дополнительной, хотя и слабой, плоскостной

анизотропии снимает вырождение  $\omega_1 \neq \omega_2$  и допускает возникновение спинового тока в отсутствии внешнего магнитного поля, что может позволить использовать двухосные легкоплоскостные антиферромагнетики для приложений в телекоммуникации.



**Рисунок 5.8.** - Возбуждение антиферромагнитного резонанса в NiO. (а) Геометрия эксперимента, здесь  $\mathbf{J}_s$  - спиновый ток,  $\mathbf{J}_c$  - зарядовый ток,  $H_0$  - величина подмагничивающего поля,  $\theta_0$  - угол между легкой плоскостью образца и направлением поля  $\mathbf{H}_0$ . (б). Зависимость частоты АФМ резонанса в зависимости от амплитуды стационарной прецессии вектора Нееля и приложенного магнитного поля. Розовая линия — контурная линия, где частота АФМР составляет 1,1 ТГц, как в малоамплитудном приближении, так и в нулевом приложенном поле.

Математической моделью, описывающей динамику АФМ под действием внешнего постоянного и переменного поля, является уравнение сигма-модели, представленная в главе 3, которая при параметризации вектора Нееля полярным  $\varphi(t)$  и азимутальными углами  $\theta(t)$  имеет вид:

$$\sin^2 \theta \cdot \left( \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \gamma_{eff} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\sin 2\varphi}{2} \left( \omega_{EA} \omega_{ex} + \omega_y^2 - \omega_x^2 \right) \right) + 2\gamma (\mathbf{l} \cdot \mathbf{H}_0) \sin \theta \cdot \frac{d\theta}{dt} + \omega_x \omega_y \sin^2 \theta \cos 2\varphi + \sin 2\theta \frac{d\varphi}{dt} \frac{d\theta}{dt} = \gamma \left( \mathbf{l} \cdot \frac{d\mathbf{h}_{ac}}{dt} \right) \cos \theta, \quad (5.12)$$

$$\frac{d^2 \theta}{dt^2} + \gamma_{eff} \frac{d\theta}{dt} - \frac{\sin 2\theta}{2} \left( \omega_{HA} \omega_{ex} + \omega_{EA} \omega_{ex} \cos^2 \varphi - \left( \omega_x^2 \cos^2 \varphi + \omega_y^2 \sin^2 \varphi \right) \right) - 2\gamma (\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{H}_0) \sin \theta \cdot \frac{d\theta}{dt} + \omega_x \omega_y \frac{\sin 2\theta}{2} \sin 2\varphi = \gamma \left( \frac{dh_{AC,x}}{dt} \sin \varphi - \frac{dh_{AC,y}}{dt} \cos \varphi \right), \quad (5.13)$$

где  $\omega_{x,y} = \gamma \cdot \left( \begin{pmatrix} \mathbf{x} \\ \mathbf{y} \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H}_0 \right)$ ,  $h_{AC,[x,y]}$  - проекции вектора  $\mathbf{h}_{AC}$  на оси  $\mathbf{x}, \mathbf{y}$ ,

соответственно. В работе численно решалась система нелинейных уравнений (5.12), (5.13) для различных значений амплитуды  $h_{AC}$  и частоты  $\omega$  электромагнитной волны. Зависимость частоты АФМ резонанса, как функции магнитного поля и амплитуды внешнего воздействия представлена на рис.5.8б.

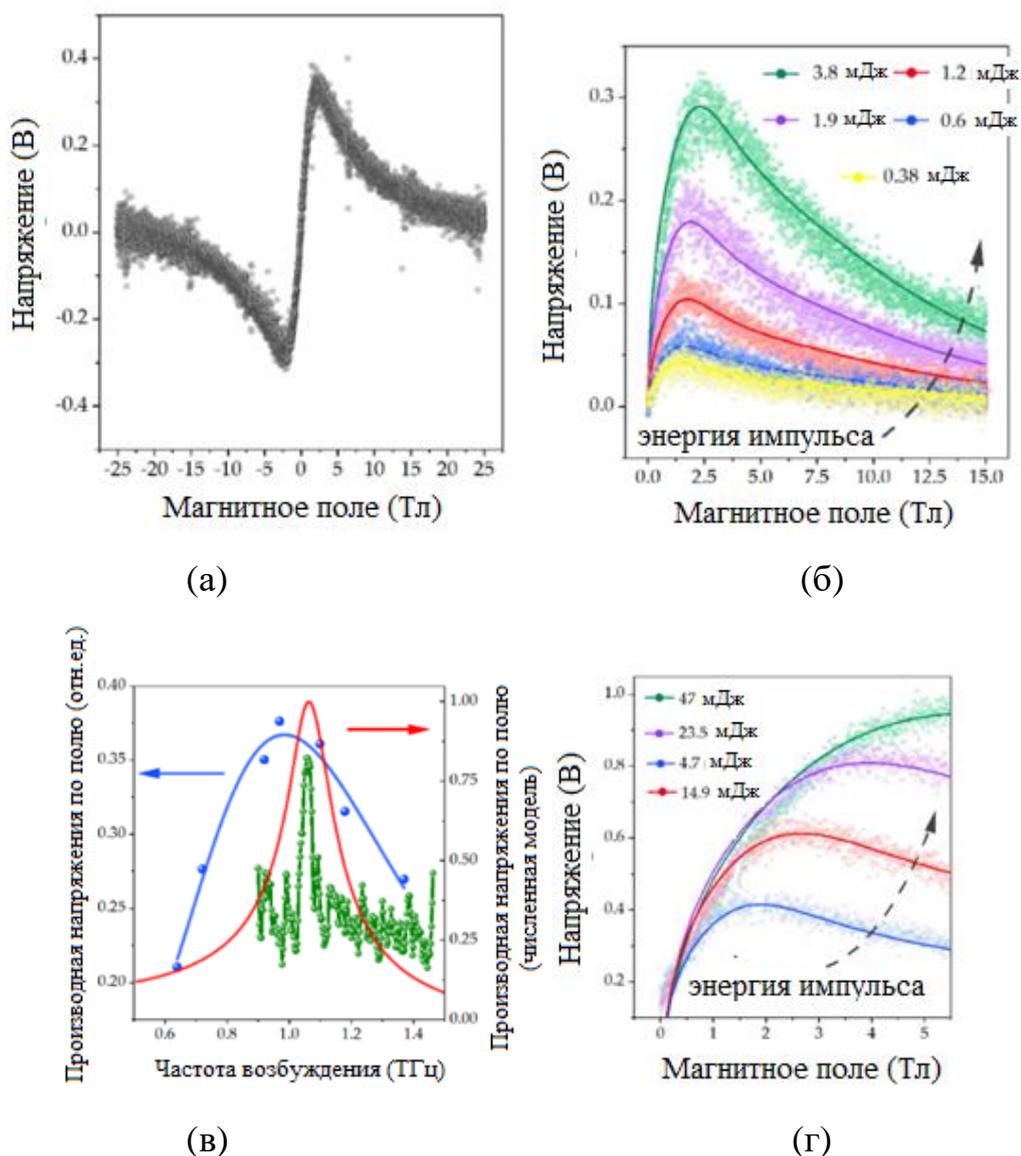
Частоту АФМР можно найти, решив численно нелинейные уравнения (5.12), (5.13). Соответствующие зависимости представлены на рис.5.8б. Соответствующую зависимость частоты  $\omega_{res}$  резонансной антиферромагнитной моды NiO от амплитуды стационарных колебаний  $A_0$  можно аппроксимировать уравнением:

$$\omega_{res} = \sqrt{\omega_{ex} \omega_{HA} + \kappa \cdot \omega_H^2 - N \cdot A_0^2}, \quad (5.14)$$

где  $\kappa, N$  - феноменологические константы, которые могут быть найдены путем аппроксимации экспериментальных данных,  $\omega_H = \gamma H_0$ . Как видно из уравнения (5.14) постоянное магнитное поле увеличивает резонансную частоту, а при увеличении амплитуды уменьшается (при положительных коэффициентах  $\kappa, N$ ). Таким образом, два эффекта могут компенсировать друг друга. Отстройка частоты АФМР от ее резонансного значения (таким образом, для NiO она составляет 1,1 ТГц при комнатной температуре) по-прежнему приводит к прецессии АФМ большой амплитуды, однако меньшей, чем в резонансе.

На рис.5.9а показана зависимость измеренного выпрямленного напряжения на платине от величины приложенного магнитного поля при наличии падающего на образец излучения с центральной частотой 1,1 ТГц. Стоит отметить, что измеренная кривая антисимметрична по магнитному полю, что связано со сменой знака спинового тока, втекающего в слой Pt. Это согласуется с поведением АФМ моды в зависимости от поля, представленной в экспериментах [190], и симметрии обращения времени. Однако сильно немонотонное поведение напряжения в зависимости от магнитного поля и интенсивности возбуждения менее очевидно.

На рис.5.9б,г показаны участки зависимости выпрямленного напряжения в положительном магнитном поле, измеренные для различных интенсивностей ТГц излучения, а также для частот возбуждения в резонансе и вне резонанса. Отметим, что качественно форма зависимостей похожа как при резонансном возбуждении (1.1 ТГц, рис. 5.9б), так и при нерезонансном (0.72 ТГц, рис. 5.9г). Выделим ряд особенностей. В умеренных приложенных магнитных полях и при высокой интенсивности возбуждения (см., например, рис. 5.9г в полях менее 1.5 Тл) наблюдаемый выпрямленный сигнал практически не зависит от интенсивности. Таким образом, кривые для энергии импульса 23.5 и 47 мДж следуют точно такой же траектории вплоть до поля свыше 2 Тл. Также зависимость при более низкой энергии импульса 14.9 мДж имеет такой же наклон вплоть до поля 1 Тл. Это явно указывает на то, что наблюдаемый процесс возбуждения является сильно нелинейным. С другой стороны, такое поведение также напрямую исключает тепловые эффекты, такие как термически индуцированный спиновый эффект Зеебека [191], поскольку общая тепловая нагрузка на образец все еще достаточно мала, чтобы гарантировать линейный характер нагрева. Сплошными линиями на рис.5.9б,г показаны результаты численного интегрирования системы уравнений (5.12), (5.13) для подобранных параметров. Как видно, полученные аппроксимирующие зависимости соответствуют экспериментальным данным.

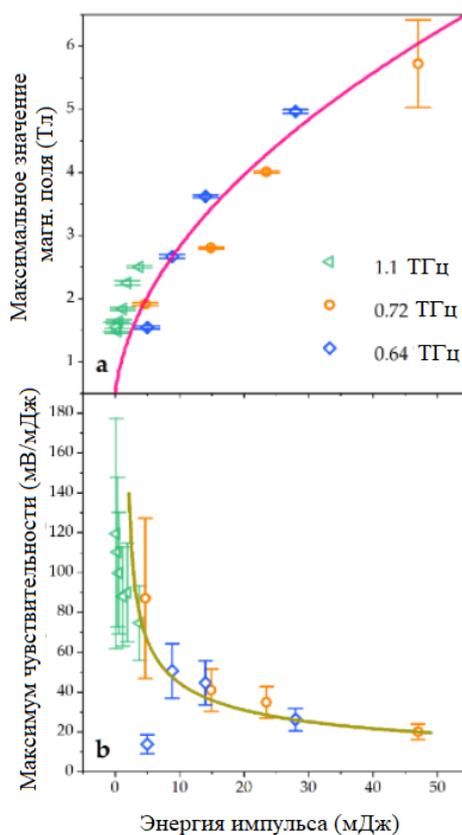


**Рисунок 5.9.** - Нелинейный антиферромагнитный резонанс. (а). Антисимметричная форма выпрямленного напряжения в зависимости от подмагничивающего поля  $H_0$  при частоте возбуждения 1,1 ТГц (б). Зависимость выпрямленного напряжения от величины магнитного поля при различных интенсивностях входного излучения и частоте возбуждения 1,1 ТГц. (в) Резонансное поведение регистрируемых напряжений: синие символы – производная вблизи поля 0 Тл, красные – результаты теоретического моделирования, зеленые – результаты эксперимента по бриллюэновскому рассеянию света. (д) Зависимость выпрямленного напряжения от магнитного поля  $H_0$  для частоты возбуждения 0.72 ТГц с наложением кривых, построенных в результате теоретического анализа [207].

Приложение магнитного поля к системе приводит к двум эффектам. С одной стороны, возникает ненулевой спиновый ток в соседний слой платины, позволяющий детектировать антиферромагнитную прецессию благодаря обратному спиновому эффекту Холла. Из-за этого в слабых магнитных полях наблюдается пропорциональность выпрямленного напряжения от величины поля. С другой стороны, приложенное поле также меняет частоту АФМР (рис.5.8б). В сильных полях этого изменения становится достаточно, чтобы вывести систему из резонанса. При этом возбуждение становится менее эффективным и приводит к уменьшению амплитуды АФМР, а также выпрямленного напряжения. Величина поля, при которой это происходит, фактически зависит от интенсивности возбуждения: чем выше интенсивность, тем больше энергетическое уширение резонансной линии, и, следовательно, требуется более сильное поле, чтобы преодолеть условие резонанса. Таким образом, в эксперименте мы наблюдаем смещение максимума выпрямленного напряжения в более высокие поля (рис. 5.9б,г). Форма кривых и сдвиг максимума очень хорошо описываются теорией нелинейного АФМР, что подтверждается теоретическими кривыми, построенными интегрированием системы уравнений (5.12), (5.13).

Измерения проводились для ряда частот вблизи АФМР оксида никеля. Качественно одна и та же тенденция наблюдается для разных значений центральной частоты падающего ТГц-излучения. Вместе с тем, в экспериментах был зарегистрирован значительный сдвиг локального максимума в магнитном поле. На рис.5.10 показана зависимость нормированной высоты максимума выпрямленного напряжения в зависимости от энергии макроимпульса для разных частот возбуждения. Как видно зависимости как при резонансе, так и вдали от резонанса практически совпадают. Это объясняется тем, что в результате высокоамплитудного возбуждения нелинейный резонанс накачивается до насыщения при смещении резонансной частоты в соответствии с зависимостью, показанной на рис.5.8б. Полученные экспериментальные данные соответствуют зависимости (5.14). Отметим, что сплошная кривая на рис.5.10 взята

непосредственно из рис.5.8б, где она характеризует сечение постоянной частоты на двумерной поверхности. Таким образом, на взаимодействие противодействующих механизмов изменения частоты за счет изменения магнитного поля и амплитуды колебаний (см. рис.5.8б) мощность возбуждения может влиять лишь слабо, поскольку амплитуда прецессии вектора Нееля нелинейно зависит от амплитуды возбуждения. Это еще одно убедительное доказательство резко нелинейного поведения спиновой динамики АФМ в описанных экспериментах.



**Рисунок 5.10.** - Особенности немонотонного поведения выпрямленного напряжения, отражающие нелинейный АФМ резонанс [207]. (а) Положение пика АФМР в магнитном поле в зависимости от мощности падающего излучения. (б) Зависимость нормированной величины максимального выпрямленного напряжения от мощности входного импульса, где сплошной линией показан результат математического моделирования уравнений (5.12), (5.13).

### 5.5. Выводы по главе 5

Итак, в данной главе исследована нелинейная динамика антиферромагнитных наноструктур под действием терагерцевого излучения.

Сформулируем основные выводы по главе:

1. Развита теория возбуждения нелинейных спиновых колебаний в антиферромагнетике под действием ТГц-импульсов электромагнитного поля при изменении частоты и амплитуды ТГц-излучения. Показано, что, согласно предлагаемой модели с ростом амплитуды ТГц-импульса накачки величина отклика спиновой системы линейно растет на основной (резонансной) квазиантиферромагнитной моде и квадратично на второй гармонике. Проведено сопоставление полученных теоретически зависимостей интенсивностей амплитуд отклика образца на основной моде и на второй гармонике с экспериментальными, свидетельствующее в пользу применимости развитого метода анализа происходящих под действием терагерцевых электромагнитных импульсов динамических процессов в антиферромагнетиках. Развита метод усреднения, позволяющий определить огибающую отклика вектора Нееля АФМ на внешнее терагерцевое излучение. Предлагаемая математическая модель может использоваться для анализа нелинейных процессов широкого класса антиферро- и ферромагнетиков.

2. Была описана приближенная нелинейная теория спинтронного эмиттера терагерцевого диапазона на основе скошенного антиферромагнетика. Представлена модель, учитывающая возбуждение нелинейных колебаний вектора Нееля в антиферромагнетике с помощью терагерцевых импульсов электромагнитного поля. Установлено, что с увеличением амплитуды импульса накачки отклик спиновой системы нелинейно возрастает в основной квазиантиферромагнитной моде. Показана возможность управления траекторией вектора Нееля путем изменения амплитуды и частоты пика терагерцевого импульса.

3. Представлены результаты теоретического и экспериментального исследования нелинейного резонанса антиферромагнетика в зависимости от приложенного магнитного поля. Показано, что амплитуда возбуждаемых колебаний вектора Нееля при резонансе не зависит от интенсивности возбуждения. При этом наблюдается немонотонное поведение спиновой накачки в соседний слой тяжелого металла, что связано со встречными сдвигами частоты: в результате сильного магнитного поля и высокоинтенсивного возбуждения ТГц электромагнитным излучением. Сравнение результатов измерений детектируемого за счет обратного спинового эффекта Холла напряжения с результатами анализа нелинейной модели, полученной в работе, показало хорошее совпадение полученных теоретически результатов с экспериментом [207].

## ГЛАВА 6. ВНЕШНЯЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ СПИНТРОННОГО ОСЦИЛЛЯТОРА

### 6.1. Постановка задачи

Синхронизация внешним гармоническим воздействием (ВГВ) является одним из возможных способов синхронизации автогенераторов для уменьшения уровня фазовых шумов. При этом существует возможность реализации прямой синхронизации, когда источник переменного синхросигнала непосредственно воздействует на синхронизируемый автогенератор, а также не прямой, или косвенный тип, при котором источник воздействует не напрямую, а через дополнительную схему связи, чаще всего реализуемую в виде системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). Экспериментально была показана возможность реализации ВГВ ферромагнитных СО как в прямом, так и в косвенном случаях. Прикладная необходимость исследования внешней синхронизации СО обусловлена возможностью реализации миниатюрных синтезаторов частот и спектроанализаторов.

Целью данного раздела является исследование динамических режимов и шумовых свойств систем синхронизации ВГВ и ФАПЧ СО. На первом этапе описана динамика системы внешней синхронизации ферромагнитного СО, построены области синхронизма и проведено сравнение полосы синхронизма системы синхронизации ВГВ с системой ФАПЧ. На втором этапе построены зависимости амплитудных и фазовых шумов СО при разных температурах и разных амплитудах внешнего воздействия. На третьем этапе проведено сравнение шумовых свойств СО, синхронизированных ВГВ и ФАПЧ. Далее исследована динамика и шумовые свойства системы ФАПЧ СО. Проведен анализ сравнения между внешней синхронизацией ферромагнитных и антиферромагнитных СО. В заключении проанализированы схемы синтезаторов дискретной сетки частот и спектроанализатора, построенных на основе СО. Полученные в данной главе результаты были опубликованы в [A13, A19, A22-A25, A28, A32, A34, A37].

## 6.2. Прямая синхронизация СО периодическим внешним воздействием

В качестве математической модели ферромагнитного СО при ВГВ примем модель, полученную в работе [67] А. Славиным и В. Тиберкевичем, записываемую относительно комплексной амплитуды намагниченности в следующем виде:

$$\frac{dc}{dt} + j(\omega_0 + N|c|^2)c + \Gamma_G [(\zeta - 1) - (\zeta + Q)|c|^2]c = \Lambda \cdot e^{-j\omega_{\text{вн}}t - j\varphi_{\text{вн}}} + n(t) \quad (6.1)$$

где  $\Lambda$  – нормированная амплитуда внешнего воздействия, а  $\omega_{\text{вн}}$  – его частота,  $\omega_0$  – частота резонанса СО,  $N$  – коэффициент неизохронности,  $\Gamma_G = \alpha\omega_0$ ,  $\alpha$  – константа затухания Гильберта,  $\zeta = I / I_{th}$  – фактор самовозбуждения (надкритичность),  $I$  – ток через СО (в мА) и  $I_{th}$  – критический ток в автономном СО,  $Q=2$  – феноменологический параметр [67],  $n(t)$  – аддитивная шумовая добавка, вызванная тепловыми флуктуациями намагниченности материала.

Используем подход, аналогичный описанному в [67]. Методом медленно меняющихся амплитуд получим укороченные уравнения относительно амплитуды намагниченности  $U(t)$  и разности фаз СО и ВГВ  $\Psi(t) = \varphi(t) + (\omega_0 - \omega_{\text{вн}})t$

$$\begin{cases} \frac{dU}{dt} = \Gamma_G U \cdot (a_0 - U^2) + \Lambda \cdot \cos \Psi, \\ \frac{d\Psi}{dt} = \Delta\omega + NU^2 - \frac{\Lambda}{U} \sin \Psi. \end{cases} \quad (6.2)$$

где  $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_{\text{вн}}$ ,  $a_0 = \frac{\zeta - 1}{\zeta + Q}$ .

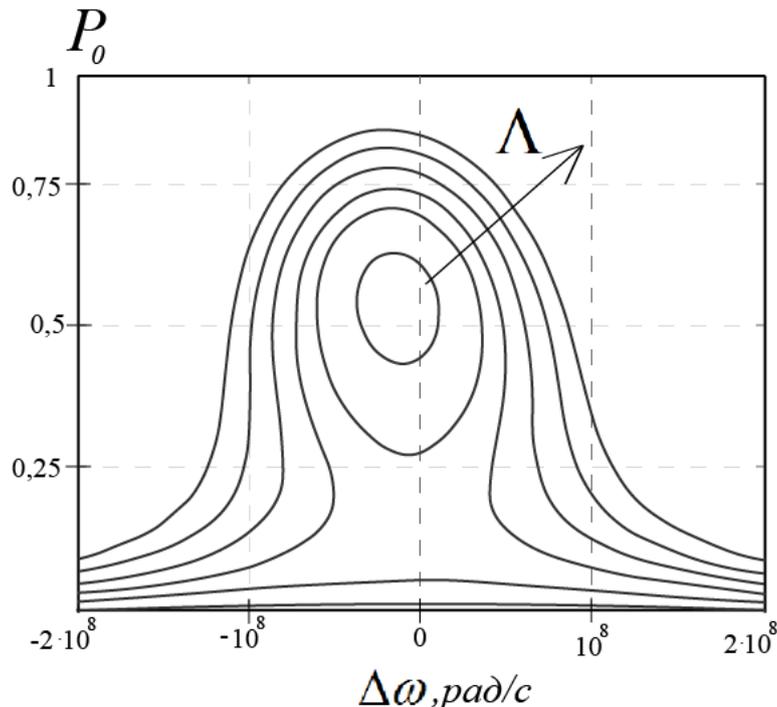
Приравняем левые части (6.2) к нулю, оставим в правых частях только тригонометрические функции и возводя полученные выражения в квадрат и складывая, получим уравнение:

$$\Lambda^2 = P_0(\Delta\omega + N \cdot P_0)^2 + \Gamma_G^2 P_0(a_0 - P_0)^2 \quad (6.3)$$

где  $P_0 = U_0^2$  – стационарная мощность синхронизированного СО. Уравнение (6.3) является алгебраическим уравнением третьего порядка относительно  $P_0$ . Решая уравнение (6.3) относительно  $\Delta\omega$  можно сократить порядок уравнения до второго, тем самым упростив задачу построения резонансных кривых

$$\Delta\omega^2 + 2\Delta\omega NP_0 + \Gamma_G^2(a_0 - P_0)^2 - \frac{\Lambda^2}{P_0} = 0 \quad (6.4)$$

Для построений резонансных кривых, показанных на рис.1, приняты следующие параметры системы:  $\omega_0 / 2\pi = 12,46$  ГГц,  $\Gamma_G = a_G \omega_0 / 2\pi = 1,246 \cdot 10^8$  Гц,  $N = 0,1 \cdot \Gamma_G = 1,246 \cdot 10^7$  рад/с. Амплитуда внешнего воздействия  $\Lambda$  при этом имеет ряд значений:  $\Lambda = 0,2 \cdot \Gamma_G$ ,  $\Lambda = 0,4 \cdot \Gamma_G$ ,  $\Lambda = 0,5 \cdot \Gamma_G$ ,  $\Lambda = 0,6 \cdot \Gamma_G$ ,  $\Lambda = 0,7 \cdot \Gamma_G$ ,  $\Lambda = 0,8 \cdot \Gamma_G$ .

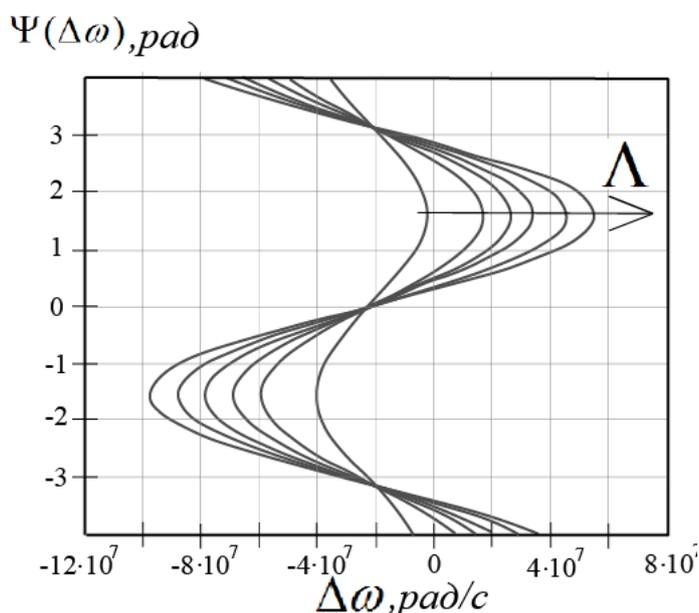


**Рис.6.1.** Резонансные кривые при внешней синхронизации СО.

Из второго уравнения системы (6.2), при условии равенства нулю производной разности фаз, можно найти относительную разность фаз  $\Psi(t)$  и построить ФЧХ при тех же значениях  $\Lambda$  :

$$\Psi(\Delta\omega) = \arcsin\left(\frac{\Delta\omega + N \cdot U^2}{\Lambda} \cdot U\right) \quad (6.5)$$

Из рис.6.2 можно сделать вывод, что с ростом амплитуды внешнего воздействия  $\Lambda$  крутизна фазовой характеристики падает. Также с ростом  $\Lambda$  увеличивается протяженность линейного участка фазовой характеристики.



**Рис.6.2.** Фазовые характеристики СО при внешнем гармоническом воздействии.

Проведем анализ динамики СО при периодическом внешнем воздействии методом фазовой плоскости. При малых амплитудах внешнего воздействия в зоне синхронизма (рис.6.3) имеются три неподвижные точки – неустойчивое седло, устойчивый узел и устойчивый фокус. При увеличении  $\Delta\omega$  на границе зоны синхронизма происходит седло–узловая бифуркация, с исчезновением устойчивого узла и седла и рождением предельного цикла. Система при этом находится в асинхронном режиме. Для больших внешних воздействий появляется явление полосы захвата [161].

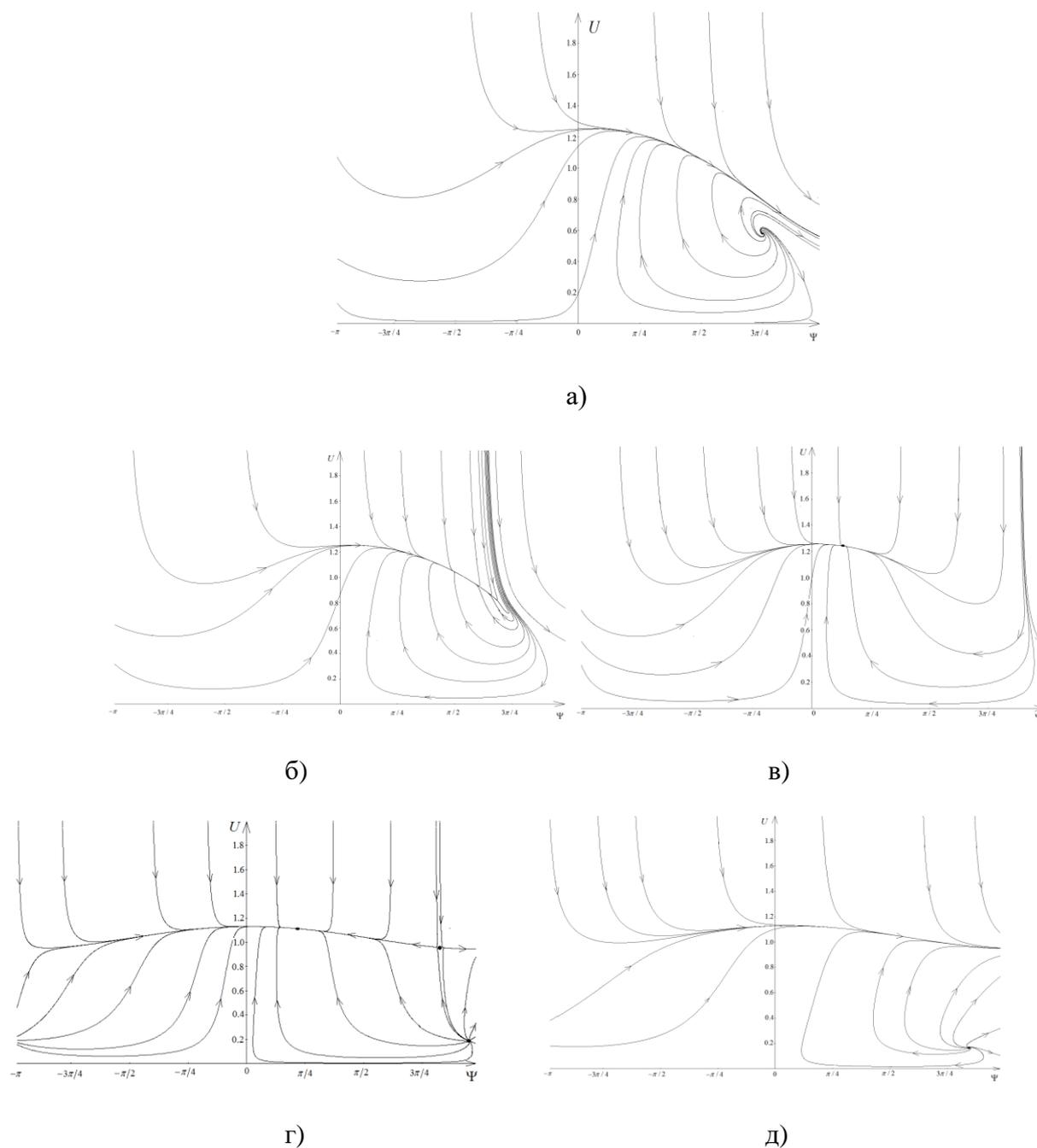
Отметим, что уравнение (6.3) – алгебраическое 3 порядка по  $P_0$ , может иметь одно или три действительных решения. Соответственно в системе может быть одна или три неподвижные точки. Для определения устойчивости неподвижных точек найдем матрицу линеаризации  $M$  для малых отклонений относительно положений равновесия в виде:

$$M = \begin{pmatrix} a_0 - 2P_0 & -\Lambda \sin \Psi_0 \\ 2N\sqrt{P_0} + \frac{\Lambda}{P_0} \sin \Psi_0 & -\frac{\Lambda}{\sqrt{P_0}} \cos \Psi_0 \end{pmatrix}. \quad (6.6)$$

Проведем бифуркационный анализ системы (6.2), проанализировав устойчивость стационарных состояний варьируя разность частот  $\Delta\omega$  и амплитуду внешнего воздействия  $\Lambda$ , исследуя фазовый портрет системы на плоскости  $(U, \Psi)$ . Если внешнего воздействия нет и частотная расстройка велика, то на фазовой плоскости имеется замкнутая траектория – устойчивый предельный цикл второго рода. Существует также неустойчивый фокус. Аналогичная ситуация наблюдается и при больших амплитудах внешнего воздействия (рис.6.3а). По мере уменьшения частотной расстройки к границе области синхронизации (рис.6.3б) движение изображающей точки по предельному циклу становится очень медленным и на границе останавливается. Внутри области синхронизма на фазовой плоскости присутствует инвариантная кривая, составленная из фазовых траекторий, причем она состоит из двух частей, по которым движение происходит в противоположных направлениях. На этой кривой существуют две неподвижные точки – устойчивый узел и неустойчивое седло (рис.6.3в). На границе области синхронизации происходит бифуркация Андронова-Хопфа.

При малых амплитудах внешнего воздействия в зоне синхронизма (рис.6.3г) имеются три неподвижные точки – две неустойчивые (фокус и седло) и одна устойчивая (узел). При увеличении амплитуды внешнего воздействия две неустойчивые точки – фокус и седло начинают сближаться. Затем они сливаются и исчезают. В результате имеется только одна устойчивая точка – узел,

отвечающая за установившийся режим (рис.6.3в). При малых амплитудах воздействия на границе зоны синхронизма происходит другой тип бифуркации – седло-узловой, с исчезновением устойчивого узла и седла и рождением предельного цикла (рис.6.3д).



**Рис.6.3.** Фазовые портреты системы ( $N/\Gamma_G = 0.1, a_0 = 1.1$ ) при больших  $\Lambda/\Gamma_G = 0.6, a_0 = 1.1, \Delta\omega/\Gamma_G = 0.7$  (а),  $\Delta\omega/\Gamma_G = 0.59$  (б),  $\Delta\omega/\Gamma_G = 0.1$  (в) и малых амплитудах внешнего воздействия  $\Lambda/\Gamma_G = 0.2, \Delta\omega/\Gamma_G = 0$  (г),  $\Delta\omega/\Gamma_G = 0.5$  (д).

Таким образом, плоскость параметров – амплитуда воздействия и разность частот  $(\Lambda, \Delta\omega)$  может быть разделена на области, характеризующие зоны с различным бифуркационным сценарием. Найдём точные количественные выражения, характеризующие область седло-узловых бифуркаций.

Границу седло-узловой бифуркации, как известно [161], можно найти путем дифференцирования по стационарной мощности  $P_0$  выражения (6.3). Имеем в итоге следующее уравнение относительно  $P_0$ :

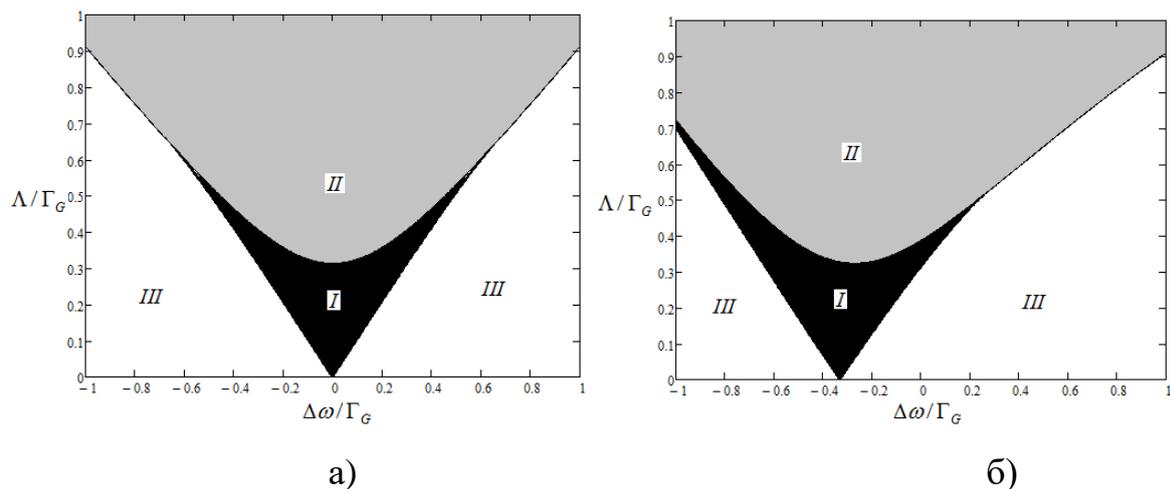
$$3 \cdot (\Gamma_G^2 + N^2) P_0^2 + 4(\Delta\omega N - a_0 \Gamma_G^2) P_0 + (\Gamma_G^2 a_0^2 + \Delta\omega^2) = 0. \quad (6.7)$$

откуда

$$P_{01,2} = \frac{-2(\Delta\omega N - a_0 \Gamma_G^2) \pm \sqrt{4(\Delta\omega N - a_0 \Gamma_G^2)^2 - 12(\Gamma_G^2 + N^2)(\Gamma_G^2 a_0^2 + \Delta\omega^2)}}{3(\Gamma_G^2 + N^2)}. \quad (6.8)$$

При подстановке (6.8) в (6.3) получаем границу седло-узловой бифуркации (зоны синхронизма) на плоскости параметров  $(\Lambda, \Delta\omega)$ . Зону бифуркаций Андронова-Хопфа находим численным моделированием системы уравнений (6.2).

На рис.6.4а представлена плоскость параметров изохронного СО под внешним воздействием с 3 характерными областями. В области I существуют три состояния равновесия (зона седло-узловых бифуркаций), II – область, в которой существует единственное состояние равновесия (зона, ограниченная линиями бифуркаций Андронова-Хопфа) и III – область асинхронных колебаний. При наличии и возрастании параметра неизохронности  $N$  язык синхронизации изменяет свою форму (рис.6.4б), становясь асимметричным и смещается вдоль оси частот на величину  $N$  (в зависимости от знака  $N$  в правую или в левую стороны).



**Рис.6.4.** Зона синхронизма СО под внешним воздействием для изохронного  $N/\Gamma_G = 0$  (а) и неизохронного  $N/\Gamma_G = 0.3$  (б) случаев. I – область, в которой существуют три состояния равновесия, II – область, в которой существует единственное состояние равновесия и III – область асинхронных колебаний.

Перейдем к анализу шумовых свойств системы внешней синхронизации спинтронного осциллятора.

### 6.3. Амплитудные и фазовые шумы синхронизированного внешним воздействием спинтронного осциллятора

Рассмотрим систему (6.2) с учетом шумовой составляющей:

$$\begin{cases} \frac{dU}{dt} = \Lambda \cos \Psi + \Gamma_G U \cdot (a_0 - U^2) + \text{Re}(\sqrt{D} \cdot \tilde{n}(t)); \\ \frac{d\Psi}{dt} = \Delta\omega + NU^2 - \frac{\Lambda}{U} \sin \Psi + \text{Im}\left(\frac{\sqrt{D}}{U_0} \cdot \tilde{n}(t)\right), \end{cases} \quad (6.9)$$

где  $D$  – дисперсия шума, определяющая эффективную амплитуду шумовых колебаний [164],  $\tilde{n}(t)$  – эквивалентный белый гауссовский шум.

Проведем линеаризацию данной системы относительно стационарных значений амплитуды и разности фаз и перейдем к уравнениям для малых отклонений  $\delta U$  и  $\delta \Psi$  :

$$\begin{cases} \frac{d\delta U}{dt} = \Gamma \delta U + E \delta \Psi + \text{Re}(\sqrt{D} \cdot \tilde{n}(t)); \\ \frac{d\delta \Psi}{dt} = N_l \delta U + M \delta \Psi + \text{Im}\left(\frac{\sqrt{D}}{U_0} \cdot \tilde{n}(t)\right), \end{cases} \quad (6.10)$$

где  $\Gamma = \Gamma_G(a_0 - 3U_0^2)$ ,  $E = -\Lambda \sin(\Psi_0)$ ,  $N_l = 2NU_0 + \frac{\Lambda}{U_0^2} \sin(\Psi_0)$ ,  $M = -\frac{\Lambda}{U_0} \cos(\Psi_0)$ .

Спектральным методом, перейдем к спектральным плотностям амплитудных и фазовых шумов:

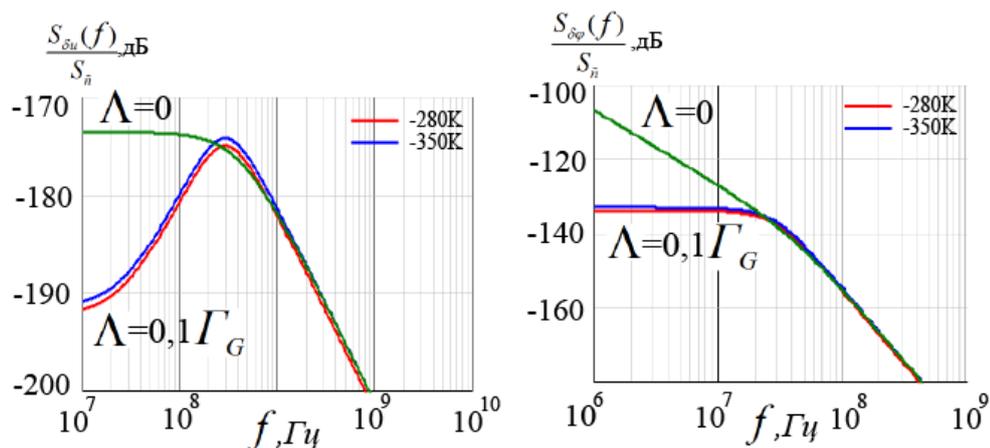
$$\begin{aligned} S_{\delta U} &= |L_{\delta U}|^2 S_n = D \frac{\left(\frac{E}{U_0} - M\right)^2 + \omega^2}{(-\omega^2 + M\Gamma - EN_l)^2 + \omega^2(M + \Gamma)^2} S_n; \\ S_{\delta \Psi} &= |L_{\delta \Psi}|^2 S_n = \frac{D}{U_0^2} \frac{\left(N_l - \frac{\Gamma}{U_0}\right)^2 + \omega^2}{(-\omega^2 + M\Gamma - EN_l)^2 + \omega^2(M + \Gamma)^2} S_n. \end{aligned} \quad (6.11)$$

При отсутствии внешнего воздействия ( $M = 0$ ,  $E = 0$ ):

$$\begin{aligned} S_{\delta U} &= |L_{\delta U}|^2 S_f = D \frac{\omega^2}{\omega^2(\omega^2 + \Gamma^2)} S_n; \\ S_{\delta \Psi} &= |L_{\delta \Psi}|^2 S_f = \frac{D}{U_0^2} \frac{\left(N_l - \frac{\Gamma}{U_0}\right)^2 + \omega^2}{\omega^2(\omega^2 + \Gamma^2)} S_n, \end{aligned} \quad (6.12)$$

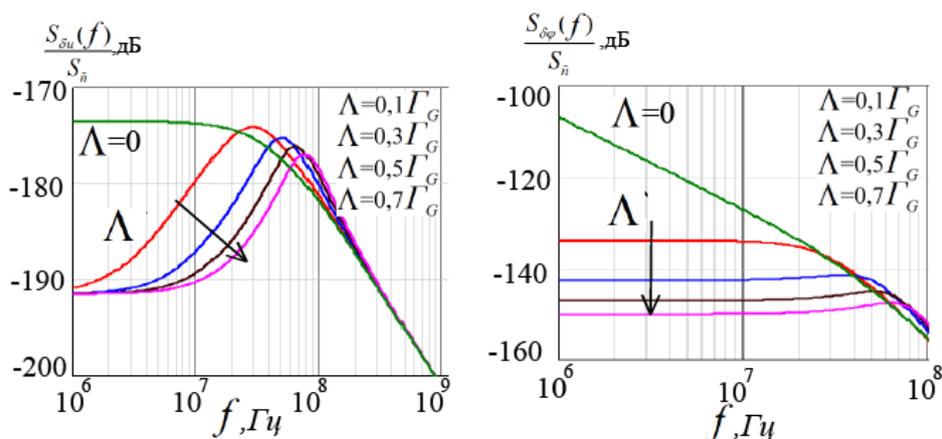
где  $S_n$  – спектральная плотность теплового шума.

На рис.6.5 показаны нормированные спектральные плотности амплитудных и фазовых шумов при различных температурах (280, 350К) и режимах СО (автономного, синхронизированного ВГВ).



**Рис.6.5.** Спектральная плотность амплитудных и фазовых шумов при различных температурах (280, 350К) и режимах работы СО (автономного и синхронизированного)

На рис.6.6 показаны спектральные плотности амплитудных и фазовых шумов при различных значениях амплитуды внешнего воздействия. Увеличение амплитуды внешнего воздействия приводит к увеличению ослабления фазовых шумов. Также увеличивается максимальное значение отстроек частоты от частоты колебаний СО, при которых можно получить выигрыш в уровне фазовых шумов. Аналогичный эффект проявляется и для амплитудных шумов. Как видно амплитудные шумы на несколько порядков меньше, поэтому основной вклад в расширение спектральной линии вносят фазовые шумы.



**Рис.6.6.** Спектральные плотности амплитудных и фазовых шумов при различных значениях амплитуды внешнего воздействия

#### 6.4. Система фазовой автоподстройки спинтронного осциллятора

Кроме преимуществ, связанных со сверхмалыми размерами и широким диапазоном перестройки частоты под действием магнитного поля и тока, СО обладают недостатками: низкой выходной мощностью и широкой спектральной линией. Одним из методов уменьшения ширины спектральной линии генерируемых СО колебаний является использование механизма фазовой синхронизации. В эксперименте [162] было показано, что система ФАП позволяет уменьшить ширину спектральной линии СО. Первой теоретической работой по фазовой синхронизации СО с помощью ФАП является работа В.Д. Шалфеева и К.Г. Мишагина [163], в которой были теоретически исследованы различные режимы схемы фазовой синхронизации СО с интегрирующим фильтром в цепи управления (ЦУ). Ими было показано, что полоса синхронизма в этом случае превосходит полосу синхронизма при непосредственном воздействии на СО внешнего гармонического источника. Ими также было предсказано существование полосы захвата в бесфильтровой СФС СО. В данном разделе рассматриваются бифуркации бесфильтровой системы ФАП СО при изменении частотной расстройки между колебаниями СО и эталонного источника, а также определены полосы синхронизма и захвата.

Описание принципа работы схемы ФАП СО подробно обсуждалось в [163] и здесь не приводится. Перейдем к исследованию процессов в рассматриваемой структуре и соответствующим математическим моделям. В отличие от подхода, рассмотренного в [163] и основанного на непосредственном интегрировании уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта, дополненного слагаемым Слончевского–Берже, за основу модели СО удобно использовать модель для комплексной амплитуды намагниченности (по аналогии с моделью для внешней синхронизации). Для получения модели ФАП СО дополним модель (6.1), с учетом

влияния токового сигнала ошибки, вызванного разностью фаз опорного и подстраиваемого генератора в виде:

$$\frac{dc}{dt} + j\omega(|c|^2)c + \Gamma_G(1 + Q|c|^2)c - \sigma I(1 - |c|^2)c = 0, \quad (6.13)$$

где  $Q$  - коэффициент, характеризующий положительное нелинейное затухание,  $I = I_0 + \Delta I = I_0(1 + \varepsilon K(p)F(\Delta\varphi))$  - ток, протекающий через СО,  $K(p)$  - операторный коэффициент передачи фильтра в цепи управления,  $F(\Delta\varphi)$  - нормированная дискриминационная характеристика фазового детектора,  $p \equiv d/dt$  - оператор дифференцирования,  $\varepsilon = \frac{\Delta I_{\max}}{I_0}$ ,  $\sigma$  - коэффициент,

характеризующий эффект переноса спина. Частота колебаний СО определяется следующим образом:

$$\omega = \omega_0 + N|c|^2, \quad (6.14)$$

где  $\omega_0$  - частота ферромагнитного резонанса СО, зависящая от магнитного поля внутри образца,  $|c|^2$  - мощность спиновой волны,  $N$  - коэффициент, характеризующий степень зависимости частоты колебаний от квадрата комплексной амплитуды намагниченности,  $\Gamma_G = \alpha_G \omega_0$  - коэффициент положительных потерь свободного слоя СО,  $\alpha_G$  - коэффициент затухания,

На основе (6.13) в бесфильтровом случае при  $F(\Delta\varphi) = \sin \Delta\varphi$  можно получить систему уравнений относительно медленно-меняющихся амплитуды колебаний  $U(t)$  и фазы  $\varphi(t)$  спиновой волны СО с учетом влияния цепи фазовой синхронизации. Запишем соответствующую модель в виде:

$$\begin{cases} \frac{dU}{dt} = U\Gamma_G [(\zeta - 1 + \varepsilon \sin(\Delta\varphi)) - (\zeta + Q + \varepsilon \sin(\Delta\varphi))U^2], \\ \frac{d\Delta\varphi}{dt} = \Delta\omega + NU^2, \end{cases} \quad (6.15)$$

где  $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_{ог}$ ,  $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_{ог}$ . Здесь  $\varphi_{ог}$ ,  $\omega_{ог}$  - фаза и частота, соответственно, эталонного генератора. Таким образом,  $\Delta\omega$  определяет разность частот ферромагнитного резонанса свободного слоя СО и эталонного генератора. В случае, когда частота колебаний СО равна частоте опорного генератора, правая часть второго уравнения (6.15) равна нулю, и, следовательно  $\Delta\omega = -N(U^0)^2$ .

Проанализируем систему (6.15) методом фазового пространства. Уравнение для касательных к фазовым траекториям системы запишем в виде:

$$\frac{dU}{d\Delta\varphi} = \frac{U\Gamma_G [(\zeta - 1 + \varepsilon \sin(\Delta\varphi)) - (\zeta + Q + \varepsilon \sin(\Delta\varphi))U^2]}{\Delta\omega + NU^2}. \quad (6.16)$$

Особенностью полученной системы является то, что в качестве оси ординат выбрана амплитуда колебаний, а не первая производная разности фаз, как это обычно рассматривается в теории ФАП макроскопических автогенераторов. Однако, несмотря на это, фазовые портреты имеют вид, схожий с классической системой фазовой синхронизации. При этом стационарным синхронным режимам соответствуют точки пересечения изоклин горизонтальной и вертикальной касательных. Изоклине вертикальной касательной (ИВК) соответствует стационарное значение амплитуды, а изоклине с горизонтальной касательной (ИГК) соответствует  $2\pi$  периодическая функция и ось абсцисс, причем стационарное ненулевое значение амплитуды и значение разности фаз зависят от начальной разности частот.

На рис.6.7 представлен фазовый портрет, соответствующий режиму синхронизма, показаны две особые точки: устойчивый фокус и седло. При увеличении частотной расстройки происходит бифуркация слияния выходящей и входящей сепаратрис с образованием полуустойчивого предельного цикла 2-го рода. Данное значение расстройки соответствует разности частот, равной полосе захвата. При дальнейшем увеличении частотной расстройки полуустойчивый предельный цикл превращается в устойчивый предельный цикл (рис. 6.7б), а входящая сепаратриса образует петлю (заштрихованная область),

ограничивающую область начальных условий, при которых система приходит в устойчивое состояние. Наконец, при еще большем увеличении частотной расстройки, равной полосе синхронизма, происходит седло-узловая бифуркация, соответствующая слиянию устойчивой и неустойчивой особых точек (рис. 6.7в). При расстройках, больше полосы синхронизма, когда ИГК и ИВК не пересекаются, система переходит в асинхронный режим и происходит набег фазы при осцилляции амплитуды с частотой биений (рис. 6.7г).

Для модели (6.15) в случае системы с синусоидальной характеристикой фазового дискриминатора можно получить уравнение стационарного значения амплитуды и фазы:

$$(U^0)^2 = \frac{\zeta - 1 + \varepsilon \sin(\Delta\varphi^0)}{\zeta + Q + \varepsilon \sin(\Delta\varphi^0)}, \quad (6.17)$$

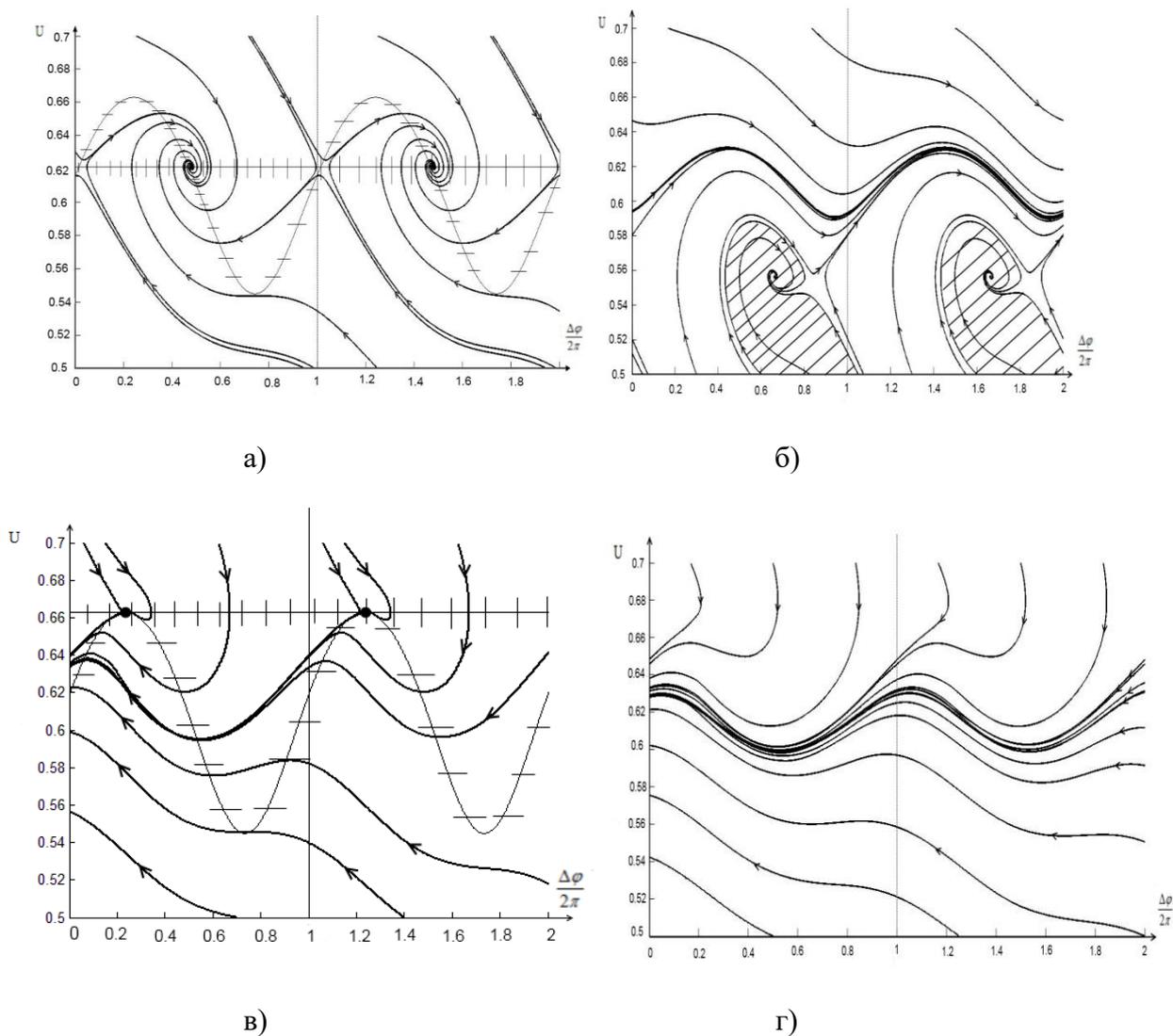
$$\Delta\varphi^0 = \arcsin\left[\frac{(\zeta - 1) - \gamma(\zeta + Q)}{\zeta(\gamma - 1)}\right], \quad (6.18)$$

где  $\gamma = \frac{\Delta\omega}{N}$  - обобщённая расстройка.

Подставив (6.17), (6.18) во второе уравнение системы (6.15), с учетом того, что  $\frac{d\Delta\varphi^0}{dt} = 0$ :

$$0 = \Delta\omega + N \frac{\zeta - 1 + \varepsilon \sin(\Delta\varphi^0)}{\zeta + Q + \varepsilon \sin(\Delta\varphi^0)} \quad (6.19)$$

Это уравнение позволяет определить полосу синхронизма. Особенностью рассмотренной системы является то, что сигнал фазового дискриминатора, приводит к изменению амплитуды и частоты СО. В этом проявляется неизохронность таких генераторов. Следствием этого является существование полосы захвата бесфильтровой системы фазовой синхронизации. При этом наблюдается несимметричность полосы синхронизма при различных знаках расстроек частот. Как следует из (6.19), для положительных и, соответственно,



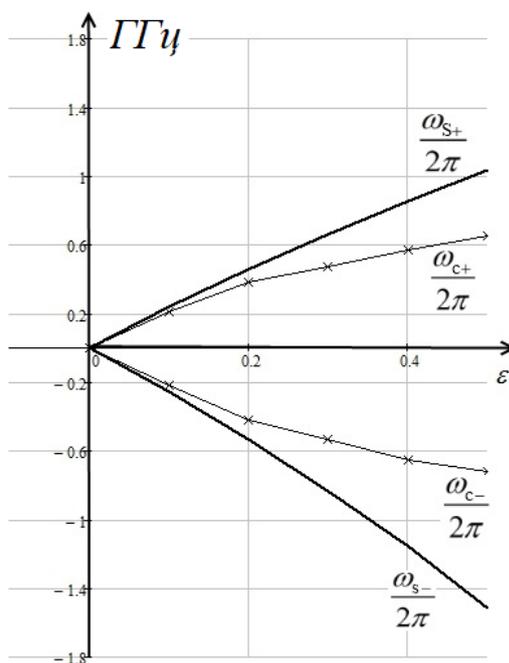
**Рис.6.7.** Фазовые портреты системы при  $N = 10.48 \text{ рад/с}$ ,  $\omega_0 = 12.41 \text{ рад/с}$ ,  $Q = 0.66$ ,  $\sigma = 61.5 \frac{\text{ГГц}}{\text{А}}$ ,  $\varepsilon = 0.3$ ,  $\alpha = 0.01$ ,  $\zeta = 2$ . а) режим синхронизма ( $f_{\text{CO}} - f_{\text{OG}} = 100 \text{ МГц}$ ), б) режим квазисинхронизма ( $f_{\text{CO}} - f_{\text{OG}} = 700 \text{ МГц}$ ), в) седло-узловая бифуркация ( $f_{\text{CO}} - f_{\text{OG}} = 831 \text{ МГц}$ ) г) режим биений ( $f_{\text{CO}} - f_{\text{OG}} = 900 \text{ МГц}$ ).

отрицательных знаков расстроек полоса синхронизма определяется следующим образом:

$$\Delta\omega_{s+} = N \frac{\zeta - 1 + \varepsilon}{\zeta + Q + \varepsilon} - N \frac{\zeta - 1}{\zeta + Q}, \quad (6.20)$$

$$\Delta\omega_{s-} = N \frac{\zeta - 1 - \varepsilon}{\zeta + Q - \varepsilon} - N \frac{\zeta - 1}{\zeta + Q}. \quad (6.21)$$

Основной вклад в величины полос синхронизма и захвата вносит параметр максимального значения нормированного сигнала ошибки  $\varepsilon$ . На рис.6.8 показана зависимость полосы синхронизма  $\Delta\omega_s$  и полосы захвата  $\Delta\omega_c$  в зависимости от параметра  $\varepsilon$ . Ограничением выбора максимального значения  $\varepsilon$  является линейный участок регулировочной характеристики СО, на котором амплитуда колебаний остается достаточной для работы фазового дискриминатора. Кроме того, при увеличении  $\varepsilon$ , как показывает моделирование, значительно увеличивается время вхождения в синхронизм, что существенно для решения практических задач построения системы фазовой синхронизации СО.



**Рис.6.8.** Полоса синхронизма  $\Delta\omega_s$  и захвата  $\Delta\omega_c$  относительно параметра фазовой синхронизации  $\varepsilon$ .

### 6.5. Амплитудные и фазовые шумы спинтронного осциллятора, синхронизированного системой ФАП

В качестве модели ФАП СТНО с учетом влияния теплового шума используем модель для комплексной амплитуды (6.1), дополненную токовым сигналом ошибки, вызванным разностью фаз эталонного и подстраиваемого генератора в виде:

$$\frac{d\dot{c}}{dt} + j\omega(|\dot{c}|^2)\dot{c} + \Gamma_G(1 + Q|\dot{c}|^2)\dot{c} - \sigma I(1 - |\dot{c}|^2)\dot{c} = f_n(t), \quad (6.22)$$

где  $f_n(t)$  - эквивалентный белый гауссовский шум (БГШ):

$$\begin{cases} \mathbf{M}\{f_n(t)\} = 0; \\ \mathbf{M}\{f_n(t_1)f_n(t_2)\} = 2D\delta(t_2 - t_1), \end{cases} \quad (6.23)$$

где  $D$  - дисперсия шума, определяющая эффективную амплитуду шумовых колебаний и  $\mathbf{M}\{ \}$  - оператор математического ожидания. Дисперсия  $D$  прямо пропорциональна затуханию в системе и отношению мощности тепловых флуктуаций к мощности колебаний СО.

Из (6.22) можно получить систему уравнений относительно медленно меняющихся амплитуды колебаний  $U(t)$  и фазы  $\varphi(t)$  намагниченности СО с учетом влияния цепи ФАП и теплового шума в виде:

$$\begin{cases} \frac{dU}{dt} = U\Gamma_G [(\zeta - 1 + \varepsilon \sin \Delta\varphi) - (\zeta + Q + \varepsilon \sin \Delta\varphi)U^2] + \text{Re}[\sqrt{D}\tilde{f}_n(t)], \\ \frac{d\Delta\varphi}{dt} = \Delta\omega + NU^2 + \text{Im}\left[\frac{\sqrt{D}}{U}\tilde{f}_n(t)\right], \end{cases} \quad (6.24)$$

где  $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_{\text{ог}}$ ,  $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_{\text{ог}}$ ,  $\varphi_{\text{ог}}$  и  $\omega_{\text{ог}}$  - фаза и частота опорного генератора, соответственно,  $\zeta = \sigma I / \Gamma_G$  - запас по самовозбуждению,  $\sqrt{D}\tilde{f}_n(t) = e^{i\varphi(t)} f_n(t)$ .

Под действием шумов в СО возникают отклонения амплитуды  $\delta u(t)$  и фазы  $\delta\varphi(t)$  колебаний от стационарных значений:

$$\begin{aligned} U(t) &= U_0 + \delta u(t); \\ \Delta\varphi(t) &= \Delta\varphi_0 + \delta\varphi(t). \end{aligned} \quad (6.25)$$

Линеаризовав систему (6.24), относительно стационарного устойчивого режима:

$$U_0^2 = \frac{\zeta - 1 + \varepsilon \sin(\Delta\varphi_0)}{\zeta + Q + \varepsilon \sin(\Delta\varphi_0)}; \quad (6.26)$$

$$\Delta\varphi_0 = \arcsin \left[ \frac{(\zeta - 1) - \gamma(\zeta + Q)}{\varepsilon(\gamma - 1)} \right], \quad (6.27)$$

где  $\gamma = \Delta\omega / N$ , перейдем к уравнениям относительно малых отклонений:

$$\begin{cases} \frac{d\delta u}{dt} = \Gamma\delta u + E\delta\varphi + \sqrt{D}\tilde{f}_n(t); \\ \frac{d\delta\varphi}{dt} = N_l\delta u + \frac{\sqrt{D}}{U_0}\tilde{f}_n(t), \end{cases} \quad (6.26)$$

где  $\Gamma$  и  $E$  - коэффициенты линеаризации функции  $U\Gamma_G [(\zeta - 1 + \varepsilon \sin(\Delta\varphi)) - (\zeta + Q + \varepsilon \sin(\Delta\varphi))U^2]$  в (6.24) по амплитуде  $U$  и разности фаз  $\Delta\varphi$ , соответственно,  $N_l = 2N$  - линеаризованный коэффициент неизохронности. Влияние ФАП в уравнениях (6.26) определяется слагаемым  $E\delta\varphi$ , которое зависит от разности фаз эталонного генератора и СО.

Используя спектральный метод, получим выражения для спектральных плотностей амплитудных и фазовых шумов:

$$S_{\delta u} = |L_{\delta u}|^2 S_f = D \frac{\omega^2 + E_U^2}{(-\omega^2 - EN_l)^2 + \omega^2 \Gamma^2} S_f; \quad (6.27)$$

$$S_{\delta\varphi} = |L_{\delta\varphi}|^2 S_f = \left( \frac{D}{U_0^2} \right) \frac{\omega^2 + (N_l U_0 + \Gamma)^2}{(-\omega^2 - EN_l)^2 + \omega^2 \Gamma^2} S_f, \quad (6.28)$$

где  $E_U = E / U_0$ ,  $E_{U^2} = E / U_0^2$ ,  $S_f$  - спектральная плотность теплового шума. Для автономного СО ( $E = 0$ ) они преобразуются к виду (6.12).

Зависимости спектральных плотностей амплитудных и фазовых флуктуаций при двух значениях температуры показаны на рис.6.9а,б, соответственно. Видно, что значение спектральной плотности фазового шума значительно превышает спектральную плотность амплитудных шумов. Из (6.28) следует, что дисперсия фазового шума не имеет конечного значения. Это связано с тем, что отклонения фазы, вызванные шумами накапливаются, так как отсутствует возвращающая сила. Это характерно для всех автономных автогенераторов.

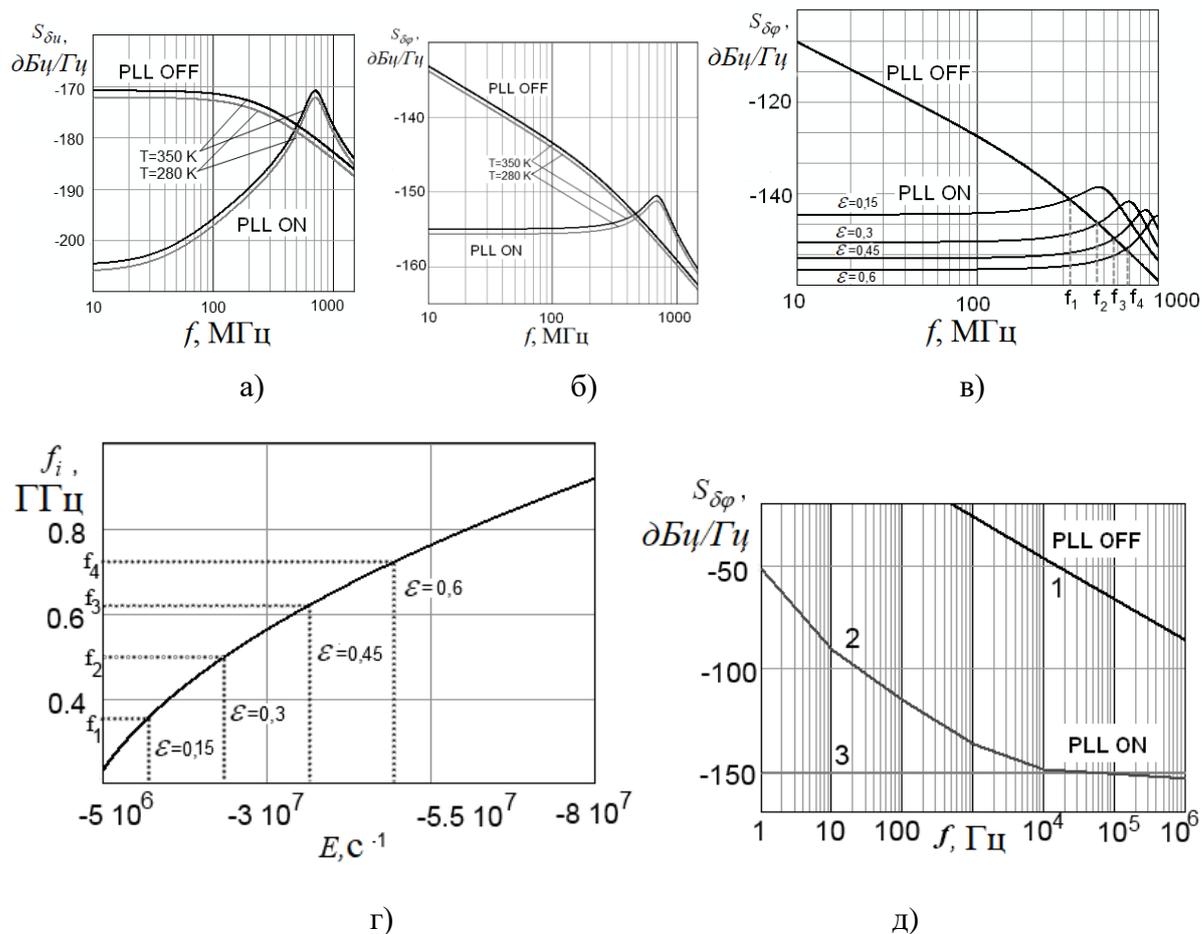
В случае использования системы ФАП такая возвращающая сила существует, и спектральная плотность имеет конечное значение на нулевой частоте. Соответственно фазовые отклонения со временем в такой системе не накапливаются.

На рис. 6.9в построено семейство спектральных характеристик фазового шума синхронизированного СО при разных значениях  $\varepsilon$ . Для каждой зависимости отмечены частоты среза  $f_i$ , при превышении которых фазовые шумы синхронизированного СО определяются шумами автономного СО. Эти частоты определяются линеаризованным коэффициентом фазовой автоподстройки  $E(\varepsilon)$ , который в свою очередь зависит от коэффициента усиления сигнала ошибки в цепи обратной связи системы ФАП:

$$f_i = \sqrt{-0.5E(\varepsilon)N_l}. \quad (6.29)$$

Зависимость  $f_i(E)$  показана на рис.6.9г. Из (6.29) следует, что регулируя параметры системы ФАП можно увеличить область частот, в которой, благодаря синхронизации, уменьшаются шумы СО.

Очевидно, что шумы синхронизированного СО не могут быть меньше шумов опорного генератора. Таким образом, в режиме синхронизации при малых отстройках шумы СО будут определяться шумами опорного высокостабильного генератора. На рис.6.9д показана спектральная плотность фазовых шумов с учетом влияния шумов опорного генератора.



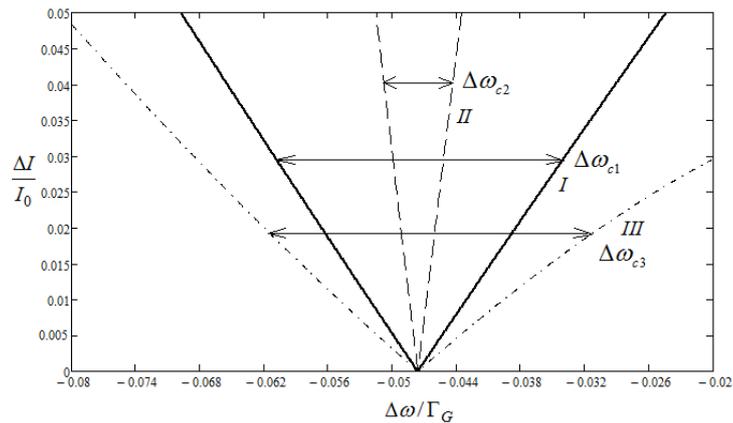
**Рис.6.9.** Спектральная плотность амплитудных (а) и фазовых (б, в, д) шумов СТНО автономного (PLL OFF) и синхронизированного (PLL ON) СО при  $\Gamma = -26 \cdot 10^8$  Гц,  $N = 2.096 \cdot 10^{10}$  Гц,  $E = -2.4 \cdot 10^7$  Гц,  $U_0 = 0.621$ . а) Амплитудные шумы при  $T = 280$  К и  $T = 350$  К. б) Фазовые шумы при  $T = 280$  К и  $T = 350$  К; в) фазовые шумы при  $\epsilon = 0.15$ ,  $\epsilon = 0.3$ ,  $\epsilon = 0.45$  и  $\epsilon = 0.6$ . г) Зависимость частоты среза  $f_i$  от коэффициента  $E$ . д) Спектральная плотность фазовых шумов для автономного и синхронизированного СО с учетом шумов опорного генератора (1- несинхронизированный СО, 2- опорный генератор, 3- синхронизированный СО).

### 6.6. Сравнение синхронизации спинтронного осциллятора с помощью ВГВ и ФАП

Обсудим различие в синхронизации СО внешним воздействием и с помощью кольца ФАП. Соответствующие этим двум системам зоны синхронизма приведены на рис.6.10. При этом в качестве амплитуды внешнего воздействия принята относительная величина коэффициента фазовой автоподстройки  $\varepsilon$ . Связь между  $\Lambda$  и  $\varepsilon$  определяется следующим выражением:

$$\Lambda = -\frac{\sigma \cdot \varepsilon \cdot I \cdot \tan \gamma_p}{2\sqrt{2}}. \quad (6.30)$$

где  $\gamma_p$  – угол между направлением намагниченности закрепленного слоя и плоскостью образца,  $\sigma$  - коэффициент, характеризующий эффект переноса крутильного момента.



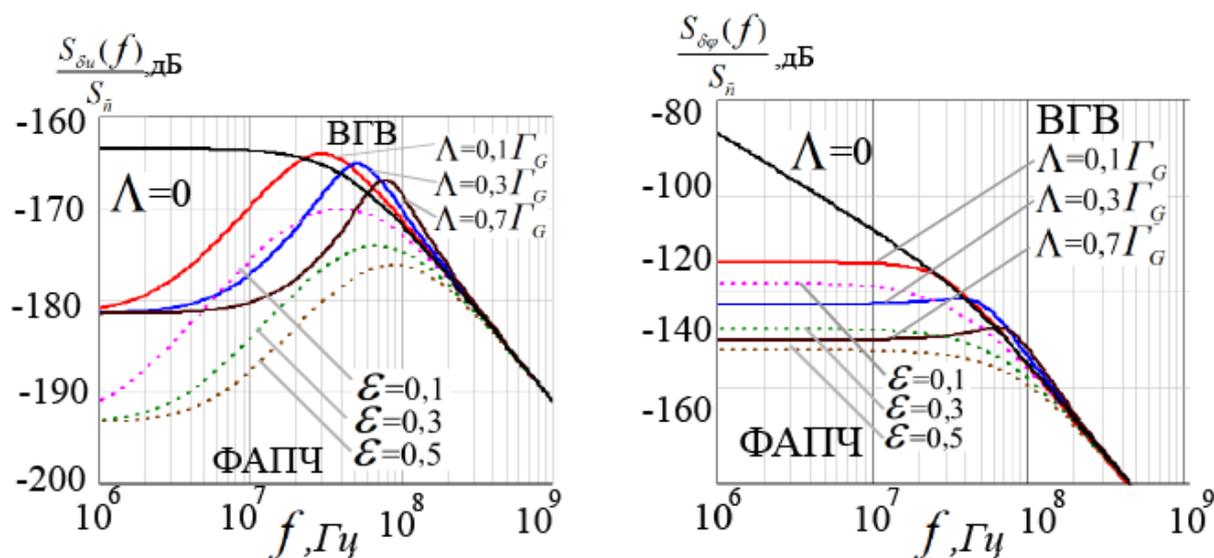
**Рис.6.10.** Границы зон синхронизма для схемы синхронизированного, неизохронного СТНО ( $N = \Gamma_G, a = 0.5$ ) кольцом ФАП (I,  $\Delta\omega_{c1}$ ) и внешним гармоническим воздействием при  $\gamma_p = 10^\circ$  (II,  $\Delta\omega_{c2}$ ) и  $\gamma_p = 80^\circ$  (III,  $\Delta\omega_{c3}$ ).

На рис. 6.10 представлены границы зоны синхронизма для двух случаев: при  $\gamma_p = 10^\circ$  ширина зоны синхронизма  $\Delta\omega_{c2}$  при внешней синхронизации меньше, чем  $\Delta\omega_{c1}$  для схемы ФАП. При  $\gamma_p = 80^\circ$  эффективность внешней синхронизации гармоническим током выше, чем схемой ФАП ( $\Delta\omega_{c3} > \Delta\omega_{c1}$ ). Таким образом, для

заданной структуры СО можно подобрать такой угол  $\gamma_p$ , при котором ширины областей синхронизации совпадают.

Сравним зависимости амплитудных и фазовых шумов в случаях синхронизации СО внешним воздействием и кольцом ФАПЧ при различных параметрах системы. Для синхронизации кольцом ФАПЧ это будет коэффициент усиления в цепи обратной связи кольца  $\varepsilon$ , а для синхронизации внешним воздействием возьмем его нормированную амплитуду  $\Lambda$  (рис.6.11).

Как видно из полученных зависимостей можно подобрать такие параметры синхронизации, чтобы ослабление уровня фазовых шумов было одинаковым для обеих систем. При этом лучшее ослабление амплитудных шумов обеспечивается системой ФАП.



**Рис.6.11.** Спектральная плотность амплитудных и фазовых шумов при различных режимах синхронизации СТНО (кольцом ФАП, внешним воздействием).

### 6.7. Спектральный анализ сигналов с помощью спинтронного осциллятора

Ранее в [76] было предложено использовать СО, как детектор СВЧ-сигналов, работающий в режиме фазовой синхронизации (транзитный захват). Такое

использование СО позволило бы сконструировать спектроанализатор, работающий при малых мощностях входного (анализируемого) сигнала (вплоть до единиц пиковатт). В [78] было проведено компьютерное моделирование основных режимов работы данного анализатора и найдены основные рабочие характеристики (предельная чувствительность и максимальная скорость сканирования). В данном разделе исследована математическая модель спектроанализатора на базе СО и методами теории колебаний [161] аналитически найдены его основные рабочие характеристики, которые сравнены с аналогичными.

Структурная схема спектроанализатора на основе СО показана на рис.6.12. Принцип работы ее следующий. Входной для СО ток состоит из двух составляющих  $i_{ax} = i_a + i_y$ , где  $i_a$  - ток, спектр которого необходимо проанализировать,  $i_y$  - пилообразный ток, используемый для управления частотой. Спинтронный осциллятор является генератором напряжения, управляемым и перестраиваемым по частоте током. По мере увеличения тока  $i_y$  со временем частота колебаний СО также будет меняться и, когда частота колебаний анализируемого сигнала  $i_a$  попадет в полосу синхронизма осциллятора, произойдет захват частоты его колебаний. Блок цепи обработки сигнала (ЦОС) сравнивает частоты СО и входного сигнала  $i_a$ , и формирует сигнал  $v$  пропорциональный разности фаз синхронизируемых колебаний и равный нулю вне полосы синхронизма. Таким образом, спектроанализатор на основе СО работает в режиме фазовой и частотной синхронизации к внешнему анализируемому сигналу, а по сигналу  $v$  происходит оценка спектра во временной области  $\tau_c$ , соответствующей полосе синхронизма. Выходное напряжение  $v$  находится путем усреднения  $v = \langle i_a \cdot r_{CTHO} \rangle$ , где  $r_{CO}$  - мгновенное значение сопротивления СО.

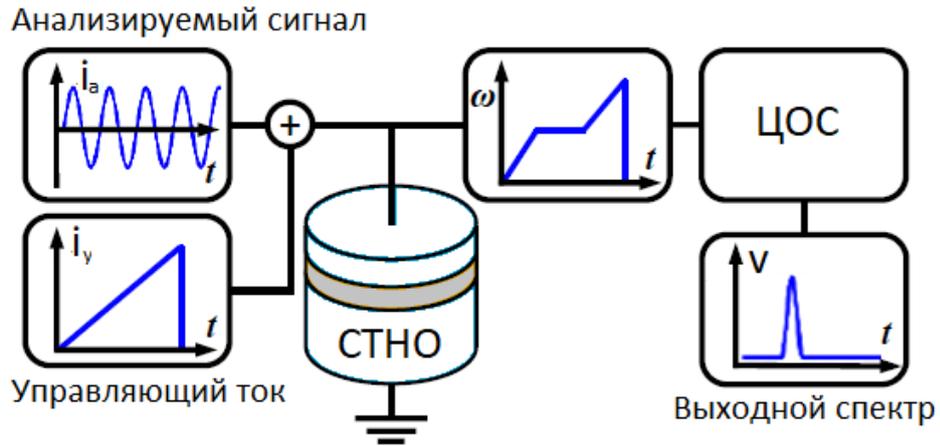


Рис.6.12. Структурная схема спектроанализатора на основе СО (из [8]).

Математической моделью спектроанализатора на основе СО является уравнение для комплексной амплитуды намагниченности  $c(t)$  вида

$$\frac{dc}{dt} + i(\omega_0 + N|c|^2)c + \Gamma_G(1 + Q|c|^2)c - \sigma \cdot i_y(1 - |c|^2)c = \Lambda e^{-i(\omega_{ex}t + \varphi_{ex})}. \quad (6.31)$$

Здесь  $\omega_0 = |\gamma|(B_{ext} - \mu_0 M_s)$  - частота ферромагнитного резонанса;  $B_{ext} = 1,5 \text{ Тл}$  - величина внешнего поля подмагничивания;  $\mu_0 M_s = 0,8 \text{ Тл}$  - намагниченность насыщения ферромагнетика;  $\gamma = -1,76 \times 10^{11} \text{ Гц/Тл}$  - гиромангнитное отношение;  $N = 2|\gamma|\mu_0 M_s$  - коэффициент неизохронности;  $\Gamma_G = \alpha_G \omega_0$  и  $\alpha_G = 0,01$  - константа затухания Гильберта;  $Q = 2\omega_M/\omega_0 - 1$  и  $\omega_M = |\gamma|\mu_0 M_s$ ;  $\sigma$  - константа спиновой поляризации с размерностью  $[rad/(c \cdot A)]$ ;  $\Lambda = -\sigma \cdot \tan \theta \cdot I_a / 2\sqrt{2}$  и  $I_a$  - амплитуда анализируемого сигнала,  $\theta = 30^\circ$  - угол спиновой поляризации;  $\omega_{ex}, \varphi_{ex}$  - частота и начальная фаза анализируемого сигнала. Данная модель при отсутствии внешнего сигнала  $I_a = 0$  и постоянном управляющем токе  $i_y = I_0 = const$  (условие 1) подробно изучалась ранее [70]. Приведем здесь основные результаты.

Стационарное решение уравнения (6.31) при условии 1  $c_0 = \sqrt{p_0} \cdot e^{-i\omega_{st}t}$ , где

$$p_0 = \lim_{t \rightarrow \infty} |c(t)|^2 = \frac{\zeta - 1}{\zeta + Q}, \quad (6.32)$$

$$\omega_{st} = \omega_0 + N \cdot \frac{\zeta - 1}{\zeta + Q}, \quad (6.33)$$

где  $\zeta = I/I_{кр}$  - фактор самовозбуждения и  $I_{кр} = \Gamma_G/\sigma$  - критический ток, при котором возникают колебания в СТНО.

Мгновенное значение мощности  $p(t) = |c(t)|^2$  можно найти из уравнения (6.31) путем интегрирования

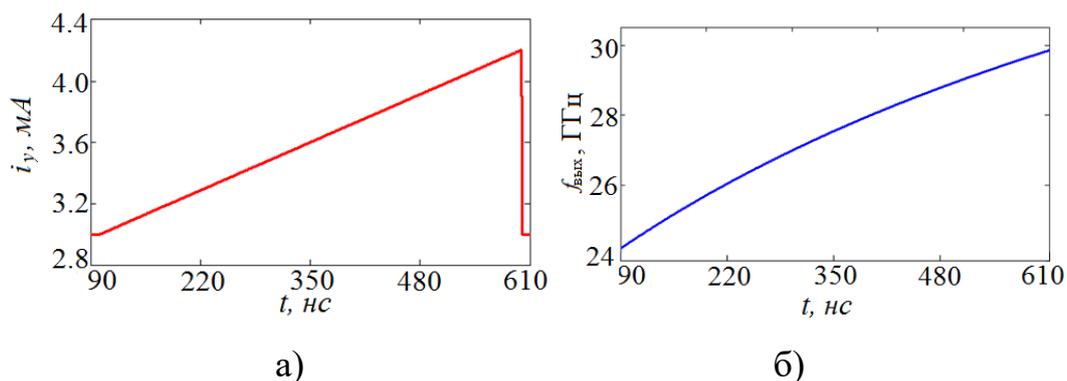
$$p(t) = |c(t)|^2 = \frac{P_0}{1 - \left(1 - \frac{P_0}{P_{нач}}\right) e^{-2\Delta\Gamma t}}, \quad (6.34)$$

где  $\Delta\Gamma = \Gamma_G(\zeta - 1)$ , а  $P_{нач}$  - начальное условие по мощности. Как видно, решение (6.34) имеет стандартный для автогенераторов - экспоненциальный характер установления.

Рассмотрим работу СО при пилообразном входном токе (см.рис.6.13а) без учета гармонического входного воздействия. Аналитически ток управления  $i_y$  запишем в следующем виде:

$$I = I_0 + \varepsilon \cdot (t - T_1) \cdot [1(t - T_1) - 1(t - T_2)], \quad (6.35)$$

где  $T_1 = 100нс$  и  $T_2 = 600нс$  - времена начала и окончания действия пилообразного тока, соответственно;  $1(t)$  - функция Хэвисайда,  $\varepsilon = \Delta I/\Delta T$  - крутизна пилообразного сигнала с размерностью  $[A/c]$ ,  $\Delta I = I_{max} - I_0 = 1.2мА$  - интервал изменения тока,  $\Delta T = T_2 - T_1 = 500нс$  - длительность пилообразного импульса.



**Рис.6.13.** Осциллограмма управляющего тока  $i_y(t)$  (а) и зависимость частоты колебаний СО  $f_{\text{вых}}$  от времени  $t$  (б).

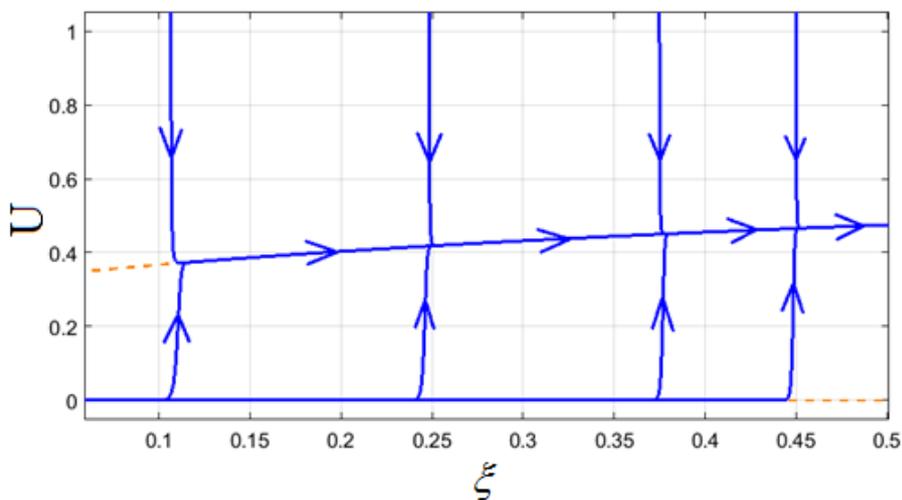
Ищем решение уравнения (6.31) с учетом (6.35) при  $\Lambda = 0$  в виде  $c(t) = U(t)e^{-i\varphi(t)}$ , тогда получаем систему из трех уравнений для амплитуды  $U(t)$ , фазы  $\varphi(t)$  и параметра  $\xi = \varepsilon \cdot (t - T_1) / I_0$

$$\begin{cases} dU/d(\Gamma_G t) = (\zeta - 1) \cdot U - (\zeta + Q)U^3 + \zeta \cdot \xi \cdot U [1 - U^2], \\ d\xi/d(\Gamma_G t) = \varepsilon / (I_0 \Gamma_G), \\ d\varphi/d(\Gamma_G t) = \omega_0 / \Gamma_G + (N / \Gamma_G) \cdot U^2. \end{cases} \quad (6.36)$$

Здесь переменная  $\xi$  меняется на отрезке  $[\xi_{\text{мин}}, \xi_{\text{макс}}]$ , где  $\xi_{\text{мин}} = \varepsilon T_1 / I_0 = 0.08$ , а  $\xi_{\text{макс}} = \varepsilon T_2 / I_0 = 0.48$  и рассмотрение динамики системы (6.36) производим на этом отрезке времени. Поскольку в первое уравнение системы (6.36) не входит фаза  $\varphi(t)$ , то рассмотрим динамику амплитуды  $U$  при изменении переменной  $\xi$  на фазовой плоскости  $(U, \xi)$ . Соответствующий график показан на рис.6.14, откуда видно, что с ростом переменной  $\xi$  со временем (т.е. по мере увеличения управляющего тока) растет амплитуда СО  $U$ . Стационарную мощность  $p_0(\xi) = U_0^2(\xi)$  и частоту  $\omega_{\text{СТНО}}(\xi)$  колебаний СО, как функции переменной  $\xi$ , находим из первого и третьего уравнений системы (6.36), соответственно.

$$p_0(\xi) = \frac{\zeta(1+\xi) - 1}{\zeta(1+\xi) + Q} \quad (6.37)$$

$$\omega_{CO}(\xi) = \omega_0 + N \frac{\zeta(1+\xi) - 1}{\zeta(1+\xi) + Q} \approx \omega_0 + N \frac{\zeta - 1}{\zeta + Q} + N \frac{\zeta \cdot \xi}{\zeta + Q}. \quad (6.38)$$

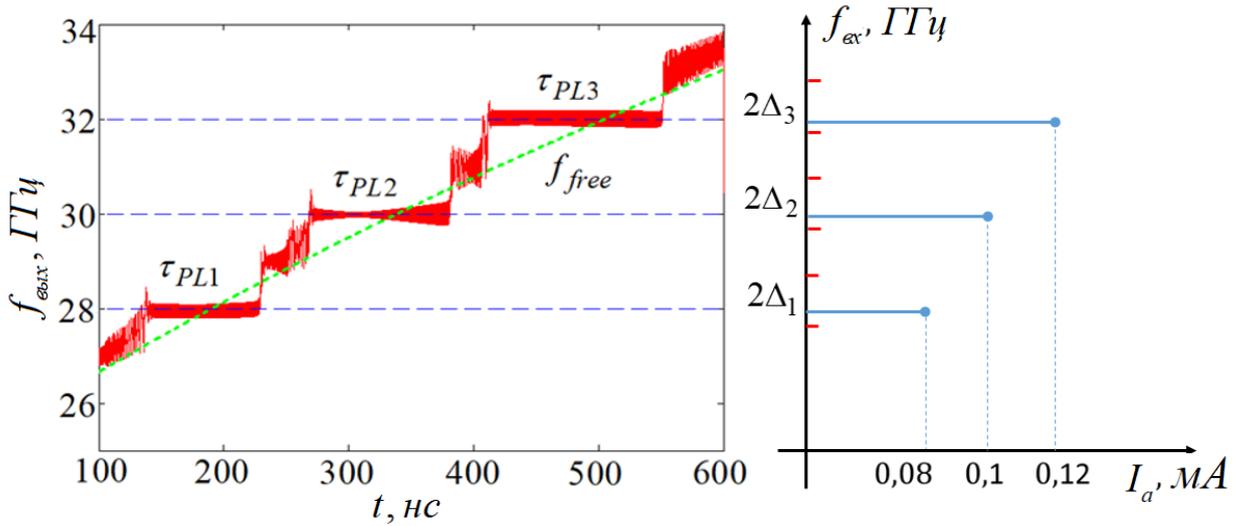


**Рис.6.14.** Фазовый портрет СТНО при пилообразном входном токе.

График зависимости частоты колебаний  $\omega_{CO}$  от времени, исходя из (6.38), показана на рис.6.13б. Диапазон перестройки по частоте  $\Delta\omega = \omega_{CO}(\xi_{\max}) - \omega_{CO}(\xi_{\min})$  при выбранных числовых параметрах соответствует  $\Delta\omega / 2\pi = 6.64 ГГц$ . Найдем аналитически формулу для скорости сканирования  $R = d\omega_{CO}/dt$  из (6.38)

$$R = d\omega_{st}/dt = \frac{N\zeta}{\zeta + Q} \cdot \frac{\varepsilon}{I_0}. \quad (6.39)$$

При выбранных физических параметрах получаем  $R / 2\pi \approx 22 МГц / нс$ , что по порядку величин совпадает со скоростью сканирования, найденной в [78]. Как видно из (6.39), скорость сканирования прямо пропорциональна параметру неизохронности  $N$  и может увеличиваться при увеличении  $N$ . Перейдем к исследованию рабочих характеристик спектроанализатора при наличии входного гармонического тока, т.е. при  $\Lambda \neq 0$ .



**Рис.6.15.** Зависимость частоты колебаний СО  $f_{\text{вых}}$  от времени  $t$ . Интервал с постоянной частотой соответствует режиму синхронизации.

Перепишем уравнение (6.36) для комплексной амплитуды  $c(t)$  в виде системы уравнений для действительной амплитуды  $U(t)$  и разности фаз  $\psi = \omega_{\text{ex}}t + \varphi_{\text{ex}} - \varphi$

$$\begin{cases} dU/d(\Gamma_G t) = (\zeta - 1) \cdot U - (\zeta + Q)U^3 + \zeta \cdot \xi \cdot U [1 - U^2] + (\Lambda/\Gamma_G) \cdot \cos \psi, \\ d\xi/d(\Gamma_G t) = \varepsilon/(I_0 \Gamma_G), \\ d\psi/d(\Gamma_G t) = \Delta\omega/\Gamma_G - (N/\Gamma_G) \cdot U^2 + (\Lambda/[U \cdot \Gamma_G]) \cdot \sin \psi, \end{cases} \quad (6.40)$$

где  $\Delta\omega = \omega_{\text{ex}} - \omega_0$  - разность частот двух сигналов.

Для различения двух сигналов с различными частотами необходимо чтобы интервалы синхронизации, соответствующие разным спектральным составляющим, не перекрывались. Зависимость частоты колебаний СТНО  $f_{\text{вых}}$  от времени  $t$  показана на рис.6.15 для разных амплитуд входного сигнала  $I_a$ . Интервал с постоянной частотой соответствует режиму синхронизации. Найдём интервал синхронизации  $\tau_{PL}$  с помощью анализа фазового уравнения системы (6.40). Для получения приближенных аналитических выражений примем, что

амплитуда внешнего воздействия невелика, и стационарная мощность  $p_0(\xi)$  меняется в соответствии с выражением (6.37), а стационарную разность фаз  $\psi_0 = const$  можно найти из третьего уравнения (6.40), приравняв правую часть нулю. Времени входа в синхронный режим  $t = t_1$  соответствует граничное значение полосы синхронизма, при котором  $\sin \psi = -1$ , а времени выхода  $t = t_2$  соответствует  $\sin \psi = 1$ . Тогда из третьего уравнения системы (6.40) получаем

$$\Delta\omega - N \cdot p_0(\xi_i) \mp \Lambda / \sqrt{p_0(\xi_i)} = 0 \quad (6.41)$$

где  $\xi_i = \varepsilon \cdot (t_i - T_1) / I_0; i = 1, 2$ , и знаки  $\mp$  соответствуют временам  $t_{1,2}$ , соответственно. Разлагая в (6.37)  $p_0(\xi_i)$  и  $1/\sqrt{p_0(\xi_i)}$  в ряд Тейлора по малому параметру  $\xi_i$ , получаем

$$p_0(\xi_i) \approx \frac{\zeta - 1}{\zeta + Q} \cdot \left( 1 + \frac{\zeta}{\zeta - 1} \xi_i \right), \quad (6.42)$$

$$\frac{1}{\sqrt{p_0(\xi_i)}} \approx \sqrt{\frac{\zeta + Q}{\zeta - 1}} \cdot \left( 1 - \frac{\zeta}{2(\zeta - 1)} \xi_i \right). \quad (6.43)$$

Тогда интервал синхронизма  $\tau_{PL} = t_2 - t_1$  находится из (6.41)-(6.43)

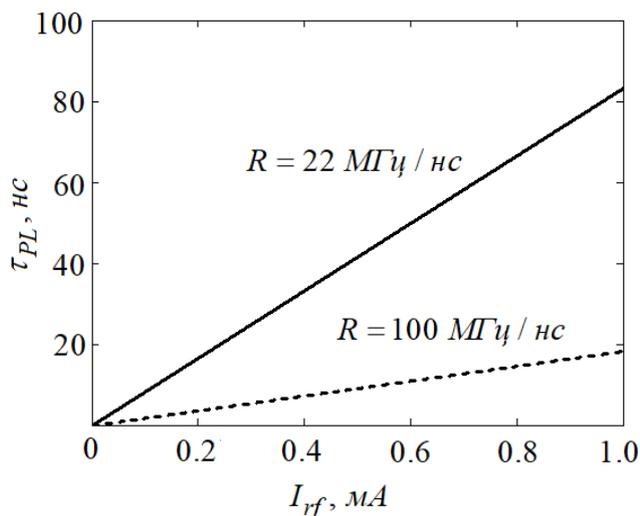
$$\tau_{PL} = \frac{|\Lambda|}{\sqrt{p_0}} \cdot \frac{(3Np_0 - \Delta\omega)}{N^2 p_0^2 - \Lambda^2 / 4 p_0} \cdot \frac{I_0(\zeta - 1)}{\varepsilon \cdot \zeta}, \quad (6.44)$$

где  $p_0 = p_0(0)$  находится по (6.37). При условиях  $N \gg \Lambda$ ,  $N \gg \Delta\omega$  формулу (6.44) приближенно можно переписать в виде

$$\tau_{PL} \approx \frac{3|\Lambda|}{\sqrt{p_0} R}. \quad (6.45)$$

Как видно из (6.45) длительность интервала синхронизации (полоса синхронизма) прямо пропорциональна нормированной амплитуде входного тока  $|\Lambda| \sim I_{rf}$  и обратно пропорциональна скорости сканирования  $R$ . Зависимости интервала синхронизации от амплитуды входного тока для разных скоростей сканирования представлены на рис.6.16

. Исходя из выражения (6.45), можно найти максимально возможную скорость сканирования  $R_{\max}$ , при заданном интервале синхронизации  $\tau_{PL}$ , при котором не происходит наложения интервалов синхронизации от соседних спектральных составляющих. Величины интервала синхронизации (десятки наносекунд) из (6.44), (6.45) по порядку величин совпадают с аналогичными из [78].



**Рис.6.16.** Зависимости интервала синхронизации  $\tau_{PL}$  от амплитуды входного тока  $I_{rf}$  для разных скоростей сканирования  $R$ .

### 6.8. Особенности внешней синхронизации антиферромагнитного осциллятора

Рассмотрим особенности синхронизации антиферромагнитного осциллятора спин-поляризованным переменным током (см. гл. 2). Для этого будем использовать уравнения сигма-модели вида:

$$\mathbf{l} \times \left[ \frac{d^2 \mathbf{l}}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\mathbf{l}}{dt} + \frac{\partial W_0}{\partial \mathbf{l}} + \tau_{\text{dc}} [\mathbf{p}_{\text{dc}} \times \mathbf{l}] \right] = \tau_{\text{ac}} \cdot \mathbf{l} \times [\mathbf{l} \times \mathbf{p}_{\text{ac}}] \cdot \sin \omega_{\text{ac}} t, \quad (6.46)$$

где  $\tau_{\text{ac}} = \sigma j_{\text{ac}}$ ,  $j_{\text{ac}}$  и  $\omega_{\text{ac}}$  - амплитуда и частота входного воздействия (спин-поляризованного тока), а  $\mathbf{p}_{\text{dc}}, \mathbf{p}_{\text{ac}}$  - векторы поляризации постоянной и переменной составляющей спин-поляризованного тока, соответственно. Ранее

модель (6.46) подробно исследовалась в главе 3 для исследования детектора терагерцевого излучения, работающего в пассивном режиме (докритическом). В данном разделе исследуются процессы при  $j_{ac} > j_{th}$ , то есть в автоколебательной области. В качестве примера исследуем кубический двухосный АФМ – оксид никеля и два варианта направления поляризации переменного спин-поляризованного тока относительно постоянного, а именно:

- 1) Случай I. Перпендикулярная накачка -  $\mathbf{p}_{ac} \perp \mathbf{p}_{dc}, \mathbf{p}_{ac} \perp \mathbf{H}_{HA}$
- 2) Случай II. Параллельная накачка -  $\mathbf{p}_{ac} \parallel \mathbf{p}_{dc} \parallel \mathbf{H}_{HA}$

Уравнения сигма-модели (6.46) для полярного и азимутального углов вектора Нееля при перпендикулярной накачке имеют вид:

$$\begin{aligned} & \sin^2 \theta \cdot \left( \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{EA}}}{2} \sin 2\varphi - \tau_{\text{dc}} \right) + \sin 2\theta \cdot \frac{d\varphi}{dt} \frac{d\theta}{dt} = \\ & = -\tau_{\text{ac}} \frac{\sin 2\theta}{2} (p_1 \cos \varphi + p_2 \sin \varphi) \cdot \sin \omega_{\text{ac}} t, \end{aligned} \quad (6.47)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 \theta}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\theta}{dt} - \frac{\sin 2\theta}{2} \cdot \left[ \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + \omega_{\text{ex}} \cdot (\omega_{\text{HA}} + \omega_{\text{EA}} \cos^2 \varphi) \right] = \\ & = \tau_{\text{ac}} \sin^2 \theta (p_2 \cos \varphi - p_1 \sin \varphi) \cdot \sin \omega_{\text{ac}} t = 0. \end{aligned} \quad (6.48)$$

а при параллельной

$$\begin{aligned} & \sin^2 \theta \cdot \left( \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_{\text{ex}} \omega_{\text{EA}}}{2} \sin 2\varphi - \tau_{\text{dc}} - \tau_{\text{ac}} \sin \omega_{\text{ac}} t \right) + \\ & + \sin 2\theta \cdot \frac{d\varphi}{dt} \frac{d\theta}{dt} = 0, \end{aligned} \quad (6.49)$$

$$\frac{d^2 \theta}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\theta}{dt} - \frac{\sin 2\theta}{2} \cdot \left[ \left( \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + \omega_{\text{ex}} \cdot (\omega_{\text{HA}} + \omega_{\text{EA}} \cos^2 \varphi) \right] = 0. \quad (6.50)$$

Из анализа, проведенного в главе 1 следует, что при параллельной накачке азимутальный угол вектора Нееля постоянен и равен  $\pi/2$ , тогда как дифференциальное уравнение для определения полярного угла вектора Нееля принимает стандартный вид нелинейного маятника под гармоническим внешним воздействием [160,161]:

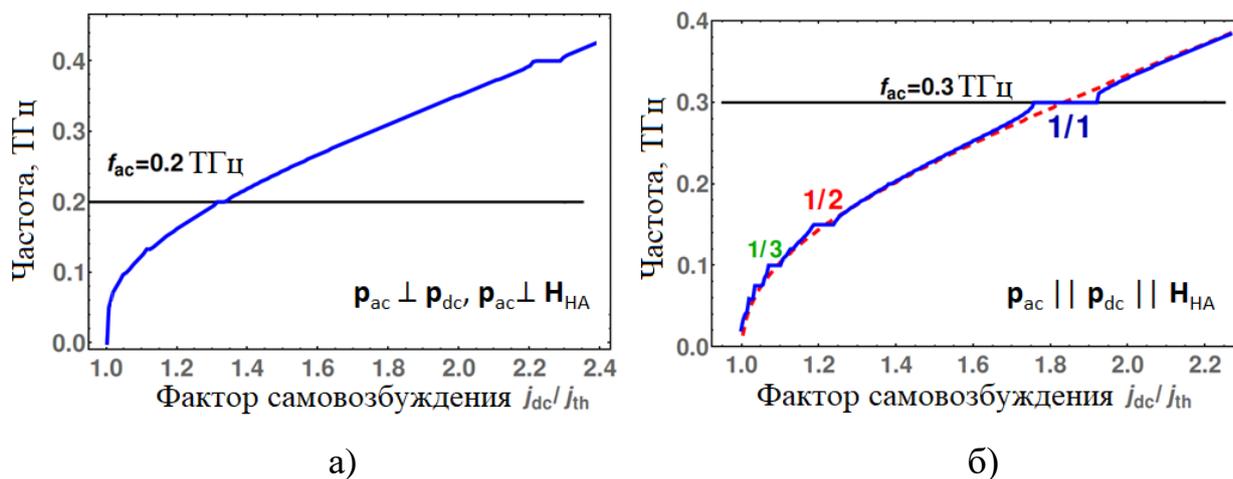
$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \gamma_{\text{eff}} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_{\text{ex}}\omega_{\text{EA}}}{2} \sin 2\varphi = \tau_{\text{dc}} + \tau_{\text{ac}} \sin \omega_{\text{ac}} t. \quad (6.51)$$

Полученное уравнение изучено в литературе достаточно подробно, в частности, оно описывает переход Джозефсона под внешним СВЧ воздействием [160], неавтономную систему фазовой синхронизации при фазовой модуляции опорного генератора [161], роторный мотор под внешним возбуждением. Приведем основные результаты по синхронизации АФМ осциллятора при параллельной и перпендикулярной накачке, полученные численным интегрированием уравнений (6.47), (6.48) и (6.49), (6.50).

Во-первых, установим необходимость наличия анизотропии в базисной плоскости на синхронизацию АФМ осциллятора. Как видно из уравнения (6.51) при нулевом поле анизотропии  $H_{\text{EA}} = 0 \Rightarrow \omega_{\text{EA}} = 0$ , что реализуется при больших постоянных токах  $\tau_{\text{dc}} = 0$ , АФМ осциллятор демонстрирует чисто линейное поведение и не может синхронизироваться восстанавливающим спиновым моментом вне зависимости от ориентации поляризации переменного тока. При этом система демонстрирует вынужденные колебания на частоте внешнего воздействия. Причем в автономном случае для такого осциллятора выходное напряжение не имеет переменной составляющей (см. подробнее главу 2), поэтому для реализации синхронизации в АФМ случае необходимо наличие анизотропии в базисной плоскости.

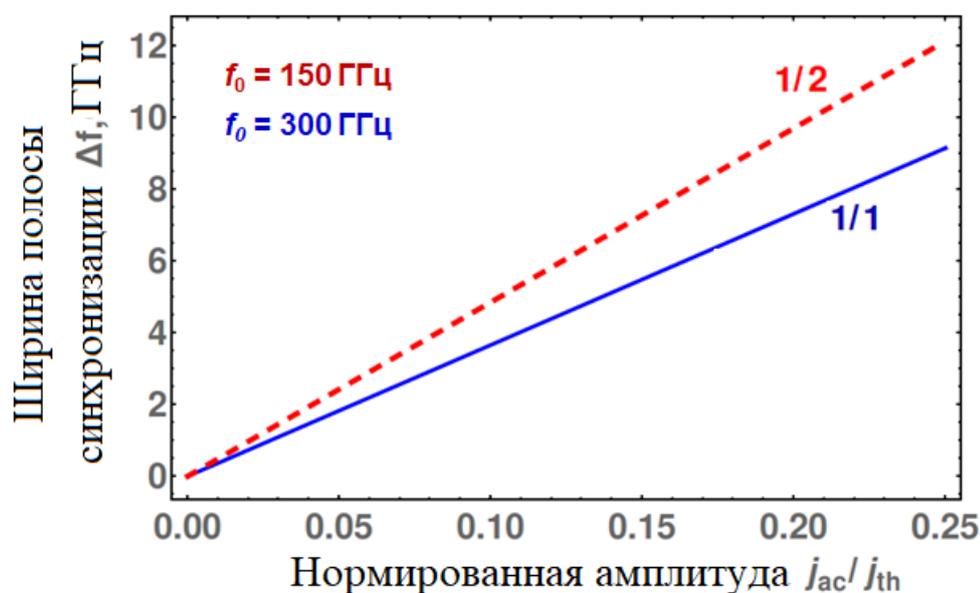
Рассмотрим случай, когда поляризация переменного спинового тока с частотой  $f_{\text{ac}} = 0.2 \text{ ТГц}$  лежит в легкой плоскости (перпендикулярная накачка).

Соответствующая зависимость частоты колебаний СО от фактора самовозбуждения (надкритичности), то есть  $j_{dc}/j_{th}$  представлена на рис.6.17а. Как видно ширина полосы синхронизации на основной частоте сигнала меньше ширины синхронизма на удвоенной частоте. Это связано с тем, что в правой части уравнения (6.47) стоит функция, содержащая множество гармоник входного сигнала. При этом при параллельной накачке (рис.6.17б) в правой части уравнения (6.51) стоит только основная гармоника внешнего воздействия и ширина синхронизма на основной гармонике 1/1 шире полосы синхронизма дробно-кратных зон синхронизма 1/2, 1/3 и др. Таким образом, эффективность синхронизации при параллельной накачке на основной частоте выше, чем при перпендикулярной. Это отличается от детектирования сигналов с помощью структуры АФМ/ТМ в пассивном режиме (глава 3), при котором эффективна перпендикулярная накачка. Отметим, что картина дробно-кратной синхронизации, представленной на рис.6.16 соответствует ступеням Шапиро при нестационарном эффекте Джозефсона.



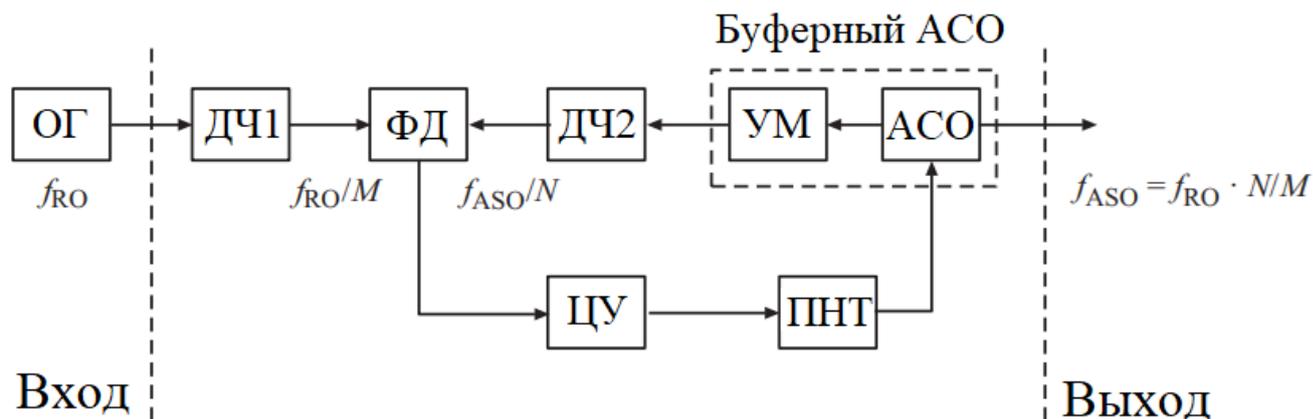
**Рис.6.17.** Зависимости частоты автоколебаний антиферромагнитного СО от фактора самовозбуждения  $j_{dc}/j_{th}$  для  $\mathbf{p}_{ac} \perp \mathbf{p}_{dc}, \mathbf{p}_{ac} \perp \mathbf{H}_{HA}$  (а) и  $\mathbf{p}_{ac} \parallel \mathbf{p}_{dc} \parallel \mathbf{H}_{HA}$  (б).

Рассмотрим эффективность синхронизации на дробно-кратных гармониках при параллельной накачке. На рис.6.18 представлена зависимость ширины полосы синхронизации от нормированной амплитуды внешнего воздействия на основной гармонике  $f_0=300$  МГц и на половинной частоте  $f_0=150$  МГц. При увеличении амплитуды внешнего воздействия ширина полосы синхронизации возрастает. При этом ширина синхронизма на более низких частотах больше, чем при более высоких. Это связано с тем, что нелинейность дифференциальной характеристики  $df/dj$  на более низких частотах выше. Таким образом, для более эффективного использования эффекта внешней синхронизации АФМ осциллятора необходимо использовать невысокие надкритичности и относительно невысокие частоты, для которых нелинейность регулировочной характеристики сильнее.



**Рис.6.18.** Зависимость ширины полосы синхронизации от нормированной амплитуды внешнего воздействия.

Рассмотрим в качестве примера использования внешней синхронизации АФМ осциллятора возможность построения синтезатора частоты на основе схемы ФАП. Структурная схема синтезатора частот на базе антиферромагнитного СО представлена на рис.6.19.



**Рис.6.19.** Структурная схема синтезатора дискретной сетки частот, построенного на основе ФАП антиферромагнитного осциллятора. ОГ – опорный генератор, ДЧ1,2 – делители частоты с коэффициентами деления  $M, N$ , соответственно, ФД – фазовый дискриминатор (компаратор), ЦУ – цепь управления (непрерывный фильтр), ПНТ – преобразователь «напряжение-ток», Буферный АСО – буферный блок, состоящий из УМ – усилителя мощности и АСО – антиферромагнитного спинтронного осциллятора.

Принцип работы схемы совпадает с большинством схем пассивных синтезаторов частот диапазона СВЧ на основе схем фазовой автоподстройки. На входы фазового дискриминатора (ФД) поступают сигналы от опорного генератора и управляемого генератора с частотами  $f_{RO}/M$  и  $f_{ASO}/N$ , соответственно, где  $M, N$  – коэффициенты деления частоты. На выходе ФД с дискриминационной характеристикой  $F[\Delta\Phi]$  формируется сигнал ошибки  $e(t) = E \cdot F[\Delta\Phi]$ , пропорциональный разности фаз поступающих на его входы колебаний  $\Delta\Phi = \varphi_{ASO} / N - \varphi_{RO} / M$  и максимальному вырабатываемому ФД напряжению  $E$ . Управление частотой колебаний происходит в АСО через цепь управления, образованной фильтром с коэффициентом передачи  $K(d/dt)$  и преобразователем «напряжение-ток» с коэффициентом преобразования  $T$  (с размерностью  $[A/V]$ ), которые могут быть совмещены в едином функциональном блоке. Мы рассматриваем антиферромагнитный СО, совмещенный с усилителем мощности в

едином буферном блоке, причем съём мощности с СО может осуществляться различными методами: обратным спин-Холл напряжением, с помощью диэлектрических резонаторов или изменением туннельного магнитосопротивления. В стационарном синхронном режиме работы системы ФАП  $\Delta\Phi = \text{const}$ , то есть разность фаз синхронизируемых колебаний постоянна, а их частоты равны и  $f_{\text{ASO}} = f_{\text{RO}} \cdot N / M$ .

Для анализа динамики ФАП используем математическую модель СО в виде дифференциального уравнения для вектора Нееля с учетом анизотропии, затухания и переноса крутильного момента (в качестве АФМ используем NiO). Плотность спин-поляризованного тока  $j = j_0 + \Delta j$ , втекающего в АСО, состоит из постоянного тока  $j_0$  и переменного  $\Delta j = (\varepsilon / S) \cdot K(d/dt) \cdot F[\Delta\Phi]$ , вызванного действием ФАП,  $\varepsilon = E \cdot T$  - коэффициент усиления в кольце обратной связи,  $S = \pi R_c^2$  - площадь поперечного сечения СО,  $R_c = 10$  мкм - радиус контакта,  $\mathbf{p}$  - вектор поляризации спинового тока. Будем рассматривать бесфильтровой случай, т.е.  $K(d/dt) = 1$  и параллельную спиновую накачку.

Воспользуемся методом медленно меняющихся амплитуд для поиска полосы синхронизма системы ФАП. Для этого будем искать решение системы (6.51) в следующем виде:

$$2\varphi = \varphi_0 + \Omega \cdot t + A \cdot \sin[\varphi_{\text{ASO}}]. \quad (6.52)$$

где  $\varphi_0, \Omega, A, \varphi_{\text{ASO}} = \Omega \cdot t + \tilde{\varphi}_{\text{ASO}}$  можно найти, подставляя (6.52) в (6.51), разлагая нелинейную функцию в ряд Фурье и группируя члены по порядку малости. Окончательно получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{dA}{dt} = -\frac{\alpha\omega_{\text{ex}}}{2} A - \frac{\omega_0^2}{2\Omega} (J_0(A) + J_2(A)) \sin(\tilde{\varphi}_0), \quad (6.53)$$

$$\frac{d\varphi_{\text{ASO}}}{dt} = \Omega + \frac{\omega_0^2}{2\Omega} \cdot \frac{(J_0(A) - J_2(A))}{A} \cos \tilde{\varphi}_0, \quad (6.54)$$

$$\alpha\omega_{ex}\Omega = 2\sigma\omega_{ex}[j_0 + \Delta j] + \omega_0^2 J_1(A) \sin \tilde{\varphi}_0. \quad (6.55)$$

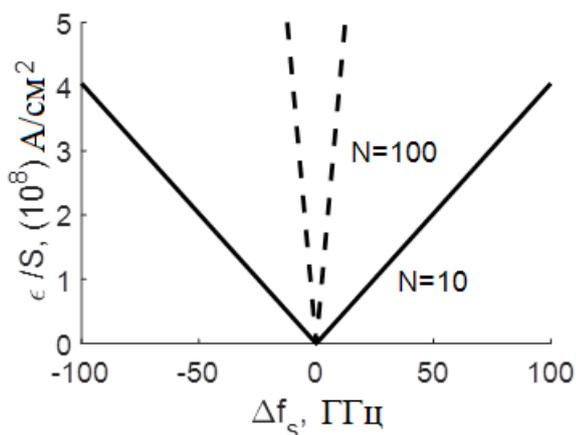
Здесь  $\tilde{\varphi}_0 = \varphi_0 - \tilde{\varphi}_{ASO}$  и  $J_n(A)$  - функция Бесселя первого рода  $n$ -ого порядка. При малых амплитудах внешнего воздействия на антиферромагнитный СО  $\varepsilon$  и малых амплитудах автоколебаний  $A$  из (6.53)-(6.55) получаем, что  $\Omega \approx 2\sigma[j_0 + \Delta j]/\alpha$  и  $d\varphi_{ASO}/dt \approx 2\sigma[j_0 + \Delta j]/\alpha$ . Окончательно, уравнение для разности фаз синхронизируемых колебаний будет иметь вид уравнения Адлера:

$$\frac{d\Delta\Phi}{dt} = \Delta\omega + \frac{2\sigma}{\alpha \cdot N} \cdot \frac{\varepsilon}{S} \cdot F[\Delta\Phi], \quad (6.56)$$

где  $\Delta\omega = 2\sigma j_0/(\alpha N) - 1/M \times d\varphi_{RO}/dt$  - разность частот синхронизируемых колебаний. Поскольку характеристика ФД является  $2\pi$ -периодической и нормированной на 1, то максимальная разность частот  $\Delta\omega_s$ , при которой возможна синхронизация (граница полосы синхронизма) дается выражением:

$$\frac{\varepsilon}{S} = \left| \frac{\alpha \cdot N}{2\sigma} \times \Delta\omega_s \right|. \quad (6.57)$$

На рис.6.20 показана зависимость коэффициента усиления по кольцу  $\varepsilon$  от разности частот синхронизируемых колебаний  $\Delta\omega_s$  (т.н. «язык Арнольда») для двух значений коэффициента усиления по кольцу при  $N=10$  и  $N=100$ . При увеличении коэффициента деления в цепи обратной связи  $N$  полоса синхронизируемых колебаний уменьшается. Максимальное значение  $\varepsilon$  ограничено линейным участком регулировочной характеристики антиферромагнитного СО, на котором амплитуда колебаний  $A$  остается достаточной для работы фазового дискриминатора. Как показывает моделирование исходной системы уравнений (6.53)-(6.55) при увеличении  $\varepsilon$  увеличивается время вхождения ФАП в синхронный режим, а амплитуда колебаний с ростом тока  $j_0$  уменьшается.



**Рис.6.20.** Коэффициент усиления по кольцу системы ФАП  $\varepsilon$  как функция разности частот  $\Delta f_s = \Delta \omega_s / 2\pi$  синхронизируемых колебаний для двух значений коэффициента деления  $N=10$  и  $N=100$ .

### 6.9. Выводы по главе 6

Итак, в данной главе исследована внешняя синхронизация ферро- и антиферромагнитных спинтронных осцилляторов гармоническим воздействием.

Сформулируем основные выводы по главе:

1. Исследована схема прямой фазовой синхронизации ферромагнитного спинтронного осциллятора периодическим внешним воздействием. Рассмотрены бифуркации системы при изменении частотной расстройки синхронизируемых колебаний и амплитуды внешнего воздействия. Проведено количественное сравнение полос синхронизма данной системы со схемой ФАП. Показано, при каких физических параметрах область синхронизма при прямой синхронизации выше, чем для схемы с ФАПЧ. Получены зависимости коэффициента передачи амплитудных и фазовых шумов от частоты колебаний при различных температурах и различных значениях амплитуды внешнего воздействия. Показано, что использование системы синхронизации ВГВ позволяет уменьшить уровень амплитудных и фазовых шумов выходного колебания. Проведено

сравнение шумовых характеристик при различных параметрах систем синхронизации. Показано, что обе системы показывают возможность улучшения шумовых свойств выходного колебания.

2. Исследована динамика бесфильтровой системы ФАП спинтронного осциллятора, генерирующего СВЧ-колебания в широком диапазоне частот под действием постоянного тока и внешнего магнитного поля. Рассмотрены бифуркации системы при изменении частотной расстройки синхронизируемых колебаний. Определены полосы синхронизма и захвата. Существование полосы захвата в бесфильтровой ФАП спинтронного осциллятора принципиально отличает такие генераторы от других генераторов СВЧ-колебаний. Проведен анализ шумовых характеристик синхронизированного цепью ФАП осциллятора и их сравнение с характеристиками автономного СО. Были получены и построены спектральные плотности амплитудных и фазовых флуктуаций. Проведенный статистический анализ может иметь важное значение при построении стабильных миниатюрных генераторов на базе СО.

3. Исследована математическая модель спектроанализатора, выполненного на основе эффекта внешней фазовой синхронизации спинтронного осциллятора. С помощью анализа укороченных уравнений для амплитуды и разности фаз было получено аналитическое выражение для вычисления длительности интервала синхронизации (транзитного захвата), которая прямо пропорциональна нормированной амплитуде входного тока и обратно пропорциональна скорости сканирования.

4. Ширина полосы внешней синхронизации спинтронного АФМ осциллятора при параллельной накачке спиновым током на основной частоте колебаний выше, чем при перпендикулярной. Таким образом, реализовывать детектор в автоколебательном режиме на основе антиферромагнитного осциллятора предпочтительнее при параллельной накачке, тогда как в докритической области при перпендикулярной. В автоколебательном режиме помимо сигнала выпрямленного напряжения на основной частоте возникают

побочные составляющие на дробно-кратных гармониках, что является следствием дробно-кратной внешней синхронизации осциллятора.

## ГЛАВА 7. ВЗАИМНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ СПИНТРОННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

### 7.1. Постановка задачи

Существенным недостатком, ограничивающим практическое использование спинтронных осцилляторов, является низкая выходная мощность генерируемых колебаний (от десятков пиковатт до сотен микроватт в зависимости от структуры слоев). Поэтому важным является решение задачи о синхронизации и сложении мощностей нескольких взаимосвязанных осцилляторов. К первому предложенному механизму связи между ферромагнитными спинтронными осцилляторами типа СТНО относится нелокальный резистивный механизм, заключающийся в соединении нескольких осцилляторов в цепочку через нанопровода (например, выполненными из NiFe/Cu/NiFe). Синхронизация осуществляется за счет переменной микроволновой составляющей тока, генерируемого каждым осциллятором в составе ансамбля. Однако на практике при реализации больших ансамблей СО трудно добиться полной фазовой синхронизации всех элементов, что может негативно сказаться на работе схемы сложения мощностей и ее КПД. Были предложены локальные механизмы связи, существенно зависящие от расстояния между контактами. Наиболее перспективным для СТНО является механизм связи двух наноконтактов за счет спиновых волн, распространяющихся в общем ферромагнитном слое. Экспериментальные исследования схемы связи двух СТНО за счет спиновых волн были проведены в ряде работ [62,86]. Теоретические подходы к рассмотрению процессов в двух связанных СТНО на основе комплексных амплитуд спиновых волн, базирующиеся на гамильтоновом формализме (см., например, [86]), были разработаны в работах [67, 86]. Влияние задержки в распространении спиновых волн для полностью идентичных наноконтактов подробно обсуждалось в [67]. Однако современная технология производства СТНО в ряде случаев не позволяет создавать образцы с полностью идентичными параметрами (в первую очередь, размерами). Поэтому необходимы подходы к рассмотрению системы

взаимосвязанных и существенно неидентичных СТНО. Наибольшего успеха в задаче синхронизации ансамблей ферромагнитных осцилляторов добилась группа Й. Акермана, осуществившего синхронизацию 100 осцилляторов типа СХНО. Для ферромагнитных СХНО связь осуществляется за счет трех механизмов: общим током, спиновыми волнами и магнитодипольным взаимодействием (см. обзор в главе 1). Для наиболее практически важных случаев связь общим током является преобладающей. В антиферромагнитном случае связь общим током является преобладающей, вместе с тем, для слабых ферромагнетиков с сильным взаимодействием Дзялошинского-Мория (гематит, борат железа) связь дипольным полем излучения может быть более интересной, в частности для ряда приложений, таких как нейроморфные вычисления или многомодовая генерация. Поэтому исследование механизмов связи антиферромагнитных спинтронных осцилляторов общим током или магнитодипольным взаимодействием является важной и актуальной.

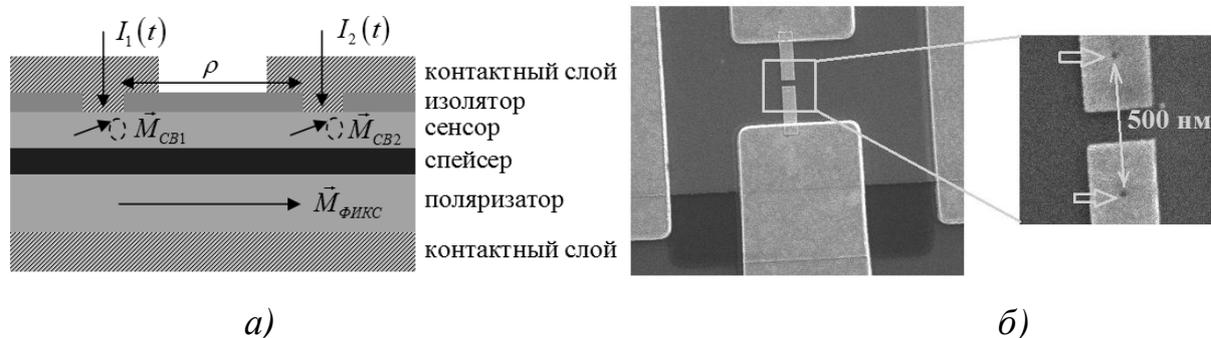
Целью данного раздела является исследование взаимной синхронизации двух спинтронных осцилляторов разного типа – ферро- и антиферромагнитных, выявление механизмов и особенностей синхронизации неидентичных осцилляторов. На первом этапе рассмотрены динамические режимы двух взаимосвязанных ферромагнитных спинтронных осцилляторов. Методом фазового пространства проанализированы бифуркации системы для идентичных и существенно неидентичных осцилляторов, найдена полоса взаимной синхронизации и проанализированы вопросы сложения мощностей двух осцилляторов. На втором этапе исследованы их шумовые свойства и проанализированы спектральные плотности мощности фазовых и амплитудных шумов внутри и вне полосы взаимной синхронизации. На третьем этапе проведено исследование взаимной синхронизации двух АФМ осцилляторов соединенных общим током. Методом многих масштабов получены приближенные модели для медленно-меняющихся фаз осцилляторов и найдена полоса взаимной синхронизации с учетом существенного вклада инерционного

слагаемого для различных значений постоянных токов, пропускаемых через осцилляторы. Результаты, полученные в данной главе, были опубликованы в [A14, A26, A27-A30, A33-A36]

## 7.2. Механизмы взаимодействия ферромагнитных спинтронных осцилляторов и их математические модели

Схема двух взаимодействующих за счет спиновых волн ферромагнитных СТНО (типа наноконтактов) представлена на рис.7.1а. Соответствующая микрофотография рассматриваемой структуры представлена на рис.7.1б. Каждый из СТНО состоит из нескольких нанометровых ферромагнитных (сенсор, поляризатор), немагнитного - промежуточного (спейсер), контактных и изолирующих слоев. Принцип работы системы взаимодействующих СТНО следующий. Намагниченность поляризатора фиксируется внешним магнитным полем, а намагниченность сенсора каждого из СТНО может меняться под действием протекающего через систему тока. На вход каждого из наноконтактов поступает ток  $I_{1,2}(t)$ . За счет эффекта переноса спинового момента (*spin transfer torque*), электроны с четко заданной ориентацией спинов из поляризатора (намагниченность которого фиксирована) инжектируются в сенсор и обмениваются энергией (sd-обменное взаимодействие) с электронами кристаллической решетки ферромагнетика. Это в свою очередь приводит к тому, что при превышении тока некоторого критического значения сила, связанная с эффектом переноса спинового момента, становится выше силы затухания ферромагнетика и намагниченность сенсора начинает прецессировать в микроволновом диапазоне. При этом частота прецессии складывается из частоты ферромагнитного резонанса и частоты, пропорциональной величине входного тока. Таким образом, СТНО являются генераторами, перестраиваемыми по частоте током. Взаимодействие между СТНО (см. рис.7.1) происходит за счет

спиновых волн, распространяющихся в сенсоре с групповой скоростью  $v_{gp} = 1.7\omega_M \lambda_{ex}^2 / R_C$ , пропорциональной  $\omega_M = \gamma \cdot 4\pi M_0 \mu_0$ .

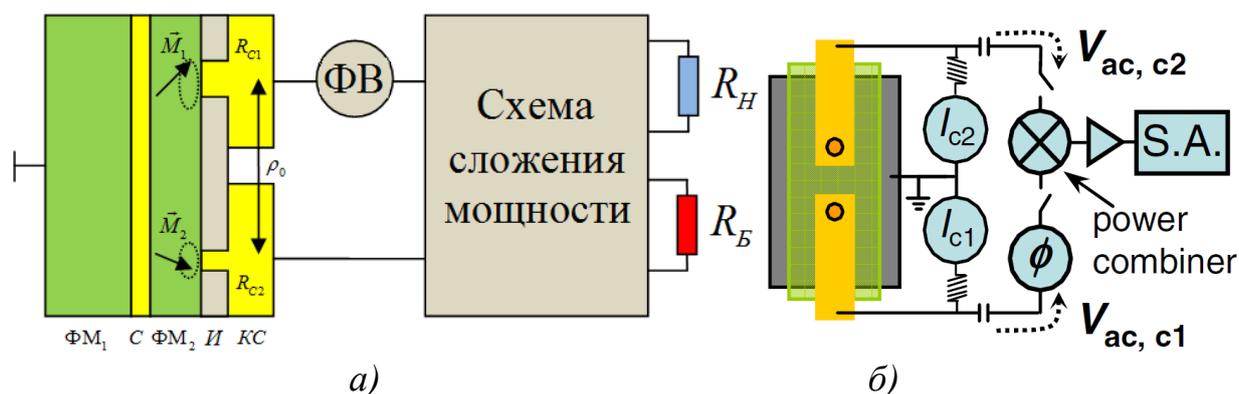


**Рис.7.1.** Схема взаимодействующих за счет спиновых волн двух ферромагнитных СТНО типа «наноконтакт», расположенных на расстоянии  $\rho$  друг от друга (а), и их микрофотография (б).

Однако взаимодействие за счет спиновых волн в данной схеме не является единственным. Присутствует также взаимодействие между СТНО через общую нагрузку. В общем случае, для синхронной работы двух СТНО можно осуществить развязку осцилляторов, используя, например, мостовую схему (см. рис.7.2а), что было сделано в эксперименте [192]. Соответствующая структурная схема эксперимента представлена на рис.3.2б. Здесь также показан усилитель мощности, использовавшийся для повышения уровня мощности выходного колебания. О подробных методах синтеза схем сложения на основе мостовых устройств можно ознакомиться из [193] и обзора, представленного там.

На рис.7.2а изображены также фазовращатель (ФВ) и два сопротивления – нагрузочное  $R_H$  и балластное  $R_B$ . Сопротивление  $R_B$  необходимо для того, чтобы сбалансировать схему сложения мощности и тем самым развязать генераторы (см. [193]). Фазовращатель необходим для подбора необходимого соотношения между фазами СТНО. На рис.7.2а введены следующие обозначения:  $\Phi M_{1,2}$  – ферромагнитные слои с фиксированной и свободной намагниченностями

соответственно,  $C$  - спейсер,  $I$  - изолятор,  $KС$  - контактный слой,  $\PhiВ$  – фазовращатель,  $\rho_0$  - расстояние между контактами,  $R_{c1,2}$  - радиусы контактов,  $\vec{M}_{1,2}$  - векторы намагниченности контактов,  $R_H$  - сопротивление нагрузки,  $R_B$  - балластное сопротивление.

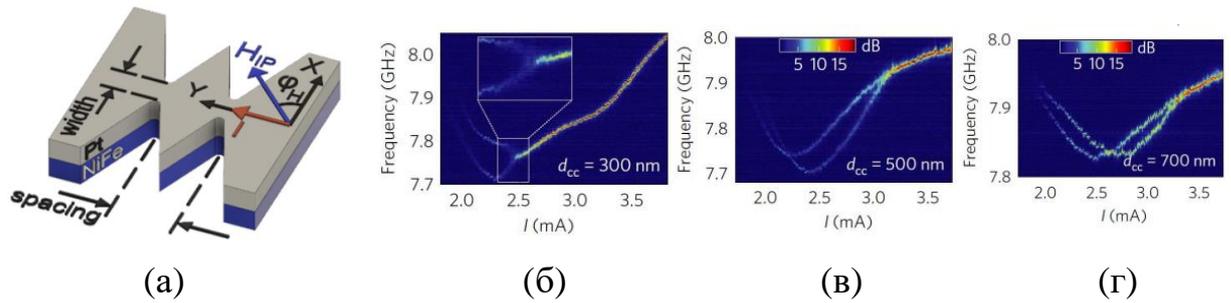


**Рис.7.2.** Схема (а) сложения мощности двух СТНО по высокой частоте (без учета питающих токов и блокировочных элементов), связанных за счет спиновых волн, а также схема (б), проведенного в [192] эксперимента.

Отметим, что в экспериментах использовались макроскопические мостовые схемы. Однако, для синхронизации больших ансамблей СТНО (более 10) с учетом неидентичности, которая возникает при производстве, использование мостовой схемы представляется сложным. В этом случае приходится использовать непосредственную связь СТНО через сопротивление нагрузки, что и было предложено в ранних работах по синхронизации СТНО. Основной задачей, которая здесь возникает, является исследование работы двух СТНО на общую нагрузку, обеспечивающую по возможности максимальную мощность в нагрузке. А также влияние различных физических параметров на схему сложения мощности.

На рис.7.3 показана схема связи двух ферромагнитных спинтронных осцилляторов – СХНО, а также экспериментальные зависимости частоты автоколебаний от величины тока, пропускаемого через структуру при изменении

расстояния между осцилляторами. Как видно, увеличение расстояния между осцилляторами уменьшает диапазон синхронизации. Далее для ферромагнитного случая будем использовать результаты, полученные для СТНО, предполагая, что они могут быть перенесены на случай СХНО. В частности, будет количественно рассчитан диапазон синхронизации для двух связанных ферромагнитных СХНО и сопоставлен с результатами эксперимента [194].



**Рис.7.3.** (а) Структура двух связанных СХНО, а также экспериментальные зависимости [194] частоты автоколебаний от величины тока, пропускаемого через структуру для разных расстояний между осцилляторами: 300 нм (б), 500 нм (в), 700 нм (г).

Математической моделью двух связанных СТНО является система дифференциальных уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта относительно намагниченностей первого и второго сенсоров  $\mathbf{M}_1(t)$  и  $\mathbf{M}_2(t)$ . Согласно [86,87], запишем соответствующую систему уравнений для поперечных компонент намагниченностей  $\mathbf{M}_{\perp 1,2} = M_{y1,2}\mathbf{y} + M_{z1,2}\mathbf{z}$  в следующем виде:

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{M}_{\perp 1}}{dt} = \mu_0 |\gamma| H_{x1} \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \mathbf{M}_{\perp 1} - \frac{\mu_0 |\gamma| \alpha}{M_0} M_{x1} H_{x1} \mathbf{M}_{\perp 1} + \frac{\sigma_1 I_1}{M_0} M_{x1} \mathbf{M}_{\perp 1} + \tilde{\Omega}_1 \circ \mathbf{M}_{\perp 2}, \\ \frac{d\mathbf{M}_{\perp 2}}{dt} = \mu_0 |\gamma| H_{x2} \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \mathbf{M}_{\perp 2} - \frac{\mu_0 |\gamma| \alpha}{M_0} M_{x2} H_{x2} \mathbf{M}_{\perp 2} + \frac{\sigma_2 I_2}{M_0} M_{x2} \mathbf{M}_{\perp 2} + \tilde{\Omega}_2 \circ \mathbf{M}_{\perp 1}, \end{cases} \quad (7.1)$$

где матрица взаимодействия имеет вид  $\tilde{\Omega}_{1,2} = \Omega_{1,2} \begin{bmatrix} \cos \beta_{1,2} & \sin \beta_{1,2} \\ \sin \beta_{1,2} & -\cos \beta_{1,2} \end{bmatrix}$  и

$\Omega_i = 0,65 \cdot \Gamma_{Gi} \sqrt{\frac{R_{Ci}}{\rho_0}} \exp(-\Gamma_{Gi} \rho_0 / v_{гр,i})$  и  $\beta_i = k_i \rho_0$ , где  $\rho_0$  - расстояние между двумя

СТНО. Запишем покомпонентно систему (3.1) в виде

$$\begin{aligned} \frac{dM_{y1}}{dt} &= -\mu_0 |\gamma| M_{z1} H_{x1} - \frac{\mu_0 |\gamma| \alpha}{M_0} M_{x1} M_{y1} H_{x1} + \frac{\sigma_1 I_1}{M_0} M_{x1} M_{y1} + \Omega_1 (M_{y2} \cos \beta_1 + M_{z2} \sin \beta_1), \\ \frac{dM_{z1}}{dt} &= \mu_0 |\gamma| M_{y1} H_{x1} - \frac{\mu_0 |\gamma| \alpha}{M_0} M_{x1} M_{z1} H_{x1} + \frac{\sigma_1 I_1}{M_0} M_{x1} M_{z1} + \Omega_1 (M_{y2} \sin \beta_1 - M_{z2} \cos \beta_1), \\ \frac{dM_{y2}}{dt} &= -\mu_0 |\gamma| M_{z2} H_{x2} - \frac{\mu_0 |\gamma| \alpha}{M_0} M_{x2} M_{y2} H_{x2} + \frac{\sigma_2 I_2}{M_0} M_{x2} M_{y2} + \Omega_2 (M_{y1} \cos \beta_2 + M_{z1} \sin \beta_2), \\ \frac{dM_{z2}}{dt} &= \mu_0 |\gamma| M_{y2} H_{x2} - \frac{\mu_0 |\gamma| \alpha}{M_0} M_{x2} M_{z2} H_{x2} + \frac{\sigma_2 I_2}{M_0} M_{x2} M_{z2} + \Omega_2 (M_{y1} \sin \beta_2 - M_{z1} \cos \beta_2). \end{aligned}$$

Вводя теперь комплексные амплитуды  $C_{1,2} = M_{y1,2} - jM_{z1,2}$  аналогично главе 2 для парциального СТНО перейдем к соответствующим уравнениям, итоговая запись которых имеет следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{dC_1}{dt} + j\omega_1(|C_1|^2)C_1 + \Delta\Gamma_1(|C_1|^2)C_1 = \Omega_1 e^{j\beta_1} C_2, \\ \frac{dC_2}{dt} + j\omega_2(|C_2|^2)C_2 + \Delta\Gamma_2(|C_2|^2)C_2 = \Omega_2 e^{j\beta_2} C_1, \end{cases} \quad (7.2)$$

где  $\omega_i(|C_i|^2) = \omega_{0i} + N_i |C_i|^2$  - зависимость частоты колебаний СТНО от мощности спиновой волны  $|C_i|^2$ ;  $\Delta\Gamma_i(|C_i|^2) = \Gamma_{+i}(|C_i|^2) - \Gamma_{-i}(|C_i|^2)$ ;  $\Gamma_{+i}(|C_i|^2) = \Gamma_G (1 + Q|C_i|^2)$  - коэффициент, характеризующий нелинейные положительные потери СТНО;

$\Gamma_{-i}(|C_i|^2) = \sigma_i I_i (1 - 0.5|C_i|^2)$  - коэффициент, характеризующий отрицательные потери СТНО. Параметр связи между СТНО в (3.2)  $\Omega_i e^{j\beta_i}$  является комплексным.

Перейдем от системы (7.2) к системе уравнений относительно медленно меняющихся амплитуд  $U_i(t)$  и фаз  $\varphi_i(t)$  спиновых волн. Для этого ищем решение системы (7.2) в виде  $C_i = U_i \exp(-j\tilde{\omega}_0 t - j\varphi_i)$ , где  $\tilde{\omega}_0 = (\omega_{01} + \omega_{02})/2$  - средняя частота колебаний. В качестве  $\tilde{\omega}_0$  может быть выбрана частота только первого или второго СТНО, однако, мы для симметрии используем именно среднюю частоту. Подставляя в (7.2)  $C_i = U_i \exp(-j\tilde{\omega}_0 t - j\varphi_i)$  получаем

$$\left\{ \frac{1}{U_1} \frac{dU_1}{dt} - j \left( \tilde{\omega}_0 + \frac{d\varphi_1}{dt} \right) + j\omega_1(U_1) + \Delta\Gamma_1(U_1) \right\} e^{-j\tilde{\omega}_0 t} = \left\{ \Omega_1 e^{j\beta_1} \frac{U_2}{U_1} e^{-j(\varphi_2 - \varphi_1)} \right\} e^{-j\tilde{\omega}_0 t}, \quad (7.3)$$

$$\left\{ \frac{1}{U_2} \frac{dU_2}{dt} - j \left( \tilde{\omega}_0 + \frac{d\varphi_2}{dt} \right) + j\omega_2(U_2) + \Delta\Gamma_2(U_2) \right\} e^{-j\tilde{\omega}_0 t} = \left\{ \Omega_2 e^{j\beta_2} \frac{U_1}{U_2} e^{-j(\varphi_1 - \varphi_2)} \right\} e^{-j\tilde{\omega}_0 t}. \quad (7.4)$$

Усредняя по периоду  $\tilde{T}_0 = 2\pi/\tilde{\omega}_0$  уравнения (3.3) и (3.4), вводя обозначение  $\psi = \varphi_1 - \varphi_2 + 0.5(\beta_1 - \beta_2)$ , запишем итоговую систему уравнений относительно  $U_{1,2}(t), \psi(t)$  в следующем виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{U}_1 = U_1 \cdot \Delta\Gamma_1(U_1) + \Omega_1 U_2 \cos(\psi + \Delta\beta), \\ \dot{U}_2 = U_2 \cdot \Delta\Gamma_2(U_2) + \Omega_2 U_1 \cos(\psi - \Delta\beta), \\ \dot{\psi} = \Delta\omega(U_{1,2}) - \left( \Omega_1 \frac{U_2}{U_1} \sin(\psi + \Delta\beta) + \Omega_2 \frac{U_1}{U_2} \sin(\psi - \Delta\beta) \right). \end{array} \right. \quad (7.5)$$

Здесь  $\Delta\Gamma_i(U_i) = \Gamma_G \cdot (\zeta_i + Q) \cdot (a_i - U_i^2)$ ,  $\Delta\beta = 0.5 \cdot (\beta_1 + \beta_2)$  - средний фазовый сдвиг между спиновыми волнами и  $\Delta\omega(U_{1,2}) = \omega_{01} - \omega_{02} + D_1 k_1^2 - D_2 k_2^2 + N_1 U_1^2 - N_2 U_2^2$  -

разность частот синхронизируемых колебаний. Отметим, что система (3.5) получена в естественных координатах. Отметим также, что порядок малости параметров связи  $\Omega_{1,2}$  совпадает с порядком малости параметров неизохронности, эффективного затухания системы.

Наличие неизохронности двух СТНО существенно сказывается на динамике системы и анализ такой структуры аналитически проводить трудно. В общем случае, если неизохронность существенно сильнее влияет на динамику системы чем связь между ними, то синхронные свойства такой системы могут ухудшиться.

Система уравнений (7.5) сходна с системой укороченных уравнений для радиотехнических автогенераторов [161]. Однако, в большинстве работ, в том числе и по синхронизации радиотехнических автогенераторов, исследовались практически идентичные по параметрам системы. Для СТНО ситуация несколько иная и разброс параметров может составлять 50%.

Отметим еще одно свойство системы (7.5) – наличие задержки в распространении спиновых волн, что выражается в наличии  $\Delta\beta$  под знаками соответствующих тригонометрических функций. Этот существенный момент, отличающий связь такого типа от резистивной, индуктивной или емкостной связи между макроскопическими автогенераторами. При несущественном влиянии задержки в распространении спиновых волн соответствующая система уравнений примет вид

$$\begin{cases} \dot{U}_1 = -U_1 \cdot \Delta\Gamma_1(U_1) + \Omega_1 U_2 \cos\psi, \\ \dot{U}_2 = -U_2 \cdot \Delta\Gamma_2(U_2) + \Omega_2 U_1 \cos\psi, \\ \dot{\psi} = \Delta\omega(U_{1,2}) - \left( \Omega_1 \frac{U_2}{U_1} + \Omega_2 \frac{U_1}{U_2} \right) \sin\psi. \end{cases} \quad (7.6)$$

Как будет показано ниже, задержка вносит существенный негативный вклад в динамику процессов системы двух СТНО. Однако для любого разброса в размерах СТНО можно подобрать такое расстояние между осцилляторами, чтобы

снизить паразитное влияние задержки в распространении спиновых волн. Соответствующие вопросы будут рассмотрены в последующих разделах.

Получим в заключение модель для связанных за счет спиновых волн СТНО, с учетом связи через общую нагрузку. Для простоты, примем, что питающий ток для обоих СТНО одинаков, в этом случае, ток, протекающий через СТНО будет иметь следующий вид:

$$I' = I \cdot \beta_R \cdot \left( 1 + \frac{\beta_{\Delta R}}{M_0} \cdot (\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{e}_p) + \frac{\beta_{\Delta R}}{M_0} \cdot (\mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{e}_p) \right). \quad (7.7)$$

Раскрывая скалярное произведение в (7.7) по правилу  $(\mathbf{M}_{1,2} \cdot \mathbf{e}_p) = M_{x1,2} \cos \gamma_P + M_{z1,2} \sin \gamma_P$ , а также отбрасывая члены более высокого

порядка (при этом из [69] известно, что  $\beta_R = \frac{R_H}{R_H + 2R_{AV}}$ ,  $\beta_{\Delta R} = \frac{\Delta R}{R_H + 2R_{AV}}$ )

малости приходим к следующей формуле для отрицательного затухания

$$\Gamma_{-1,2}(|C|^2) = \sigma_0 I \left( Q_{s1} - Q_{s2} |C_{1,2}|^2 - Q_{s3} |C_{2,1}|^2 \right), \quad \text{где} \quad Q_{s1} = \beta_R + 2\beta_{\Delta R}\beta_R,$$

$Q_{s2} = \beta_R + 3\beta_{\Delta R}\beta_R / 2$  и  $Q_{s3} = \beta_R\beta_{\Delta R} / 2$ . Итоговые укороченные уравнения будут

иметь форму записи (7.5), но функции  $\Delta\Gamma_1(U_1, U_2)$  будут уже функциями двух

переменных, которые представим в следующем виде:

$$\Delta\Gamma_{1,2}(U_1, U_2) = \Gamma_G \cdot (\zeta_{1,2} Q_{s2} + Q) \cdot \left( a'_{1,2} - U_{1,2}^2 - \frac{Q_{s3}}{\zeta_{1,2} Q_{s2} + Q} U_{2,1}^2 \right), \quad (7.8)$$

где  $a'_{1,2} = 2 \frac{\zeta_{1,2} \cdot Q_{s1} - 1}{\zeta_{1,2} \cdot Q_{s2} + Q}$  - стационарная мощность спиновой волны с учетом

влияния сопротивления нагрузки.

### 7.3. Стационарные режимы системы связанных ферромагнитных спинтронных осциллятора

Стационарным состояниям исходной системы (7.5) соответствуют амплитуды  $U_{1,2}^0$  и разность фаз  $\psi^0$ , удовлетворяющие следующей системе уравнений:

$$U_1^0 \cdot \Delta\Gamma_1(U_1^0) + \Omega_1 U_2^0 \cos(\psi^0 + \Delta\beta) = 0, \quad (7.9)$$

$$U_2^0 \cdot \Delta\Gamma_2(U_2^0) + \Omega_2 U_1^0 \cos(\psi^0 - \Delta\beta) = 0, \quad (7.10)$$

$$\Delta\omega(U_{1,2}^0) - \left( \Omega_1 \frac{U_2^0}{U_1^0} \sin(\psi^0 + \Delta\beta) + \Omega_2 \frac{U_1^0}{U_2^0} \sin(\psi^0 - \Delta\beta) \right) = 0. \quad (7.11)$$

Для упрощения предположим на первом этапе, что задержка в распространении спиновых волн не сказывается на динамике системы и  $\Delta\beta \approx 0$ . Перейдем также для упрощения от стационарных амплитуд  $U_{1,2}^0$  к стационарным мощностям  $p_{1,2}^0 = (U_{1,2}^0)^2$ . Из уравнений (7.9), (7.10) получаем следующие выражения для  $\cos\psi^0$  и  $\sin\psi^0$ :

$$\cos\psi^0 = -\frac{\Gamma_1}{\Omega_1} \sqrt{\frac{p_1^0}{p_2^0}} (a_1 - p_1) = -\frac{\Gamma_2}{\Omega_2} \sqrt{\frac{p_2^0}{p_1^0}} (a_2 - p_2), \quad (7.11)$$

$$\sin\psi^0 = \frac{\sqrt{p_1^0 p_2^0} (\Delta\omega_0 + N(p_1^0 - p_2^0))}{\Omega_1 p_2^0 + \Omega_2 p_1^0}, \quad (7.12)$$

где  $\Gamma_{1,2} = \Gamma_G \cdot (\zeta_{1,2} + Q)$  и  $\Delta\omega_0 = \omega_{01} - \omega_{02}$ , предполагаем также, что  $N_1 = N_2 = N$ .

Введем коэффициент распределения мощности  $\eta = p_1^0 / p_2^0$ , тогда из уравнения (7.11) получаем следующие выражения для стационарных мощностей  $p_{1,2}^0$  через коэффициент распределения мощностей

$$p_1^0 = \frac{a_2\eta - a_1\eta^2 \frac{\Omega_2\Gamma_1}{\Omega_1\Gamma_2}}{1 - \frac{\Omega_2\Gamma_1}{\Omega_1\Gamma_2}\eta^2}, \quad p_2^0 = \frac{a_2 - a_1\eta \frac{\Omega_2\Gamma_1}{\Omega_1\Gamma_2}}{1 - \frac{\Omega_2\Gamma_1}{\Omega_1\Gamma_2}\eta^2}. \quad (7.13)$$

Теперь достаточно получить и решить одно уравнение относительно коэффициента  $\eta = p_1^0/p_2^0$ , а далее используя (7.13) можно отыскать и стационарные мощности. Подставляя в выражение  $\cos^2\psi^0 + \sin^2\psi^0 = 1$  соотношения (7.11) и (7.12) получаем

$$\frac{\Gamma_2^2}{\Omega_2^2} \frac{p_2^0}{p_1^0} (a_2 - p_2^0)^2 + \frac{p_1^0 p_2^0 (\Delta\omega_0 + N(p_1^0 - p_2^0))^2}{(\Omega_1 p_2^0 + \Omega_2 p_1^0)^2} = 1. \quad (7.14)$$

Подставляя в (7.14) выражения (7.13) можно получить уравнение для определения  $\eta$  в виде

$$a_6\eta^6 + a_5\eta^5 + a_4\eta^4 + a_3\eta^3 + a_2\eta^2 + a_1\eta + a_0 = 0, \quad (7.15)$$

где

$$a_6 = \left( \frac{\Omega_2\Gamma_1}{\Omega_1\Gamma_2} \right)^2, \quad (7.16)$$

$$a_5 = 2 \frac{\Omega_1}{\Omega_2} \left( \frac{\Omega_2\Gamma_1}{\Omega_1\Gamma_2} \right)^2 - \frac{\Gamma_1^2 a_2^2}{\Omega_1^2} - \left( \frac{\Omega_2\Gamma_1}{\Omega_1\Gamma_2} \right)^2 \frac{(\Delta\omega_0 + a_1 N)^2}{\Omega_2^2}, \quad (7.17)$$

$$a_4 = \left( \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \right)^2 - 2 \left( \frac{\Omega_2\Gamma_1}{\Omega_1\Gamma_2} \right) - \Gamma_1^2 \left[ \frac{2a_2^2}{\Omega_1\Omega_2} - \frac{2a_1 a_2}{\Omega_2^2} \right] + \frac{2\Gamma_1 N}{\Omega_1\Omega_2\Gamma_2} (\Delta\omega_0 + a_1 N) \left( a_2 + a_1 \frac{\Omega_2\Gamma_1}{\Omega_1\Gamma_2} \right), \quad (7.18)$$

$$a_3 = -4 \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} - \frac{2\Gamma_1^2 a_2}{\Omega_2^2} \left( a_2 - 2a_1 \frac{\Omega_1}{\Omega_2} \right) - \frac{N^2}{\Omega_2^2} \left( a_2 + a_1 \frac{\Omega_2 \Gamma_1}{\Omega_1 \Gamma_2} \right)^2 +$$

$$+ 2 \left( \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \right) \frac{(\Delta\omega_0 + a_1 N)}{\Omega_1} \frac{(\Delta\omega_0 - a_2 N)}{\Omega_2}, \quad (7.19)$$

$$a_2 = 1 - 2 \frac{\Omega_1 \Gamma_1}{\Omega_2 \Gamma_2} - \frac{2\Gamma_1^2 a_1}{\Omega_2^2} \left( a_1 \frac{\Omega_2}{\Omega_1} - a_2 \right) - 2 \frac{N(\Delta\omega_0 - a_2 N)}{\Omega_2^2} \left( a_2 + a_1 \frac{\Omega_2 \Gamma_1}{\Omega_1 \Gamma_2} \right), \quad (7.20)$$

$$a_1 = 2 \frac{\Omega_1}{\Omega_2} - \frac{\Gamma_1^2 a_1^2}{\Omega_2^2} - \frac{(\Delta\omega_0 - a_2 N)^2}{\Omega_2^2}, \quad (7.21)$$

$$a_0 = \frac{\Omega_1^2}{\Omega_2^2}. \quad (7.22)$$

Аналитическое решение уравнения (7.15) с учетом коэффициентов (7.16)-(7.22) получить трудно даже в частных случаях, поэтому ограничимся численным решением полученного уравнения и анализом в фазовом пространстве.

Вообще говоря, процессы в системе связанных СТНО необходимо рассматривать в трехмерном фазовом пространстве – для амплитуд  $U_1, U_2$  и разности фаз  $\psi$ . Однако, для упрощения анализа на первом этапе рассмотрим процессы в симметричной системе, когда запас по самовозбуждению двух СТНО одинаков  $\Delta\Gamma_1 = \Delta\Gamma_2 = \Delta\Gamma$  и влияние задержки в распространении спиновых волн мало, т.е.  $\Delta\beta = 2\pi k, k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \frac{1}{2}$ . При этом предполагается, что начальные условия подобраны также одинаковыми. В этом случае, система (7.6) допускает симметричное решение  $U_1 = U_2 = U$  (равноамплитудный режим) и эквивалентная система уравнений имеет вид

$$\begin{cases} \dot{U} = -U \cdot \Delta\Gamma(U) + \Omega_0 U \cos(\psi), \\ \dot{\psi} = \Delta\omega - 2 \cdot \Omega_0 \sin \psi. \end{cases} \quad (7.23)$$

Здесь  $\Omega_0 = \Omega_1 \approx \Omega_2$ . Исследуем систему (7.23) методами теории нелинейных колебаний [161].

Поскольку правые части (7.23) периодичны по координате  $\psi$  с периодом  $2\pi$ , а амплитуда колебаний  $U$  - величина положительная, то фазовым пространством динамической системы (7.23) является поверхность полубесконечного кругового цилиндра. Далее фазовые траектории системы (7.23) будем представлять на его развертке.

Найдем расположение особых точек системы (7.23). Для этого подставим в соответствующие уравнения стационарные значения амплитуды  $\bar{U}$  и разности фаз  $\bar{\psi}$ . После некоторых преобразований находим две особые точки с координатами:

$$\bar{U}^{(1)} = \sqrt{a + \Omega_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta\omega}{2\Omega_0}\right)^2}, \bar{\psi}^{(1)} = \arcsin\left(\frac{\Delta\omega}{2\Omega_0}\right), \quad (7.24)$$

$$\bar{U}^{(2)} = \sqrt{a - \Omega_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta\omega}{2\Omega_0}\right)^2}, \bar{\psi}^{(2)} = \pi - \arcsin\left(\frac{\Delta\omega}{2\Omega_0}\right), \quad (7.25)$$

где  $a = 2 \frac{\sigma I - \Gamma_G}{\sigma I + Q \cdot \Gamma_G}$  - фактор регенерации автономного (несвязанного) СТНО.

Выясним характер фазовых траекторий  $U(\psi)$  системы (7.23) на цилиндрической фазовой поверхности в малой окрестности особых точек. Для этого в (7.23) амплитуде и разности фаз дадим независимые приращения  $U(t) = \bar{U} + \xi(t), \psi(t) = \bar{\psi} + \eta(t)$ . Для обеих особых точек (7.24), (7.25) получаем следующую линеаризованную систему уравнений

$$\begin{cases} \dot{\xi} = -2\bar{U}^2 \xi - \Omega_0 \bar{U} \sin \bar{\psi} \cdot \eta, \\ \dot{\eta} = -2\Omega_0 \cos \bar{\psi} \cdot \eta. \end{cases} \quad (7.26)$$

Анализ системы (7.26) показывает, что особая точка (7.24) является состоянием равновесия – устойчивым узлом, а (7.25) – седлом. Условие самовозбуждения для СТНО (то есть, когда точка равновесия становится устойчивой) дается

неравенством  $a + \Omega_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta\omega}{2\Omega_0}\right)^2} > 0$ , или для тока

$$I > I_{KP} \frac{1 - Q \cdot \Omega_0 \sqrt{1 - (\Delta\omega/2\Omega_0)^2}}{1 + \Omega_0 \sqrt{1 - (\Delta\omega/2\Omega_0)^2}}, \quad (7.27)$$

где  $I_{KP} = \Gamma_G / \sigma$  - критический ток (при котором стартуют колебания) автономного генератора. Из неравенства (7.27) следует, что даже при факторе регенерации меньшим нуля  $a < 0$  ( $I < I_{KP}$ ) точка равновесия (7.24) является устойчивой. В этом проявляется общая тенденция, которая будет наблюдаться ниже при анализе общей модели (7.6), заключающаяся в помощи одного осциллятора другому, то есть эффективный фактор регенерации СТНО за счет связи больше нуля.

Поделив первое уравнение системы (7.23) на второе, получим угловой коэффициент касательных к фазовым траекториям

$$\frac{dU}{d\psi} = \frac{U \cdot (\Gamma_G (a - U^2) + \Omega_0 \cos(\psi))}{\Delta\omega - 2 \cdot \Omega_0 \sin \psi}. \quad (7.28)$$

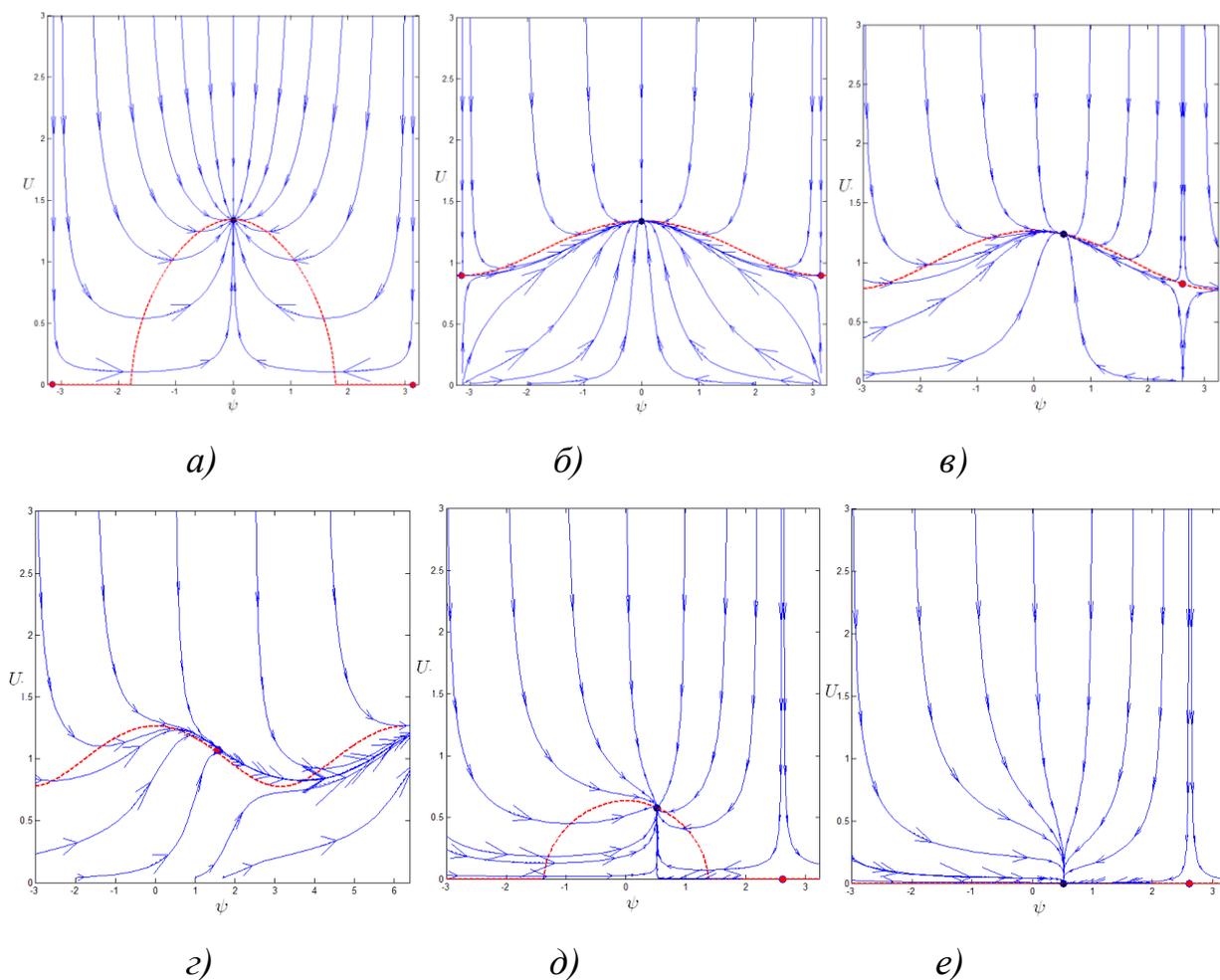
Отсюда получим выражение изоклины с вертикальной касательной ( $dU / d\psi = \infty$ ), приравняв знаменатель (7.28) нулю, получаем  $\sin \psi_{BK} = \Delta\omega / (2\Omega_0)$  для любого  $U$ .

Уравнение изоклины с горизонтальной касательной ( $dU / d\psi = 0$ ) имеет две ветви

$$U_{ГК} = \begin{cases} \sqrt{a + \Omega_0 \cos \psi}, \\ 0. \end{cases} \quad (7.29)$$

Построим полный фазовый портрет динамической системы (7.23), используя полученные выше данные. Для случая совпадения собственных частот СТНО ( $\Delta\omega = 0$ ) расположение фазовых траекторий на фазовой плоскости ( $U, \psi$ ) симметрично для отклонений разности фаз  $\psi$  вправо и влево относительно нулевого уровня  $\psi = 0$ . Соответствующие фазовые портреты для случаев, когда фактор регенерации  $a$  много меньше и много больше относительного параметра связи  $\Omega_0 / \Gamma_G$ , представлены на рис.7.4а,б соответственно. Эти режимы существенно отличаются тем, что когда фактор регенерации много больше параметра связи, седловая особая точка находится не на нулевом уровне амплитуды, и фазовые траектории не будут иметь таких заметных провалов при отклонении начальных значений амплитуды и разности фаз, как на рис.7.4а. При увеличении разности частот  $\Delta\omega$  СТНО (разности диаметров) устойчивый узел и седловая особая точка начинают смещаться на фазовой плоскости друг к другу (см. рис.7.4в). Расстройка проявляется в несимметрии процесса установления амплитуды и разности фаз для одинаковых по величине, но разных по знаку начальных отклонений разности фаз относительно стационарного значения. Это происходит до границы полосы синхронизма, задающимся выражением  $\Delta\omega = 2\Omega_0$ . На границе полосы синхронизма происходит седло-узловая бифуркация [161]. Вне полосы синхронизма наблюдается режим биений (см. рис.7.4г). Для отрицательного фактора регенерации  $a < 0$ , но при положительном

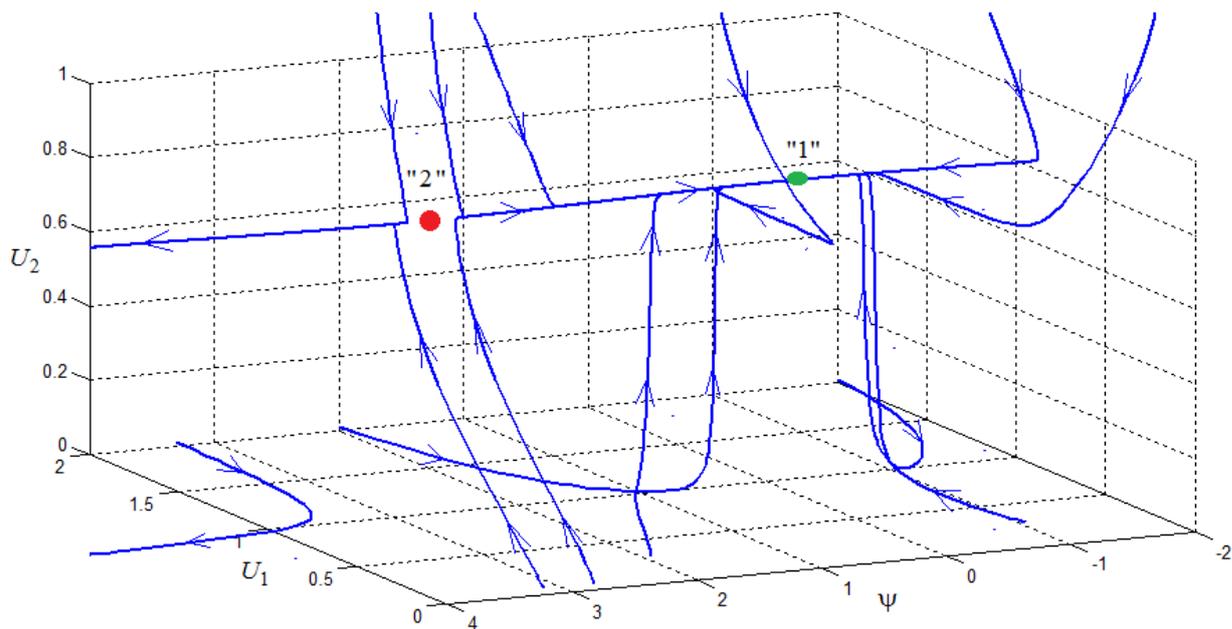
относительном параметре связи  $\Omega_0 / \Gamma_G > 0$ , наблюдается эффект «помощи» одного осциллятора другому за счет механизма связи (см. рис.7.4д), в случае когда  $\Omega_0 / \Gamma_G < |a|$ ,  $a < 0$ ,  $\Omega_0 / \Gamma_G > 0$  эффективный фактор регенерации системы – отрицательный и колебаний в системе нет (см. рис.7.4е).



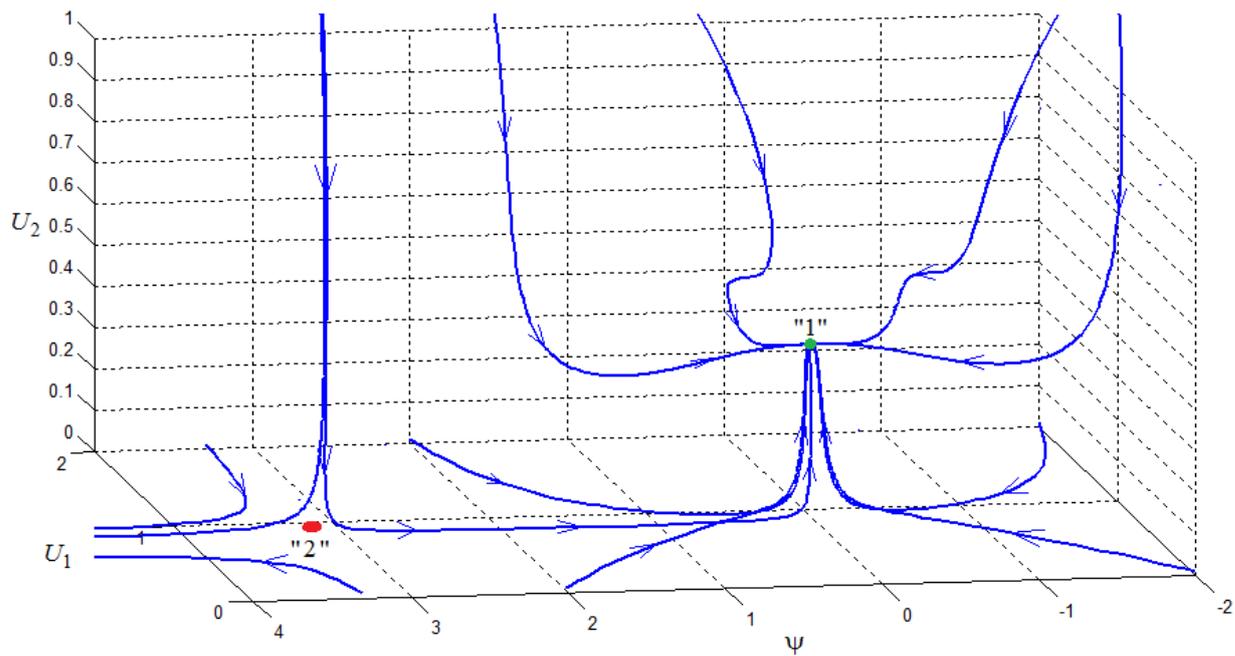
**Рис.7.4.** Фазовые траектории системы (7.23) для следующих параметров:  
 $\Omega = 1.5\Gamma_G, \Delta\omega = 0, a = 0.3$  (а),  $\Omega = 0.5\Gamma_G, \Delta\omega = 0, a = 1.3$  (б),  
 $\Omega = 0.5\Gamma_G, \Delta\omega = 0.5\Gamma_G, a = 1.1$  (в),  $\Omega = 0.5\Gamma_G, \Delta\omega = 1.4\Gamma_G, a = 1.1$  (г),  
 $\Omega = 0.5\Gamma_G, \Delta\omega = 0.5\Gamma_G, a = -0.1$  (д),  $\Omega = 0.5\Gamma_G, \Delta\omega = 0.5\Gamma_G, a = -0.6$  (е).

Перейдем к анализу процессов в связанных СТНО с отличающимися факторами регенерации  $a_1, a_2$  и соответственно величинами  $\Delta\Gamma_1(U_1)$  и  $\Delta\Gamma_2(U_2)$  в системе уравнений (7.5). Фазовым пространством этой системы является трехмерное евклидово пространство  $\mathbf{R}^3$  с координатами  $(U_1, U_2, \psi)$ . Для наибольшей наглядности расположим горизонтально оси с координатами  $(U_1, \psi)$ , а ось  $U_2$  расположим вертикально. Поскольку разность фаз является  $2\pi$ -периодической функцией времени, то область изменения величины разности фаз удобнее вести на периоде. Для наглядности изображения фазовых траекторий будем рассматривать область изменения  $\psi \in [-2, 4]$ . Так как величины  $U_1, U_2$  могут принимать только положительные значения, целесообразно для простоты рассматривать такие значения амплитуд при которых  $U_1, U_2 < 1$ .

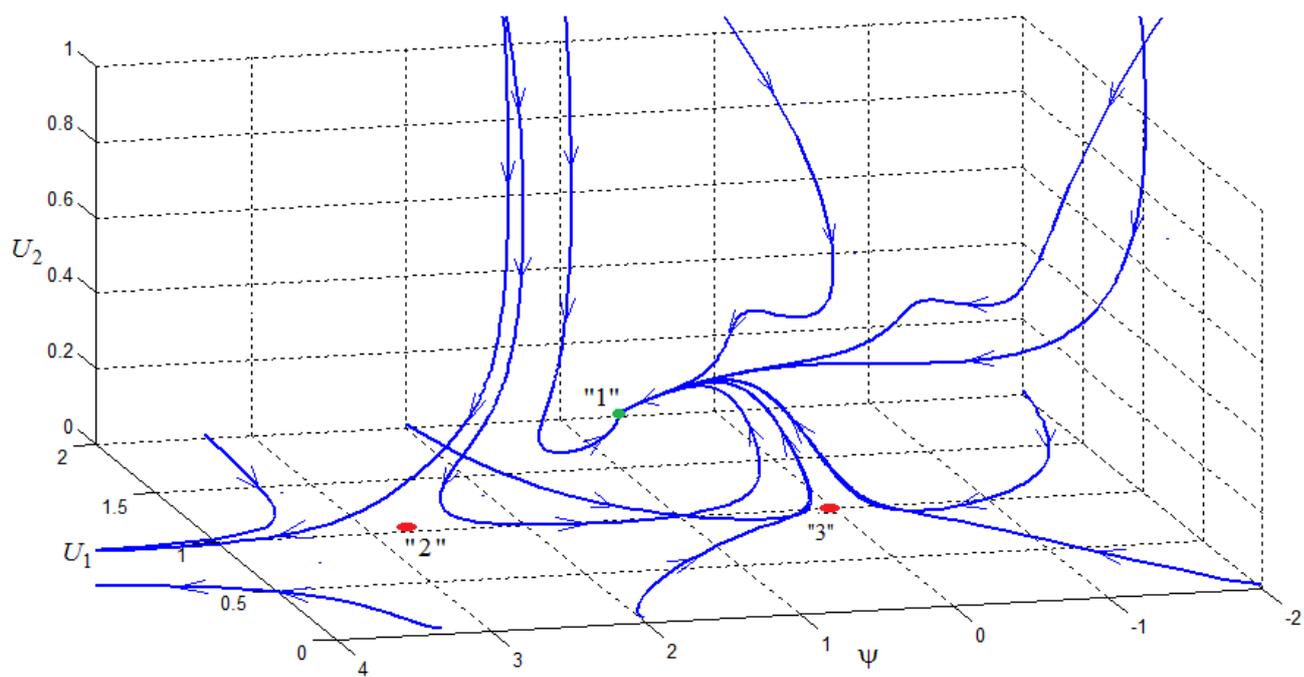
На рис.7.5а представлены фазовые траектории системы (7.5) для одинаковых значений запаса по самовозбуждению  $a_1 = a_2$ . В фазовом пространстве системы



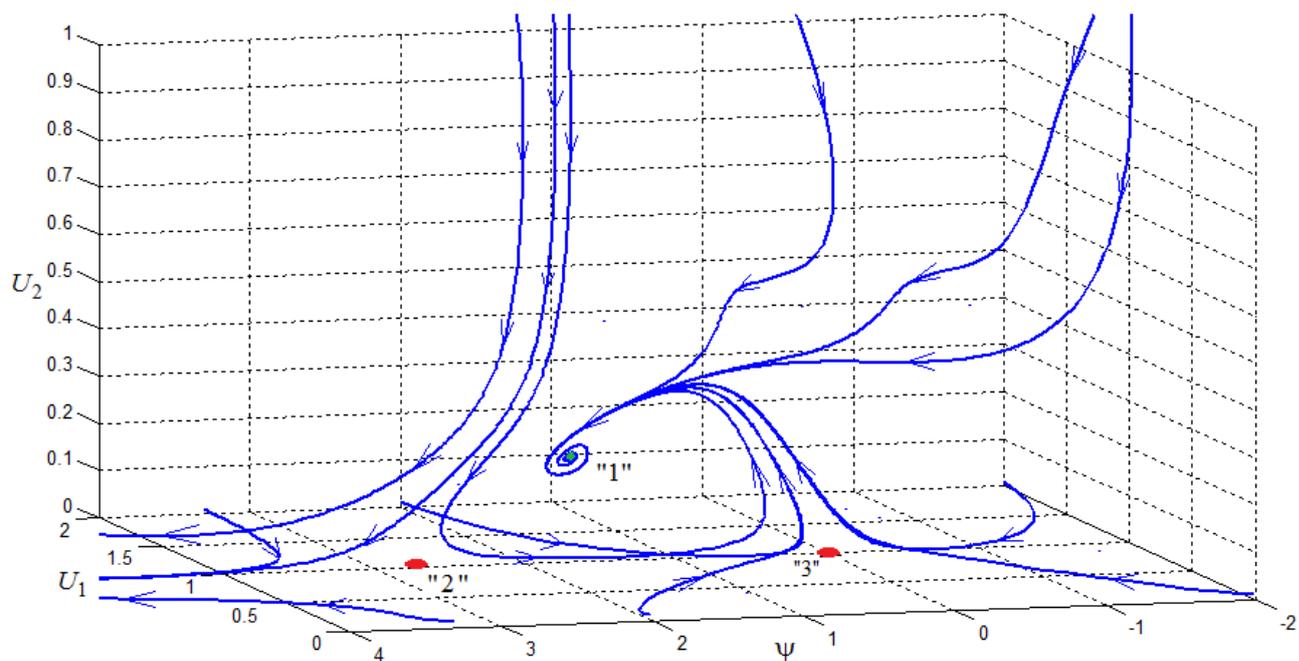
а)



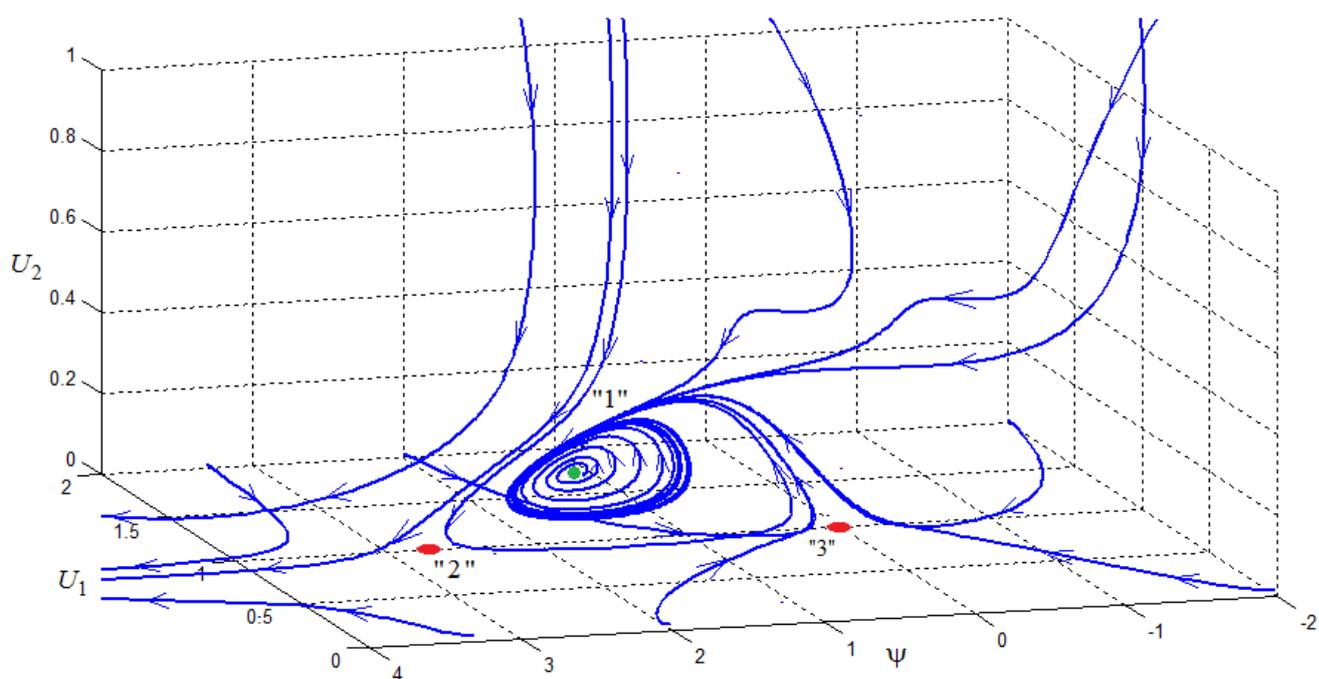
б)



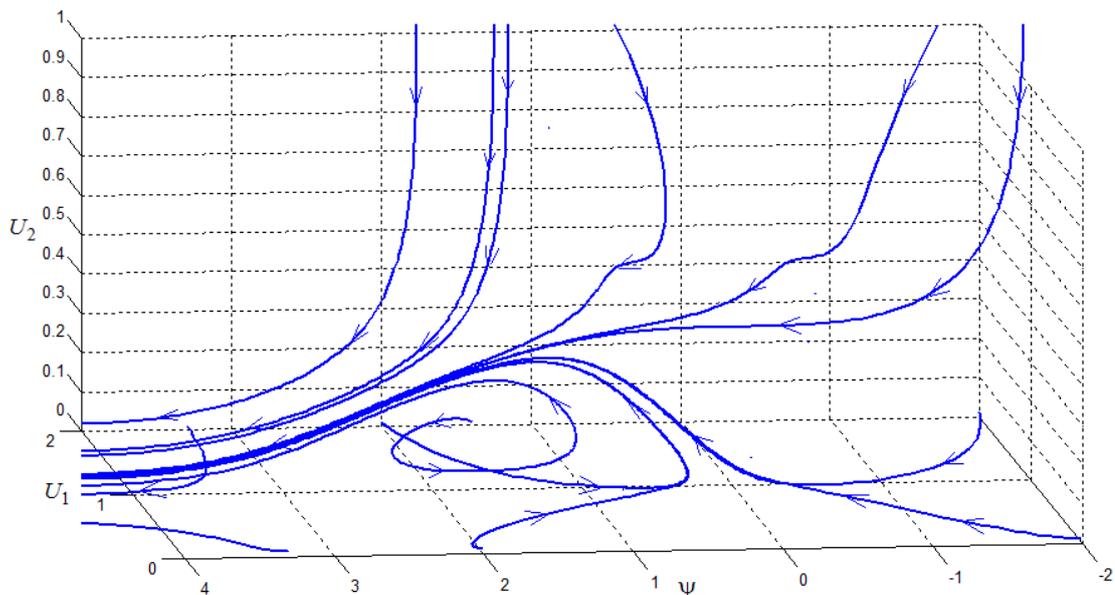
в)



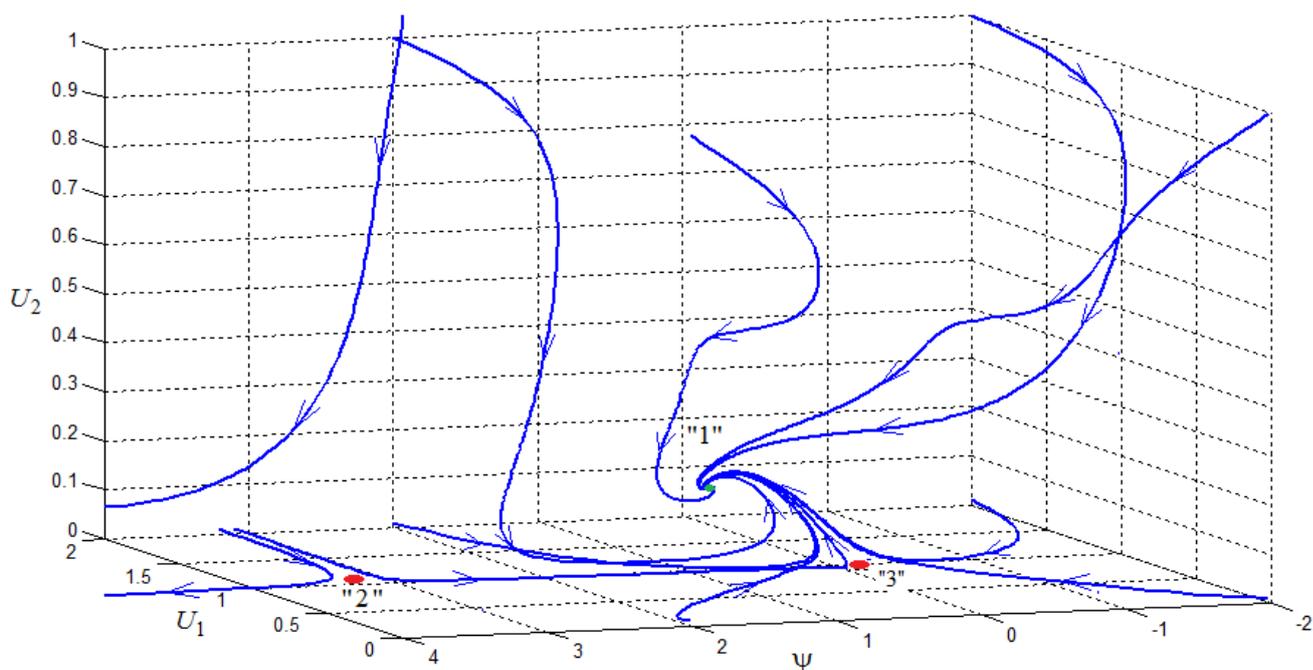
Г)



Д)



е)



ж)

**Рис.7.5.** Фазовые траектории модели (71) для следующих параметров  $\Omega_{12} = \Omega_{21} = 0.1\Gamma_G, \Delta\omega = 0.01\Gamma_G, a_1 = a_2 = 0.7$  (а),  $\Delta\omega = 0.01\Gamma_G, a_1 = 0.7, a_2 = 0.1$  (б),  $\Delta\omega = 0.3\Gamma_G, a_1 = 0.7, a_2 = 0.1$  (в),  $\Delta\omega = 0.36\Gamma_G, a_1 = 0.7, a_2 = 0.1$  (г),  $\Delta\omega = 0.4\Gamma_G, a_1 = 0.7, a_2 = 0.1$  (д),  $\Delta\omega = 0.5\Gamma_G, a_1 = 0.7, a_2 = 0.1$  (е),  $\Delta\omega = 0.4\Gamma_G, a_1 = 0.7, a_2 = -0.1$  (ж)

имеются 2 особые точки, обозначенные на рис.7.5а как «1» и «2». При этом точка «1» является 3D—устойчивым узлом, а точка «2» - неустойчивым седлом. Фактически динамика системы в этом случае эквивалентна динамике системы, рассмотренной выше. При наличии частотной расстройки между СТНО две эти особые точки приближаются друг к другу до границы – полосы синхронизма, при превышении которой в системе наблюдается асинхронный режим. Гораздо более интересная картина наблюдается в системе связанных СТНО при  $a_1 \neq a_2$ . На рис.7.5б представлены фазовые траектории системы при  $a_1 = 0.7, a_2 = 0.1$  (т.е. при существенном различии запасов по самовозбуждению) и частотной расстройке, близкой к середине полосы синхронизма  $\Delta\omega = 0.01\Gamma_G$ , а на рис.7.5в близкой к границе полосы синхронизма  $\Delta\omega = 0.3\Gamma_G$ . В этом случае особые точки «1» и «2» при увеличении  $\Delta\omega$  также сближаются, однако, переход в асинхронный режим происходит несколько по-иному, чем в случае  $a_1 = a_2$ . Сначала происходит изменение типа устойчивой особой точки – «1», устойчивый узел переходит в устойчивый узло-фокус, что наглядно показано на рис.7.5г при  $\Delta\omega = 0.36\Gamma_G$ . При дальнейшем увеличении  $\Delta\omega$  происходит следующая бифуркация – точка «1» становится неустойчивой и происходит рождение предельного цикла (см рис.7.5д), и при дальнейшем увеличении происходит переход в асинхронный режим (см рис.7.5е). Отметим здесь, что величина  $\Delta\omega$  при котором наблюдается рождение предельного цикла заметно выше граничного значения для полосы синхронизма для  $a_1 = a_2$ . Отсюда можно сделать вывод о том, что для неидентичных СТНО ширина полосы синхронизма будет несколько шире, чем для идентичных СТНО. Этот вопрос подробно обсуждается в следующем параграфе.

Важный результат, который также был обнаружен, заключается в существовании синхронного режима даже при  $a_{1,2} < 0$ . Для несвязанных СТНО

колебания наблюдаются только при  $a > 0$ , т.е. при  $I > I_{KP}^{несв}$  (условие самовозбуждения). Для связанных же СТНО критический ток, при котором стартуют колебания, может быть меньше тока в несвязанном случае, т.е.  $I_{KP}^{св} < I_{KP}^{несв}$ , что реализуется при отрицательном факторе регенерации  $a_{1,2} < 0$ . Пример соответствующего фазового портрета представлен на рис.7.5ж при  $a_1 = 0.7, a_2 = -0.1$ . При этом переход в асинхронный режим также происходит через бифуркацию – рождение предельного цикла. Обсудим полученный результат. Если в результате определенных технологических трудностей, связанных с дефектами образца, размерами и т.д., фактор регенерации одного из СТНО отрицательный  $a_{1,2} < 0$ , то синхронный режим в работе СТНО все же возможен, однако, энергетика такой схемы будет существенно хуже, чем схемы с незначительно отличающимися параметрами, т.е. амплитуда установившихся колебаний генератора, для которого фактор регенерации отрицательный – невелика. То есть в энергетическом смысле этот режим не является выгодным, даже при том, что полоса синхронизма такой схемы значительно шире полосы синхронизма для полностью идентичных СТНО. Поэтому более подходящим с точки зрения широкой полосы синхронизма и хорошей энергетике системы является схема не очень сильно расстроенных по факторам регенерации СТНО. Используя анализ фазовых траекторий можно рассчитать конкретные количественные закономерности для энергетике схемы связанных СТНО и ширине полосы синхронизма. Однако, удобным является получение количественных соотношений, позволяющих рассчитывать ширину полосы синхронизма для неидентичных СТНО на различной плоскости ведущих параметров. Перейдем к соответствующему исследованию.

#### 7.4. Полоса синхронизма связанных ферромагнитных спинтронных осцилляторов

Для получения границы области синхронизма на плоскости параметров (расстояние между контактами - разница радиусов) перейдем к обобщенному фазовому уравнению (см. подробнее [161]). При этом будем учитывать наличие задержки в распространении спиновых волн. Действительно, так как связь между осцилляторами мала, то и соответствующее ей изменение амплитуды колебаний будет мало, т.е. можно считать, что  $U_{1,2}^0 = \sqrt{2(\zeta_{1,2} - 1)/(\zeta_{1,2} + Q)}$  - амплитуда стационарных колебаний парциального СТНО в отсутствии связи и  $\zeta_{1,2} = I_{1,2}\sigma / \Gamma_G$  и  $\xi_{1,2} \ll U_{1,2}^0$ . Из анализа системы (7.5) можно видеть, что порядок величин производных  $d\psi/dt$  и  $d(U_{1,2}/U_{1,2}^0)/dt$  связанных с наличием связи, один и тот же. То есть для переменных  $\psi$  и  $U_{1,2}/U_{1,2}^0$  средние скорости изменения во времени по порядку совпадают. Но диапазон изменений  $\psi$ , связанный с наличием связи по порядку равен 1, а порядок изменения для  $U_{1,2}/U_{1,2}^0$  меньше 1 и равен  $\xi_{1,2}/U_{1,2}^0 \ll 1$ . То есть время переходных процессов по амплитуде меньше времени переходных процессов по фазе (в случае когда  $a_{1,2} > 1$ ). Тогда для приближенного анализа синхронизации двух СТНО амплитудное уравнение в (7.5) можно рассматривать как стационарное и, пропуская промежуточные выкладки, запишем

$$\xi_{1,2}^0 = \frac{\Omega_{1,2}U_{2,1}^0}{2U_{1,2}^0\Gamma_G(\zeta_{1,2} + Q)} \cos(\psi \pm \Delta\beta). \quad (7.30)$$

Это позволяет провести дополнительное укорочение фазового уравнения системы (7.5) (обобщенное фазовое уравнение). Пользуясь условием малости  $\xi_{1,2} \ll U_{1,2}^0$ , получаем следующее выражение для разницы частот:

$$\Delta\omega = \Delta\omega_0 + N(A_1 \cos(\psi + \Delta\beta) - A_2 \cos(\psi - \Delta\beta)), \quad (7.31)$$

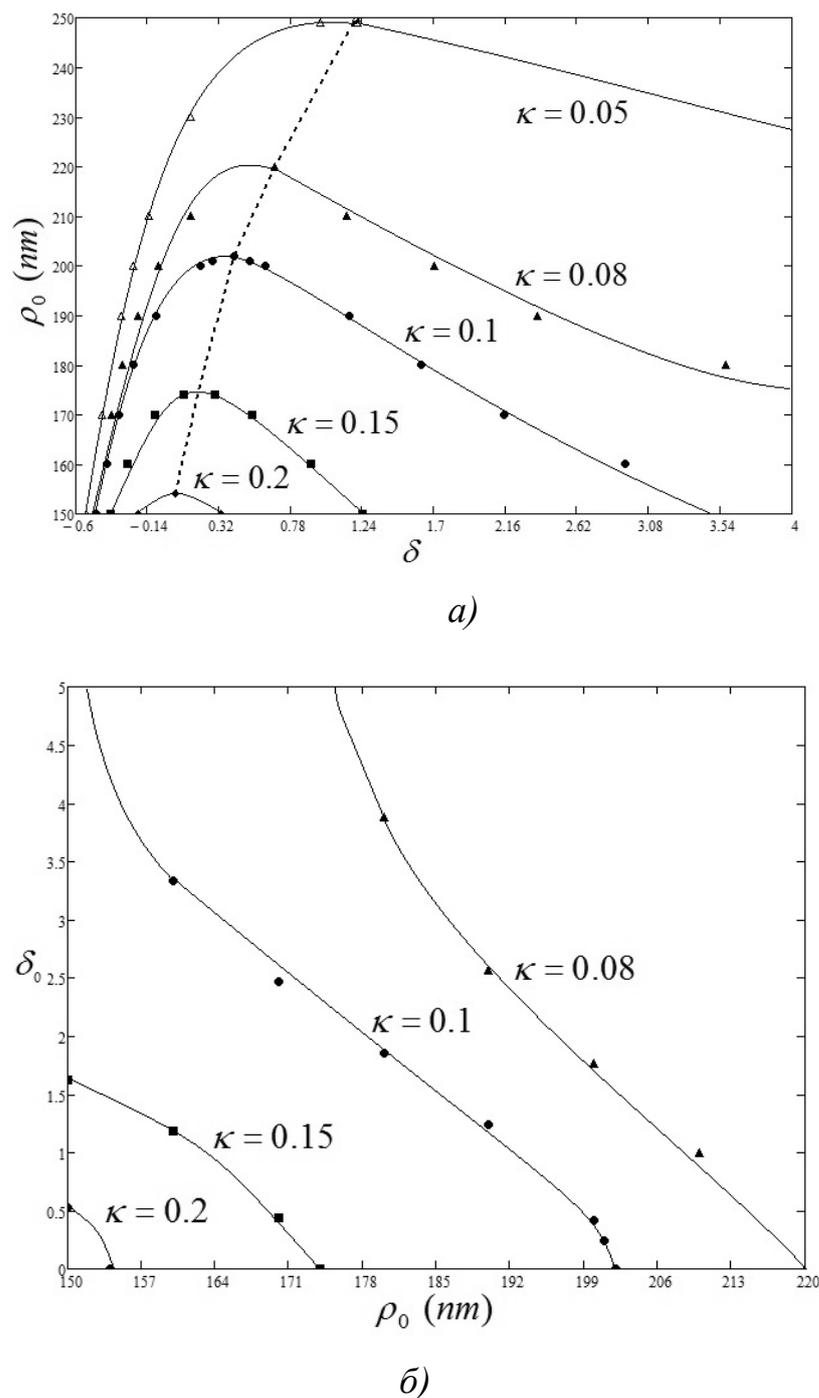
где  $\Delta\omega_0 = D(k_1^2 - k_2^2) + N\left((U_1^0)^2 - (U_2^0)^2\right)$  и  $A_{1,2} = \frac{\Omega_{1,2}U_{2,1}^0}{\Gamma_G(\zeta_{1,2} + Q)}$  - константы.

Выражения для  $(U_1/U_2)$  и  $(U_2/U_1)$  даются формулами вида (с учетом разложения  $1/(1+x) \approx 1-x$ )

$$\frac{U_{1,2}}{U_{2,1}} \approx \frac{U_{1,2}^0}{U_{2,1}^0} + \frac{1}{2U_1^0U_2^0} \left( A_{1,2} \cos(\psi \pm \Delta\beta) - A_{2,1} \left( \frac{U_{1,2}^0}{U_{2,1}^0} \right)^2 \cos(\psi \mp \Delta\beta) \right). \quad (7.32)$$

С помощью численного моделирования фазового уравнения системы (7.5) с учетом формул (7.30)-(7.32) были рассчитаны границы областей синхронизации на плоскости параметров  $(\rho_0, \delta = (R_{C2} - R_{C1})/R_{C1})$ . Соответствующие зависимости вложенных одна в другую областей синхронизации для различных соотношений между токами  $\kappa = 1 - \zeta_2/\zeta_1$  показаны на рис.7.6а. Можно видеть, что при уменьшении величины  $\kappa$  растет ширина соответствующих зон синхронизма. А чем меньше  $\kappa$ , тем меньшее расстояние между СТНО необходимо для существования синхронного режима. Отметим, что при малых величинах  $\kappa < 0.1$  центру зон синхронизма соответствует ненулевая разница в размерах контактов  $\delta \neq 0$ . Это существенный факт, позволяющий сделать вывод о том, что в ряде случаев в схеме полностью идентичных по размерам СТНО может не существовать устойчивого синхронного режима. В случае, когда удалось подобрать соотношение между токами, пропускаемыми через контакты таким, что  $I_2 \approx I_1$ , то ширины зоны синхронизма заметно возрастают. При этом центр симметрии зоны синхронизма смещается в область больших значений неидентичности по размерам  $\delta$ .

На рис.7.6б показана зависимость ширины зоны синхронизма  $\delta_0$  от расстояния между контактами для различных соотношений между токами  $\kappa$ . Видно, что при уменьшении  $\kappa$  ширина зон синхронизма существенно возрастает. Таким образом, практически важный вывод, который можно сделать из анализа зависимостей (рис.7.6) состоит в том, что при заданной неидентичности в



**Рис.7.6.** Границы областей синхронизации (а) на плоскости параметров  $(\rho_0, \delta)$  и графики ширин зон синхронизма  $\delta_0$  от расстояния между контактами для различных соотношений между токами  $\kappa$ . Параметры модели:  $4\pi M_0 = 8\kappa\Gamma c$ ,  $\alpha_G = 0.01$ ,  $R_{CI} = 100\text{nm}$ ,  $\varepsilon = 0.1$ ,  $g=2$  (пунктирной линией изображен центр симметрии зон синхронизма).

размерах СТНО и расстоянии между контактами, можно подобрать такое соотношение между токами  $k$ , при котором ширина соответствующей зоны синхронизма будет максимальной.

Оценим теперь влияние задержки в распространении спиновых волн на ширину зоны синхронизма. Для аналитической оценки полосы синхронизма воспользуемся следующей формулой:

$$P_1 = 2 \sqrt{\left( \left( \Omega_1 \frac{U_2^0}{U_1^0} + \Omega_2 \frac{U_1^0}{U_2^0} \right) \cos(\Delta\beta) \right)^2 + \left( \left( \Omega_1 \frac{U_2^0}{U_1^0} - \Omega_2 \frac{U_1^0}{U_2^0} \right) \sin(\Delta\beta) \right)^2}, \quad (7.33)$$

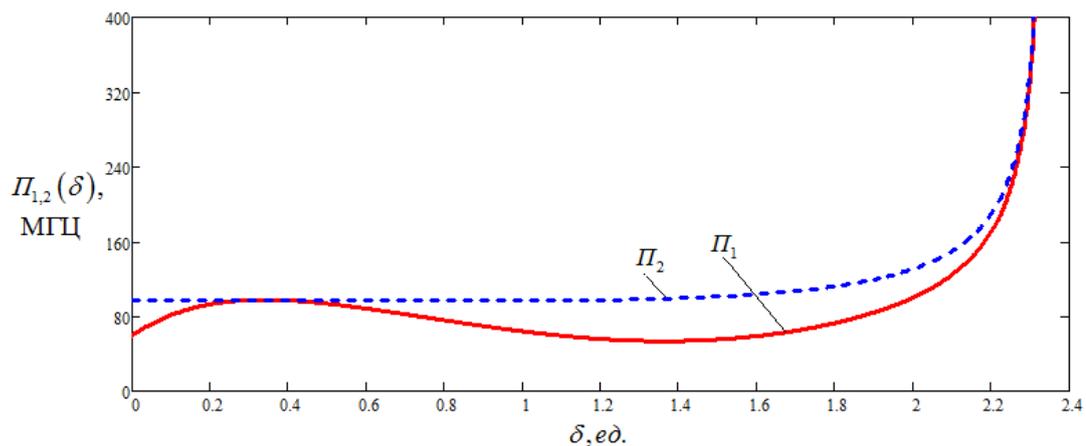
которая получена из фазового уравнения системы (7.5) при постановке в нее стационарных амплитуд  $U_{1,2}^0$  и малом параметре неизохронности. В частном случае, когда задержка в распространении спиновых волн не сказывается на процесс синхронизации СТНО, т.е. когда  $\Delta\beta = 2\pi k, k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  получаем выражение для полосы синхронизма  $P_2 = 2 \cdot \Delta\omega_{sp}$  в следующем виде

$$P_2 = 2 \left( \Omega_1 \frac{\bar{U}_2}{\bar{U}_1} + \Omega_2 \frac{\bar{U}_1}{\bar{U}_2} \right). \quad (7.34)$$

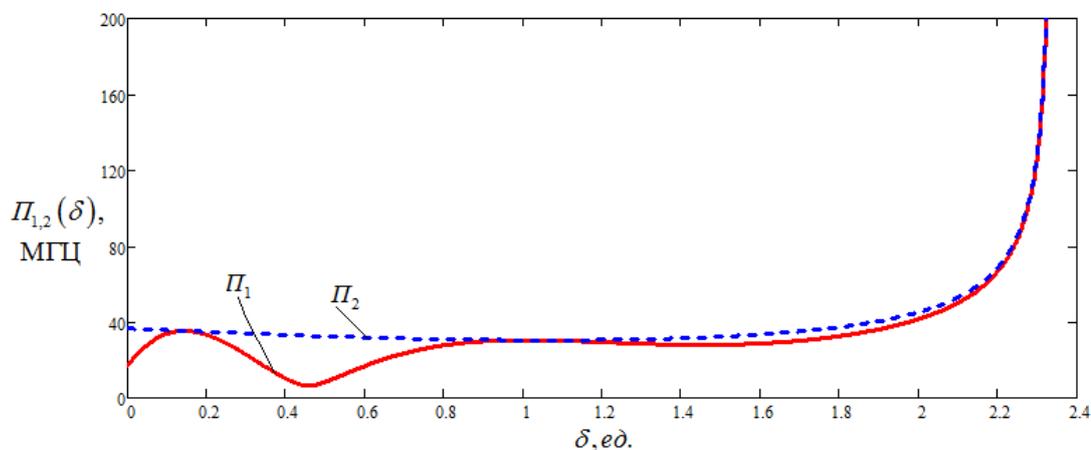
На рис.7.7а,б представлены зависимости полос синхронизма  $P_{1,2}$ , задаваемых соотношениями (7.33) и (7.34) (т.е. с учетом и без учета задержки) от относительной разности радиусов СТНО  $\delta = (R_{c2} - R_{c1})/R_{c1}$  для типичных физических параметров СТНО при близком  $\rho = 150 \text{ нм}$  (рис.7.7а) и более дальнем  $\rho = 350 \text{ нм}$  (рис.7.7б) их расположениях.

Отметим основные особенности, следующие из рассмотрения зависимостей, представленных на рис.7.7. При полной идентичности СТНО (т.е.  $R_{c2} = R_{c1}$ ) полоса синхронизма в ряде случаев может быть ниже, чем при неидентичности. Первый максимум при небольшой неидентичности достигается при разбросе  $\delta \approx 0.4$  на рис.7.7а и при  $\delta \approx 0.15$  на рис.7.7б. При этом полоса синхронизма в этом случае больше, чем для  $R_{c2} = R_{c1}$  на 20 МГц. Наличие задержки в распространении спиновых волн приводит к тому, что зависимость  $P_1(\delta)$  имеет

минимумы и максимумы (вследствие наличия функций  $\sin(\Delta\beta), \cos(\Delta\beta)$  в (3.31)). Это в свою очередь может привести к тому, что  $\Pi_1(\delta)|_{\delta=0} < \Pi_{1,\max}(\delta)$ , где  $\Pi_{1,\max}(\delta)$  - максимальное значение полосы синхронизма. Чтобы избежать этого, необходимо подобрать расстояния между СТНО, при которых функция  $\Pi_1(\delta)$  не имеет минимума. Проведем этот анализ для идентичных СТНО.



а)



б)

**Рис.7.7.** Зависимости полосы синхронизма  $\Pi_{1,2}$  от величины  $\delta = (R_{C2} - R_{C1})/R_{C1}$  (сплошная линия – с учетом задержки, пунктирная – без учета) для следующих физических параметров:  $\mu_0 H_{BH} = 0.8 Tл$ ,  $4\pi M_0 \mu_0 = 0.75 Tл$ ,  $R_{C1} = 25 нм$ ,  $\epsilon_{1,2} = 0.09$ ,  $g = 2$ ,  $d = 4.5 нм$ ,  $I_1 = I_2 = 20 мА$ ,  $Q = 0.7$ ,  $\rho = 150 нм$  (а) и  $\rho = 350 нм$  (б).

Запишем выражение для границы полосы синхронизма  $\Delta\omega_{zp}$  (7.5) при  $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_0$  и  $U_1^0 = U_2^0$  в виде

$$\Delta\omega_{zp} = 2\Omega_0 \cos \Delta\beta. \quad (7.35)$$

Минимумы  $\Delta\omega_{zp}$  соответствуют  $\Delta\beta = \frac{\pi}{2} + \pi \cdot l$ ,  $l = 0, \pm 1, \dots$ , а соответствующее им расстояние  $\rho_0^{\min}$  между двумя СТНО

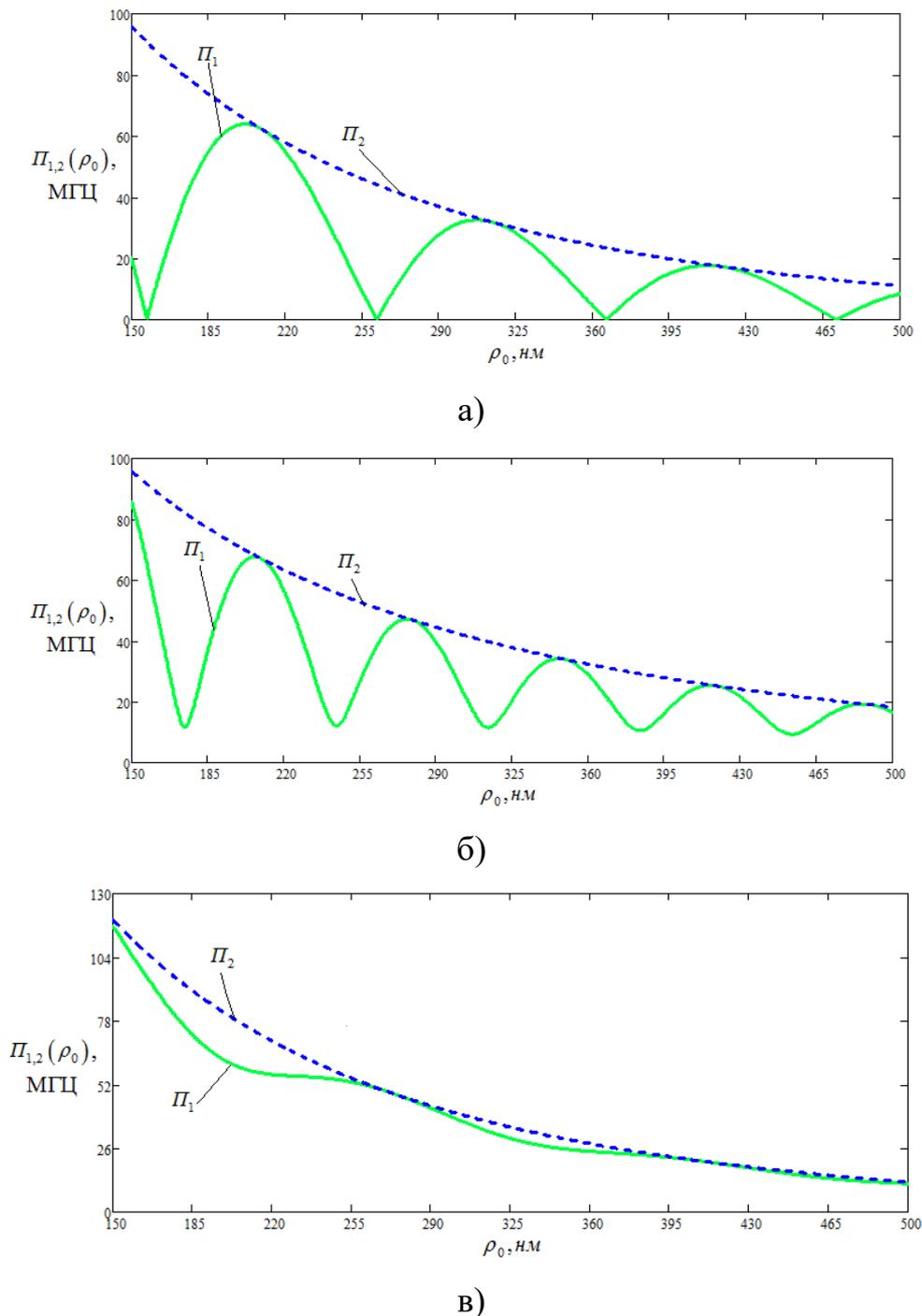
$$\rho_0^{\min} = \frac{5\pi}{6}(0.5 + l)R_C, \quad l = 0, \pm 1, \dots \quad (7.36)$$

Таким образом, в схеме идентичных СТНО выбирать расстояние необходимо с учетом того, чтобы  $\rho_0 \neq \rho_0^{\min}$  и полоса синхронизма системы связанных СТНО не была минимальной. Для неидентичных СТНО вывод соответствующих зависимостей более громоздкий и в данной работе не проводится.

Отметим еще одну особенность зависимостей, представленных на рис.7.7. При достаточно больших значениях  $\delta$  наблюдается существенный рост полосы синхронизма, т.е. эффект широкополосной синхронизации (см. напр. [161]), связанный с существенным доминированием одного из СТНО над вторым. Функции  $\Pi_{1,2}(\delta)$  неограниченно возрастают при  $\delta = \delta_{\max} \approx 2.3$ .

Исследуем влияние изменения расстояния между СТНО на полосу синхронизма при различных соотношениях между радиусами контактов. Соответствующая зависимость  $\Pi_{1,2}(\rho_0)$  для идентичных СТНО  $R_{C1} = R_{C2} = 40\text{нм}$  представлена на рис.7.8а. Здесь влияние задержки проявляется весьма сильно. Наблюдается большое число максимумов и провалов до нуля функции  $\Pi_1(\rho_0)$  (при этом положения провалов задаются соотношением (7.33)). В работе [67] было показано, что чем меньше расстояние между СТНО, тем больше параметр связи и соответственно, тем больше полоса синхронизма системы, что отчасти является верным. Однако наличие задержки в распространении спиновых волн

может приводить к тому, что при расстоянии между СТНО, близком к минимальному,  $\rho_0 \approx 155 \text{ нм}$  наблюдается не максимум полосы синхронизма, а



**Рис.7.8.** Зависимости полосы синхронизма системы связанных СТНО  $\Pi_{1,2}$  от расстояния  $\rho_0$  между СТНО (сплошная линия – с учетом задержки, пунктирная – без учета) для следующих соотношений между радиусами:  $R_{C1} = R_{C2} = 40 \text{ нм}$  (а),  $R_{C1} = 40 \text{ нм}, R_{C2} = 20 \text{ нм}$  (б),  $R_{C1} = 40 \text{ нм}, R_{C2} = 75 \text{ нм}$  (в).

$\Pi_1(\rho_0 = \rho_{\min}) \approx 0$  (см. рис.7.8а). Поэтому выбирать значение  $\rho_0$  и размеры двух СТНО необходимо, пользуясь зависимостями аналогичными рис.3.8.

На рис.7.8б,в представлены зависимости полосы синхронизма  $\Pi_{1,2}(\rho_0)$  при неидентичных параметрах  $R_{C1} = 40\text{нм}, R_{C2} = 20\text{нм}$  (б) и  $R_{C1} = 40\text{нм}, R_{C2} = 75\text{нм}$  (в). Из них видно, что при этом минимумы полосы синхронизма не имеют нулевых значений  $\Pi_{\min} \neq 0$ , т.е. функция  $\Pi_1(\rho_0)$  приближается к  $\Pi_2(\rho_0)$ , что позволяет существенно снизить паразитное влияние задержки распространения спиновых волн на полосу синхронизма. Однако, как было отмечено выше, существенное рассогласование в размерах СТНО может привести к ухудшению энергетических характеристик схемы сложения. Определение предельного разброса в размерах СТНО, не приводящего к существенным ухудшениям энергетических характеристик схемы сложения мощности будет рассмотрено ниже.

Исследуем влияние неизохронности на полосу синхронизма системы. Для геометрии с продольной ориентацией вектора внешнего магнитного поля и вектора поляризации слоя с фиксированной намагниченностью параметр неизохронности  $N$  зависит от намагниченности насыщения сенсора как  $N = \omega_M / 2 = 2\pi\gamma M_0$  и поэтому снижение параметра неизохронности может проводиться только подбором материала сенсора с минимальными значениями  $M_0$ , чего реально добиться трудно. В работах А.Н. Славина и В.С. Тиберкевича [67] был посчитан параметр неизохронности при составлении уравнения для комплексной амплитуды для произвольного направления внешнего магнитного поля в виде  $\theta_{ext}$  с помощью Гамильтонова формализма в форме

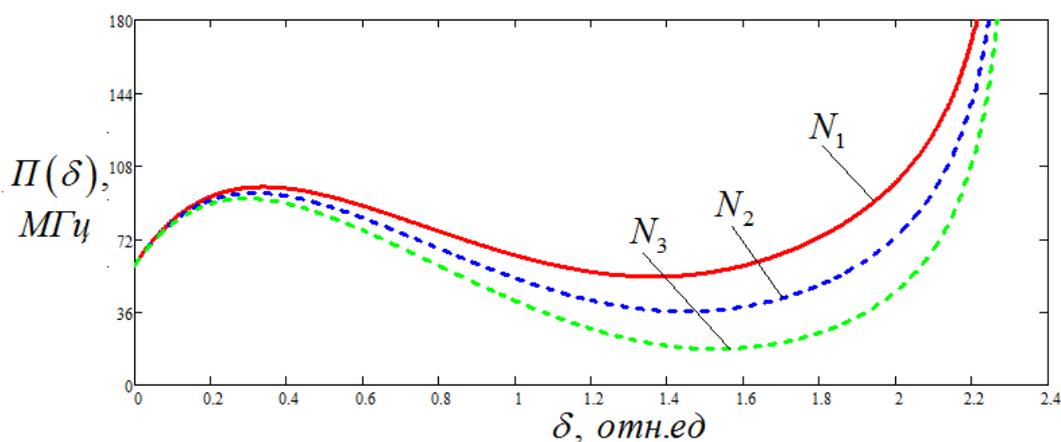
$$N = \frac{\omega_H \omega_M}{2\omega_0} \left( \frac{3\omega_H^2 \sin^2 \theta_{in}}{\omega_0^2} - 1 \right). \quad (7.37)$$

где  $\theta_{in}$  - угол между направлением вектора внутреннего магнитного поля сенсора  $\mathbf{H}_{in}$  и плоскостью образца. Причем связь между напряженностью внутреннего и

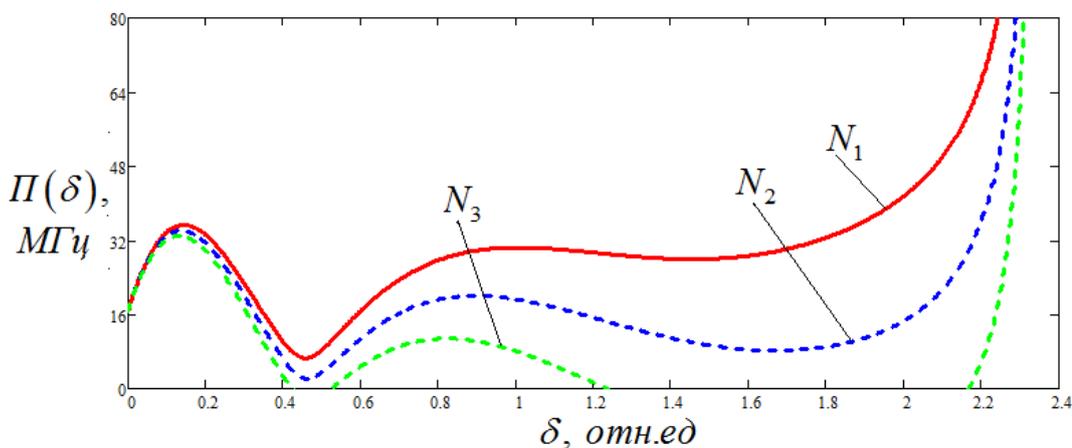
внешнего магнитных полей  $\mathbf{H}_{in}$  и  $\mathbf{H}_{ext}$  и соответствующими углами  $\theta_{in}$  и  $\theta_{ext}$  дается системой (поле анизотропии не учитывается) граничных условий

$$H_{ext} \cos \theta_{ext} = H_{in} \cos \theta_{in}, \quad (7.38)$$

$$H_{ext} \sin \theta_{ext} = (H_{in} + 4\pi M_0) \sin \theta_{in}.$$



а)



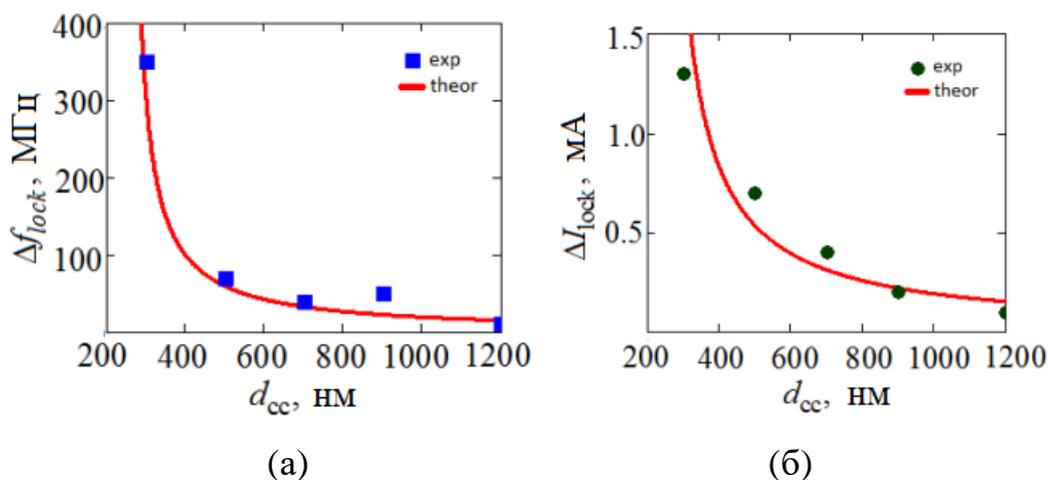
б)

**Рис.7.9.** Зависимость полосы синхронизма системы связанных СТНО от относительной разности радиусов  $\delta=(R_{c2}-R_{c1})/R_{c1}$  для  $\rho_0=150\text{нм}$  (а) и  $\rho_0=350\text{нм}$  (б). Основные параметры:  $N_1=0$ ,  $N_2=2\pi\cdot 50\text{МГц}$ ,  $N_3=2\pi\cdot 100\text{МГц}$ .

На рис.7.9а,б показаны зависимости полосы синхронизма системы связанных СТНО от относительной разности радиусов  $\delta=(R_{c2}-R_{c1})/R_{c1}$  для  $\rho_0=150\text{нм}$  и  $\rho_0=350\text{нм}$  соответственно. Из анализа зависимостей следует, что для достаточно

сильной связи ( $\rho_0=150\text{нм}$ ) при увеличении параметра неизохронности провал до нуля функции  $P(\delta)$  увеличивается (при  $\delta \approx 1,6$ ). При уменьшении связи (увеличении расстояния между СТНО, напр.  $\rho_0=350\text{нм}$ ) увеличение параметра неизохронности может привести к тому, что в некоторых диапазонах относительной разности радиусов полоса синхронизма равна нулю. То есть на этих отрезках в системе нет синхронного режима. Неизохронность может использоваться при перестройке одиночного генератора, но в задаче синхронизации СТНО, неизохронность может приводить к негативным эффектам. Таким образом, в задаче синхронизации СТНО желательно выбирать параметр неизохронности минимальным (исходя из условия  $\sin \theta \rightarrow \omega_0 / (\omega_H \sqrt{3})$  см формулу (7.37)).

Применим модель (7.2) к связанным спиновыми волнами СХНО и сопоставим получаемые теоретические результаты с экспериментальными данными [194]. В упомянутом эксперименте были измерены полосы синхронизации по частоте и току при разных расстояниях между осцилляторами. Соответствующие зависимости представлены на рис.7.10. Как видно, с ростом расстояния между осцилляторами ширина зоны синхронизации уменьшается, что связано с уменьшением взаимной связи между ними.



**Рис.7.10.** Зависимость полосы синхронизации по частоте  $\Delta f_{lock}$  (а) и току  $\Delta I_{lock}$  (б) от расстояния между СХНО.

### 7.5. Шумовые свойства системы двух связанных ферромагнитных спинтронных осцилляторов

Будем предполагать, что СТНО связаны через общий ферромагнитный слой, по которому распространяются спиновые волны. Рассмотрим систему двух комплексных уравнений, описывающих динамику двух связанных СТНО [67]:

$$\begin{cases} \frac{dc_1}{dt} + j\omega_1(|c_1|^2)c_1 - \Delta\Gamma_1(|c_1|^2)c_1 = \Omega_1 e^{j\beta_1} c_2 + n_1(t); \\ \frac{dc_2}{dt} + j\omega_2(|c_2|^2)c_2 - \Delta\Gamma_2(|c_2|^2)c_2 = \Omega_2 e^{j\beta_2} c_1 + n_2(t). \end{cases} \quad (7.39)$$

Здесь  $c_i$  - комплексные амплитуды спиновых волн первого и второго СТНО,  $\omega_i = \omega_{0i} + N_i |c_i|^2$  - зависимость частоты колебаний от амплитуды,  $\omega_{0i}$  - частота ферромагнитного резонанса  $i$ -ого СТНО,  $N_i$  - коэффициент неизохронности,  $\Delta\Gamma_i(|c_i|^2) = \Gamma_{Gi} [(\zeta_i - 1) - (\zeta_i + Q_i)|c_i|^2]$ ,  $\Omega_i$  - коэффициент связи двух СТНО,  $\beta_i$  - фазовая задержка в системе синхронизации,  $\Gamma_{Gi} = \alpha\omega_i$ .  $\alpha$  - константа затухания Гильберта,  $\zeta_i = I_i / I_{th,i}$  - фактор самовозбуждения (надкритичность),  $I_i$  - ток через  $i$ -ый СТНО и  $I_{th,i}$  - критический ток, при котором в несвязанном случае, возникают колебания в СТНО,  $n_i(t)$  - аддитивная шумовая добавка, вызванная тепловыми флуктуациями ферромагнитного материала. Ищем решения (7.39) в виде:

$$c_i = U_i \exp[-j\omega_{cp}t - j\varphi_i(t)], \quad (7.40)$$

где  $\omega_{cp} = (\omega_1 + \omega_2) / 2$  - средняя частота двух СТНО.

Производная комплексной амплитуды (7.40) имеет вид:

$$\frac{dc_i}{dt} = \left[ \frac{dU_i}{dt} \frac{1}{U_i} + (-j\omega_{cp} - \frac{d\varphi_i(t)}{dt}) \right] c_i. \quad (7.41)$$

Подставим (7.41) и (7.40) в (7.39). Получим систему двух комплексных уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dU_1}{dt} \frac{1}{U_1} + (-j\omega_{cp} - \frac{d\varphi_1(t)}{dt}) + j\omega_1(U_1) - \Delta\Gamma_1(U_1) &= \\ = \frac{\Omega_1 U_2}{U_1} e^{j\beta_1} e^{-j(\varphi_2(t) - \varphi_1(t))} + \frac{n_1(t)}{U_1} e^{j(\omega_{cp}t + \varphi_1(t))}; \\ \frac{dU_2}{dt} \frac{1}{U_2} + (-j\omega_{cp} - \frac{d\varphi_2(t)}{dt}) + j\omega_2(U_2) - \Delta\Gamma_2(U_2) &= \\ = \frac{\Omega_2 U_1}{U_2} e^{j\beta_2} e^{-j(\varphi_1(t) - \varphi_2(t))} + \frac{n_2(t)}{U_2} e^{j(\omega_{cp}t + \varphi_2(t))}. \end{aligned} \right. \quad (7.42)$$

Перейдем от (7.42) к 4 действительным уравнениям для амплитуды и фазы каждого генератора:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dU_1}{dt} &= U_1 \Delta\Gamma_1(U_1) + \Omega_1 U_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2 + \beta_1) + \tilde{n}_1; \\ \frac{dU_2}{dt} &= U_2 \Delta\Gamma_2(U_2) + \Omega_2 U_1 \cos(\varphi_2 - \varphi_1 + \beta_2) + \tilde{n}_2; \\ \frac{d\varphi_1}{dt} &= -\omega_{cp} + \omega_1(U_1) - \frac{\Omega_1 U_2}{U_1} \sin(\varphi_1 - \varphi_2 + \beta_1) + \frac{\tilde{n}_1}{U_1}; \\ \frac{d\varphi_2}{dt} &= -\omega_{cp} + \omega_2(U_2) - \frac{\Omega_2 U_1}{U_2} \sin(\varphi_2 - \varphi_1 + \beta_2) + \frac{\tilde{n}_2}{U_2}, \end{aligned} \right. \quad (7.43)$$

где  $\omega_i(U_i) = \omega_{0i} + N_i U_i^2$ .

Рассчитаем стационарные значения амплитуд и фаз автогенераторов  $U_1^0$ ,  $U_2^0$ ,  $\varphi_1^0$ ,  $\varphi_2^0$ . Для этого приравняем производные в (7.43) к нулю. Получим:

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = U_1^0 \Gamma_{G1} [(\zeta_1 - 1) - (\zeta_1 + Q_1)(U_1^0)^2] + \Omega_1 U_2^0 \cos(\varphi_1^0 - \varphi_2^0 + \beta_1) = f_1; \\ 0 = U_2^0 \Gamma_{G2} [(\zeta_2 - 1) - (\zeta_2 + Q_2)(U_2^0)^2] + \Omega_2 U_1^0 \cos(\varphi_2^0 - \varphi_1^0 + \beta_2) = f_2; \\ 0 = -\omega_{cp} + \omega_{01} + N_1 (U_1^0)^2 - \frac{\Omega_1 U_2^0}{U_1^0} \sin(\varphi_1^0 - \varphi_2^0 + \beta_1) = f_3; \\ 0 = -\omega_{cp} + \omega_{02} + N_2 (U_2^0)^2 - \frac{\Omega_2 U_1^0}{U_2^0} \sin(\varphi_2^0 - \varphi_1^0 + \beta_2) = f_4. \end{array} \right. \quad (7.44)$$

От уравнений (7.44) перейдем к уравнениям относительно стационарной разности фаз  $\psi = \varphi_1 - \varphi_2$ , т.к. ее значение определяют стационарные амплитуды колебаний СТНО:

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = U_1^0 \Gamma_{G1} [(\zeta_1 - 1) - (\zeta_1 + Q_1)(U_1^0)^2] + \Omega_1 U_2^0 \cos(\psi^0 + \beta_1); \\ 0 = U_2^0 \Gamma_{G2} [(\zeta_2 - 1) - (\zeta_2 + Q_2)(U_2^0)^2] + \Omega_2 U_1^0 \cos(-\psi^0 + \beta_2); \\ 0 = \omega_{01} - \omega_{02} + N_1 (U_1^0)^2 - N_2 (U_2^0)^2 - \frac{\Omega_1 U_2^0}{U_1^0} \sin(\psi^0 + \beta_1) + \\ \quad + \frac{\Omega_2 U_1^0}{U_2^0} \sin(-\psi^0 + \beta_2). \end{array} \right. \quad (7.45)$$

Перейдем к уравнениям для малых отклонений  $\delta u_1$ ,  $\delta u_2$ ,  $\delta \varphi_1$  и  $\delta \varphi_2$  относительно устойчивого стационарного режима. Получим систему уравнений в следующем виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\delta u_1}{dt} = \frac{\partial f_1}{\partial U_1} \delta u_1 + \frac{\partial f_1}{\partial U_2} \delta u_2 + \frac{\partial f_1}{\partial \varphi_1} \delta \varphi_1 + \frac{\partial f_1}{\partial \varphi_2} \delta \varphi_2 + \tilde{n}_1; \\ \frac{d\delta u_2}{dt} = \frac{\partial f_2}{\partial U_1} \delta u_1 + \frac{\partial f_2}{\partial U_2} \delta u_2 + \frac{\partial f_2}{\partial \varphi_1} \delta \varphi_1 + \frac{\partial f_2}{\partial \varphi_2} \delta \varphi_2 + \tilde{n}_2; \\ \frac{d\delta \varphi_1}{dt} = \frac{\partial f_3}{\partial U_1} \delta u_1 + \frac{\partial f_3}{\partial U_2} \delta u_2 + \frac{\partial f_3}{\partial \varphi_1} \delta \varphi_1 + \frac{\partial f_3}{\partial \varphi_2} \delta \varphi_2 + \frac{\tilde{n}_1}{U_1^0}; \\ \frac{d\delta \varphi_2}{dt} = \frac{\partial f_4}{\partial U_1} \delta u_1 + \frac{\partial f_4}{\partial U_2} \delta u_2 + \frac{\partial f_4}{\partial \varphi_1} \delta \varphi_1 + \frac{\partial f_4}{\partial \varphi_2} \delta \varphi_2 + \frac{\tilde{n}_2}{U_2^0}. \end{array} \right. \quad (7.46)$$

Используя спектральный метод ( $\frac{d}{dt} = j\omega$ ), перейдем к линейной неоднородной системе уравнений:

$$\begin{cases} (f_{1U_1} - j\omega)\delta u_1 + f_{1U_2}\delta u_2 + f_{1\varphi_1}\delta\varphi_1 + f_{1\varphi_2}\delta\varphi_2 = \tilde{n}_1; \\ f_{2U_1}\delta u_1 + (f_{2U_2} - j\omega)\delta u_2 + f_{2\varphi_1}\delta\varphi_1 + f_{2\varphi_2}\delta\varphi_2 = \tilde{n}_2; \\ f_{3U_1}\delta u_1 + f_{3U_2}\delta u_2 + (f_{3\varphi_1} - j\omega)\delta\varphi_1 + f_{3\varphi_2}\delta\varphi_2 = \frac{\tilde{n}_1}{U_1^0}; \\ f_{4U_1}\delta u_1 + f_{4U_2}\delta u_2 + f_{4\varphi_1}\delta\varphi_1 + (f_{4\varphi_2} - j\omega)\delta\varphi_2 = \frac{\tilde{n}_2}{U_2^0}, \end{cases} \quad (7.47)$$

где  $f_{iU_j} = \frac{\partial f_i}{\partial U_j}$ ,  $f_{i\varphi_j} = \frac{\partial f_i}{\partial \varphi_j}$ ,  $i = 1 \dots 4$ .

Систему (7.47) можно решить методом Крамера в следующем виде:

$$\begin{cases} \delta u_1(\omega) = \frac{(\Delta_{11}(\omega) + \frac{\Delta_{13}(\omega)}{U_1^0})\tilde{n}_1 + (\Delta_{12}(\omega) + \frac{\Delta_{14}(\omega)}{U_2^0})\tilde{n}_2}{\Delta(\omega)}; \\ \delta u_2(\omega) = \frac{(\Delta_{21}(\omega) + \frac{\Delta_{23}(\omega)}{U_1^0})\tilde{n}_1 + (\Delta_{22}(\omega) + \frac{\Delta_{24}(\omega)}{U_2^0})\tilde{n}_2}{\Delta(\omega)}; \\ \delta\varphi_1(\omega) = \frac{(\Delta_{31}(\omega) + \frac{\Delta_{33}(\omega)}{U_1^0})\tilde{n}_1 + (\Delta_{32}(\omega) + \frac{\Delta_{34}(\omega)}{U_2^0})\tilde{n}_2}{\Delta(\omega)}; \\ \delta\varphi_2(\omega) = \frac{(\Delta_{41}(\omega) + \frac{\Delta_{43}(\omega)}{U_1^0})\tilde{n}_1 + (\Delta_{42}(\omega) + \frac{\Delta_{44}(\omega)}{U_2^0})\tilde{n}_2}{\Delta(\omega)}. \end{cases} \quad (7.48)$$

Здесь  $\Delta_{ij}(\omega)$  - соответствующие определители системы (7.47). В частности,

$$\Delta(\omega) = \begin{vmatrix} f_{1U1} - j\omega & f_{1U2} & f_{1\varphi1} & f_{1\varphi2} \\ f_{2U1} & f_{2U2} - j\omega & f_{2\varphi1} & f_{2\varphi2} \\ f_{3U1} & f_{3U2} & f_{3\varphi1} - j\omega & f_{3\varphi2} \\ f_{4U1} & f_{4U2} & f_{4\varphi1} & f_{4\varphi2} - j\omega \end{vmatrix}.$$

А определители  $\Delta_{ij}(\omega)$  ищутся путем замены  $i$ -ого столбца на столбец свободных членов, например,

$$\Delta_{11}(\omega) = \begin{vmatrix} f_{2U2} - j\omega & f_{2\varphi1} & f_{2\varphi2} \\ f_{3U2} & f_{3\varphi1} - j\omega & f_{3\varphi2} \\ f_{4U2} & f_{4\varphi1} & f_{4\varphi2} - j\omega \end{vmatrix},$$

$$\Delta_{12}(\omega) = - \begin{vmatrix} f_{1U2} & f_{1\varphi1} & f_{1\varphi2} \\ f_{3U2} & f_{3\varphi1} - j\omega & f_{3\varphi2} \\ f_{4U2} & f_{4\varphi1} & f_{4\varphi2} - j\omega \end{vmatrix}.$$

Далее от (7.48) перейдем к спектральным плотностям:

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{\delta u_1}(\omega) = \left| \frac{\Delta_{11}(\omega) + \frac{\Delta_{13}(\omega)}{U_1^0}}{\Delta(\omega)} \right|^2 S_{\bar{n}1} + \left| \frac{\Delta_{12}(\omega) + \frac{\Delta_{14}(\omega)}{U_2^0}}{\Delta(\omega)} \right|^2 S_{\bar{n}2}; \\ S_{\delta u_2}(\omega) = \left| \frac{\Delta_{21}(\omega) + \frac{\Delta_{23}(\omega)}{U_1^0}}{\Delta(\omega)} \right|^2 S_{\bar{n}1} + \left| \frac{\Delta_{22}(\omega) + \frac{\Delta_{24}(\omega)}{U_2^0}}{\Delta(\omega)} \right|^2 S_{\bar{n}2}; \\ S_{\delta \varphi_1}(\omega) = \left| \frac{\Delta_{31}(\omega) + \frac{\Delta_{33}(\omega)}{U_1^0}}{\Delta(\omega)} \right|^2 S_{\bar{n}1} + \left| \frac{\Delta_{32}(\omega) + \frac{\Delta_{34}(\omega)}{U_2^0}}{\Delta(\omega)} \right|^2 S_{\bar{n}2}; \\ S_{\delta \varphi_2}(\omega) = \left| \frac{\Delta_{41}(\omega) + \frac{\Delta_{43}(\omega)}{U_1^0}}{\Delta(\omega)} \right|^2 S_{\bar{n}1} + \left| \frac{\Delta_{42}(\omega) + \frac{\Delta_{44}(\omega)}{U_2^0}}{\Delta(\omega)} \right|^2 S_{\bar{n}2}. \end{array} \right. \quad (7.49)$$

Используя полученные выражения (7.49), можно количественно исследовать уровень спектральных плотностей мощности амплитудных и фазовых шумов двух связанных СТНО.

Рассмотрим случай двух абсолютно идентичных СТНО  $\omega_{fm1} + N_1(U_1^0)^2 = \omega_{fm2} + N_2(U_2^0)^2 = \omega_0$ ,  $\Gamma_{G1} = \Gamma_{G2}$ ,  $\zeta_1 = \zeta_2$ ,  $Q_1 = Q_2$ ,  $\Omega_1 = \Omega_2$ . При этом временную задержку будем считать равной нулю  $\beta_1 = \beta_2 = 0$ . Вообще влияние фазовой задержки сводится к периодичности получаемых зависимостей. Амплитуды и фазы СТНО в этом случае будут равны  $U_1^0 = U_2^0$ ,  $\psi^0 = 0$ .

В этом случае перейдем к одному уравнению для определения стационарной амплитуды и опуская индексы 1 и 2:

$$0 = U^0 \Gamma_G [(\zeta - 1) - (\zeta + Q)(U^0)^2] + \Omega U^0 \quad (7.50)$$

Тогда стационарное значение амплитуды будет иметь вид:

$$U^0 = \sqrt{\frac{\zeta - 1 + \frac{\Omega}{\Gamma_G}}{\zeta + Q}} \quad (7.51)$$

Частота колебаний в этом случае будет равна:

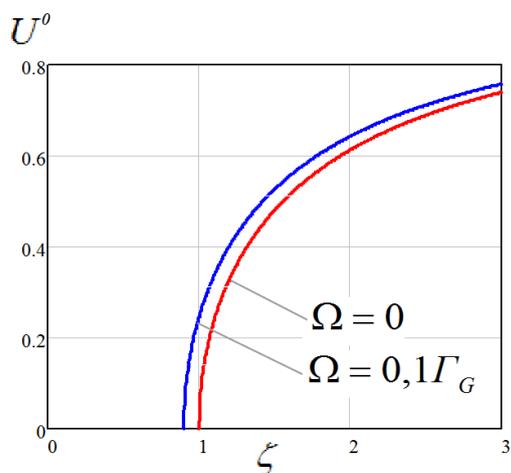
$$\omega_0 = \omega_{fm} + N \frac{\zeta - 1 + \frac{\Omega}{\Gamma_G}}{\zeta + Q} \quad (7.52)$$

При  $\Omega \rightarrow 0$  частота и амплитуда колебаний связанного СТНО стремится к частоте и амплитуде колебаний автономного СТНО. Пусть параметры СТНО равны [67]:  $\frac{N}{2\pi} = 10,48$  ГГц,  $\frac{\omega_{fm1}}{2\pi} = 12,41$  ГГц,  $\zeta = 2$ ,  $Q = 0,66$ ,  $\sigma = 61,5$  ГГц/А,

$$\alpha = 0,01, \frac{\Gamma_G}{2\pi} = 0,1241 \text{ ГГц.}$$

Стационарные значения амплитуды и частоты колебаний в этом случае будут зависеть от запаса по самовозбуждению  $\zeta$  и коэффициента связи  $\Omega$  двух генераторов при  $\frac{\omega_0}{2\pi} = 18,84$  ГГц. Зависимость  $U(\zeta, \Omega)$  показана на рис.7.11.

Сравним полученные спектральные характеристики амплитудных и фазовых шумов с характеристиками автономного СТНО. В качестве параметра будем использовать значение коэффициента связи  $\Omega$ . Особенностью системы взаимной синхронизации является явление взаимной помощи для возбуждения колебаний. В этом случае даже при запасе по самовозбуждению меньше единицы возможно устойчивое состояние колебаний. Физическим ограничением является значение коэффициента связи, оно должно быть не больше  $\Gamma_G$ , т.к. максимальные реально достижимые значения запаса по самовозбуждению равны примерно 3–4.



**Рис.7.11.** Зависимость стационарной амплитуды колебаний при разных значениях запаса по самовозбуждению.

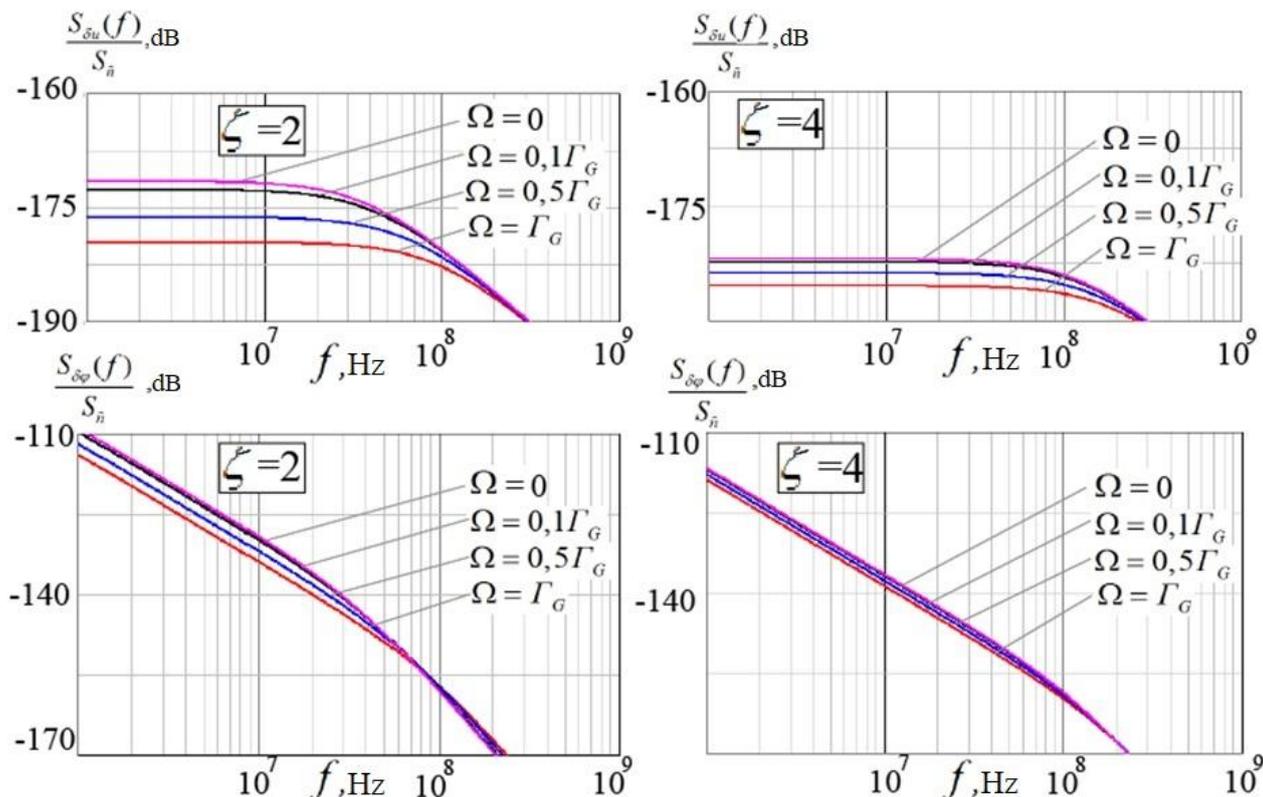
Зависимость амплитудных и фазовых шумов при разных значениях коэффициента связи  $\Omega$ , двух значениях запаса по самовозбуждению ( $\zeta = 2$  и  $\zeta = 4$ ), построенные по полученным выражениям показаны на рис.7.12.

Согласно рис.7.12 взаимная синхронизация ансамбля из двух СТНО приводит к уменьшению уровня амплитудных и фазовых шумов каждого из осцилляторов. При этом увеличение коэффициента связи между СТНО приводит к уменьшению уровня амплитудных и фазовых шумов. Также увеличение коэффициента связи приводит к увеличению области отстроек от частоты колебаний СТНО, при которых обеспечивается выигрыш в уровне амплитудных и

фазовых шумов. Значение спектральной плотности фазового шума значительно превышает спектральную плотность амплитудных шумов. Это характерно для всех автономных автогенераторов.

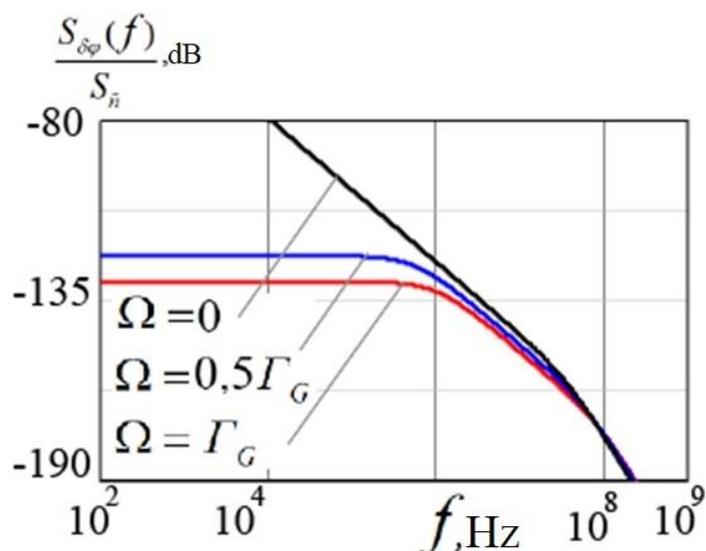
Анализ полученных выражений показывает, что для улучшения шумовых свойств СТНО необходимо увеличивать запас по самовозбуждению  $\zeta$ , уменьшать потери в эквивалентной колебательной системе  $\Gamma_G$ , и уменьшать коэффициент неизохронности  $N$ . Неизохронность, являясь механизмом для изменения частоты колебаний, приводит к значительному ухудшению шумовых свойств. Однако при этом уменьшение  $N$  приводит к уменьшению возможного диапазона перестройки осциллятора по частоте.

Полученные расчеты амплитудных и фазовых шумов позволяют спроектировать систему синхронизированных СТНО с минимальным уровнем фазовых и амплитудных шумов.



**Рис. 7.12.** Зависимость амплитудных и фазовых шумов при разных значениях коэффициента связи  $\Omega$  и двух значениях запаса по самовозбуждению  $\zeta = 2$  и  $\zeta = 4$ . Коэффициент неизохронности  $N = 0$ .

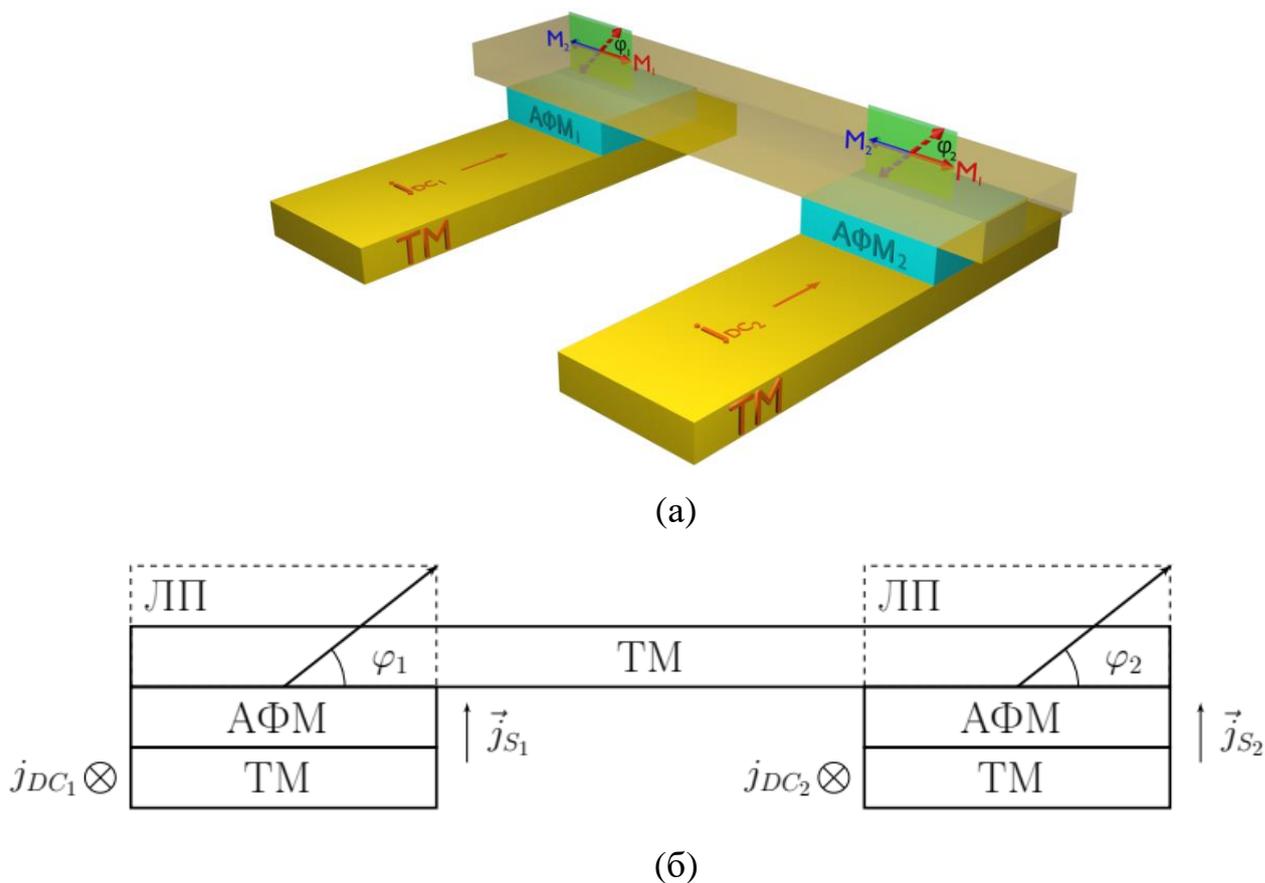
Рассмотрим случай синхронизации двух неидентичных СТНО, отличающихся запасом по самовозбуждению. Для такой системы получается выигрыш в уровне фазовых шумов для обоих СТНО. При этом лучшее значение шумов достигается для СТНО, обладающего большим запасом по самовозбуждению, в соответствии с рис.7.13.



**Рис.7.13.** Фазовые шумы двух СТНО при разных запасах по самовозбуждению и соответствующей расстройке  $\Delta\omega = -9,77 \cdot 10^7 \text{ рад/с}$ , для двух коэффициентов связи ( $\Omega = 0,5\Gamma_G, \Omega = \Gamma_G$ ) и шумы автономного СТНО ( $\Omega = 0$ ).

### 7.6. Особенности взаимной синхронизации антиферромагнитных осцилляторов

Рассмотрим гетероструктуру из двух связанных общим слоем тяжелого металла (ТМ) АФМ-осцилляторов, представленную на рис.7.14. Автоколебания обеспечиваются пропусканием спин-поляризованного тока высокой плотности через слой тяжелого металла, расположенный под АФМ. Будем описывать динамику связанных осцилляторов углом поворота вектора Нееля в легкой плоскости  $\varphi_j(t), j=1,2$ .



**Рис.7.14.** Трехмерная (а) и плоскостная (б) структура двух связанных общим слоем тяжелого металла антиферромагнитных осцилляторов.

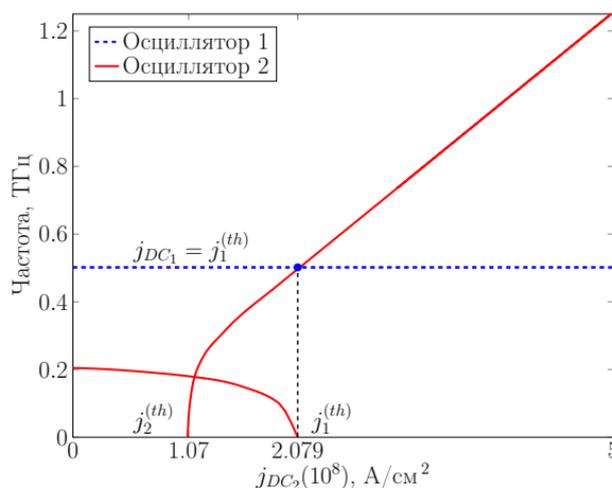
Динамика единичного АФМ-осциллятора описывается маятниковым уравнением вида

$$\frac{1}{\omega_{ex}} \ddot{\varphi}_j + \alpha \dot{\varphi}_j + \frac{\omega_e}{2} \sin 2\varphi_j = \sigma j_{DC_j}, j = 1, 2. \quad (7.53)$$

Здесь  $\omega_{ex} = \gamma H_{ex}$ ,  $\omega_e = \gamma H_e$  являются частотами полей обмена и анизотропии (ЛП), а  $\gamma$  – гирромагнитное отношение,  $\alpha$  – коэффициент затухания Гильберта,  $\sigma j_{DC_j}$  – спиновый момент, где  $\sigma$  – коэффициент спинового переноса, а  $j_{DC_j}$  – плотность постоянного тока, протекающего по шине, на которой расположен  $j$ -тый АФМ-осциллятор. Динамика единичного спинтронного осциллятора изучалась в главе 2. Отметим, что в парциальном случае возможно 3 типа движений модели (7.53): докритический, характеризующийся устойчивым затухающим движением вектора Нееля в АФМ; ротационный (надкритический), для которого характерно

автоколебательное движение вектора Нееля в легкой плоскости; промежуточный, устойчивость которого зависит от начальных условий.

Путем численного моделирования системы (1) для двух единичных АФМ-осцилляторов на рис.7.15 представлена, во-первых, зависимость поведения осциллятора АФМ<sub>2</sub> от плотности постоянного тока  $j_{DC_2} \in [0,5(10^8)]$  А/см<sup>2</sup>. Два критических тока  $j_1^{(th)} = 1.07(10^8)$  А/см<sup>2</sup> и  $j_1^{(th)} = 2.079(10^8)$  [26] делят область на 3, описанных выше. Ток для осциллятора АФМ<sub>1</sub> фиксирован, в частности на рис.7.15 приведен случай, когда  $j_{DC_1} = j_1^{(th)} = \omega_e/2\sigma$ . Остальные физические параметры для АФМ осцилляторов идентичны, а именно  $\omega_{ex} = (2\pi)27.5$  ТГц,  $\alpha = 7(10^{-3})$ ,  $\omega_e = (2\pi)1.75$  ТГц,  $\sigma = (2\pi)4.32$  Гц см<sup>2</sup>/А. Для парциального случая на рис.7.15 можно наблюдать точку пересечения графиков собственных частот осцилляторов АФМ<sub>1</sub> и АФМ<sub>2</sub>. Чтобы избежать зависимости режима АФМ от начальных условий для исследования связанных осцилляторов мы будем варьировать постоянный ток таким образом, что  $j_{DC_j} > j_1^{(th)}$ .



**Рис.7.15.** Зависимость частот несвязанных антиферромагнитных спинтронных осцилляторов при фиксированном токе через первый осциллятор и варьировании тока через второй.

Для исследования взаимодействия двух АФМ-осцилляторов свяжем их резистивно, что отразится на связи через производную в уравнении сигма-модели [16]

$$\frac{1}{\omega_{ex}} \frac{d^2 \varphi_{1,2}}{dt^2} + \alpha_{eff} \frac{d\varphi_{1,2}}{dt} + \frac{\omega_e}{2} \sin 2\varphi_{1,2} = \tau_{01,2} + \kappa \frac{d\varphi_{2,1}}{dt}, \quad (7.54)$$

где  $k_{ji} \sim 10^{-3}$  – коэффициенты связи, по порядку величин соответствующие коэффициенту затухания. Для определения полосы взаимной синхронизации применим к (7.54) один из методов малого параметра – метод многих масштабов. Ранее метод многих масштабов применялся для маятниковых уравнений с консервативной связью [161], описывающих связанные осцилляторы Джозефсона.

Предварительно приведем систему (7.54) к безразмерному виду, домножив левую и правую части на 2 и обозначив  $\Phi = 2\varphi$ , и перейдем к безразмерному времени  $\omega_0 t$ , где  $\omega_0 = \sqrt{\omega_e \omega_{ex}}$ . Запишем получившееся уравнение

$$\frac{d^2 \Phi_j}{d(\omega_0 t)^2} + \alpha \frac{\omega_{ex}}{\omega_0} \frac{d\Phi_j}{d(\omega_0 t)} + \sin \Phi_j = \frac{2\sigma j_{DCj} \omega_{ex}}{\omega_0^2} + \frac{\omega_{ex}}{\omega_0} \sum_{i=1}^N k_{ji} \frac{d\Phi_i}{d(\omega_0 t)}. \quad (7.55)$$

Далее внесем коэффициент  $\gamma = \alpha \omega_{ex} / \omega_0$  в переменную времени  $\tilde{t} = \omega_0 t / \gamma$ , и поделим уравнение (7.55) на  $\zeta_{DC} = 2\sigma j_{DCfix} \omega_{ex} / \omega_0^2$ , вводя малый безразмерный параметр  $\varepsilon = 1/\zeta_{DC}$  при нелинейной функции в (7.55), причем  $j_{DCfix} = j_{DC1}$  – это постоянный ток, отвечающий за фиксированную частоту одного из связанных осцилляторов. Для безразмерных переменных  $\tau = \zeta_{DC} \omega_0 t / \gamma$ ,  $m = \zeta_{DC} / \gamma^2$ ,  $l_j = j_{DCj} / j_{DCfix}$  и  $\kappa_{ji} = k_{ji} \omega_{ex} / (\gamma \omega_0)$ , получим

$$m \frac{d^2 \Phi_j}{d\tau^2} + \frac{d\Phi_j}{d\tau} + \varepsilon \sin \Phi_j = l_j + \sum_{i=1}^N \kappa_{ji} \frac{d\Phi_i}{d\tau}. \quad (7.56)$$

Введем независимые временные переменные масштаб  $T_n = \varepsilon^n \tau$ , а искомые функции  $\Phi_j$  запишем в виде  $\Phi_j = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n \Phi_{nj}(T_0, T_1, T_2, \dots)$ . Принимая  $\partial_n = \partial / \partial T_n$  и

$$\frac{d}{d\tau} = \partial_0 + \varepsilon \partial_1 + \varepsilon^2 \partial_2 + \varepsilon^3 \partial_3,$$

$$\frac{d^2}{d\tau^2} = \partial_0^2 + 2\varepsilon\partial_0\partial_1 + \varepsilon^2(2\partial_0\partial_2 + \partial_1^2) + 2\varepsilon^3(\partial_0\partial_3 + \partial_1\partial_2),$$

$$\sin \Phi_j = \sin(\Phi_{0j} + \varepsilon\Phi_{1j} + \varepsilon^2\Phi_{2j} + \varepsilon^3\Phi_{3j} + \dots) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n S_{nj},$$

где  $S_{0j} = \sin \Phi_{0j}$ ,  $S_{1j} = \varepsilon\Phi_{1j} \cos \Phi_{0j}$ ,  $S_{2j} = \varepsilon^2(\Phi_{2j} \cos \Phi_{0j} - 0.5\Phi_{1j}^2 \sin \Phi_{0j})$  и т. д., представим (7.56) в следующем виде

$$\begin{aligned} m \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n [\partial_0^2 + 2\varepsilon\partial_0\partial_1 + \varepsilon^2(2\partial_0\partial_2 + \partial_1^2) + 2\varepsilon^3(\partial_0\partial_3 + \partial_1\partial_2)]\Phi_{nj} + \\ + \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n [\partial_0 + \varepsilon\partial_1 + \varepsilon^2\partial_2 + \varepsilon^3\partial_3]\Phi_{nj} + \varepsilon \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n S_{nj} = l_j + \\ + \sum_{i=1}^N \kappa_{ji} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n [\partial_0 + \varepsilon\partial_1 + \varepsilon^2\partial_2 + \varepsilon^3\partial_3]\Phi_i. \end{aligned} \quad (7.57)$$

В нулевом приближении оставим в (7.57) члены нулевого порядка малости и получим уравнение

$$m\partial_0^2\Phi_{0j} + \partial_0\Phi_{0j} = l_j + \kappa_{ji}\partial_0\Phi_{0i}, \quad (7.58)$$

решая которое, отбросим быстро затухающие слагаемые. Тогда в качестве решения (7.58) получим

$$\begin{aligned} \Phi_{01} &= \frac{l_1 + l_2\kappa_{12}}{1 - \kappa_{12}\kappa_{21}} T_0 + C_1^{(0)}, \\ \Phi_{02} &= \frac{l_2 + l_1\kappa_{21}}{1 - \kappa_{12}\kappa_{21}} T_0 + C_2^{(0)}. \end{aligned}$$

Здесь константы  $C_1^{(0)}, C_2^{(0)}$  являются постоянными по отношению к  $T_0$ , поэтому на их месте можно записать функцию от  $T_1, T_2, T_3, \dots$ . Для малых безразмерных параметров связи  $\kappa_{12}, \kappa_{21}$  коэффициенты при  $T_0$  упростятся до  $\omega_1 = l_1, \omega_2 = l_2$ . Тогда решение нулевого приближения примет вид

$$\begin{aligned} \Phi_{01} &= \omega_1 T_0 + \Psi_1(T_1, T_2, T_3), \\ \Phi_{02} &= \omega_2 T_0 + \Psi_2(T_1, T_2, T_3). \end{aligned} \quad (7.59)$$

В первом приближении решение следующего уравнения

$$2m\partial_0\partial_1\Phi_{0j} + m\partial_0^2\Phi_{0j} + \partial_1\Phi_{0j} + \partial_0\Phi_{1j} + S_{0j} = \kappa_{ji}\partial_1\Phi_{0i} + \kappa_{ji}\partial_0\Phi_{1i} \quad (7.60)$$

будем искать в форме

$$\Phi_{1j} = A_j^{(1)}T_0 + B_j^{(1)}\sin\Phi_{0j} + C_j^{(1)}\cos\Phi_{0j}, \quad (7.61)$$

используя найденные на предыдущем этапе  $\Phi_{01}, \Phi_{02}$ . Для синуса и косинуса аргумента  $\Phi_{02}$  запишем

$$\begin{aligned} \sin\Phi_{02} &= \sin(\Phi_{01} + [\Phi_{02} - \Phi_{01}]) = \sin\Phi_{01}\cos\Delta + \cos\Phi_{01}\sin\Delta, \\ \cos\Phi_{02} &= \cos(\Phi_{01} + [\Phi_{02} - \Phi_{01}]) = \cos\Phi_{01}\cos\Delta - \sin\Phi_{01}\sin\Delta, \end{aligned}$$

оставив без изменений  $\sin\Phi_{01}$  и  $\cos\Phi_{01}$ . Подставив в (7.60) производные функций  $\Phi_{01}, \Phi_{02}$  и тригонометрические функции, а также приравняв друг к другу слагаемые при единице, получим систему

$$\begin{aligned} A_1^{(1)} - \kappa_{12}A_2^{(1)} - \kappa_{12}\partial_1\psi_2 + \partial_1\psi_1 &= 0, \\ A_2^{(1)} - \kappa_{21}A_1^{(1)} - \kappa_{21}\partial_1\psi_1 + \partial_1\psi_2 &= 0, \end{aligned}$$

решением которой будет  $A_j^{(1)} = \partial_1\psi_j$ . Из равенства нулю секулярного члена в выражении (7.61) найдем производные  $\partial_1\psi_j = 0$ .

Во втором приближении решения уравнения

$$\begin{aligned} m(2\partial_0\partial_2 + \partial_1^2)\Phi_{0j} + 2m\partial_0\partial_1\Phi_{1j} + m\partial_0^2\Phi_{2j} + \partial_2\Phi_{0j} + \partial_1\Phi_{1j} + \partial_0\Phi_{2j} + \\ + S_{1j} = \kappa_{ji}\partial_2\Phi_{0i} + \kappa_{ji}\partial_1\Phi_{1i} + \kappa_{ji}\partial_0\Phi_{2i}, \end{aligned} \quad (7.62)$$

аналогично с первым приближением и принимают вид

$$\Phi_{2j} = A_j^{(2)}T_0 + B_j^{(2)}\sin\Phi_{0j} + C_j^{(2)}\cos\Phi_{0j} + D_j^{(2)}\sin 2\Phi_{0j} + E_1^{(2)}\cos 2\Phi_{0j}.$$

Найдя необходимые производные и подставив их в (7.62), при необходимости, можно записать систему из десяти уравнений, переходя от  $\sin\Phi_{02}$  и  $\cos\Phi_{02}$  к  $\sin\Phi_{01}$  и  $\cos\Phi_{01}$  для первого уравнения системы относительно  $\Phi_{21}$  и наоборот, от  $\sin\Phi_{01}$  и  $\cos\Phi_{01}$  к  $\sin\Phi_{02}$  и  $\cos\Phi_{02}$  для второго уравнения системы относительно  $\Phi_{22}$ . Здесь понадобятся только два уравнения

$$\begin{aligned} A_1^{(2)} - \kappa_{12}A_2^{(2)} &= \kappa_{12}\partial_2\psi_2 - m\partial_1^2\psi_1 - \partial_2\psi_1 - 0.5C_1^{(1)}, \\ A_2^{(2)} - \kappa_{21}A_1^{(2)} &= \kappa_{21}\partial_2\psi_1 - m\partial_1^2\psi_2 - \partial_2\psi_2 - 0.5C_2^{(1)}, \end{aligned}$$

где коэффициенты  $C_j^{(1)}$  можно найти из (7.62), приравняв друг к другу по отдельности члены при синусе и косинусе. Получив решения  $A_j^{(2)}$  и приравняв эти коэффициенты к нулю по тем же соображениям, что имели место в первом приближении, а также учитывая, что  $\partial_1 \psi_1 = 0$ , найдем

$$\begin{aligned}\partial_2 \psi_1 &= \frac{-C_1^{(1)} + \kappa_{12} C_2^{(1)}}{2(1 - \kappa_{12} \kappa_{21})}, \\ \partial_2 \psi_2 &= \frac{-C_2^{(1)} + \kappa_{21} C_1^{(1)}}{2(1 - \kappa_{12} \kappa_{21})}.\end{aligned}$$

Вернемся к исходной безразмерной переменной  $\tilde{\tau} = \frac{\omega_0 t}{\gamma} = \frac{\tau}{\zeta_{DC}} = \varepsilon \tau$  и найдем

выражения для производных

$$\begin{aligned}\frac{d\Phi_{0j}}{d\tilde{\tau}} &= \zeta_{DC} \frac{d\Phi_{0j}}{d\tau} = \zeta_{DC} [\partial_0 + \varepsilon \partial_1 + \varepsilon^2 \partial_2] [\omega_j T_0 + \psi_j] = \zeta_{DC} \omega_j + \partial_1 \psi_j + \frac{1}{\zeta_{DC}} \partial_2 \psi_j, \\ \frac{d^2 \Phi_{0j}}{d(\tilde{\tau})^2} &= \zeta_{DC}^2 \frac{d^2 \Phi_{0j}}{d\tau^2} = \zeta_{DC}^2 [\partial_0^2 + 2\varepsilon \partial_0 \partial_1 + \varepsilon^2 (2\partial_0 \partial_1 + \partial_1^2)] [\omega_j T_0 + \psi_j] = \partial_1^2 \psi_j.\end{aligned}$$

Учитывая найденные производные по  $\psi_j$  получим

$$\begin{aligned}\frac{d\Phi_{0j}}{d\tau} &= \tilde{\omega}_j + \frac{C_1^{(1)} + \kappa_{12} C_2^{(1)}}{2\zeta_{DC}(1 - \kappa_{12} \kappa_{21})}, \\ \frac{d^2 \Phi_{0j}}{d(\tau)^2} &= 0.\end{aligned}$$

Здесь и далее заменим символ  $\Phi_{0j}$  на  $\psi_j$ . Руководствуясь видом левой части (7.56), запишем

$$\begin{aligned}m \frac{d^2 \psi_1}{d(\tau)^2} + \frac{d\psi_1}{d\tau} &= \tilde{\omega}_1 - \frac{C_1^{(1)} - \kappa_{12} C_2^{(1)}}{2\zeta_{DC}(1 - \kappa_{12} \kappa_{21})}, \\ m \frac{d^2 \psi_2}{d(\tau)^2} + \frac{d\psi_2}{d\tau} &= \tilde{\omega}_2 - \frac{C_2^{(1)} - \kappa_{21} C_1^{(1)}}{2\zeta_{DC}(1 - \kappa_{12} \kappa_{21})},\end{aligned}$$

что можно переписать в виде

$$m \frac{d^2 \psi_j}{d(\tau)^2} + \frac{d\psi_j}{d\tau} = \tilde{\omega}_j + C_j - \alpha_j \sin \Delta_\psi - \beta_j \cos \Delta_\psi, \quad (7.63)$$

где  $\Delta_\psi = \psi_1 - \psi_2$ , или при условии  $\alpha_j, \beta_j > 0$ . Если пренебречь сдвигом разности фаз, то получим следующие уравнения

$$m \frac{d^2 \psi_j}{d(\tau)^2} + \frac{d\psi_j}{d\tau} = \Omega_j - A_j \sin(\Delta_\psi), \quad (7.64)$$

где  $A_j = \sqrt{\alpha_j^2 + \beta_j^2}$ , а само уравнение (7.64) представляет собой уравнение

Курамото с инерцией. Здесь выражения параметров в (7.63) имеют вид

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{-\kappa_{12} m (\omega_1 + \omega_2) \omega_2}{2\zeta \omega_1 \omega_2 (m^2 \omega_1^2 + 1)(m^2 \omega_2^2 + 1)}, \\ \alpha_2 &= \frac{\kappa_{21} m (\omega_1 + \omega_2) \omega_1}{2\zeta \omega_1 \omega_2 (m^2 \omega_1^2 + 1)(m^2 \omega_2^2 + 1)}, \\ \beta_1 &= \frac{-\kappa_{12} (m^2 \omega_1 \omega_2 - 1) \omega_2}{2\zeta \omega_1 \omega_2 (m^2 \omega_1^2 + 1)(m^2 \omega_2^2 + 1)}, \\ \beta_2 &= \frac{-\kappa_{21} (m^2 \omega_1 \omega_2 - 1) \omega_1}{2\zeta \omega_1 \omega_2 (m^2 \omega_1^2 + 1)(m^2 \omega_2^2 + 1)}, \end{aligned}$$

а добавки к частоте, соответственно

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{-\kappa_{12} (\omega_1 + m^2 \omega_1^3) + m^2 \omega_2^3 + \omega_2}{2\zeta \omega_1 \omega_2 (m^2 \omega_1^2 + 1)(m^2 \omega_2^2 + 1)}, \\ C_2 &= \frac{-\kappa_{21} (\omega_2 + m^2 \omega_2^3) + m^2 \omega_1^3 + \omega_1}{2\zeta \omega_1 \omega_2 (m^2 \omega_1^2 + 1)(m^2 \omega_2^2 + 1)}. \end{aligned}$$

Полученная модель Курамото (7.64) состоит из двух дифференциальных уравнений второго порядка, что выливается в четырехмерную задачу Коши. Для уменьшения размерности перейдем от модели Курамото к уравнению Адлера путем вычитания уравнений, входящих в (7.64) друг из друга. Таким образом, мы перейдем к обобщенному уравнению Адлера вида

$$m \ddot{\Delta}_\psi + \dot{\Delta}_\psi = \Delta \Omega - \tilde{A} \sin \Delta_\psi, \quad (7.65)$$

записанного для разности фаз первого  $\psi_1$  и второго осцилляторов  $\psi_2$ , участвующих по отдельности в двух уравнениях модели Курамото. Здесь  $\Delta \Omega = \Omega_1 - \Omega_2, \tilde{A} = A_1 - A_2$ .

Для уравнений, подобных полученному уравнению Адлера, ранее уже находились выражения для полосы захвата и полосы синхронизма [161]. Здесь в

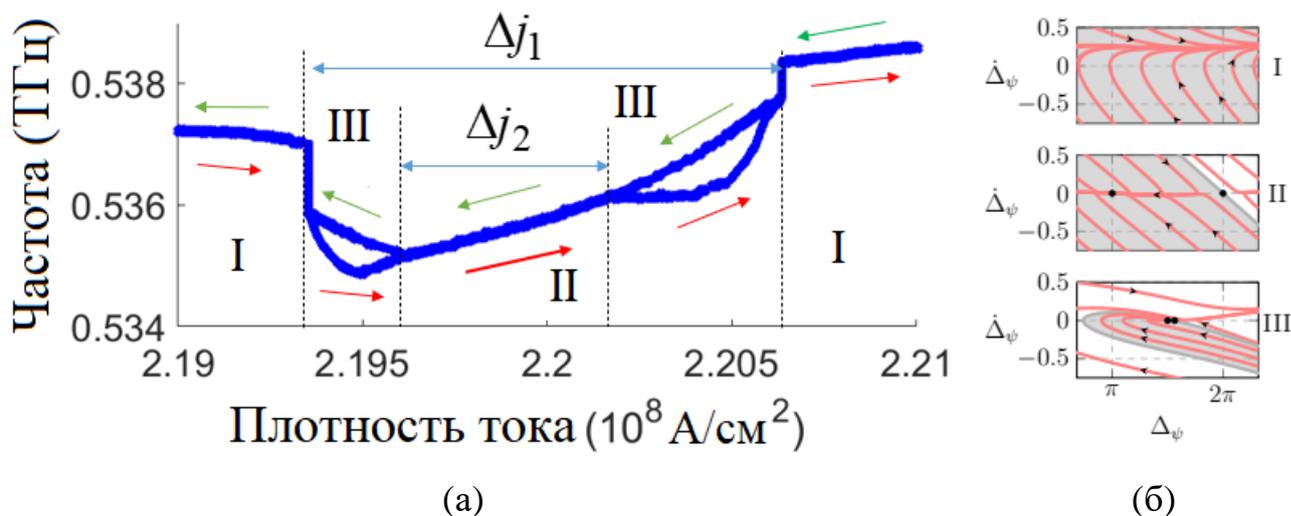
безразмерном виде разность частот для полосы захвата и полосы синхронизма, соответственно равны

$$\Delta z = 45\pi k \sqrt{\frac{5k^2 - 9k}{(3360 - 2000k)(3 + 25k)}} \quad (7.66)$$

$$\Delta c = \tilde{A}, \quad (7.67)$$

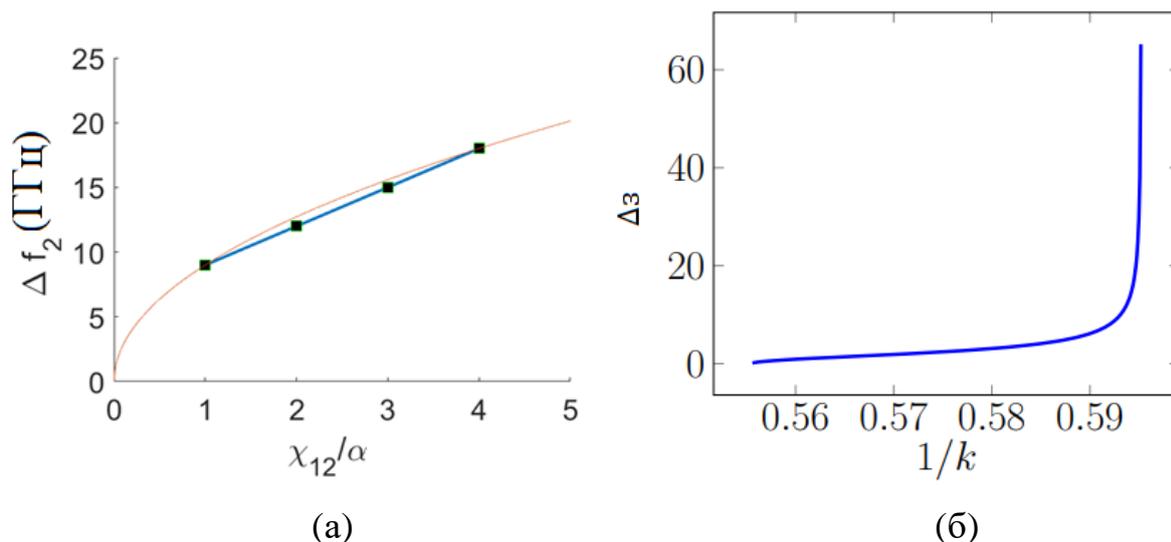
где  $k = \tilde{A}/m$ . Подставляя оставшиеся прежними параметры  $\omega_{ex}, \omega_e, \alpha, \sigma, j_{DC_i}$  и  $k_{12} = k_{21} = 3.5(10^{-3})$  можно получить токи, соответствующие полосам захвата и синхронизма. В дальнейшем их можно использовать для настройки параметров в системах АФМ-осцилляторов в задачах нейроморфных вычислений.

Рассмотрим различные режимы и особенности взаимной синхронизации АФМ осцилляторов путем анализа обобщенного уравнения Адлера (7.65). Анализ фазового уравнения (7.65) демонстрирует существование трех режимов: асинхронный, когда частоты автоколебаний осцилляторов не равны друг другу; синхронный, для которого разность  $|j_{DC_1} - j_{DC_2}|$  мала и наблюдается синхронизация фаз автоколебаний осцилляторов; гистерезисный, наступление синхронизации в котором зависит от начальных условий. Названные режимы проиллюстрированы на рис.7.16а, где приведены области синхронизации II и соседние с ней области I асинхронного режима. Наглядно представлен гистерезисный режим III. На фазовой плоскости асинхронный режим приобретает вид предельного цикла второго рода, а гистерезисному и синхронному режимам соответствуют 2 точки покоя: устойчивый узел и седло. В зависимости от положения седла областью притяжения узла может быть либо область между сепаратрисами двух соседних седел, и тогда режим будет отвечать устойчивой синхронизации, либо петля, образованная сепаратрисой седла. Такой случай будет лежать между  $\Delta z$  и  $\Delta c$ , а взаимодействие осцилляторов здесь определяется начальными условиями.



**Рис.7.16.** (а) Зависимость частоты автоколебаний двух связанных антиферромагнитных осцилляторов, демонстрирующую синхронизацию и (б) фазовые портреты, полученные в результате анализа обобщенного уравнения Адлера (7.65), трех возможных режимов рассматриваемой системы. I – асинхронный режим, представленный на фазовой плоскости предельным циклом второго рода, II - устойчивый синхронный режим, представленный узлом или фокусом, III - гистерезисный режим, зависящий от начальных условий и характеризующийся локальной устойчивостью положения равновесия и предельного цикла второго рода.

На рис.7.17а показана зависимость частоты синхронизма от нормированной константы связи, построенная по (7.67) и непосредственному интегрированию (обозначено точками) обобщенного уравнения Адлера (7.65). Таким образом, с ростом величины константы связи область синхронизации увеличивается, что обусловлено усилением связи между осцилляторами. На рис.7.17б показана зависимость полосы захвата от величины  $1/k$ , которая пропорциональна эффективной массе  $m$ . Таким образом, с увеличением эффективной массы область захвата увеличивается.



**Рис.7.17.** (а) Зависимость частоты синхронизации от нормированной константы связи и (б) зависимость полосы захвата от величины  $1/k$ .

### 7.7. Выводы по главе 7

Итак, в данной главе исследована внешняя синхронизация ферро- и антиферромагнитных спинтронных осцилляторов гармоническим воздействием.

Сформулируем основные выводы по главе:

1. Получены математические модели двух взаимодействующих СТНО в виде укороченных уравнений относительно медленно меняющихся амплитуд и фаз намагниченностей каждого осциллятора.
2. Влияние задержки в распространении спиновых волн проявляется в существовании минимумов и максимумов (вследствие колебательного характера комплексного параметра связи) зависимости полосы синхронизма от разброса радиусов при фиксированном расстоянии между СТНО.
3. При заданной неидентичности в размерах СТНО и расстоянии между контактами, можно подобрать такое соотношение между токами, пропускаемыми через образцы, при котором ширина соответствующей зоны синхронизма будет максимальной.

4. Наличие неизохронности негативно сказывается на динамике системы связанных СТНО, которое проявляется в заметном уменьшении области взаимной синхронизации и в связи с этим по возможности необходимо стремиться к уменьшению параметров неизохронности СТНО, подбирая величину внешнего магнитного поля и угол приложения относительно плоскости образца.

5. Получены в общем виде зависимости для коэффициентов ослабления амплитудных и фазовых флуктуаций источников шума каждого СТНО. Были рассмотрены два случая синхронизации – полностью идентичных и неидентичных СТНО, отличающихся запасом по самовозбуждению, частотами и амплитудами колебаний. Для двух идентичных СТНО удастся получить выигрыш в уровне амплитудных и фазовых шумов. При этом увеличение запаса по самовозбуждению приводит к уменьшению уровня фазовых и амплитудных шумов. Неизохронность в свою очередь, приводит к увеличению уровня амплитудных и фазовых шумов. Для второго случая удастся получить лучшее значение фазовых и амплитудных шумов. При этом для получения менее шумящего СТНО необходимо увеличивать коэффициент связи двух СТНО и увеличивать частотную расстройку двух СТНО, при этом оставаясь в пределах полосы синхронизма системы. Это связано с тем, что в данной модели управляющее воздействие на СТНО зависит от разности частот генераторов. При равенстве частот такое воздействие является минимальным в соответствии с укороченными уравнениями. Анализ коэффициентов ослабления для неидентичных СТНО показывает возможность улучшения шумовых свойств каждого из генераторов. При этом лучшее значение шумов получается для СТНО, обладающего большей стабильностью в автономном режиме.

6. Наличие эффективной массы (инерции) связанных антиферромагнитных спинтронных осцилляторов ведет к бистабильному режиму при переходе из синхронного режима в асинхронный. Уменьшить его влияние можно выбором рабочей точки на характеристике «частота - плотность тока», а

именно, чем более характеристика линейна, тем меньше проявляется бистабильный режим.

## ГЛАВА 8. АНСАМБЛИ СВЯЗАННЫХ СПИНТРОННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

### 8.1. Введение. Ансамбли связанных спинтронных осцилляторов

Для достижения мощности порядка 1 мкВт в генераторах СВЧ, построенных на основе СТНО, необходимо объединение их в большие ансамбли ~ 1000 единиц и более. Для осцилляторов с металлическим спейсером на основе эффекта ГМС необходимое количество синхронизированных на основной частоте осцилляторов превышает 1000 (мощность единичного образца в лучшем случае достигает единиц нановатт), что на практике практически невозможно. Реально для ГМС СТНО требуемое количество синхронизированных осцилляторов, необходимое для применения в области телекоммуникаций, достигает 100, синхронизация которых также представляет трудности. В силу указанной выше проблемы существенной неидентичности по параметрам СТНО в структуре, состоящей из большого числа осцилляторов, возможно существование огромного числа мод колебаний, равное в общем случае их числу. Причем множество мод колебаний очень плотное и вследствие малых флуктуаций в схеме взаимосвязанных СТНО могут происходить перескоки с одной моды на другую. В линейной 1D цепочке частоты соответствующих мод выражаются так:

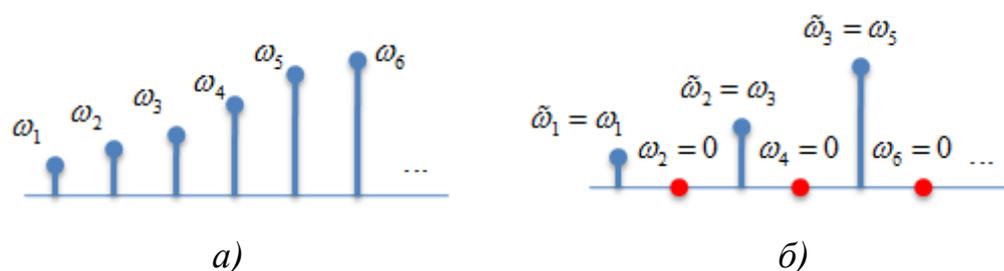
$$\omega_j^2 = 1 + \alpha_{cv} - 2\alpha_{cv} \cos\left(\frac{j-1}{N}\pi\right), \quad (8.1)$$

где  $N$  - количество элементов в ансамбле,  $j$  - номер моды,  $\alpha_{cv}$  - параметр связи в схеме идентичных генераторов (для классических радиотехнических автогенераторов см. работу [195]). Для кольцевой схемы соответствующая формула для мод имеет вид [196]:

$$\omega_j^2 = 1 + \alpha_{cv} - 2\alpha_{cv} \cos\left(\frac{2(j-1)}{N}\pi\right). \quad (8.2)$$

На рис.8.1 представлено схематическое расположение мод колебаний в схеме взаимосвязанных осцилляторов на частотной оси с линейной (а) и кольцевой (б)

геометрией связей. Из нее следует, что моды колебаний в кольцевой схеме располагаются реже на частотной прямой, чем для линейной структуры. И в этом отношении кольцевая схема является более предпочтительной, чем линейная, так как при увеличенной разнесенности по частоте труднее «перепрыгивать» между модами. Однако в общем случае, даже в кольцевой схеме расположение мод может быть достаточно плотным, особенно из-за неидентичности. Поэтому необходимы конструктивные приемы по выделению только одной устойчивой моды.



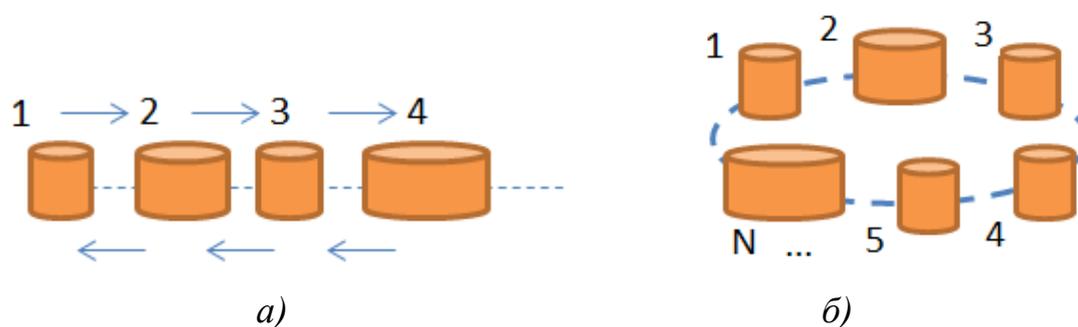
**Рис.8.1.** Моды колебаний в схемах взаимосвязанных генераторов с линейной (а) и кольцевой (б) геометрией связей

Отметим, что область полной синхронизации, соответствующей одной устойчивой синхронной моде и одинаковой частоте генерации каждого осциллятора, на плоскости управляющих параметров будет достаточно узкой, а в общем случае при сильной неидентичности вообще может не существовать. В этом случае могут реализовываться режимы частичной фазовой синхронизации, когда часть осцилляторов засинхронизирована на одной частоте, а другая нет. В этом случае реального эффекта для сложения мощности большого числа осцилляторов может и не быть. Возникает естественная задача, связанная с подбором геометрии связи между элементами ансамбля, обеспечивающей выделение только **одного типа колебаний** (одной синхронной моды).

Ранее было показано, что решение задачи об оптимальном сложении мощности и подборе физических параметров только двух взаимосвязанных СТНО

является достаточно сложным. Чтобы подойти к решению задачи о синхронизации больших ансамблей СТНО, на первом этапе целесообразно рассмотреть ансамбли малой размерности (например, 3 и 4 элемента).

Если в качестве основного взаимодействия между СТНО или СХНО принять локальное взаимодействие за счет спиновых волн, то для малых ансамблей простейшими геометриями связи можем считать линейку (рис.8.2а) и кольцо (рис.8.2б).



**Рис.8.2.** Линейная (а) и кольцевая (б) структура связи ансамблей СТНО

Основные допущения, которые мы будем предполагать для простоты при исследовании малых ансамблей СТНО и которые наиболее просто реализуются технологически:

- ток, пропускаемый через все образцы одинаков;
- расстояние между всеми осцилляторами одинаково, т.е. они расположены эквидистантно;
- локальная связь осуществляется только между ближайшими соседями (т.е. отсутствуют перекрестные связи, что может быть реализовано для наноконтактных СТНО отсутствием ферромагнитной пленки в середине кольца);
- источник внешнего подмагничивающего поля одинаков для всех осцилляторов и подобран таким образом, чтобы неизохронность каждого СТНО слабо сказывалась на динамику системы.

Отметим, что задачами о работе ансамблей автоколебательных систем занималось большое число исследователей (см. напр. [196-201]). Подробный

обзор литературы по этой теме составляет предмет отдельного детального исследования и выходит за рамки данной работы.

Структура данной главы следующая. На первом этапе получены амплитудные и фазовые уравнения для топологии связи осцилляторов типа «линейка» и «кольцо» из 3 и 4 СТНО. Далее рассматриваются основные режимы работы таких структур (типы колебаний и область синхронизации). При этом в общем случае исследование структуры 3 и 4 осцилляторов, как отмечено в [161], является «неисчерпаемым», поэтому нас будет интересовать какая из двух геометрий связи между СТНО является наилучшей по критерию максимума полосы синхронизма. Затем предлагается конструктивный метод выделения единственной моды синхронизации, путем добавления резистивных связей через один элемент. Будут рассмотрены моды колебаний в ансамблях СТНО с различной топологией объединения в ансамбли. Рассматриваются различные геометрии: деревья, случайные сети, частично иерархические сети. Анализируются мощностные характеристики ансамблей связанных осцилляторов. Делается попытка сравнения различных ансамблей синхронизации по критерию скорости вхождения в синхронный режим. В заключение рассматривается одно из применений ансамблей связанных антиферромагнитных осцилляторов для задачи построения нейроморфных вычислений. Результаты, полученные в данной главе, были опубликованы в [A2, A4, A11, A12, A14, A20].

## **8.2. Математические модели и типы колебаний малых ансамблей связанных осцилляторов**

В качестве математической модели для малого ансамбля локально связанных СТНО примем модель для комплексных амплитуд  $C_l$  намагниченности  $l$ -ого осциллятора в следующем виде:

$$\frac{dC_l}{dt} + j\omega_l(|C_l|^2)C_l + \Delta\Gamma_l(|C_l|^2)C_l = \Omega_{l,l+1}e^{j\beta_{l,l+1}}C_{l+1} + \Omega_{l,l-1}e^{j\beta_{l,l-1}}C_{l-1}, \quad (8.3)$$

где  $\omega_l, \Delta\Gamma_l$  - парциальная частота и регенеративный член соответственно для  $l$ -ого осциллятора,  $\Omega_{l,l+1}, \Omega_{l,l-1}, \beta_{l,l+1}, \beta_{l,l-1}$  - частоты связи и набеги фаз, характеризующие влияние  $(l+1)$ -ого и  $(l-1)$ -ого генераторов, соответственно. Если количество элементов в ансамбле  $N$ , то для кольцевой структуры справедливы следующие граничные условия:

$$\Omega_{N,N+1} = \Omega_{N,1}, \Omega_{1,N-1} = \Omega_{1,N}, \beta_{N,N+1} = \beta_{N,1}, \beta_{1,N-1} = \beta_{1,N}. \quad (8.4)$$

Для цепочечной структуры граничные условия имеют вид

$$\Omega_{N,N+1} = 0, \Omega_{1,N-1} = 0, \beta_{N,N+1} = 0, \beta_{1,N-1} = 0. \quad (8.5)$$

Удобнее перейти от комплексных уравнений (8.3) к системе уравнений для медленно-меняющихся амплитуд  $U_l$  и фаз  $\varphi_l$  для всех  $l=1..N$  СТНО. Нас будут интересовать уравнения для 3-х и 4-х осцилляторов, как простейшие уравнения для малых ансамблей. Поскольку запись для кольцевой геометрии связей является более общей, то запишем итоговые уравнения для кольцевой геометрии связи (переход к линейной осуществляется по правилу (8.4)). Для 3-х осцилляторов, соединенных в кольцо получаем следующие 6 дифференциальных уравнений относительно амплитуд  $U_l$  и разностей фаз  $\psi_l = \varphi_l - \varphi_{l+1} + 0.5(\beta_{l,l+1} - \beta_{l+1,l})$ :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \dot{U}_1 = U_1 \cdot \Delta\Gamma_1(U_1) + \Omega_{12}U_2 \cos(\psi_1 + \Delta\beta_1) + \Omega_{13}U_3 \cos(\psi_3 - \Delta\beta_3), \\
 \dot{U}_2 = U_2 \cdot \Delta\Gamma_2(U_2) + \Omega_{21}U_1 \cos(\psi_1 - \Delta\beta_1) + \Omega_{23}U_3 \cos(\psi_3 + \Delta\beta_2), \\
 \dot{U}_3 = U_3 \cdot \Delta\Gamma_3(U_3) + \Omega_{32}U_2 \cos(\psi_2 - \Delta\beta_2) + \Omega_{31}U_1 \cos(\psi_1 + \Delta\beta_3), \\
 \dot{\psi}_1 = \Delta\omega_1 - \left( \Omega_{12} \frac{U_2}{U_1} \sin(\psi_1 + \Delta\beta_1) + \Omega_{21} \frac{U_1}{U_2} \sin(\psi_1 - \Delta\beta_1) \right) + \\
 + \Omega_{13} \frac{U_3}{U_1} \sin(\psi_3 - \Delta\beta_3) + \Omega_{23} \frac{U_3}{U_2} \sin(\psi_3 + \Delta\beta_2), \\
 \dot{\psi}_2 = \Delta\omega_2 - \left( \Omega_{23} \frac{U_3}{U_2} \sin(\psi_3 + \Delta\beta_2) + \Omega_{32} \frac{U_2}{U_3} \sin(\psi_2 - \Delta\beta_2) \right) + \\
 + \Omega_{21} \frac{U_1}{U_2} \sin(\psi_1 - \Delta\beta_1) + \Omega_{31} \frac{U_1}{U_3} \sin(\psi_1 + \Delta\beta_3), \\
 \dot{\psi}_3 = \Delta\omega_3 - \left( \Omega_{31} \frac{U_1}{U_3} \sin(\psi_1 + \Delta\beta_3) + \Omega_{13} \frac{U_3}{U_1} \sin(\psi_3 - \Delta\beta_3) \right) + \\
 + \Omega_{32} \frac{U_2}{U_3} \sin(\psi_2 - \Delta\beta_2) + \Omega_{12} \frac{U_2}{U_1} \sin(\psi_1 + \Delta\beta_1),
 \end{array} \right. \quad (8.6)$$

где  $\Delta\beta_l = 0.5 \cdot (\beta_{l,l+1} + \beta_{l+1,l})$  - средний фазовый сдвиг между намагниченностями.

Все остальные величины в системе (8.6) определяются аналогично случаю двух СТНО (см. главу 7).

Система, состоящая из 8 укороченных дифференциальных уравнений, для структуры из 4-х СТНО в общей записи имеет следующий вид:

$$\left\{ \begin{aligned}
 \dot{U}_1 &= -U_1 \cdot \Delta\Gamma_1(U_1) + \Omega_{12}U_2 \cos(\psi_1 + \Delta\beta_1) + \Omega_{14}U_4 \cos(\psi_4 - \Delta\beta_4), \\
 \dot{U}_2 &= -U_2 \cdot \Delta\Gamma_2(U_2) + \Omega_{21}U_1 \cos(\psi_1 - \Delta\beta_1) + \Omega_{23}U_3 \cos(\psi_2 + \Delta\beta_2), \\
 \dot{U}_3 &= -U_3 \cdot \Delta\Gamma_3(U_3) + \Omega_{32}U_2 \cos(\psi_2 - \Delta\beta_2) + \Omega_{34}U_4 \cos(\psi_3 + \Delta\beta_3), \\
 \dot{U}_4 &= -U_4 \cdot \Delta\Gamma_4(U_4) + \Omega_{43}U_3 \cos(\psi_3 - \Delta\beta_3) + \Omega_{41}U_1 \cos(\psi_4 + \Delta\beta_4), \\
 \dot{\psi}_1 &= \Delta\omega_1 - \left( \Omega_{12} \frac{U_2}{U_1} \sin(\psi_1 + \Delta\beta_1) + \Omega_{21} \frac{U_1}{U_2} \sin(\psi_1 - \Delta\beta_1) \right) \\
 &\quad + \Omega_{23} \frac{U_3}{U_2} \sin(\psi_2 + \Delta\beta_2) + \Omega_{14} \frac{U_4}{U_1} \sin(\psi_4 - \Delta\beta_4), \\
 \dot{\psi}_2 &= \Delta\omega_2 - \left( \Omega_{23} \frac{U_3}{U_2} \sin(\psi_2 + \Delta\beta_2) + \Omega_{32} \frac{U_2}{U_3} \sin(\psi_2 - \Delta\beta_2) \right) + \\
 &\quad + \Omega_{21} \frac{U_1}{U_2} \sin(\psi_1 - \Delta\beta_1) + \Omega_{34} \frac{U_4}{U_3} \sin(\psi_3 + \Delta\beta_3), \\
 \dot{\psi}_3 &= \Delta\omega_3 - \left( \Omega_{34} \frac{U_4}{U_3} \sin(\psi_3 + \Delta\beta_3) + \Omega_{43} \frac{U_3}{U_4} \sin(\psi_3 - \Delta\beta_3) \right) + \\
 &\quad + \Omega_{32} \frac{U_2}{U_3} \sin(\psi_2 - \Delta\beta_2) + \Omega_{41} \frac{U_1}{U_4} \sin(\psi_4 + \Delta\beta_4), \\
 \dot{\psi}_4 &= \Delta\omega_4 - \left( \Omega_{41} \frac{U_1}{U_4} \sin(\psi_4 + \Delta\beta_4) + \Omega_{14} \frac{U_4}{U_1} \sin(\psi_4 - \Delta\beta_4) \right) + \\
 &\quad + \Omega_{43} \frac{U_3}{U_4} \sin(\psi_3 - \Delta\beta_3) + \Omega_{12} \frac{U_2}{U_1} \sin(\psi_1 + \Delta\beta_1).
 \end{aligned} \right. \quad (8.7)$$

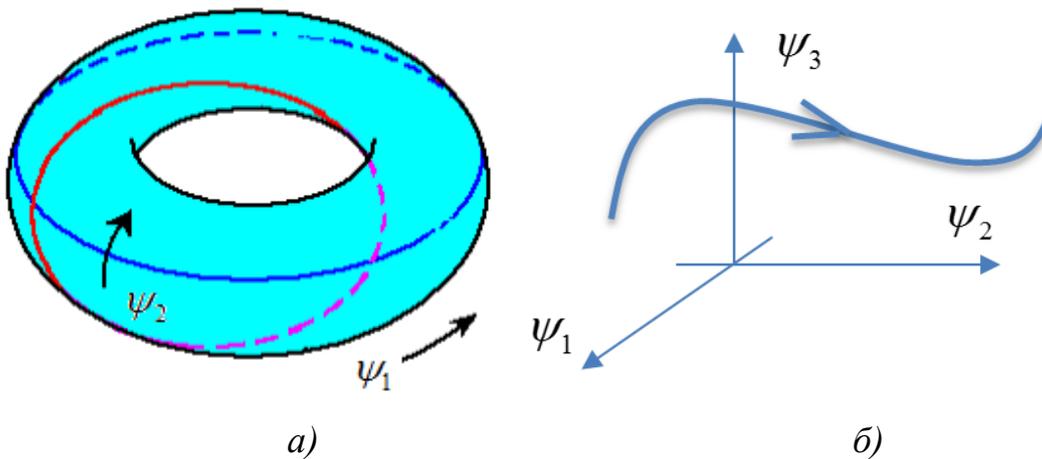
Как видно системы уравнений (8.6), (8.7) имеют весьма громоздкий вид и аналитическое их решение получить не удастся. Воспользуемся приближенными методами анализа, т.н. «фазовым приближением». Начнем со случая 3 осцилляторов. Оценочное выражение для стационарной амплитуды колебаний  $l$ -ого осциллятора в составе ансамбля для кольцевой геометрии дается выражением вида:

$$\begin{aligned}
 U_l &= U_l^0 + \bar{\xi}_l, \\
 \bar{\xi}_l &= \frac{\Omega_{l,l+1}U_{l+1}^0}{2U_l^0\Gamma_G(\zeta_l + q)} \cos(\psi_l + \Delta\beta_l) + \frac{\Omega_{l,l-1}U_{l-1}^0}{2U_l^0\Gamma_G(\zeta_l + q)} \cos(\psi_l - \Delta\beta_l). \quad (8.8)
 \end{aligned}$$

Здесь  $U_i^0 = \sqrt{(\zeta_i - 1)/(\zeta_i + q)}$  - стационарная амплитуда намагниченности  $l$ -ого СТНО, выражение в (8.8) пропорциональное  $\Omega_{l,l+1}$  характеризует влияние  $l+1$ -ого осциллятора на  $l$ -ый (добавку к стационарной амплитуде), а выражение, пропорциональное  $\Omega_{l,l-1}$  характеризует влияние  $l-1$ -ого на  $l$ -ый. Для определения стационарных разностей фаз  $\psi_l$  исходя из фазовых уравнений системы (8.6). Линейная структура имеет два фазовых уравнения, а кольцевая – три. Система уравнений относительно разностей фаз  $\psi_{1,2}$  между первым и вторым осцилляторами и вторым и третьим, записываются в следующем виде:

$$\begin{cases} \dot{\psi}_1 = \Delta\omega_1 - \left( \Omega_{12} \frac{U_2}{U_1} \sin(\psi_1 + \Delta\beta_1) + \Omega_{21} \frac{U_1}{U_2} \sin(\psi_1 - \Delta\beta_1) \right) + \Omega_{23} \frac{U_3}{U_2} \sin(\psi_2 + \Delta\beta_2), \\ \dot{\psi}_2 = \Delta\omega_2 - \left( \Omega_{23} \frac{U_3}{U_2} \sin(\psi_2 + \Delta\beta_2) + \Omega_{32} \frac{U_2}{U_3} \sin(\psi_2 - \Delta\beta_2) \right) + \Omega_{21} \frac{U_1}{U_2} \sin(\psi_1 - \Delta\beta_1). \end{cases} \quad (8.9)$$

Примем в (8.9), что амплитуды осцилляторов задаются в первом приближении выражениями (8.8), тогда можно приближенно исследовать взамен системы (8.4) из пяти уравнений для линейки – 2 уравнения для разностей фаз  $\psi_{1,2}$ . Фазовым пространством этой системы является 2D-поверхность трехмерного тора, изображенная схематически на рис.8.3. Выполним приближенный анализ различных режимов системы (8.9) на развертке тора на двумерную плоскость.

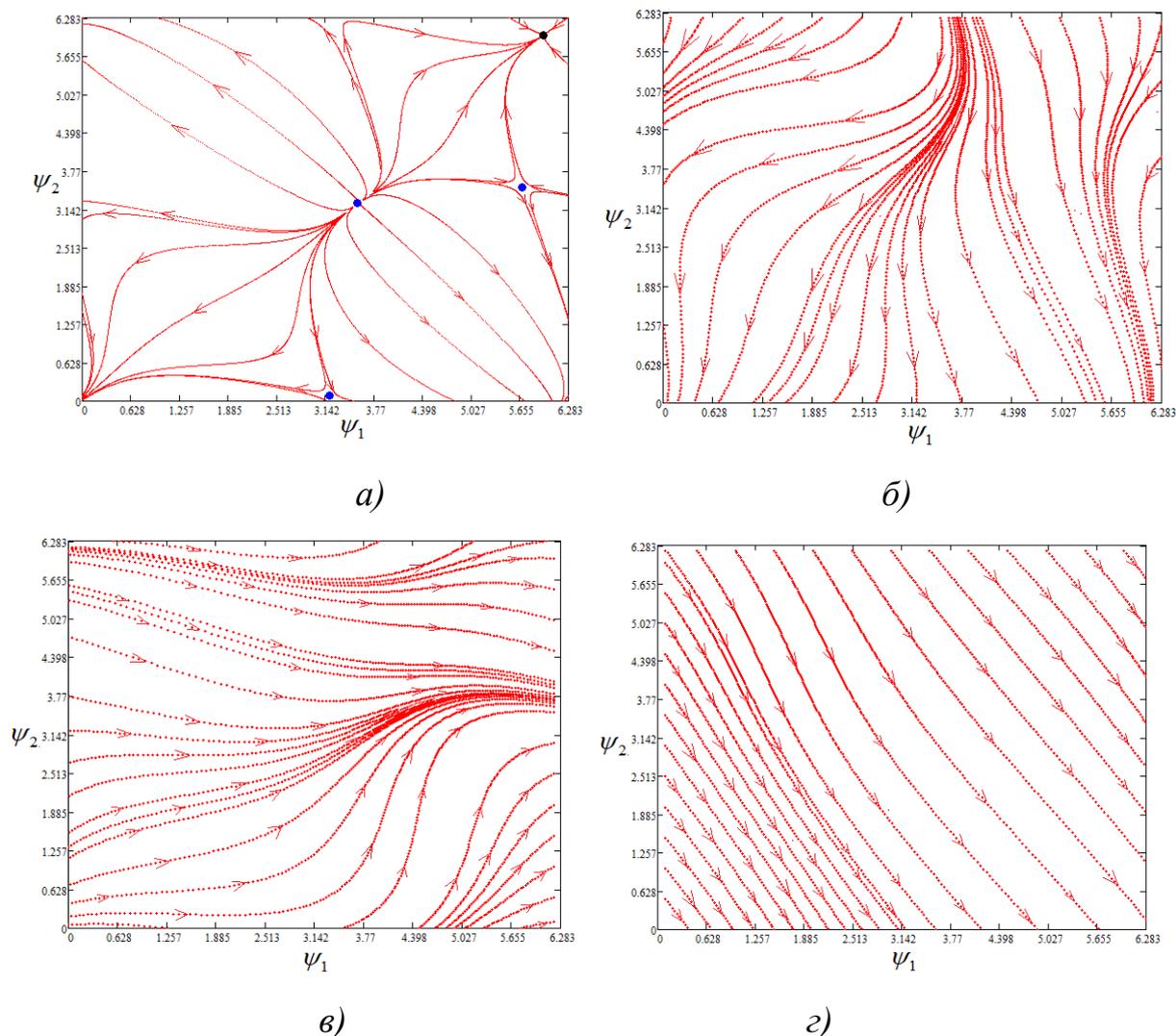


**Рис.8.3.** Фазовое пространство линейки из 3-х СТНО ведется на поверхности тора (а), а кольца на поверхности 4D-тора, проекция которого на 3D-пространство представлена на (б).

Соответствующие фазовые портреты на плоскости разностей фаз ( $\psi_1, \psi_2$ ) приведены на рис.8.4а-г. В случае, изображенном на рис.8.4а система уравнений (8.9) имеет четыре неподвижные точки, из которых три – неустойчивые и одна устойчивая. Неустойчивыми являются два седла и один узел. Устойчивым является узел, который соответствует стационарному синхронному режиму. При этом скорости изменения фаз СТНО, т.е. частоты, будут постоянными и равными частоте взаимной синхронизации. Этот режим в терминах [161] называется **режимом полной синхронизации**. На рис.8.4б,в изображены фазовые траектории для частичного захвата только двух СТНО. На рис.8.4б показана картина захвата первого и второго СТНО, когда их относительная разность фаз  $\psi_1$  осциллирует около положения равновесия, а разность фаз  $\psi_2$  неограниченно нарастает. На рис.8.4в показана картина частичного захвата второго и третьего осцилляторов.

Для обеих этих ситуаций (рис.8.4б,в) характерно существование двух инвариантных кривых – притягивающей и отталкивающей, которые формируются на границе области полной синхронизации при увеличении частотных расстройек (в данном случае радиусов СТНО) между СТНО. Аналогичная задача для трех реактивно связанных автогенераторов Ван-дер-Поля изучалась в работе [202]. На рис.8.4г показан асинхронный случай, когда обе разности фаз  $\psi_1, \psi_2$  осциллируют.

Итак, по сравнению с двумя осцилляторами, в системе из трех возможны, помимо синхронного режима, когда все три СТНО захвачены на одной частоте, также режимы частичного захвата, когда захвачены либо первый и второй, либо второй и третий.



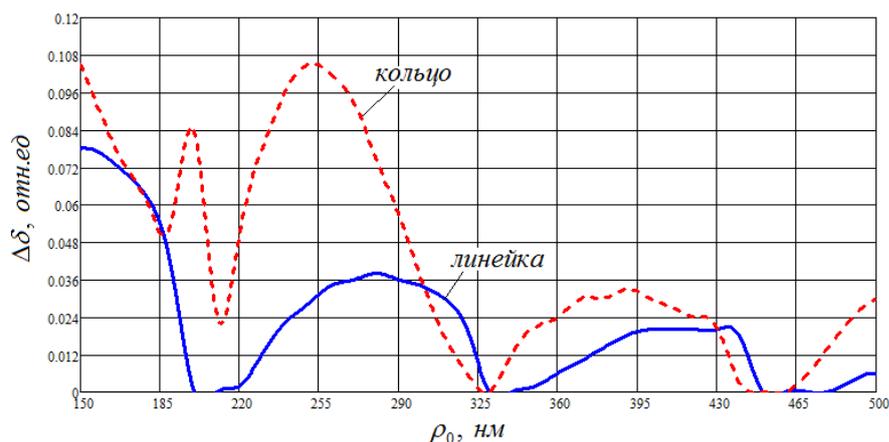
**Рис.8.4.** Фазовые портреты системы (8.9) в различных режимах: полная синхронизация  $\delta_1=0.05$ ,  $\delta_2=0.05$  (а), частичный захват первого и второго  $\delta_1=0.05$ ,  $\delta_2=0.5$  (б), частичный захват второго и третьего  $\delta_1=0.5$ ,  $\delta_2=0.05$  (в), асинхронный квазипериодический режим  $\delta_1=-0.4$ ,  $\delta_2=0.5$  (г). Параметры модели:  $\theta_{ext}=90^\circ$ ,  $\mu_0 H_{ext}=1$  Тл,  $\mu_0 M_0=0.8$  Тл,  $\alpha=0.01$ ,  $g=2$ ,  $\varepsilon=0.1$ ,  $d=4.5$  нм,  $\rho_0=150$  нм,  $R_{c1}=100$  нм,  $\delta_1=(R_{c2}-R_{c1})/R_{c1}$ ,  $\delta_2=(R_{c3}-R_2)/R_{c2}$ .

Анализ кольцевой схемы, которая описывается полной системой дифференциальных уравнений (8.6), необходимо вести уже на развертке четырехмерного тора в 3D-пространстве по аналогии с линейной схемой. Для того, чтобы выявить основную разницу между линейной и кольцевой схемами проведем численные эксперименты по нахождению ширины границы зоны

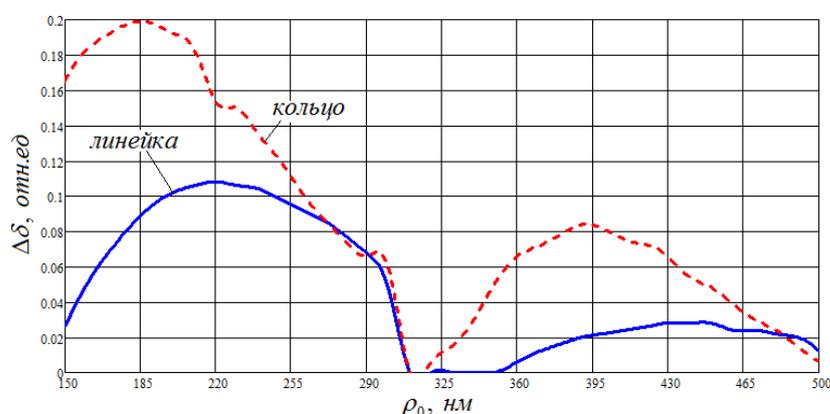
полной синхронизации системы СТНО в терминах относительной разности радиусов  $\delta_1=(R_{c2}-R_{c1})/R_{c1}$ ,  $\delta_2=(R_{c3}-R_{c2})/R_{c2}$ . В качестве управляющих параметров выберем параметр связи между СТНО, т.е. расстояние между контактами. На рис. 8.5а,б представлена зависимость относительной ширины зоны полной синхронизации  $\Delta\delta=(\delta_{1max}+\delta_{2max})/2$ , где  $\delta_{1max}=(\max(\delta_1)+\min(\delta_1))/2$  – относительная ширина зоны синхронизма по параметру  $\delta_1$  и  $\delta_{2max}=(\max(\delta_2)+\min(\delta_2))/2$  – относительная ширина зоны синхронизма по параметру  $\delta_2$ , от расстояния между контактами для  $R_{c1}=50$  нм (а) и  $R_{c1}=80$  нм (б).

Из анализа представленных зависимостей следует, что для рассматриваемых ситуаций ширина зоны полной синхронизации будет достаточно узкой (порядка 5-8 нм). Представленные зависимости, как и в случае полосы синхронизма для двух СТНО, носят колебательный характер, что связано со спецификой связи между СТНО. Как следует из рис.8.5а,б линейная геометрия связи характеризуется более глубокими провалами до нуля функции  $\Delta\delta(\rho_0)$ , чем кольцевая структура при тех же физических параметрах. Также максимальное значение допустимой величины параметра неидентичности  $\Delta\delta$  для кольцевой схемы связи больше, чем для линейной. В этом отношении использование кольцевой схемы связи СТНО предпочтительнее, чем линейной.

На рис.8.6 представлены осциллограммы, демонстрирующие установление амплитуд и разностей фаз спиновых волн в линейной (а),(б) и кольцевой (в),(г) схемах связи полностью идентичных по размерам СТНО в режиме полной фазовой синхронизации (см. фазовый портрет на рис.8.4а). Отметим, что для линейной схемы амплитуда установившихся колебаний для крайних осцилляторов совпадает (см. рис.8.6а), в отличие от кольцевой схемы, в которой полного совпадения установившихся амплитуд не наблюдается. В линейной схеме полностью идентичных осцилляторов средний СТНО является своеобразным «лидером», его амплитуда больше, чем амплитуда двух других. Для кольцевой же структуры также выделяется один СТНО, который является более «энергетически» ослабленным, чем два остальных, имеющих близкие амплитуды.



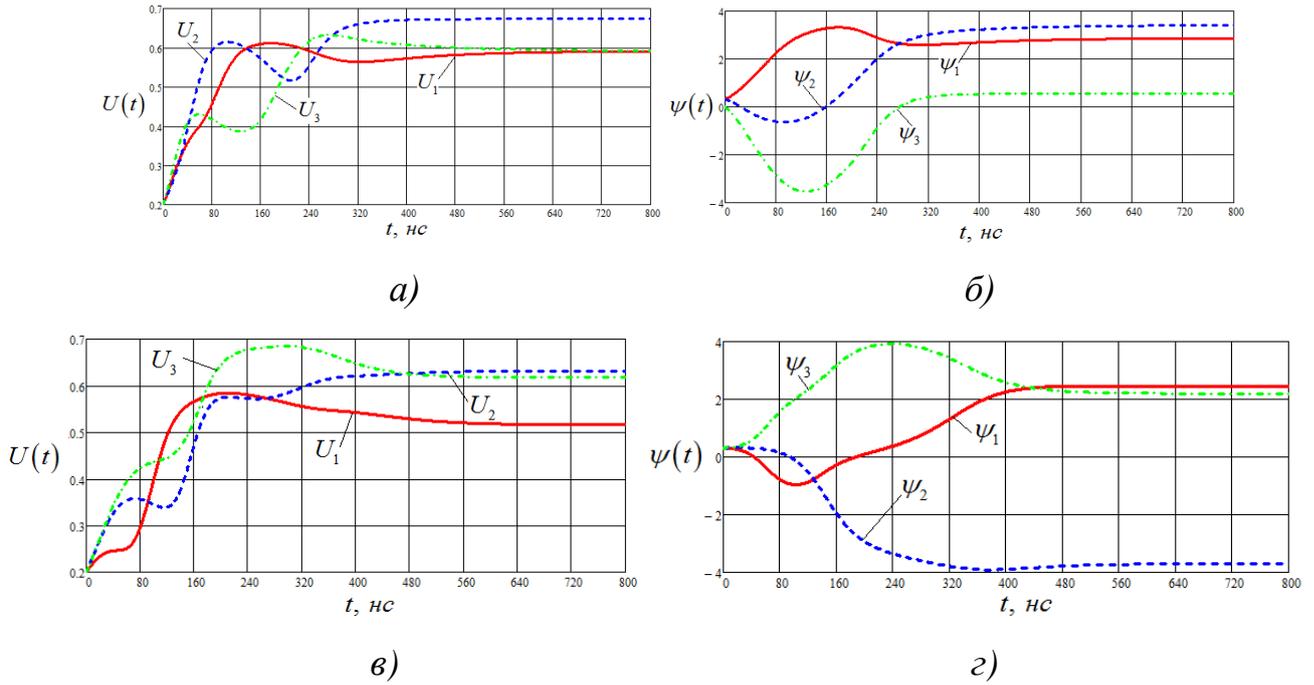
а)



б)

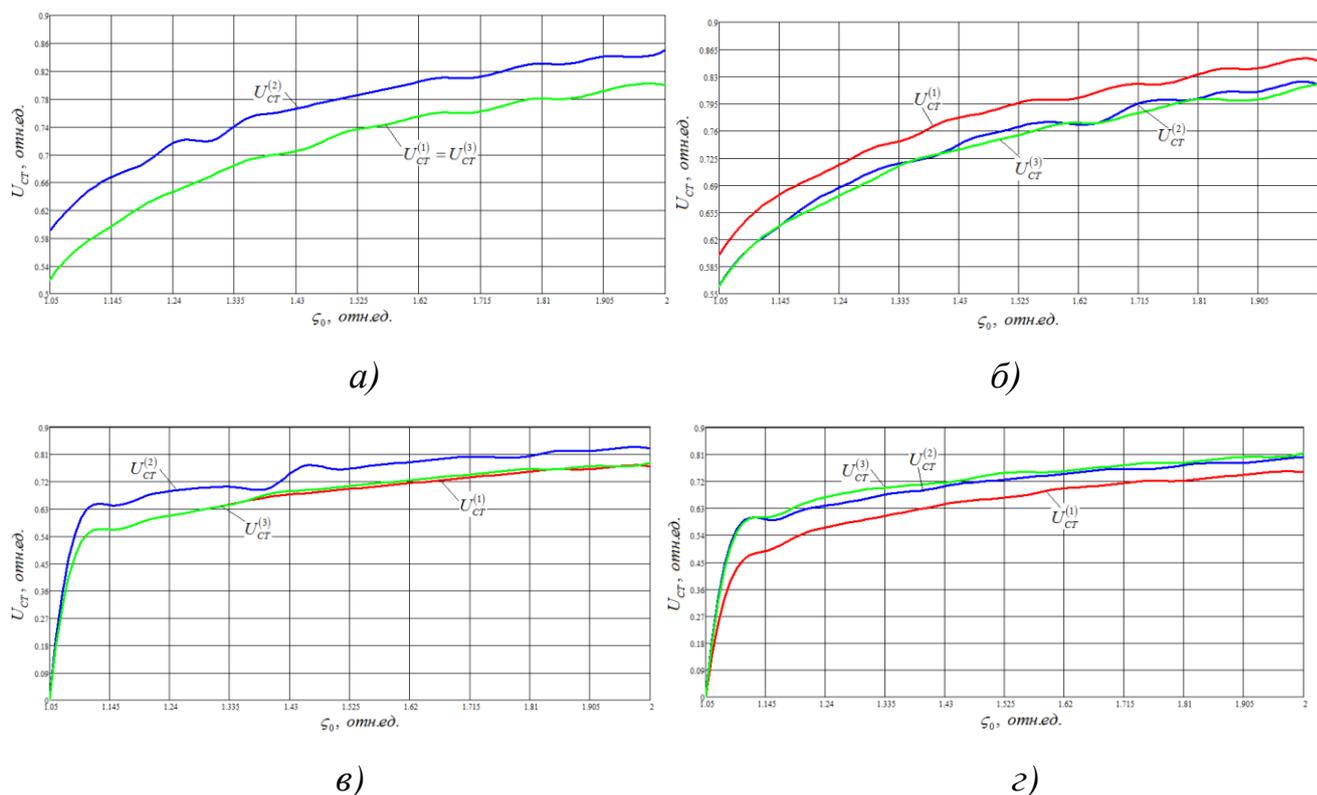
**Рис.8.5.** Зависимости величины относительной разности радиусов  $\Delta\delta=(\delta_{1max}+\delta_{2max})/2$  СТНО от расстояния между ними для  $R_{c1}=50$  нм (а) и  $R_{c1}=80$  нм (б). Параметры модели:  $I_0=5$  мА,  $\theta_{ext}=90^\circ$ ,  $\mu_0 H_{ext}=1$  Тл,  $\mu_0 M_0=0.8$  Тл,  $\alpha=0.01$ ,  $g=2$ ,  $\varepsilon=0.1$ ,  $d=4.5$  нм,  $\rho_0=150$  нм,  $R_{c1}=100$  нм,  $\delta_1=(R_{c2}-R_{c1})/R_{c1}$ ,  $\delta_2=(R_{c3}-R_2)/R_{c2}$ .

Установившиеся разности фаз между первым и вторым, и вторым и третьим для линейной схемы также близки, в отличие от кольцевой схемы, в которой близки разности фаз между первым и вторым, а также первым и третьим. Частота колебаний всех трех СТНО в режиме полной синхронизации совпадает и соответствует некоторой средней частоте колебаний, которую можно найти из соответствующей линеаризованной модели для комплексной амплитуды, по аналогии со случаем двух осцилляторов.



**Рис.8.6.** Осциллограммы, демонстрирующие установление амплитуд и разностей фаз спиновых волн в линейной (а),(б) и кольцевой (в),(г) схемах связи идентичных СТНО. Параметры модели:  $R_c=80$  нм,  $I_0=5$  мА,  $\theta_{ext}=90^\circ$ ,  $\mu_0 H_{ext}=1$  Тл,  $\mu_0 M_0=0.8$  Тл,  $\alpha=0.01$ ,  $g=2$ ,  $\varepsilon=0.1$ ,  $d=4.5$  нм,  $\rho_0=150$  нм.

На рис.8.7а-г представлены колебательные характеристики, т.е. зависимости стационарных амплитуд спиновых волн для полностью идентичных СТНО от общего фактора регенерации системы  $\zeta_0$  для линейной геометрии связи и  $R_c=50$  нм (а), кольцевой геометрии связи и  $R_c=50$  нм (б), линейной геометрии связи и  $R_c=80$  нм (в), кольцевой геометрии связи и  $R_c=80$  нм (г). Из них также видно, что для линейной структуры связи СТНО, амплитуды установившихся колебаний для крайних элементов практически полностью совпадают в широком диапазоне перестройки фактора регенерации. Отметим, что, судя по полученным зависимостям (рис.8.6, рис.8.7) в системе наблюдается масштабируемость, т.е. при увеличении размеров осцилляторов основные тенденции в динамике системы сохраняются. В этом отношении можно выявить зону в пределах от 150 до 300 нм для кольцевой геометрии и от 150 до 200 нм для линейной, при которой ширина зоны синхронизма принимает наибольшие значения.

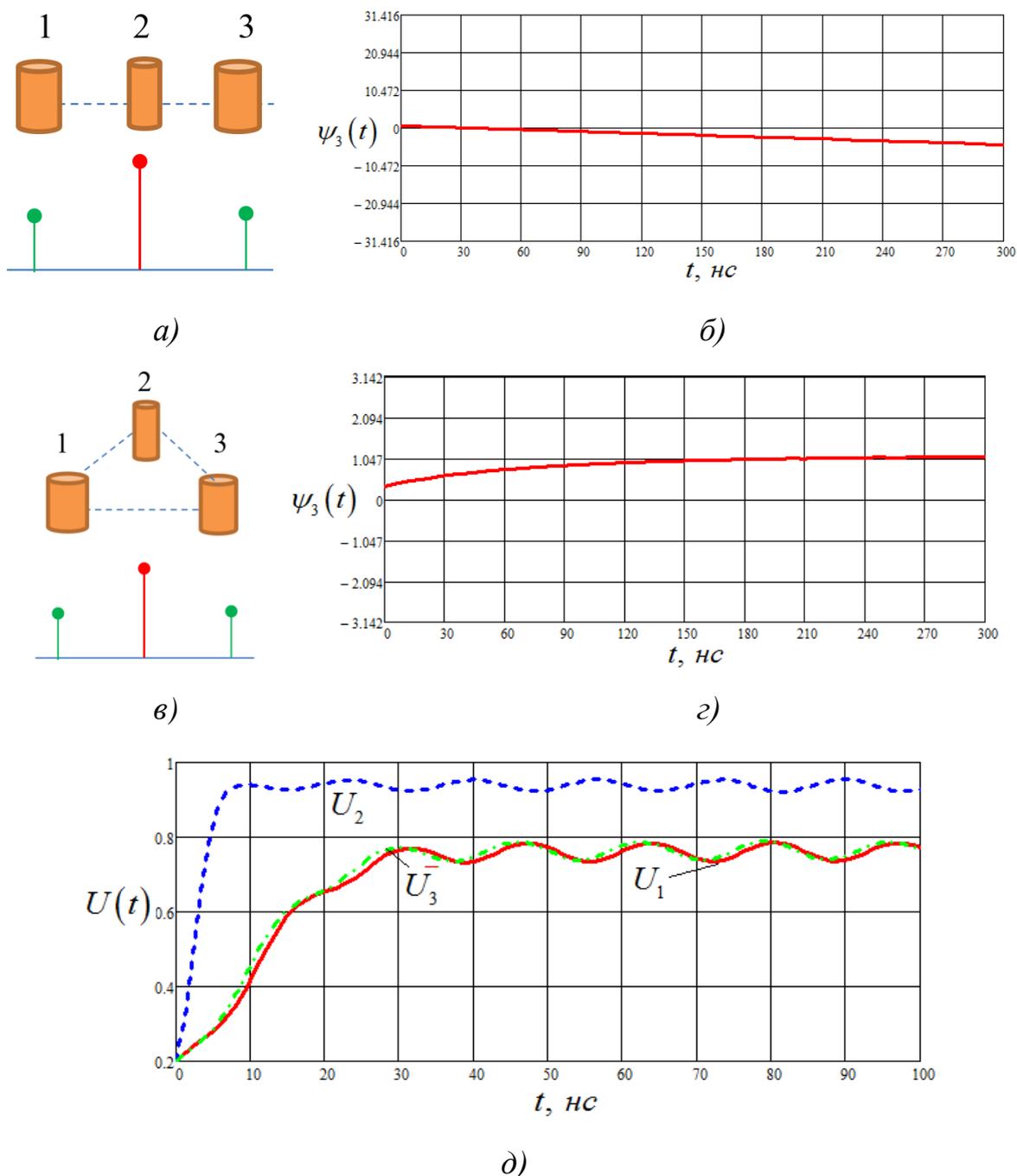


**Рис.8.7.** Зависимости стационарных амплитуд спиновых волн для полностью идентичных СТНО от общего фактора регенерации системы  $\zeta_0$  для линейной геометрии связи и  $R_c=50$  нм (а), кольцевой геометрии связи и  $R_c=50$  нм (б), линейной геометрии связи и  $R_c=80$  нм (в), кольцевой геометрии связи и  $R_c=80$  нм (г).

Выясним, какая из двух схем (линейная или кольцевая) является наилучшей при наличии сильной неидентичности по размерам. Для этого примем некоторый предельный случай, при котором наиболее энергетически «сильный» (обладающий наименьшим радиусом) расположен в центре линейной структуры. Для кольцевой структуры нет разницы в расположении более «сильного» СТНО, т.к. она является замкнутой. На рис.8.8а,б представлены пример геометрии такой линейной схемы (а) и рассчитанная временная реализация разности фаз между первым и третьим СТНО. Параметры модели при этом несколько отличаются (имеется статистический разброс)  $R_{c1}=60.5$  нм,  $R_{c2}=40$  нм,  $R_{c3}=59.5$  нм,  $\rho_0=180$  нм.

Для кольцевой структуры, изображенной на рис.8.8в, наблюдается частичная фазовая синхронизация, когда разность фаз между первым и третьим СТНО совпадает. Для линейной структуры даже частичной фазовой синхронизации не наблюдается (даже при идеально подобранных параметрах  $R_{c1}=60$  нм,  $R_{c2}=40$  нм,  $R_{c3}=60$  нм), что связано с тем, что энергии взаимодействия между СТНО не хватает для существования синхронного режима. Для кольцевой структуры за счет дополнительной связи первого и третьего СТНО частичная синхронизация в системе возможна, более того она сохраняется и при некотором разбросе физических параметров (допустимый разброс может быть найден по аналогии со случаем полной фазовой синхронизации), который меньше, чем для зоны полной фазовой синхронизации и составляет 2-3 нм (для  $\rho_0=180$ нм), но может меняться в зависимости от расстояния между контактами.

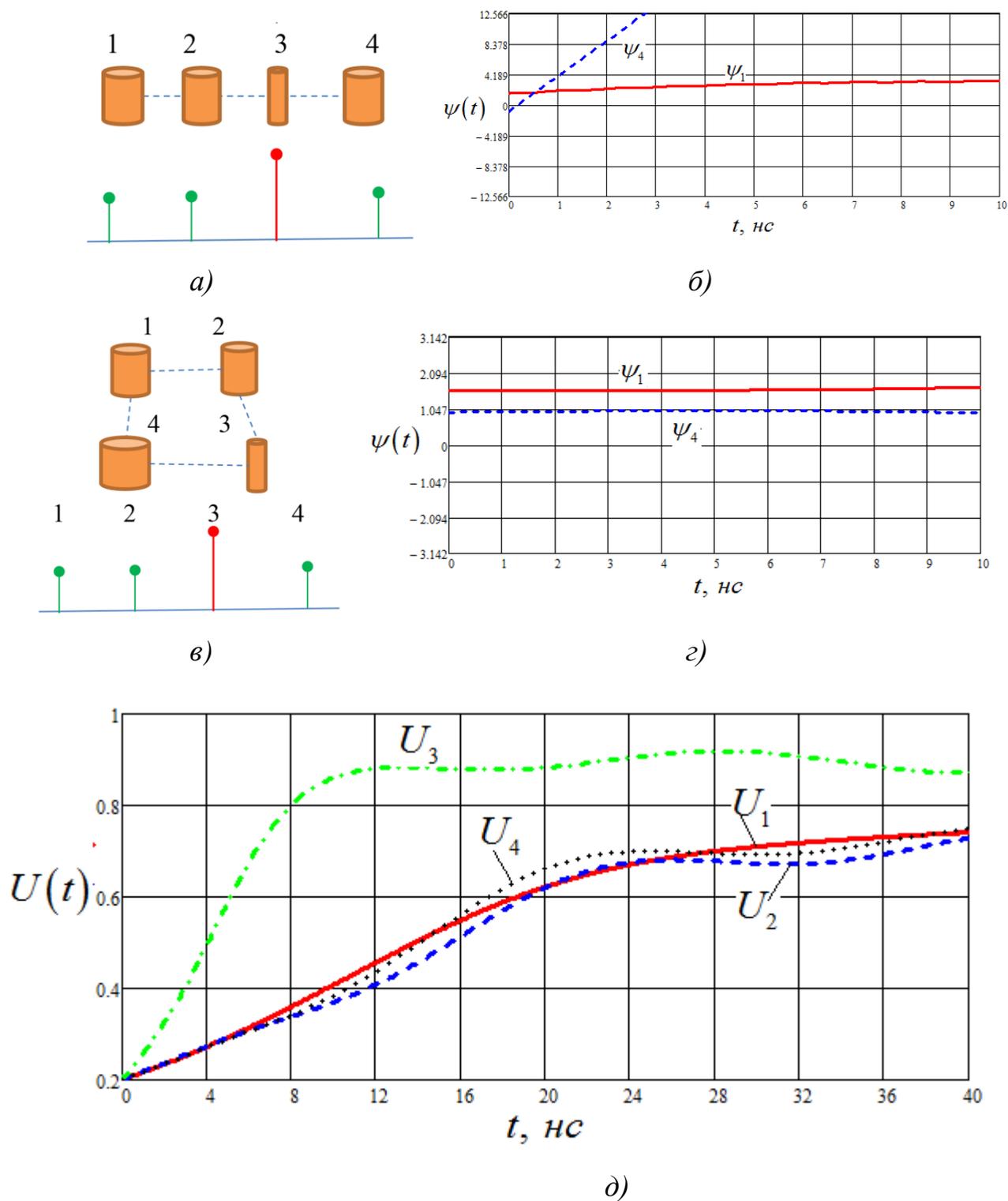
На рис.8.8д показана временная реализация для амплитуд колебаний в кольцевой схеме связанных СТНО. Отметим, что для линейной схемы имеет место практически полностью совпадающая зависимость, как и для кольцевой схемы, однако частичной фазовой синхронизации между первым и третьим СТНО нет.



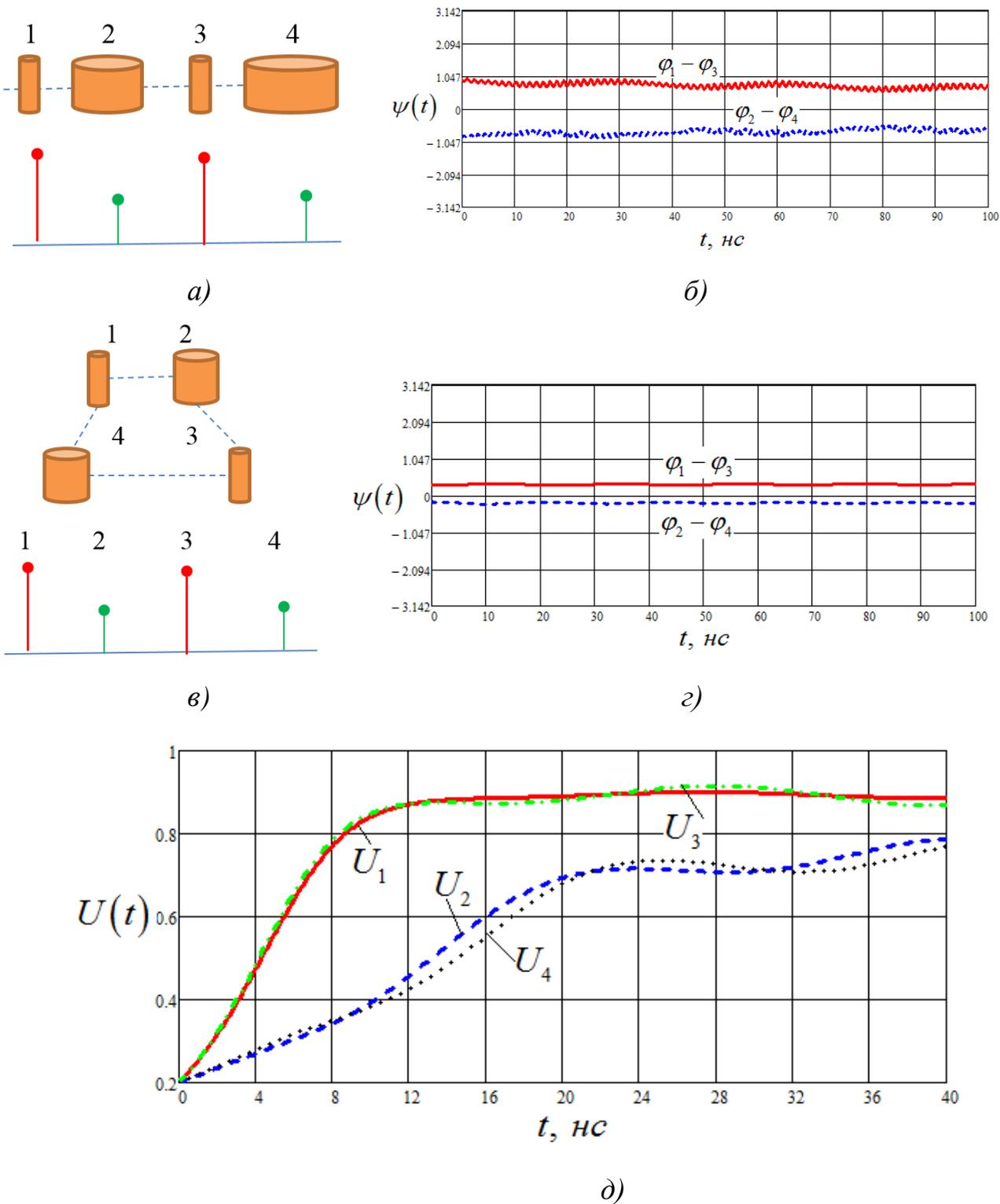
**Рис.8.8.** Геометрия линейной схемы (а) и временная реализация для разности фаз между первым и третьим СТНО (б), кольцевая геометрия (в) и соответствующая временная реализация для разностей фаз (г), а также временная реализация для амплитуд колебаний в кольцевой схеме. Параметры модели:  $R_{c1}=60.5$  нм,  $R_{c2}=40$  нм,  $R_{c3}=59.5$  нм,  $\rho_0=180$  нм.

Отметим, что для линейной схемы связи можно подобрать такие соотношения между фактором регенерации СТНО, расстоянием между контактами, чтобы область частичной фазовой синхронизации существовала, однако на практике в эксперименте это сделать гораздо труднее, так как изначальные параметры между осцилляторами, которые фиксируются технологией – это разброс в размерах и расстоянии между контактами.

Для 4-х взаимосвязанных СТНО, можно провести по аналогии полностью такой же анализ. В этом случае, также будет наблюдаться существование достаточно узкой зоны полной фазовой синхронизации, вблизи идентичного положения. Нас будут интересовать два предельных случая, которых нельзя было увидеть для 3 осцилляторов. В первом случае, изображенном на рис.8.9 наиболее «энергетически» сильный СТНО помещается в центре структуры, а более энергетически «слабые» располагаются по краям структуры ( $R_{c1}=60.5$  нм,  $R_{c2}=61$  нм,  $R_{c3}=40$  нм,  $R_{c3}=60.7$  нм,  $\rho_0 = 200$  нм). А для второго, изображенного на рис.4.10, СТНО «чередуются» по параметрам ( $R_{c1}=40$  нм,  $R_{c2}=60$  нм,  $R_{c3}=40$  нм,  $R_{c3}=60$  нм,  $\rho_0 = 200$  нм). Здесь также можно выявить, что кольцевая структура связи СТНО является предпочтительней с точки зрения практической реализации, т.к. дополнительная связь, действующая через крайние элементы улучшает синхронные свойства схемы. Так для линейной схемы, изображенной на рис.4.9а наблюдается только частичная фазовая синхронизация между первым и вторым СТНО, третий и четвертый в данном случае не засинхронизированы и фактически не будут вносить в схему сложения мощности заметного вклада. Переход к кольцевой схеме улучшает синхронные свойства схемы так, что не 2, а 3 осциллятора работают синхронно. Для геометрии, изображенной на рис.8.10 наблюдается такой эффект, что идентичные по параметрам СТНО, несмотря на расположение их «через один», работают синхронно в кольцевой геометрии. Для линейной структуры наблюдается асинхронный режим.



**Рис.8.9.** Геометрия линейной схемы (а) и временная реализация для разности фаз  $\psi_1$  и  $\psi_4$  (б), кольцевая геометрия (в) и соответствующая временная реализация для разностей фаз (г), а также временная реализация для амплитуд колебаний в кольцевой схеме. Параметры модели:  $R_{c1}=60.5$  нм,  $R_{c2}=61$  нм,  $R_{c3}=40$  нм,  $R_{c3}=60.7$  нм,  $\rho_0=200$  нм.



**Рис.8.10.** Геометрия линейной схемы (а) и временные реализации для разностей фаз  $\varphi_1-\varphi_3$  и  $\varphi_2-\varphi_4$  (б), кольцевая геометрия (в) и соответствующая временная реализация для разностей фаз (г), а также временная реализация для амплитуд колебаний в кольцевой схеме. Параметры модели:  $R_{c1}=40$  нм,  $R_{c2}=60$  нм,  $R_{c3}=40$  нм,  $R_{c3}=60$  нм,  $\rho_0 =200$ нм.

### 8.3. Моды колебаний в малых ансамблях СТНО

Найдем частоты нормальных мод колебаний в линейной цепочке связанных СТНО. Для этого перепишем исходную модель для комплексной амплитуды, записанной фактически в виде системы уравнений для  $N$  неизвестных  $C_1, C_2, \dots, C_N$  в виде единого уравнения относительно вектора  $\vec{C} = (C_1, C_2, \dots, C_N)$  в виде:

$$\frac{d\vec{C}}{dt} + j\hat{\omega} \circ \vec{C} + j\hat{\Omega} \circ \vec{C} = \hat{f}(\vec{C}, \Omega) \circ \vec{C}, \quad (8.10)$$

где  $\omega = \begin{bmatrix} \omega_1 & \dots & 0 \\ 0 & \dots & 0 \\ 0 & \dots & \omega_N \end{bmatrix}$  - матрица частот парциальных систем,  $\hat{\Omega}$  - матрица

взаимных связей, которая оказывает влияние на частоту колебаний, имеющая вид

$$\hat{\Omega} = \begin{bmatrix} 0 & \Omega_{12} \sin \beta_{12} & 0 & \dots & 0 \\ \Omega_{21} \sin \beta_{21} & 0 & \Omega_{23} \sin \beta_{23} & \dots & 0 \\ 0 & \Omega_{32} \sin \beta_{32} & 0 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \Omega_{N-1,N} \sin \beta_{N-1,N} \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \end{bmatrix}, \quad (8.11)$$

где члены, содержащие множители с  $\cos \beta_{ij}$ , отвечают за самовозбуждение системы и содержатся в матрице  $\hat{f}(\vec{C}, \Omega)$ . Для простоты получения аналитических выкладок предположим полную идентичность СТНО и, следовательно,  $\Omega_{ij} = \Omega_0$ ,  $\beta_{ij} = \beta_0$ ,  $\omega_j = \omega_0$ . Перейдем к нормальным координатам с помощью преобразования  $\vec{C} = P \circ \vec{L}$ , причем матрица обладает следующим

свойством  $P \circ P^{(-1)} = P^{(-1)} \circ P = I$  и левая часть исходного уравнения (4.10), отвечающая за частоту колебаний при таком преобразовании, перейдет в

$$\frac{d\vec{L}}{dt} + j \left[ P^{(-1)} \circ \hat{\omega} \circ P \right] \vec{L} + j \left[ P^{(-1)} \circ \hat{\Omega} \circ P \right] \circ \vec{L} = \frac{d\vec{L}}{dt} + j \begin{bmatrix} \lambda_1 & \dots & 0 \\ 0 & \dots & 0 \\ 0 & \dots & \lambda_n \end{bmatrix} \vec{L}, \quad (8.12)$$

где  $\lambda_i$  - нормальные моды системы (собственные значения). Для их нахождения

воспользуемся тем, что  $k$  координата вектора  $\vec{C}$  имеет вид  $C_k = \sum_{l=1}^N p_{kl} L_l$  и

пользуясь условием, что  $\frac{dC_k}{dt} + j\omega_0 C_k + j\Omega_0 \sin \beta_0 (C_{k-1} + C_{k+1}) = 0$  получаем

уравнение

$$p_{kl} \frac{dL_l}{dt} + j \cdot \omega_0 \cdot p_{kl} L_l + j\Omega_0 \sin \beta_0 (p_{k-1,l} + p_{k+1,l}) L_l = 0, \quad (8.13)$$

которое преобразуется к виду

$$\frac{\frac{dL_l}{dt} + j \cdot \omega_0 \cdot L_l}{L_l} = -j\Omega_0 \sin \beta_0 \frac{(p_{k-1,l} + p_{k+1,l})}{p_{kl}} = -M_l. \quad (8.14)$$

Причем левая часть (8.14) является меняющейся во времени функцией, а правая часть – константа, зависящая от  $k, l$ . Таким образом, можно перейти к разностному уравнению вида

$$p_{k-1,l} + p_{k+1,l} = \frac{M_l}{\Omega_0 \sin \beta_0} p_{kl}, \quad (8.15)$$

решением которого с учетом условий  $p_{0,l} = p_{1,l}$  и  $p_{N,l} = p_{N+1,l}$  является функция

$$p_{kl} = \begin{cases} \sqrt{\frac{1}{N}}, & \text{для } l=1, \\ \sqrt{\frac{2}{N}} \cos\left(\frac{(2k-1)(l-1)\pi}{2N}\right), & \text{для } l \neq 1, \end{cases} \quad (8.16)$$

причем  $M_l = -2\Omega_0 \sin \beta_0 \cos\left(\frac{(l-1)\pi}{N}\right)$ . И тогда «нормальные» частоты модели

(8.12) имеют вид:

$$\lambda_l = \omega_0 + 2\Omega_0 \sin \beta_0 \cos\left(\frac{(l-1)\pi}{N}\right). \quad (8.17)$$

Выражение для линейных мод (8.17) структурно совпадает с аналогичным выражением для мод радиотехнического автогенератора (8.1), а выражение для мод в цепочечной схеме, проведенной тем же методом дает следующее выражение:

$$\lambda_l = \omega_0 + 2\Omega_0 \sin \beta_0 \cos\left(\frac{2(l-1)\pi}{N}\right). \quad (8.18)$$

Выпишем основные моды для идентичных систем, состоящих из 8 осцилляторов. Соответствующие формулы представлены в таблице 8.1. Из нее следует, что для кольцевой схемы количество возможных мод меньше (5 против 8), чем для линейчатой схемы, и половина мод вырождены (т.е. совпадают  $\lambda_2 = \lambda_8$ ,  $\lambda_3 = \lambda_7$ ,  $\lambda_4 = \lambda_6$ ).

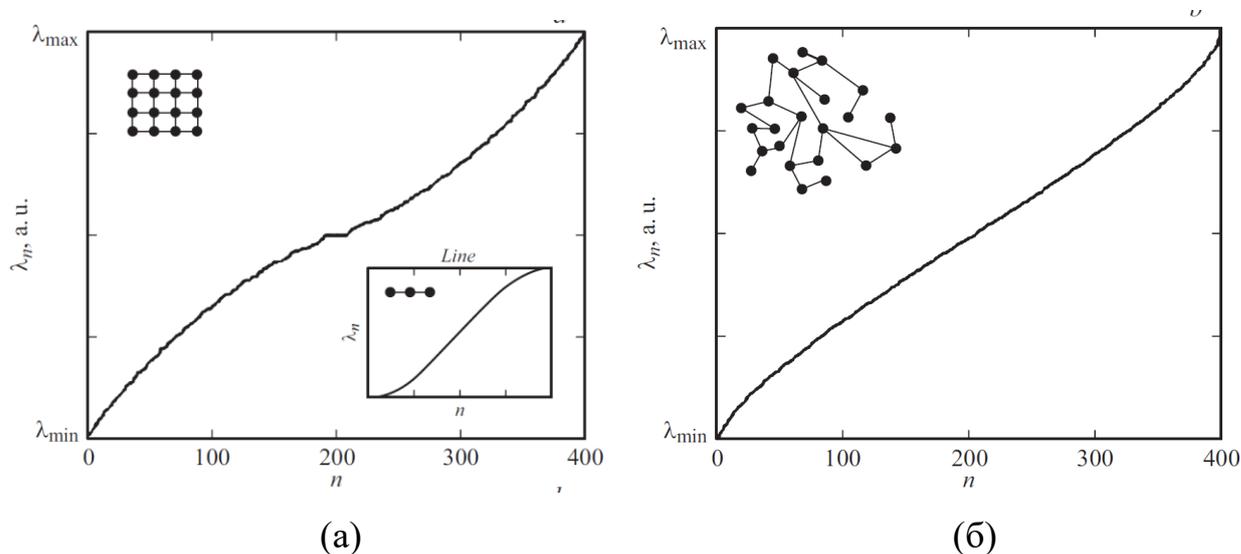
Таким образом, применяя кольцевую схему легче обеспечить устойчивую работу системы на одной частоте (в режиме полной синхронизации) вследствие меньшего количества мод. К тому же ближайшие моды в кольцевой схеме разнесены дальше, чем в линейчатой, что затрудняет перескоки между ними вследствие флуктуаций, которые могут присутствовать в системе.

**Таблица 8.1. Координаты мод для линейчатой и кольцевой систем из 8 СТНО.**

| <i>№ моды</i> | <i>линейка</i>  | <i>кольцо</i>  |
|---------------|---|--|
| 1             | $\lambda_1 = \omega_0 + 2\Omega_0 \sin \beta_0$                                 | $\lambda_1 = \omega_0 + 2\Omega_0 \sin \beta_0$                                |
| 2             | $\lambda_2 = \omega_0 + 2\Omega_0 \sin \beta_0 \cos\left(\frac{\pi}{8}\right)$  | $\lambda_2 = \omega_0 + 2\Omega_0 \sin \beta_0 \cos\left(\frac{\pi}{4}\right)$ |
| 3             | $\lambda_3 = \omega_0 + 2\Omega_0 \sin \beta_0 \cos\left(\frac{\pi}{4}\right)$  | $\lambda_3 = \omega_0$   |
| 4             | $\lambda_4 = \omega_0 + 2\Omega_0 \sin \beta_0 \cos\left(\frac{3\pi}{8}\right)$ | $\lambda_4 = \omega_0 - 2\Omega_0 \sin \beta_0 \cos\left(\frac{\pi}{4}\right)$ |
| 5             | $\lambda_5 = \omega_0$  | $\lambda_5 = \omega_0 - 2\Omega_0 \sin \beta_0$                                |
| 6             | $\lambda_6 = \omega_0 + 2\Omega_0 \sin \beta_0 \cos\left(\frac{5\pi}{8}\right)$ | $\lambda_6 = \omega_0 - 2\Omega_0 \sin \beta_0 \cos\left(\frac{\pi}{4}\right)$ |
| 7             | $\lambda_7 = \omega_0 + 2\Omega_0 \sin \beta_0 \cos\left(\frac{3\pi}{4}\right)$ | $\lambda_7 = \omega_0$   |
| 8             | $\lambda_8 = \omega_0 + 2\Omega_0 \sin \beta_0 \cos\left(\frac{7\pi}{8}\right)$ | $\lambda_8 = \omega_0 + 2\Omega_0 \sin \beta_0 \cos\left(\frac{\pi}{4}\right)$ |

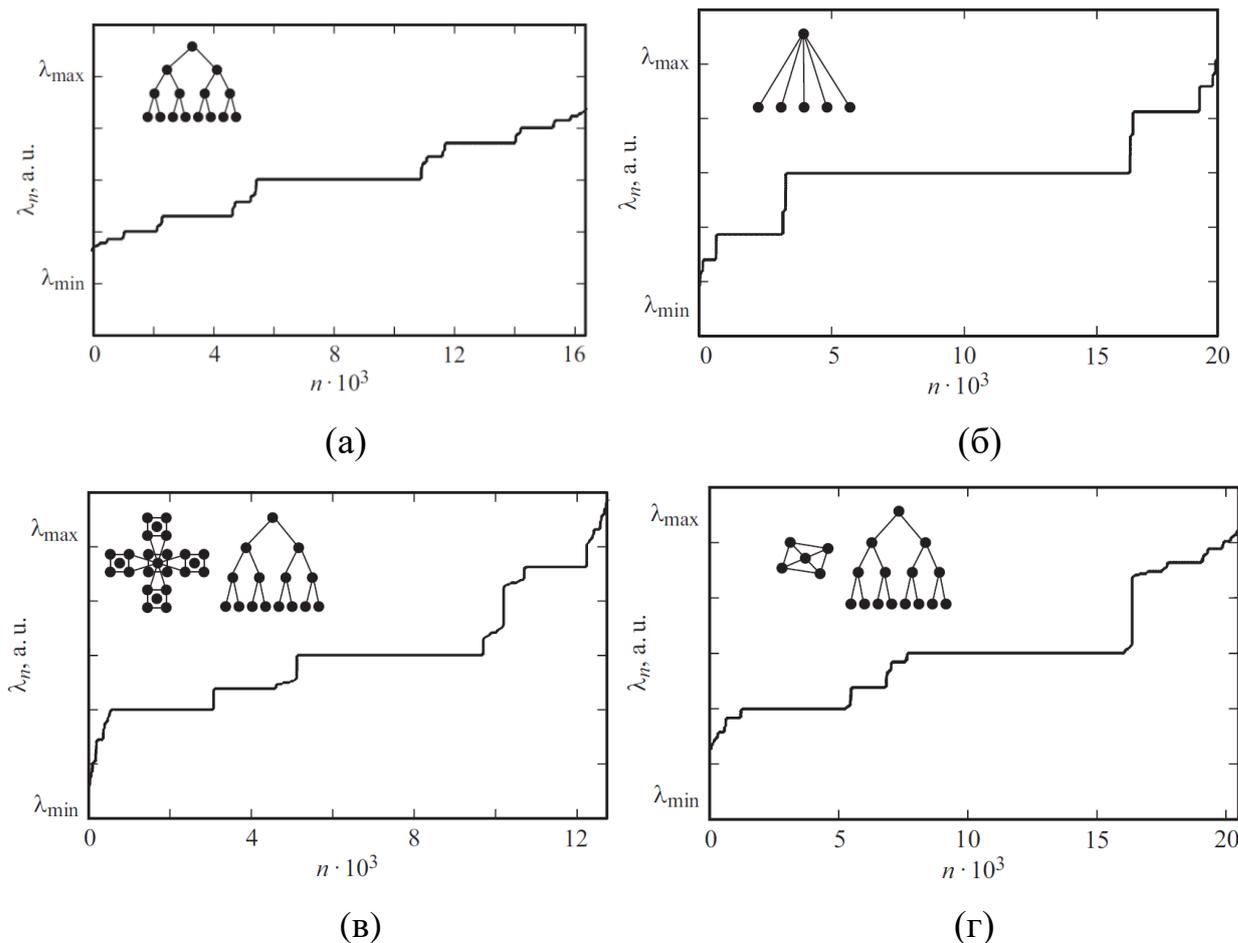
Рассмотрим спектр нормальных частот для различных топологий сетей (различных матриц смежности). В первую очередь представим спектры наиболее широко изученных ансамблей осцилляторов: линейки и двумерной решетки. Также в этот список добавим сеть, распределенную случайным образом. Спектры нормальных мод перечисленных сетей приведены на рис. 8.11. Видно, что спектры линейки и случайно распределенной сети не имеют вырожденных мод, тогда как в спектре двумерной решетки имеется узкая область, соответствующая определенному значению вырожденной моды. При этом вид спектра случайно организованной сети зависит от закона распределения параметров отдельных осцилляторов. Сети, обладающие богатым спектром нормальных мод, хорошо

подходят для применения в многочастотных коммуникационных системах благодаря возможности широкой перестройки. Синхронизация в таких системах возможна только на соседних частотах.



**Рис.8.11.** Спектры нормальных мод  $\lambda_n$  двумерной решетки (а) и случайно организованной сети (б) взаимосвязанных осцилляторов. На вставке изображен спектр линейки.

Многие сложные сети имеют частично иерархическую структуру, фрактальную в пределе, и ее простейшим типом является дерево. На рис.8.12 представлены спектры нормальных мод  $\lambda_n$  иерархических деревьев с двумя ( $N=16 \cdot 10^3$ ) и пятью ( $N=20 \cdot 10^3$ ) ребрами в случаях, когда в узлах расположены отдельные осцилляторы. При этом сила связей между всеми элементами дерева предполагалась одинаковой. Видно, что спектр дерева с двумя ребрами имеет форму фрактала типа «чертова лестница» [161]. При увеличении числа ребер до пяти спектр «расползается», сохраняя самоподобие. При этом наблюдается широкая область вырожденных мод на центральной частоте  $(\lambda_{\max} - \lambda_{\min})/2$ . Для сетей с другим количеством ребер фрактальный вид спектра сохраняется, однако количество вырожденных мод (горизонтальных «полок» в спектре) будет разным. Для задач синхронизации сети с широкой областью вырожденных мод могут быть предпочтительнее сетей с «разреженным» спектром.



**Рис.8.12.** Спектры нормальных мод  $\lambda_n$  иерархических деревьев с числом ребер, равным двум (а) и пяти (б), а также спектры иерархического дерева с двумя ветвями, в узлах которого расположены разные метаструктуры: иерархический ансамбль (в) и ансамбль вида ”конверт“ (г).

Рассмотрим влияние метаструктур на характер спектров нормальных мод. На рис.8.12 приведены спектры древовидных сетей с двумя ребрами с изображением метаструктур в узлах сети. Как видно, фрактальный характер спектров в этом случае частично сохраняется. Однако влияние метаструктур сильно отражается на виде спектров. В частности, для неиерархической метаструктуры (рис.8.12б) наблюдается широкая область «запрещенных» мод, т. е. частот, которые в системе не могут возбудиться. При значительном усилении связей между ребрами дерева спектр сложной сети приближается к спектру дерева, а в аналогичном случае усиления связей между осцилляторами метаструктур спектр сложной сети

принимает форму спектра метаструктуры. Отсюда следует, что путем изменения формы и силы связи метаструктуры можно синтезировать необходимый вид спектра нормальных мод. Задача синтеза топологии сети по заданной структуре спектра нормальных мод (закон дисперсии для непрерывных систем) является предметом отдельного исследования и здесь не рассматривается.

Таким образом, в данном разделе получено семейство нормальных мод иерархически организованных ансамблей идентичных взаимосвязанных осцилляторов с различной топологией организации и формами входящих метаструктур. Показано, что древовидные ансамбли обладают фрактальным спектром нормальных мод типа «чертова лестница». Наличие иерархии в организации ансамбля ведет к вырожденности спектра нормальных мод, тогда как при рандомизации вырожденность в спектре пропадает. Предлагаемый анализ может использоваться для создания фрактальных наноразмерных атомных сетей, магнитных наночастиц и осцилляторов, а также устройств, основанных на новых физических принципах.

### **8.4. Кольцевой ансамбль спинтронных осцилляторов с введением дополнительных связей**

Примеры 3-х и 4-х генераторов, рассмотренные в предыдущем параграфе, показали, что для малых ансамблей СТНО целесообразно использовать кольцевую геометрию связи между генераторами в отличие от линейной. При этом предполагается, что снятие мощности осуществляется с каждого СТНО в составе ансамбля общим электрическим контактом, как это сделано, например, в [58], для линейной структуры без локальной связи через спиновые волны. Анализ влияния сопротивления нагрузки на работу схемы может быть проведен по аналогии со схемой двух СТНО и здесь не приводится.

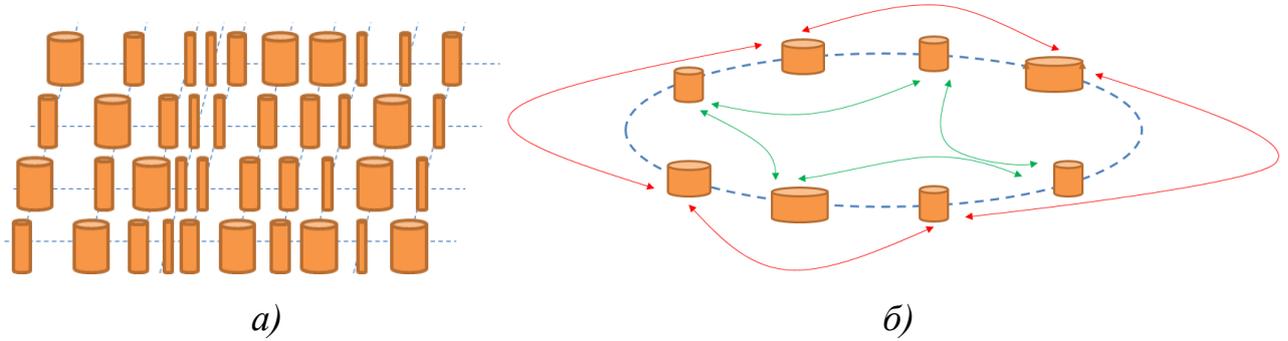
Для реального практического применения необходимо объединение большего числа осцилляторов в ансамбли (более 10). Чаще всего в литературе

[67], предлагается использовать решеточную геометрию связи между генераторами. Однако, у такой системы имеется важнейший недостаток, который существенно ограничивает практическое использование данной схемы. Он связан со следующим. Как было показано выше для 3-х и 4-х осцилляторов, помимо основной синхронной моды (режима полной синхронизации) в системе могут существовать другие устойчивые моды (режимы частичной синхронизации), когда часть осцилляторов реально «не участвует» в когерентном сложении мощностей на одной частоте. В этом случае эффективность такой схемы сильно уменьшается, особенно при наличии сильной неидентичности по параметрам осцилляторов, что может наблюдаться в экспериментах [67].

Для решетки осцилляторов количество различных мод будет равно количеству осцилляторов и выделить одну устойчивую моду, соответствующую режиму полной синхронизации, становится практически нереально. Чтобы как-то решить проблему с большим числом различных режимов в ансамбле, в данном разделе предлагается использовать схему кольцевых осцилляторов, локально связанных за счет спиновых волн осцилляторов с введением дополнительных электрических связей, которые могут быть реализованы в наномасштабе как показано в [203], и должны располагаться специальным образом. Расположение короткозамыкающих связей для связи элементов в ансамбле можно осуществить по принципу многорезонаторного магнетрона, в котором связи располагаются через один резонатор, что дает возможность выделить только одну устойчивую моду, т.н. колебания типа  $\pi$ , т.к. фазы колебаний в соседних элементах ансамбля отличаются на  $\pi$ . То есть выделяется только один тип колебаний, соответствующий колебаниям типа  $\pi$  (см. рис.8.13а,б).

Использование связей решает и задачу съема энергии. Ведь на соседних СТНО фазы колебаний отличаются на  $\pi$ , т.е. если снимать энергию с каждого генератора в общую нагрузку, то необходимо и решать задачу о фазировке, что достаточно затруднительно в наномасштабе, а использование согласующих

устройств невозможно. Съем энергии с кольца можно осуществлять непосредственно со связей, решая одновременно задачу с фазировкой.



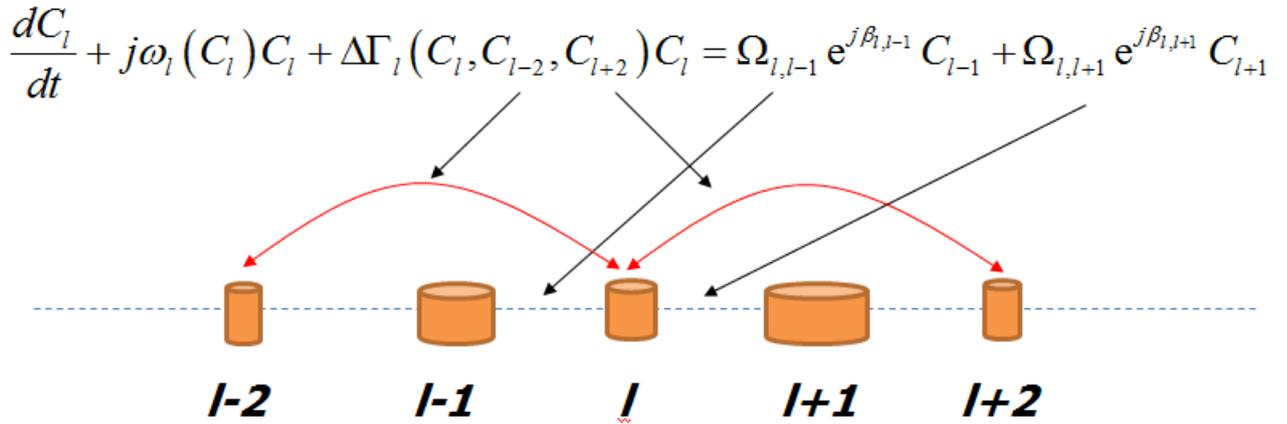
**Рис.8.13.** Геометрия решетки (а) спинтронных осцилляторов, чаще всего предлагаемая в работах по СТНО и кольцевая геометрия со связками, предлагаемая в данной работе (б).

В качестве математической модели для рассматриваемого генератора со связками необходимо использовать многомерную модель для комплексных амплитуд спиновых волн (аналогично случаю 3 и 4 СТНО) с введением дополнительных связей для  $l$ -ого генератора через один. Для электрической связи, в этом случае достаточно использовать приближение, рассмотренное выше для двух соединенных через сопротивление СТНО. В этом случае уравнение для комплексных амплитуд, примет следующий вид:

$$\frac{dC_l}{dt} + j\omega_l(C_l)C_l + \Delta\Gamma_l(C_l, C_{l-2}, C_{l+2})C_l = \Omega_{l,l-1} e^{j\beta_{l,l-1}} C_{l-1} + \Omega_{l,l+1} e^{j\beta_{l,l+1}} C_{l+1}, \quad (8.19)$$

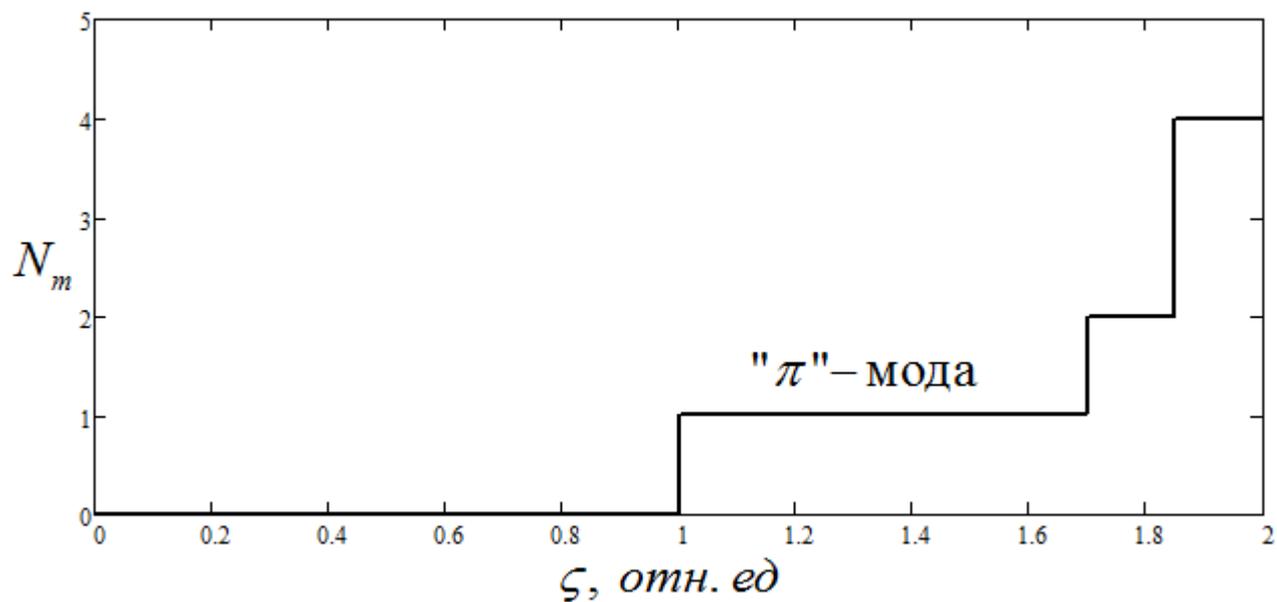
где  $\Delta\Gamma_l(C_l, C_{l-2}, C_{l+2}) = \Gamma_G \cdot (\zeta_l Q_{s2} + Q) \cdot \left( a'_l - U_l^2 - \frac{Q_{s3}}{\zeta_l Q_{s2} + Q} U_{l-2}^2 - \frac{Q_{s3}}{\zeta_l Q_{s2} + Q} U_{l+2}^2 \right)$  - эффективный регенеративный член для  $l$ -ого СТНО. Иллюстрация к данной модели продемонстрирована на рис.8.14. Здесь коэффициенты  $Q_{s1,2,3}$  для простоты выбраны идентичными для каждого СТНО. Вместо сопротивления

связи выступает сопротивление нанопровода между контактами (которое много меньше собственных сопротивлений СТНО  $R_0$  и  $\Delta R$ ), соединенными через один.

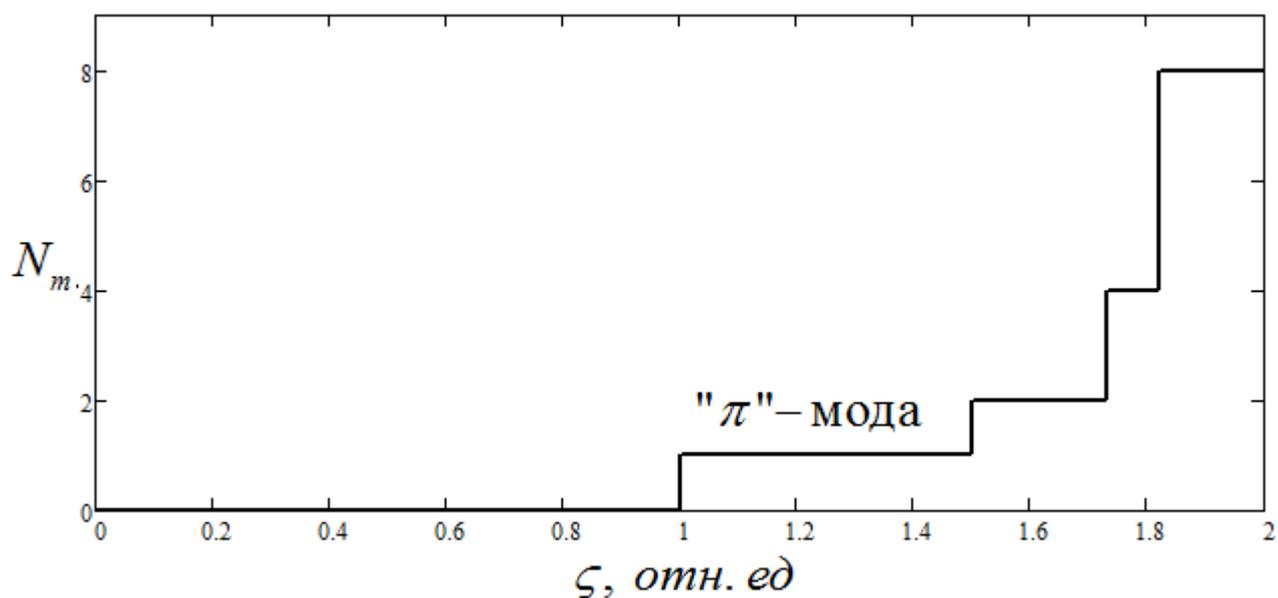


**Рис.8.14.** К выводу модели для кольцевого генератора со связками

Для типичных параметров СТНО  $R_{c0}=50$  нм,  $\rho_0=200$  нм была построена зависимость количества мод колебаний в такой системе при изменении фактора регенерации  $\zeta$  для полностью идентичных по параметрам осцилляторов (см. рис.8.15а). Здесь при  $\zeta < 1$  колебаний в системе нет, а при  $1 < \zeta < 1.73$  существует одна устойчивая синхронная мода, соответствующая колебаниям «типа  $\pi$ ». Далее при увеличении фактора регенерации количество устойчивых мод в системе увеличивается. Для слегка неидентичных по параметрам СТНО (в пределах  $1,5$  нм) наблюдается аналогичная ситуация, но максимальное значение фактора регенерации, при котором существует устойчивая синхронная мода несколько ниже, чем в идентичном случае (см. рис.8.15б). Для сильно неидентичных СТНО область существования устойчивой синхронной моды уменьшается, что может существовать в эксперименте и в этом случае, реально, помимо устойчивых колебаний «типа  $\pi$ », в системе могут сосуществовать и другие устойчивые колебания.



а)



б)

**Рис.8.15.** Количество мод колебаний в кольцевом генераторе со связками в зависимости от фактора регенерации  $\zeta$  для идентичной по параметрам схемы (а) СТНО ( $R_{c0}=50$  нм,  $\rho_0=200$  нм) и неидентичной по радиусу с наличием статистического разброса около  $R_{c0}=50$  нм в пределах 1,5 нм.

### 8.5. Сложение мощностей многих спинтронных осцилляторов

Основным недостатком СО является низкая выходная мощность генерируемых колебаний (от долей пиковатт до сотен микроватт) и большая ширина спектральной линии (десятки мегагерц на частоте в единицы гигагерц). Естественным решением улучшения этих характеристик является синхронизация СО и сложение их мощностей в общей нагрузке. Ранее предлагались различные способы синхронизации СО, в зависимости от конструкции. Перспективными, как было рассмотрено выше, считаются способы связи общим током и спиновыми волнами. В настоящее время наилучшими экспериментальными результатами по синхронизации является синхронизация шестидесяти четырех СО типа СХНО общим током [194].

Спинтронный осциллятор, нагруженный на сопротивление, имеет оптимальное значение сопротивления нагрузки, обеспечивающее максимум отдаваемой мощности. Было показано, что отказы в работе нескольких элементов в ансамбле могут приводить к выходу из строя всего ансамбля (выхода из режима самовозбуждения) в силу сильной взаимной связи через общую нагрузку.

Теория сложения мощностей многих радиотехнических автогенераторов систематически развивалась в работах А.А. Дворникова и Г.М. Уткина в [204-205] (см. подробнее обзор работ в этой области до 1990 года в монографии [205]). Соответствующая теория применялась для сложения мощностей транзисторных автогенераторов и ламповых автогенераторов, генераторов на диодах Ганна и лавинно-пролетных диодах, квантовых генераторов, а также распределенных РС-автогенераторов.

Сложение мощностей многих связанных спинтронных осцилляторов исследовано в литературе недостаточно полно. Сложность методов анализа единичных осцилляторов позволила относительно полно исследовать только вопросы синхронизации малых ансамблей осцилляторов (двух, трех). Тогда как в настоящее время привлекает большое внимание синхронизация больших сетей

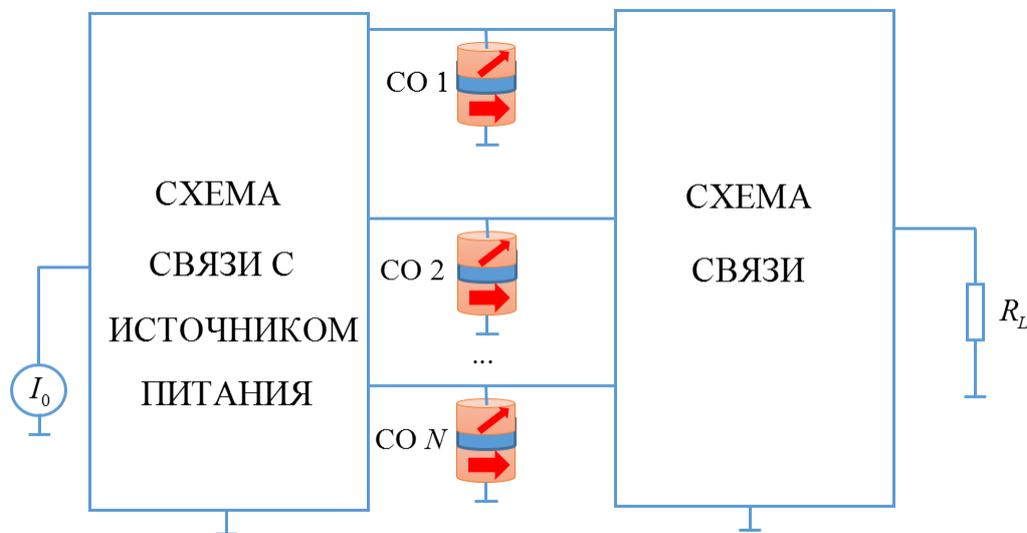
осцилляторов, в том числе в связи с перспективами реализации нейроморфных процессоров [161].

Целью данного раздела является исследование режимов работы ансамблей спинтронных осцилляторов в общем виде (стационарные режимы, синхронизация) с произвольной топологией объединения в ансамбли и применения теории сложения мощностей радиотехнических автогенераторов [205] с учетом специфики спинтроники, в частности существенной неизохронности спинтронных осцилляторов и невозможности реализовать согласующие элементы произвольного вида (микроразомкнутые линии связи для транзисторных СВЧ автогенераторов). Отдельно также будет рассмотрена параллельная схема сложения мощностей многих осцилляторов и их нагрузочные характеристики.

Общая блок-схема  $N$  взаимосвязанных СО представлена на рис.8.16. Здесь связь между осцилляторами может осуществляться за счет различных механизмов: общим током, магнитодипольным взаимодействием или спиновыми волнами. Будем рассматривать макроспиновое однодоменное приближение, при котором каждый осциллятор описывается своим уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта-Слончевского (ЛЛГС) для вектора намагниченности  $\mathbf{M}_i(t)$ . Каждый СО как автогенератор описывается своим распределением токов и напряжений. Будем описывать их векторами  $\mathbf{i} = (i_1, \dots, i_N)$  и  $\mathbf{u} = (u_1, \dots, u_N)$ . Связь между ними дается матрицей проводимости связей  $\hat{y} = [y_{ij}]$ , зависящей от типа связи и свойств СО. Будем считать, что проводимости  $y_{ij}$  являются операторами  $p \equiv d/dt$  и связь между  $\mathbf{i}$  и  $\mathbf{u}$  дается операторным уравнением  $\mathbf{i}(t) = \hat{y}(p)\mathbf{u}(t)$ . Переходя от векторной записи к покомпонентной придем к выражению следующего вида:

$$u_j = \frac{1}{\det \hat{y}} \sum_{k=1}^N \mathfrak{S}_{kj}(p) i_k, \quad (8.20)$$

где  $\mathfrak{Z}_{kj}(p)$  - оператор алгебраического дополнения элемента  $y_{kj}$  матрицы  $\hat{y}$  и  $\det \hat{y}$  - детерминант матрицы  $\hat{y}$ .



**Рис.8.16.** Блок-схема ансамбля спинтронных осцилляторов CO 1,2,...,N, взаимосвязанных друг с другом и с нагрузкой (с сопротивлением  $R_L$ ). Осцилляторы питаются от источника постоянного тока  $I_0$ .

Входную проводимость такого  $j$ -ого элемента можно найти при холостом ходе на остальных его входах, а также ввести коэффициент передачи  $\mathfrak{R}_{kj}$  по напряжению с  $j$ -ого входа на  $k$ -ый

$$y_{in,j}(p) = \det \hat{y} / \mathfrak{Z}_{jj}(p), \quad (8.21)$$

$$\mathfrak{R}_{kj}(p) = \mathfrak{Z}_{kj}(p) / \mathfrak{Z}_{jj}(p). \quad (8.22)$$

Таким образом, уравнение (8.20) с учетом (8.21), (8.22) можно переписать в виде

$$y_{in,j}(p)u_j = \sum_{k=1}^N \mathfrak{R}_{kj}(p)i_k. \quad (8.23)$$

Для вычисления спектра нормальных частот связанной системы необходимо положить  $i_k = 0$  и искать решение уравнения  $y_{in,j}(p)u_j = 0$ , которое в общем

случае имеет вид  $u_j = \sum_{l=1}^N U_{jl} \exp[(s_l t)]$ , где  $s_l = i\omega_l t + \theta_l$  - корни

характеристического уравнения для определения нормальных мод. Если  $\theta_l \ll \omega_l$  можно рассматривать колебания в системе близкими к гармоническим с медленно меняющимися амплитудами и фазами

$$u_j(t) = \sum_{l=1}^N U_{jl}(t) \exp[i\omega_l t + i\varphi_{jl}(t)] = \sum_{l=1}^N \mathbf{U}_{jl}(t) \exp[i\omega_l t], \quad (8.24)$$

Здесь  $\mathbf{U}_{jl}(t)$  - комплексная амплитуда  $j$ -ого осциллятора на  $l$ -ой нормальной моде колебаний.

Входная проводимость  $j$ -ого осциллятора  $y_{in,j}$  вблизи нормальной частоты  $\omega_l$  может быть разложена по степеням  $\omega - \omega_l$  в виде

$$y_{in,j}(\omega - \omega_l) = y_{in,j}(\omega_l) + \left. \frac{\partial y_{in,j}}{\partial \omega} \right|_{\substack{\omega=\omega_l \\ \theta_l=0}} \times (\omega - \omega_l), \quad (8.25)$$

Подставив (8.25), (8.24) в (8.23) с учетом  $i_k = [I_{a,k} + iI_{ar,k}] \exp(i(\omega_k t + \varphi_k)) = \mathbf{I}_k \exp[i\omega_k t]$ , где  $I_{a,k}, I_{ar,k}$  - активная и реактивная части тока  $k$ -ого активного элемента с комплексной амплитудой  $\mathbf{I}_k$ , получаем укороченные уравнения для амплитуды  $U_{jl}(t)$  и фазы  $\varphi_{jl}(t)$

$$T_{jl} \frac{dU_{jl}}{dt} = \Upsilon_{a,jl} R_{jl} - U_{jl}; \quad T_{jl} U_{jl} \frac{d\varphi_{jl}}{dt} = \Upsilon_{r,jl} R_{jl}, \quad (8.26)$$

где  $T_{jl} = \frac{1}{y_{in,j}(\omega_l)} \left. \frac{\partial y_{in,j}}{\partial \omega} \right|_{\substack{\omega=\omega_l \\ \theta_l=0}}$  - постоянная времени  $j$ -ого осциллятора на нормальной частоте  $l$ , а  $R_{jl} = 1/y_{in,j}(\omega_l)$  его характеристическое сопротивление. Выражение для  $\Upsilon_{a,jl}$  и  $\Upsilon_{r,jl}$  представим в виде

$$\Upsilon_{a,jl} = \sum_{m=1}^N \Re_{mj}(\omega_l) I_{a,m}, \quad \Upsilon_{r,jl} = \sum_{m=1}^N \Re_{mj}(\omega_l) I_{r,m} \quad (8.27)$$

Как известно, для СО комплексная амплитуда напряжения  $\mathbf{U}_{jl}(t)$  пропорциональна комплексной амплитуде намагниченности  $c_{jl}(t)$ , которая находится из уравнения ЛЛГС. Далее нас будет интересовать одночастотный

режим, и будем считать что ансамбль работает на единственной нормальной моде  $\omega_l$ .

Рассмотрим стационарный синхронный режим. При этом уравнения (8.26) с учетом (8.27) и приближенных выражений для активной и реактивной частей тока при разложении в обобщенные ряды Фурье [205]  $I_{a,m} = I_{0,m} + I_{1c,m} \cos(\varphi_{jl})$  и  $I_{r,m} = -I_{1s,m} \sin(\varphi_{jl})$  примут вид

$$T_{jl} \frac{dU_{jl}}{dt} = R_{jl} \sum_{m=1}^N \Re_{mj}(\omega_l) \left[ I_{0,m} + I_{1c,m} \cos(\varphi_{jl}) \right] - U_{jl}; \quad (8.28)$$

$$T_{jl} U_{jl} \frac{d\varphi_{jl}}{dt} = -R_{jl} \sum_{m=1}^N \Re_{mj}(\omega_l) I_{1s,m} \sin(\varphi_{jl}). \quad (8.29)$$

Очень часто [205], скорость установления амплитуды выше, чем скорость установления фазы и можно в первом приближении рассматривать динамику системы таким образом, что амплитуды быстро выходят на стационарный уровень, а фазовая динамика происходит гораздо медленнее. Тогда уравнение для определения стационарных амплитуд  $U_{jl}^0$  из (8.28) будет выглядеть

$$U_{jl}^0 = R_{jl} \sum_{m=1}^N \Re_{mj}(\omega_l) \left[ I_{0,m}(U_{jl}^0) + I_{1c,m}(U_{jl}^0) \cos(\varphi_{jl}) \right]. \quad (8.30)$$

При этом уравнение (8.30) можно рассматривать, как обобщенные фазовые уравнения Курамото [161].

В стационарном режиме по фазам можно найти полосу взаимной синхронизации, которая будет иметь вид

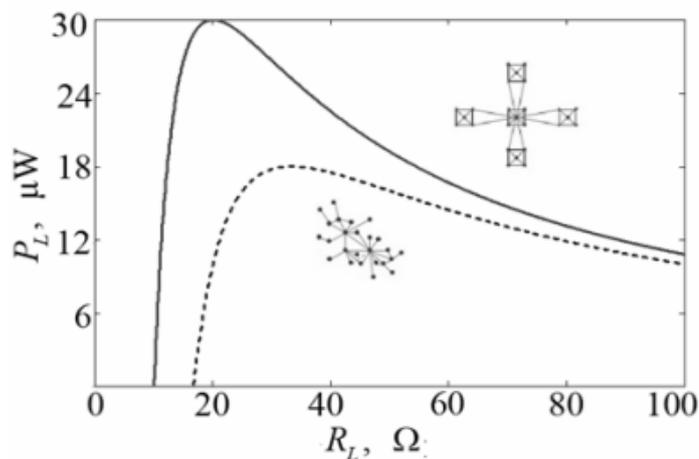
$$\Pi = \frac{2R_{jl}}{T_{jl} U_{jl}^0} \sum_{m=1}^N \Re_{mj}(\omega_l) I_{1s,m}(U_{jl}^0). \quad (8.31)$$

Нас будет интересовать энергетика ансамбля в режиме фазовой синхронизации. Колебательная мощность, которую каждый  $j$ -ый СО отдает в нагрузку в одномодовом режиме на частоте  $\omega_l = \omega_0$ , соответствующей частоте

ферромагнитного резонанса,  $P_j = 0.5I_{a,j}(U_j)U_j$ . Максимальная мощность ансамбля задается суммой мощностей от каждого СО

$$P_{\max} = 0.5 \sum_{j=1}^N I_{a,j}(U_{j,opt}) U_{j,opt} \quad (8.32)$$

Здесь  $U_{j,opt}$  - оптимальная амплитуда напряжения  $j$ -ого СО, которая соответствует максимуму отдаваемой мощности этого осциллятора. При заданном КПД схемы связи (рис.8.17)  $\eta$  максимальная мощность в нагрузке  $P_L = \eta P_{\max}$ . Для каждой конкретной топологии ансамбля и связей между элементами максимальная отдаваемая в нагрузку мощность будет разной. На рис.8.17 представлены два вида нагрузочных характеристик для  $N=100$  СО соединенных током. Как видно, иерархический ансамбль предпочтительнее для использования, так как от него можно получить большую мощность в нагрузке при одних и тех же параметрах, и КПД цепи связи.

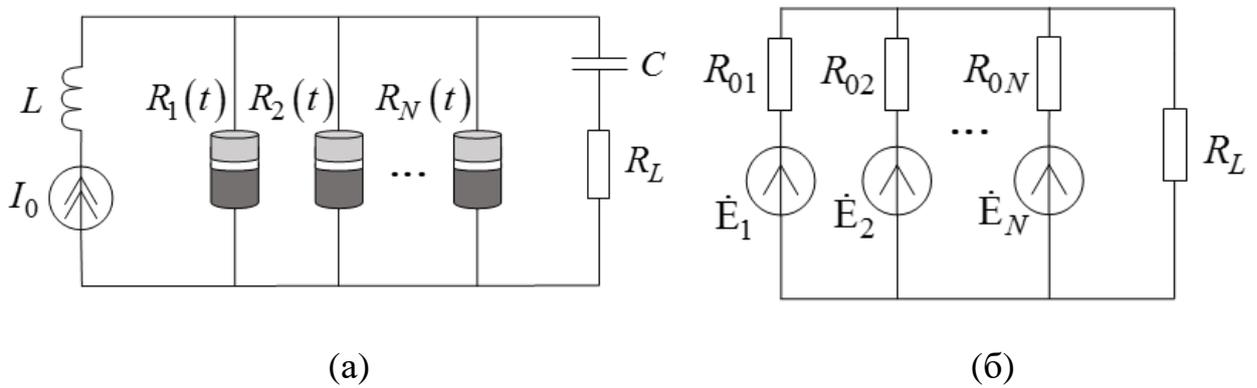


**Рис.8.17.** Нагрузочные характеристики системы сложения мощностей многих спинтронных осцилляторов для двух типов ансамблей: иерархического и случайного.

### 8.6. Параллельная схема сложения мощностей многих спинтронных осцилляторов

Рассмотрим широко распространенную параллельную схему сложения мощностей многих спинтронных осцилляторов, на примере СТНО. Такая схема

связи СТНО общим током (нелокальный механизм связи) показана на рис.8.18. Каждый из СТНО представляет из себя резистор с переменным сопротивлением  $R_j(t) = R_{0j} + \Delta R_j(t), j = 1..N$ , подключенный к источнику тока  $I_0$  и общей нагрузке  $R_L$  через разделительные индуктивность и емкость  $L, C$ . Здесь  $R_{0j}$  и  $\Delta R_j(t)$  постоянные и переменные составляющие сопротивлений СТНО, зависящие от сопротивлений при параллельной и антипараллельной конфигурациях намагниченностей соседних слоев.



**Рис.8.18.** (а) Параллельная схема сложения мощностей  $N$  СТНО в нагрузке  $R_L$ , заданных меняющимися во времени сопротивлениями  $R_k(t) = R_{0k} + \Delta R_k(t), k = 1..N$  и питаемых общим током  $I_0$  ( $L, C$  - разделительные индуктивность и емкость) и (б) высокочастотная схема замещения ансамбля в виде параллельно соединенных генераторов ЭДС  $\dot{E}_k$  с внутренними сопротивлениями  $R_{0k}$ .

Математической моделью единичного СТНО является уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта-Слончевского (ЛЛГС) для вектора намагниченности свободного слоя. Для приближенных количественных оценок удобно перейти к уравнению для комплексной амплитуды намагниченности (укороченному уравнению по первой гармонике)  $\dot{c}_k(t)$  в следующем виде:

$$\frac{d\dot{c}_k}{dt} + i(\omega_{0k} + N_k |\dot{c}_k|^2) \dot{c}_k + \Gamma_{G,k} (1 + Q_k |\dot{c}_k|^2) \dot{c}_k - \sigma_k I_k (1 - |\dot{c}_k|^2) \dot{c}_k = 0, \quad (8.33)$$

где  $k$  - порядковый номер СТНО (от 1 до  $N$ ),  $\omega_{0k}$  - частота ферромагнитного резонанса СТНО,  $N_k$  - коэффициент, характеризующий степень зависимости частоты от мощности спиновой волны (коэффициент неизохронности),  $\Gamma_{G,k}$  - коэффициент спин-волновых положительных потерь,  $Q_k$  - феноменологический коэффициент, характеризующий положительное нелинейное затухание,  $\sigma_k$  - константа, характеризующая степень эффекта переноса спинового момента (spin transfer torque). Ток  $I_k$ , протекающий через  $k$ -ый СТНО в составе ансамбля с учетом нагрузки  $R_L$ , находим так

$$I_k = I_0 \left( R_k R_L^{-1} + R_k \sum_{l=1}^N R_k^{-1} \right)^{-1}, \quad (8.34)$$

Поскольку  $R_k$  является функцией намагниченности свободного слоя, то, следовательно, зависит и от  $\dot{c}_k(t)$ . Следовательно,  $I_k$  является, в общем случае, функцией  $\dot{c}_1, \dots, \dot{c}_N$ . В итоге, получаем систему  $N$  нелинейных дифференциальных уравнений типа (8.33) с довольно сложной функцией связи (8.34) через общую нагрузку. Для приближенных численных оценок будем считать, что ансамбль работает в режиме фазовой синхронизации на одной частоте колебаний, а также, что все СТНО являются идентичными, т.е.  $R_1 = \dots = R_k = \dots = R_N$ . В этом случае выражение (8.34) необходимо разложить в ряд Тейлора, считая что  $\Delta R_k$  мало. Член, пропорциональный первой степени  $\Delta R_k$  вносит вклад в первую гармонику тока, протекающего через  $k$ -ый СТНО  $I_k^{(1)}$  поскольку можно считать  $\Delta R_k \approx \Delta R_{0k} \sqrt{p_{0k}} \cos(\omega_{out} t)$ , где  $p_{0k}, \omega_{out}$  - стационарные мощность  $k$ -ого СТНО и частота выходных колебаний ансамбля, соответственно. После упрощения получим формулу для первой гармоники тока  $I_k^{(1)}$  по аналогии с единичным СТНО

$$I_k^{(1)} \approx \frac{I_0 \Delta R_{0k}}{R_{0k} + NR_L} \sqrt{p_0}. \quad (8.35)$$

Таким образом, можно представить эквивалентную схему замещения ансамбля СТНО по первой гармонике в виде параллельно соединенных генераторов с ЭДС  $\dot{E}_k = I_0 \Delta R_{0k}$  с внутренними сопротивлениями  $R_{0k}$ , подключенных к общей нагрузке  $R_L$  (рис.8.18б). Первая гармоника тока на нагрузке  $I_L^{(1)} = \sum_{k=1}^N I_k = N \cdot I_k^{(1)}$ .

Выражение для стационарной мощности спиновой волны  $p_0 = |\dot{c}_0|^2 = \lim_{t \rightarrow \infty} |\dot{c}(t)|^2$  из (8.33) можно найти, разлагая  $I_k$  в ряд по  $\Delta R_k$  и учитывая зависимость  $\Delta R_k$  от  $\dot{c}_k$

$$p_0 = \frac{I_0 Q' - I_{th}}{I_0 Q'' + Q I_{th}}. \quad (8.36)$$

Здесь  $I_{th} = \Gamma_{G,k} / \sigma_k$  - критический ток, при котором стартуют колебания в единичном СТНО без влияния нагрузки,  $Q' = \beta_R (\beta_{\Delta R} + 1)$ ,  $Q'' = \beta_R (\beta_{\Delta R} + 0.5)$  и  $\beta_R = NR_L / (R_{0k} + NR_L)$ ,  $\beta_{\Delta R} = N \Delta R_{0k} / (R_{0k} + NR_L)$ . Выражение для частоты колебаний ансамбля СТНО в синхронном режиме (ср. с единичным СТНО) из 8.33)

$$\omega_{out} = \omega_{0k} + N_k \frac{I_0 Q' - I_{th}}{I_0 Q'' + Q I_{th}}. \quad (8.37)$$

Окончательно, получаем выражение для мощности  $P_{out}$  по первой гармонике:

$$P_{out} = 0.5 \left( I_L^{(1)} \right)^2 R_L = \frac{N^2 \Delta R_{0k}^2 R_L I_0^2}{2 (R_{0k} + NR_L)^2} \frac{I_0 Q' - I_{th}}{I_0 Q'' + Q I_{th}}. \quad (8.38)$$

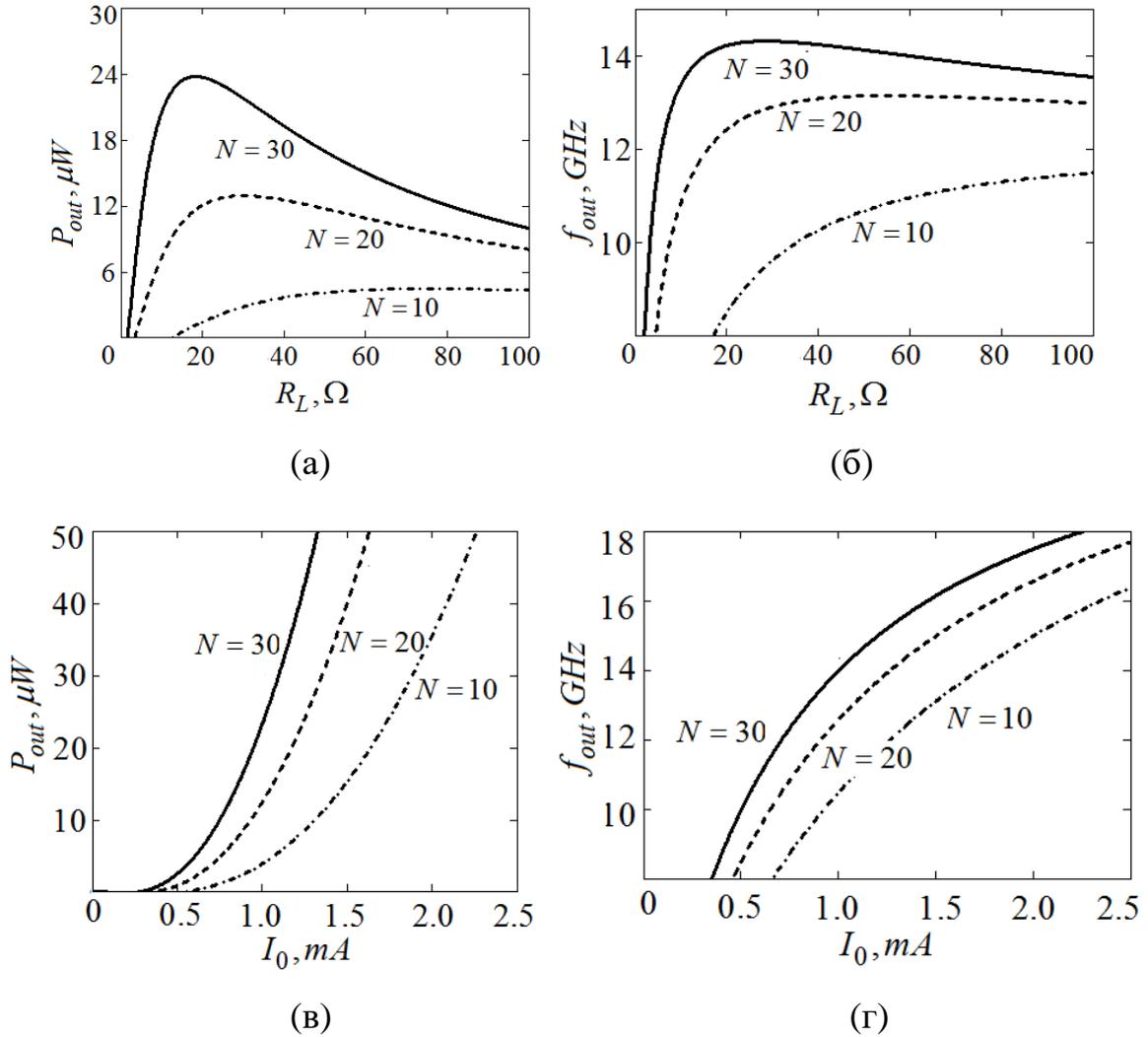
Минимальное значение сопротивления нагрузки  $R_L^{\min}$  и тока  $I_0^{\min}$ , при которых возникают колебания в ансамбле определяются из (8.38)

$I_0^{\min} = I_{th} / Q' (R_L^{\min})$ . Максимальная мощность в нагрузке для такой схемы

приближенно достигается при сопротивлении нагрузки равном  $R_L^{opt} \approx R_{0k} / N$ , при

этом  $P_{out} \approx N \cdot P_{out,1}$ , где  $P_{out,1}$  - максимальная отдаваемая мощность одного СТНО. На рис.8.19а представлены зависимости мощности по первой гармонике  $P_{out}$  от сопротивления нагрузки для трех значений  $N$ . При увеличении  $R_L$  от  $R_L^{\min}$  до  $R_L^{opt}$  зависимость  $P_{out}(R_L)$  нарастает, достигая максимума в режиме согласования, который соответствует максимуму отдаваемой ансамблем мощности в нагрузку. На рис.8.19б при тех же параметрах представлены зависимости частоты выходных колебаний ансамбля  $f_{out} = \omega_{out}/2\pi$  от сопротивления нагрузки. На рис.8.19в,г представлены регулировочные характеристики ансамбля – зависимости мощности и частоты колебаний от величины постоянного тока  $I_0$ . Как и в случае единичного СТНО с ростом тока от  $I_0^{\min}$  происходит рост  $P_{out}$  и  $f_{out}$  до максимальных значений  $(4-5)I_{th}$ . Дальнейшее увеличение тока может привести к выходу из строя СТНО и всего ансамбля. Оценим условия, необходимые для работы ансамбля при выходе из строя  $M$  элементов ансамбля, при изначальной работе  $N$  СТНО на максимум мощности, что соответствовало  $R_L^{opt} \approx R_{0k}/N$ . При аварийном выходе из строя  $M$  минимальное значение сопротивления нагрузки, при котором ансамбль не выходит из строя  $R_L^{\min}$  находится из решения квадратного уравнения  $I_0^{\min} = I_{th} / Q'(R_L^{\min})$ . Условие работы ансамбля для сопротивлений соответствует  $R_L^{opt} > R_L^{\min}$ . При этом ансамбль будет отдавать мощность в нагрузку не максимальную и необходима дополнительная настройка, например, током  $I_0$ .

Таким образом, полученные приближенные выражения (8.38) и (8.37) позволяют количественно найти мощность и частоту колебаний на нагрузке ансамбля синхронизированных СТНО. Развитый подход может применяться для более сложных ансамблей с локальным механизмом связи, например, с помощью спиновых волн.



**Рис.8.19.** Зависимости  $P_{out}$  (а) и  $f_{out}$  (б) от  $R_L$  для  $N=30,20,10$  при  $I_0=1mA$ ,  $I_{th}=0.5mA$ ,  $\Delta R_0=750M$ ,  $R_0=4500M$ ,  $Q=2$ ; зависимости  $P_{out}$  (в) и  $f_{out}$  (г) от  $I_0$ , при  $R_L=R_{opt}$ ,  $f_{0k}=\omega_{0k}/2\pi=7GHz$ ,  $N_k=2\omega_{0k}$ .

### 8.7. Влияние топологии на взаимную синхронизацию взаимосвязанных осцилляторов

Рассмотрим влияние выбора топологии объединения осцилляторов в ансамбли на взаимную синхронизацию осцилляторов, а именно на скорость установления синхронного режима. Данный вопрос исследовался ранее в ряде работ [161], однако исследование возможности выбора топологии для улучшения возможности синхронизации ансамбля. Для этого проведем численное моделирование уравнения Курамото с инерцией, являющейся моделью

антиферромагнитных осцилляторов, исследованных в предыдущей главе, а именно системы вида:

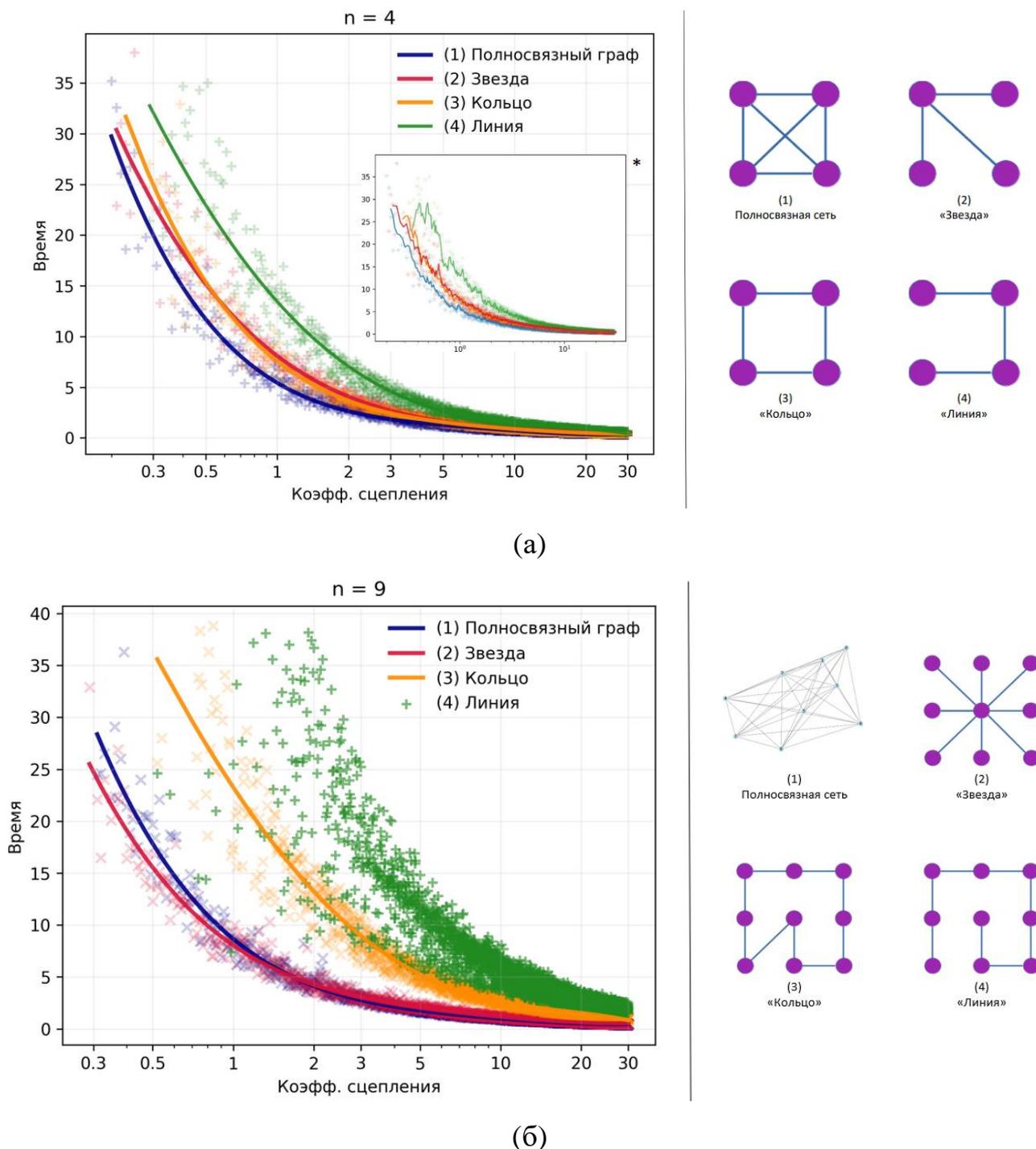
$$m\ddot{\theta}_i + \dot{\theta}_i = \Omega_i + \frac{K}{N} \sum_{j=1}^N a_{ij} \sin(\theta_j - \theta_i), \quad (8.39)$$

где  $\theta_i$  - полярный угол наклона вектора Нееля в легкой плоскости,  $m$  - коэффициент инерционности (эффективная масса),  $\Omega_i$  - частота  $i$ -ого осциллятора,  $K$  - нормированный коэффициент связи (сцепления),  $N$  - количество осцилляторов,  $a_{ij}$  - матрица смежности, характеризующая топологию связи осцилляторов. Результаты численного решения системы (8.39) представлены на рис.8.20а,б для постоянного коэффициента инерции  $m = 0.1$  и случайного (нормального) распределения парциальных частот  $\Omega_i$  вблизи  $\Omega_0 = 1$  с дисперсией  $\Delta\Omega_0 = 0.1$ , заданной размерности массива осцилляторов  $N=4$  и  $N=9$ , а также изменения коэффициента связи  $K$ . На рис.8.20а и 8.20б приведены результаты численного решения системы (8.39) по нахождению времени установления синхронного режима для  $N=4$  и  $N=9$ , соответственно. Как видно, с увеличением коэффициента связи  $K$  время установления синхронного режима уменьшается для всех представленных видов топологии. При этом рассмотрены 4 вида топологии:

- 1) Полносвязный граф;
- 2) «Звезда»;
- 3) «Кольцо»;
- 4) «Линия».

Численное моделирование показывает, что наихудшим с точки зрения времени установления синхронного режима из представленных выше ансамблей является линейная топология, тогда как увеличение количества связей приводит (от кольца до полностью связанной системы) к уменьшению времени установления синхронного режима. Значительное сокращение времени установления

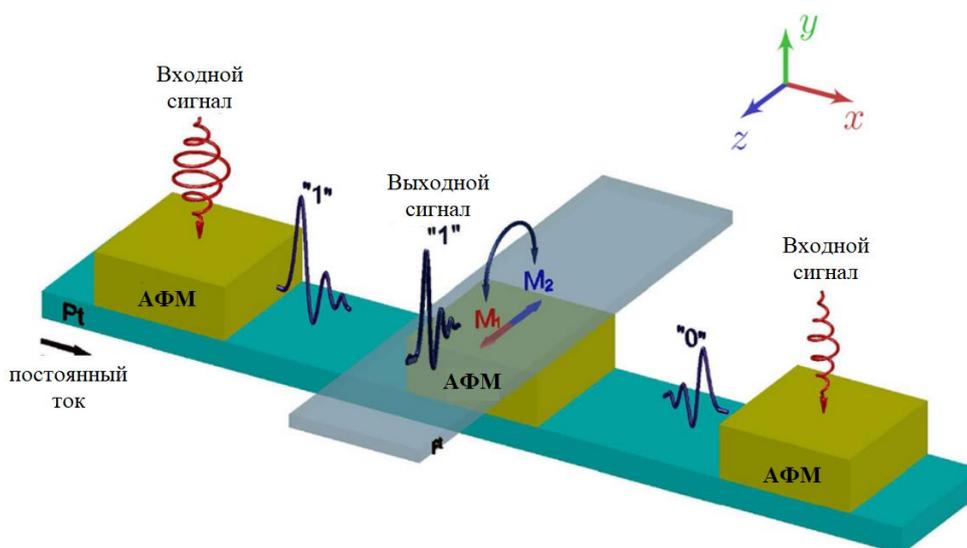
синхронного состояния проявляется сильнее при увеличении количества осцилляторов (см. с  $N=4$  до  $N=9$  на рис.8.20).



**Рис.8.20.** Время установления синхронного режима в зависимости от величины нормированной константы связи  $K$  для различных топологий объединения осцилляторов в ансамбли: 1) полностью связанный граф, 2) «звезда», 3) «кольцо», 4) «линия» для количества осцилляторов  $N=4$  (а) и  $N=9$  (б).

### 8.8. Нейроморфные вычисления на основе взаимосвязанных спинтронных осцилляторов

Рассмотрим в заключение данной главы возможность построения нейроморфных вычислителей на основе антиферромагнитных осцилляторов, рассмотренных в предыдущей главе. Более подробное построение нейроморфных вычислений на основе антиферромагнитных осцилляторов исследовалось в работах [13, 16]. В настоящем разделе рассмотрены пороговые осцилляторные нейроморфные вычислители. Конструкция такого вычислителя представлена на рис.8.21.



**Рис.8.21.** Конструкция нейроморфного процессора на основе антиферромагнитных осцилляторов с двумя входными искусственными нейронами и одним выходным. Терагерцевые импульсы электромагнитного поля, подаваемые на АФМ<sub>1,2</sub>, возбуждают в них колебания вектора Нееля вблизи положения равновесия. Спиновый ток в слое Pt преобразуется в электрический благодаря обратному спиновому эффекту Холла. Таким образом, два импульса электрического тока, поступающие на центральный АФМ, преобразуются в спиновый за счет спинового эффекта Холла. Входные импульсы имеют разную максимальную амплитуду, инициированную с логическими «0» и «1».

Рассмотрим нейроморфный процессор, построенный на основе базовых антиферромагнитных осцилляторов, соединенных шинами из тяжелого металла (ТМ), по аналогии со связанными осцилляторами из главы 7. Здесь двухосный АФМ (напр. оксид никеля NiO) и тяжелый нормальный металл (напр. Pt) представляют из себя спинтронный осциллятор. Важно различать шины из тяжелого металла, по которым входной и выходной сигналы распространяются отдельно. Например, рассмотрим реализацию простейшей процедуры с двумя входными и одним выходным искусственными нейронами (рис.8.21). Здесь на АФМ1 и АФМ2 подаются электромагнитные импульсы пикосекундной длительности с частотой  $f_{in}$  различной амплитуды. Вектор электрического поля  $\mathbf{E}$  и вектор магнитного поля  $\mathbf{H}$  электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси ординат  $y$ , меняются по законам  $\mathbf{E}(t)=(\cos\theta_p, 0, \sin\theta_p)E_i(t)$ ,  $\mathbf{H}(t)=(-\sin\theta_p, 0, \cos\theta_p)H_i(t)$ , где  $\theta_p$  — угол, задающий ориентацию плоскости поляризации электромагнитной волны, а функции  $E_i(t)$  и  $H_i(t)$  определяют профиль терагерцового импульса для АФМ1,2.

Входной ЭМ-сигнал вызывает колебания вектора Нееля вблизи положения равновесия, что приводит к возбуждению спинового тока из АФМ в платину, а за счет обратного спинового эффекта Холла электрический ток течет по общему слою тяжелого металла. Таким образом, два импульса электрического тока идут от двух АФМ, т.е. АФМ1 и АФМ2, к АФМ3. За счет спинового эффекта Холла электрический ток преобразуется в спиновой и течет к АФМ3, вызывая в нем нелинейные динамические процессы, которые регистрируются с выходной шины тяжелого металла.

В дополнение к переменным (сигнальным) токам через общую входную платиновую шину пропускается постоянный электрический ток для контроля уровня возникновения самовозбуждения. Таким образом, максимальное значение генерируемых импульсов тока по входной шине зависит как от величины порогового постоянного тока, так и от амплитуды начального ЭМ поля, т. е. либо от логического «0», либо от «1». Логический «0» кодируется низкой амплитудой

электромагнитного импульса, а логическая «1» кодируется высокой амплитудой. Следовательно, количественный расчет преобразования электромагнитного импульса в импульс электрического тока позволяет определить значения пороговой амплитуды входного электромагнитного импульса, который является порогом, определяющим амплитуды логического «0» и логическая «1». Проведем численное моделирование системы уравнений, описывающей динамику системы трех осцилляторов в нейроморфном режиме.

Уравнение динамики единичного АФМ осциллятора (искусственного нейрона) под действием импульса внешнего электромагнитного поля имеет вид (см. главу 5):

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \alpha\omega_{ex}\frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_e\omega_{ex}}{2}\sin 2\varphi = \omega_{ex}\sigma j_{DC} + \gamma\frac{dH(t)}{dt}, \quad (8.40)$$

где  $\omega_{ex}$  - обменная частота,  $j_{DC}$  - плотность электрического тока,  $\alpha$  - эффективная константа затухания,  $\sigma$  - константа спинового транспорта,  $\omega_e$  - частота, связанная с анизотропией в легкой оси намагниченности АФМ,

$H(t) = H_0 \exp\left[-\left(\frac{t-t_0}{s}\right)^2\right] \sin \omega_0 t$  - магнитная компонента падающей на АФМ

электромагнитной волны с амплитудой  $H_0$ , частотой  $\omega_0$  и шириной импульса  $s$ .

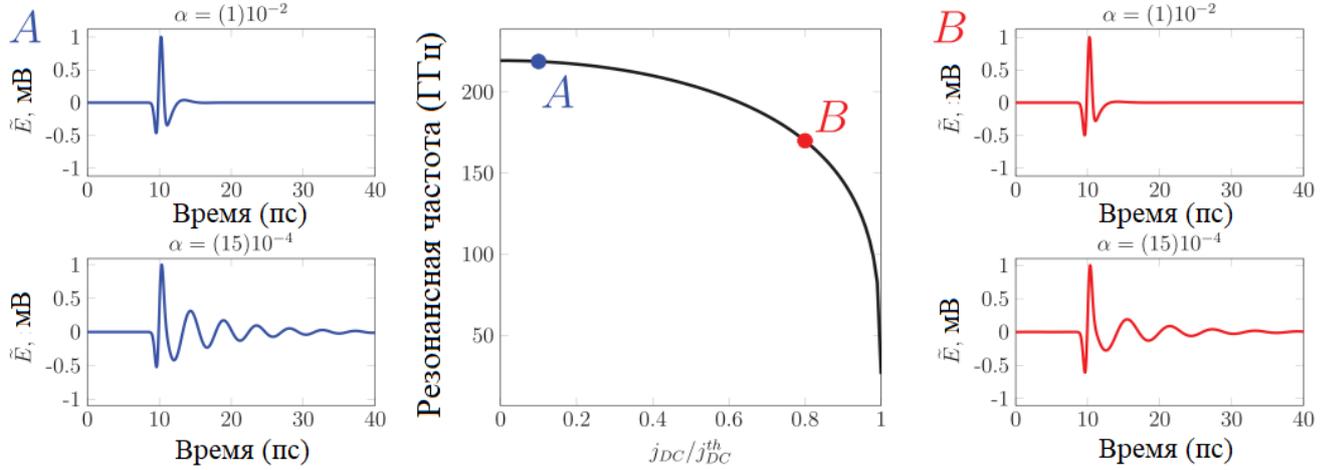
Используем модель (8.40) для моделирования динамики напряжения, возбуждаемых осцилляторами. Для этого решим уравнение (8.40) численно и

найдем выходное напряжение  $E = L\kappa\frac{d\varphi}{dt}$  (см. главы 2,3), где

$\kappa \approx 1.35 \cdot 10^{-9} \frac{B \cdot c}{m \cdot рад}$ ,  $L \approx 0.74 м$  - расстояние между выходными контактами.

Результаты моделирования уравнения (8.40) и зависимость резонансной частоты от  $j_{DC}$  для NiO показаны на рис.8.22. Как видно, частота АФМ-резонанса зависит от плотности тока и уменьшается по мере приближения  $j_{DC}$  к  $j_{DC}^{th} = \omega_e / 2\sigma$ . Более подробная теория о перестраиваемости по току резонансной частоты АФМ была

исследована ранее в главе 3. Используя АФМ с различными эффективными константами затухания можно изменять длительность переходного процесса, что весьма важно для реализации нейроморфных вычислений.



**Рис.8.22.** Зависимость резонансной частоты одиночного АФМ осциллятора с параметрами  $\omega_{ex} = 2\pi \cdot 27.5 \text{ ТГц}$ ,  $\omega_e = 2\pi \cdot 1.75 \text{ ГГц}$  от  $j_{DC}$  и его моделирование под действием ТГц импульса амплитудой  $H_0 = 0.1 \text{ Тл}$ , длительностью  $s = 0,5 \text{ пс}$  и  $\omega_0 = 2\pi \cdot 150 \text{ ГГц}$ . Синий и красный импульсы соответствуют  $j_{DC} = 0.1 j_{DC}^{th}$  и  $j_{DC} = 0.8 j_{DC}^{th}$ . Верхний и нижний графики соответствуют разным коэффициентам затухания  $\alpha = 10^{-2}$  и  $\alpha = 15 \cdot 10^{-4}$ . Здесь  $\tilde{E}$  - напряженность электрического поля в слое Pt.

Связывая  $N$  осцилляторов с общей шиной тяжелого металла, можно реализовать логические операции и смоделировать их, используя уравнение связанных осцилляторов (8.40) следующего вида

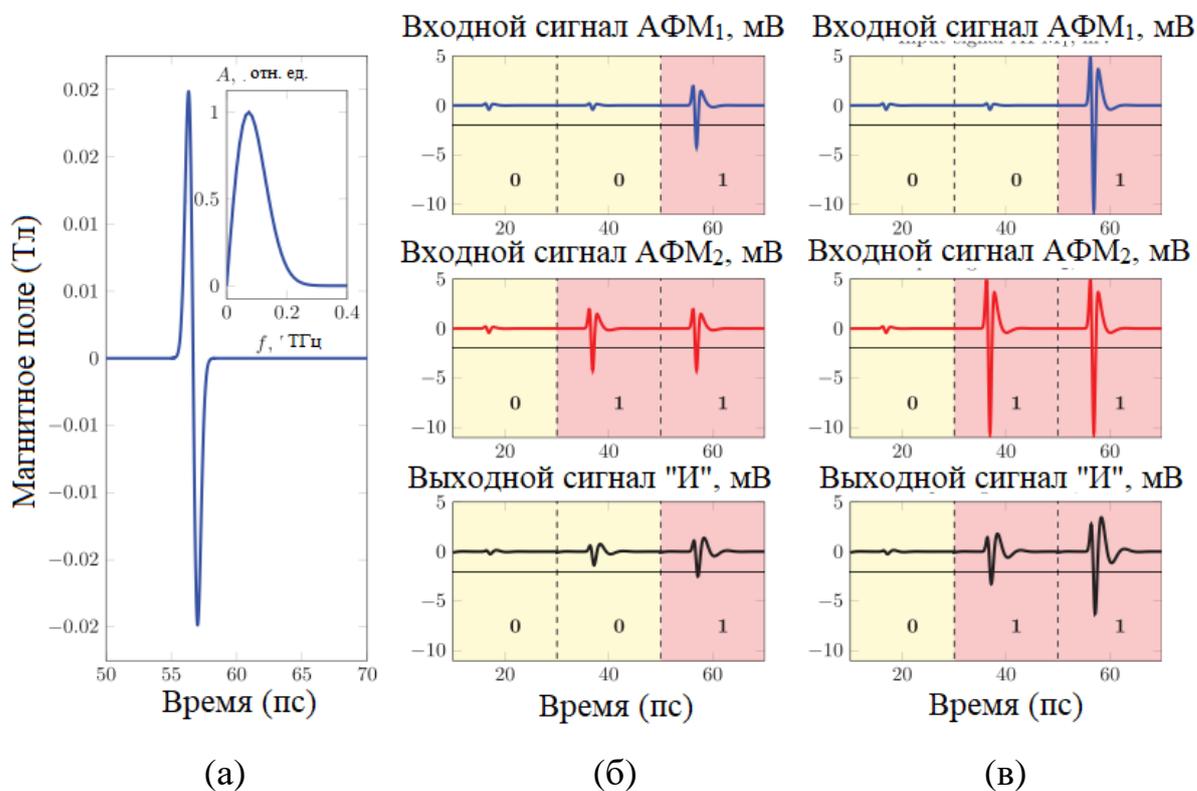
$$\frac{d^2 \varphi_n}{dt^2} + \alpha \omega_{ex} \frac{d\varphi_n}{dt} + \frac{\omega_e \omega_{ex}}{2} \sin 2\varphi_n = \omega_{ex} \sigma j_{DC} + \gamma \frac{dH(t)}{dt} + \omega_{ex} \sum_{m=1}^n k_{mn} \frac{d\varphi_m}{dt}. \quad (8.41)$$

Характер логической операции, а именно логическое «И» или логическое «ИЛИ», зависит от значения амплитуды импульса  $H_0$ . Введем пороговое значение амплитуды величины напряжения, а логические «0» и «1» интерпретируются как сигналы с абсолютными амплитудами соответственно ниже или выше порогового

значения. В нашем случае при моделировании логических операций в качестве логического «0» для обеих операций использовались значения амплитуд  $H_0 = 0.01\text{Т}$ , а для моделирования логической «1» нужно было воздействовать на АФМ сигналами разной амплитуды, которые в данном случае составляли  $H_0 = 0.25\text{Тл}$  и  $H_0 = 0.1\text{Тл}$ , для логического «ИЛИ» и логического «И», соответственно. Разница заключается в том, что выходной сигнал логического «ИЛИ» должен быть «1» для входов  $\{0, 1\}$ , а выходной сигнал логического «И» должен быть «0». Из-за этого осциллятор АФМ1, кодирующий логическую «1» и влияющий на «ИЛИ»-нейрон, должен влиять на него больше, чем тот АФМ1, который влияет на нейрон «И», и именно поэтому возможна реализация логических операций только когда  $H_0^{OR} > H_0^{AND}$ . Возможна также реализация логических операций путем изменения коэффициентов связи, т.е. увеличения  $k_{nm}$  для логического «ИЛИ» и уменьшения для логического «И». Однако этот путь физически более сложен. Результаты моделирования, показаны на рис.8.23 для  $k_{13} = k_{23} = 6 \cdot 10^{-3}$ ,  $\omega_0 = 2\pi \cdot 150\text{ГГц}$  и  $s = 0.5\text{пс}$ .

Для входной мощности электромагнитной волны  $P = \left( \frac{c}{2\mu_0} \right) S \cdot h_{AC}^2$ , где  $c$  — скорость света,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость,  $S$  — площадь поперечного сечения,  $h_{AC}$  — амплитуда переменного магнитного поля ЭМ волны. Для амплитуды переменного тока  $0.01\text{мТл}$  и площади сечения  $1\text{м}^2$  получаем  $12\text{нВт}$ . В случае рассматриваемой структуры амплитуда выходного импульса составляет примерно  $1\text{мВ}$ , что дает чувствительность порядка  $83\text{кВ/Вт}$ , что сопоставимо с диодами Шоттки. Возможность изменять коэффициенты связи искусственных нейронов имеет большое значение при практической реализации нейроморфных вычислений, особенно для обучения нейроморфного чипа. Однако, поскольку коэффициент связи осцилляторов зависит от материала тяжелого металла в рассматриваемой модели, физическая реализация такого процесса выглядит достаточно сложной. Поэтому первым этапом применения данной модели в

задачах нейроморфных вычислений может быть предварительное обучение колебательной системы на компьютере, т. е. расчет коэффициентов связи. Тогда полученная модель с известными весами, может быть реализована на практике.



**Рис.8.23.** Иллюстрация реализации логических элементов со структурой АФМ-ТМ: (а) форма ТГц импульса с  $H_0 = 0.25$  Тл и соответствующий спектр Фурье (вставка); осциллограммы реализации логических операций «И» (б) и «ИЛИ» (в). Логические «0» и «1» зависят от выбора порогового значения (здесь это 2 мВ). Аналогичных результатов можно добиться, регулируя амплитуды, пороговый уровень и коэффициенты связи.

### 8.9. Выводы по главе 8

В данной главе рассмотрены простейшие ансамбли взаимосвязанных спинтронных осцилляторов. Были получены следующие новые научные результаты:

1. Получены модели трех и четырех локально связанных СТНО в виде укороченных уравнений для медленно-меняющихся амплитуд и разностей фаз.
2. В малом ансамбле неидентичных СТНО (3 и 4 генератора) лучшей является кольцевая геометрия связей между элементами ансамбля, чем линейная, что связано с дополнительной связью (замыканием) элементов в составе ансамбля, ведущей к расширению динамического диапазона изменения параметров для существования синхронного режима.
3. В большом ансамбле СТНО помимо основной синхронной моды (области полной синхронизации) будет существовать большое число всевозможных мод, что мешает непосредственному практическому использованию схемы, составленной из решетки неидентичных источников.
4. В связи с этим в работе предложена конструкция кольцевого ансамбля СТНО с введением дополнительных электрических связей через один, обеспечивающих существование в некотором диапазоне изменения ведущих параметров, одной устойчивой синхронной моды, соответствующей колебаниям «типа  $\pi$ ».
5. Численный расчет показал, что при изменении ведущего параметра (фактора регенерации) количество устойчивых мод в кольцевом генераторе со связками вырастает, а область существования колебаний «типа  $\pi$ » с увеличением неидентичности по параметрам системы уменьшается.
6. Построено семейство спектров нормальных мод иерархически организованных ансамблей идентичных взаимосвязанных осцилляторов с различной топологией организации. Показано, что древовидные ансамбли обладают фрактальным спектром нормальных мод типа «чертова лестница», причем с ростом количества ветвей дерева и при введении дополнительных связей между элементами ансамбля количество вырожденных мод возрастает. Приведен анализ влияния топологий ансамблей и сил связей между его элементами на спектральные характеристики.

7. Построены и исследованы нагрузочные и регулировочные характеристики параллельной схемы ансамбля СТНО, работающего на общую нагрузку. Полученные приближенные выражения позволяют количественно найти мощность и частоту колебаний на нагрузке ансамбля синхронизированных СТНО.

8. Исследован широкий класс автоколебательных систем сложения мощностей многих спинтронных осцилляторов с произвольной топологией объединения в ансамбли. Связь между осцилляторами рассмотрена с учетом макроспинового однодоменного приближения. Исследованы стационарные режимы, свободные колебания, синхронизация и вопросы сложения мощностей. Построена нагрузочная характеристика ансамблей спинтронных осцилляторов с различной топологией. Показано, что иерархический ансамбль предпочтительнее для использования, так как от него можно получить большую мощность в нагрузке при одних и тех же параметрах и КПД цепи связи.

9. Увеличение количества связей (усложнение топологии ансамбля) приводит к уменьшению времени установления синхронного состояния. Проведенное численное моделирование показало предпочтительным использование топологий типа «каждый с каждым» и «звезда» по сравнению с кольцом и линейкой.

10. Реализации нейроморфного поведения в системе связанных спинтронных осцилляторов можно добиться при нахождении системы вблизи порога перехода в автоколебательный режим, причем переходом от импульсной односпайковой динамики к пачечной берстовой динамике можно управлять, изменяя амплитуду и частоту возбуждающего колебания. Показана возможность реализации нейроморфных вычислений типа «И» и «ИЛИ» в системе трех спинтронных осцилляторов, взаимосвязанных через общий слой тяжелого металла.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основными результатами проведенных теоретических исследований являются следующие:

1. Качественными методами теории колебаний проведен анализ антиферромагнитных осцилляторов без учета и с учетом слабого ферромагнетизма (на примере оксида никеля и гематита). Были найдены условия безгистерезисной генерации автоколебаний в АФМ осцилляторе.

2. Показано, что возникновение автоколебаний в антиферромагнитном осцилляторе происходит в результате возникновения гомоклинической траектории, образованной слиянием сепаратрис седел. Для уменьшения области гистерезисной генерации необходимо уменьшать эффективное поле анизотропии в легкой плоскости, или выбирать антиферромагнетики с меньшим обменным полем между подрешетками.

3. Наличие внешнего постоянного магнитного поля приводит к снятию вырождения с резонансных частот АФМ осциллятора со слабым ферромагнетизмом в докритической области и наличию двух устойчивых состояний равновесия и скачкам режима, а автоколебательный режим характеризуется двухмодовой генерацией.

4. Количественно найдено условие на напряженность внешнего постоянного магнитного поля для возбуждения одномодовых колебаний в докритической области АФМ осциллятора со слабым ферромагнетизмом, которое прямо пропорционально полю Дзялошинского-Мория. Для уменьшения возможности скачков между двумя устойчивыми состояниями равновесия в докритической области необходимо увеличивать щель между резонансными частотами, увеличивая внешнее магнитное поле или выбирая материал с большей константой Дзялошинского-Мория.

5. Для реализации перестраиваемого по частоте детектора ТГц-колебаний на основе гетероструктуры АФМ-ТМ с одноосным АФМ поляризация входного сигнала должна быть круговой или эллиптической. Линейная поляризация внешнего тока или переменного магнитного поля для одноосного АФМ будет давать нулевое постоянное выпрямленное напряжение.

6. При перестройке частоты детектора внешним постоянным магнитным полем происходит снятие вырождения нормальных мод колебаний АФМ с рождением двух частот с левой и правой круговыми поляризациями. Круговая поляризация внешнего переменного электромагнитного поля обеспечивает максимальное значение выпрямленного напряжения по сравнению с эллиптической и линейной поляризациями.

7. Ненулевое внешнее постоянное магнитное поле обеспечивает ненулевое выпрямленное напряжение детектора с одноосным АФМ даже в случае линейной поляризации внешнего переменного поля, что вызвано снятием вырождения и наличием двух не равных друг другу нормальных частот колебаний АФМ.

8. Зависимость выпрямленного напряжения от частоты внешней электромагнитной волны или спин-поляризованного тока для различных значений постоянного магнитного поля носит резонансный характер, причем увеличение постоянного магнитного поля ведет к росту величины резонансного пика.

9. Для повышения чувствительности детектора необходимо уменьшить толщину слоя АФМ, так как механизм регистрации основан на интерфейсном спин-холловском эффекте. Использование массива АФМ в виде гребенчатой структуры позволяет увеличить уровень выпрямленного выходного напряжения.

10. Использование слабых ферромагнетиков в качестве активных элементов терагерцевых детекторов при возбуждении линейно поляризованной волной возможно только при ненулевом внешнем постоянном магнитном поле. При этом выпрямление возможно только на квазиферромагнитной моде. Влияние

внешнего поля на динамику спинов слабого ферромагнетика обусловлено взаимодействием Дзялошинского-Мория. Тогда как при возбуждении источником круговой поляризации детектирование может осуществляться как на квазиферромагнитной, так и на антиферромагнитной модах.

11. Использование ферримагнетиков в качестве активных элементов терагерцевых детекторов при возбуждении линейно поляризованной волной для анизотропии типа «легкая ось» при нулевом внешнем магнитном поле возможно только при ненулевой раскомпенсации между намагниченностями магнитных подрешеток. Тогда как для одноосного ферримагнетика типа «легкая плоскость» даже при нулевой раскомпенсации выпрямленное напряжение ненулевое, однако оно обусловлено эффективным затуханием магнетика. Поэтому при естественном уменьшении затухания магнетика для увеличения добротности системы чувствительность детектора уменьшается.

12. Полученные шумовые характеристики рассмотренных детекторов сопоставимы со значениями, известными для детекторов на основе ячеек Голея и пироэлектрических детекторов, хотя и несколько хуже шумовых характеристик болометров и сверхпроводящих болометров. Однако, для работы сверхпроводящих болометров требуются криогенные температуры, что является их существенным недостатком, а детекторы, на основе антиферромагнетиков и ферримагнетиков работают при комнатных температурах.

13. Изменяя постоянное напряжение, подводимое к пьезоэлектрику в гетероструктуре ПЭ/АФМ/ТМ, можно изменять частоту антиферромагнитного резонанса АФМ в пассивном (докритическом) режиме, а также снизить пороговый ток рождения автоколебаний. При этом индуцированное напряжением снижение порога генерации приводит к пропорциональному снижению амплитуды терагерцевого сигнала, генерируемого в автоколебательном (сверхкритическом) режиме.

14. Использование наряду с внешним электрическим полем постоянного магнитного поля позволяет дополнительно расширить рабочий диапазон функционирования детекторов, построенных на основе антиферромагнетиков. Для этого предпочтительнее использовать антиферромагнетики, у которых достаточно сильно проявляются магнитоупругие свойства (например, гематит, борат железа) и при этом нижние резонансные моды лежат в миллиметровой области частот.

15. Рассмотрена модель спин-Холловского осциллятора на основе АФМ с перестраиваемой по температуре анизотропией, такого как  $\text{HoFeO}_3$ . Инжекция в  $\text{HoFeO}_3$  спинового тока с использованием прямого спинового эффекта Холла из соседнего слоя Pt возбуждает высокоамплитудные колебания антиферромагнитно связанных спинов. Частота колебаний регулируется амплитудой инжестируемого спинового тока, задаваемого постоянным током смещения в слое Pt. Амплитуда колебаний и, следовательно, выходное напряжение переменного тока, зависит как от постоянного тока смещения, так и от температуры устройства. Последнее обусловлено сильными температурными изменениями магнитокристаллической анизотропии  $\text{HoFeO}_3$ . Кроме того, пороговый ток автоколебаний также сильно зависит от температуры.

16. Развита теория возбуждения нелинейных спиновых колебаний в антиферромагнетике под действием ТГц-импульсов электромагнитного поля при изменении частоты и амплитуды ТГц-излучения. Показано, что, согласно предлагаемой модели с ростом амплитуды ТГц-импульса накачки величина отклика спиновой системы линейно растет на основной (резонансной) квазиантиферромагнитной моде и квадратично на второй гармонике. Проведено сопоставление полученных теоретически зависимостей интенсивностей амплитуд отклика образца на основной моде и на второй гармонике с экспериментальными, свидетельствующее в пользу применимости развитого метода анализа происходящих под действием терагерцевых электромагнитных импульсов

динамических процессов в антиферромагнетиках. Развита метод усреднения, позволяющий определить отклик вектора Нееля АФМ на внешнее терагерцевое излучение. Предлагаемая математическая модель может использоваться для анализа нелинейных процессов широкого класса антиферро- и ферромагнетиков.

17. Была описана приближенная нелинейная теория спинтронного эмиттера терагерцового диапазона на основе скошенного антиферромагнетика. Представлена модель, учитывающая возбуждение нелинейных колебаний вектора Нееля в антиферромагнетике с помощью терагерцовых импульсов электромагнитного поля. Установлено, что с увеличением амплитуды импульса накачки отклик спиновой системы нелинейно возрастает в основной квазиантиферромагнитной моде. Показана возможность управления траекторией вектора Нееля путем изменения амплитуды и частоты пика терагерцового импульса.

18. Представлены результаты теоретического и экспериментального исследования нелинейного резонанса антиферромагнетика в зависимости от приложенного магнитного поля. Показано, что амплитуда возбуждаемых колебаний вектора Нееля при резонансе не зависит от интенсивности возбуждения. При этом наблюдается немонотонное поведение спиновой накачки в соседний слой тяжелого металла, что связано со встречными сдвигами частоты: за счет сильного магнитного поля и высокоинтенсивного возбуждения ТГц электромагнитным излучением.

19. Исследована схема прямой фазовой синхронизации ферромагнитного спинтронного осциллятора периодическим внешним воздействием. Рассмотрены бифуркации системы при изменении частотной расстройки синхронизируемых колебаний и амплитуды внешнего воздействия. Проведено количественное сравнение полос синхронизма данной системы со схемой ФАПЧ. Показано, при каких физических параметрах область синхронизма при прямой синхронизации

выше, чем для схемы с ФАПЧ. Получены зависимости коэффициента передачи амплитудных и фазовых шумов от частоты колебаний при различных температурах и различных значениях амплитуды внешнего воздействия. Показано, что использование системы синхронизации ВГВ позволяет уменьшить уровень амплитудных и фазовых шумов выходного колебания. Проведено сравнение шумовых характеристик при различных параметрах систем синхронизации. Показано, что обе системы показывают возможность улучшения шумовых свойств выходного колебания.

20. Исследована динамика бесфильтровой системы ФАП спинтронного осциллятора, генерирующего СВЧ-колебания в широком диапазоне частот под действием постоянного тока и внешнего магнитного поля. Рассмотрены бифуркации системы при изменении частотной расстройке синхронизируемых колебаний. Определены полосы синхронизма и захвата. Существование полосы захвата в бесфильтровой ФАП спинтронного осциллятора принципиально отличает такие генераторы от других генераторов СВЧ-колебаний. Проведен анализ шумовых характеристик синхронизированного цепью ФАП осциллятора и их сравнение с характеристиками автономного СО. Были получены и построены спектральные плотности амплитудных и фазовых флуктуаций. Проведенный статистический анализ может иметь важное значение при построении стабильных миниатюрных генераторов на базе СО.

21. Исследована математическая модель спектроанализатора, выполненного на основе эффекта внешней фазовой синхронизации спинтронного осциллятора. С помощью анализа укороченных уравнений для амплитуды и разности фаз было получено аналитическое выражение для вычисления длительности интервала синхронизации (транзитного захвата), которая прямо пропорциональна нормированной амплитуде входного тока и обратно пропорциональна скорости сканирования.

22. Ширина полосы внешней синхронизации спинтронного АФМ осциллятора при параллельной накачке спиновым током на основной частоте колебаний выше, чем при перпендикулярной. Таким образом, реализовывать детектор в автоколебательном режиме на основе антиферромагнитного осциллятора предпочтительнее при параллельной накачке, тогда как в докритической области при перпендикулярной. В автоколебательном режиме помимо сигнала выпрямленного напряжения на основной частоте возникают побочные составляющие на дробно-кратных гармониках, что является следствием дробно-кратной внешней синхронизации осциллятора.

23. Получены математические модели двух взаимодействующих СТНО в виде укороченных уравнений относительно медленно меняющихся амплитуд и фаз намагниченностей каждого осциллятора.

24. Влияние задержки в распространении спиновых волн проявляется в существовании минимумов и максимумов (вследствие колебательного характера комплексного параметра связи) зависимости полосы синхронизма от разброса радиусов при фиксированном расстоянии между СТНО.

25. При заданной неидентичности в размерах СТНО и расстоянии между контактами, можно подобрать такое соотношение между токами, пропускаемыми через образцы, при котором ширина соответствующей зоны синхронизма будет максимальной.

26. Наличие неизохронности негативно сказывается на динамике системы связанных СТНО, которое проявляется в заметном уменьшении области взаимной синхронизации и в связи с этим по возможности необходимо стремиться к уменьшению параметров неизохронности СТНО, подбирая величину внешнего магнитного поля и угол приложения относительно плоскости образца.

27. Получены в общем виде зависимости для коэффициентов ослабления амплитудных и фазовых флуктуаций источников шума каждого СТНО. Были рассмотрены два случая синхронизации – полностью идентичных и

неидентичных СТНО, отличающихся запасом по самовозбуждению, частотами и амплитудами колебаний. Для двух идентичных СТНО удается получить выигрыш в уровне амплитудных и фазовых шумов. При этом увеличение запаса по самовозбуждению приводит к уменьшению уровня фазовых и амплитудных шумов. Неизохронность в свою очередь, приводит к увеличению уровня амплитудных и фазовых шумов. Для второго случая удается получить лучшее значение фазовых и амплитудных шумов. При этом для получения менее шумящего СТНО необходимо увеличивать коэффициент связи двух СТНО и увеличивать частотную расстройку двух СТНО, при этом оставаясь в пределах полосы синхронизма системы. Это связано с тем, что в данной модели управляющее воздействие на СТНО зависит от разности частот генераторов. При равенстве частот такое воздействие является минимальным в соответствии с укороченными уравнениями. Анализ коэффициентов ослабления для неидентичных СТНО показывает возможность улучшения шумовых свойств каждого из генераторов. При этом лучшее значение шумов получается для СТНО, обладающего большей стабильностью в автономном режиме.

28. Наличие эффективной массы (инерции) связанных антиферромагнитных спинтронных осцилляторов ведет к бистабильному режиму при переходе из синхронного режима в асинхронный. Уменьшить его влияние можно выбором рабочей точки на характеристике «частота - плотность тока», а именно, чем более характеристика линейна, тем меньше проявляется бистабильный режим.

29. Получены модели трех и четырех локально связанных СТНО в виде укороченных уравнений для медленно-меняющихся амплитуд и разностей фаз.

30. В малом ансамбле неидентичных СТНО (3 и 4 генератора) лучшей является кольцевая геометрия связей между элементами ансамбля, чем линейная, что связано с дополнительной связью (замыканием) элементов в составе

ансамбля, ведущей к расширению динамического диапазона изменения параметров для существования синхронного режима.

31. В большом ансамбле СТНО помимо основной синхронной моды (области полной синхронизации) будет существовать большое число всевозможных мод, что мешает непосредственному практическому использованию схемы, составленной из решетки неидентичных источников.

32. В связи с этим в работе предложена конструкция кольцевого ансамбля СТНО с введением дополнительных электрических связей через один, обеспечивающих существование в некотором диапазоне изменения ведущих параметров, одной устойчивой синхронной моды, соответствующей колебаниям «типа  $\pi$ ».

33. Численный расчет показал, что при изменении ведущего параметра (фактора регенерации) количество устойчивых мод в кольцевом генераторе со связками вырастает, а область существования колебаний «типа  $\pi$ » с увеличением неидентичности по параметрам системы уменьшается.

34. Построено семейство спектров нормальных мод иерархически организованных ансамблей идентичных взаимосвязанных осцилляторов с различной топологией организации. Показано, что древовидные ансамбли обладают фрактальным спектром нормальных мод типа «чертова лестница», причем с ростом количества ветвей дерева и при введении дополнительных связей между элементами ансамбля количество вырожденных мод возрастает. Приведен анализ влияния топологий ансамблей и сил связей между его элементами на спектральные характеристики.

35. Построены и исследованы нагрузочные и регулировочные характеристики параллельной схемы ансамбля СТНО, работающего на общую нагрузку. Полученные приближенные выражения позволяют количественно найти мощность и частоту колебаний на нагрузке ансамбля синхронизированных СТНО.

36. Исследован широкий класс автоколебательных систем сложения мощностей многих спинтронных осцилляторов с произвольной топологией объединения в ансамбли. Связь между осцилляторами рассмотрена с учетом макроспинового однодоменного приближения. Исследованы стационарные режимы, свободные колебания, синхронизация и вопросы сложения мощностей. Построена нагрузочная характеристика ансамблей спинтронных осцилляторов с различной топологией. Показано, что иерархический ансамбль предпочтительнее для использования, так как от него можно получить большую мощность в нагрузке при одних и тех же параметрах и КПД цепи связи.

37. Увеличение количества связей (усложнение топологии ансамбля) приводит к уменьшению времени установления синхронного состояния. Проведенное численное моделирование показало предпочтительным использование топологий типа «каждый с каждым» и «звезда» по сравнению с кольцом и линейкой.

38. Реализации нейроморфного поведения в системе связанных спинтронных осцилляторов можно добиться при нахождении системы вблизи порога перехода в автоколебательный режим, причем переходом от импульсной односпайковой динамики к пачечной берстовой динамике можно управлять, изменяя амплитуду и частоту возбуждающего колебания. Показана возможность реализации нейроморфных вычислений типа «И» и «ИЛИ» в системе трех спинтронных осцилляторов, взаимосвязанных через общий слой тяжелого металла.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

- [1] V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi et al. Antiferromagnetic spintronics // *Rev. Mod. Phys.* 2018. Vol.90. No.015005.
- [2] T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley et al. Antiferromagnetic spintronics // *Nat. Nano.* 2016. Vol.11. No.231.
- [3] M. Jungfleisch, W. Zhang, and A. Hoffmann. Perspectives of antiferromagnetic spintronics // *Phys. Lett. A.* 2018. Vol.382, 865.
- [4] S. M. Rezende, A. Azevedo, and R. L. Rodriguez-Suarez. Introduction to antiferromagnetic magnons // *J. Appl. Phys.* 2019. Vol. 126. No. 151101.
- [5] С. А. Никитов, Д. В. Калябин, И. В. Лисенков и др. Магноника — новое направление спинтроники и спин-волновой электроники // *УФН.* 2015. Вып. 185. С. 1099-1128.
- [6] С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин и др. Диэлектрическая магноника — от гигагерцев к терагерцам // *УФН.* 2020. Вып. 190 С. 1009–1040.
- [7] Б.А. Иванов. Спиновая динамика антиферромагнетиков и сверхбыстрая спинтроника // *ЖЭТФ.* 2020. Т. 158, вып. 1 (7). С. 103–123.
- [8] В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский. Эффективный энгармонизм упругой подсистемы антиферромагнетиков // *ЖЭТФ.* 1977. Т.73. № 3. С.988-1000
- [9] З.В. Гареева, С.М. Чен. Сверхбыстрая динамика доменных границ в антиферромагнетиках и ферримагнетиках с температурами компенсации магнитного и углового моментов (Миниобзор) // *Письма в ЖЭТФ.* 2021. Т. 114. Вып. 4. С. 250 – 262.
- [10] Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. –

- М.: Физматлит, 2001. – 560 с.
- [11] Е.В. Гомонай, В.М. Локтев. Спинтроника антиферромагнитных систем // Физика низких температур. 2014. Т. 40. № 1. С. 22-47.
- [12] R. Cheng, D. Xiao, A. Brataas. Terahertz antiferromagnetic spin Hall nano-oscillator // Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. 116. No. 207603;
- [13] R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tiberkevich, et al. Antiferromagnetic THz-frequency Josephson-like oscillator driven by spin current // Sci. Rep. 2017. Vol. 7. No. 43705.
- [14] O. Gomonay, T. Jungwirth, J. Sinova. Narrow-band tunable terahertz detector in antiferromagnets via staggered-field and antidamping torques // Phys. Rev. B. 2018. Vol. 98. No. 104430.
- [15] R. Khymyn, V. Tiberkevich, A. Slavin. Antiferromagnetic spin current rectifier // AIP Adv. 2017. Vol. 7. No. 055931.
- [16] O. Sulymenko, O. Prokopenko, I. Lisenkov, et al. Ultra-fast logic devices using artificial “neurons” based on antiferromagnetic pulse generators // Journal of applied physics. 2018. Vol. 124. No. 152115.
- [17] P. Artemchuk, O. Sulymenko, S. Louis, et al. Terahertz frequency spectrum analysis with a nanoscale antiferromagnetic tunnel junction // Journal of Applied Physics. 2020. Vol. 127. No. 063905.
- [18] M. Zahedinejad, A. Awad, S. Muralidhar, et al. Two-dimensional mutually synchronized spin Hall nano-oscillator arrays for neuromorphic computing // Nature Nanotechnology. 2020. Vol. 15. P. 47-52.
- [19] D. C. Ralph, M. D. Stiles. Spin transfer torques // J. Magn. Magn. Mat. 2008. Vol. 320. No. 7. P. 1190-1216.
- [20] F. Hellman, A. Hoffmann, Y. Tserkovnyak et al. Interface-induced phenomena in magnetism // Rev. Mod. Phys. 2017. Vol. 89. No. 2. P. 025006.
- [21] J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich et al. Spin hall effects // Rev.

- Mod. Phys. 2015. Vol. 87. No. 4. P. 1213.
- [22] V. E. Demidov, S. Urazhdin, G. de Loubens et al. Magnetization oscillations and waves driven by pure spin currents // Phys. Rep. 2017. Vol. 673. P. 1-31.
- [23] J. C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers // J. Magn. Magn. Mat. 1996. Vol. 159. No. 1-2. P. L1-L7.
- [24] L. Berger. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. No. 13. P. 9353.
- [25] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass et al. Excitation of a magnetic multilayer by an electric current // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. No. 19. P. 4281.
- [26] E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine et al. Current-induced switching of domains in magnetic multilayer devices // Science. 1999. Vol. 285. No. 5429. P. 867-870.
- [27] J. Z. Sun. Current-driven magnetic switching in manganite trilayer junctions // J. Magn. Magn. Mat. 1999. Vol. 202. No. 1. P. 157-162.
- [28] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman et al. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. No. 14. P. 3149.
- [29] Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. И. Панас и др. Спинтроника: обменное переключение ферромагнитных металлических переходов при малой плотности тока // Успехи физических наук. 2009. Т. 179. №. 4. С. 359-368.
- [30] S. Zhang, P. M. Levy, A. Fert. Mechanisms of spin-polarized current-driven magnetization switching // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. No. 23. P. 236601.
- [31] S. Zhang, Z. Li. Roles of nonequilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93. No. 12. P. 127204.

- [32] M. D. Stiles, J. Xiao, A. Zangwill. Phenomenological theory of current-induced magnetization precession // *Phys. Rev. B*. 2004. Vol. 69. No. 5. P. 054408.
- [33] S. Urazhdin. Current-driven magnetization dynamics in magnetic multilayers // *Phys. Rev. B*. 2004. Vol. 69. No. 13. P. 134430.
- [34] А. К. Звездин, К. А. Звездин, А. В. Хвальковский. Обобщенное уравнение Ландау-Лифшица и процессы переноса спинового момента в магнитных наноструктурах // *Успехи физических наук*. 2008. Т. 178. С. 436.
- [35] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. О возможности ориентации электронных спинов током // *Письма в ЖЭТФ*. 1971. Т. 13. С. 657.
- [36] J. E. Hirsch. Spin hall effect // *Phys. Rev. Lett.* 1999. Vol. 83. No. 9. P. 1834.
- [37] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard et al. Observation of the spin Hall effect in semiconductors // *Science*. 2004. Vol. 306. No. 5703. P. 1910-1913.
- [38] K. Ando, S. Takahashi, K. Harii et al. Electric manipulation of spin relaxation using the spin Hall effect // *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 101. No. 3. P. 036601.
- [39] L. Liu, T. Moriyama, D. C. Ralph et al. Spin-torque ferromagnetic resonance induced by the spin Hall effect // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 106. No. 3. P. 036601.
- [40] L. Liu, O. J. Lee, T. J. Gudmundsen et al. Current-induced switching of perpendicularly magnetized magnetic layers using spin torque from the spin Hall effect // *Phys. Rev. Lett.* 2012. Vol. 109. No. 9. P. 096602.
- [41] K. Garello, I. M. Miron, C. O. Avci et al. Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures // *Nat. Nanotechnol.* 2013. Vol. 8. No. 8. P. 587-593.

- [42] J. Kim, J. Sinha, M. Hayashi et al. Layer thickness dependence of the current-induced effective field vector in Ta/CoFeB/MgO // *Nat. Mat.* 2013. Vol. 12. No. 3. P. 240-245.
- [43] H. L. Wang, C. H. Du, Y. Pu et al. Scaling of spin Hall angle in 3d, 4d, and 5d metals from  $Y_3Fe_5O_{12}$ /metal spin pumping // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 112. No. 19. P. 197201.
- [44] K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda et al. Inverse spin-Hall effect induced by spin pumping in metallic system // *J. Appl. Phys.* 2011. Vol. 109. No. 103913.
- [45] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer. Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films // *Phys. Rev. Lett.* 2002. Vol. 88. No. 11. P. 117601.
- [46] A. Azevedo, L. H. Vilela Leao, R. L. Rodriguez-Suarez et al. DC effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect? // *J. Appl. Phys.* 2005. Vol. 97. No. 10C715.
- [47] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer et al. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures // *Rev. Mod. Phys.* 2005. Vol. 77. No. 4. P. 1375.
- [48] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima et al. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect // *Appl. Phys. Lett.* 2006. Vol. 88. No. 18. P. 182509.
- [49] O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin et al. Quantifying spin Hall angles from spin pumping: Experiments and theory // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 104. No. 4. P. 046601.
- [50] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii et al. Observation of the spin Seebeck effect // *Nature.* 2008. Vol. 455. No. 7214. P. 778-781.
- [51] L. Gravier, S. Serrano-Guisan, J. P. Ansermet. Spin-dependent Peltier effect in Co/Cu multilayer nanowires // *J. Appl. Phys.* 2005. Vol. 97. No.

10. P. 10C501.
- [52] C. Safranski, I. Barsukov, H. K. Lee et al. Spin caloritronic nano-oscillator // *Nat. Comm.* 2017. Vol. 8. No. 1. P. 1-7.
- [53] A. Kirihara, K. Uchida, Y. Kajiwara et al. Spin-current-driven thermoelectric coating // *Nat. Mat.* 2012. Vol. 11. No. 8. P. 686-689.
- [54] А. Ферт. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники // *Успехи физических наук.* 2008. Т. 178. № 12. С. 1336—1348.
- [55] P. Villard, U. Ebels, D. Houssameddine et al. A GHz spintronic-based RF oscillator // *IEEE J. of Solid-State Circuits.* 2009. Vol. 45. No. 1. P. 214-223.
- [56] T. Chen, R. K. Dumas, A. Eklund et al. Spin-torque and spin-Hall nano-oscillators // *Proc. IEEE.* 2016. Vol. 104. No. 10. P. 1919-1945.
- [57] A. A. Awad, P. Durrenfeld, A. Houshang et al. Long-range mutual synchronization of spin Hall nano-oscillators // *Nat. Phys.* 2017. Vol. 13. No. 3. P. 292-299.
- [58] J. Grollier, V. Cros, A. Fert. Synchronization of spin-transfer oscillators driven by stimulated microwave currents // *Phys. Rev. B.* 2006. Vol. 73. No. 6. P. 060409.
- [59] B. Georges, J. Grollier, V. Cros et al. Impact of the electrical connection of spin transfer nano-oscillators on their synchronization: an analytical study // *Appl. Phys. Lett.* 2008. Vol. 92. No. 23. P. 232504.
- [60] R. Lebrun, S. Tsunegi, P. Bortolotti et al. Mutual synchronization of spin torque nano-oscillators through a long-range and tunable electrical coupling scheme // *Nat. Comm.* 2017. Vol. 8. No. 1. P. 15825.
- [61] S. Tsunegi, T. Taniguchi, R. Lebrun et al. Scaling up electrically synchronized spin torque oscillator networks // *Sci. Rep.* 2018. Vol. 8. No. 1. P. 13475.
- [62] S. Kaka, M. R. Pufall, W. H. Rippard et al. Mutual phase-locking of

- microwave spin torque nano-oscillators // *Nature*. 2005. Vol. 437. No. 7057. P. 389-392.
- [63] N. Locatelli, A. Hamadeh, F. A. Araujo et al. Efficient synchronization of dipolarly coupled vortex-based spin transfer nano-oscillators // *Sci. Rep.* 2015. Vol. 5. No. 1. P. 1-10.
- [64] A. D. Belanovsky, N. Locatelli, P. N. Skirdkov et al. Phase locking dynamics of dipolarly coupled vortex-based spin transfer oscillators // *Phys. Rev. B*. 2012. Vol. 85. No. 10. P. 100409.
- [65] A. D. Belanovsky, N. Locatelli, P. N. Skirdkov et al. Numerical and analytical investigation of the synchronization of dipolarly coupled vortex spin-torque nano-oscillators // *Appl. Phys. Lett.* 2013. Vol. 103. No. 122405.
- [66] F. A. Araujo, A. D. Belanovsky, P. N. Skirdkov et al. Optimizing magnetodipolar interactions for synchronizing vortex based spin-torque nano-oscillators // *Phys. Rev. B*. 2015. Vol. 92. No. 4. P. 045419.
- [67] A. Slavin, V. Tiberkevich. Nonlinear auto-oscillator theory of microwave generation by spin-polarized current // *IEEE Trans. Magn.* 2009. Vol. 45. No. 4. P. 1875-1918.
- [68] T. J. Silva, W. H. Rippard. Developments in nano-oscillators based upon spin-transfer point-contact devices // *J. Magn. Magn. Mater.* 2008. Vol. 320. P. 1260–1271.
- [69] S.E. Russek, W.H. Rippard, T. Cecil et al. Spin-Transfer NanoOscillators. Chapter 38. *Handbook of Nanophysics: Functional Nanomaterials*. CRC Press. 2010.
- [70] A. Slavin, V. Tiberkevich. Excitation of Spin Waves by Spin-Polarized Current in Magnetic Nano-Structures. *IEEE Trans.* Vol. 44, No. 7, July 2008. Pp. 1916-1927.
- [71] T. Moriyama, G. Finocchino, M. Carpentieri et al. Phase locking and

- frequency doubling in spin-transfer torque oscillators with two coupled free layers // *Phys. Rev. B*. 2012. Vol. 86. No. 06041.
- [72] M. Evelt, C. Safranski, M. Aldosary et al. Spin Hall-induced auto-oscillations in ultrathin YIG grown on Pt // *Sci. Rep.* 2018. Vol. 8. No. 1. P. 1269.
- [73] M. Evelt, L. Soumah, A. B. Rinkevich et al. Emission of coherent propagating magnons by insulator-based spin-orbit-torque oscillators // *Phys. Rev. Appl.* 2018. Vol. 10. No. 4. P. 041002.
- [74] A. A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima et al. Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions // *Nature*. 2005. Vol. 438. No. 7066. P. 339-342.
- [75] S. Miwa, S. Ishibashi, H. Tomita et al. Highly sensitive nanoscale spin-torque diode // *Nat. Mat.* 2014. Vol. 13. No. 1. P. 50-56.
- [76] A. S. Jenkins, R. Lebrun, E. Grimaldi et al. Spin-torque resonant expulsion of the vortex core for an efficient radiofrequency detection scheme // *Nat. Nanotechnol.* 2016. Vol. 11. No. 4. P. 360-364.
- [77] S. Tamaru, H. Kubota, K. Yakishiji et al. Extremely coherent microwave emission from spin torque oscillator stabilized by phase locked loop // *Sci. Rep.* 2015. Vol. 5. No. 1. P. 1-6.
- [78] S. Louis, O. Sulymenko, V. Tiberkevich et al. Ultra-fast wide band spectrum analyzer based on a rapidly tuned spin-torque nano-oscillator // *Appl. Phys. Lett.* 2018. Vol. 113. No. 11. P. 112401.
- [79] B. Fang, M. Carpentieri, S. Louis et al. Experimental demonstration of spintronic broadband microwave detectors and their capability for powering nanodevices // *Phys. Rev. Appl.* 2019. Vol. 11. No. 1. P. 014022.
- [80] H. S. Choi, S. Y. Kang, S. J. Cho et al. Spin nano-oscillator-based wireless communication // *Sci. Rev.* 2014. Vol. 4. No. 5486.
- [81] N. Locatelli, V. Cros, J. Grollier. Spin-torque building blocks // *Nat. Mat.*

2014. Vol. 13. No. 1. P. 11-20.
- [82] A. Dussaux, A. Khvalkovskiy, J. Grollier et al. Phase locking of vortex based spin transfer oscillators to a microwave current // *Appl. Phys. Letters*. 2011. Vol. 98. No. 13. P. 132506.
- [83] V. Tiberkevich, A. Slavin, E. Bankowski et al. Phase-locking and frustration in an array of nonlinear spin-torque nano-oscillators // *Appl. Phys. Lett.* 2009. Vol. 95. P. 262505.
- [84] F. B. Mancoff, N. D. Rizzo, B. N. Engel et al. Phase-locking in double-point-contact spin-transfer devices // *Nature*. 2005. Vol. 437. P. 393–395.
- [85] M. R. Pufall, W. H. Rippard, S. E. Russek et al. Electrical measurement of spin-wave interactions of proximate spin transfer nanooscillators // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 97. P.087206.
- [86] A. N. Slavin, V. S. Tiberkevich. Theory of mutual phase locking of spin-torque nanosized oscillators // *Phys. Rev. B*. 2006. Vol. 74. P. 104401.
- [87] S. M. Rezende, F. M. de Aguiar, R. L. Rodriguez-Suarez et al. Mode locking of spin waves excited by direct currents in microwave nanooscillators // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 98. P. 087202.
- [88] E. Sano. Micromagnetic simulation of coupled magnetic oscillators driven by spin-transfer torque // *J. Appl. Phys.* 2007. Vol. 46. No. 2. P. L1123–L1125.
- [89] K. Shchyrba, O. Prokopenko. Microwave sources based on microstrip resonator with spin-torque nano-oscillators // *Вестник Киевского национального университета им. Тараса Шевченко, Радиофизика и электроника*. 2011. Т. 16. С. 49-54.
- [90] O. Prokopenko, R. Verba. Influence of signal time delay on magnetization dynamics of two coupled spin-torque nano-oscillators // *Вестник Киевского национального университета им. Тараса Шевченко, Радиофизика и электроника*. 2010. Т. 14. С. 31-36

- [91] K. Zakeri. Terahertz magnonics: Feasibility of using terahertz magnons for information processing // *Phys. C*. 2018. Vol. 549. P. 164-170.
- [92] C. H. O. Costa, P. H. R. Barbosa, F. F. Barbosa et al. Band gaps in the terahertz frequency range in quasiperiodic one-dimensional magnonic crystals // *Solid State Comm.* 2010. Vol. 150. No. 47-48. P. 2325-2328.
- [93] A. Kirilyuk, A. Kimel, T. Rasing. Ultrafast optical manipulation of magnetic order // *Rev. Mod. Phys.* 2010. Vol. 82. No. 3. P. 2731.
- [94] A. V. Kimel, A. Kirilyuk, P. Usachev et al. Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses // *Nature*. 2005. Vol. 435. No. 7042. P. 655-657.
- [95] A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, R. V. Pisarev et al. Impulsive generation of coherent magnons by linearly polarized light in the easy-plane antiferromagnet FeBO<sub>3</sub> // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 99. No. 16. P. 167205.
- [96] A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, R. V. Pisarev et al. Impulsive excitation of coherent magnons and phonons by subpicosecond laser pulses in the weak ferromagnet FeBO<sub>3</sub> // *Phys. Rev. B*. 2008. Vol. 78. No. 10. P. 104301.
- [97] C. Tzschaschel, K. Otani, R. Lida et al. Ultrafast optical excitation of coherent magnons in antiferromagnetic NiO // *Phys. Rev. B*. 2017. Vol. 95. No. 17. P. 174407.
- [98] T. Kampfrath, A. Sell, G. Klatt et al. Coherent terahertz control of antiferromagnetic spin waves // *Nat. Phot.* 2011. Vol. 5. No. 1. P. 31-34.
- [99] A. V. Kimel, B. A. Ivanov, R. V. Pisarev et al. Inertia-driven spin switching in antiferromagnets // *Nat. Phys.* 2009. Vol. 5. No. 10. P. 727-731.
- [100] C. D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel et al. All-optical magnetic recording with circularly polarized light // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 99. No. 4. P. 047601.

- [101] A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov et al. Laser-induced ultrafast spin reorientation in the antiferromagnet  $\text{TmFeO}_3$  // *Nature*. 2004. Vol. 429. No. 6994. P. 850-853.
- [102] Е. В. Гомонай, В. М. Локтев. Использование обобщенных уравнений Ландау–Лифшица для описания динамики многоподрешеточного антиферромагнетика в присутствии спин-поляризованного тока // *Физика низких температур*. 2015. Т. 41. № 9. С. 898-907.
- [103] Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн. Влияние тока на колебания намагниченности в переходе ферромагнетик–антиферромагнетик // *ЖЭТФ*. 2012. Т. 141. №. 2. С. 335-344.
- [104] Ю. В. Гуляев, Е. А. Вилков, П. Е. Зильберман и др. Детектирование и генерация субмиллиметровых и терагерцевых колебаний в переходах ферромагнетик–антиферромагнетик // *Письма в ЖЭТФ*. 2013. Т. 98. №. 2. С. 105-109.
- [105] T. Kosub, M. Kopte, R. H. Huhne et al. Purely antiferromagnetic magnetoelectric random access memory // *Nat. comm.* 2017. Vol. 8. No. 1. P. 1-7.
- [106] K. Olejník, V. Schuler, X. Marti et al. Antiferromagnetic  $\text{CuMnAs}$  multi-level memory cell with microelectronic compatibility // *Nat. comm.* 2017. Vol. 8. No. 1. P. 1-7.
- [107] C. Hahn, G. de Loubens, V. Naletov et al. Conduction of spin currents through insulating antiferromagnetic oxides // *Euro. Phys. Lett.* 2014. Vol. 108. No. 5. P. 57005.
- [108] Y.-M. Hung, C. Hahn, H. Chang et al. Spin transport in antiferromagnetic  $\text{NiO}$  and magnetoresistance in  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{NiO}/\text{Pt}$  structures // *AIP Advances*. 2017. Vol. 7. No. 5. P. 055903.
- [109] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo. Diffusive magnonic spin transport in antiferromagnetic insulators // *Phys. Rev. B*. 2016. Vol.

93. No. 5. P. 054412.
- [110] R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tiberkevich et al. Transformation of spin current by antiferromagnetic insulators // *Phys. Rev. B*. 2016. Vol. 93. No. 22. P. 224421.
- [111] V. Puliafito, R. Khymyn, M. Carpentieri et al. Micromagnetic modeling of terahertz oscillations in an antiferromagnetic material driven by the spin Hall effect // *Phys. Rev. B*. 2019. Vol. 99. No. 2. P. 024405.
- [112] O. R. Sulymenko, O. V. Prokopenko, V. S. Tiberkevich et al. Terahertz-frequency spin Hall auto-oscillator based on a canted antiferromagnet // *Phys. Rev. Appl.* 2017. Vol. 8. No. 6. P. 064007.
- [113] R. Khymyn, I. Lisenkov, J. Voorheis et al. Ultra-fast artificial neuron: generation of picosecond-duration spikes in a current-driven antiferromagnetic auto-oscillator // *Sci. Rep.* 2018. Vol. 8. No. 15727.
- [114] R. Lebrun, A. Ross, S. A. Bender et al. Tunable long-distance spin transport in a crystalline antiferromagnetic iron oxide // *Nature*. 2018. Vol. 561. No. 7722. P. 222-225.
- [115] R. Lebrun, A. Ross, O. Gomonay et al. Anisotropies and magnetic phase transitions in insulating antiferromagnets determined by a Spin-Hall magnetoresistance probe // *Comm. Phys.* 2019. Vol. 2. No. 1. P. 1-7.
- [116] A. S. Borovik-Romanov, N. M. Kreines. Brillouin-Mandelstam scattering from thermal and excited magnons // *Phys. Rep.* 1982. Vol. 81. No. 5. P. 351-408.
- [117] А. К. Звездин, В. А. Котов. Магнитооптика тонких пленок. – М.: Наука, 1988. – 192 с.
- [118] J. R. Sandercock. A light scattering study of the ferromagnet  $\text{CrBr}_3$  // *Solid State Comm.* 1974. Vol. 15. No. 10. P. 1715-1719.
- [119] J. R. Sandercock, W. Wettling. Light scattering from thermal acoustic magnons in yttrium iron garnet // *Solid State Comm.* 1973. Vol. 13. No. 10.

- P. 1729-1732.
- [120] W. Wettleing, M. G. Cottam, J. R. Sandercock. The relation between one-magnon light scattering and the complex magneto-optic effects in YIG // J. Phys. C. 1975. Vol. 8. No. 2. P. 211.
- [121] W. Jantz, W. Wettleing, J. R. Sandercock. Determination of magnetic and elastic properties of FeBO<sub>3</sub> by light scattering // J. Phys. C. 1976. Vol. 9. No. 11. P. 2229.
- [122] A. S. Borovik-Romanov, V. G. Jotikov, N. M. Kreines et al. Scattering of light by spin waves in antiferromagnetic CoCO<sub>3</sub> // J. Exp. Theor. Phys. Lett. 1976. Vol. 24. P. 207.
- [123] A. S. Borovik-Romanov, V. G. Jotikov, N. M. Kreines et al. Interaction of light with the spin system at the antiferromagnetic resonance in CoCO<sub>3</sub> // Physica B. 1977. Vol. 86. P. 1275-1276.
- [124] А. С. Боровик-Романов, В. Г. Жотиков, Н. М. Крейнес и др., Письма в ЖЭТФ 24, 283 (1976)
- [125] S. O. Demokritov, N. M. Kreines, V. I. Kudinov. Observation of a new light-scattering mechanism in a antiferromagnet // JETP Lett. 1985. Vol. 41. No. 1.
- [126] А. С. Боровик-Романов, С. О. Демокритов, Н. М. Крейнес и др., ЖЭТФ 88, 1348 (1985).
- [127] A. S. Borovik-Romanov, N. M. Kreines. Brillouin-Mandelshtam Scattering in Magnetic Materials. – Moscow: Mir. – 1985.
- [128] V. M. Agranovich, A. A. Maradudin. Spin Waves and Magnetic Excitations, ed. by A.S.Borovik-Romanov and S.K.Sinha, North-Holland, Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo, p.81 (1988)
- [129] S. P. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant et al. Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory (invited) // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 85. No. 8. P. 5828-5833.

- [130] J. Nogués, I. K. Schuller. Exchange bias // *J. Magn. Magn. Mat.* 1999. Vol. 192. No. 2. P. 203-232.
- [131] J. R. Fermin, M. A. Lucena, A. Azevedo et al. Measurements of exchange anisotropy in NiFe/NiO films with different techniques // *J. Appl. Phys.* 2000. Vol. 87. No. 9. P. 6421-6423.
- [132] S. Khmelevskiy, P. Mohn. Layered antiferromagnetism with high Neel temperature in the intermetallic compound  $Mn_2Au$  // *Appl. Phys. Lett.* 2008. Vol. 93. No. 16. P. 162503.
- [133] A. B. Shick, S. Khmelevskiy, O. N. Mryasov et al. Spin-orbit coupling induced anisotropy effects in bimetallic antiferromagnets: A route towards antiferromagnetic spintronics // *Phys. Rev. B.* 2010. Vol. 81. No. 21. P. 212409.
- [134] V. M. T. S. Barthem, C. V. Colin, H. Mayaffre et al. Revealing the properties of  $Mn_2Au$  for antiferromagnetic spintronics // *Nat. Comm.* 2013. Vol. 4. No. 1. P. 1-7.
- [135] M. Arana, F. Estrada, D. S. Maior et al. Observation of magnons in  $Mn_2Au$  films by inelastic Brillouin and Raman light scattering // *Appl. Phys. Lett.* 2017. Vol. 111. No. 19. P. 192409.
- [136] V. M. T. S. Barthem, C. V. Colin, R. Haettel et al. Easy moment direction and antiferromagnetic domain wall motion in  $Mn_2Au$  // *J. Magn. Magn. Mat.* 2016. Vol. 406. P. 289-292.
- [137] J. Zhao, A. V. Braga, R. Merlin et al. Magnon squeezing in antiferromagnetic  $MnF_2$  and  $FeF_2$  // *Phys. Rev. B.* 2006. Vol. 73. No. 18. P. 184434.
- [138] M. Grimsditch, L. E. McNeil, D. J. Lockwood. Unexpected behavior of the antiferromagnetic mode of NiO // *Phys. Rev. B.* 1998. Vol. 58. No. 21. P. 14462.
- [139] J. Milano, L. B. Steren, M. Grimsditch. Effect of dipolar interaction on the

- antiferromagnetic resonance spectra of NiO // *Phys. Rev. Lett.* 2004. Vol. 93. No. 7. P. 077601.
- [140] L. Néel. Influence of fluctuations of the molecular field on the magnetic properties of bodies // *Ann. Physique.* 1932. Vol. 17. P. 5-105.
- [141] L. Néel. Propriétés magnétiques de l'état métallique et énergie d'interaction entre atomes magnétiques // *Annales de Physique.* 1936. Vol. 11. No. 5. P. 232-279.
- [142] L. D. Landau. A possible explanation of the field dependence of the susceptibility at low temperatures // *Phys. Z. Sowjet.* 1933. Vol. 4. P. 675.
- [143] S. H. Liu. Nonlinear spin-wave theory for antiferromagnets // *Phys. Rev.* 1966. Vol. 142. No. 1. P. 267.
- [144] T. Oguchi. Theory of spin-wave interactions in ferro- and antiferromagnetism // *Phys. Rev.* 1960. Vol. 117. No. 1. P. 117.
- [145] R. Kubo. The spin-wave theory of antiferromagnetics // *Phys. Rev.* 1952. Vol. 87. No. 4. P. 568.
- [146] P. W. Anderson. An approximate quantum theory of the antiferromagnetic ground state // *Phys. Rev.* 1952. Vol. 86. No. 5. P. 694.
- [147] В.Л. Преображенский. Магнитоакустика высокотемпературных антиферромагнитных диэлектриков с анизотропией типа «легкая плоскость». Диссертация на соиск. уч. ст. д-ра физ-мат. наук. 1986.
- [148] И. Е. Дзялошинский. Термодинамическая теория слабого ферромагнетизма антиферромагнетиков // *ЖЭТФ.* 1957. Т. 32. № 6. С. 1547-1562.
- [149] T. Moriya. Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism // *Phys. Rev.* 1960. Vol. 120. No. 1. P. 91-98.
- [150] А. М. Косевич, Б. А. Иванов, А. С. Ковалев. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. – Киев: Наукова думка, 1983. – 189 с.

- [151] А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков. Магнитные колебания и волны. – М.: Физматлит, 1994. – 464 с.
- [152] А. Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. – М.: Наука, 1973. – 592 с.
- [153] Ч. Киттель. Квантовая теория твердых тел. – М.: Наука, 1967. – 491 с.
- [154] B. A. Ivanov. Mesoscopic antiferromagnets: statics, dynamics, and quantum tunneling // *Low Temp. Phys.* 2005. Vol. 31. No. 8. P. 635-667.
- [155] A. F. Andreev, V. I. Marchenko. Symmetry and the macroscopic dynamics of magnetic materials // *Soviet Physics Uspekhi.* 1980. Vol. 23. No. 1. P. 21.
- [156] I. V. Bar'yakhtar, B. A. Ivanov. Effective equation of motion for an antiferromagnet in weak magnetic fields // *Fiz. Nizk. Temp.* 1979. Vol. 5. P. 759-768.
- [157] I. V. Bar'yakhtar, B. A. Ivanov. Nonlinear waves in antiferromagnets // *Solid State Commun.* 1980. Vol. 34. No. 7. P. 545-547.
- [158] В. И. Бутрим, Б. А. Иванов. Особенности релаксации магнонов в легкоплоскостном антиферромагнетике в рамках сигма-модели // *Физика низких температур.* 2012. Т. 38. № 12. С. 1410-1421.
- [159] Б. А. Иванов. Спиновая динамика антиферромагнетиков под действием фемтосекундных лазерных импульсов (обзор) // *Физика низких температур.* 2014. Т. 40. № 2. С. 119-138.
- [160] Лихарев К.К., Введение в динамику джозефсоновских переходов. - М.: Наука, 1985. – 320 с.
- [161] Пиковский А., Розенблюм М., Куртс Ю. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. – М.: Техносфера, 2003. – 496.
- [162] A. Y. Pawar, D. D. Sonawane, K. B. Erande, and D. V. Derle. Terahertz technology and its applications // *Drug Invent. Today.* 2013. Vol. 5. P. 157–163.

- [163] A. A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe, and S. Yuasa. Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions // *Nature*. 2005. Vol. 438. P. 339–342.
- [164] O. Prokopenko, G. Melkov, E. Bankowski, T. Meitzler, V. Tiberkevich, and A. Slavin. Noise properties of a resonance-type spin-torque microwave detector // *Appl. Phys. Lett.* 2011. Vol. 99. No. 032507.
- [165] P. Ross, M. Schreier, J. Lotze, H. Huebl, R. Gross, and S. T. B. Goennenwein. Antiferromagnetic resonance detected by direct current voltages in MnF<sub>2</sub>/Pt bilayers // *J. Appl. Phys.* 2015. Vol. 118. No. 233907.
- [166] P. Vaidya, S. A. Morley, J. van Tol, Y. Liu, R. Cheng, A. Brataas, D. Lederman, and E. del Barco. Subterahertz spin pumping from an insulating antiferromagnet // *Science*. 2020. Vol. 368. P. 160–165.
- [167] O. V. Gomonay and V. M. Loktev. Using generalized Landau-Lifshitz equations to describe the dynamics of multi-sublattice antiferromagnets induced by spin-polarized current // *Low Temp. Phys.* 2015. Vol. 41. P. 698–704.
- [168] W. Zhang, Q. Liu, Z. Yuan, K. Xia, W. He, Q.-F. Zhan, X.-Q. Zhang, and Z.-H. Cheng. Enhancement of ultrafast demagnetization rate and gilbert damping driven by femtosecond laser-induced spin currents in Fe<sub>81</sub>Ga<sub>19</sub>/Ir<sub>20</sub>Mn<sub>80</sub> bilayers // *Phys. Rev. B*. 2019. Vol. 100. No. 104412.
- [169] M. Yang, K. Cai, H. Ju, K. W. Edmonds, G. Yang, S. Liu, B. Li, B. Zhang, Y. Sheng, S. Wang, Y. Ji, and K. Wang. Spin-orbit torque in pt/CoNiCo/pt symmetric devices // *Sci. Rep.* 2016. Vol. 6. No. 20778.
- [170] R.C. Ohlmann, M. Tinkham. Antiferromagnetic Resonance in FeF<sub>2</sub> at Far-Infrared Frequencies // *Phys. Rev.* 1961. Vol. 123. P. 425–434.
- [171] M.T. Hutchings, B.D. Rainford, H.J. Guggenheim. Spin waves in antiferromagnetic FeF<sub>2</sub> // *J. Phys. Solid State Phys.* 1970. Vol. 3. P. 307–

- 322.
- [172] J. Li et al. Spin-current from sub-terahertz-generated antiferromagnetic magnons // *Nature*. 2020. Vol. 578. P. 70–74
- [173] F.L. Machado et al., Spin-flop transition in the easy-plane antiferromagnet nickel oxide // *Phys. Rev. B*. 2017. Vol. 95. No. 104418.
- [174] A.F. Andreev, V.I. Marchenko. Symmetry and the macroscopic dynamics of magnetic materials // *Sov. Phys. Uspekhi*. 1980. Vol. 23. P. 21–34.
- [175] A.K. Zvezdin. Dynamics of domain walls in weak ferromagnets // *Pis'ma Zh. Exp. Teor. Fiz.* 1979. Vol. 29. P. 605–610.
- [176] I. Boventer, H. Simensen, A. Anane, M. Kläui, A. Brataas, R. Lebrun, Room-Temperature Antiferromagnetic Resonance and Inverse Spin-Hall Voltage in Canted Antiferromagnets // *Phys. Rev. Lett.* 2021. Vol. 126. No. 187201.
- [177] R. Lebrun, A. Ross, O. Gomonay, V. Baltz, U. Ebels, A.L. Barra, A. Qaiumzadeh, A. Brataas, J. Sinova, M. Kläui. Long-distance spin-transport across the Morin phase transition up to room temperature in ultra-low damping single crystals of the antiferromagnet  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> // *Nat. Commun.* 2020. Vol. 11. No. 6332.
- [178] K. K. Jain and P. Kishan. Microwave ferrite devices // *IETE Tech. Rev.* 1997. Vol. 14. P. 373–386.
- [179] N. Bhattacharjee et al. N'eel Spin-Orbit Torque Driven Antiferromagnetic Resonance in Mn<sub>2</sub>Au Probed by Time-Domain THz Spectroscopy // *Physical Review Letters*. 2018. Vol. 128. No. 237201.
- [180] B. Auld. *Acoustic Fields and Waves in Solids*, A Wiley Interscience Publication. New York: Wiley. - 1973.
- [181] G. Krinchik. *Physics of Magnetic Phenomena*. Moscow: Moscow University Press, Moscow. - 1976.
- [182] T. Nussle, P. Thibaudeau, S. Nicolis. Coupling magneto-elastic

- Lagrangians to spin transfer torque sources // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2019. Vol. 469. No. 1. P. 633-637.
- [183] J. Yang. *An Introduction to the Theory of Piezoelectricity*. Boston: Springer. - 2006.
- [184] C. R. H. Bahl, *The Magnetic Properties of Antiferromagnetic Nanoparticles: NiO and Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (Risø National Laboratory)*. Denmark: Roskilde. – 2006.
- [185] K. Kurosawa, M. Miura and S. Saito. Magnetic torque measurements on NiO (111) platelets // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. Vol.13. No. 8. P. 1521-1527.
- [186] A. G. Every and A. K. McCurdy. *Second and Higher Order Elastic Constants*. Berlin Heidelberg: Springer. – 1992.
- [187] P de V Du Plessis, S. J. van Tonder and L. Alberts. Elastic constants of a NiO single crystal: I (Magnetic transitions) // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. Vol. 4. No. 14. P. 1983-1987.
- [188] L. Bocklage L. Model of THz Magnetization Dynamics // *Sci. Rep.* 2016. V. 6. P. 22767.
- [189] S. Baierl S., et al. Terahertz-Driven Nonlinear Spin Response of Antiferromagnetic Nickel Oxide // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 117. P. 197201.
- [190] Z. Wang, et al. Magnetic field dependence of antiferromagnetic resonance in nio // *Applied Physics Letters*. 2018. Vol. 112. No. 252404.
- [191] S. M. Wu, et al. Antiferromagnetic spin seebeck effect // *Phys. Rev. Lett.* 2016. Vol. 116. No. 097204.
- [192] M. R. Pufall, W. H. Rippard, S. E. Russek, S. Kaka, and J. A. Katine. Electrical measurement of spin-wave interactions of proximate spin transfer nanooscillators // *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p.087206, 2006.
- [193] В.В. Заенцев, В.М. Катушкина, С.Е. Лондон, З.И. Модель. Устройства

- сложения и распределения мощностей высокочастотных колебаний.  
Под ред. З.И. Моделя. М.: Сов. радио, 1980.
- [194] Mohammad Zahedinejad, Spin Hall nano-oscillator arrays: towards GHz neuromorphics, PhD thesis, University of Gothenburg, 2019.
- [195] T. Endo, S. Mori. Mode analysis of a multimode ladder oscillator // IEEE Trans. on circuits and systems, vol.23, No.2, 1976, 100-113.
- [196] T. Endo, S. Mori. Mode analysis of a Ring of a Large Number of Mutually Coupled van der Pol Oscillators // IEEE Trans. on circuits and systems, vol.25, No.1, 1978, 7-18.
- [197] T. Endo, S. Mori. Mode analysis of a Two-Dimensional Low-Pass Multimode Oscillator // IEEE Trans. on circuits and systems, vol.23, No.9, 1976, 517-530.
- [198] T. Ookawara, T. Endo. Effects of the Deviation of Element Values in a Ring of Three and Four Coupled van der Pol oscillators // IEEE Trans. on circuits and systems, vol.46, No.7, 1999, 827-839.
- [199] T. Endo, T. Ohta. Multimode oscillations in a coupled oscillator system with fifth-power nonlinear characteristics // IEEE Trans. on circuits and systems, vol.27, No.4, 1980, 277-283.
- [200] H. Aumann. Standing waves on a multimode ladder oscillator // IEEE Trans. on circuits and systems, CAS-21, 1974, 461-462.
- [201] D. Linkens. Analytical Solution of Large Numbers of a Mutually Coupled Nearly Sinusoidal Oscillators // IEEE Trans. on circuits and systems, vol.21, No.2, 1974, 294-300.
- [202] А.П. Кузнецов, И.Р. Сатаев, Н.В. Станкевич, Л.В. Тюрюкина. Физика квазипериодических колебаний. Саратов, Изд. центр «Наука», 2013.
- [203] D. Berkov. Synchronization of spin-torque-driven nano-oscillators for point contacts on a quasi-one-dimensional nanowire: Micromagnetic simulations // Phys. Rev B 87, 014406, 2013.

- [204] А.А. Дворников, Г.М. Уткин. К теории автоколебательных систем сложения мощностей // Радиотехника и электроника, №8, т.18, с. 1657-1666.
- [205] А.А. Дворников, Г.М. Уткин. Автогенераторы в радиотехнике. М.: Радио и связь, 1991.
- [206] Е.Г. Рудашевский. Симметрия и линейная динамика антиферромагнетиков. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Москва. 1984.
- [207] P. Stremoukov, A. Safin, C. Schippers, et al. Strongly nonlinear antiferromagnetic dynamics in high magnetic fields // 2022. arXiv:2211.00353.

**СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ**

**Публикации в изданиях, индексируемых в международных  
научнометрических базах данных Web of Science и Scopus**

- [A1] **Safin A.R.**, Nikitov S.A., Kirilyuk A.I., Tyberkevych V.S., Slavin A.N. Theory of Antiferromagnet-Based Detector of Terahertz Frequency Signals // **Magnetochemistry**. – 2022. - Vol. 8 (2). No. 26. - P. 1-11.
- [A2] Mitrofanova A., **Safin A.R.**, Kravchenko O., Nikitov S., and Kirilyuk A. Optically initialized and current-controlled logical element based on antiferromagnetic-heavy metal heterostructures for neuromorphic computing // **Appl. Phys. Lett.** – 2022. – Vol. 120. No. 072402.
- [A3] Kozlova E.E., **Safin A.R.**, Nikitov S.A. Ferrimagnet based spin Hall detector of subterahertz frequency signals // **Appl. Phys. Lett.** - 2022. - Vol. 121. № 192404.
- [A4] Chumak A., **Safin A.R.**, et al. Roadmap on Spin-Wave Computing // **IEEE Transactions on Magnetics**. - 2022. – Vol. 58. - No. 6. - P. 0800172.
- [A5] Consolo G., Valenti G., **Safin A.R.**, Nikitov S.A., Tyberkevich V., Slavin A. Theory of Electric-Field Controlled Antiferromagnetic Spin-Hall Oscillator // **Physical Review B**. - 2021. - Vol. 103. - No. 134431.
- [A6] Mescheryakov A.A., **Safin A.R.**, Kalyabin D.V., Nikitov S.A., Mednikov A.M., Frolov D.A., Kirilyuk A.I. Temperature tunable oscillator of THz-frequency signals based on the orthoferrite/heavy metal heterostructure // **Journal of Physics D: Applied Physics**. – 2021. – Vol. 54. – No. 195001.
- [A7] **Safin A.**, Puliafito V., Carpentieri M., Finocchio G., Nikitov S., Stremoukhov P., Kirilyuk A., Tyberkevych V., and Slavin A. Electrically tunable detector of THz-frequency signals based on an antiferromagnet // **Applied Physics Letters**. – 2020. – Vol. 117. – P. 222411.
- [A8] Popov P.A., **Safin A.R.**, Kirilyuk A., Nikitov S.A., Lisenkov I., Tyberkevich V., and Slavin A. Voltage-Controlled Anisotropy and Current-Induced Magnetization Dynamics in Antiferromagnetic-Piezoelectric Layered Heterostructures // **Physical Review Applied**. – 2020. – Vol. 13. – No. 044080.

- [A9] Stremoukhov P., **Safin A.**, Kirilyuk A. THz generation and frequency manipulation in AFM/HM interfaces // **Journal of Physics: Conference Series**. – 2020. – Vol. 1461. – P. 012171.
- [A10] Stremoukhov P., **Safin A.**, Logunov M., Nikitov S., Kirilyuk A. Spintronic terahertz-frequency nonlinear emitter based on the canted antiferromagnet-platinum bilayers // **Journal of Applied Physics**. – 2019. – Vol. 125. – P. 223903.
- [A11] Osokin S.A., **Safin A.R.**, Nikitov S.A. Influence of Shape Effects on the Spectrum of Spin Waves in Finite Array of Ferromagnetic Pillars // **JETP Letters**. – 2019. – Vol.110, iss.9. – P.1-2.
- [A12] Osokin S.A., **Safin A.R.**, Barabanenkov Y.N., Nikitov S.A. Spin waves in finite chain of dipolarly coupled ferromagnetic pillars // **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**. – 2018. – Vol. 465. – P. 519-523.
- [A13] Mitrofanov A.A., **Safin A.R.**, Udalov N.N., Kapranov M.V. Theory of spin torque nano-oscillator-based phase-locked loop // **Journal of Applied Physics**. 2017. – Vol. 122. – P. 123903.
- [A14] **Safin A.R.**, Udalov N.N., Kapranov M.V. Mutual phase locking of very nonidentical spintorque nanooscillators via spin-wave interaction // **European Physics Journal – Applied Physics** – 2014. – Vol. 67. – P. 20601.

#### **Публикации в изданиях из перечня ВАК**

- [A15] Козлова Е.Е., **Сафин А.Р.** Детектирование субтерагерцевых колебаний на основе гетероструктуры антиферромагнетик/тяжелый металл // **Письма в ЖТФ**. – 2022. - Т. 48, Вып. 9. - С. 44-48.
- [A16] **Сафин А.Р.**, Козлова Е.Е., Калябин Д.В., Никитов С.А. Детектирование терагерцевых электромагнитных волн с помощью проводящих антиферромагнетиков // **Письма в ЖТФ**. – 2021. – Т. 47. Вып. 16. – С. 20-23.
- [A17] Никитов С.А., **Сафин А.Р.**, Калябин Д.В., Садовников А.В., Бегинин Е.Н., Логунов М.В., Морозова М.А., Одинцов С.А., Осокин С.А., Шараевская А.Ю.,

Шараевский Ю.П., Кириллюк А.И. Диэлектрическая магноника – от гигагерцев к терагерцам // **Успехи физических наук.** – 2020. – Т. 190, № 10. – С. 1009-1040.

[A18] **Сафин А.Р.**, Никитов С.А., Кириллюк А.И., Калябин Д.В., Садовников А.В., Стремоухов П.А., Логунов М.В., Попов П.А. Возбуждение терагерцевых магнонов в антиферромагнитных наноструктурах: теория и эксперимент // **Журнал экспериментальной и теоретической физики.** – 2020. – Т. 158, Вып.1. – С. 85-99.

[A19] **Сафин А.Р.**, Попов П.А., Калябин Д.В., Никитов С.А. Синтезатор дискретной сетки частот на основе антиферромагнитного спинтронного осциллятора // **Письма в ЖТФ.** – 2020. – Т. 46, Вып. 20. – С. 23-26.

[A20] Сафина О.С., Воронов А.В., **Сафин А.Р.**, Булатов М.Ф., Чуриков Д.В., Суровяткина Е.Д. Спектры нормальных мод иерархических ансамблей взаимосвязанных осцилляторов // **Письма в ЖТФ.** – 2019. – Вып. 17. – С. 24-27.

[A21] **Сафин А.Р.**, Логунов М.В., Никитов С.А. Возбуждение нелинейных спиновых колебаний в антиферромагнетике под действием терагерцевых импульсов накачки // **Письма в ЖТФ.** – 2018. – Т.44, Вып. 24. – С. 103-111.

[A22] **Сафин А.Р.**, Удалов Н.Н., Бичурин М.И., Петров Р.В., Татаренко А.С. Нагрузочные характеристики спин-трансферного наноосциллятора // **Письма в ЖТФ.** – 2017. – Т.43., Вып.6. – С.56-63.

[A23] Митрофанов А.А., **Сафин А.Р.**, Удалов Н.Н. Амплитудные и фазовые шумы спин-трансферного наноосциллятора, синхронизированного системой фазовой автоподстройки частоты // **Письма в ЖТФ.** – 2015. Т.41, Вып.16. – с.29-35.

[A24] Митрофанов А.А., **Сафин А.Р.**, Удалов Н.Н. Система фазовой синхронизации спин-трансферного наноосциллятора // **Письма в ЖТФ.** – 2014. – Т. 40, Вып. 13. – С.66-72.

- [A25] Стремоухов П.А., **Сафин А.Р.**, Удалов Н.Н. Рабочие характеристики вихревого спин-трансферного наноосциллятора // **Радиотехника**. –2016. – № 11. – С. 19-26.
- [A26] **Сафин А.Р.**, Капранов М.В., Удалов Н.Н. Особенности взаимной синхронизации неидентичных спин-трансферных наноосцилляторов // **Радиотехника** – 2013. – №10. – С.43-47.
- [A27] Митрофанова А.Ю., **Сафин А.Р.**, Кравченко О.В., Никитов С.А. Взаимная синхронизация антиферромагнитных спинтронных осцилляторов // **Известия высших учебных заведений России. Радиоэлектроника**. – 2022. – Т. 25. - № 5. С.80-90. (Входит в ядро РИНЦ).
- [A28] Митрофанов А.А., **Сафин А.Р.**, Торина Е.М., Татаренко А.С., Удалов Н.Н. Шумовые характеристики спин-трансферных наноосцилляторов под внешним воздействием // **Вестник Новгородского государственного университета** – 2020. № 2(118). – С.45-49.
- [A29] Mitrofanov A., **Safin A.**, Torina E., Udalov N. Noise Properties of Two Mutually Coupled Spin-Transfer Nanooscillators in the Phase Locking Regime // **Известия высших учебных заведений России. Радиоэлектроника** – 2020. – Vol. 23, No. 2. – P. 19–25. (Входит в ядро РИНЦ).
- [A30] **Сафин А.Р.**, Татаренко А.С. Сложение мощностей многих спинтронных осцилляторов // **Вестник Новгородского Университета** – 2019. – №2(114). – С. 39-42.
- [A31] **Сафин А.Р.**, Никитов С.А. Нелинейная динамика антиферромагнитного спинтронного осциллятора // **Известия высших учебных заведений России. Радиофизика**. – 2018. – Т. LXI, № 8-9. – С. 937-944. (Входит в ядро РИНЦ).
- [A32] **Сафин А.Р.**, Митрофанов А.А., Удалов Н.Н., Капранов М.В. Спектральный анализ сигналов с использованием спин-трансферного наноосциллятора в режиме синхронизации // **Вестник МЭИ**. – 2018. – № 5. – С. 166-171.

- [A33] **Сафин А.Р.**, Удалов Н.Н., Татаренко А.С. Параллельная схема сложения мощностей многих спин-трансферных наноосцилляторов // **Вестник Новгородского Государственного Университета** – 2018. – № 1(107). – С. 41-45.
- [A34] **Сафин А.Р.**, Митрофанов А.А., Удалов Н.Н., Капранов М.В. Синхронизация спин-трансферных наноосцилляторов // **Вестник МЭИ** – 2015. – №1. – С.96-100.
- [A35] **Сафин А.Р.**, Удалов Н.Н., Капранов М.В. Синхронизация связанных спин-трансферных наноосцилляторов с учетом запаздывания // **Вестник МЭИ** – 2013. – №5. – С.123-128.
- [A36] **Сафин А.Р.**, Удалов Н.Н., Капранов М.В. Сложение мощностей взаимодействующих спин-трансферных наноосцилляторов // **Вестник МЭИ** – 2012. – №2. – С.136-142.

#### **Патенты РФ**

- [A37] Митрофанов А.А., **Сафин А.Р.**, Удалов Н.Н., Капранов М.В. Спинтронное устройство генерирования сверхвысокочастотных колебаний. Патент на изобретение № 218118058. Приоритет от 16.05.2018.
- [A38] Попов П.А., **Сафин А.Р.**, Стремоухов П.А., Калябин Д.В., Кирилук А.И., Славин А.Н., Никитов С.А. Осциллятор для генератора терагерцового излучения. Патент на изобретение № 2742569. Приоритет от 29.05.2020.
- [A39] Козлова Е.Е., **Сафин А.Р.**, Калябин Д.В., Никитов С.А., Кирилук А.И. Спинтронный детектор терагерцовых колебаний. Патент на изобретение. Патент на изобретение № 2778980. Приоритет от 08.11.2021.
- [A40] Козлова Е.Е., **Сафин А.Р.**, Калябин Д.В., Никитов С.А., Кирилук А.И. Спинтронный детектор терагерцовых колебаний на основе наногетероструктуры антиферромагнетик-тяжелый металл. Патент на изобретение № 2781081. Приоритет от 25.01.2022.