

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии
наук

На правах рукописи

Балаченков Иван Михайлович

**ИССЛЕДОВАНИЕ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ
СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М/М2**

Специальность 1.3.9 – физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Юрий Викторович Петров

Санкт-Петербург – 2024

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
Актуальность исследования	4
Степень проработанности темы исследования	7
Цели и задачи научного исследования	8
Были поставлены следующие цели научного исследования:	8
Научная новизна	9
Теоретическая и практическая значимость работы	10
Методология и методы исследования	11
Положения, выносимые на защиту	12
Апробация работы и достоверность исследования	12
Личный вклад автора	17
Структура и объем диссертации	18
1. КЛАССИФИКАЦИЯ АЛЬФВЕНОВСКИХ МОД И ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИХ НАБЛЮДЕНИЮ	20
1.1 Альфвеновские волны в плазме токамаков	20
1.1.1 <i>Шировая и магнитозвуковая волна</i>	20
1.1.2 <i>Альфвеновские моды в токамаке</i>	23
1.1.3 <i>Тороидальные альфвеновские моды</i>	27
1.1.4 <i>Бета-индуцированные альфвеновские моды</i>	30
1.1.5 <i>Альфвеновские моды на обращенном шире (Альфвеновские каскады)</i>	31
1.2 Передача энергии между волнами и частицами	34
1.2.1 <i>«Щебечущие» моды</i>	38
1.3 Методы изучения альфвеновских волн в токамаке	42
1.3.1 <i>Магнитные зонды</i>	42
1.3.2 <i>Корпускулярные диагностики</i>	48
1.3.3 <i>Диагностики, основанные на регистрации излучения из плазмы</i>	50
1.3.4 <i>СВЧ-рефлектометрия плазмы</i>	52
1.4 Выводы к главе 1	54
2. ТОКАМАК ГЛОБУС-М2. ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС И СИСТЕМЫ НАГРЕВА	55
2.1 Диагностики токамака Глобус-М2, применяющиеся для изучения альфвеновских волн.	60
2.1.1 <i>Магнитная зондовая диагностика</i>	60

2.1.2 Корпускулярные диагностики	65
2.1.3 Диагностика рефлектометрии доплеровского обратного рассеяния.	69
2.1.4 Диагностика активной спектроскопии перезарядки	70
2.2 Выводы к главе 2	72
3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2.....	73
3.1 Тороидальные альфвеновские моды.....	73
3.1.1 Наблюдение тороидальных альфвеновских мод	73
3.1.2 Результаты расчета альфвеновского континуума	79
3.1.3 Потери быстрых частиц, вызываемые тороидальными альфвеновскими модами	82
3.1.4 Доплеровский сдвиг частоты тороидальных альфвеновских мод	101
3.2 Альфвеновские каскады.....	111
3.3 Компрессионные альфвеновские моды	119
3.4 Выводы к главе 3	128
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	130
ПРИЛОЖЕНИЯ	132
Приложение 1 (Схемы оборудования).....	132
Приложение 2 (Фотографии оборудования)	134
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	135

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность исследования

В настоящее время, когда наиболее остро стоит проблема исчерпания природных ресурсов, человечество ищет новые, альтернативные источники энергии на замену стремительно иссякающему ископаемому топливу. Кроме того, неконтролируемое сжигание углеводородов является одной из причин так называемого парникового эффекта, когда за счет накопления парниковых газов происходит постепенное нагревание земной атмосферы, последствия чего можно наблюдать уже в настоящее время. Требуется создать одновременно более экологически чистый источник энергии, по сравнению с ископаемым топливом, и, одновременно, более безопасный в сравнении с традиционной атомной энергией.

Одним из возможных путей решения проблемы «зеленой» энергетики является получение управляемой реакции термоядерного синтеза (УТС). Концепция УТС заключается в контролируемом получении энергии, выделяющейся за счет дефекта масс в реакциях термоядерного синтеза. Наименее энергозатратной, а значит и наиболее экономически выгодной для практической реализации, является реакция синтеза ядер изотопов водорода – трития 3_1T и дейтерия 2_1D (DT-реакция), поскольку максимум ее сечения достигается при наименьшей температуре по сравнению с большинством других известных термоядерных реакций. Одним из возможных путей реализации УТС является удержание плазмы магнитным полем, а наиболее распространенной конструкцией установок с магнитным удержанием является токамак (Тороидальная камера с магнитными катушками). Плазма в токамаке удерживается в тороидальной камере суперпозицией магнитных полей катушек электромагнитной системы и электрического тока, протекающего по плазме.

Задача УТС состоит в получении самоподдерживающейся термоядерной реакции. Это означает, что рождающиеся в результате ядерной реакции α -частицы должны приносить в плазму энергию, превышающую ее суммарные потери. Впервые возможность получения DT-реакции термоядерного синтеза была продемонстрирована на токамаках TFTR[1] и JET[2], а для демонстрации технической возможности реализации УТС в квази-непрерывном режиме совместными усилиями международного сообщества строится токамак ITER [3, 4], а также разрабатывается токамак-реактор DEMO [5].

Другой подход – создание гибридных источников энергии, работающих по схеме синтез-деление. В основе такой установки должен находиться источник первичных нейтронов для реакции деления (ТИН – термоядерный источник нейтронов [6]), которым может являться токамак. В этом случае, однако, уже не требуется обеспечивать самоподдерживающуюся реакцию, так как положительный энергетический выход будет обеспечен за счет энергии, выделяющейся в результате реакции деления. Это обстоятельство существенно снижает требования к такой установке, а также ее стоимость. С другой стороны, такая установка должна быть компактной, и при этом обеспечивать достаточный выход нейтронов. Большинство существующих и ныне закрытых токамаков как правило обладали большим аспектным отношением $A = R/a > 3$ (R – большой радиус тора, a – малый радиус). Это дает возможность установить электромагнитную систему, обеспечивающую большие значения магнитного поля и тока.

В свете развития концепции гибридных источников актуальными становятся разработки компактных установок. Обеспечить компактность при сохранении такого же объема плазмы можно за счет уменьшения аспектного отношения. Токамаки с малым аспектным отношением называют сферическими. В сферическом токамаке, однако, невозможно создать магнитное поле равное по величине магнитному полю классического токамака аналогичного размера, поэтому эта концепция не была достаточно

востребована, пока не было показано [7, 8], что такая конструкция обеспечивает более эффективное использование магнитного поля за счет появления естественной вытянутости плазмы в вертикальном направлении, а также лучшую МГД-устойчивость по сравнению с классическими токамаками [8, 9]. Первым сферическим токамаком была установка START [10], а в настоящее время по всему миру насчитывается более десяти сферических токамаков, наиболее крупными из которых являются установки MAST-U [11] и NSTX-U [12]. В числе сферических токамаков также находится токамак Глобус-М2 [13, 14], который является модернизированной версией сферического токамака Глобус-М [15, 16], и расположен в Физико-Техническом институте им. А. Ф. Иоффе в Санкт-Петербурге. На токамаке Глобус-М2 и была выполнена настоящая работа.

В современных токамаках актуальной является проблема удержания быстрых частиц [17, 18]. В ITER планируется [4] реализация режимов с коэффициентом усиления мощности $Q \sim 10$ (отношение выделенной термоядерной мощности к мощности внешнего нагрева без учета затрат на создание магнитного поля) в квази-непрерывном режиме. В этом режиме в течение продолжительного времени нагрев плазмы будет осуществляться преимущественно за счет энергии α -частиц, полученных в результате реакции синтеза (ожидается суммарное выделение термоядерной мощности до 1 ГВт [3]), а нагрев плазмы до термоядерных параметров будет происходить за счет энергии дополнительного нагрева (инжекция пучка атомов и радиочастотный нагрев) суммарной мощностью порядка 100 МВт. В существующих токамаках существенная доля энергии также доставляется в плазму системами дополнительного нагрева. Энергия быстрых частиц, образовавшихся за счет дополнительного нагрева или термоядерных реакций должна передаваться частицам основной плазмы посредством столкновений, увеличивая ее температуру. В плазме, однако, может развиваться множество неустойчивостей, имеющих различную природу, влияющих на перенос частиц

и энергии. Одними из них являются собственные альфвеновские моды – поперечные МГД-волны, возникающие в замагниченной плазме, распространяющиеся вдоль линий магнитного поля. Альфвеновские волны могут существовать в широком диапазоне параметров: от плотной и горячей лабораторной плазмы установок с магнитным удержанием до холодной и разреженной плазмы космического пространства [19]. Резонансное взаимодействие альфвеновских волн с частицами может приводить к опасным последствиям для работы как термоядерного реактора, так и источника нейтронов, поскольку может приводить как к окончательным потерям быстрых частиц, так и к их переносу, что может существенным образом влиять на нейтронный выход [17]. Так для классических токамаков возбуждение тороидальных альфвеновских мод (ТАЕ) может приводить к потерям до 70% всех инжектированных в плазму ионов [20, 21, 22]. Для сферических токамаков эта проблема также является актуальной: например, на установке NSTX было зарегистрировано снижение нейтронного выхода до 15% во время т.н. альфвеновских лавин [23]. Сообщается также и о повреждениях элементов первой стенки токамака пучком ускоренных ионов, вышедшим на стенку в результате взаимодействия с альфвеновской волной [24]. Все это демонстрирует необходимость изучения альфвеновских волн в токамаках, а также предсказания потерь, возникающих при их распространении. Кроме того, успешно применяются отдельные методы диагностики параметров плазмы на основе так называемой магнитной спектроскопии [25]. Так, на основе спектров в альфвеновском диапазоне частот возможно определение запаса устойчивости [26, 27] и скорости вращения плазмы [28].

Степень проработанности темы исследования

Типы альфвеновских волн, возникающих в токамаках, режимы их возникновения и связанные с ними явления хорошо изучены и приводятся в ряде обзорных работ и монографий. Однако отдельные особенности,

связанные в первую очередь с потерями быстрых ионов, являются менее изученными, особенно в сферических токамаках, где транспорт частиц и энергии отличается от классических. Кроме того, в связи с тем, что крупные установки, такие как MAST-U и NSTX-U еще не завершили модернизацию и не вышли на проектные параметры, в сферических токамаках остается не изучен диапазон тороидальных магнитных полей выше 0.5 Тл, в котором будут работать установки следующего поколения.

Цели и задачи научного исследования

Были поставлены следующие цели научного исследования:

- Исследовать особенности различных типов альфвеновских волн, возникающих в плазме токамака Глобус-М2.
- Определить характер и уровень потерь быстрых ионов, связанных с развитием ТАЕ в токамаках Глобус-М и Глобус-М2.
- Определить возможность применения методов анализа спектров магнитных зодов, полученных в режимах с альфвеновскими модами, в целях диагностики параметров плазмы токамака Глобус-М2.

Для достижения поставленных целей решались следующие научные и технические задачи:

1. Усовершенствовать зондовую диагностику, предназначенную для регистрации быстрых МГД-процессов на токамаке Глобус-М2, а именно:

- Установить четыре новых магнитных зонда в тороидальный массив и трехкоординатный зонд
- Разработать и изготовить полосовые фильтры для изолированного подключения тороидальных зондов
- Увеличить частотный диапазон измерений

2. Изучить особенности тороидальных альфвеновских волн (ТАЕ), возникающих в токамаке Глобус-М2 и ранее наблюдавшихся в токамаке

Глобус-М, а именно определить пространственную и временную структуру, а также локализацию в пространстве.

3. Провести анализ данных, полученных в режимах с ТАЕ с помощью различных диагностических комплексов, применяемых на токамаках Глобус-М и Глобус-М2. Определить характер зависимости потерь быстрых частиц от амплитуды ТАЕ, тока плазмы и магнитного поля.

4. Провести сравнение скорости тороидального вращения плазмы, получаемой с помощью магнитной диагностики, с измеренной диагностикой активной спектроскопии перезарядки (CXRS). Установить возможность применения сигналов магнитной диагностики для оценки скорости вращения плазмы.

5. Изучить свойства мод на обращенном шире магнитного поля (RSAE), обнаруженных в токамаке Глобус-М2.

- Определить пространственную и временную структуру, а также локализацию в пространстве
- Апробировать применение сигналов магнитной диагностики в режимах с RSAE для магнитной спектроскопии запаса устойчивости
- Сравнить данные о запасае устойчивости, полученные из магнитной спектроскопии, с данными, полученными из моделирования равновесия.

6. Исследовать характеристики альфвеновских волн, возникающих на частотах вплоть до ионно-циклотронного диапазона.

Научная новизна

Впервые на сферическом токамаке в широком диапазоне тороидальных магнитных полей до 0.8 Тл проведено комплексное исследование альфвеновских мод. Обнаружены моды различного типа, проведена их идентификация, определена структура и локализация. Впервые на

сферическом токамаке обнаружены альфвеновские «чирпинг»-моды, возбуждаемые быстрыми электронами в диапазоне частот порядка 1 МГц.

Для наиболее опасных (вызывающих наибольшие потери быстрых ионов) – тороидальных альфвеновских мод – получена зависимость потерь от амплитуды моды и величины тороидального магнитного поля и тока по плазме. Уменьшение потерь с ростом тока и поля позволяет сделать благоприятный прогноз для следующего поколения сферических токамаков с более высокими параметрами.

Теоретическая и практическая значимость работы

В рамках данной работы на токамаке Глобус-М2 был модернизирован комплекс диагностики магнитных зондовых измерений, увеличено число магнитных зондов и частотный диапазон измерений. Были разработаны программные средства для определения пространственной структуры и направления распространения волн в плазме, которые успешно применяются не только для исследования альфвеновских волн, но и для изучения других процессов, связанных с возмущением магнитного поля токамака. В контексте разработки будущего токамака Глобус-3 и установки – компактного термоядерного источника нейтронов, полученные в части изучения потерь быстрых частиц результаты, могут быть полезны для предсказания уровня потерь, связанных с альфвеновскими модами в проектируемых токамаках.

Результаты, полученные в связи с изучением возможности диагностической применимости результатов магнитных измерений, могут быть полезны для оценки параметров, прямое измерение которых в настоящее время не осуществляется.

Методология и методы исследования

Для регистрации возмущений магнитного поля применялись массивы магнитных зондов. Определение пространственной структуры зарегистрированного излучения осуществлялось методами спектрального и корреляционного анализа.

Для определения потерь быстрых частиц, вызванных тороидальными альфвеновскими модами, использовались данные различных корпускулярных диагностик. Выявление характера этих потерь осуществлялось методами регрессионного анализа.

При изучении влияния тороидального вращения плазмы на спектр тороидальных альфвеновских мод сравнивалась частота вращения плазмы, полученная из спектра магнитного зонда и частота вращения, полученная при помощи диагностики активной спектроскопии перезарядки, а также сравнивалась частота тороидальной альфвеновской моды, полученная из спектра магнитного зонда, с частотой тороидальной альфвеновской моды, вычисленной на радиусе, соответствующем максимальной интенсивности моды. Для определения радиуса максимальной интенсивности моды использовались данные диагностики доплеровского обратного рассеяния. Для определения запаса устойчивости использовались данные магнитного равновесия, восстановленного равновесным кодом.

Исследование альфвеновских каскадов производилось путем анализа спектров сигналов магнитных зондов, из которых определялось изменение частоты во времени. Временная эволюция частоты альфвеновского каскада пересчитывалась в величину запаса устойчивости в области его минимума. Сама область минимума запаса устойчивости определялась при помощи данных, полученных диагностикой доплеровского обратного рассеяния. Полученные таким способом данные о минимальном запасе устойчивости сравнивались с расчетом запаса устойчивости, произведенными с помощью транспортного кода.

Положения, выносимые на защиту

- Результат модернизации зондовой диагностики для измерения возмущений магнитного поля в высокочастотном диапазоне (до 125 МГц) для определения их структуры и поляризации.
- Результаты идентификации и определения пространственно-временной структуры трех типов альфвеновских мод, возникающих на токамаке Глобус-М2: тороидальных мод (ТАЕ), мод на обращенном шире магнитного поля (RSAE) и компрессионных альфвеновских мод (САЕ).
- Линеяная зависимость уровня потерь быстрых ионов от амплитуды ТАЕ по данным диагностики NPA и твердотельных детекторов (SPD). Экспериментально установленное снижение уровня потерь быстрых частиц с увеличением тороидального магнитного поля и тока по плазме в токамаке Глобус-М2.
- Результаты измерения скорости тороидального вращения плазмы по данным магнитной зондовой диагностики в режимах с продолжительными ТАЕ на токамаке Глобус-М2.
- Демонстрация применимости метода измерения минимума запаса устойчивости по данным магнитных измерений в режимах с модами на обращенном шире магнитного поля (RSAE) на токамаке Глобус-М2.
- Обнаружение впервые на сферическом токамаке альфвеновских «чирпинг»-мод, возбуждаемых быстрыми электронами в диапазоне частот порядка 1 МГц.

Апробация работы и достоверность исследования

Основные результаты, полученные в ходе настоящей работы, были сообщены в виде восьми докладов на российских и международных конференциях:

1. Балаченков И. М., Петров Ю. В., Патров М. И., Тукачинский А. С., // «Использование методов корреляционного анализа при изучении МГД-возмущений магнитными зондами на токамаках Туман-3М и Глобус-

- М». Стендовый доклад. Физика СПб 2019, Санкт-Петербург, 22-24 Октября 2019 г.
2. Балаченков И. М., Буланин В. В., Гусев В. К., Жильцов Н. С., Киселёв Е. О., Курские Г. С., Минаев В. Б., Патров М. И., Петров А. В., Петров Ю. В., Сахаров Н. В., Тельнова А. Ю., Щеголев П. Б., Яшин А. Ю. // «Измерение минимума коэффициента запаса устойчивости в токамаке Глобус-М2 при помощи МГД-спектроскопии» Стендовый доклад. Международная (Звенигородская) XLVII конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород, 16 – 20 марта 2020 г.
 3. Балаченков И. М., Бахарев Н.Н., Буланин В. В., Гусев В. К., Жильцов Н. С., Киселёв Е. О., Курские Г. С., Минаев В.Б., Патров М. И., Петров А.В., Петров Ю. В., Сахаров Н.В., Тельнова А. Ю., Щеголев П. Б., Яшин А. Ю. // «Изменение параметров альфвеновских волн в сферическом токамаке Глобус-М2, вызванное увеличением магнитного поля» Стендовый доклад. Конференция PhysicA.SPb/2020 20 – 22 Октября 2020 г.
 4. Balachenkov I. M., Petrov Yu. V., Gusev V. K., Bakharev N.N., Bulanin V. V., Dyachenko V.V., Khromov N. A., Kiselev E. O., Konovalov A. N., Krikunov S. V., Kurskiev G. S., Minaev V. B., Patrov M. I., Petrov A.V., Ponomarenko A. M., Sakharov N. V., Shchegolev P. B., Telnova A. Yu., Tokarev V. A., Varfolomeev V. I., Yashin A. Yu., Zhiltsov N. S. // «Current Alfvén eigenmode research on Globus-M2 tokamak». Presentation (online). International Polytech-SOKENDAI Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, 13 – 24 July 2020
 5. Балаченков И. М., Буланин В. В., Гусев В. К., Жильцов Н. С., Киселёв Е. О., Курские Г. С., Минаев В.Б., Патров М. И., Петров А. В., Петров Ю. В., Пономаренко, А. М., Сахаров Н. В., Яшин А. Ю. // Обнаружение высокочастотных альфвеновских колебаний в омическом режиме и

режимах с нижнегибридным нагревом на токамаке Глобус-М2. XLVIII Звенигородская (международная) конференция по физике плазмы и УТС, 15 – 19 марта 2021

6. Балаченков И.М., Бахарев Н.Н., Буланин В.В., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Киселев Е.О., Курские Г.С., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Патров М.И., Петров А.В., Петров Ю.В., Пономаренко А.М., Сахаров Н.В., Тельнова А.Ю., Щёголев П.Б., Яшин А.Ю. // «Использование собственного излучения плазмы в альфвеновском диапазоне частот для диагностики плазмы на токамаке Глобус-М2» Устный доклад. XIX Всероссийская конференция «Диагностика Высокотемпературной плазмы» 27 сент. – 1 окт. 2021 г.
7. И. М. Балаченков, Н. Н. Бахарев, В. И. Варфоломеев, В. К. Гусев, М. В. Ильясова, Г. С. Курские, В. Б. Минаев, М. И. Патров, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, О. М. Скрекель, А. Ю. Тельнова, Е. А. Тюхменева, Е. М. Хилькевич, А. Е. Шевелев, П. Б. Щеголев. // «Потери быстрых ионов, вызванные тороидальными альфвеновскими модами в сферическом токамаке Глобус-М2». Презентация online. XLIX Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород, 14 – 18 марта 2022 г.
8. Балаченков И.М., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Ильясова М.В., Коньков А.Е., Корнев П.С., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Скрекель О.М., Хилькевич Е.М., Шевелев А.Е. // «Пучок убегающих электронов приводит к появлению chirping-неустойчивостей на сферическом токамаке» Стендовый доклад. L Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, Москва, 20 – 24 марта 2023 г.

Результаты исследования, а также данные, полученные в связи с применением результатов исследования опубликованы в 10 статьях в рецензируемых научных журналах:

1. Petrov, Yu. V. Overview of GLOBUS-M2 spherical tokamak results at the enhanced values of magnetic field and plasma current / Yu. V. Petrov, V. K. Gusev, N. V. Sakharov, V. B. Minaev, V. I. Varfolomeev, V. V. Dyachenko, I. M. Balachenkov, N. N. Bakharev, E. N. Bondarchuk, V. V. Bulanin, F. V. Chernyshev, M. V. Iliasova, A. A. Kavin, E. M. Khilkevitch, N. A. Khromov, E. O. Kiselev, A. N. Konovalov, V. A. Kornev, S. V. Krikunov, G. S. Kurskiev, A. D. Melnik, I. V. Miroshnikov, A. N. Novokhatskii, N. S. Zhiltsov, M. I. Patrov, A. V. Petrov, A. M. Ponomarenko, K.D. Shulyatiev, P. B. Shchegolev, A. E. Shevelev, O. M. Skrekel, A. Yu. Telnova, E. A. Tukhmenova, V. A. Tokarev, S. Yu. Tolstyakov, A. V. Voronin, A. Yu. Yashin, P. A. Bagryansky, E. G. Zhilin and V. A. Goryainov. – DOI 10.1088/1741-4326/ac27c7 // Nuclear Fusion. – 2022. – Т. 62 – № 4. – С. 042009
2. Bakharev, N. N. Measurement of the fast ion distribution using active NPA diagnostics at the Globus-M2 spherical tokamak / N. N. Bakharev, I. M. Balachenkov, F. V. Chernyshev, V. K. Gusev, E. O. Kiselev, G. S. Kurskiev, A. D. Melnik, V. B. Minaev, M. I. Mironov, V. G. Nesenevich. – DOI 10.1088/1361-6587/ac3497 // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2021. – Т. 63 – № 12. – С. 125036.
3. Балаченков, И. М. Анализ потерь быстрых ионов, вызванных распространением тороидальных альфвеновских мод в плазме сферического токамака Глобус-М2. И.М. Балаченков, Н.Н. Бахарев, В.И. Варфоломеев, В. К. Гусев, М. В. Ильясова, Г.С. Курскиев, В. Б. Минаев, М. И. Патров, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, О. М. Скрекель, А. Ю. Тельнова, Е. М. Хилькевич, А. Е. Шевелев, П. Б. Щеголев. – DOI 10.21883/JTF.2022.01.51850.227-21 // Журнал Технической Физики. – 2022. – Т. 92 – № 1. – С. 45 – 51.
4. Балаченков, И. М. Обнаружение высокочастотных альфвеновских колебаний в омических разрядах сферического токамака Глобус-М2. /

- И.М. Балаченков, Ю.В. Петров, В.К. Гусев, Н.Н. Бахарев, В.И. Варфоломеев, В.В. Дьяченко, А.Н. Коновалов, П.А. Корепанов, С.В. Крикунов, В.Б. Минаев, М.И. Патров, Н.В. Сахаров. – DOI 10.21883/PJTF.2021.12.51061.18730 // Письма в Журнал Технической Физики. – 2021. – Т. 47, вып. 12. – С. 17.
5. Bulanin, V. V. Investigations of Alfvén Modes at the Globus-M2 Tokamak Using a V-Band Multifrequency Doppler Reflectometer. / V. V. Bulanin, I. M. Balachenkov, V. I. Varfolomeev, V. K. Gusev, G. S. Kurskiev, V. B. Minaev, M. I. Patrov, A. V. Petrov, Yu. V. Petrov, A. M. Ponomarenko, A. Yu. Telnova, P. B. Shchegolev, A. Yu. Yashin. – DOI 10.1134/S1063785021020206 // Technical Physics Letters. – 2021. – Т. 47 – С. 197–200.
 6. Balachenkov, I. M. First Observations of Alfvén Cascades on the Globus-M2 Tokamak and Their Application for Minimal Safety Factor Value Analysis. / I. M. Balachenkov, Yu. V. Petrov, V. K. Gusev, N. N. Bakharev, V. V. Bulanin, V. I. Varfolomeev, N. S. Zhil'tsov, E. O. Kiselev, G. S. Kurskiev, V. B. Minaev, M. I. Patrov, A. V. Petrov, A. M. Ponomarenko, N. V. Sakharov, A. Yu. Tel'nova, V. A. Tokarev, N. A. Khromov, P. B. Shchegolev, A. Yu. Yashin. – DOI 10.1134/S1063785020120032 // Technical Physics Letters. – 2020. – Т. 46 – С. 1157–1161.
 7. Balachenkov, I. M. Influence of increased magnetic field on Alfvén eigenmodes on upgraded spherical tokamak Globus-M2. / I. M. Balachenkov, Yu. V. Petrov, V. K. Gusev, N. N. Bakharev, V. V. Bulanin, V. I. Varfolomeev, V. V. Dyachenko, N. S. Zhiltsov, E. O. Kiselev, A. N. Konovalov, S. V. Krikunov, G. S. Kurskiev, V. B. Minaev, M. I. Patrov, A. V. Petrov, A. M. Ponomarenko, N. V. Sakharov, A. Yu. Telnova, P. B. Shchegolev and A. Yu. Yashin. – DOI 10.1088/1742-6596/1697/1/012212 // Journal of Physics: Conference Series. – 2020. – Т. 1697 – С. 012212.

8. Balachenkov, I. M. Implementation of cross-phase analysis for study of MHD instabilities arising on TUMAN-3M and Globus-M tokamaks / I. M. Balachenkov, M. I. Patrov, Yu. V. Petrov and A. S. Tukachinsky. – DOI 10.1088/1742-6596/1400/7/077016 // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – Т. 1400 – № 7. – С. 077016.
9. Bakharev, N. N. TAE-induced fast ion losses and transport at the Globus-M/M2 spherical tokamaks featured. / N. N. Bakharev, I. M. Balachenkov, F. V. Chernyshev, V. K. Gusev, M. V. Iliasova, E. M. Khilkevitch, N. A. Khromov, E. O. Kiselev, V. A. Kornev, G. S. Kurskiev, A. D. Melnik, V. B. Minaev, M. I. Mironov, I. V. Miroshnikov, Yu. V. Petrov, N. V. Sakharov, P. B. Shchegolev, A. E. Shevelev, O. M. Skrekkel, A. Yu. Telnova, V. A. Tokarev, E. A. Tukhmeneva, V. I. Varfolomeev, A. Yu. Yashin, V. V. Zabrodsky. – DOI 10.1063/5.0156337 // Physics of Plasmas. – 2023. – Т. 30 – С. 072507.
10. Balachenkov, I. M. Chirping instabilities produced by a runaway electron beam at a spherical tokamak. / I. M. BALACHENKOV, N. N. BAKHAREV, V. K. GUSEV, M. V. ILIASOVA, E. M. KHILKEVICH, P. S. KORENEV, A. E. KONKOV, V. B. MINAEV, Yu. V. MITRIZHKIN, M. I. PATROV, Yu. V. PETROV, N. V. SAKHAROV, A. E. SHEVELEV and O. M. SKREKEL. – DOI 10.1088/2058-6272/acb875 // Plasma Science and Technology. – 2023. – Т. 25 – С. 075102.

Личный вклад автора

Автором **лично** изучена степень проработанности темы и написан обзор актуальных научных исследований по теме диссертации. Автором лично разработаны и внедрены новые диагностические средства и методика анализа возмущений магнитного поля магнитными зондами, позволившие получить данные о пространственно-временной структуре и поляризации всех типов альфвеновских мод, затронутых в диссертационном исследовании. Проведен

анализ влияния тороидального вращения на спектр тороидальных альфвеновских мод. Получены данные о минимальном запасе устойчивости в разрядах с альфвеновскими каскадами. Получена регрессионная зависимость величины потерь быстрых ионов от комбинированных параметров.

Совместно с научным руководителем Ю. В. Петровым сформулированы тема, цели и задачи научного исследования, выработаны положения, выносимые на защиту, а также выводы к диссертации. Интерпретированы и обобщены результаты, полученные в рамках проделанной работы

Совместно с Бахаревым Н. Н. и Скрекель О. М. получена регрессионная зависимость величины потерь быстрых ионов от магнитного поля и тока плазмы. Получена зависимость величины просадок в сигналах полупроводниковых детекторов от амплитуды ТАС, использованная для построения регрессионной зависимости величины потерь быстрых ионов от параметров плазмы.

Структура и объем диссертации

Настоящая диссертация состоит из введения, основной части, включающей в себя 3 главы, заключения и списка литературы. Диссертация содержит 161 страницу, 62 рисунка, 1 таблицу и 2 приложения.

Во введении определяется актуальность исследования, степень проработанности темы, научная новизна, цели и задачи исследования, теоретическая и практическая значимость полученных результатов, формулируются положения, выносимые на защиту и определяется личный вклад автора в проведенное исследование. Также во введении приводится список докладов на научных конференциях, где была проведена апробация полученных результатов, а также публикаций в научных рецензируемых журналах, что демонстрирует определенную степень достоверности научных результатов.

Глава 1 содержит обзор физических основ, обсуждаемых в настоящей работе явлений, экспериментов по наблюдению альфвеновских волн, а также экспериментальных техник и диагностик для их наблюдения и регистрации связанных с ними параметров плазмы.

Глава 2 содержит описание диагностического комплекса токамака Глобус-М2, режимов его работы и применяющихся на токамаке систем нагрева. Особое внимание в главе 2 уделено диагностическим системам, использующимся для регистрации альфвеновских волн, для регистрации связанных с ними потерь частиц и сопутствующих параметров плазмы.

В главе 3 приводятся основные экспериментальные результаты, полученные в рамках настоящей работы. Глава 3 состоит из 3 основных разделов, где в первом обсуждаются результаты наблюдения ТАЕ, изучается зависимость потерь быстрых частиц от амплитуды моды, тока плазмы и магнитного поля, а также изучается влияние тороидального вращения на временную динамику моды. Во втором разделе 3 главы обсуждаются основные свойства альфвеновских каскадов (RSAE), а также демонстрируется возможность определения минимума запаса устойчивости по сигналам магнитной диагностики в режимах с RSAE. В разделе 3 приводятся результаты наблюдений компрессионных альфвеновских волн.

В заключении кратко приводятся полученные в диссертации научные результаты. Делаются выводы об успешности достижения поставленных целей работы.

1. КЛАССИФИКАЦИЯ АЛЬФВЕНОВСКИХ МОД И ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИХ НАБЛЮДЕНИЮ

1.1 Альфвеновские волны в плазме токамаков

1.1.1 Широкая и магнитозвуковая волна

Альфвеновские волны были впервые описаны Х. Альфвеном в 1942 г. в статье «Existence of Electrodynamical-Hydrodynamic waves» [29] на основании анализа уравнений одножидкостной магнитной гидродинамики (плазма рассматривается как проводящая жидкость, состоящая из частиц одного сорта обладающих скоростью ионов \mathbf{v}_i и плотностью $\rho = m_i n_i$).

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} + \frac{\sigma}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] - \nabla p, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \operatorname{div} \rho \mathbf{v} = 0. \quad (5)$$

В системе уравнений (1) – (4) \mathbf{E} и \mathbf{B} – электрическое и магнитное поле, \mathbf{j} – плотность тока, \mathbf{v} – скорость смещения элементарного объема, ρ – массовая плотность плазмы, p – газокINETическое давление и c – скорость света.

Соотношения (1) и (2) – уравнения Максвелла в дифференциальной форме, соотношение (3) – закон Ома в присутствии магнитного поля, соотношение (4) – баланс сил, действующих на единицу плазменного объема, и (5) – уравнение неразрывности.

Далее уравнения одножидкостной магнитной гидродинамики (МГД) будут рассматриваться в приближении бесконечной проводимости ($\sigma \rightarrow \infty$), пренебрегая эффектами, связанными с тепловым движением частиц, а также

эффектом Холла (т. е. в области частот $\omega \ll \omega_{ci}$, где ω_{ci} – ионная циклотронная частота). Для получения дисперсионного соотношения система линеаризуется. Для замыкания линеаризованной системы вводится величина скорости звука.

$$p' = c_s^2 \rho', \quad c_s = \sqrt{\frac{\Gamma p_0}{\rho_0}}, \quad (6)$$

где p' и ρ' – возмущенные компоненты давления и плотности, а p_0 и ρ_0 – соответственно, невозмущенные, а Γ – показатель адиабаты среды. Представление системы (1) – (5) и (6) для Фурье-компонент дает набор собственных чисел, определяющий дисперсию МГД-волн в среде [30]. Первые две частотные ветви соответствуют так называемой *сдвиговой* или *шировой* альфвеновской волне (*SA – Shear Alfvén wave*):

$$\omega = \pm k_{\parallel} \cdot c_A. \quad (7)$$

Здесь и далее $k_{\parallel} = k \cdot \cos\theta$ – компонента волнового вектора в направлении силовых линий магнитного поля, а θ – угол между направлением распространения волны и силовой линией магнитного поля. Величина

$$c_A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (8)$$

называется *альфвеновской скоростью*. В наиболее простом случае, когда волновой вектор сонаправлен с магнитным полем, геометрия задачи выглядит так, как показано на рисунке 1а. Случай произвольного направления вектора k показан на рис. 1б. Соотношение (7) образует непрерывный спектр, и в бесконечной однородной плазме в однородном магнитном поле могут существовать колебания с любыми величинами k_{\parallel} . Энергия в такой волне переносится вдоль силовых линий, так как групповая скорость $v_g = d\omega/dk =$

c_A . При этом сама волна может распространяться под произвольным углом к магнитному полю (за исключением $\theta = \pi/2$).

Еще четыре частотных ветви, следующих из решения системы уравнений МГД, соответствуют быстрой и медленной магнитозвуковой волне.

$$\omega^2 = \frac{k^2}{2} \left(c_s^2 + c_A^2 \pm \sqrt{(c_s^2 + c_A^2)^2 - 4c_s^2 c_A^2 \cos^2 \theta} \right) \quad (9)$$

Выбор знака «-» соответствует *медленной магнитозвуковой волне*, а выбор знака «+» – *быстрой магнитозвуковой* (БМЗ или FMS – *Fast MagnetoSonic*) или *компрессионной альфвеновской волне* (CAW – *Compressional Alfven Wave*). Рассмотрим предельные случаи:

1. $\theta = 0$. В этом случае то, какая волна будет распространяться, зависит только от того, какая из скоростей превалирует. Если $c_A \gg c_s$, развиваться будет «шировая» альфвеновская волна, и если $c_s \gg c_A$, будет развиваться ионно-звуковая волна, подобная волнам в немагнитиченной плазме. То есть соотношение между быстрым и медленным магнитным звуком определяется плазменным β (отношение газокинетического давления к давлению магнитного поля).

$$\beta = \frac{p_0}{B_0^2/8\pi} = 2c_s^2/\Gamma c_A^2 \quad (10)$$

2. $\theta = \pi/2$, «+». В этом случае $\omega^2 = k^2(c_s^2 + c_A^2)$ и при $c_A \gg c_s$ дисперсионное соотношение трансформируется в:

$$\omega = k_{\perp} \cdot V_A \quad (11)$$

которое часто в литературе называется дисперсионным соотношением для компрессионной альфвеновской волны. Колебательный процесс схематически изображен на рисунке 1с.

3. $\theta = \pi/2$, «-». Здесь $\omega = 0$, что соответствует смещению слоев плазмы поперек магнитного поля. При этом возвращающая сила отсутствует и колебаний не происходит.

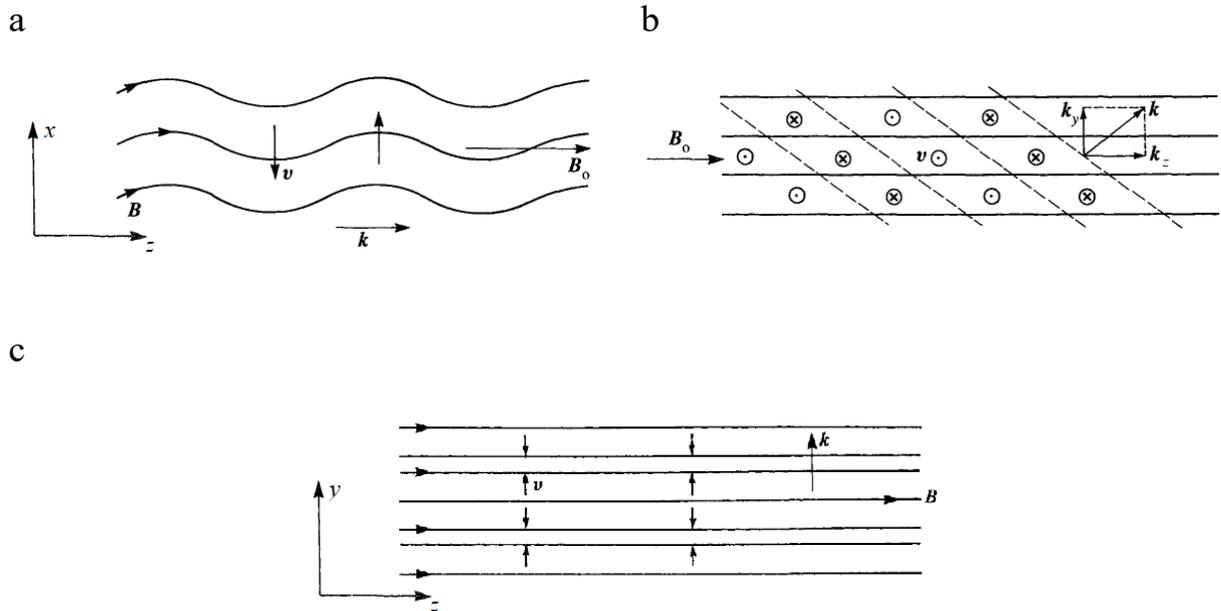


Рисунок 1. Направления векторов v и k в альфвеновской и магнитозвуковой волне (адаптировано из [31]). а – альфвеновская волна: случай сонаправленных векторов k и B_0 . б – более общий случай: вектора k и B_0 лежат в плоскости, перпендикулярной v , но не сонаправлены. с – быстрая магнитозвуковая волна с k перпендикулярным B_0 .

1.1.2 Альфвеновские моды в токамаке

Переход от плоской бесконечной геометрии к тороидальной геометрии токамака приводит к формированию дискретного спектра. Продольный волновой вектор k_{\parallel} состоит из *полоидальной* и *тороидальной* компонент. При выборе возмущения в виде плоской волны $B'(r, t) = f(r) \cdot \exp(-i\omega t + in\varphi - im\theta)$, компонента волнового вектора вдоль магнитного поля:

$$\mathbf{k}_{\parallel} = n/R \cdot \mathbf{e}_z - m/r \cdot \mathbf{e}_{\theta} \quad (12)$$

Где \mathbf{e}_z и \mathbf{e}_{θ} – орты в тороидальном и полоидальном направлении соответственно, n и m – тороидальный и полоидальный номера мод. С учетом соотношения для запаса устойчивости (13) в цилиндрическом приближении

$$q_{cyl} = \frac{rB_z}{RB_{\theta}} \quad (13)$$

величина \mathbf{k}_{\parallel} приобретает вид (14):

$$k_{\parallel} = \frac{n - m/q(r)}{R}, \quad (14)$$

где R и r – большой и малый радиус соответственно, B_z – тороидальное магнитное поле, B_{θ} – полоидальное поле, m и n – полоидальный и тороидальный номера моды. Альфвеновская скорость c_A (8), а также запас устойчивости q в токамаке имеют радиальную зависимость, и альфвеновский континуум представляет собой дискретный набор частотных ветвей, характеризующихся различными номерами n и m (рис. 2).

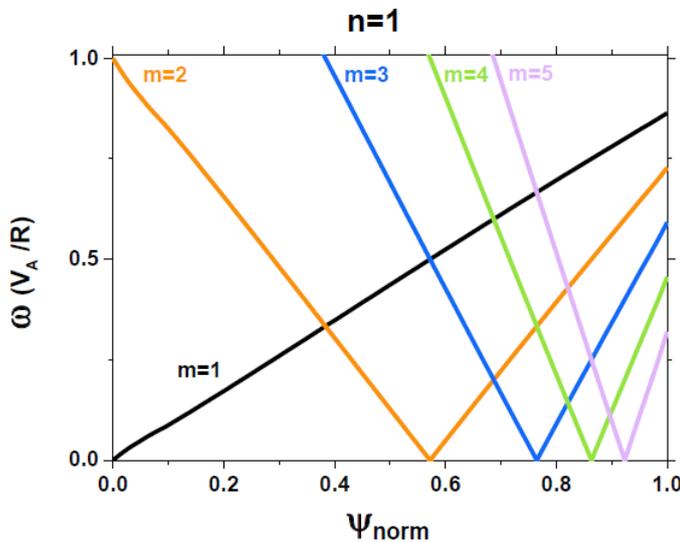


Рисунок 2 Альфвеновский континуум в при $n=1$ в цилиндрическом приближении[32]

В процессе анализа поглощения альфвеновских волн на частоте альфвеновского резонанса (7) с целью нагрева плазмы, было установлено, что волна, излученная внешней антенной, действительно, поглощается в резонансном слое (где выполняется условие альфвеновского резонанса(7)), а

значит, спонтанные возмущения параметров плазмы на альфвеновской частоте довольно быстро затухают за счет *перемешивания* фаз [33, 34, 35]. Если параметры плазмы неоднородны вдоль одной из координат, то частоты колебаний в соседних областях пространства будут несколько отличаться. Такое отличие приведет к взаимному наложению колебаний в разной фазе, и, как следствие к затуханию. Если в качестве направления неоднородности выбрать направление вдоль R , то модуль декремента неустойчивости можно оценить как $|\gamma| \sim \partial v_\theta / \partial R = \partial v_\theta / \partial \omega \cdot \partial \omega / \partial R \sim \partial \omega / \partial R \cdot v_\theta t$, где v_θ – скорость смещения единицы объема в полоидальном направлении. Время жизни моды на частоте альфвеновского континуума таким образом определяется величиной:

$$\Delta\tau \sim \left(\frac{\partial \omega}{\partial R} \right)^{-1}, \quad (15)$$

и даже в бесконечной плазме в однородном магнитном поле при наличии неоднородности плотности ρ в поперечном направлении декремент γ будет линейно нарастать, и за время порядка нескольких периодов колебаний произойдет затухание [34]. Таким образом колебания на частотах альфвеновского континуума не развиваются сколь-либо продолжительное время, за исключением случаев, когда инкремент неустойчивости не превышает декремент затухания за счет наличия внешнего источника энергии, то есть быстрых частиц ($\gamma_L > \gamma_d$). Такие моды называются (EPM – *Energetic Particle Mode*) и они относятся к альфвеновскому континууму, однако не могут существовать продолжительное время без внешнего источника быстрых частиц [33]. Тем не менее, как видно из (15), вблизи областей, где производная $\partial \omega / \partial R$ мала, также могут развиваться альфвеновские моды, которые, однако, не относятся к альфвеновскому континууму.

Вскоре после обнаружения альфвеновского континуума в цилиндрической геометрии было обнаружено [36], что допускается существование решений вблизи экстремумов альфвеновского континуума.

Эти моды называются *глобальными* (GAE – *Global Alfvén Eigenmode*), или *дискретными* (DAW – *Discrete Alfvén Wave*) [35] и они не относятся к альфвеновскому континууму, то есть не подвержены затуханию за счет перемешивания фаз. Существование глобальных мод оказывается возможным в областях пространства, где $\partial\omega/\partial R$ мало. Возбуждение глобальных мод впервые наблюдалось в экспериментах по радиочастотному нагреву плазмы на частотах альфвеновского диапазона на установке ТСА [37]. К глобальным альфвеновским модам, как правило, относят [38] собственные моды, возникающие в зазоре альфвеновского континуума (тороидальные, эллиптические и им подобные) [38, 39, 40], моды, возникающие в области обращения шира магнитного поля [41], а также моды, возникающие в зазоре в альфвеновском континууме, образуемом за счет взаимодействия альфвеновских и акустических волн [38, 42]. Схематично перечисленные типы альфвеновских мод изображены на рис. 3. Далее эти случаи будут рассмотрены подробно.

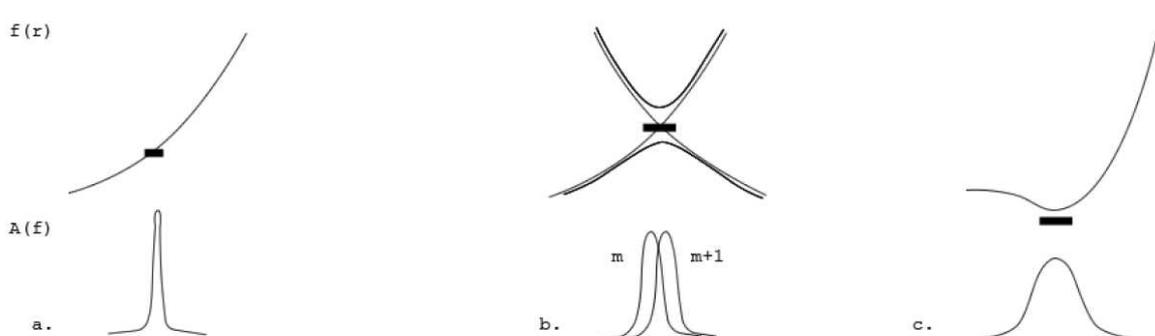


Рисунок 3 Основные типы альфвеновских мод в токамаке. Сверху схематически показана радиальная зависимость собственной частоты моды (особенность, влияющая на изменение частоты), снизу схематически изображены амплитуда. а – мода альфвеновского континуума: локальная мода на частоте континуума, возникающая в узкой области (подвержена затуханию). б – мода, возникающая в зазоре, возникающем в области пересечения двух частотных ветвей (мода является глобальной, так как область пересечения может быть достаточно широкой). с – мода на обращенном шире

магнитного поля: возникает в области экстремума (минимума) запаса устойчивости (сверху), также достаточно широкой.

1.1.3 Тороидальные альфвеновские моды

Существуют различные случаи, при которых могут развиваться собственные альфвеновские моды вне альфвеновского континуума. Наиболее важным из них с практической точки зрения является так называемая тороидальная альфвеновская мода (ТАЕ – *Toroidal Alfvén Eigenmode*) [39, 40]. Существование этих мод возможно внутри частотного зазора, который возникает в альфвеновском континууме за счет того, что в токамаке магнитное поле, а вместе с ним и альфвеновская скорость, меняется периодически при движении вдоль силовой линии [33]. В оптических системах волны, попадая в среду с периодически меняющимся показателем преломления испытывают дифракцию. Для таких систем существует вырожденная длина волны, которая определяется из условия Брэгга, на которой происходит полное отражение.

$$2d \cdot \sin\theta = l\lambda \quad (16)$$

В условии (16) d – период неоднородности, θ – угол, под которым наблюдается максимум дифракции (Брэгговский угол), l – порядок дифракции, а λ – длина волны. Аналогичная модель применима и к шировой альфвеновской волне в токамаке, распространяющейся вдоль линии магнитного поля со скоростью c_A . Период неоднородности магнитного поля определяется длиной силовой линии $d = 2\pi qR$ (в цилиндрическом приближении). Для альфвеновской волны условие полного внутреннего отражения ($\theta = \pi/2$) для первого порядка дифракции ($l = 1$) в периодически модулированном магнитном поле наблюдается для длин волн ($\lambda = c_A/f = 2d$) или:

$$f_{TAE} = \frac{c_A}{4\pi q(r_0)R} \quad (17)$$

Вместе с продольной компонентой волнового вектора (14) $k_{\parallel} = 2\pi/\lambda$, условие (16) дает выражение для q , в области которого выполняется условие Брэгга.

$$q(r_0) = \frac{m + 1/2}{n} \quad (18)$$

Отраженные от периодической структуры волны распространяются в противоположных направлениях и испытывают деструктивную интерференцию.

С другой стороны, волны, обладающие полоидальными числами m и $m + 1$, распространяются в противоположных направлениях, а значит, соответствующие им частотные ветви пересекаются (рис. 3b). Из выражения (14) и условия равенства частот в точке их мнимого пересечения для m и $m + 1$ гармоник ($k_{\parallel m} \cdot c_A = -k_{\parallel m+1} \cdot c_A$) также следуют выражения (17) и (18).

Таким образом, на частоте (17) волны альфвеновского континуума, удовлетворяющие условию (7), не распространяются. В тороидальной геометрии происходит уширение спектра отражения и формируется частотный зазор (рис. 4). Ширина этого зазора определяется амплитудой модуляции магнитного поля вдоль обхода тора и пропорциональна обратному аспектному отношению ε [40]:

$$\Delta\omega/\omega_m \approx 3\varepsilon \cdot r/a \quad (19)$$

где $\omega_m = |k_{\parallel m} V_A(r)|$.

В области верхней и нижней границы зазора производная $\partial\omega/\partial R$ обращается в ноль, что создает условия для распространения альфвеновской волны без затухания (15). Помимо непрерывного спектра, в тороидальной геометрии у системы уравнений МГД могут существовать и дискретные собственные значения, попадающие в частотный зазор. Впервые о существовании таких

решений было сообщено в работе [39]. Такие дискретные собственные частоты и называются тороидальными альфвеновскими модами (ТАЕ).

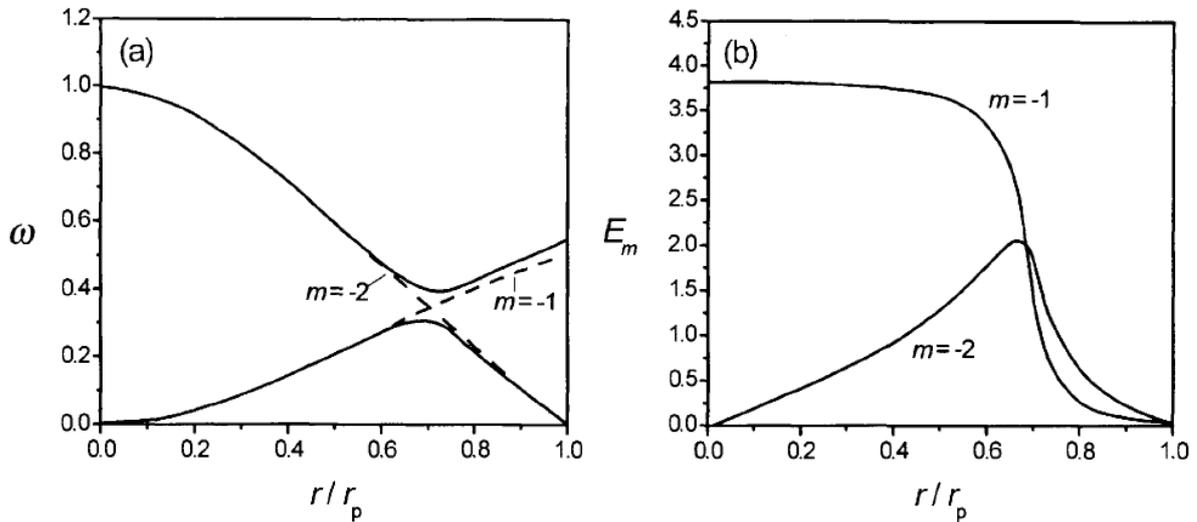


Рисунок 4. Формирование частотного зазора в альфвеновском континууме [43]. Радиальное распределение частоты (а) и амплитуды полоидального электрического поля (б). Пунктиром на рисунке б показан альфвеновский континуум в цилиндре, сплошными линиями – в торе.

В токамаках с некруглым сечением, большой вытянутостью и треугольностью, а так же в стеллараторах могут возникать зазоры на более высоких частотах, соответствующих частотам пересечения полоидальных гармоник с более высокими номерами [33] (см. рис. 5). С точки зрения условия дифракции (16) появление зазоров на более высоких частотах объясняется наблюдением более высоких порядков дифракции. Моды возникающие в промежутке между частотами с номерами m и $m+2$ называются эллиптическими (EAE – *Elliptic Alfvén Eigenmodes*) и возникают на частоте $\omega = 2\omega_{TAE}$ с величиной $q = (m+1)/n$. Моды, возникающие в промежутке m и $m+3$ называются NAE (*Noncircularity Alfvén Eigenmodes*) и возникают на частоте $\omega = 3\omega_{TAE}$ с величиной $q = (m+3/2)/n$. К ним также применима теория ТАЕ. Возможны и более сложные случаи возникновения собственных мод в промежутке, образованном при перезамыкании частотных ветвей с

различными n и m , которые как правило проявляются в установках с более сложной структурой поля – в стеллараторах.

Частотные зазоры в альфвеновском континууме, возникающие при перезамыкании полоидальных гармоник с различными номерами, для фиксированного номера n показаны на рис. 5.

1.1.4 Бета-индуцированные альфвеновские моды

Помимо зазоров в альфвеновском континууме, возникающих за счет наличия периодической неоднородности магнитного поля при обходе вдоль силовой линии в токамаке допускается существование еще одного частотного зазора на низких частотах (см. ВАЕ Gap на рис. 5). Появление этого зазора объясняется учетом эффекта сжимаемости плазмы [38]. Моды, возникающие в таком зазоре, называются бета-индуцированными (ВАЕ – *Beta-induced Alfvén Eigenmodes*), поскольку существование этого зазора возможно только при относительно больших значениях плазменного бета (10) $\beta \gtrsim 1\%$ [38]. Физически появление бета-индуцированного зазора обусловлено тем, что на низких частотах развитию мод альфвеновского континуума препятствует газокINETическое давление плазмы. В этом зазоре также оказывается возможно существование дискретных мод на частоте, близкой к частоте геодезической акустической моды (GAM – *Geodesic Acoustic Eigenmode*) f_{GEO} [44].

$$f_{GEO}^2 = \frac{1}{(2\pi)^2 m_i R^2} \left(2 + \frac{1}{q^2}\right) \left(T_e + \frac{7}{4} T_i\right) \left(\frac{2}{1 + \kappa}\right). \quad (20)$$

В (20) m_i – масса ионов, R – большой радиус тора, q – запас устойчивости, T_e и T_i – электронная и ионная температуры, κ – вытянутость.

Впервые бета-индуцированные моды были обнаружены [42] в токамаке DIII-D на частоте порядка половины частоты ТАЕ в экспериментах с

нейтральной инжекцией и приводили к существенным потерям инжектированных быстрых ионов.

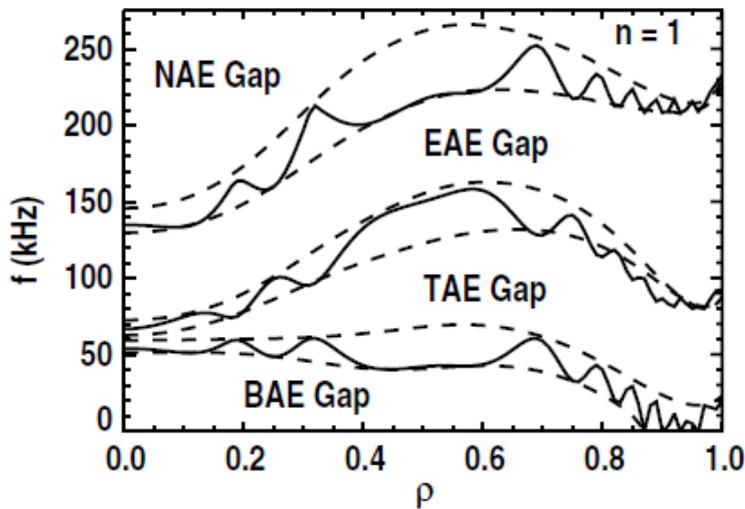


Рисунок 5 – альфвеновский континуум для $n=1$ в токамаке DIII-D. Численное моделирование. (Figure 6 в [45]). Пунктирными линиями обозначены границы зазоров.

1.1.5 Альфвеновские моды на обращенном шире (Альфвеновские каскады)

Помимо тороидальных альфвеновских мод существуют и другие дискретные моды, не относящиеся к альфвеновскому континууму – моды на *обращенном шире* магнитного поля (RSAE – *Reversed Shear Alfvén Eigenmodes*), или *альфвеновские каскады* (AC – *Alfvén Cascade*) [41]. В области, где магнитный шир

$$s = r/q \cdot dq/dr \quad (21)$$

обращается в ноль, то есть в области минимума q , производная $\partial\omega/\partial R$ также обращается в ноль, что, согласно (15), дает возможность развития альфвеновской волны без затухания (рис. 3с).

Обращение магнитного шира происходит в токамаке как правило, за счет скин-эффекта, когда проникновение вихревого электрического поля в плазму запаздывает, и формируется профиль плотности тока, имеющий максимум, смещенный от магнитной оси. Обычно это происходит на стадии

подъема тока. В пределе $\beta \rightarrow 0$, как только возникает резонансная магнитная поверхность с $q = m/n$. При наличии источника быстрых частиц и соблюдении условия резонанса, на этой поверхности может развиваться альфвеновская волна, характеризующаяся номерами m и n . Согласно выражению (7), где волновой вектор определяется условием (14), при $q = m/n$ альфвеновская волна изначально возникнет на нулевой частоте (при конечных β это условие нарушается). По мере роста тока происходит уменьшение минимального значения q_{min} . На рисунке 6а цифрами показаны кривые альфвеновского континуума, соответствующие различным моментам времени в течение эволюции профиля q . В течение роста тока экстремум частоты континуума меняется и происходит линейный рост частоты каскада (см. рисунок 6б) в соответствии с (14). Нарастание частоты происходит до того момента, пока частота каскада не достигнет частоты тороидальной альфвеновской моды, которая определяется из выражения (17), и не происходит трансформации моды [27]. Пока $q_{min} > 1$, после трансформации моды с данными m и n в ТАЕ, существует возможность для дальнейшего развития мод с другими номерами m и n на более высокой частоте.

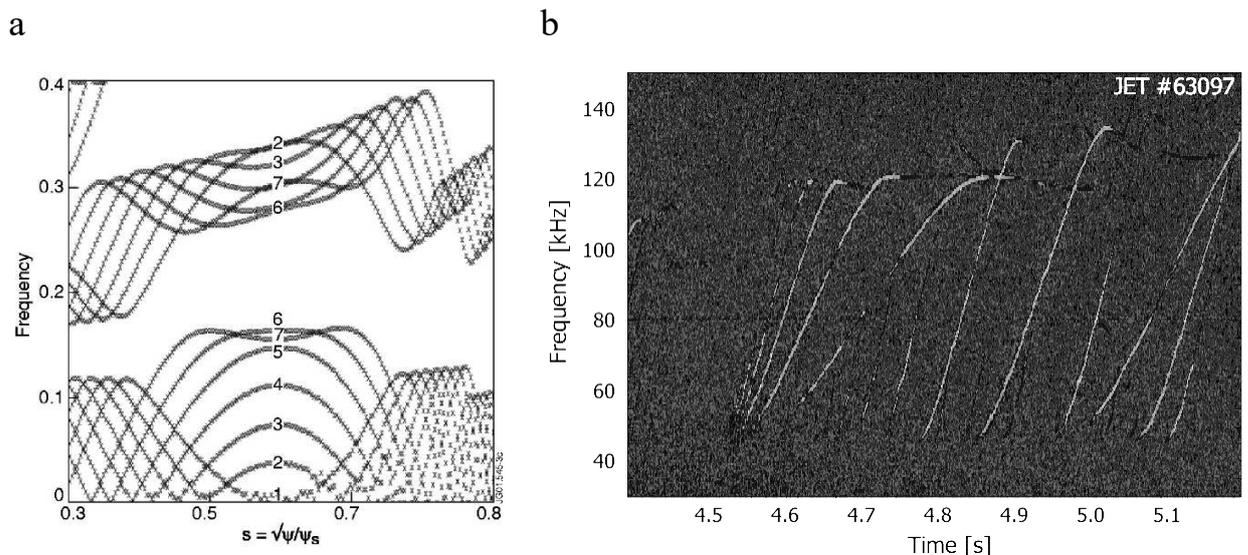


Рисунок 6. а – Пример численного моделирования альфвеновского континуума (нормализованная частота $\omega R_0/c_A(0)$ в зависимости приведенного радиуса в потоковых

координатах) в разряде с обращенным широм магнитного поля при различных значениях минимума коэффициента запаса устойчивости (Figure 5 из [41]). Цифрам 1 – 7 в работе [41] соответствуют значения $q = 3.0 - 2.4$. b – спектрограмма магнитного зонда в режиме с альфвеновскими каскадами на токамаке JET [18].

В случае конечного β (10), как и в случае с формированием бета-индуцированного зазора, становится существенной сжимаемость плазмы. В этом случае кинетическое давление плазмы препятствует развитию возмущения, вызванному распространением альфвеновской волны и происходит так называемое зацепление альфвеновской и геодезической акустической моды, а частота альфвеновского каскада складывается из «альфвеновского» и «акустического» слагаемых [27]:

$$\omega_{AC}^2 = k_{\parallel}^2 c_A^2 + \omega_{GEO}^2 \quad (22)$$

При этом, рост возмущения начинается уже не с нулевой частоты, а с частоты f_{GEO} (20), а насыщение по-прежнему происходит на частоте TAE. Таким образом каскад оказывается заключен между двумя ветвями: сверху по частоте $f_{max}^2 = f_{GEO}^2 + f_{TAE}^2$, а снизу $f_{min} = f_{GEO}$. Связь минимума запаса устойчивости с частотой альфвеновского каскада дает возможность для диагностики q_{min} на основании магнитных измерений. Эта техника называется *магнитной спектроскопией q* и ее применение было впервые предложено в работе [41] и опробовано на данных, полученных на установке JET. На сферических токамаках магнитная спектроскопия для анализа минимума запаса устойчивости была применена на установке NSTX [27] и показала хорошее соответствие с прямыми измерениями профиля тока при помощи диагностики MSE (*Motion Stark Effect*). Применение этого метода на токамаке Глобус-М2 рассмотрено в разделе 3.2. Альфвеновские каскады или моды на обращенном шире магнитного поля наблюдались на множестве токамаков, как классических, таких как JET [25], Alcator C-Mod [46], EAST [47]

так и в сферических, таких MAST [48], NSTX [27]. Кроме того, моды, обладающие схожими с альфвеновскими каскадами свойствами наблюдались на стеллараторе TJ-II [49, 50].

1.2 Передача энергии между волнами и частицами

Возбуждение альфвеновских волн является резонансным [33] и происходит в том случае, когда для продольной компоненты скорости частицы выполняется условие резонанса Ландау:

$$v_{particle}^{\parallel} = \frac{\omega_{wave}}{k_{wave}}, \quad (23)$$

где $v_{particle}$ – скорость частицы, ω_{wave} и k_{wave} – частота и волновой вектор возмущения. Для простой альфвеновской волны волновой вектор $k = k_{\parallel}$, который определяется выражением (14), что дает условие резонанса в тороидальной геометрии:

$$n\omega_{\varphi} - m\omega_{\theta} - \omega = 0 \quad (24)$$

Где $\omega_{\varphi} \approx v_{\parallel}/R$ – частота обращения частицы по пролетной орбите в проекции на тороидальное направление, $\omega_{\theta} \approx v_{\parallel}/qR$ – в проекции на полоидальное направление, а $\omega = \omega_{wave}$ – частота моды. Условие (24) означает, что с каждым циклом обращения частицы по орбите, ее скорость будет оставаться в фазе со скоростью волны. При этом заряженная частица в магнитном поле также совершает циклотронное вращение, для которого фазы волны и частицы также должны совпадать. Однако для альфвеновской волны, $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_A \ll \omega_{Bi}$, поэтому на масштабе её периода циклотронным вращением можно пренебречь. Условие (24) является необходимым, но не достаточным для передачи энергии между волной и заряженной частицей. Так, если резонанс происходит для продольной компоненты скорости частицы, то за передачу энергии отвечает ее поперечная компонента.

Изменение энергии частицы в поле волны может быть описано уравнением[51]:

$$\frac{dW}{dt} = (\mathbf{F} \cdot \mathbf{v}) = \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \cdot \mathbf{v} + e(\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}), \quad (25)$$

где \mathbf{v} – скорость частицы, \mathbf{E} и \mathbf{B} – электрическое и магнитное поле волны. Первое слагаемое (25) обращается в ноль. Таким образом, критерием передачи энергии между волной и частицей является положительная величина $\Delta W = e \oint \mathbf{E} \cdot \mathbf{v} dt = e \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}$ за период обращения по орбите. Фактически это означает, что за полный обход токамака к частице было приложено положительное ускоряющее напряжение в фазе с волной. Передача энергии требует ненулевого произведения $(\mathbf{v} \cdot \mathbf{E})$:

$$(\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}) = v_{\parallel} E_{\parallel} + v_{\perp} E_{\perp} + v_d E_{\perp}. \quad (26)$$

Первое слагаемое в (26) обращается в ноль из-за того, что рассматриваемая альфвеновская волна является поперечной, второе слагаемое связанное с ларморовским вращением также не дает вклада, так как частота альфвеновской волны как правило много меньше циклотронной, вследствие чего происходит усреднение этого слагаемого за множество периодов ларморовского вращения. В связи с этим, в однородной плазме передачи энергии не происходит, так как \mathbf{v} и \mathbf{E} ортогональны, например, в силу уравнения (3). В неоднородном и криволинейном магнитном поле возникает дрейф в плоскости, поперечной магнитному полю со скоростью [51]:

$$\mathbf{v}_d = \frac{c(E_{\perp} + 2E_{\parallel})}{eZB^2R^2} [\mathbf{R} \times \mathbf{B}], \quad (27)$$

где Z – заряд частицы, K_{\perp} и K_{\parallel} – компоненты кинетической энергии частицы, связанные, с поперечной и продольной скоростью, R – координата частицы вдоль большого радиуса. Третье слагаемое (26) определяет передачу энергии. Такое дрейфовое движение происходит преимущественно в вертикальном направлении и может быть представлено в виде Фурье-разложения по гармоникам полоидального возмущения [33, 51]: $v_d = \sum c_l e^{il\theta}$, где c_l –

коэффициенты разложения. Характерный масштаб l -й гармоники возмущения l/r , что приводит к видоизменению условия (24):

$$n\omega_\varphi - (m + l)\omega_\theta - \omega = 0. \quad (28)$$

Чем сильнее геометрия токамака отличается от классического токамака с круглым сечением, тем больше гармоник требуется рассмотреть. Для большинства случаев, как правило оказывается достаточно рассмотреть гармоники $l = \pm 1$. В частности, для тороидальной альфвеновской моды, пользуясь условием (28) и выражением (17), можно установить, что для $l = 1$ резонанс наблюдается для скорости $v_{\parallel} = v_A$, а для $l = -1$ – для скорости $v_{\parallel} = v_A/3$ [35].

Резонансные частицы, для которых выполняется условие (28) могут как передавать свою энергию волне, так и наоборот, получать. В первом случае неустойчивость будет нарастать, а во втором, соответственно, затухать. Соотношение между вкладами этих процессов определяется градиентами функции распределения резонансных частиц в фазовом пространстве. Функция распределения в обобщенном случае является функцией трех пространственных координат, трех координат в пространстве скоростей и времени, однако число переменных можно уменьшить, представив функцию распределения как функцию сохраняющихся величин. Так инвариантности во времени на масштабе орбитального вращения соответствует закон сохранения полной энергии $E = E_{\perp} + E_{\parallel}$ (которая в отсутствии потенциальных полей равна кинетической энергии K), симметрии относительно циклотронного вращения соответствует сохранение магнитного момента заряженной частицы, вращающейся по ларморовской окружности $\mu = K_{\perp}/B$, а тороидальной симметрии в токамаке – закон сохранения канонического момента импульса $P_\varphi = mv_\varphi R - e\Psi$, где v_φ – скорость частицы в тороидальном направлении, а Ψ – полоидальный магнитный поток. Стоит отметить, что величина μ сохраняется не в точности и является т.н.

адиабатическим инвариантом, сохраняющимся при относительно медленном изменении параметров. Таким образом, функция распределения резонансных частиц представима в виде $f(E, P_\phi, \mu)$, а градиент функции распределения в пространстве, задаваемом этими величинами, будет определять передачу энергии [33]. Передача энергии может определяться градиентом функции распределения $\partial f / \partial E$. Если градиент $\partial f / \partial E < 0$, то вблизи области резонанса частиц с меньшей скоростью больше, и происходит прирост их энергии за счет энергии волны, следовательно, волновой процесс затухает. Если же $\partial f / \partial E > 0$ в области резонанса, то, наоборот, более энергичных частиц в резонансной области фазового пространства больше, и происходит нарастание возмущения за счет транспорта быстрых частиц в пространстве скоростей в более «медленные» области, так называемая накачка *bump-on-tail* неустойчивости. Положительный градиент функции распределения в области резонанса может обеспечиваться, когда в плазме присутствует достаточно большая фракция частиц со скоростями, превышающими тепловую. Это происходит как правило в случае сильного дополнительного нагрева, в присутствии популяции альфа-частиц или в случае, когда созданы условия для ускорения электронного пучка. Помимо градиента в пространстве скоростей за передачу энергии может отвечать также и пространственный градиент функции распределения. Профиль функции распределения $\partial f / \partial \Psi$ (или $\partial f / \partial r$), как правило, пикирован на магнитной оси, тогда как тороидальный момент импульса P_ϕ этих частиц, наоборот, увеличивается с расстоянием от центра шнура, создавая положительный градиент $\partial f / \partial P_\phi$, что также приводит к нарастанию возмущения. На масштабе циклотронного вращения вклад вносит также градиент $\partial f / \partial \mu$. Соотношение этих факторов (пространственного градиента и градиента функции распределения в пространстве скоростей) и определяет направление передачи энергии между альфвеновской волной и частицами.

Резонансное взаимодействие между альфвеновскими волнами и надтепловыми частицами может приводить как к потерям быстрых частиц на стенку, так и к уменьшению нейтронного выхода [52] как вследствие непосредственно потерь, так и за счет переноса резонансных частиц в области с меньшей концентрацией ионов или с меньшим временем замедления. Выделяют четыре типа [33] транспорта частиц в режимах с альфвеновскими модами, приводящих к потерям. Конвективный – режим потерь, когда частицы подвержены $[E \times B]$ дрейфу в электрическом поле волны и находятся в фазе с волной [52, 53]. Потери при таком режиме пропорциональны амплитуде волны. Диффузионный – режим, при котором частицы также подвержены дрейфу в поле волны, однако получают добавку к скорости в случайной фазе с волной [33, 52, 54]. В этом режиме уровень потерь пропорционален квадрату амплитуды. Третий тип – перенос на орбиты, где частицы не удерживаются. Этот режим является наиболее опасным, поскольку сообщается, что такой транспорт приводил к повреждениям камеры токамака [24]. Для этого механизма так же, как и для конвективного, характерна линейная зависимость от амплитуды [54]. Последний механизм – лавинный – происходит из-за существенного изменения распределения быстрых частиц, вызываемого развитием альфвеновской волны с большой амплитудой. Вследствие чего развиваются новые моды, приводящие к дополнительному транспорту. Этот механизм имеет пороговый характер по амплитуде [33].

1.2.1 «Щебечущие» моды

Изменение частоты моды может происходить как за счет влияния параметров среды на дисперсионное соотношение, как это происходит при изменении запаса устойчивости для мод на обращенном шире магнитного поля (RSAE) [41], что является линейным эффектом, так и за счет нелинейного взаимодействия между волнами и частицами. Примером такого взаимодействия может послужить наблюдение стремительного спада (роста)

частоты в отдельных вспышках плазменных неустойчивостей, или, т. н. «Chirping». Это явление объясняется взаимодействием неустойчивости с большим инкрементом нарастания с частицами, обладающими инверсной функцией распределения, так что развитие этой неустойчивости оказывается способно видоизменять форму функции распределения. Явление чирпинга наблюдается для большого числа плазменных неустойчивостей, например, для TAE [33, 55], fishbone [55, 56], GAE [57], или ион-циклотронного излучения (ICE – Ion Cyclotron Emission) [58].

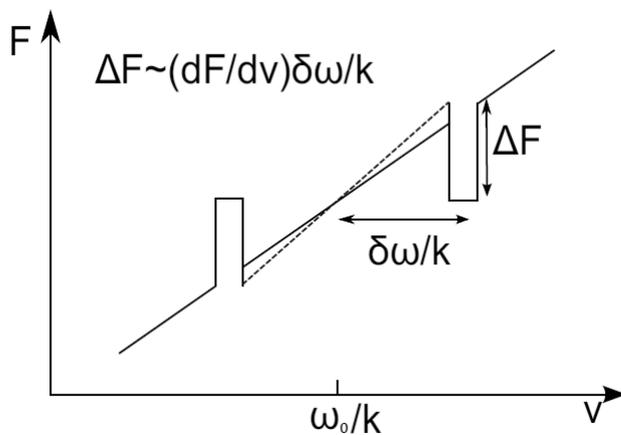


Рисунок 7 – схема формирования особенностей «hole» и «clump» на функции распределения быстрых частиц (Figure 9 в [59]). Пунктирной линией показан наклон функции распределения в предшествующий момент времени.

Модель взаимодействия Альфвеновской волны с надтепловыми частицами с учетом столкновений с ионами фоновой плазмы была рассмотрена в работе Берка (H. L. Berk) и Брейзмана (B. N. Breizman) [60] – т.н. ВВ – модель. Рассматривалась одномерная *bump-on-tail* неустойчивость на хвосте функции распределения быстрых ионов по скоростям $f(v_i)$. При наличии положительного наклона функции распределения в резонансной области и соблюдении условий резонанса (23), (28), волна получает энергию за счет избытка быстрых частиц. В случае если инкремент неустойчивости достаточно высок, на функции распределения вблизи области резонанса спонтанно могут образовываться особенности: избыток частиц со скоростями ниже резонансной «clump» и недостаточное количество частиц со скоростями, превышающими резонансную – «hole» (рисунок 7). При этом волна находится в фазе с частицами, соответственно перенос частиц в пространстве скоростей

приводит к изменению частоты волны. Так, формирование просадки «hole» приводит к появлению растущей ветви, так как скорость этих частиц больше резонансной, а формирование бугра на функции распределение «clump» приводит к спаду частоты (рисунок 8). Процесс продолжается во времени и сопровождается смещением особенностей от области фундаментального резонанса ω_0/k до того момента, пока не произойдет локальное уплощение функции распределения и неустойчивость не диссипирует.

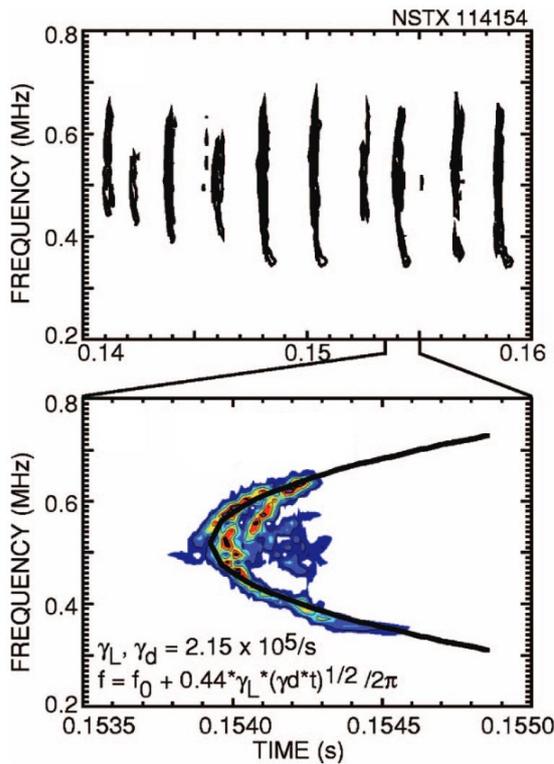


Рисунок 8 – МГД-спектр глобальной альфвеновской моды (GAE) на токамаке NSTX. Изменение частоты в отдельной вспышке соответствует ВВ-модели и следует выражению (29). Адоптировано из [57].

ВВ-Модель предсказывает корневую [60] зависимость частоты моды от времени:

$$\delta\omega \sim \gamma_L \gamma_d^{1/2} t^{1/2} \quad (29)$$

где γ_L и γ_d – соответственно, инкремент и декремент неустойчивости, а также линейную зависимость для больших значений инкремента неустойчивости [61]. Для некоторых типов неустойчивостей, возникающих в сферических токамаках, получена экспоненциальная зависимость [62], в лучшей степени аппроксимирующая спектры, полученные в экспериментах.

Описанный процесс применим не только к плазменным неустойчивостям, взаимодействующим с быстрыми ионами, но также и к неустойчивостям, взаимодействующим с электронами, поскольку для резонансных частиц требуется только наличие bump-on-tail неустойчивости на их функции распределения. Для плазмы космического пространства и атмосферных явлений электронные «chirping»-моды являются достаточно частым явлением (например, свистящие атмосферерики [63]), однако в плазме токамаков они до недавнего времени [64], по всей видимости, не наблюдались.

1.3 Методы изучения альфвеновских волн в токамаке

1.3.1 Магнитные зонды

Основным диагностическим инструментом для регистрации возмущений магнитного поля в токамаках являются магнитные катушки или зонды Мирнова (МС – *Mirnov Coils*) [65], измеряющие возмущение магнитного потока $d\Phi/dt$ через сечение катушки. Ввиду простоты конструкции они получили крайне широкое распространение. Принцип их действия основан на измерении ЭДС (30) магнитной индукции, наведенной на зонд:

$$\mathcal{E} = -sw \cdot \frac{dB}{dt} \quad (30)$$

В выражении (30) sw – произведение площади витка на число витков, а B – магнитное поле.

При всей своей простоте магнитные зонды обладают существенными ограничениями. В первую очередь это отсутствие пространственной локализации сигналов, так как зонд регистрирует все излучение из плазменного объема в независимости от того, из какой области оно было излучено. Частота регистрируемого сигнала ограничена резонансной частотой зонда ($f \ll 1/2\pi\sqrt{LC}$, L и C – соответственно, собственные индуктивность и емкость магнитного зонда), вплоть до которой передача сигнала не искажается, а также возможностями канала усиления и системы цифровой обработки сигналов. Для зондов, установленных снаружи камеры токамака или полностью закрытых защитными корпусами из металла, ограничения также вносит скин-эффект, влияние которого определяется так называемым скин-слоем – расстоянием δ от поверхности, на котором амплитуда тока частоты f , наводимого падающей электромагнитной волной, убывает в e раз.

$$\delta = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 c^2}{\sigma_0 \pi f}} \quad (31)$$

В (31) ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, а σ_0 – удельная проводимость материала защитной стенки (камеры) на единицу длины.

Магнитные зонды широко применяются для определения пространственной структуры (рисунок 9) излучения [66, 67]. Для этого используется несколько одинаковых зондов, объединенных в массив, в котором зонды располагаются вдоль тороидального или полоидального обхода, как правило на равном угловом расстоянии друг от друга. Использование массива магнитных зондов дает возможность не только определять структуру неустойчивости (полоидальный m и тороидальный n номера мод), но и другие свойства, например наличие пространственной асимметрии и направление вращения моды. Структура излучения определяется по фазовому сдвигу сигналов, зарегистрированных соседними зондами.

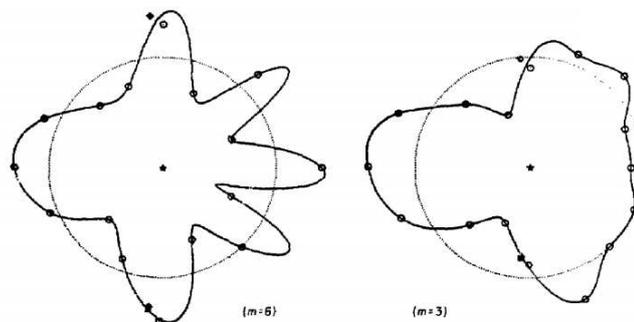


Рисунок 9. Пример использования зондов Мирнова для определения полоидального числа МГД-неустойчивости на токамаке TFTR. Сплошной линией обозначен нулевой уровень сигнала [66].

Число зондов в массиве определяется исходя из предположений о максимальном номере моды, который ожидается для того или иного типа неустойчивости в условиях конкретной установки. Максимальный номер моды m (или n) для данного числа зондов N определяется из критерия Найквиста ($m \leq N/2 - 1$). Для определения номеров моды m и n применяют

методы спектрального анализа. К таким методам относят прежде всего пространственное преобразование Фурье (или разложение по каким-либо другим функциям [68]), а также корреляционный анализ, например построение спектральной плотности мощности (*Cross-Power Spectral Density* – CPSD), или, иначе, спектра взаимокорреляционной функции [69, 70].

Если зафиксировать определенный момент времени для сигналов всех N зондов массива, то полученная выборка из N точек будет представлять форму возмущения в данный момент времени (Рисунок 9). В цилиндрическом приближении можно воспользоваться дискретным преобразованием Фурье:

$$F_m = \sum_{p=0}^{N-1} x_p e^{-i\frac{2\pi}{N}mp} \quad (32)$$

и получить спектр возмущения по m или n в данный момент времени. В (32) x_p – моментальные значения сигналов массива магнитных зондов, а F_m – Фурье-гармоники. Это, однако, не всегда приводит к достоверному результату, особенно при разложении возмущения по полоидальным гармоникам. Расхождения возникают из-за асимметрии, которая может возникать ввиду различных причин, прежде всего из-за наличия Шафрановского сдвига [71], баллонного и других эффектов, влияющих на положение возмущения.

Для более корректного анализа структуры полоидальных возмущений в токамаке требуется применить разложение в классе других заранее известных функций, более приближенных к собственным функциям магнитной поверхности токамака. Это оказывается возможным осуществить для токамаков с большим аспектным отношением и круглым сечением [68], тогда как даже для токамаков с большим аспектным отношением, но обладающим D-образным сечением плазмы возникают затруднения, связанные, например, с тем, что зонды оказываются не равноудаленными от плазмы.

Помимо спектральных методов, для восстановления пространственной структуры волны исследуются и применяются методы, основанные на исследовании фазовых соотношений между сигналами зондов. Сдвиг фаз между двумя сигналами $x(t)$ и $y(t)$ возможно установить и вручную, измеряя относительную задержку сигналов друг относительно друга (Рисунок 10), однако наиболее удобно оказывается сделать это пользуясь методами корреляционного анализа [72]. Метод кросс-фаз состоит в построении матрицы, элементами которой являются фазовые сдвиги между каждой из пар зондов. Для этого сначала вычисляется их взаимокорреляционная функция (ВКФ):

$$R_{xy}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{x(t)} y(t + \tau) dt \quad (33)$$

Здесь надчеркивание означает операцию комплексного сопряжения. Далее вычисляется ее спектр, применяя к (33) преобразование Фурье.

$$S_{xy}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xy}(t) e^{-i\omega t} dt \quad (34)$$

Полученная величина называется *Cross-Power Spectral Density* (CPSD) или спектральная плотность мощности для сигналов $x(t)$ и $y(t)$. Величина S_{xy} является комплексной величиной и содержит амплитудную и фазовую части. Амплитудная часть называется когерентностью:

$$C_{xy} = \frac{|S_{xy}|}{|S_{xx}S_{yy}|^{1/2}} \quad (35)$$

В выражении (35) S_{xx} и S_{yy} – спектры автокорреляционных функций сигналов $x(t)$ и $y(t)$. Фазовая часть называется кросс-фазой и определяется как аргумент комплексной величины (34):

$$\theta_{xy} = \arg(S_{xy}) \pm 2\pi k \quad (36)$$

где k – целое число. Величина кросс-фазы является искомым фазовым сдвигом между парой сигналов. При этом анализировать полученные фазовые соотношения имеет смысл только для тех сигналов, для которых когерентность (35) достаточно велика. Если вычислить кросс-фазу для каждой пары в массиве из N зондов, то возможно получить информацию о пространственной структуре возмущения. Для этого строится так называемая матрица кросс-фаз размером $N \times N$, каждый элемент которой θ_{ij} соответствует фазовому сдвигу между зондами с номерами i и j ($i, j = 1..N$). Так как величина (34) является функцией частоты, то частотное разрешение этого метода обеспечивается выбором окна преобразования Фурье при вычислении величины S_{xy} . Свойства матрицы кросс-фаз $\theta_{ij} = -\theta_{ji}$ (антисимметричность) и $\theta_{ii} = 0$ (нулевой след) следуют из определения взаимокорреляционной функции.

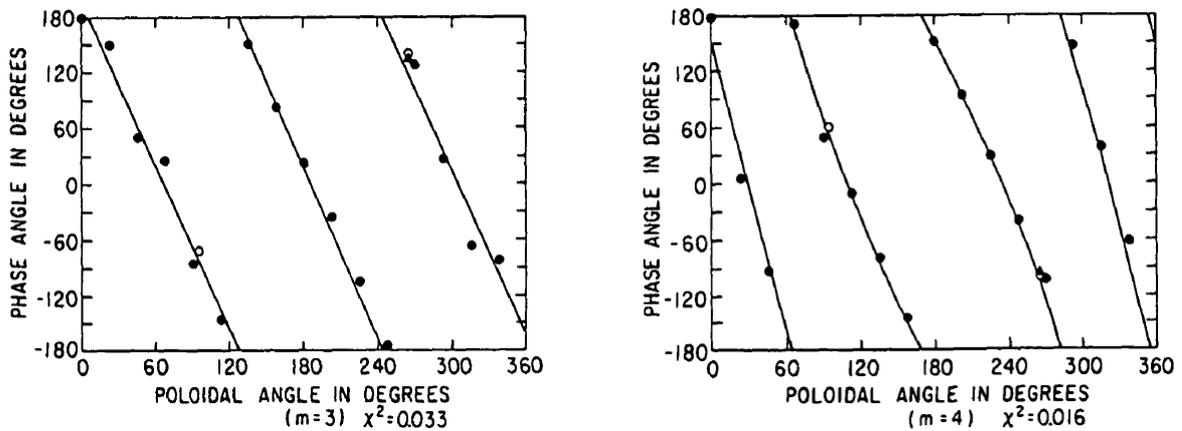


Рисунок 10. Относительный фазовый сдвиг сигналов 16 зондов полоидального массива на установке TFTR. По оси OX отложено угловое положение зонда, по оси OY – фазовый сдвиг сигнала относительно первого зонда. Фазовые соотношения зафиксированы в момент распространения тиринг-моды (Слева $m=3$, справа $m=4$) [66]

Для примера рассмотрим распространение моды $m = 2$ в полоидальном сечении круглого токамака без выраженной антисимметрии (рисунок 11). Такая структура будет иметь два максимума и два минимума амплитуды сигнала за полный оборот (рис. 11b) и в противофазе будут находиться сигналы зондов, расположенных на угловом расстоянии близком к 90° . На

рисунке 11а приведена матрица кросс-фаз, соответствующая этому случаю. На осях отложены номера зондов. Номера зондов используются вместо их углового положения так как зонды расположены эквидистантно и их абсолютное положение не влияет на интерпретацию наблюдаемой картины. В клетках цветом обозначена величина фазового сдвига между зондами от $-\pi$ до π . Распространение такой структуры приводит к появлению двух ярко выраженных полос с максимальным фазовым сдвигом близким к π (так называемых полос равной фазы) в верхней треугольной части матрицы кросс-фаз, и двум в нижней (матрица антисимметрична). Для прочих номеров m , соответственно, количество полос равной фазы увеличивается пропорционально номеру моды.

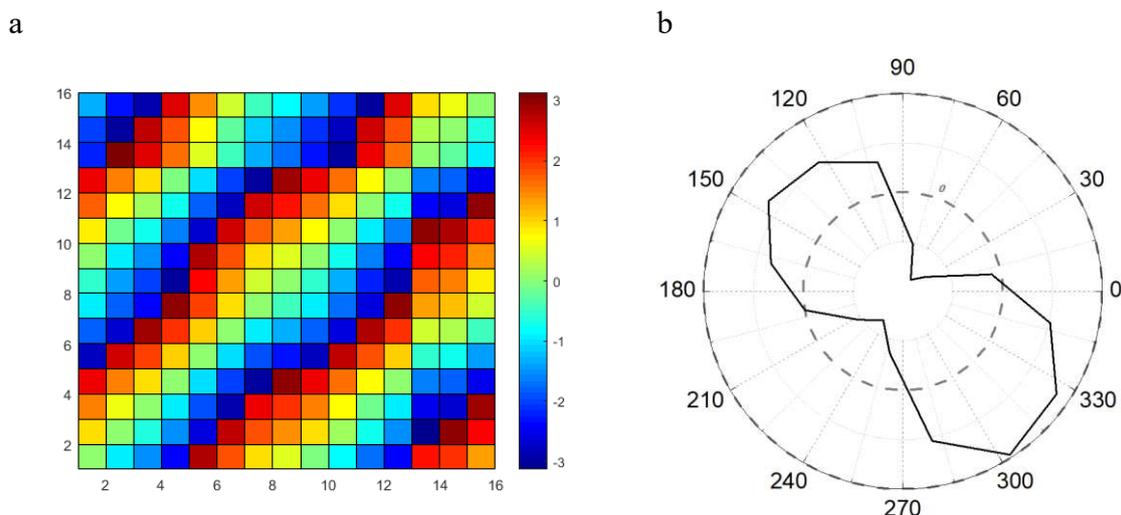


Рисунок 11. а – матрица кросс-фаз для сигнала тиринг-моды на частоте 5 кГц с $m = 2$. б – структура моды в фиксированный момент времени в полярных координатах. Разряд #18070618 установки Туман-3М, 61.48031 мс.

Метод кросс-фаз оказывается особенно полезен для изучения структуры стоячих волн. В этом случае полос равной фазы не наблюдается, а вместо них формируются группы зондов без фазового сдвига (рис. 12а).

Для стоячей моды в полоидальном сечении величина сигнала представима в виде $\xi = f(r)\sin(\omega t)\cos(m\theta)$, где $f(r)$ – радиальное

распределение интенсивности, m – полоидальное волновое число, θ – полоидальный угол. Пока при переходе от одного зонда к другому множитель $\cos(m\theta)$ не меняет свой знак, соседние зонды находятся в фазе, хотя и имеют различную амплитуду. При изменении знака фаза между соседними зондами меняется скачкообразно, так как справедливо соотношение $-\sin(\omega t) = \sin(\omega t + \pi)$. Для наглядности на рис. 12b приведена матрица кросс-фаз для стоячей моды, заданной в виде суперпозиции двух плоских волн, с разными знаками перед «фазой» в аргументе. Для сигналов, полученных в эксперименте (рис. 12а), наблюдается аналогичное расположение групп зондов без фазового сдвига.

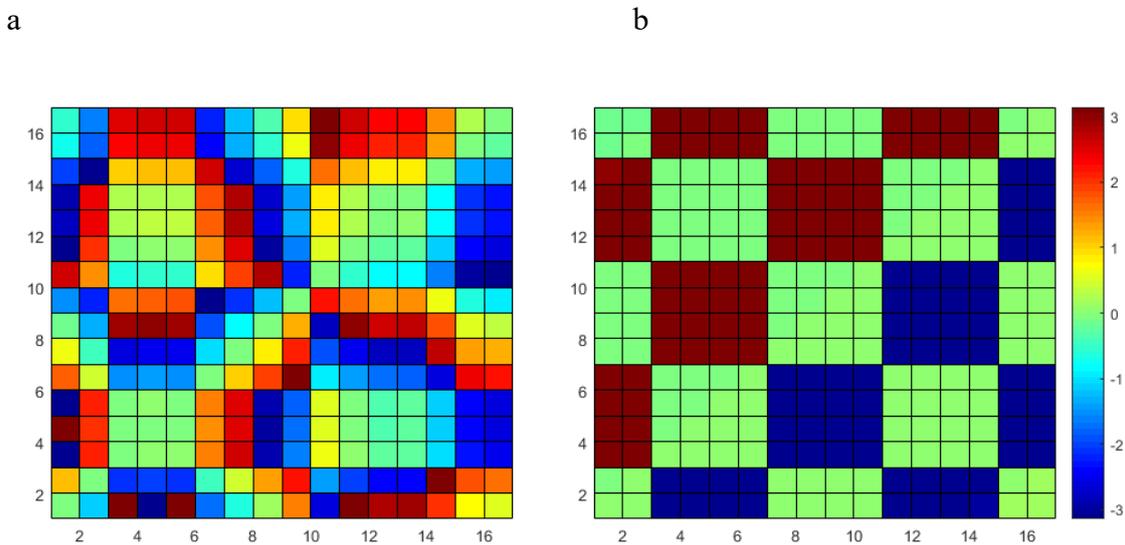


Рисунок 12. а – матрица кросс-фаз для сигналов высокочастотной ионно-циклотронной неустойчивости на частоте 15 МГц зарегистрированной на токамаке ТУМАН-3М. Разряд #18052810, 62.000 – 62.005 мс. б – матрица кросс-фаз для суперпозиции сигналов двух встречных плоских волн с $m = 2$, задававшихся вручную. [70].

1.3.2 Корпускулярные диагностики

Корпускулярные диагностики при изучении альфвеновских волн используются, как правило, как инструмент для анализа уровня потерь быстрых частиц. К таким диагностикам относятся нейтронные детекторы, диагностики FILD [73, 74] и NPA [75, 76]. Диагностика FILD (*Fast Ion Loss*

Detector) предназначена для измерения энергетических спектров заряженных частиц, попадающих в анализатор, путем определения их ларморовского радиуса. Диагностика NPA (*Neutral Particle Analyzer*) также широко применяется для регистрации спектра быстрых частиц. Ее принцип работы основан на том, что ионы высокой энергии (образовавшиеся, например, за счет перезарядки атомного пучка на ионах основной плазмы или за счет нагрева на частоте циклотронного резонанса) испытывают перезарядку на нейтралах в периферийной области, где их концентрация достаточно велика. Далее нейтралы попадают в анализатор, где они ионизируются, а затем уже ионизованные частицы разделяются по импульсам путем отклонения в магнитном поле, и по массам путем отклонения в электрическом поле. После сепарации частицы попадают в детектор, регистрирующий частицы определенной энергии. Схожим образом потери быстрых частиц регистрируются при помощи болометров, однако в этом случае отсутствует энергетическое разрешение. Использование каких-либо корпускулярных диагностик применительно к исследованию потерь быстрых частиц в режимах с альфвеновскими модами подразумевает сравнение уровня сигнала, пропорционального числу зарегистрированных частиц, до появления моды и после.

Помимо регистрации потерь быстрых частиц, корпускулярные диагностики могут использоваться для прямого наблюдения когерентных сигналов от альфвеновской моды. Так, например, для наблюдения сигналов на частотах альфвеновского диапазона применялась диагностика FILD [74]. Также для регистрации альфвеновских и других МГД-колебаний может быть применена активная диагностика НІВР (*Heavy Ion Beam Probe*), предназначенная для измерения потенциала плазмы и его флуктуаций [77]. В плазму нормально к магнитному полю инжектируется моноэнергетический пучок тяжелых (Cs^+ и Ti^+ [78]) ионов, ускоренный электрическим полем. Ларморовский радиус такого иона составляет величину порядка размера

установки, а в плазме инжектируемый ион может подвергнуться вторичной ионизации, после чего его ларморовский радиус сокращается вдвое. Положение области вторичной ионизации определяется энергией ионного пучка. На выходе вторично ионизованного пучка устанавливаются электростатические детекторы, измеряющие энергию зарегистрированных ионов $\Delta\mathcal{E} = E + e\varphi_1$, где φ_1 – потенциал, в области, где происходит вторичная ионизация. Помимо колебаний потенциала плазмы, оказывается возможным измерение колебаний локальной концентрации и полоидального поля [77].

Диагностика зондирования плазмы пучком тяжелых ионов активно применяется, например, на токамаке T-10 [79] и стеллараторе TJ-II [80]. Результаты наблюдения альфвеновских мод на стеллараторе TJ-II при помощи диагностики НВР представлены в работе [81].

1.3.3 Диагностики, основанные на регистрации излучения из плазмы

Оптическая и рентгеновская спектроскопия применяется в диагностике высокотемпературной плазмы очень широко. Глобально спектроскопические методы подразделяются на пассивные и активные. Пассивные методы основаны на сборе собственного излучения из плазмы, а активные – на регистрации вынужденного излучения за счет внешнего воздействия, как правило при инжекции нейтрального пучка или излучения лазера. Применительно к регистрации альфвеновских волн (и других МГД-колебаний) используются детекторы (болометры) мягкого рентгеновского излучения [82], а также рентгеновская томография [83] (пассивные методы), а также эмиссионная спектроскопия [84] (BES – *Beam Emission Spectroscopy*) (активные). Также для определения уровня потерь, связанных с альфвеновскими модами, используются сигналы диагностики FIDA (*Fast Ion D-alpha Emission*) [85], определяющая энергию быстрых частиц по доплеровскому сдвигу линии излучения D_α .

Достаточно полную картину о структуре, характере асимметрии и пространственной локализации неустойчивостей может дать томография плазменного объема. В отличие от томографии в привычном понимании, когда для построения томографических проекций, исследуемый объект облучается проникающим излучением с разных ракурсов, в случае томографии плазмы, источником рентгеновского излучения является сама плазма. Плазма излучает в мягком рентгеновском диапазоне: сюда включается тормозное, циклотронное, рекомбинационное, а также линейчатое излучение. Колебания магнитных поверхностей, вызванные распространением альфвеновской волны или другой МГД-неустойчивости, вызывают колебания интегральной интенсивности рентгеновского излучения вдоль линии наблюдения.

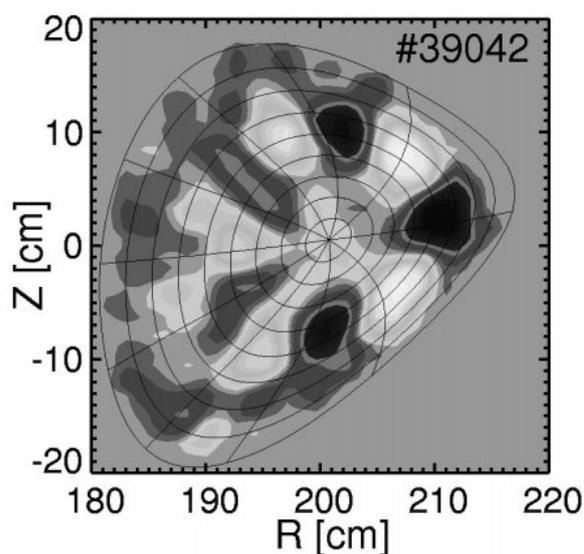


Рисунок 13. Восстановление структуры TAE-моды $m=5$ при помощи рентгеновской томографии на установке W7-AS [83].

Использование массива рентгеновских камер, установленных с нескольких ракурсов в одном сечении плазмы, при применении обратных преобразований даёт возможность по полученным томографическим проекциям восстановить структуру возмущения (рисунок 13). Данная диагностика широко применялась на стеллараторе Wendelstein 7-AS [83].

Еще одной диагностикой, основанной на регистрации излучения из плазмы является ECEI (*Electron Cyclotron Emission Imaging*) [86]. Циклотронное вращение отдельных электронов приводит к эмиссии

электромагнитного излучения на циклотронной частоте. В отличие от ионного циклотронного излучения, плазма оказывается прозрачной для электронного циклотронного излучения, и оно может быть зарегистрировано внешней антенной. Локализация измерений при этом обеспечивается радиальной зависимостью магнитного поля. Слой плазмы, из которого регистрируется циклотронное излучение в большинстве случаев можно считать абсолютно поглощающим, и к нему оказывается применима модель абсолютно черного тела, спектральная плотность мощности излучения которого пропорциональна температуре. Данная диагностика позволяет измерять не только электронную температуру T_e , но также и ее флуктуации δT_e , вызванные в том числе распространением альфвеновских волн. Преимущество данной диагностики по сравнению с другими состоит в локальности измерений и высоком пространственном разрешении. Применение многоканальных двухмерных систем ECEI позволяет восстанавливать пространственную структуру альфвеновских мод [87]. Диагностика ECEI успешно применяется на токамаках DIII-D [88] и Asdex-Upgrade[87].

1.3.4 СВЧ-рефлектометрия плазмы

Метод флуктуационной рефлектометрии основан на зондировании плазмы микроволновым излучением и последующем анализе отраженного (рассеянного) излучения [89, 90]. Излучение вводится в плазму в направлении градиента концентрации, а затем рассеивается на флуктуациях концентрации вблизи поверхности отсечки. Колебания поверхности отсечки и мелкомасштабных возмущений концентраций, на которых происходит рассеяние приводит к изменению фазового сдвига рассеянного излучения относительно зондирующего (рисунок 14).

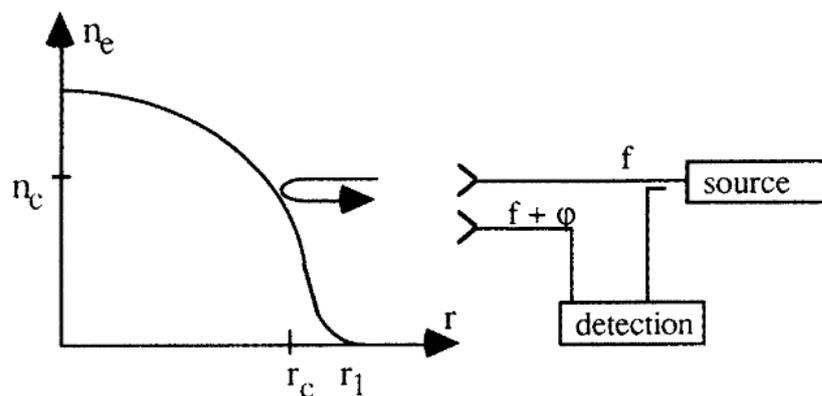


Рисунок 14. Схематическое изображение принципа рефлектометрии [90].

Для регистрации альфвеновских колебаний применяется [91] метод доплеровского обратного рассеяния (ДОП) или DBS (*Doppler BackScattering*). Этот метод основан на зондировании плазмы тангенциально или под небольшим углом к поверхности отсечки [92]. Поскольку альфвеновские волны являются крупномасштабными возмущениями по сравнению с длиной волны зондирующего излучения, непосредственно на них рассеяния не происходит. Однако, поскольку альфвеновская волна является электромагнитной, то ее электрическая составляющая вызывает колебания электростатического потенциала (и электрического поля) на частоте моды, что, в свою очередь вызывает колебания скорости $[\delta \mathbf{E} \times \mathbf{B}]$ дрейфа частиц в поле волны [91]. Регистрация этих колебаний становится возможной за счет эффекта Доплера, выраженного в изменении частоты излучения при его рассеянии в области отсечки, вращающейся со скоростью дрейфа в скрещенных полях. Регистрируемая приемником частота $\omega = \omega_0 + \Delta\omega_D$, $\Delta\omega_D = k_{\perp} v_{\perp}$, где k_{\perp} – характерный масштаб рассеивающих флуктуаций, а v_{\perp} – скорость дрейфа. Измерения при этом являются локальными, так как определенной частоте излучения соответствует определенное положение отсечки при известном профиле концентрации.

1.4 Выводы к главе 1

В данной главе рассмотрены различные типы собственных альфвеновских мод, возникающих в токамаках и других установках с магнитным удержанием: тороидальные альфвеновские моды (ТАЕ), а также прочие случаи собственных альфвеновских мод, возникающих в зазоре альфвеновского континуума, альфвеновские моды на обращенном шире магнитного поля (RSAE), и бета-индуцированные альфвеновские моды. Описаны физические механизмы их возбуждения и передачи энергии между альфвеновскими волнами и частицами плазмы.

В главе 1 также перечисляются основные диагностические средства, позволяющие регистрировать альфвеновские волны, определять некоторые их параметры (частоту, пространственную структуру, радиальный профиль) или измерять ассоциированные с ними потери частиц.

2. ТОКАМАК ГЛОБУС-М2. ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС И СИСТЕМЫ НАГРЕВА

Токамак Глобус-М2 [13, 15] – компактный сферический токамак, являющийся модификацией созданного в 1999 году на базе лаборатории Физики высокотемпературной плазмы в Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе токамака Глобус-М [16]. Общий вид установки с диагностикami и системами нагрева показан на рис. 15. Большой радиус установки составляет $R = 0.36$ м, малый радиус $a = 0.24$ м, что соответствует аспектному отношению $A = 1.5$. Токамак Глобус-М2 в настоящее время является единственным в России действующим токамаком, с D-образным сечением вакуумной камеры, в которой существует возможность создавать плазму с диверторной конфигурацией, а также единственным в России сферическим токамаком.

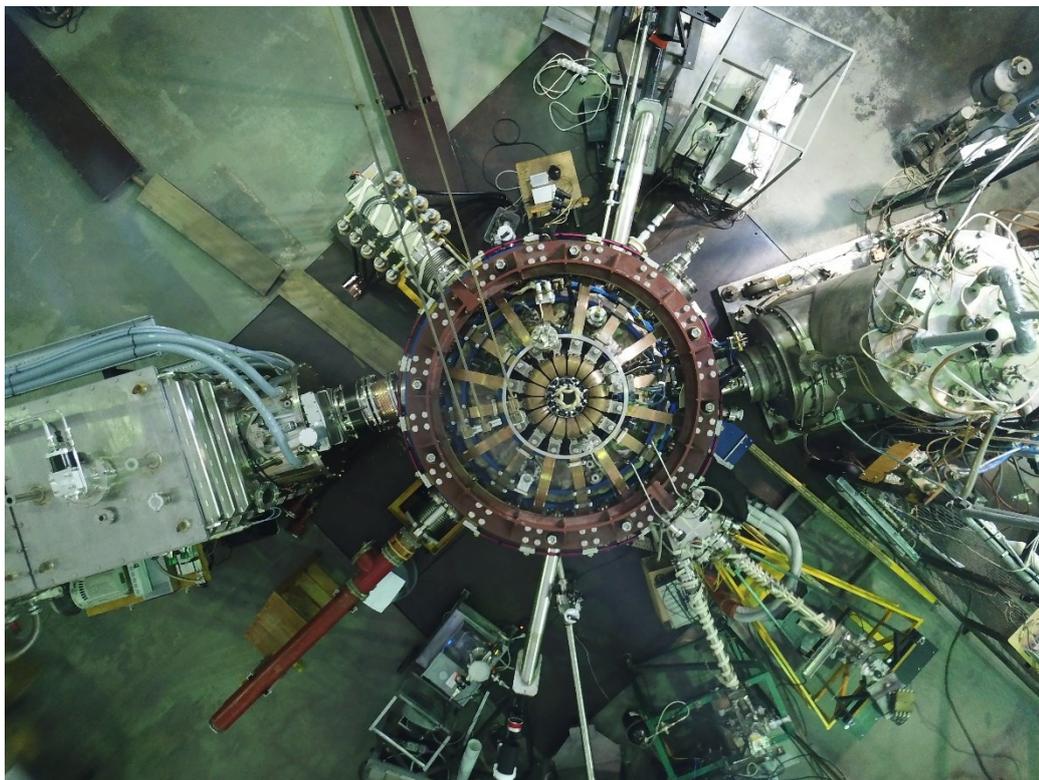


Рисунок 15. Токамак Глобус-М2 (вид сверху) с подключенными системами дополнительного нагрева (фотография сделана автором).

В 2018 году была проведена модернизация электромагнитной системы установки, которая позволила впервые на сферическом токамаке увеличить тороидальное поле на магнитной оси до величины 0.9 Тл. Величина тока по плазме, достигнутая к настоящему моменту составляет 450 кА. Постепенное увеличение рабочих параметров будет производиться и далее вплоть до достижения проектных значений 1 Тл и 0.5 МА. Система обмоток управления, позволяет получать различные конфигурации плазмы, как лимитерные, так и диверторные с различными значениями вытянутости и треугольности. Объем вакуумной камеры составляет порядка 1.1 м³, а объем плазмы может достигать 0.5 м³. Рабочий диапазон значений концентрации для токамака находится в пределах от 10¹⁸ до 10²⁰ м⁻³, а электронная температура достигает 1.5 кэВ. В режиме с горячими ионами [93] было достигнуто значение ионной температуры 4.5 кэВ. Основные параметры установки Глобус-М2 в сравнении с тремя наиболее современными сферическими токамаками: ST-40 (Великобритания) [94] MAST-U (Великобритания) [11] и NSTX-U (США) [12] перечислены в таблице 1.

Токамак Глобус-М2 обладает мощной системой дополнительного нагрева и обширным диагностическим комплексом [13, 95]. Устройства дополнительного нагрева представлены в виде двух инжекторов нейтралей мощностью до 1 МВт каждый, и рассчитанных на энергию 18 – 30 кэВ (НИ-1) и 40 – 50 кэВ (НИ-2) [98], а также устройств нагрева и генерации тока плазмы на частотах нижнегибридного (2.45 ГГц, 500 кВт) и ионно-циклотронного резонанса (7.5 – 30 МГц, до 1 МВт) [13].

	Глобус-М2	ST-40	MAST-U	NSTX-U
Большой радиус R , м	0.36	0.4	0.82	0.94
Малый радиус a , м	0.24	0.24	0.53	0.55
Аспектное отношение A	1.5	1.7	1.56	1.7

Максимальная вытянутость k	2.2	2.5	2.5	2.75
Максимальная треугольность δ	0.45	0.35	0.5	0.5
Максимальное Тороидальное магнитное поле B_T , Тл	1	3	0.78	1
Максимальный ток по плазме I_p , МА	0.5	2	2	2
Максимальная достигнутая температура электронов T_e , кэВ	1.5	3	2	-
Максимальная достигнутая температура ионов T_i , кэВ	4.5	8.6	3	-

Таблица 1 – основные максимальные (проектные) параметры установки Глобус-М2 в сравнении с установками MAST-U, NSTX и ST-40 [96, 97].

Расположение устройств дополнительного нагрева α и диагностик показано на рисунке 16. Ток по плазме и токи в обмотках полоидального и тороидального полей измеряются поясами Роговского, установленными как внутри, так и снаружи камеры. Напряжение на обходе и диамагнитный сигнал измеряются при помощи магнитных петель. Для измерения профилей электронной температуры и концентрации в основном объеме плазмы применяется диагностика томсоновского рассеяния (ТР), обеспечивающая измерение этих параметров в 10 пространственных точках с частотой 330 Гц [99]. В диверторной области измерение электронной температуры и концентрации обеспечивается отдельной системой дивертрного ТР, обеспечивающей измерения в области Х-точки в 9 пространственных точках с частотой 100 Гц [100]. Для определения электронной концентрации также используется микроволновый интерферометр, обеспечивающий среднечордовые измерения вдоль вертикальной хорды с большим радиусом $R = 42$ см. Помимо микроволнового интерферометра, для хордовых измерений электронной концентрации применяется лазерный дисперсионный интерферометр на основе CO_2 лазера с искусственной фазовой модуляцией

зондирующего излучения, хорда наблюдения которого проходит в экваториальной плоскости с прицельным параметром $\rho = 17$ см [95, 101]. Измерения ионной температуры производятся при помощи анализатора атомов перезарядки (NPA ACORD-12, ACORD-24 [102] и CNPA-09 [103]) и спектральной диагностики атомов перезарядки (CXRS), обеспечивающей измерения в 7 пространственных точках [104]. Анализаторы атомов перезарядки также применяются [102, 103, 105] для определения функции распределения быстрых частиц, о чем подробнее написано далее. Для измерения возмущений магнитного поля применяется тороидальный массив, состоящий из восьми магнитных зондов, а также быстрый и медленный полоидальные массивы магнитных зондов, состоящие из 16 и 28 магнитных катушек соответственно (рисунок 18). Для определения поляризации магнитных возмущений используется трехкоординатный зонд. Так же имеется возможность измерения радиального распределения возмущений электрического поля в плазме, для чего на токамаке Глобус-М2 применяется рефлектометр доплеровского обратного рассеяния, обеспечивающий измерения на десяти частотах зондирования [91]. Восстановление равновесия плазмы осуществляется на основании сигналов системы из 21 магнитной петли, регистрирующей полоидальный магнитный поток [95]. Сигналы петель используются в качестве входных данных для различных равновесных кодов. В настоящее время для восстановления магнитного равновесия используются метод подвижных филаментов (токовых колец) [106], ruGSS [107], PET [108], а также алгоритмы FCDI [109]. Помимо этого, измеряются: распределение радиационных потерь и эффективный заряд плазмы [110], потоки нейтронов [111], потенциал плазмы вблизи границы [112], величина теплового потока на дивертор [13, 95], и другие параметры.

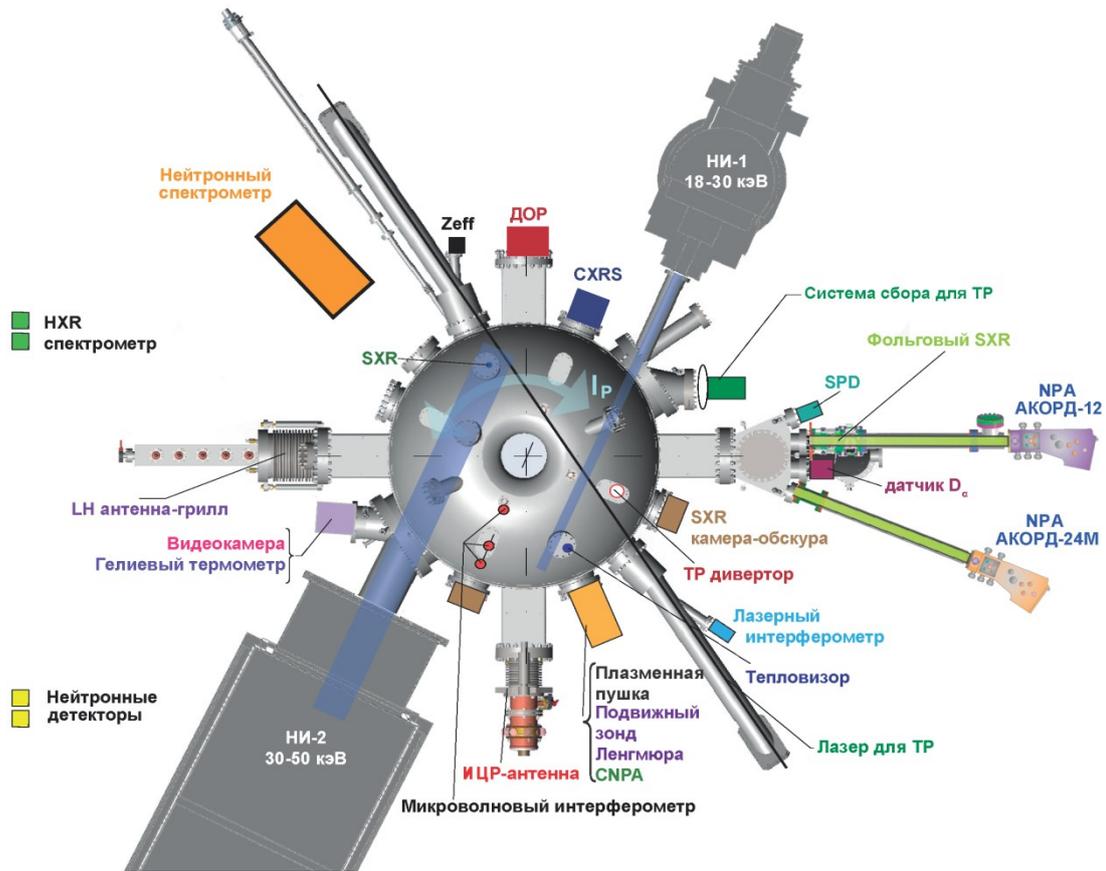


Рисунок 16 – схема расположения основных диагностик и устройств дополнительного нагрева на токамаке Глобус-М2.

2.1 Диагностики токамака Глобус-М2, применяющиеся для изучения альфвеновских волн.

2.1.1 Магнитная зондовая диагностика

Для регистрации быстрых возмущений магнитного поля на токамаке Глобус-М2 применяются три массива магнитных зондов, а также отдельный трехкоординатный зонд, использующийся для определения поляризации излучения. Тороидальный массив зондов состоит из восьми магнитных катушек, измеряющих полоидальную компоненту магнитного потока. Катушки изготовлены из медного провода в полиимидной изоляции, намотаны на керамическое основание размером 30×26 мм и обладают эффективной площадью сечения $sw \approx 60 \text{ см}^2$ (рисунок 17). Зонды расположены внутри нижней тороидальной диафрагмы ($Z = -23$ см, $R = 57$ см) и установлены равномерно вдоль тороидального обхода токамака на угловом расстоянии равном 45° (см. рис. 18).



Рисунок 17. фотография зонда тороидального массива

Зонды тороидального массива закрыты от плазмы графитовыми пластинами, между которыми присутствуют зазоры, допускающие проникновение электромагнитных волн в область установки зондов. Для выделения высокочастотной составляющей сигнала на фоне низкочастотных колебаний, обладающих большей амплитудой, а также для осуществления гальванической развязки сигналов тороидального массива были разработаны двухканальные полосовые усилители с гальванической развязкой сигнального тракта.

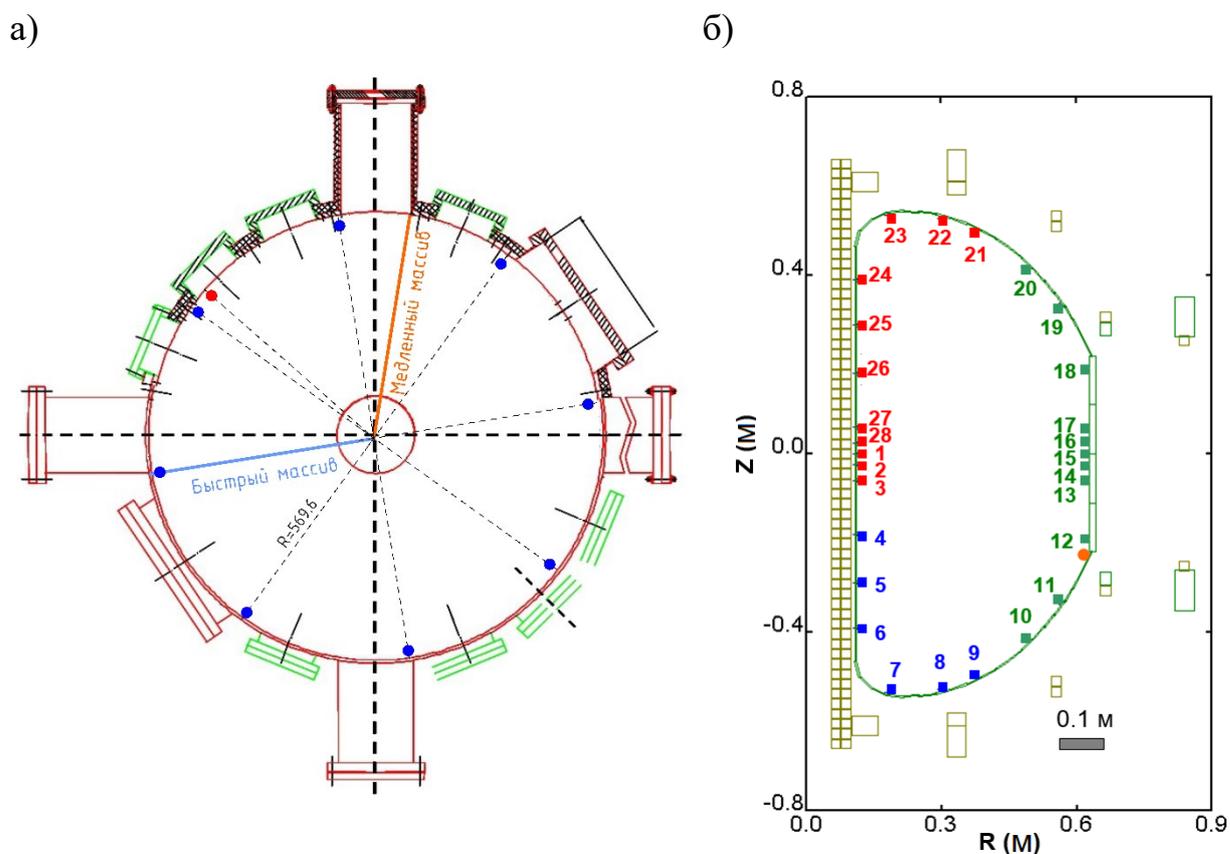


Рисунок 18 – расположение магнитных зондов на установке Глобус-М2. а) – зонды тороидального массива (синий) и трехкоординатный зонд (красный). б) зонды медленного полоидального массива. Оранжевым цветом отмечено положение медленного полоидального массива на рисунке а) и тороидального массива в полоидальном сечении на рисунке б). Голубым цветом на рисунке а) отмечено положение быстрого полоидального массива в тороидальном сечении.

Каждый из двух каналов усилителя представляет собой комбинацию

фильтров Баттерворта верхних и нижних частот второго порядка по схеме Саллена-Ки, и обладает возможностью подстройки коэффициента усиления в диапазоне до $k = 5$. Входной сигнал магнитного зонда разделяется на два канала: первый – «низкочастотный» с полосой пропускания в диапазоне 300 Гц – 30 кГц, второй – «высокочастотный» с полосой пропускания в диапазоне порядка 30 кГц – 3 МГц (см. рис. 19). Схемы электрические принципиальные находятся в приложении 1, а фото изготовленного оборудования – в приложении 2. Оцифровка сигналов тороидального массива осуществляется с частотой 1 МГц в мониторинговом режиме, также в отдельных экспериментах параллельно используется система оцифровки с частотой до 250 МГц (в этом случае аналоговая фильтрация не применяется).

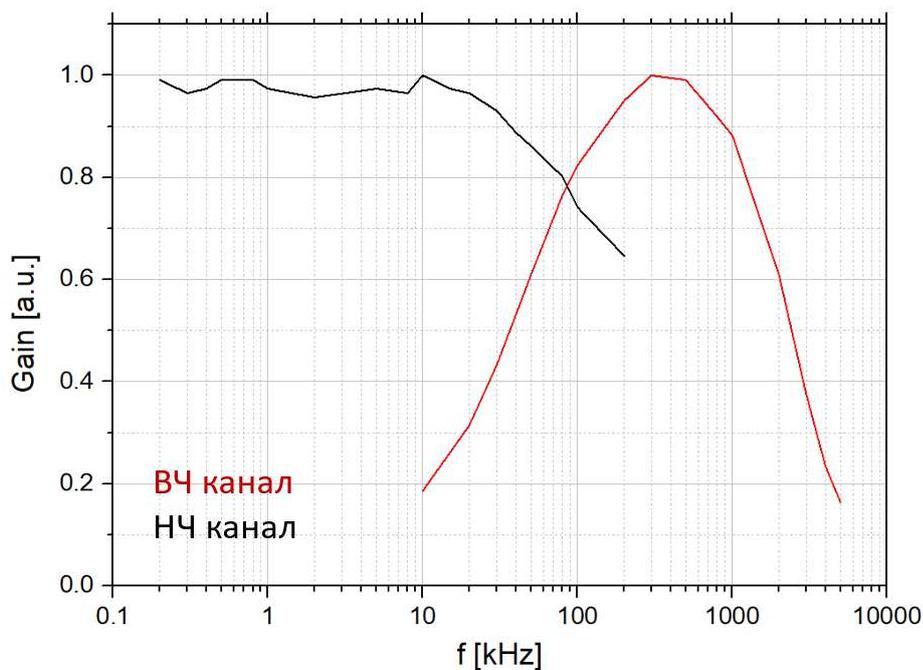


Рисунок 19 – Амплитудно-частотные характеристики двух каналов гальванических развязок (фильтров), изготовленных для системы регистрации сигналов магнитных зондов тороидального массива.

Медленный полоидальный массив зондов представляет собой три группы по 6, 11 и 11 катушек цилиндрической формы, диаметром 8.5 мм и высотой 16 мм, расположенных в трубках из аустенитной нержавеющей стали, с толщиной стенки ~ 0.5 мм и внешним диаметром 11 мм и находящихся под

атмосферным давлением [82]. Трубки проложены внутри вакуумной камеры по ее поверхности. Расположение зондов полоидального массива показано на рис. 18б. Эффективное сечение полоидальных зондов также составляет величину порядка 60 см^2 . Зонды расположены внутри трубок неравномерно, с большей плотностью размещения вдоль центрального столба, с целью изучения асимметрии возмущений. Скиновое время для такой трубки заданной толщины, выполненной из нержавеющей стали с удельной проводимостью σ_0 порядка $1.3 \cdot 10^7 \text{ См/м}$, в соответствии с (31), составляет примерно 12 мкс, что соответствует частоте $f \approx 78 \text{ кГц}$. На практике зонды медленного полоидального массива позволяют регистрировать излучение на частоте до 150 кГц. Это обстоятельство существенно ограничивает возможности использования полоидального массива зондов для исследования альфвеновских колебаний, особенно в условиях экспериментов с увеличенным тороидальным магнитным полем. Сигналы зондов медленного массива оцифровываются с частотой 1 МГц.

В дополнение к медленному полоидальному массиву был установлен еще один – «быстрый» – позволяющий регистрировать электромагнитное излучение в широком диапазоне частот. Быстрый массив полоидальных зондов состоит из 16 магнитных катушек с $sw \approx 60 \text{ см}^2$, измеряющих полоидальную компоненту магнитного потока. Магнитные зонды намотаны медным проводом диаметра 0.2 мм^2 в полиимидной изоляции на керамическое основание (аналогичное используемому для намотки зондов тороидального массива). Зонды быстрого полоидального массива установлены внутри одного из полоидальных шпангоутов внутри вакуумной камеры, в котором в местах установки зондов были отфрезерованы окна для пропускания электромагнитных волн. Для защиты зондов от потоков тепла и частиц из плазмы, окна в шпангоуте были перекрыты пластинами из нитрида бора ($\alpha\text{-BN}$), схожего по своим физическим свойствам с материалом первой стенки – графитом. Для фиксации катушек внутри шпангоута и обеспечения

надежности всех соединений, зонды устанавливались внутри специально изготовленных алюминиевых корпусов, а подвод сигналов до вакуумного разъема был произведен при помощи медного провода в полиимидной изоляции большего диаметра (0.7 мм^2) скрученного в витую пару и помещенного внутрь термостойкой керамической оплетки. Гальваническая развязка сигналов зондов быстрого полоидального массива обеспечивается при помощи высокочастотных согласующих трансформаторов. Расположение быстрого и медленного полоидальных массивов зондов в тороидальном сечении токамака показано на рис. 18а.

Для определения поляризации колебаний во время одного из очередных вскрытий был установлен трехкоординатный зонд, состоящий из трех отдельных катушек, аналогичных катушкам, используемым в тороидальном массиве. Трехкоординатный зонд расположен в том же сечении, что и зонды тороидального массива ($R = 57 \text{ см}$, $Z = -23 \text{ см}$) и занимает объем приблизительно $30 \times 30 \times 30 \text{ мм}$. Первая – «тороидальная» – катушка ориентирована нормально к направлению тока по плазме и измеряет тороидальную компоненту магнитного потока. Вторая «вертикальная» ориентирована нормально к оси Z токамака и измеряет вертикальную компоненту магнитного потока. Третья «радиальная» катушка установлена под углом порядка 45° относительно вертикального направления. Чтобы определять поляризацию колебаний при помощи такой конфигурации катушек требуется знать углы наклона магнитного поля в каждый момент времени, для чего на токамаке применяется метод токовых колец или метод филаментов [106], разработанный АО «НИИЭФА», а также ряд других кодов. Принцип работы метода токовых колец основан на помещении внутрь последней замкнутой магнитной поверхности виртуальных токов (токовых филаментов), положение и ток в которых подбираются таким образом, чтобы отклонение величины полоидального потока, создаваемого подобранной

конфигурацией токов в филаментах от потока через магнитные петли, установленные на токамаке, было минимальным.

Величина возмущения радиальной компоненты магнитного потока δB_R соотносится с измеряемой зондом, расположенным под углом, величиной $\delta B'_R$ как $\delta B_R = \delta B'_R / \cos(\beta)$, где $\beta = 45^\circ$. Полоидальная компонента возмущения δB_θ и компонента, направленная нормально к магнитной поверхности δB_r будут определяться поворотом (37) вокруг оси, направленной вдоль тороидального направления на фиксированный угол α , где $\operatorname{tg}(\alpha) = B_R / B_Z$ – отношение радиальной вертикальной компонент полоидального поля в точке установки зонда, которые и определяются при помощи метода токовых колец или FCDI [109].

$$\begin{pmatrix} \delta B_r \\ \delta B_\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta B_R \\ \delta B_Z \end{pmatrix} \quad (37)$$

Далее, в координатах $(\delta B_\theta, \delta B_\varphi)$ строится фигура Лиссажу (эллипс), и по ориентации его большой полуоси относительно направления магнитного поля определяется поляризация волны. Направление магнитного поля в области установки зонда также определяется при помощи алгоритмов восстановления равновесия. Сигналы обмоток трехкоординатного зонда также оцифровываются с частотой 1 МГц.

2.1.2 Корпускулярные диагностики

В состав диагностического комплекса установки Глобус-М2 входят (см. рисунок 16) два анализатора атомов перезарядки (NPA): ACORD-12 и ACORD-24М [75, 105] производства ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Оба анализатора предназначены для регистрации как атомов водорода, так и дейтерия и имеют временное разрешение 100 мкс. Сигналы анализаторов записываются с минимальной длительностью окна 100 мкс. В качестве детекторов частиц в

каналах используются вторично-электронные умножители канального типа. Анализатор ACORD-12 имеет 6 спектральных каналов для регистрации атомов водорода, регулируемых в диапазоне энергий 250 эВ – 30 кэВ, и шесть каналов для регистрации атомов дейтерия в диапазоне 400 эВ – 20 кэВ. Анализатор установлен в экваториальной плоскости нормально к центральному столбу и применяется для изучения энергетических спектров надтепловых ионов с большими питч-углами (как правило возникающих при радиочастотном нагреве) или для измерения ионной температуры. В свою очередь, ACORD-24M имеет по 12 каналов для регистрации атомов и водорода, и дейтерия, регулируемых в диапазоне 250 эВ – 35 кэВ. Этот анализатор установлен тангенциально к окружности с прицельным параметром 30 см – таким же, как и для инжектора НИ-1 (18 – 30 кэВ – рисунок 16) и применяется для изучения энергетических спектров быстрых ионов с большими продольными скоростями, возникающих в процессе нейтральной инжекции [113]. Для анализатора ACORD-24M предусмотрена возможность сканирования в вертикальном направлении в диапазоне углов от -10° до $+10^\circ$ (рис. 20). Для анализатора ACORD-12 предусмотрена возможность сканирования по питч-углам [75]. При изучении режимов с альфвеновскими модами анализатор ACORD-24M применяется для наблюдения потерь быстрых ионов (переноса частиц из фазового объема наблюдения). Основные результаты по наблюдению потерь быстрых частиц по данным NPA на токамаке Глобус-М2 представлены в работах [13, 105, 114, 115].

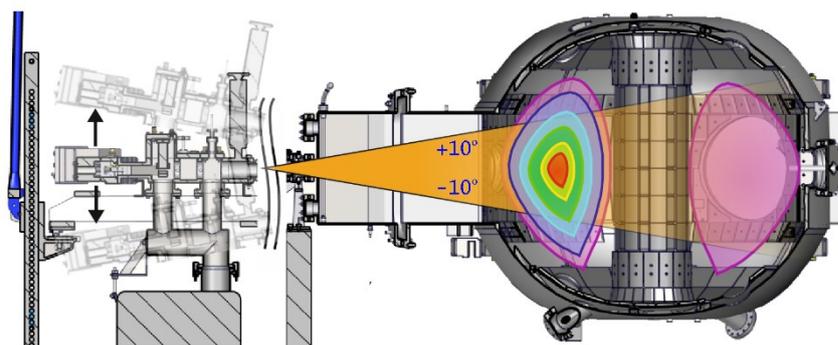


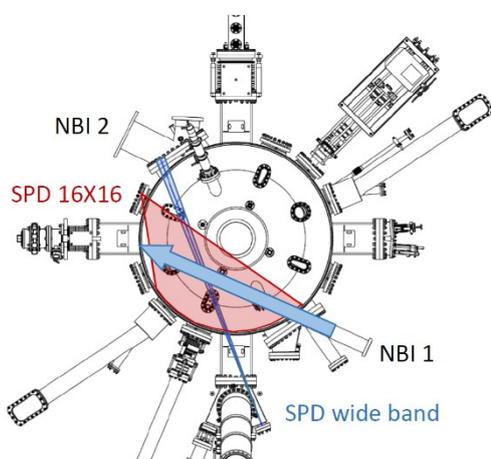
Рисунок 20 Схема расположения сканирующего анализатора ACORD-24 в полоидальном сечении токамака.

Также на токамаке Глобус-М2 с недавнего времени применяется компактный анализатор атомов перезарядки CNPA-09, рассчитанный на регистрацию атомов водорода с энергиями в диапазоне 800 эВ – 120 кэВ или дейтерия в диапазоне 800 эВ – 60 кэВ в 44 спектральных каналах. Потребность в таком анализаторе возникла в связи с вводом в эксплуатацию инжектора нейтралей НИ-2 (рисунок 16), рассчитанного на инжекцию частиц с энергиями до 50 кэВ. В настоящее время анализатор CNPA-09 ориентирован также тангенциально с прицельным параметром 30 см, аналогичным прицельному параметру инжектора НИ-1 и производит измерения в экваториальной плоскости, чем в значительной степени дополняет измерения анализатором ACORD-24. Временное разрешение этого анализатора также составляет 100 мкс. В будущем планируется перенос анализатора CNPA-09 на новое положение для регистрации активного сигнала от инжектора НИ-2. На сигнале анализатора CNPA-09 также регистрировался отклик на вспышки альфвеновских колебаний [95].

В моменты регистрации ТАЕ магнитными зондами наблюдался отклик на сигналах болометров, относящихся к диагностике радиационных потерь. Кратковременное увеличение сигнала во время вспышек ТАЕ наблюдалось на датчике “SPD wide band”, который представляет собой отдельный SPD-

фотодиод, не перекрытый фильтрами. Датчик установлен в экваториальной плоскости, а его линия наблюдения имеет угол расхождения 2° , и направлена вслед направлению нейтральной инжекции [116] (рисунок 21а). Также когерентные сигналы во время вспышек ТАЕ наблюдались в отдельных каналах матрицы радиационных потерь, преимущественно в нижней периферийной области.

а



б

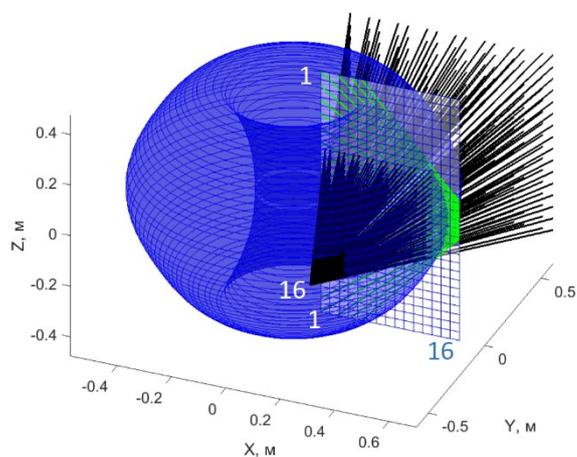


Рисунок 21 а) – расположение элементов диагностики радиационных потерь, на которых регистрировался отклик на отдельные вспышки ТАЕ, и их линии обзора. б) – схема области наблюдения матрицы радиационных потерь на токамаке Глобус-М.

Матрица радиационных потерь состоит из 256 аналогичных SPD-фотодиодов (16 строк и 16 столбцов) и является частью диагностики пространственного распределения радиационных потерь [110]. Частота оцифровки в каналах матрицы достигает 1 МГц, что позволяет регистрировать когерентные сигналы на частоте альфвеновской моды. Область обзора матрицы практически полностью перекрывает полоидальное сечение токамака (рисунок 21б), а линия обзора направлена навстречу оси нейтральной инжекции (рисунок 21а).

2.1.3 Диагностика рефлектометрии доплеровского обратного рассеяния.

Для определения пространственной локализации (профиля) возмущенного электрического поля, связанного с распространением в плазме альфвеновских мод (и других возмущений) на токамаке Глобус-М2 используется рефлектометр доплеровского обратного рассеяния (ДОР) [91], установленный в со стороны слабого магнитного поля. Для зондирования используется излучение обыкновенной моды на фиксированных частотах, соответствующих различным положениям отсечки. Для одновременной регистрации амплитуды и фазы рассеянного излучения используется квадратурное I-Q детектирование [117]. Применяется одночастотная схема с возможностью перестройки частоты в промежутках между разрядами токамака в диапазоне от 18 до 26 ГГц, четырехчастотная [91] схема с фиксированными частотами (20, 29, 39 и 48 ГГц), применяющаяся для зондирования на периферии, а также 6-частотная схема (50, 55, 60, 65, 70, 75 ГГц) для зондирования центральных областей плазмы [118].

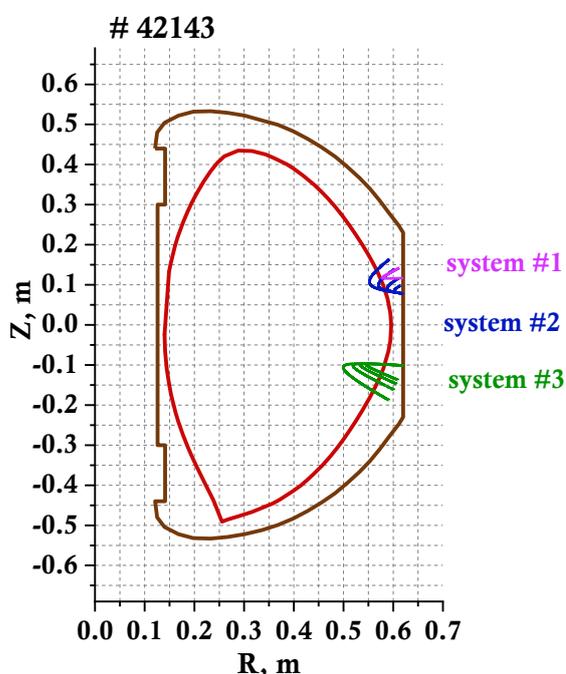
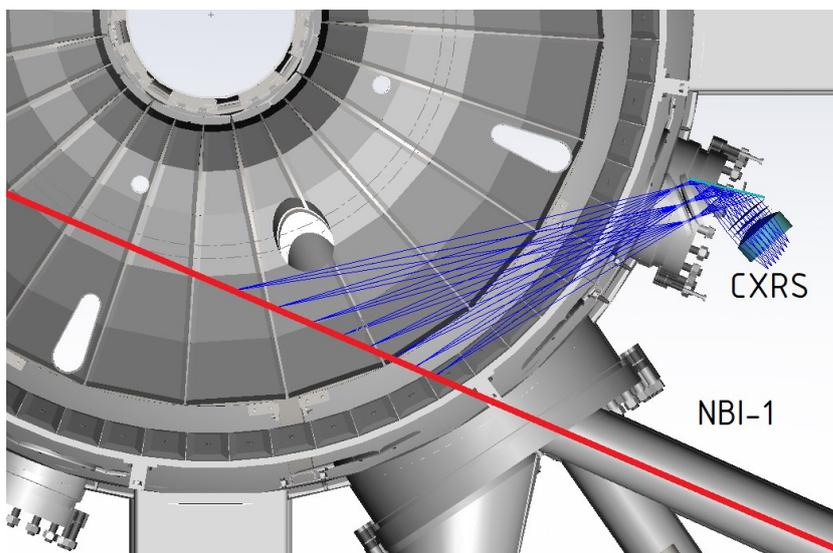


Рисунок 22 Траектория зондирующего излучения и расположение излучающих антенн диагностики ДОР для одночастотной (маджента) схемы с варьированием частоты, Четырехчастотной схемы для зондирования на периферии (синий) и 6-частотной схемы для зондирования центральных областей плазмы (зеленый). Разряд #42143 токамака Глобус-М2. [95]

Траектория излучения в плазме и расположение излучателей для каждой из систем показано на рисунке 22. Положение радиуса отсечки для каждой из частот зондирования определяется в зависимости от условий эксперимента.

2.1.4 Диагностика активной спектроскопии перезарядки

Для определения ионной температуры, а также скорости тороидального вращения плазмы на токамаке Глобус-М2 применяется диагностика активной спектроскопии перезарядки CXRS (*Charge-EXchange Resonant Spectroscopy*). Диагностика основана на регистрации излучения примесных ионов, эмиссия которого происходит в результате их перезарядки на нейтралах инжектируемого в плазму атомного пучка высокой энергии. Диагностика CXRS позволяет определять локальные значения ионной температуры (по уширению контура спектральной линии), а также скорости вращения (по смещению положения спектральной линии). Диагностика CXRS на токамаке Глобус-М2 обладает широким спектральным диапазоном 430 – 800 нм. В качестве основной примесной линии как правило используется линия излучения пятикратно ионизованного углерода C^{5+} на длине волны 529.05 нм. Использование спектральной линии углерода обусловлено тем, что в качестве материала первой стенки используется графит. Результирующее разрешение спектрального прибора составляет 0.0024 нм/пиксель, а временное разрешение составляет 5 мс [95].



*Рисунок 23
Расположение линии
наблюдения диагностики
CXRS на токамаке
Глобус-М (М2)
относительно оси
инъекции атомного
пучка NBI (НИ-1)*

Пространственное разрешение обеспечивается оптической схемой, обеспечивающей измерения в семи пространственных точках, расположенных в экваториальной плоскости вдоль линии инъекции атомного пучка высокой энергии НИ-1 со стороны слабого магнитного поля [95, 104, 119] – рис. 23. Уровень активного сигнала отсчитывается относительно пассивной компоненты, измеряемой в пристеночной области. Так как линию инъекции атомного пучка пересекает и линия наблюдения анализатора атомов перезарядки NPA ACORD-12, также проходящая через экваториальную плоскость, профиль ионной температуры, измеренный при помощи CXRS может быть дополнен еще одной пространственной точкой [104].

Для изучения альфвеновских волн на токамаке Глобус-М2 диагностика активной спектроскопии перезарядки может быть применена для валидации данных, полученных из анализа спектров тороидальных альфвеновских мод (магнитной спектроскопии), частота которых может быть сдвинута за счет эффекта Доплера, обусловленного вращением плазмы в тороидальном направлении (см. раздел 3.1.4).

2.2 Выводы к главе 2

В главе 2 приводятся параметры сферического токамака Глобус-М2 в сравнении с другими сферическими токамаками, действующими в настоящее время. Также описываются системы дополнительного нагрева плазмы и диагностический комплекс, применяющийся на токамаке Глобус-М2. Особое внимание уделяется диагностикам, применяющимся для регистрации альфвеновских волн и связанных с ними измерений: системе магнитных зондов, рефлектометру доплеровского обратного рассеяния, применению корпускулярных диагностик для регистрации потерь быстрых частиц.

Также в главе описано проведенное в рамках настоящей работы усовершенствование магнитной зондовой диагностики, что позволило регистрировать магнитными зондами частоты в диапазоне до 250 МГц, определять тороидальные числа до $n = 3$, а также определять поляризацию излучения.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2

3.1 Тороидальные альфвеновские моды

3.1.1 Наблюдение тороидальных альфвеновских мод

Тороидальные альфвеновские моды (ТАЕ) в течение продолжительного времени наблюдались в разрядах токамака Глобус-М [118, 120, 121] и продолжают регистрироваться в разрядах токамака Глобус-М2 [13, 115] при помощи магнитных зондов, а также ряда других диагностик. Как правило ТАЕ возникают в разрядах с инжекцией дейтериевого или водородного пучка в дейтериевую или водородную плазму [120], как на стадии роста тока, так и на стадии плато. ТАЕ регистрировались как во время работы инжектора НИ-1 ($E_{NBI} \approx 28$ кэВ, $P_{beam} \approx 0.75$ МВт), так и во время работы инжектора НИ-2 ($E_{NBI} \approx 40$ кэВ, $P_{beam} \approx 1$ МВт), а также при их совместной работе. Диапазон параметров разряда в режимах с ТАЕ оказался достаточно широким: среднехордовая концентрация $\langle n_e \rangle < 10^{20} \text{ м}^{-3}$, ток плазмы $I_p = 180 - 400$ кА, поле на магнитной оси $B_T = 0.4 - 0.8$ Тл. ТАЕ в токамаках Глобус-М и Глобус-М2 наблюдались как в виде коротких вспышек длительностью $\sim 0.1 - 0.2$ мс, следующих друг за другом (рисунок 24), так и в виде более продолжительных реализаций. Вспышки ТАЕ возникают в диапазоне частот порядка $100 - 400$ кГц (в зависимости от параметров разряда) на частотах одной или нескольких гармоник. Частота отдельных вспышек может существенно меняться в течение вспышки, однако начальные частоты вспышек, измеряемые при помощи магнитных зондов, находятся в хорошем соответствии выражению для частоты ТАЕ (17) [118, 120].

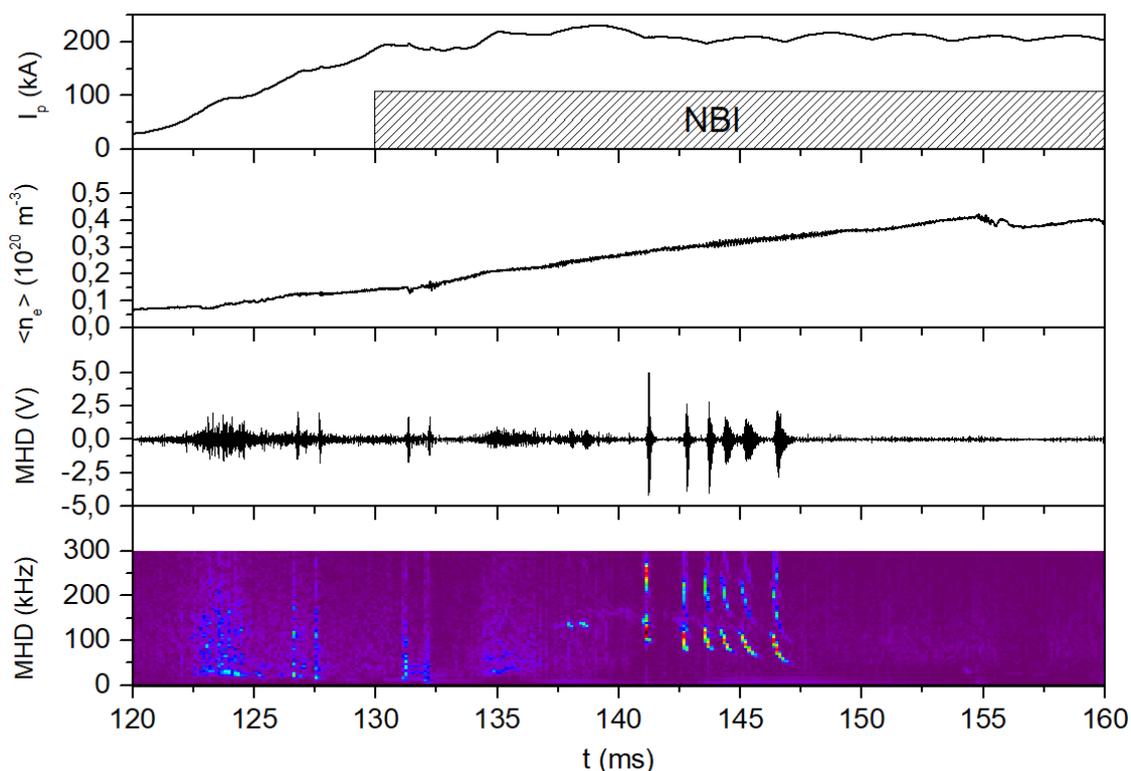


Рисунок 24 – Развитие ТАЕ в токамаке Глобус-М, разряд #37001 (0.5 Т, 200 кА). Сверху вниз: Ток по плазме, среднехордовая концентрация, сигнал магнитного зонда, спектрограмма сигнала магнитного зонда.

В токамаках Глобус-М и Глобус-М2 тороидальные моды развиваются согласно модели хищник-жертва [118, 120]: быстрые частицы, появляющиеся вследствие перезарядки нейтралов инжектируемого в плазму пучка на тепловых ионах, вступают в резонанс с альфвеновской модой, что приводит к стремительному росту ее амплитуды за короткий промежуток времени, а это, в свою очередь, приводит к перераспределению фракции быстрых частиц в фазовом пространстве или к их окончательным потерям по одному из четырех каналов потерь, описанных в разделе 1.2. Уход резонансных частиц из фазового объема приводит к диссипации возмущения, вследствие этого в большинстве экспериментов наблюдается вспыхивающий характер развития моды, продолжительные моды наблюдаются в случаях, когда потери быстрых частиц невелики.

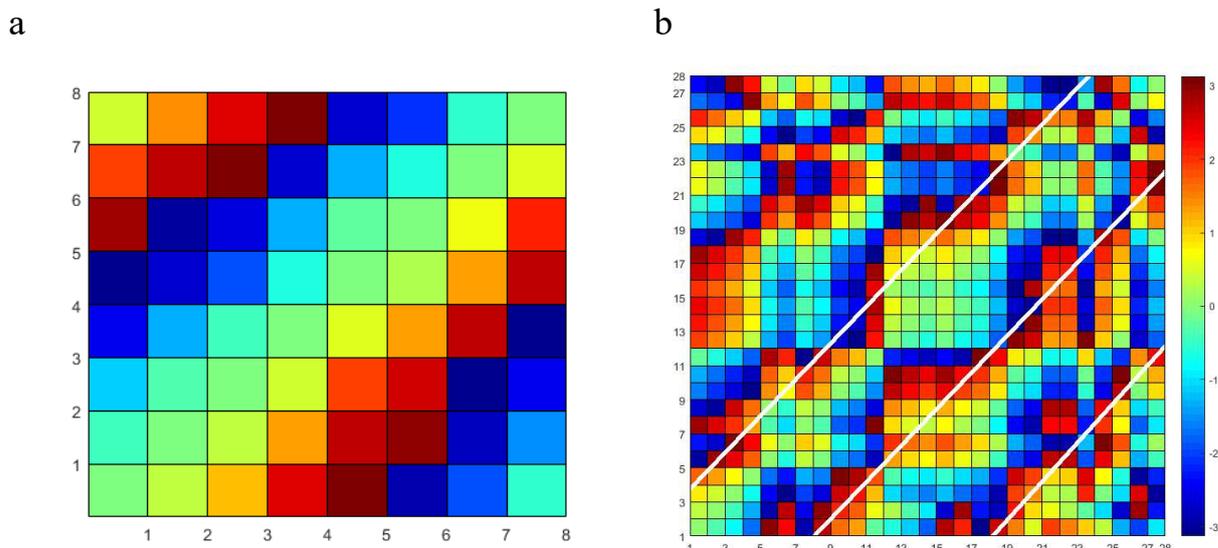


Рисунок 25 – пространственная структура ТАЕ в токамаке Глобус-М (М2), полученная при помощи метода кросс-фаз. а – Мода с $n = 1$ в тороидальном обходе токамака Глобус-М2. Разряд #42168 (0.8Т, 300кА), 145 мс. б – мода $m = 3$ в полоидальном сечении токамака Глобус-М. Разряд #36980, 140,3 мс. Белыми полосами на матрице кросс-фаз отмечены полосы равной фазы, на цветовой шкале отмечен сдвиг фазы от $-\pi$ (синий) до π (красный) [70].

При помощи тороидального и полоидального массивов магнитных зондов были определены номера мод ТАЕ: в тороидальном направлении всегда регистрируется основная гармоника для которой $n = 1$, а так же в некоторых случаях возникает гармоника $n = 2$ и более высокие гармоники. Наблюдение нескольких тороидальных гармоник одновременно соответствует распространению ТАЕ в разных областях пространства. Определение номеров мод производилось как при помощи пространственного Фурье-разложения, так и при помощи метода кросс-фаз (см. раздел 1.3.1). В экспериментах с невысоким магнитным полем 0.4 и 0.5 Тл, в которых электромагнитное излучение на частоте альфвеновской волны способно проникать к зондам полоидального массива, были определены полоидальные номера мод. Оказалось, что как правило возникают бегущие волны с номерами мод $m = 2$ и $m = 3$. На рисунке 25b можно выделить три полосы равной фазы, что соответствует максимальному номеру моды, который содержится в

анализируемом сигнале ($m = 3$). Моды с меньшими номерами ($m = 2$) также содержатся в наблюдаемой матрице кросс-фаз.

Тороидальные моды в токамаке Глобус-М2 имеют поперечную поляризацию (в разрядах токамака Глобус-М поляризация колебаний не измерялась из-за отсутствия трехкоординатного зонда). На рисунке 26 показана фигура Лиссажу (эллипс) в координатах $(\delta V_\phi, \delta V_\theta)$ для тороидального и полоидального сигналов трехкоординатного зонда (см. раздел 2.1.1). Направление оси эллипса по отношению к направлению магнитного поля (синяя прямая линия) определяет поляризацию волны. В данном случае угол составляет величину порядка 60° . Такой наклон эллипса свидетельствует о поперечной поляризации волны, при этом отклонение от нормали может быть объяснено распространением волны под углом к магнитному полю. Поперечная поляризация является характерной для шировых альфвеновских волн, к которым относится ТАЕ.

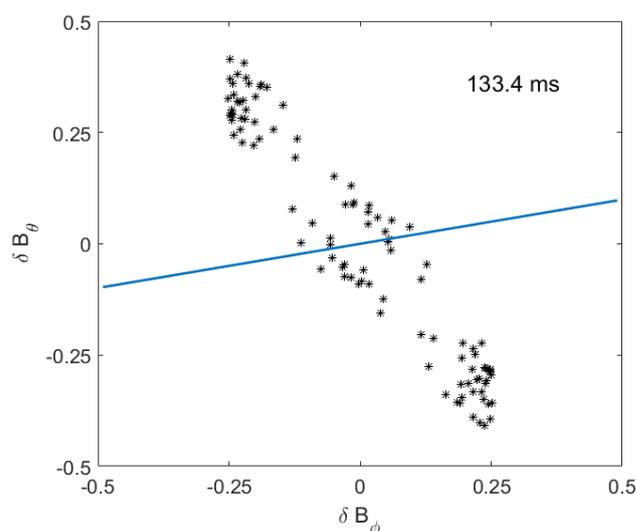


Рисунок 26 Поляризация тороидальной альфвеновской моды в токамаке Глобус М-2 измеренная при помощи трехкоординатного зонда. По осям отложены амплитуды тороидальной (горизонтальная) и полоидальной (вертикальная) компонент возмущенного магнитного поля. Прямой линией синего цвета показана силовая линия магнитного поля. Разряд #42358 133.4 мс.

Вспышки ТАЕ как правило проявляют выраженную нелинейную динамику частоты или т. н. «chirping» (рисунок 24). Динамика частоты отдельных вспышек, однако, отличается от предсказаний классической ВВ-

модели [60, 61]. Во-первых, в подавляющем большинстве вспышек наблюдается только нисходящая частотная ветвь, тогда как ВВ-модель предсказывает формирование двух симметричных ветвей. Такая асимметрия достаточно часто наблюдается на различных установках, причем как для ниспадающей ветви [122], так и для растущей (например, рис. 3 в [50]).

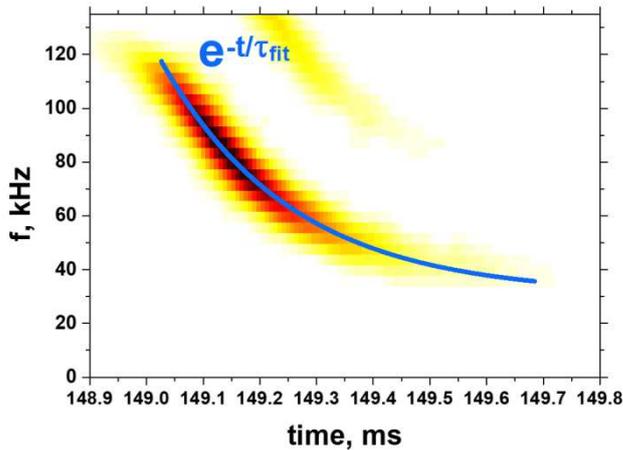


Рисунок 27 – динамика частоты в отдельной вспышке ТАЕ. Разряд №41187 Глобус-М2 [123]. График построен О. М. Скрель.

Для тороидальных альфвеновских мод основным дестабилизирующим фактором, как правило, является не положительный градиент функции распределения ионов по скоростям, а пространственный градиент $\partial f / \partial P_\phi$, естественным образом являющийся положительным [33]. Рассуждения, которые приводятся в [60, 61] (см. раздел 1.2), оказываются справедливы не только для bump-on-tail неустойчивости, но также и для пространственного градиента функции распределения. Как было показано в [124], на динамику образовавшейся пары «hole» – «clump» влияет также распределение частиц по питч-углам. В случае, когда распределение по питч углам анизотропно, и большинство частиц движутся в направлении тока по плазме (*co-passing*) в [124] показано совместное смещение пары «hole» – «clump» на графике $f(P_\phi)$, чем и объясняется нарушение симметрии на спектрах. При изотропном же распределении происходит движение образовавшейся пары в разные стороны, также, как это описано в классической ВВ-модели. Поскольку в токамаке Глобус-М2 для нагрева плазмы применяется ко-инжекция нейтральных частиц, то присутствует существенная анизотропия распределения по питч-

углам. Другое отличие динамики всплеск ТАЕ от классической ВВ-модели состоит в том, что ВВ-модель предсказывает изменение частоты как $\omega \sim \sqrt{t}$ (29), а в большинстве всплеск ТАЕ, зарегистрированных на токамаке Глобус-М и Глобус-М2 частота всплески меняется от времени по экспоненциальному закону (рисунок 27). Аналогичный вид зависимости также был получен при моделировании всплеск ТАЕ в сферическом токамаке MAST [62] в условиях эксперимента, схожих с условиями в токамаке Глобус-М2 [123].

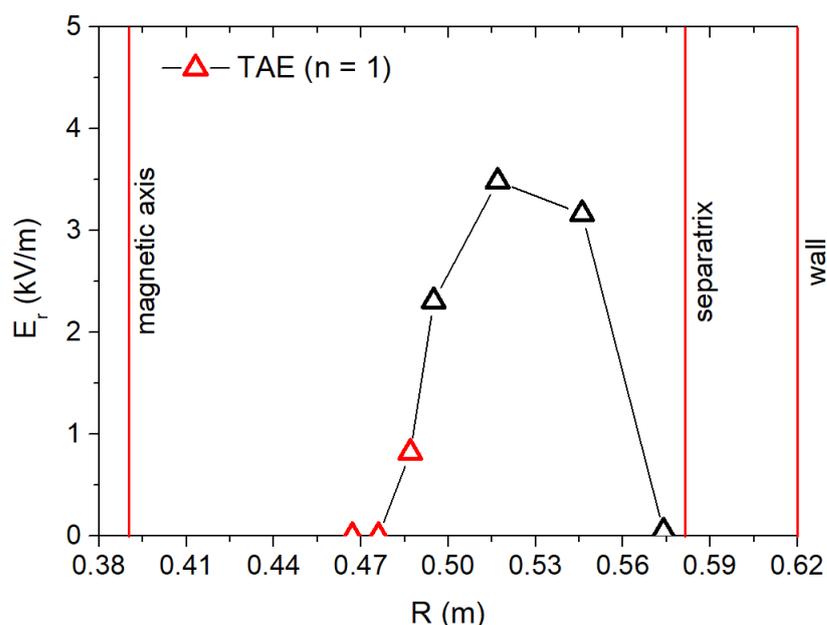


Рисунок 28 – амплитуда возмущений радиального электрического поля ТАЕ с $n = 1$, измеренная при помощи рефлектометра ДОР в семи пространственных точках. Вертикальными линиями обозначены положение магнитной оси, последней замкнутой магнитной поверхности и стенки камеры. Черные точки – разряд #37001, 145 мс, красные — разряд #39197, 137 мс [118]. Профиль получен сотрудниками Политехнического университета А. Ю. Яшиным и В. В. Буланиным.

Для определения пространственного распределения амплитуды электрического поля, создаваемого ТАЕ, в токамаке Глобус-М (М2) применялось зондирование плазмы микроволновым излучением при помощи рефлектометра доплеровского обратного рассеяния (ДОР) [91, 115]. Так, на рис. 28 профиль радиального электрического поля альфвеновской волны, измеренный в четырех пространственных точках (треугольники черного

цвета) на 145 мс разряда #37001 дополнен измерениями еще в трех пространственных точках (треугольники красного цвета) на 137 мс разряда #39197 при аналогичных условиях эксперимента (0.5 Тл, 200 кА). В результате, для тороидальных альфвеновских мод была установлена периферийная локализация моды ($0.6 < \rho < 1$) с достаточно широким контуром распределения (рисунок 28). При этом моды, соответствующие различным номерам n , как и ожидалось, имеют различное положение максимума распределения электрического (и магнитного) поля волны [115]. Периферийная локализация моды, в частности, может объяснять высокий уровень потерь быстрых ионов и снижение нейтронного выхода (до 25%) в токамаке Глобус-М, так как для резонансных частиц, пересекающих область локализации моды больше вероятность быть перемещенными на орбиты, пересекающие стенку [115].

3.1.2 Результаты расчета альфвеновского континуума

Измеренные в эксперименте частоты ТАЕ и пространственная локализация сравнивались с результатами моделирования [115, 125, 126] альфвеновского континуума и собственных частот ТАЕ при помощи спектрального кода KINX [127]. Моделирование ТАЕ мод проводилось для семейства разрядов с магнитным полем 0.5 Тл в диапазоне плазменных токов 180 – 250 кА. Для численного моделирования использовалась следующая информация для выбранного разряда и момента времени: координаты магнитной сепаратрисы и профиль тока по плазме, полученные из кода реконструкции равновесия, а также профили электронной концентрации и температуры, полученные при помощи диагностики томсоновского рассеяния [99] и пересчитанные как функции нормированного тороидального магнитного потока ($\sqrt{\Psi}$), рассчитанного кодом ASTRA [128]. Эти данные позволяют воспроизвести выбранные магнитные конфигурации кодом SAGE [129] на сетке, адаптированной к магнитным поверхностям. Для

моделирования была выбрана вспышка ТАС зарегистрированная на 141.2 мс. разряда #37001. Для сравнения с экспериментальными данными был рассчитан альфвеновский континуум для мод с тороидальными волновыми числами $n = 1$ и $n = 2$, а также структура собственных функций из МГД спектра в области частот, близких к частотам, наблюдаемым в эксперименте. Для этого использовался двумерный спектральный код KINX в рамках нескольких постановок задачи: с закрепленной и свободной границей, с учетом (показатель адиабаты $\Gamma = 5/3$) и без учета сжимаемости плазмы ($\Gamma = 0$).

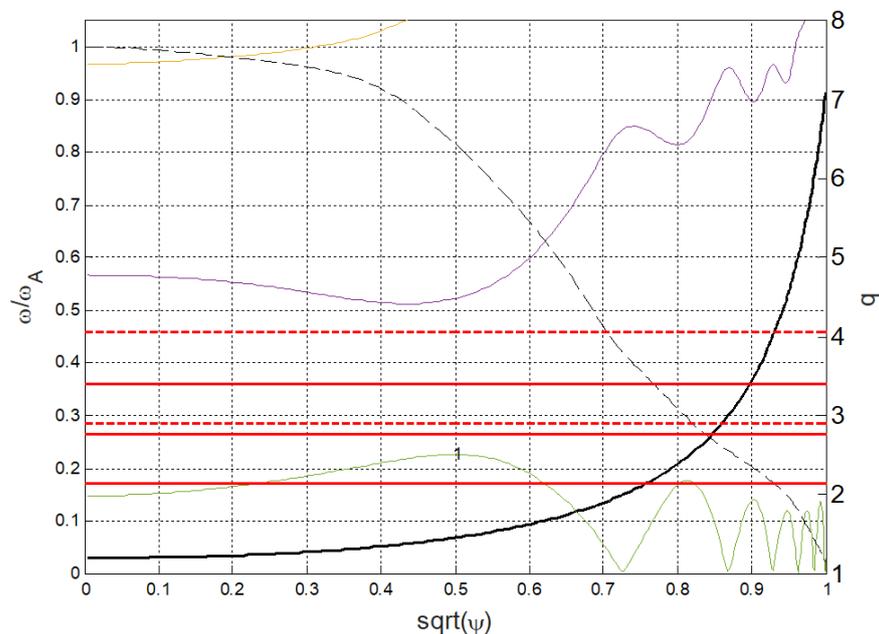


Рисунок 29 Спектр альфвеновского континуума ($\omega/\omega_A(\sqrt{\Psi})$, $\omega_A = 2\pi f_A$) для моды с тороидальным номером моды $n = 1$ (желтая, фиолетовая и зеленая линии). Горизонтальными линиями показаны возможные резонансные частоты для граничных условий с закрепленной границей (сплошные линии) и со свободной границей (пунктирные линии). Кривой черного цвета показан профиль запаса устойчивости. Пунктирной линией показан профиль электронной концентрации. $\Gamma = 0$, $f_A = 428$ кГц. Разряд #37001, 141.2 мс. Адаптировано из [126]

На рис. 29 приводится один из вариантов расчета спектра альфвеновского континуума, соответствующий моде с $n = 1$ и несжимаемой плазме ($\Gamma = 0$). В непрерывном спектре формируется зазор, внутри которого

были получены резонансные частоты, на которых может развиваться тороидальная альфвеновская мода. Среди рассчитанных частот наиболее близкой к частоте, наблюдаемой в эксперименте в данном разряде в данный момент времени оказалась частота $f = 155$ кГц ($\omega/\omega_A = 0.36$), соответствующая граничным условиям с фиксированной границей. Для этой частоты (для моды $n = 1$) было рассчитано пространственное распределение полоидальных гармоник (структура собственных функций) – рис. 30а.

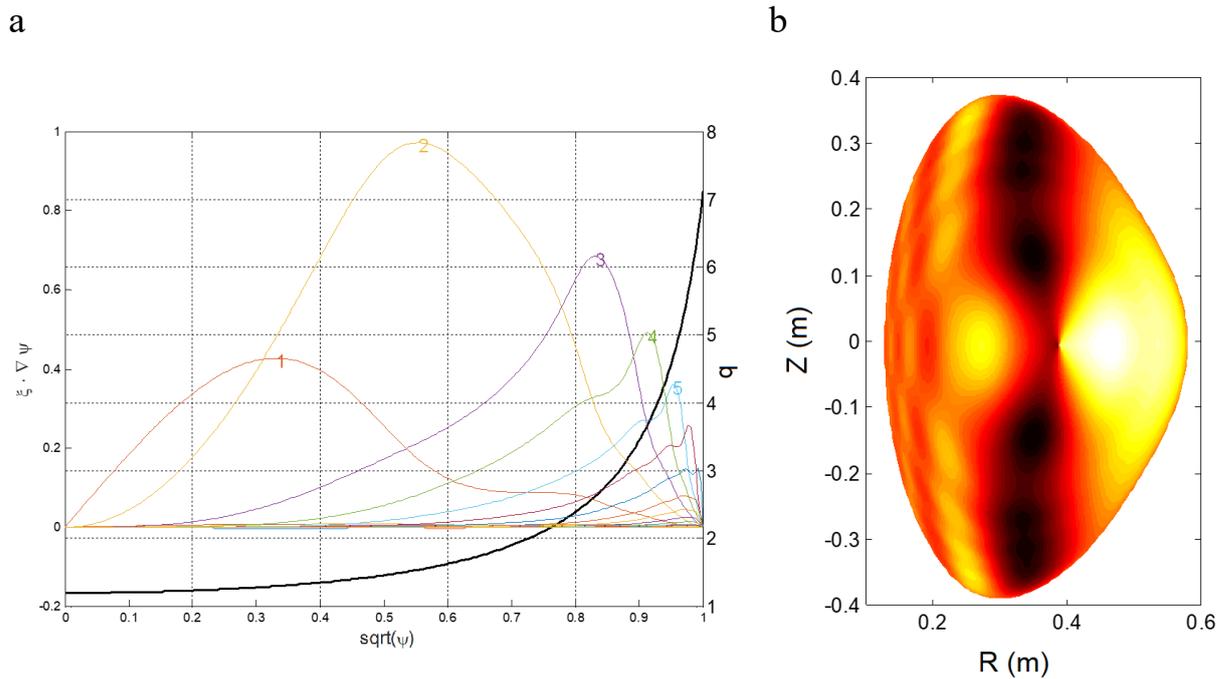


Рисунок 30 а – пространственное распределение полоидальных гармоник альфвеновской моды с $n=1$ на частоте 155 кГц рассчитанное кодом KINX (гармоники величины смещения плазмы $\xi \nabla \Psi$, нормального к магнитным поверхностям, в координатах с прямыми силовыми линиями магнитного поля). Кривой черного цвета показан профиль коэффициента запаса устойчивости. б – относительное смещение плазмы под воздействием альфвеновской волны по направлению нормали к магнитной поверхности в полоидальном сечении (темно-красный – максимум, светло-желтый – минимум). Адаптировано из [126]

Таким образом, для частоты 155 кГц наиболее вероятной представляется пространственная структура моды, обладающая тороидальным номером $n = 1$ и полоидальными номерами $m = 2, 3$, так как локализация моды,

установленная при помощи диагностики ДОР определена вблизи области пересечения этих гармоник (рис. 30а). Графически совокупность гармоник, представленных на рис. 30а показана на рис. 30б. Помимо частоты 155 кГц были собственные функции и для других частот из зазора (рис. 29), для которых, однако, наблюдалось худшее совпадение с экспериментальными данными. Подробно параметры расчета и его результата приводятся в работах [125, 126].

Приведенные в данном разделе расчеты альфвеновского континуума для условий и геометрии токамака Глобус-М в определенных случаях предсказывают возможность возбуждения тороидальных альфвеновских мод с пространственно-временной структурой, соответствующей той, которая наблюдается в экспериментах.

3.1.3 Потери быстрых частиц, вызываемые тороидальными альфвеновскими модами

В моменты возникновения ТАЕ на сигналах магнитных зондов, на сигналах некоторых корпускулярных диагностик также наблюдался отклик в виде кратковременных просадок, или, наоборот, подъема уровня сигнала. Отклик на вспышки ТАЕ наблюдался на сигналах нейтронных детекторов [120, 123], NPA [114, 115, 120, 121, 123], а также болометров диагностики радиационных потерь [123], не защищенных от попадания частиц. Наблюдение отклика на сигналах корпускулярных диагностик может свидетельствовать о потерях резонансных частиц, как это наблюдалось на других установках. Например, по данным нейтронных детекторов, снижение нейтронного выхода на Токамаке Глобус-М во время ТАЕ составляло до 25% [118, 120]. В экспериментах по изучению потерь в режимах ТАЕ также использовался анализатор атомов перезарядки NPA ACORD-24M. Анализатор ориентирован тангенциально к оси нейтральной инжекции, и изначально его линия наблюдения была установлена под углом 0° , что позволяло

регистрировать поток быстрых частиц из экваториальной области. При таком положении NRA, в канале, настроенном на регистрацию частиц с энергией близкой к энергии инжектируемого пучка (28.5 ± 1.5 кэВ), а также в соседних энергетических каналах, наблюдалось кратковременное снижения уровня сигнала (рисунок 31), возникающее одновременно со вспышками ТАЕ на магнитном зонде. Такие просадки сигнала NRA свидетельствуют об уходе частиц из наблюдаемой области как вследствие перераспределения в физическом пространстве, включая окончательные потери, так и в пространстве скоростей – ускорение или замедление. Снижение потока нейтронов на анализатор из экваториальной плоскости в канале с энергией, близкой к энергии нейтральной инъекции, составляло до 80% [118, 120].

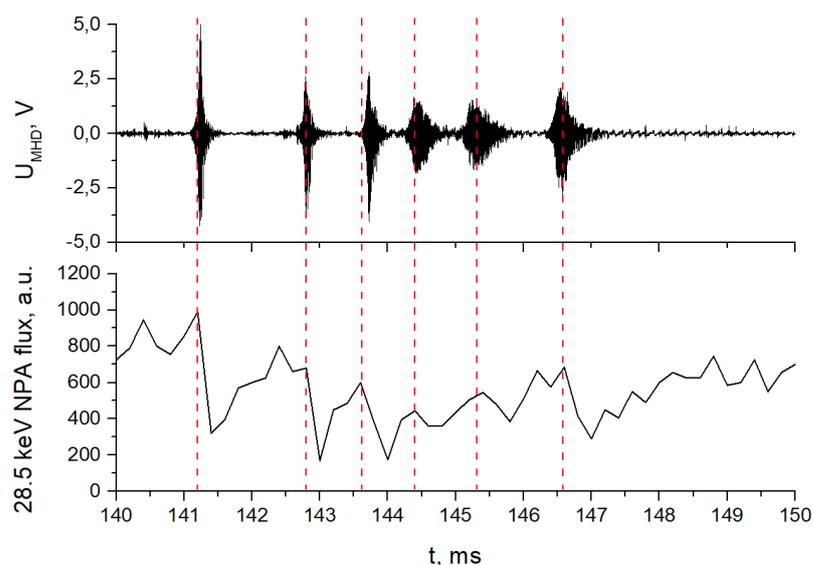


Рисунок 31 – сигнал магнитного зонда (сверху) и сигнал NRA в канале, настроенном на регистрацию энергию 28.5 кэВ (снизу). Во время возникновения ТАЕ на магнитном зонде, на сигнале NRA наблюдается отклик в виде кратковременных просадок. Глобус-М, разряд №37001.

Была обнаружена корреляция между величиной просадки сигнала в канале анализатора 28.5 кэВ и амплитудой магнитного поля, измеренной зондом, при этом, одинаковые амплитуды возмущений приводили к различному уровню снижения сигнала анализатора в разрядах с различными

значениями магнитного поля и тока по плазме (рисунок 32). Наблюдалось увеличение просадок сигнала NPA с увеличением амплитуды TAE, и снижение с ростом магнитного поля и тока [114, 115, 130]. Снижение величины просадок сигнала с увеличением магнитного поля может быть объяснено уменьшением ларморовских радиусов быстрых ионов, а зависимость от тока по плазме – смещением дрейфовых центров орбит пролетных ионов вдоль большого радиуса ($\Delta R = R - R_0 \sim q\rho_{ci} \sim 1/I_p$, где R_0 – радиус магнитной оси, а ρ_{ci} – ионный циклотронный радиус). Для классических токамаков, как это было описано в *разделе 1.2*, зависимость окончательных потерь от амплитуды определяется следующими типами транспорта: конвективным, переносом на орбиты потерь, диффузионным, и лавинным. Для первого и второго из этих механизмов предсказывается линейная зависимость уровня потерь быстрых частиц от амплитуды моды, для диффузионного механизма зависимость от амплитуды предполагается квадратичной. Потери при альфвеновских лавинах в настоящей работе были исключены из рассмотрения.

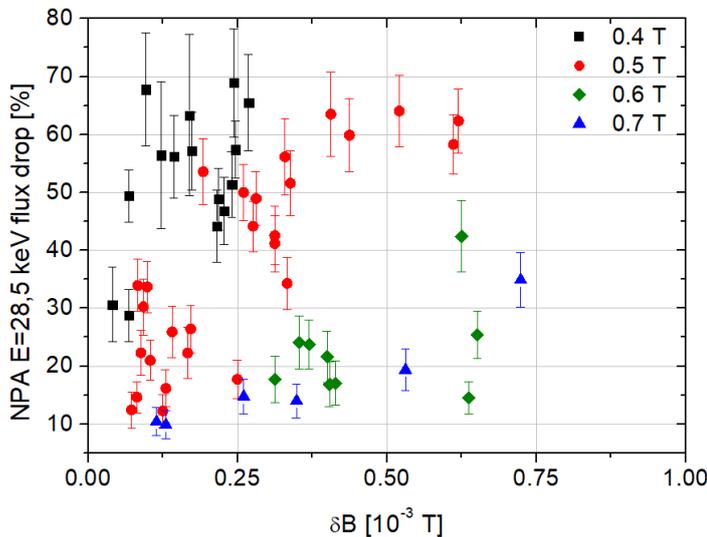


Рисунок 32 – снижение уровня сигнала NPA в канале, настроенном на регистрацию частиц с энергией близкой к энергии инжекции нейтрального пучка в зависимости от амплитуды TAE при различных параметрах разряда [114].

Был проведен регрессионный анализ имеющихся данных о просадках в потоках нейтралов на анализатор от амплитуды всплесков δB , магнитного поля B_0 и тока по плазме I_p по $N = 153$ экспериментальным точкам. Регрессионная

зависимость величины снижения сигнала анализатора во время отдельных ТАЕ определялась в виде степенной функции трех переменных $dN/N = C \cdot \delta B^\alpha \cdot B_0^\beta \cdot I_p^\gamma$, где C – неизвестная постоянная, α , β и γ – искомые показатели степеней. Изначально уровень потерь быстрых ионов оценивался по величине относительной просадки в потоке нейтралей на анализатор:

$$\frac{dN}{N} = \frac{(N_1 - N_2)}{N_1} \quad (38)$$

где N_1 и N_2 – число отсчетов анализатора до и после просадки сигнала соответственно. Далее методом наименьших квадратов определились неизвестные коэффициенты ошибки их определения как элементы матрицы ковариаций. Однако, однозначно определить зависимость искомым способом не получилось так как, во-первых, величина (38) не отражает разную длительность отдельных вспышек ТАЕ, а во-вторых зависимость параметров регрессии друг от друга оказалась достаточно велика, так как обычно в целях сохранения МГД-устойчивости разряда магнитное поле и ток по плазме изменялись пропорционально, с сохранением величины q . Коэффициенты корреляции между всеми величинами приводятся в работе [130]. В результате была получена регрессионная зависимость от комбинированных параметров $B_0 I_p$ и $\delta B/B_0$, которая приводится в [130]. Для разделения параметров оказывается возможным зафиксировать зависимость от амплитуды ТАЕ δB , так как ее можно получить, проанализировав данные других диагностик.

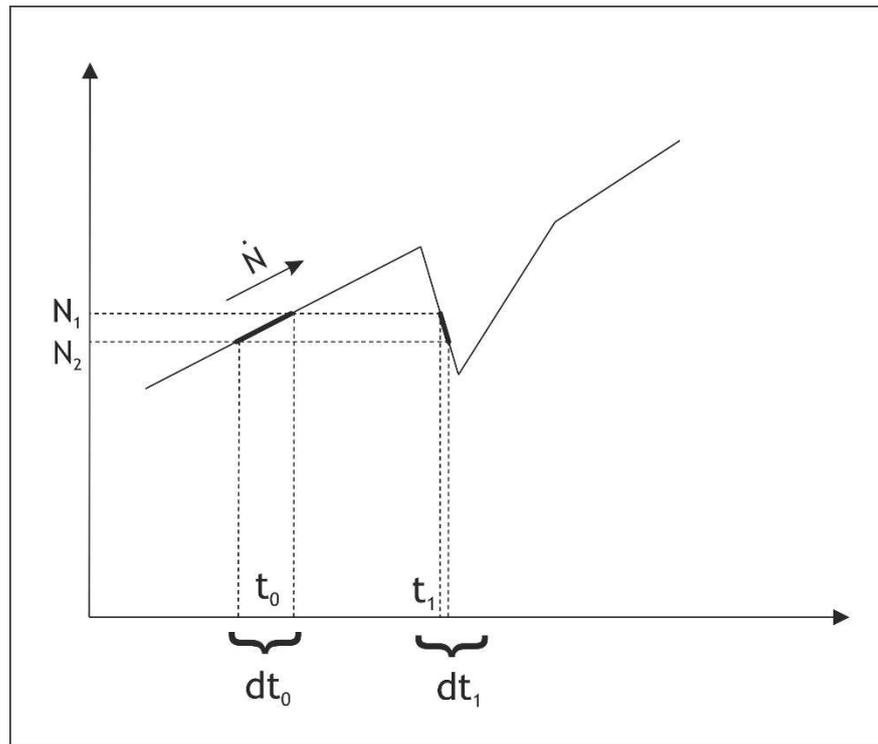


Рисунок 33 – определение времени удержания быстрых частиц по просадке в сигнале корпускулярной диагностики.

Позже был применен альтернативный подход для оценки уровня потерь быстрых ионов. Вместо относительной просадки в потоке на анализатор (38) использовалось время удержания быстрых частиц τ_c [22], обратно пропорциональное доле потерянных частиц.

$$\tau_c = \frac{N(t_1)}{\dot{N}(t_0) - \dot{N}(t_1)} \quad (39)$$

В выражении (39) моменты времени t_0 и t_1 выбираются таким образом, что t_0 находится до начала просадки в сигнале НРА, а момент t_1 – после, при этом число частиц до падения уровня сигнала и после должно быть одинаковым: $N_1(t_0) = N_1(t_1) = N_1$ и $N_2(t_0) = N_2(t_1) = N_2$ (см. рисунок 33). Величины $\dot{N}(t_0) = (N_2 - N_1)/dt_0$ – скорость потерь частиц в отсутствии моды, $\dot{N}(t_1) = (N_2 - N_1)/dt_1$ – во время моды, а $N(t_1) = N(t_0) = (N_2 + N_1)/2$ – среднее значение числа частиц. Использование времени удержания быстрых частиц (39) вместо относительной просадки сигнала (38) позволяет

определять потери частиц в единицу времени, что более верно отражает характер потерь.

Использованное при первичном анализе положение анализатора AKORD-24M (наблюдение в экваториальной плоскости), как оказалось, позволяет регистрировать только уход частиц из фазового объема, то есть их перераспределение, а не окончательные потери. Для подтверждения этого предположения было применено сканирование анализатором AKORD-24M по вертикали [76]. При изменении наклона анализатора оказалось, что, начиная с определенного угла, просадки (рисунок 31) в потоке на анализатор сменяются на подъемы (рисунок 34) уровня сигнала во время регистрации ТАЕ.

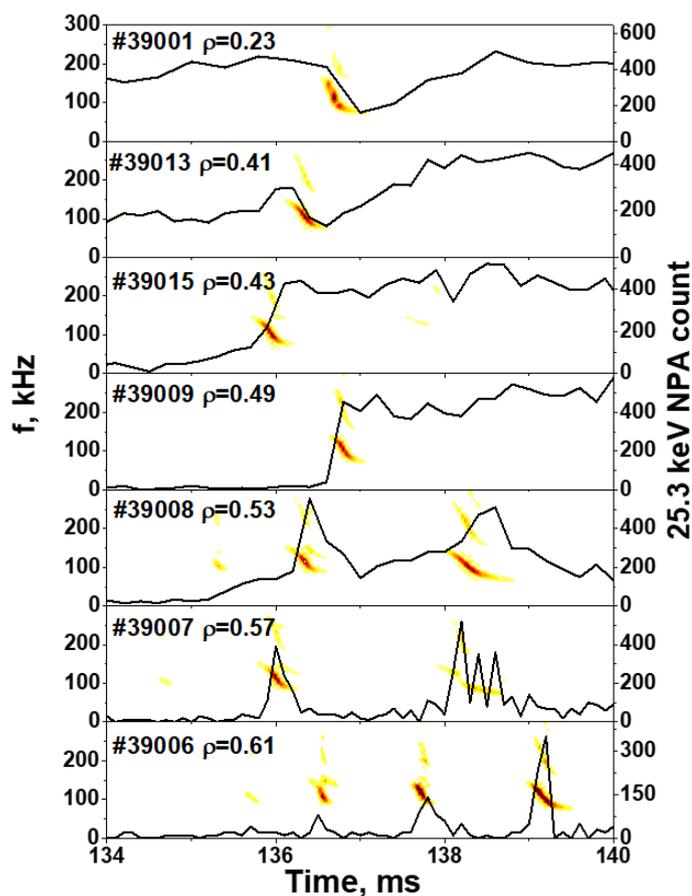


Рисунок 34 – Изменение сигнала потока частиц на анализатор в канале с энергией 28.5 кэВ при развитии ТАЕ для различных значений прицельного параметра $\rho = d \cdot \operatorname{tg} \alpha$ (d – расстояние от анализатора до магнитной оси, α – угол наклона анализатора) [123].

При больших значениях прицельного параметра ρ (больших углах наклона анализатора α – рис. 20) при отсутствии альфвеновских мод, поток нейтралов на анализатор практически отсутствует, поскольку орбиты частиц с энергией порядка 28.5 кэВ через область наблюдения анализатора не проходят. Однако, во время появления ТАЕ, такие частицы могут попадать в наблюдаемую область посредством какого-либо из ранее перечисленных механизмов транспорта. При этом, длительность наблюдаемого подъема сигнала в канале анализатора порядка длительности моды, что означает, что частицы с данной энергией в этой области существуют только пока есть их приток за счет переноса в поле альфвеновской волны. В отсутствие моды быстрые частицы из этой области теряются, поэтому по наблюдению подъемов уровня сигнала можно судить об окончательных потерях быстрых частиц, а не только об их перераспределении в пространстве. При сравнении величины пиков на сигнале анализатора в разных разрядах важным условием является сохранение полного числа быстрых частиц с данной энергией. Если при наблюдении просадок в сигнале, наблюдавшихся ранее при обзоре в экваториальной области токамака (рисунок 31) отсчет величины просадки проводился относительно начального (до появления ТАЕ) уровня сигнала, то при наблюдении пиков (подъемов) относительное сравнение разрядов с различными условиями оказывается затруднительным.

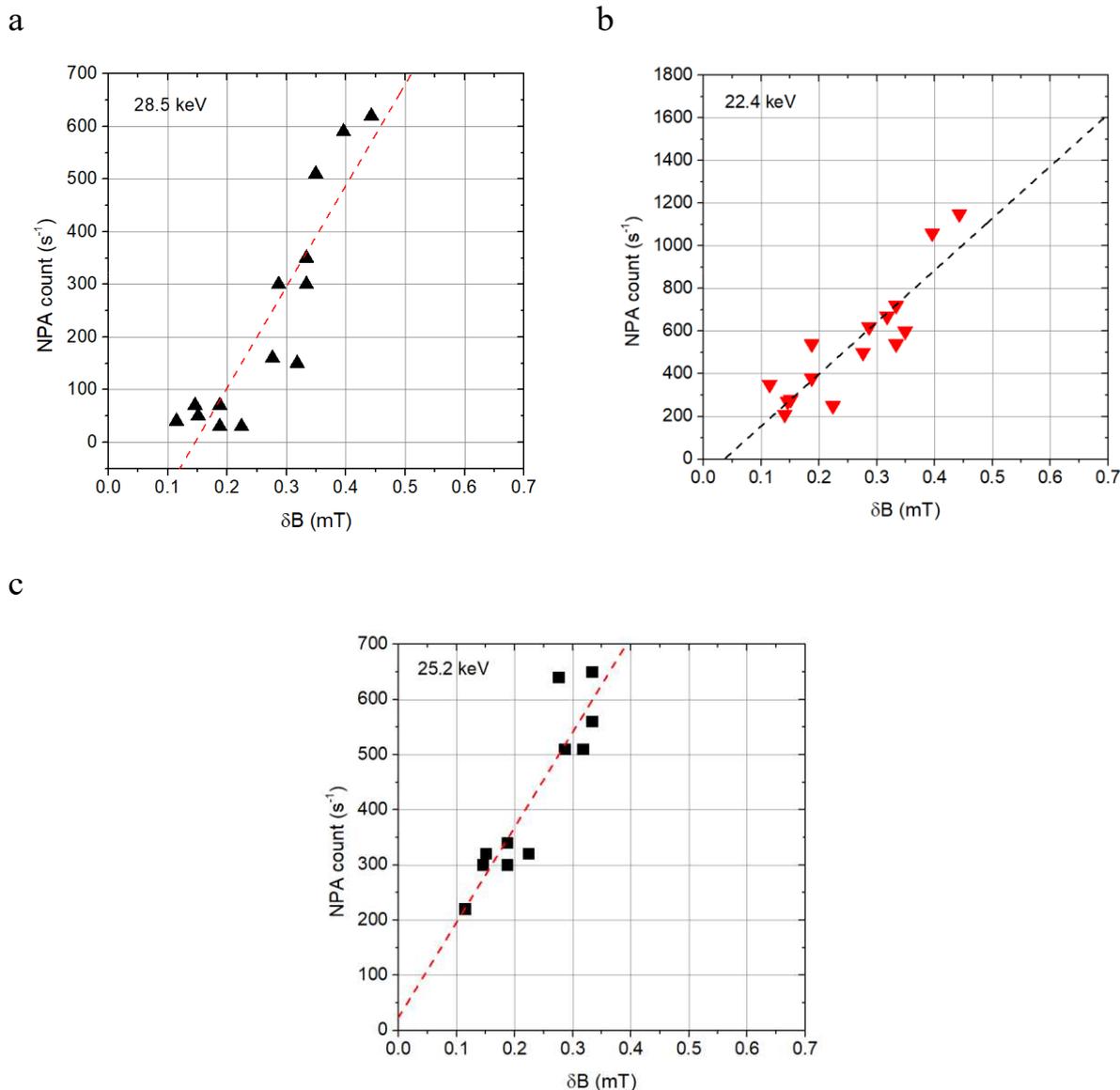


Рисунок 35 – зависимость величины сигнала анализатора во время ТАЕ при прицельном параметре $\rho=0.61$ от амплитуды в серии экспериментов с 0.5 Тл, 200 кА. а – в канале с энергией 28.5 кэВ, б – в канале с энергией 22.4 кэВ, с – 25.2 кэВ. Адаптировано из [123]

На рис. 35 приводятся зависимости величины пиков в четырех каналах анализатора, соответствующих энергиям, близким к энергии нейтральной инжекции, от амплитуды моды. Транспорт частиц в результате взаимодействия с альфвеновской волной наблюдается не только для выделенной энергии 28.5 кэВ (рис. 35а), но и для близких энергий (рис. 35б и с) ввиду того, что область резонанса в пространстве скоростей достаточно широкая. В отличие от экспериментов с обзором экваториальной области

токамака, где без дополнительных предположений установить характер зависимости потерь частиц от амплитуды не представляется возможным, в данном случае зависимость является линейной. Линейная зависимость может соответствовать конвективному переносу в фазе с волной, либо переносу на орбиты потерь. Также на рисунке 35а наблюдается пороговый характер зависимости, что наиболее заметно для энергии 28.5 кэВ, где аппроксимирующая прямая не проходит через ноль, а к потерям приводят только возмущения с амплитудой не менее 10^{-4} Тл.

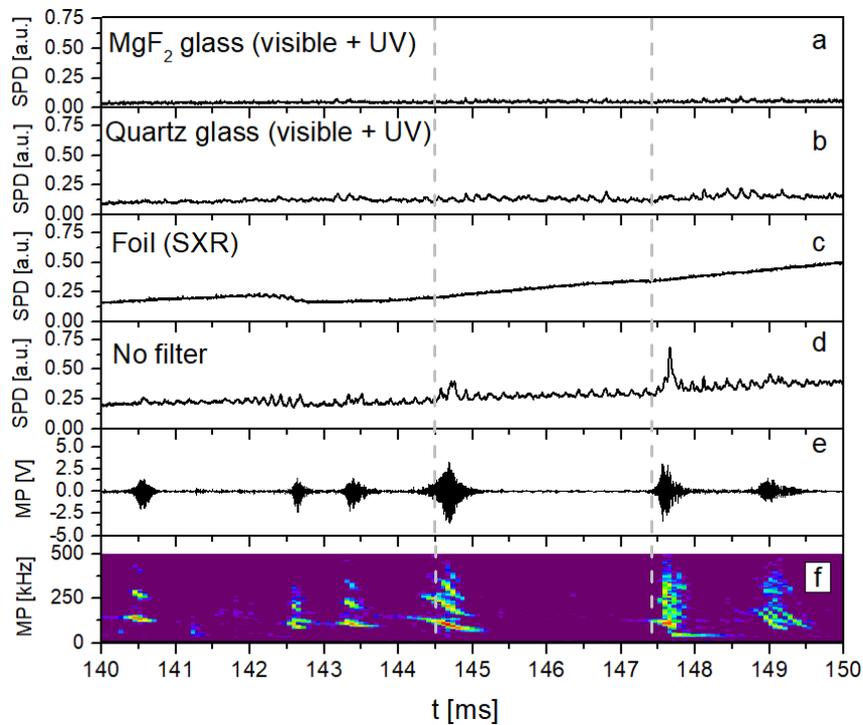


Рисунок 36 а – сигнал SPD болометра, закрытый стеклом с MgF₂ напылением, б – закрытый кварцевым стеклом, с – закрытый фольгой, д – без фильтра, е – сигнал магнитного зонда, ф – сигнал магнитного зонда (спектрограмма). Разряд #36993 (0.5 Тл, 240 кА)

Такое поведение как правило характерно для диффузионных процессов, однако в данном случае это по всей видимости связано с тем, что частицы с данной энергией и питч-углом в выбранной области наблюдения не удерживаются, и в отсутствие ТАЕ не регистрируются анализатором.

Попадание частиц в анализатор возможно благодаря транспорту из центра, однако для попадания в область наблюдения малых амплитуд моды оказывается недостаточно [123].

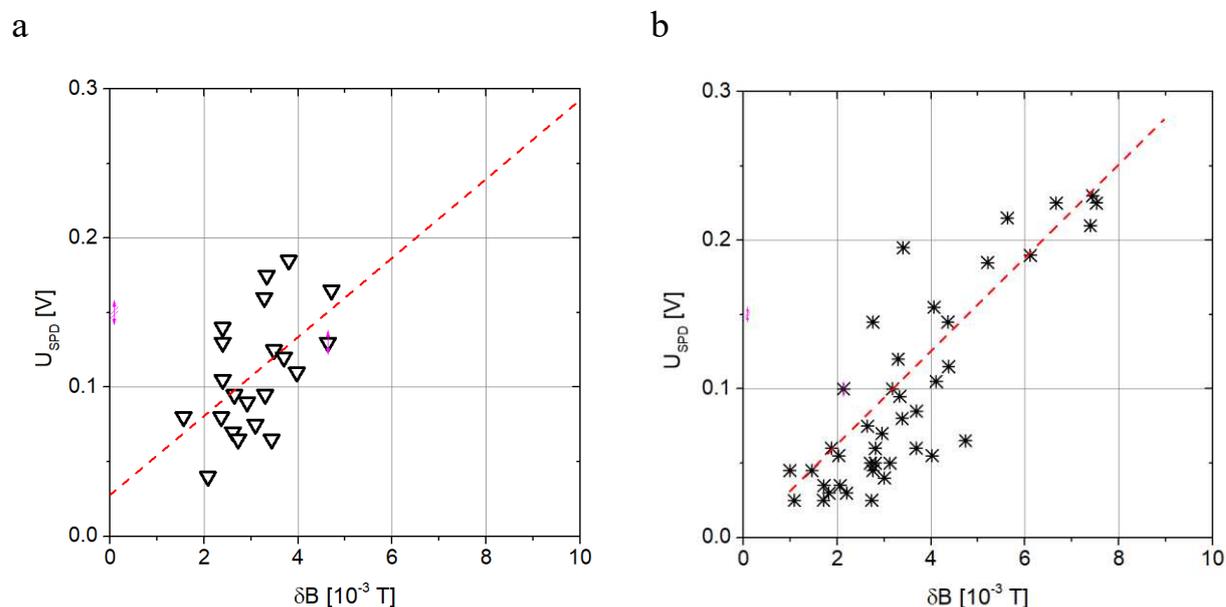


Рисунок 37. а – зависимость величины пиков на сигнале болометра от амплитуды ТАЕ для группы точек с полем 0.5 Тл и током по плазме порядка 240 кА. б – для группы точек 0.5 Тл, 200 кА. Адаптировано из [123]

Для подтверждения результатов, полученных при помощи диагностики НРА, были привлечены данные диагностики радиационных потерь: широкополосного обзорного болометра и матрицы SPD-фотодиодов.

Было обнаружено, что на сигнале широкополосного болометра (рисунок 21а) наблюдались пики, возникающие в момент появления ТАЕ (рис. 36d). Наблюдение пиков на сигнале болометра может означать как увеличение потока нейтральных частиц на датчик, так и увеличение уровня эмиссии излучения, как в рентгеновском, так и в оптическом диапазоне. Тот факт, что на сигналах датчиков мягкого рентгена (рис. 36с) и болометров, регистрирующих излучение в оптическом диапазоне (рис. 36а и б), установленных в одном корпусе с широкополосным SPD болометром, отклика на отдельные вспышки ТАЕ обнаружено не было, свидетельствует о том, что во время вспышек ТАЕ широкополосный болометр регистрировал именно

увеличение потока частиц. На рис. 36d (без фильтрации) показан сигнал широкополосного болометра, в котором присутствует низкочастотная составляющая, отсутствующая на сигнале быстрого зонда (рис. 36e и f), связанная с низкочастотной компонентой МГД-сигнала. Для дальнейшего анализа к сигналу болометра применялась цифровая фильтрация при помощи фильтра нижних частот, что, однако, не накладывает никаких ограничений на наблюдение вклада как когерентного, так и некогерентного потока частиц. Результирующая зависимость величины пиков на сигнале широкополосного болометра от амплитуды ТАС для группы точек 0.5 Тл, 240 кА представлена на рис. 37а, для группы точек 0.5 Тл, 200 кА – на рис. 37б. Зависимость имеет линейный характер в большом диапазоне амплитуд возмущения, однако имеет существенный недостаток, выраженный в том, что для выбранных разрядов сохранялись только магнитное поле и ток по плазме, тогда как другие параметры, влияющие на число быстрых частиц, не фиксировались.

Отклик на вспышки тороидальных мод также наблюдался на сигналах различных каналов матрицы SPD-фотодиодов. Поскольку устройство детекторов в каналах матрицы аналогично устройству датчику SPD wide band, который, как это было показано ранее, регистрирует именно поток частиц во время развития моды, матрица радиационных потерь также регистрирует увеличение потока частиц. Так как частота оцифровки (до 1 МГц) и быстродействие тракта обработки сигналов матрицы позволяют наблюдать частоты порядка частоты ТАС, оказалось возможным установить зависимость величины когерентного сигнала от амплитуды ТАС в течение одной вспышки, то есть при практически неизменных условиях. Для этого из сигнала выделялась высокочастотная составляющая, амплитуда огибающей которой строилась в зависимости от амплитуды огибающей сигнала быстрого магнитного зонда (рисунок 38).

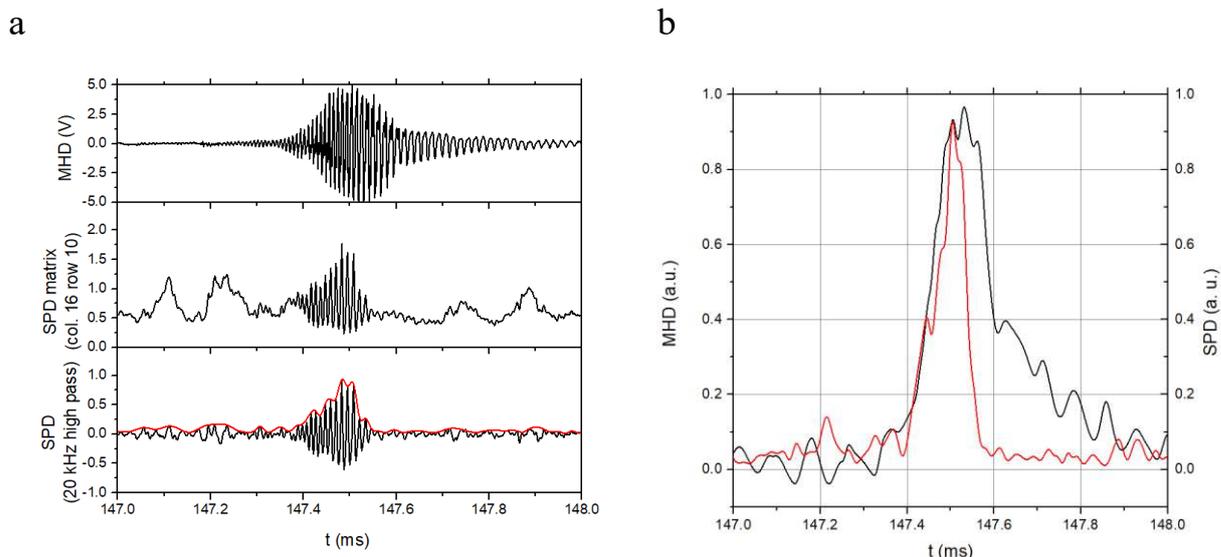


Рисунок 38 – а. – сверху вниз: сигнал быстрого магнитного зонда во время вспышки ТАЕ, сигнал в канале матрицы с наибольшим уровнем сигнала (строка 16, ряд 10), высокочастотная составляющая сигнала в канале матрицы и ее огибающая. Глобус-М, разряд #36988, ок. 147.5 мс. б – огибающая сигнала магнитного зонда (черный) и огибающая сигнала датчика SPD wide band, отфильтрованного фильтром верхних частот по границе 20 кГц.

Эта процедура позволяет определить зависимость уровня сигнала в канале матрицы SPD фотодиодов от амплитуды моды только для когерентной (быстрой) составляющей, поскольку низкочастотная составляющая сигнала датчика при этом отфильтровывается с целью устранить влияние более медленных, по сравнению с альфвеновской волной процессов на сигнал матрицы SPD. Вместе с медленными наводками отфильтровывается также и вклад некогерентной составляющей. Для высокочастотной (когерентной) сигналу магнитного зонда) составляющей сигнала был установлен линейный (рисунок 39) характер зависимости от амплитуды, что соответствует двум возможным механизмам транспорта, приводящим к потерям: конвективному – за счет дрейфа в фазе с альфвеновской волной или переносу на орбиты потерь. При этом, если геометрия линии наблюдения для датчика SPD wide band (см. рисунок 21) позволяет наблюдать потери запертых ионов и ионов, движущихся против направления тока по плазме (counter-passing), то

геометрия области наблюдения матрицы радиационных потерь позволяет наблюдать потери пролетных ионов, движущихся вдоль направления тока (со-passing). Во время нейтральной инжекции вдоль направления тока по плазме в основном генерируются именно такие частицы.

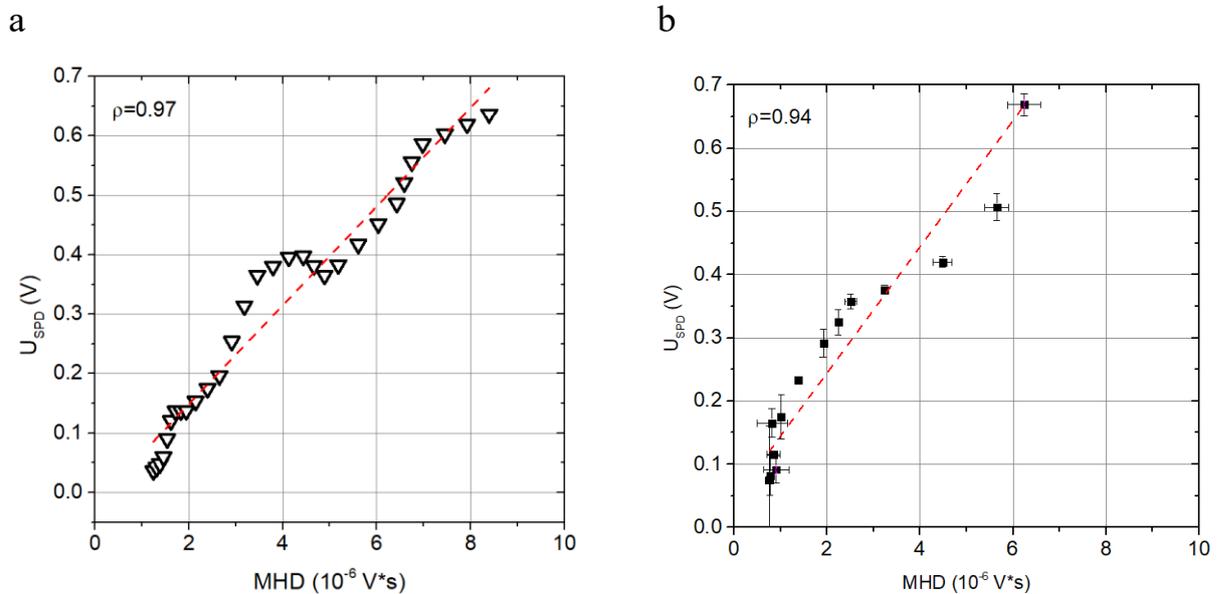


Рисунок 39 – зависимость величины сигнала в канале матрицы SPD-фотодиодов с наибольшим уровнем сигнала от величины сигнала магнитного зонда в течение одной вспышки ТАЕ. а – разряд #36988 147.5 мс. б – разряд #36991, 144.6 мс. Адаптировано из [123]

При сопоставлении амплитуд огибающих видно (рисунок 38b), что на участке роста амплитуды вспышки, скорости нарастания практически совпадают как для сигнала магнитного зонда, так и для матрицы фотодиодов, однако, на затухающем участке, поведение сигналов отличается. Амплитуда сигнала матрицы SPD быстро спадает (красный), а затем выходит на стационарный уровень, в то время как колебание магнитного поля еще не затухло, что видно на сигнале магнитного зонда (черный). Отдельно была построена зависимость величины сигнала в канале матрицы SPD от амплитуды моды в отдельной вспышке, как для участка роста амплитуды, так и для участка спада (рисунок 40).

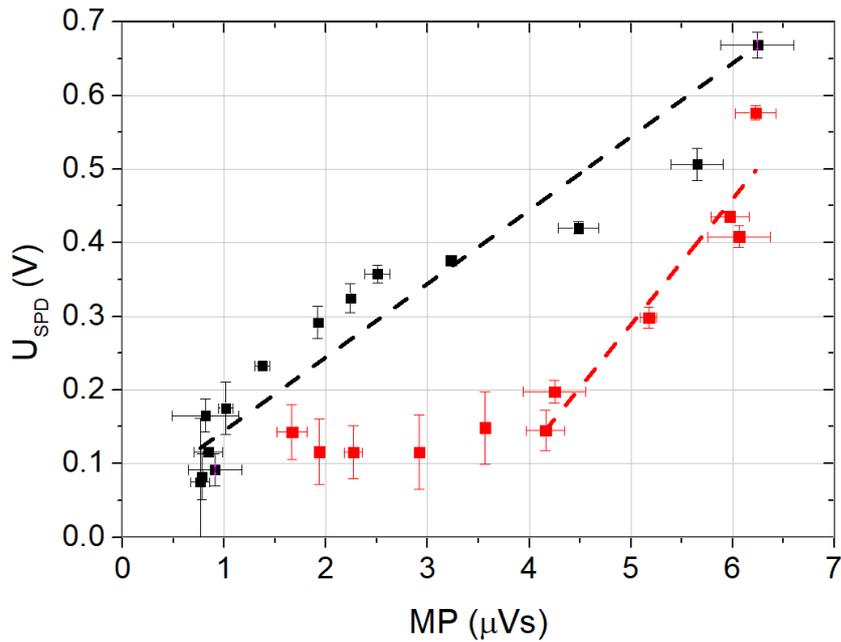


Рисунок 40– зависимость величины сигнала в канале матрицы SPD-фотодиодов (столбец 16, ряд 10) от величины сигнала магнитного зонда в течение одной вспышки ТАЕ. Разряд #36991, 144.6 мс. Стадия роста амплитуды соответствует точкам черного цвета, стадия спада – красным точкам. Адаптировано из [123].

Резкое снижение сигнала в канале матрицы SPD на этапе затухания моды (красные точки на рис. 40) свидетельствует о выбросе основной массы быстрых частиц из области резонанса альфвеновской моды. Это наблюдение дополнительно подтверждает взаимодействие между волной и частицами согласно модели хищник-жертва. Развившаяся мода приводит к потерям быстрых частиц, которые в свою очередь приводят к затуханию моды.

Помимо диагностики атомов перезарядки (NPA) и диагностики радиационных потерь, просадки в уровне сигнала регистрировались также на сигнале нейтронных детекторов [120]. На токамаке Глобус-М применялся пропорциональный счетчик нейтронов, заполненный ${}^3_2\text{He}$ с полиэтиленовым замедлителем. В результате модернизации диагностического комплекса токамака он был заменен на ${}^{10}_5\text{B}$ коронный счетчик нейтронов с полиэтиленовым замедлителем, установленный на расстоянии 12.7 м от токамака.

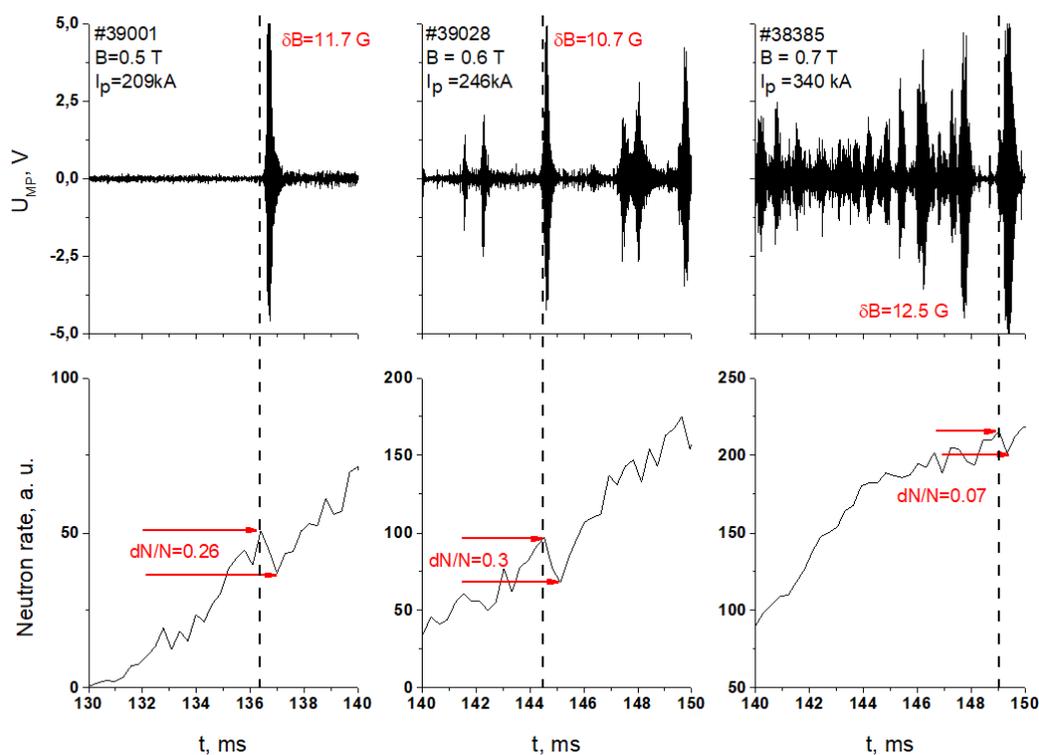


Рисунок 41 – Просадки в сигнале нейтронного детектора, вызываемые всплесками ТАЕ близкой амплитуды для разрядов с разными значениями магнитного поля и тока. Слева направо: разряд #39001 (0.5 Т, 209 кА), разряд #39028 (0.6 Т, 246 кА) и разряд #38385 (0.7 Т, 340 кА) [130].

Также в дополнение к коронному счетчику на токамаке Глобус-М2 используется нейтронный спектрометр на основе жидкого сцинтиллятора ВС-501А [111]. Для обоих детекторов была проведена абсолютная калибровка [132].

На рис. 41 приводятся сигналы нейтронного детектора для трех разрядов, в которых регистрировались всплески ТАЕ с близкой амплитудой порядка 10 Гс. при разных значениях магнитного поля и тока. При магнитном поле 0.7 Тл. меняется как характер всплесков альфвеновской моды, так и их влияние на нейтронный выход. Относительные просадки при этом существенно снижаются: для разряда #39028 (0.6 Т, 246 кА) величина просадки составляет порядка 30%, тогда как для разряда #38385 (0.7 Т, 340 кА) – около 7% для всплески той же амплитуды. Кроме того, из-за увеличившейся

частоты следования вспышек ТАЕ, для регистрации отдельных просадок в потоке нейтронов становится недостаточно временного разрешения детектора. В отличие от анализатора NPA AKORD-24, где временное разрешение составляет 100 мкс, для нейтронного детектора временное разрешение составляет 300 мкс. В связи с этим проведение регрессионного анализа по данным нейтронной диагностики представляется затруднительным. При этом, данные нейтронной диагностики могут быть использованы для установления характера зависимости уровня снижения нейтронного выхода от амплитуды моды. Для этого использовались разряды с током порядка 200 кА и магнитным полем 0.5 и 0.6 Тл, при которых наблюдаются существенные просадки сигнала нейтронного детектора. Для анализа использовались как данные с установки Глобус-М, полученные при помощи ${}^3\text{He}$ пропорционального счетчика, так и данные обновленной нейтронной диагностики с установки Глобус-М2. В экспериментах по наблюдению ТАЕ нейтронные счетчики работали в счетном режиме при максимальной нагрузке, не переходя в токовый режим.

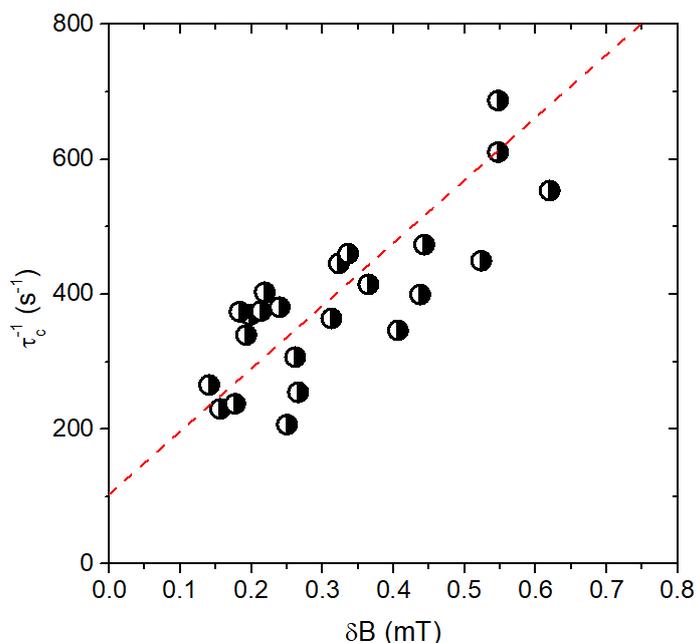


Рисунок 42 – зависимость времени удержания быстрых частиц, определенного по просадкам в потоке нейтронов, от амплитуды ТАЕ для разрядов с $I_p = 200 \pm 20$ кА, $B_0 = 0.5 - 0.6$ Тл [123].

Коэффициент корреляции Пирсона $\rho = 0.9$. График построен О. М. Скрекель.

В результате, для времени удержания быстрых ионов (39), вычисленного по данным нейтронных детекторов, была получена линейная ($\rho = 0.9$) зависимость от амплитуды ТАЕ для выбранной группы точек.

Стоит отметить, что для различных диагностик, уровень потерь быстрых частиц оценивался по разным физическим величинам. Так, при наблюдении подскоков на сигнале анализатора нейтральных частиц при сканировании по пространству, использовалась число отсчетов анализатора, зарегистрированное во время вспышки ТАЕ. Для широкополосного болометра SPD и матрицы SPD-фотодиодов использовалась величина тока через фотодиод, а для нейтронного детектора использовалась величина, обратно пропорциональная времени τ_c (39). Несмотря на то, что оценка уровня потерь быстрых частиц осуществлялась на основании анализа различных физических величин, во всех случаях был установлен линейный характер зависимости этих величин от амплитуды моды. Полученная линейная зависимость уровня потерь быстрых частиц от амплитуды ТАЕ по данным четырех различных диагностик (сканирующий NPA, датчик SPD wide band, матрица радиационных потерь и детектор нейтронов) позволяет зафиксировать степень зависимости уровня потерь от амплитуды моды равной минус единице.

С учетом этого допущения, и используя для оценки уровня потерь величину времени удержания быстрых частиц (39), зависимость потерь быстрых частиц, вызванных тороидальными альфвеновскими модами, от амплитуды моды, магнитного поля и тока определялась в виде линейной регрессии $\tau_c = C \delta B \cdot B_0^\alpha I_p^\beta$, где C – произвольная постоянная. Степени α, β определялись методом наименьших квадратов. При этом минимизировалась остаточная сумма квадратов χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N g_i \left(\ln(\tau_c)_i - \delta B - \alpha(B_0)_i - \beta(I_p)_i \right)^2 \quad (40)$$

Для учета неравноточности отдельных измерений НРА вводились весовые коэффициенты $g_i = \sigma^2 / \sigma_i^2$, где σ_i – дисперсии отдельных измерений, а величина $\sigma^2 = 1 / \sum 1 / \sigma_i^2$ определяется из условия нормировки для весовых коэффициентов на единицу. Для величины τ_c (39) дисперсию отдельного измерения можно определить как погрешность функции нескольких переменных :

$$\sigma_i = \frac{\tau_{c,i} \cdot \sqrt{N_{1,i} + \tau_{c,i}^2 (\delta \dot{N}_{1,i}^2 + \delta \dot{N}_{0,i}^2)}}{N_{1,i}} \quad (41)$$

Где $\delta \dot{N}_{1,i}$ и $\delta \dot{N}_{0,i}$ – погрешности определения производных $\dot{N}(t_0)$ и $\dot{N}(t_1)$ – см. рисунок 33.

$$\delta \dot{N}_{1,0i} = \frac{\sqrt{N_{2,i}(t_{1,0i}) + N_{1,i}(t_{1,0i})}}{dt_{1,0i}} \quad (42)$$

Дисперсии степеней σ_α и σ_β определялись путем вычисления матрицы ковариаций для ранее определенных оценок $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$:

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} \sigma_\alpha^2 & cov(\alpha, \beta) \\ cov(\beta, \alpha) & \sigma_\beta^2 \end{pmatrix} \\ & = 2 \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \alpha^2} & \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \alpha \partial \beta} \\ \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \beta \partial \alpha} & \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \beta^2} \end{pmatrix}_{\substack{\alpha = \bar{\alpha} \\ \beta = \bar{\beta}}} \end{aligned} \quad (43)$$

В результате для τ_c методом наименьших квадратов с весовыми коэффициентами, при фиксированном значении показателя степени при

величине амплитуды была получена [123] следующая регрессионная зависимость:

$$\tau_c \sim \delta B^{-1} \cdot B_0^{0.84 \pm 0.04} \cdot I_p^{1.78 \pm 0.06} \quad (44)$$

Указанные в показателях степеней ошибки соответствуют доверительному интервалу с заданным значением 2σ . Графически полученная регрессия представлена на рис. 43.

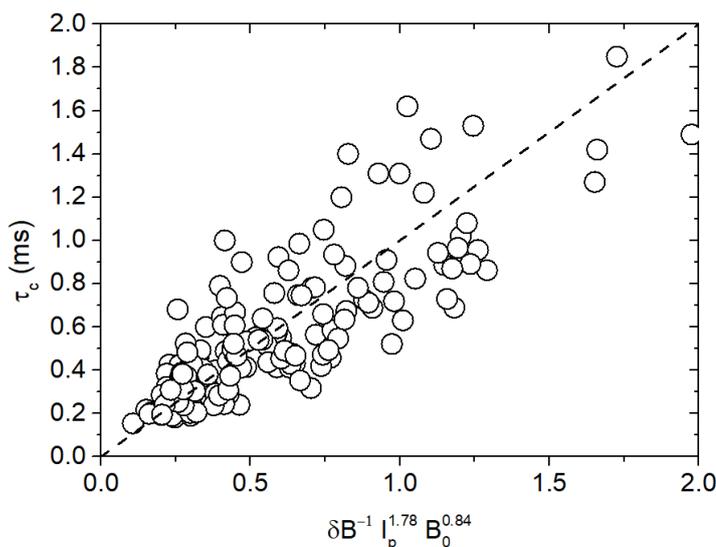


Рисунок 43 – линейная регрессия для времени жизни быстрых частиц τ_c от амплитуды ТАЕ, магнитного поля и тока по плазме. Степень зависимости от δB фиксирована. Адаптировано из [123]

Регрессия (44) наилучшим образом аппроксимирует экспериментальные данные степенной функцией, а полученные коэффициенты находятся в хорошем соответствии со степенными коэффициентами, полученными при помощи численного моделирования [123]. Полученная с применением данных других диагностик зависимость $\sim \delta B^{-1}$ по всей видимости определяет именно потери частиц через один из известных каналов потерь: когерентный перенос или перенос на орбиты потерь. Так как время удержания быстрых частиц почти линейно зависит от магнитного поля и более чем линейно от тока плазмы, полученная регрессия дает благоприятный прогноз относительно

удержания быстрых ионов в режимах с ТАЕ для сферических токамаков следующего поколения.

3.1.4 Доплеровский сдвиг частоты тороидальных альфвеновских мод

С увеличением магнитного поля в токамаке Глобус-М2 до значений 0.6 – 0.9 Тл по сравнению с 0.4 – 0.5 Тл в токамаке Глобус-М, и тока по плазме до значений 300 – 400 кА с 180 – 250 кА, улучшилось [115] удержание быстрых частиц, являющихся основным источником энергии для альфвеновских мод, что привело к изменению динамики амплитуды и частоты ТАЕ во времени. Если раньше ТАЕ, как правило, были представлены в виде непродолжительных всплесков длительностью порядка 0.1 – 0.5 мс, частота которых менялась во времени (*chirping*-ТАЕ), то при больших значениях магнитного поля и тока, развитие моды чаще происходит по другому сценарию. Изначально, при работе одного или двух инжекторов, начинают развиваться *chirping*-ТАЕ, аналогично разрядам с низкими значениями магнитного поля и тока. Однако затем происходит переход к сценарию, при котором альфвеновская мода на частоте ТАЕ существует на фиксированной частоте в течение продолжительного времени (порядка 1 – 5 мс). Такое изменение может быть объяснено с точки зрения той же модели хищник-жертва, как и для отдельных всплесков ТАЕ. Из-за улучшения удержания быстрых частиц, мода, возникшая в той же области пространства, уже не приводит к таким потерям частиц, которые ранее приводили к затуханию моды. В результате этого мода может существовать более продолжительное время, обладая при этом меньшей амплитудой.

На рис. 44а показана спектрограмма разряда #43340 (0.6 Тл, 200 кА) во время одновременной работы обоих инжекторов НИ-1 и НИ-2 с разделением частот различных тороидальных гармоник по цветам. На рисунке видно, что после 140.5 мс происходит переход от чирпинг-моды к продолжительной моде. При этом продолжительная мода порождает набор из нескольких

неэквидистантных гармоник с убывающей с номером n амплитудой (рис. 44b). В момент времени, показанный на рис. 44b (143 мс разряда #43340), разница частот гармоник $n = 2$ и $n = 3$ составляет 29.5 кГц. В экспериментах на токамаке Глобус-М2 наблюдалось до 5 тороидальных гармоник, обладающих, однако, меньшей продолжительностью и амплитудой.

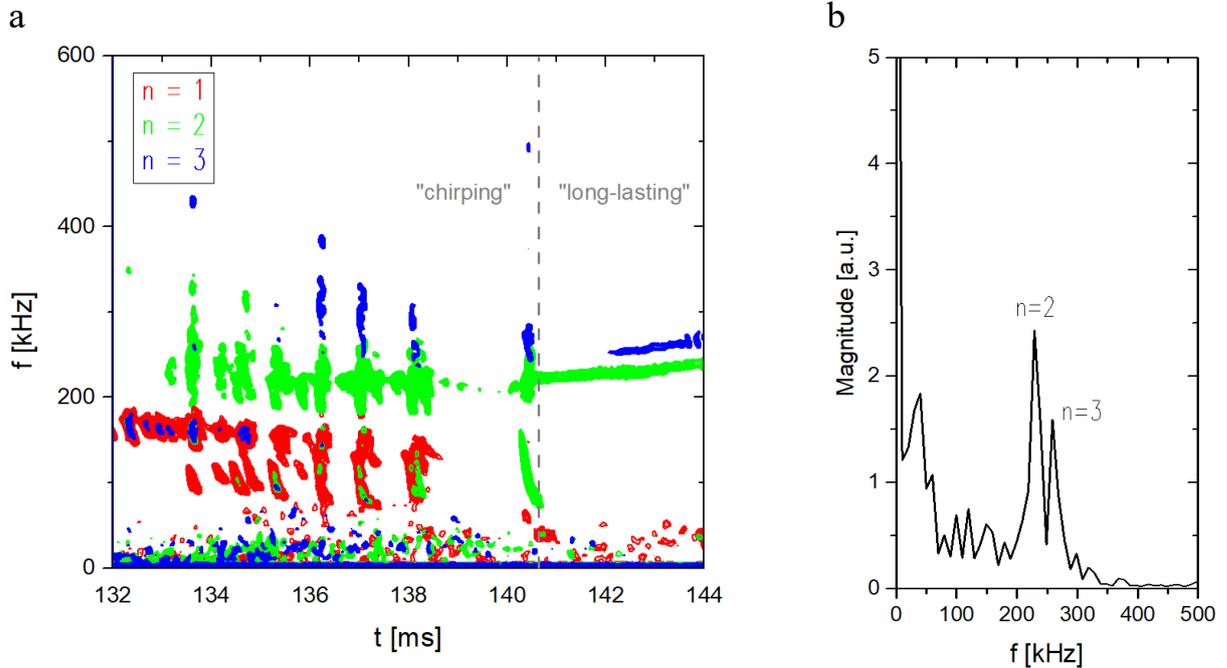


Рисунок 44 а – спектрограмма сигнала магнитного зонда в разряде #43340 с разделением тороидальных гармоник по цветам ($n = 1$ – красный, $n = 2$ – зеленый, $n = 3$ – синий) Разделение по тороидальным числам осуществлено при помощи пространственной Фурье-фильтрации. б – спектр сигнала магнитного зонда на 143 мс разряда #43340.

Появление неэквидистантных гармоник может быть объяснено «расщеплением» частоты моды за счет эффекта Доплера [28, 133], возникающего в следствие вращения плазмы. Так как полоидальное вращение плазмы, как и предсказывает неоклассическая теория [134], в токамаке Глобус-М2 полностью подавлено в центральных областях плазмы, что подтверждается измерениями при помощи диагностики доплеровского обратного рассеяния, и не вносит вклад в доплеровский сдвиг частоты альфвеновской моды, на доплеровский сдвиг $\Delta\omega = v_{rotation} \cdot k$ ($v_{rotation}$ – скорость вращения плазмы, k – волновое число) влияет только вращение в тороидальном направлении.

Так как выражение для частоты ТАЕ (17) не зависит от тороидального номера n в явном виде, а зависит от q , то моды, обладающие различными n , развивающиеся в одной области пространства (при одинаковом q), не будут различимы по частоте. Однако, наличие тороидального вращения плазмы будет приводить к появлению доплеровского сдвига регистрируемой частоты, при этом для мод с различными номерами n этот сдвиг будет различным, так как тороидальная компонента волнового вектора $k_\varphi = n/R_0$, где R_0 – большой радиус токамака. Такое расщепление описывается [28, 133] выражением (45), где f_n^{lab} – частота, регистрируемая зондом, f_0^{TAE} – частота первой гармоники ТАЕ в отсутствие вращения, n – тороидальный номер моды, а $f_{Doppler}^{TAE}$ – доплеровский сдвиг наблюдаемой частоты.

$$f_n^{lab} = f_0^{TAE} + n \cdot f_{Doppler}^{TAE} \quad (45)$$

Таким образом, определение частот хотя бы двух гармоник позволяет определить как фундаментальную частоту f_0^{TAE} , так и доплеровский сдвиг $f_{Doppler}^{TAE}$, соответствующий частоте вращения на радиусе локализации моды. Значит, наблюдение расщепления спектров ТАЕ дает возможность использовать магнитные измерения в целях диагностики скорости тороидального вращения плазмы.

Стоит отметить, что в отличие от других установок, где расщепление частоты ТАЕ, вызванное тороидальным вращением плазмы, наблюдалось начиная с моды $n = 1$, в большинстве разрядов токамака Глобус-М2 расщепление происходит почти всегда начиная с моды $n = 2$. Эту особенность можно объяснить тем, что в режимах с продолжительными ТАЕ, к моменту перехода от чирпинг-ТАЕ к продолжительным ТАЕ, q на радиусе локализации моды как правило меньше 1.5. Отсюда, согласно (18), следует что при минимально возможном $m = 1$, тороидальное число n должно быть больше единицы.

Частота вращения, полученная из магнитных измерений сравнивалась с частотой вращения плазмы на радиусе, соответствующем максимальной интенсивности альфвеновской моды, а измеренная частота f_0^{TAE} – с частотой TAE (17), также измеренной в области локализации. Для определения скорости вращения плазмы в тороидальном направлении используется диагностика CXRS (см. раздел 2.1.4), измеряющая профиль скорости вращения в восьми пространственных точках со стороны слабого поля (семь из которых находятся на пересечении с линией нейтральной инжекции и еще в одной собирается излучение от перезарядки на границе плазмы). Для определения радиуса, соответствующего максимуму интенсивности альфвеновской моды, применяется рефлектометрическая диагностика ДОР (см. раздел 2.1.3).

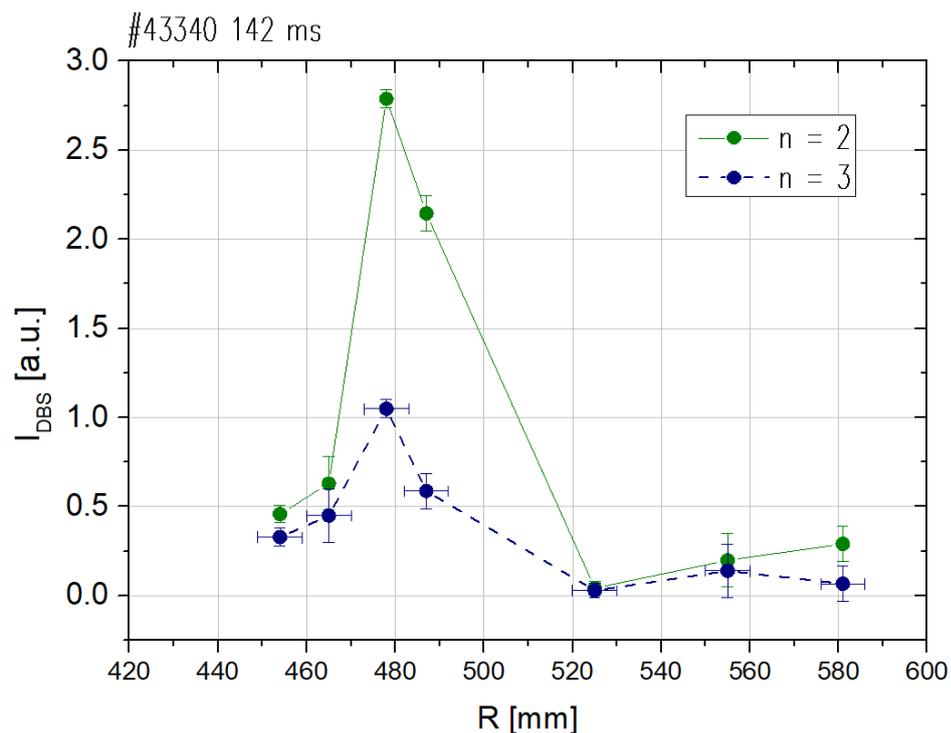


Рисунок 45 Профили интенсивности сигнала ДОР для различных тороидальных гармоник ($n = 2$ – зеленая сплошная линия, $n = 3$ – синяя пунктирная линия) на 142 мс разряда #43340. Рисунок предоставлен А. М. Пономаренко.

На рис. 45 приведены профили интенсивности альфвеновской моды, измеренные рефлектометром ДОР. Максимальная амплитуда сигнала ДОР для

продолжительных TAE регистрируется в области $R = 450 - 500$ мм. Так, например, на 142.5 мс разряда #43340 максимум профиля скорости колебаний рассеивающих флуктуаций находится вблизи $R = 475$ мм. При этом, для chirping-TAE наблюдается преимущественно периферийная локализация. Тот факт, что обе моды на рис. 45 локализованы в одной пространственной области, говорит о том, что, разница их частот по всей видимости не вызвана различным пространственным положением. На основании полученных данных о локализации моды и профилей электронной концентрации по формуле (17) вычислялась частота TAE f_{form}^{TAE} , которая затем сравнивалась с частотой f_0^{TAE} определенной по спектрам сигнала магнитного зонда. Профиль запаса устойчивости вычислялся при помощи равновесного кода FCDI IT [109]. При этом для моды $n = 2$ (рис. 44) наблюдается хорошее соответствие между расчётной величиной f_{form}^{TAE} и измеренной f_0^{TAE} . На рисунке 46 приведен результат сравнения частот TAE, полученных двумя разными способами для разрядов при поле 0.6 Тл (#43300, #43301, #43179, #43324, #43340, #43341, #43343, #43344, #43345), 0.7 Тл (#39232, #43325, #43326) и 0.8 Тл (#41809, #41813). Измерения проводились при локальных значениях концентрации $(2 - 5) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

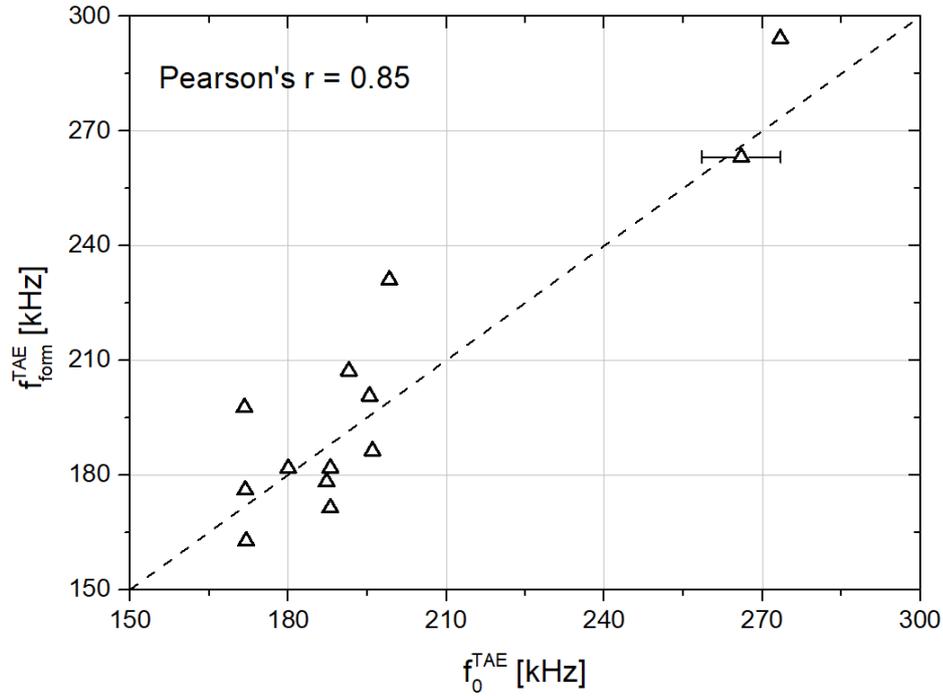


Рисунок 46 Сравнение частоты продолжительных TAE, полученных из спектра сигнала магнитного зонда с частотой, вычисленной по формуле (18) на радиусе локализации моды.

Частота второй гармоники f_2^{lab} отличается от расчетной f_{form}^{TAE} на величину порядка 50-70 кГц, что хорошо соответствует использованной модели и говорит о том, что разность частот $f_{Doppler}^{TAE}$ между наблюдаемыми гармониками действительно может быть вызвана вращением плазмы в тороидальном направлении. Для разряда #43340, измеренному на 142.5 мс, значению 29.5 кГц в области локализации моды $R = 475$ мм соответствует величина скорости тороидального вращения $v_{rotation} \approx 88$ км/с.

Далее разность частот $f_{Doppler}^{TAE}$, определенная из спектра сигнала магнитного зонда, сопоставлялась с частотой вращения, измеренной при помощи диагностики CXRS. На рис. 47 для 142.5 мс разряда #43340 представлен профиль частоты тороидального вращения (с погрешностью), горизонтальной пунктирной линией показана измеренная частота $f_{Doppler}^{TAE}$, а черными точками показаны измерения интенсивности моды $n = 2$ в различных каналах диагностики ДОР.

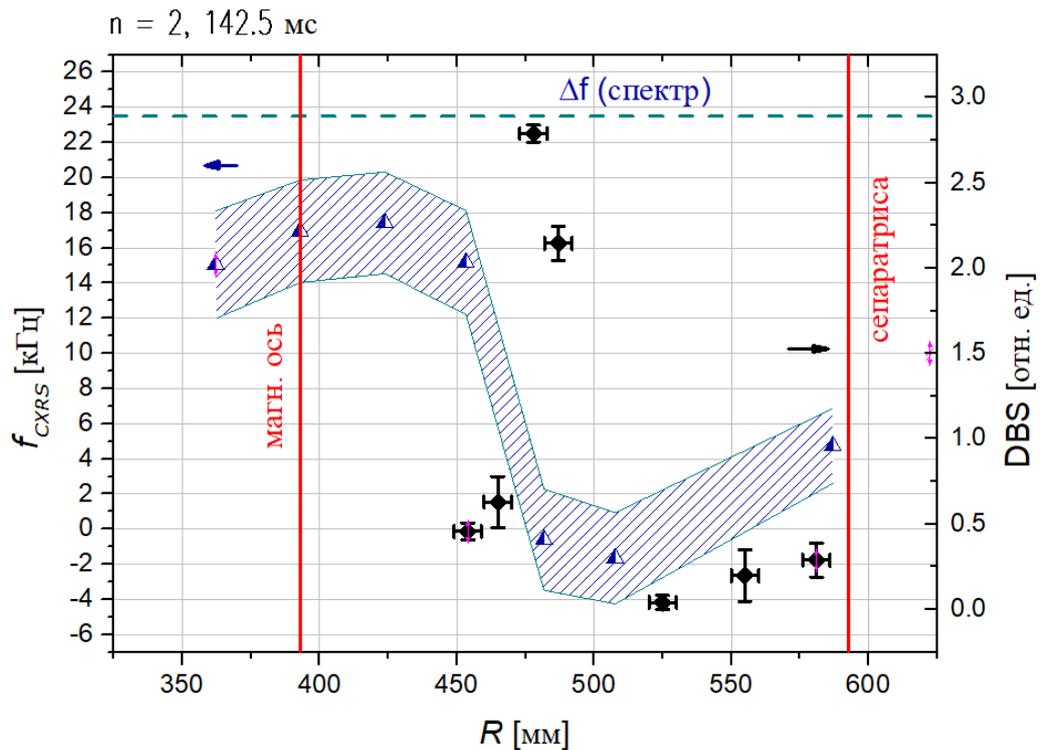


Рисунок 47 Разряд #43340: профиль частоты тороидального вращения плазмы в моменты времени 142.5 мс, измеренный во время существования продолжительной ТАЕ моды (обозначен в виде заштрихованной области в границах погрешности) и профиль амплитуды колебаний скорости рассеивающих флуктуаций, измеренный при помощи рефлектометрии ДОР (DBS). Горизонтальной линией показана разность частот, полученная из магнитных измерений. Профиль интенсивности альфвеновской моды предоставлен А. М. Пономаренко и А. Ю. Яшиным. Профиль скорости тороидального вращения, измеренный диагностикой CXRS предоставлен И. В. Мирошниковым.

Анализ большого числа разрядов с расщепляющейся частотой продолжительных ТАЕ показал, что, во-первых, частота, измеренная из спектра сигнала магнитного зонда, оказывается выше максимальной частоты вращения, измеренной в разряде. А во-вторых то, что радиус локализации моды совпадает с областью максимального градиента скорости вращения, о чем ранее сообщалось в работе [28]. На рис. 48 представлено сопоставление частот тороидального вращения: измеренной в области максимума профиля с помощью CXRS и вычисленной по разности частот гармоник $n = 2$ и $n = 3$, регистрируемых магнитными зондами. Частоты вращения,

измеренные двумя различными способами, сильно коррелируют между собой (коэффициент корреляции $r = 0.92$), что свидетельствует в пользу того, что наблюдаемое «расщепление» тороидальных гармоник действительно вызвано наличием тороидального вращения. При этом во всем диапазоне экспериментальных точек, частоты вращения, полученные из магнитных измерений, превышают частоты вращения, измеренные диагностикой CXRS на величину порядка 10 кГц.

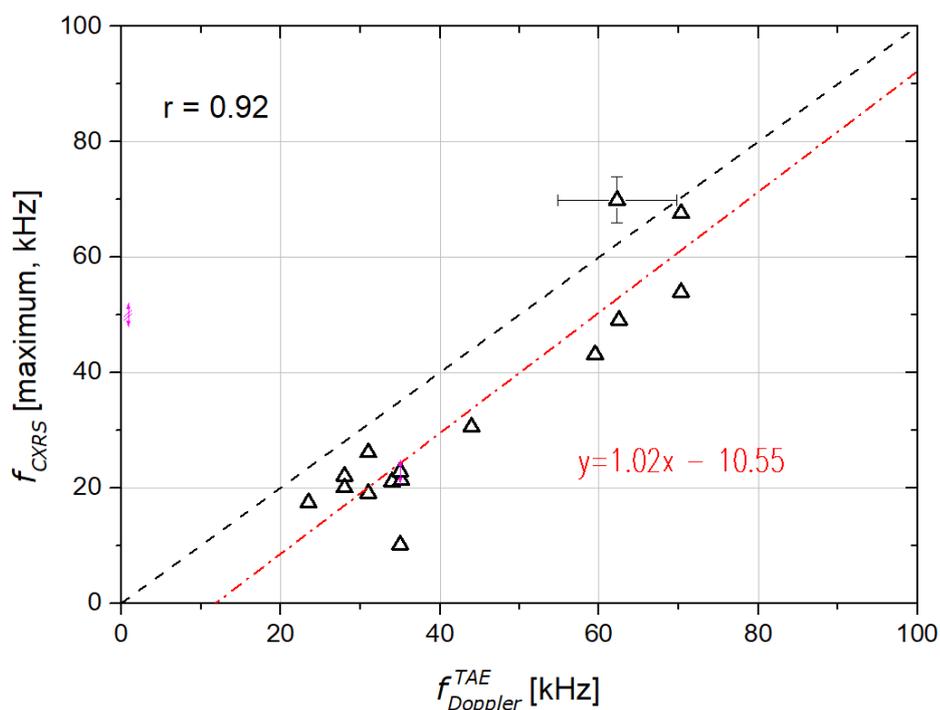


Рисунок 48. Зависимость частоты вращения в области максимума профиля тороидального вращения, измеренного диагностикой CXRS от разности частот, определенной из спектра магнитного зонда.

В качестве одной из возможных причин расхождения скоростей вращения, измеренных двумя разными способами, можно назвать отличие в скорости вращения ионов основной плазмы и частиц примеси, линия излучения которой используется для определения скорости вращения диагностикой CXRS (линия углерода C^{5+} с длиной волны 529.05 нм.). Как правило расхождение наблюдается в режимах переноса с низкой столкновительностью: «банановом» режиме и режиме «плато» [134]. Так как

по данным диагностики доплеровского обратного рассеяния рассматриваемая альфвеновская мода, в отличие от наблюдавшихся ранее chirping-ТАЕ, локализована в области плазмы с высокой ионной температурой, можно предположить, что в области локализации моды реализуется режим с низкой столкновительностью. В таких режимах скорость вращения основных ионов плазмы может превышать [135] скорость вращения примесных ионов на величину:

$$\Delta\omega \approx \frac{3}{2} \sqrt{\varepsilon} \frac{1}{en_i Z_i} \frac{dp_i}{d\Psi} \quad (46)$$

Где ε – обратное аспектное отношение, n_i и Z_i – концентрация и заряд ионов основной плазмы, а $dp_i/d\Psi$ – градиент ионного давления в потоковых координатах. Величины n_i и $dp_i/d\Psi$ рассчитывались при помощи транспортного кода ASTRA [128]. На рисунке 49 показаны профили частоты тороидального вращения (в зависимости от малого радиуса) для разряда #42655 (0.6 Тл, 220 кА) – измеренный CXRS (черная сплошная линия), и скорректированный на величину $\Delta\omega$ (46) – красная пунктирная линия. Исходя из рисунка можно сделать вывод, что разница между частотами вращения ионов примеси и основной плазмы может составлять величину порядка 5 – 10 кГц.

То обстоятельство, что частота, полученная из спектра сигнала магнитного зонда, систематически лежит выше максимальной частоты на профиле вращения, измеренной с помощью диагностики CXRS, не позволяет напрямую определять скорость вращения в области локализации ТАЕ посредством магнитных измерений. Однако, данные, приведенные на рисунках 46 и 48 говорят о том, что наблюдаемое «расщепление» тороидальных гармоник по всей видимости действительно вызвано тороидальным вращением. Поэтому данные магнитных измерений можно применять для оценки максимальной скорости вращения в разряде.

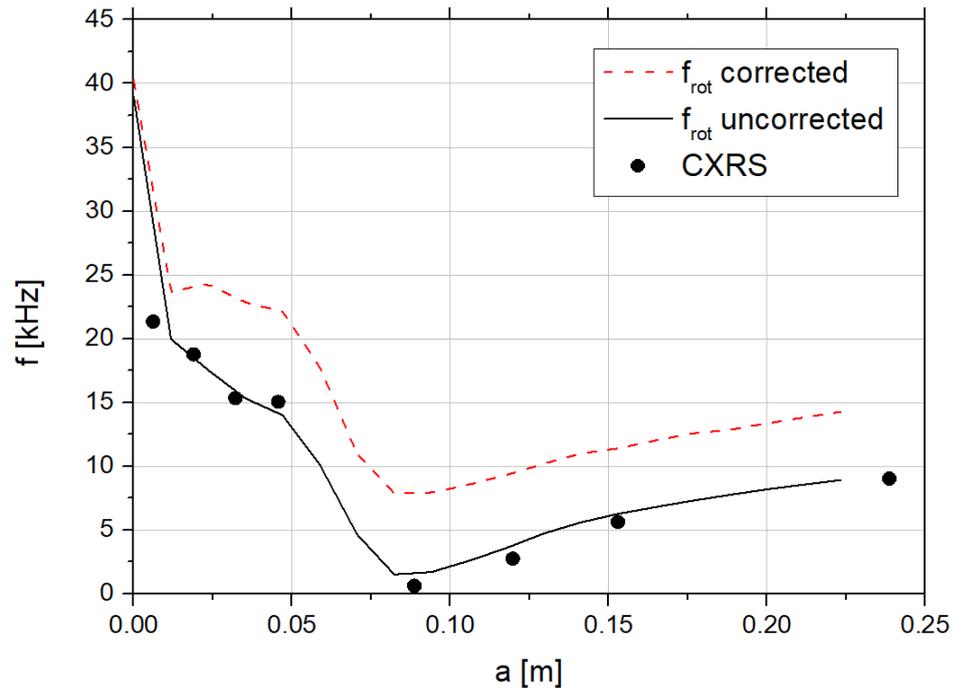


Рисунок 49 Профиль скорости тороидального вращения плазмы на 152.5 мс разряда #42655. Черной сплошной линией показан нескорректированный профиль, красной пунктирной линией – скорректированный на величину $\Delta\omega$ (46).

3.2 Альфвеновские каскады

В экспериментах на токамаке Глобус-М2 с инжекцией нейтрального пучка (28 кэВ, 0.85 МВт) на стадии подъема тока при величине магнитного поля 0.7 Т на спектрах сигналов магнитных зондов были обнаружены [13, 136, 137] колебания с нарастающей частотой, которые были идентифицированы как моды на обращенном шире магнитного поля (RSAE) или, иначе, альфвеновские каскады (AC). Частоты RSAE находятся (рис. 50) в диапазоне 100 – 400 кГц (в зависимости от параметров разряда), что соответствует частотному диапазону, в котором наблюдаются TAE. Альфвеновские каскады, которые достаточно часто наблюдаются [18, 41] как на классических токамаках с большим аспектным отношением, таких как JET [41], так и на сферических, например, NSTX [26, 27], на токамаке Глобус-М ранее не наблюдались. Наблюдение RSAE стало возможным во-первых благодаря увеличению магнитного поля, поскольку необходимым условием возникновения альфвеновских каскадов являются низкие значения полного β [27], которых не удавалось достичь в разрядах с нейтральной инжекцией при низких полях 0.3 – 0.5 Тл в токамаке Глобус-М. При увеличении тороидального магнитного поля до 0.6 – 0.8 Тл в токамаке Глобус-М2 стало возможным получить разряды с более низкими значениями β , в которых и обнаружились альфвеновские каскады. Во-вторых, увеличение тока по плазме с 200 кА в токамаке Глобус-М до 300 – 400 кА в токамаке Глобус-М2 привело [13, 76] к улучшению удержания быстрых ионов, образующихся в результате перезарядки нейтрального пучка на ионах основного компонента плазмы, и являющихся источником энергии для альфвеновской волны.

Так как альфвеновский каскад возникает в области обращения шира магнитного поля (21) $s < 0$, запас устойчивости q в этой области имеет минимум. Поскольку частота RSAE увеличивается вместе с уменьшением q согласно (22), то измерения магнитных зондов вместе с данными о профилях температуры и концентрации предоставляют возможность [27, 33] прямых

измерений минимального значения запаса устойчивости q_{min} в разрядах, где возникают альфвеновские каскады, т.е. оказывается возможным применение техники магнитной или МГД-спектроскопии для определения q_{min} . Сценарий типичного разряда, в котором регистрировались альфвеновские каскады показан на рис. 50: вместе с ростом тока по плазме (первый блок сверху) уменьшается запас устойчивости (второй блок), и, как только включается нейтральная инжекция, за счет энергии ионов пучка начинает развиваться альфвеновская мода (блоки 4, 5) пока q не достигнет единицы и не произойдет срыв магнитной конфигурации в районе 150 мс (блок 3).

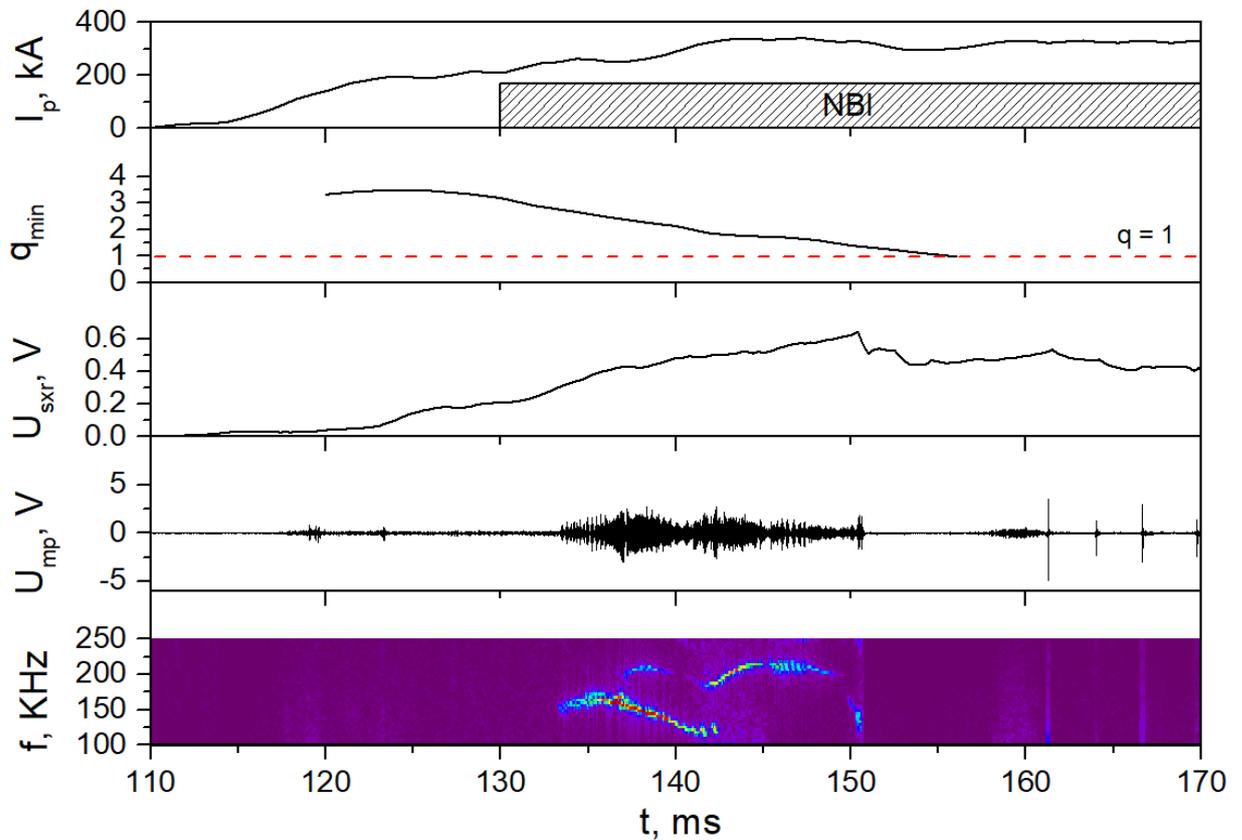


Рисунок 50 – разряд #38035 сверху вниз: ток по плазме, коэффициент запаса устойчивости (ASTRA), сигнал датчика мягкого рентгена, сигнал магнитного зонда, спектрограмма сигнала магнитного зонда.

Изменение величины q_{min} можно определить, пользуясь выражением (22). Для этого необходимо определить номера всех мод каскада. Торoidalные номера мод можно напрямую определить, пользуясь

тороидальным массивом магнитных зондов. Для этого в каждый момент времени по восьми пространственным точкам (число зондов в массиве) строится Фурье-образ сигнала, откуда вырезаются все гармоники помимо интересующей. Затем производится обратное преобразование, в результате чего получаются сигналы амплитуды отдельных гармоник с $n = 0..3$. Пример определения тороидальных номеров мод представлен на рисунке 51, где красным цветом обозначена амплитуда гармоники $n = 1$, зеленым – гармоники $n = 2$, соответствующие номерам мод каскада. Полоидальную структуру таким образом определить, обычно не удастся в силу ряда причин, в первую очередь в связи с тем, что частоты RSAE как правило выходят за пределы полосы пропускания зондов полоидального массива. Для определения полоидальных чисел можно использовать тот факт, что каждая отдельная мода каскада возникает при появлении рациональной поверхности с $q = m/n$, при этом q монотонно уменьшается.

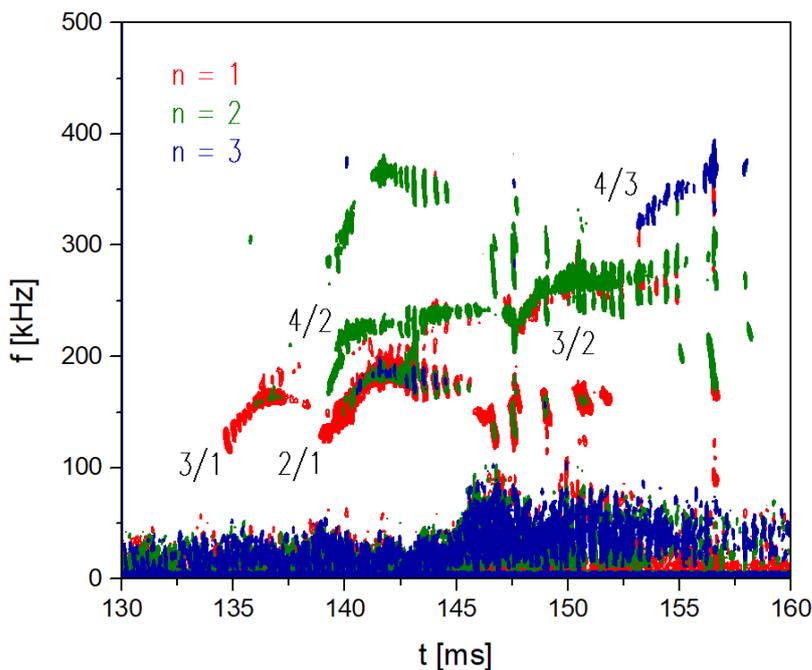


Рисунок 51 –
Определение
тороидальных номеров
мод в альфвеновском
каскаде по сигналам 8
зондов при помощи
пространственной
фильтрации. Красный
цвет $n = 1$, зеленый $n = 2$,
синий $n = 3$. Разряд
#44221.

На рис. 51 показан фрагмент спектрограммы магнитного зонда для разряда #44221. Красным цветом отображается амплитуда моды $n = 1$, зеленым – $n = 2$, и синим – $n = 3$. При этом на 140 мс одновременно

существуют 2 моды: $n = 2$, и $n = 1$, поэтому минимально возможное значение q_{min} в этот момент равно двум. Также на 140 мс на частот порядка 270 кГц возникает еще одна мода, которая на спектрограмме отображается как $n = 2$, однако ее частота значительно превышает частоту остальных мод с $n = 2$. По всей видимости наблюдается мода с четным номером n , корректное определение которой невозможно из-за ограниченного числа магнитных зондов. Либо же регистрируется колебание на удвоенной частоте моды с $n = 1$. Без учета этой моды можно заключить что в разряде #44221 (рис. 51) последовательно появляются моды альфвеновского каскада $(m, n) = (3,1), (2,1) + (4,2), (3,2), (4,3)$. Такая последовательность наблюдается в большинстве разрядов, где были обнаружены альфвеновские каскады (рис. 52).

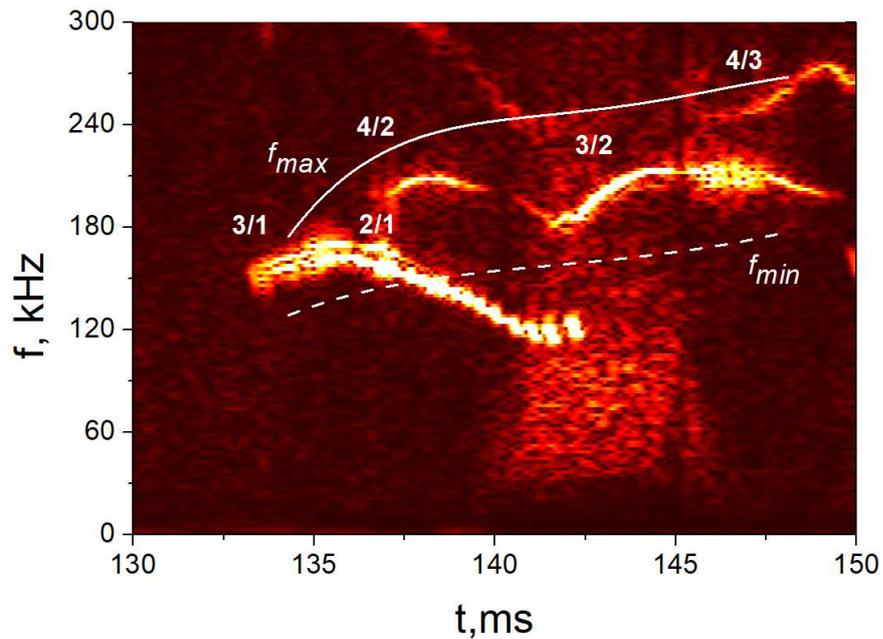


Рисунок 52 – разряд #38035. Спектрограмма сигнала магнитного зонда. Сплошной кривой обозначена верхняя граница частоты каскада – $f_{max}^2 = f_{GEO}^2 + f_{TAE}^2$, пунктирной линией – нижняя граница $f_{min} = f_{GEO}$.

Можно было бы предположить более высокие значения q_{min} в момент одновременного существования двух мод на 140 мс, однако уже около 157 мс альфвеновский каскад заканчивается, а значит q_{min} в этот момент близко к

единице, чего бы не происходило, если предположить комбинацию мод с более высокими m . Анализ пространственной структуры мод каскада аналогичен анализу, приведенному в работе [27] проведенной на установке NSTX.

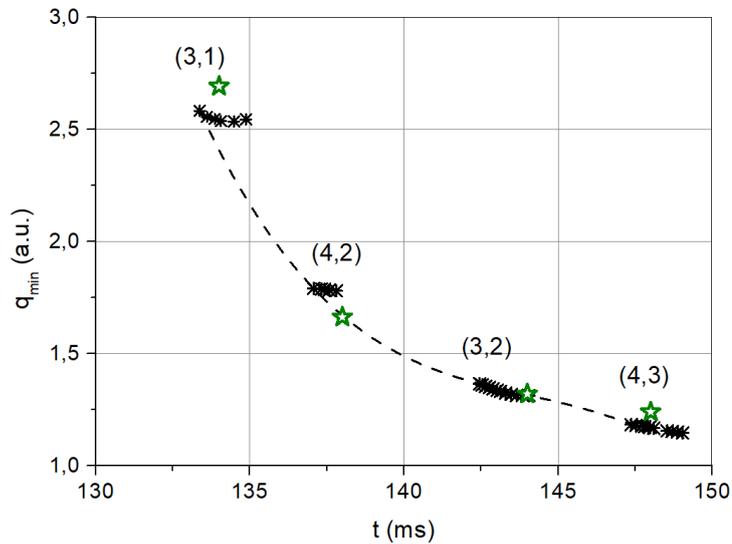
Спад частоты для моды $n = 1$ на рисунке 52 относится уже к тороидальной моде, в которую трансформируется каскад по достижении частоты ТАЕ, и может быть объяснен ростом электронной концентрации на начальной стадии разряда, который приводит к снижению альфвеновской скорости. Далее, пренебрегая в (20) величинами порядка $\sim O(1/q^2)$, можно выразить q_{min} через частоту каскада, измеренную магнитным зондом [27]. При этом для анализа использовались только линейные участки роста частоты, относящиеся непосредственно к альфвеновскому каскаду, то есть предшествующие трансформации в ТАЕ.

$$q_{min} = \frac{mc_A}{nc_A + R\sqrt{\omega^2 - \omega_{GEO}^2}} \quad (47)$$

Температура электронов, содержащаяся в (20), определялась при помощи диагностики томсоновского рассеяния [99], а ионная температура – по данным анализатора атомов перезарядки [105]. Результаты расчета минимального запаса устойчивости из анализа частоты альфвеновских каскадов приведены на рисунке 53, где также приводятся данные о минимальном значении запаса устойчивости в отдельные моменты времени, полученные из нестационарного расчета магнитного равновесия транспортным кодом ASTRA [128]. На рис. 53а показано сравнение расчета q_{min} кодом ASTRA с результатом, полученным методом магнитной спектроскопии для разряда с магнитным полем 0.7 Тл и током 300 кА, а на рис. 53b – для разряда с полем 0.8 Тл и током 400 кА. В качестве входных данных для расчета так же, как и для определения q_{min} методом магнитной спектроскопии, использовались профили электронной температуры и концентрации, полученные при помощи диагностики томсоновского рассеяния, а также данные о временной эволюции

величины эффективного заряда Z_{eff} . Определение Z_{eff} на токамаке Глобус-М2 осуществляется при помощи отдельной оптической диагностики, использующей спектр тормозного излучения [110]. Ионная температура рассчитывалась на основании неоклассических коэффициентов температуропроводности, и сравнивалась с ионной температурой, измеренной в приосевой области при помощи анализатора атомов перезарядки. Как видно из рис. 53, данные магнитной спектроскопии и расчет по коду ASTRA находятся в хорошем согласии друг с другом.

а



б

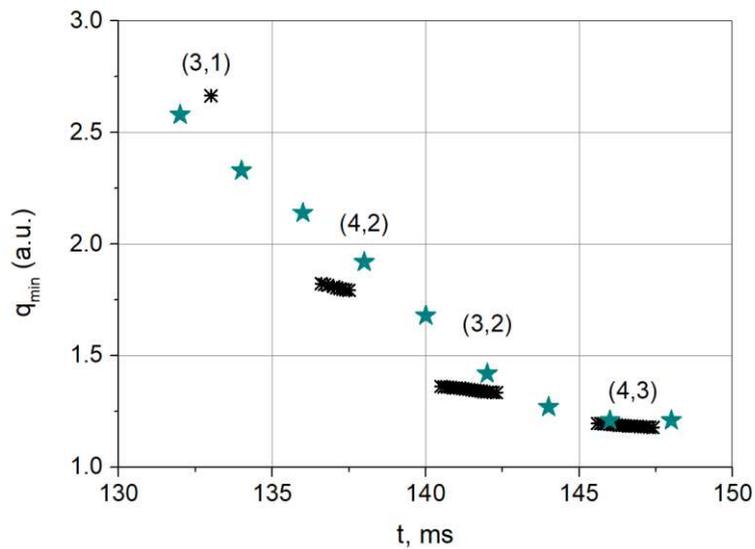


Рисунок 53. *a* – Разряд #38035 (0.7 T, 300 kA) – эволюция q_{min} в разряде. Снежинки (черного цвета) – значения q_{min} , полученные методом МГД-спектроскопии, Звезды (зеленого цвета) – запас устойчивости в точке минимума профиля, рассчитанного транспортным кодом ASTRA. *b* – то же в разряде 38810 (0.8 T 400 kA)

Помимо этого, при помощи многоканального рефлектометра доплеровского обратного рассеяния (ДОР) определялось радиальное распределение интенсивности альфвеновской моды [118]. Для зондирования плазмы применялось излучение О-моды на 5 частотах: 39, 50, 55, 60 и 65 ГГц, соответствующих различным положениям отсечки.

На рис. 54а показан профиль запаса устойчивости, полученный из расчета магнитного равновесия, проведенного при помощи кода ASTRA на 134 мс разряда #38035 и радиальное распределение амплитуды колебаний фазового сдвига рассеянного сигнала, измеренное при помощи диагностики доплеровского обратного рассеяния, пропорциональное интенсивности альфвеновской моды, для 140 мс разряда #39060.

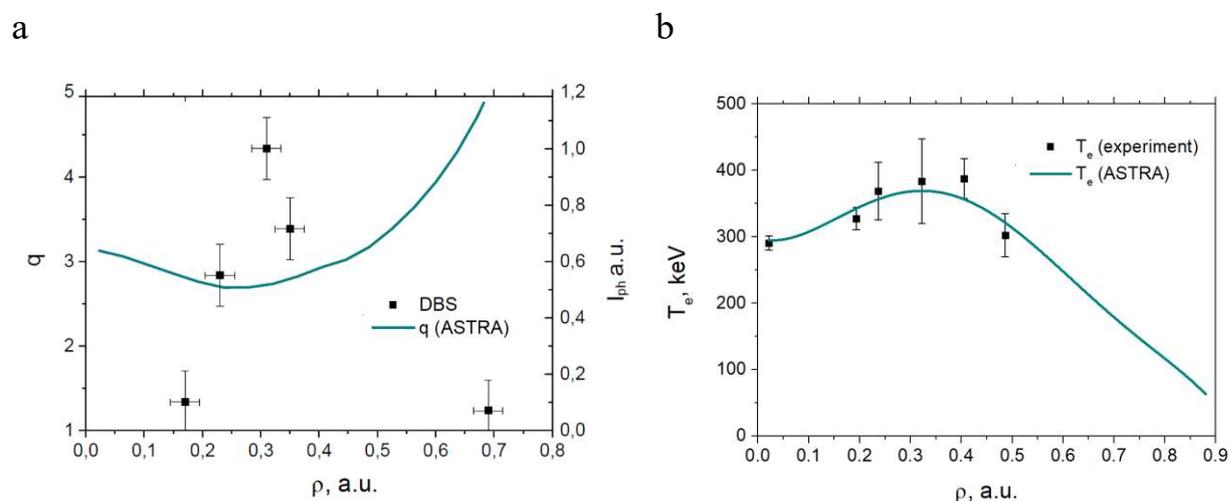


Рисунок 54 *a* – профиль запаса устойчивости в разряде #38035 (сплошная линия – ASTRA) и радиальное распределение интенсивности альфвеновской моды в разряде #39060, измеренное рефлектометром (экспериментальные точки). *b* – профиль электронной температуры в разряде #38035: экспериментальные точки и расчет ASTRA (сплошная линия). Профиль интенсивности альфвеновской моды предоставлен А. М. Пономаренко и А. Ю. Яшиным.

Из-за отсутствия всей полноты экспериментальных данных в каждом из разрядов, были использованы различные, хотя и схожие по основным параметрам разряды. Различные моменты времени выбраны для сравнения в связи с тем, что в разряде #39060 фаза роста тока сдвинута по времени относительно разряда #38035 приблизительно на 10 мс, в связи с этим альфвеновская мода начинает развиваться позже. В связи с этим для анализа был выбран момент появления моды $n = 1$. Из рисунка 54а видно, что максимум интенсивности альфвеновской моды приходится на область, в которой производная dq/dr близка к нулю.

К формированию обращенного профиля коэффициента запаса устойчивости, являющегося необходимым условием для развития RSAE, приводит формирование провального профиля плотности тока, возникающего из-за скин-эффекта. Это находит свое отражение в провальном профиле электронной температуры. (см. рис. 54b) из-за связи плотности тока с температурой при омическом нагреве. При включении пучка провальные профили удается «заморозить» на некоторое время благодаря тому, что быстрые ионы лучше удерживаются в области большей плотности тока, осуществляя тем самым дополнительный внеосевой нагрев плазмы.

3.3 Компрессионные альфвеновские моды

В омических разрядах токамака Глобус-М2 на сигналах магнитных зондов были зарегистрированы [13, 139] периодические (с периодом следования порядка 1 ms – рисунок 55) вспышки квазикогерентных колебаний магнитного поля с частотой в диапазоне 0.8 – 1.8 МГц в режимах с относительно низкой концентрацией $\langle n_e \rangle < 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, магнитным полем $B_0 = 0,7 - 0,8 \text{ Тл}$ в широком диапазоне токов по плазме ($I_p = 180 - 400 \text{ кА}$). Аналогичные сигналы регистрировались и во время экспериментов генерации тока по плазме волнами нижнегибридного диапазона частот (2.45 ГГц), однако дальнейший анализ экспериментальных данных показал, что высокочастотные колебания могут появляться независимо от импульса высокочастотного (ВЧ) излучения, а кажущаяся взаимосвязь возникает из-за того, что генерация тока как правило происходит при низкой плотности, когда, по всей видимости, создаются наиболее благоприятные условия для развития этой неустойчивости.

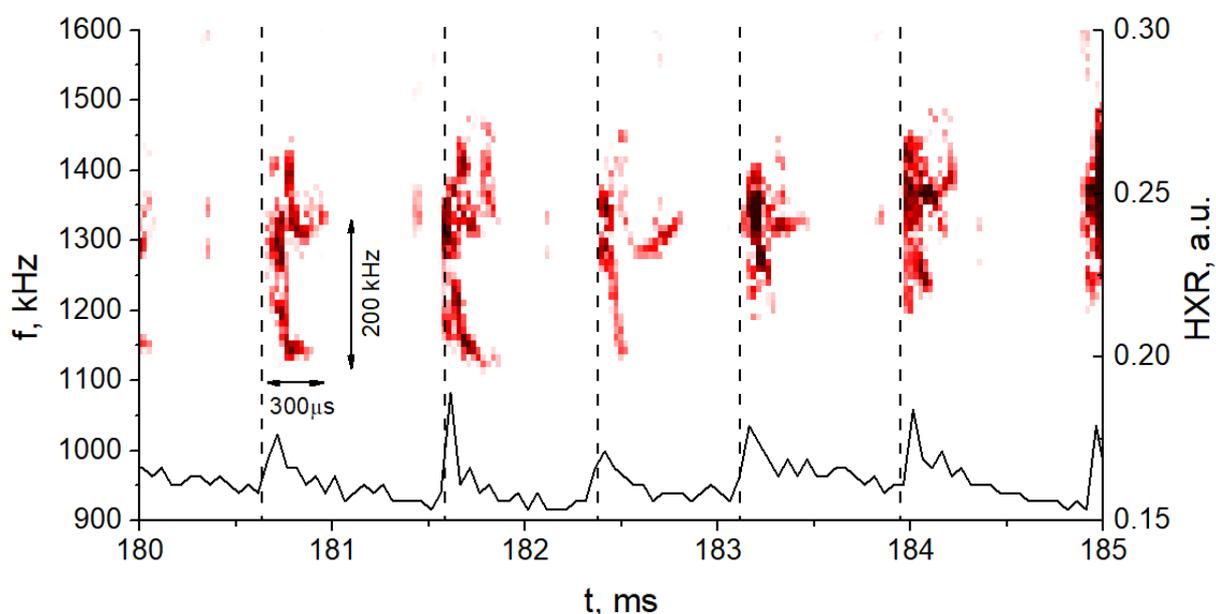


Рисунок 55 – спектрограмма сигнала магнитного зонда и сигнал удаленного от токамака датчика жесткого рентгена. Вертикальными пунктирными линиями отмечены моменты пилообразных срывов. Разряд #39078, $B_0 = 0.75 \text{ Тл}$, $I_p = 200 \text{ кА}$.

Обнаруженные колебания при большей частоте имеют значительно меньшую амплитуду, чем, например, амплитуды тороидальных мод (ТАЕ) или мод на обращенном шире магнитного поля (RSAE), которая как правило не превосходит величину 10^{-4} Тл. Данные моды, по всей видимости, возникают в результате распространения в плазме альфвеновской волны с дисперсионным соотношением (7). Об альфвеновской природе неустойчивости свидетельствует хорошее соответствие (коэффициент корреляции Пирсона $\rho = 90\%$) измеренной магнитным зондом частоты скейлингу $f_A \sim B_0^1 \cdot \langle n_e \rangle^{-0.5}$, где B_0 – поле на магнитной оси, а $\langle n_e \rangle$ – среднечордовая концентрация электронов, измеренная вдоль вертикальной хорды, проходящей на радиусе $R = 42$ см. Зависимость частоты от альфвеновской скорости представлена на рис. 56.

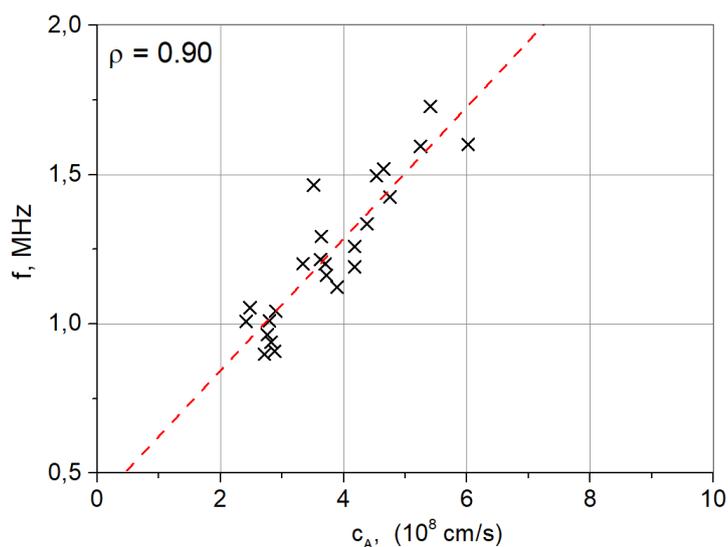


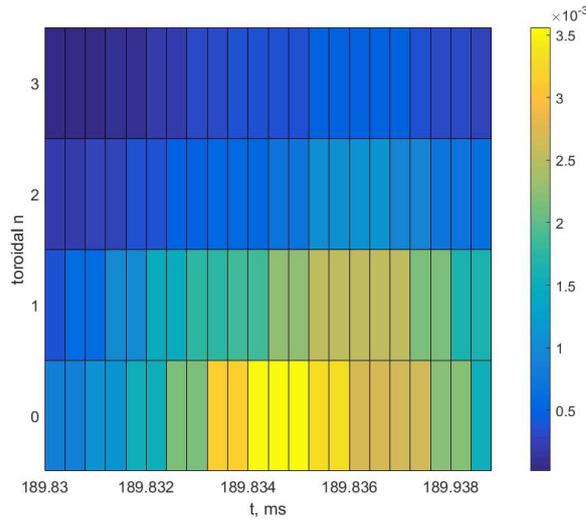
Рисунок 56 – зависимость частоты колебаний, измеренной магнитным зондом от альфвеновской скорости в серии разрядов с дейтериевой плазмой.

Также, при помощи массива из восьми тороидальных зондов, определялось тороидальное число n регистрируемого излучения. Пространственный спектр тороидальных гармоник возмущения определялся при помощи разложения Фурье. Это является оправданным применительно к сигналам зондов тороидального массива, так как для тороидального сечения характерна

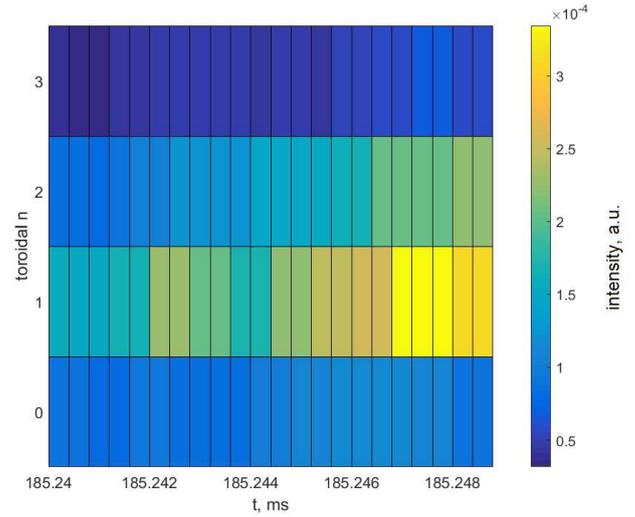
азимутальная симметрия, дающая возможность считать собственные функции возмущения близкими к гармоническим. Полоидальная структура этих колебаний, однако, не была определена, так как массив полоидальных зондов в установке Глобус-М2 расположен в металлических трубках, для которых величина скин-слоя времени на частоте обнаруженных колебаний превышает их период. На рисунке 57 а, б показана временная эволюция амплитуды тороидальных гармоник в течение двух вспышек колебаний с усреднением пространственного Фурье-спектра по окну $0.8 \mu\text{s}$ с 50% перекрытием. На рисунке 57а в спектре присутствуют ярко выраженные гармоники $n = 0, 1$, а на рисунке 57б присутствуют гармоники $n = 1, 2$. Аналогично для других вспышек колебаний регистрировались всевозможные комбинации гармоник $n = 0, 1, 2, 3$. Дополнительная информация о структуре возмущения была получена путем построения матрицы кросс-фаз [70]. В случае, представленном на рис. 57с, полос равной фазы не формируется, однако можно заметить группы зондов, сигналы которых практически не обладают фазовым сдвигом, а фаза сигнала меняется скачкообразно 2 раза за обход между зондами 1, 2 и 5,6. Такая структура соответствует стоячей волне с $n = 1$, о чем можно судить из сравнения матрицы кросс-фаз для экспериментальных сигналов восьми тороидальных зондов (рис. 57с) с матрицей кросс-фаз для которой сигналы каждого из 8 зондов задавались вручную в виде суперпозиции двух плоских волн с $n = 1$, распространяющихся в противоположных направлениях (рис. 57d). При этом, структура с $n = 0$ с преобладающей интенсивностью на Фурье-спектре (рис. 57а) не приводит к фазовому сдвигу между сигналами зондов и на рис. 57с не отражена. Таким образом, было установлено, что во всех зарегистрированных вспышках высокочастотных (~ 1 МГц) колебаний формируются только стоячие волны с номерами $n = 1, n = 2, n = 3$, а также $n = 0$, то есть регистрируются все волновые числа, разрешение которых возможно в соответствии с критерием Найквиста. В частности, из того факта, что в ряде

случаев регистрируются отдельные моды с $n = 0$ можно заключить, что наблюдаемая неустойчивость не является ТАЕ, так как как структура ТАЕ подразумевает полоидальное зацепление мод с номерами m и $m + 1$, и из условия $k_m = -k_{m+1}$ следует, что $q = (m + 1/2)/n$, что исключает возможность развития моды ТАЕ с $n = 0$.

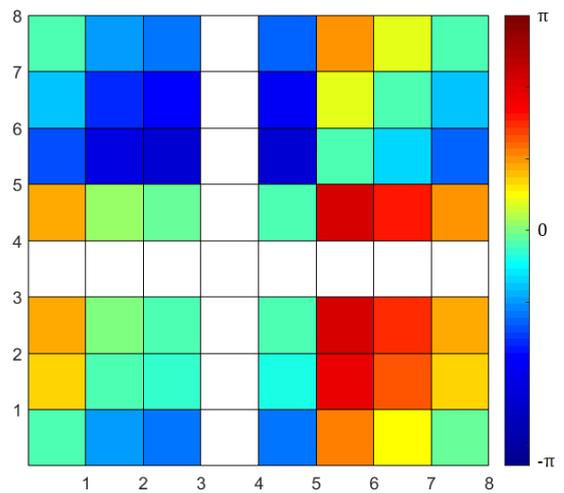
a



b



c



d

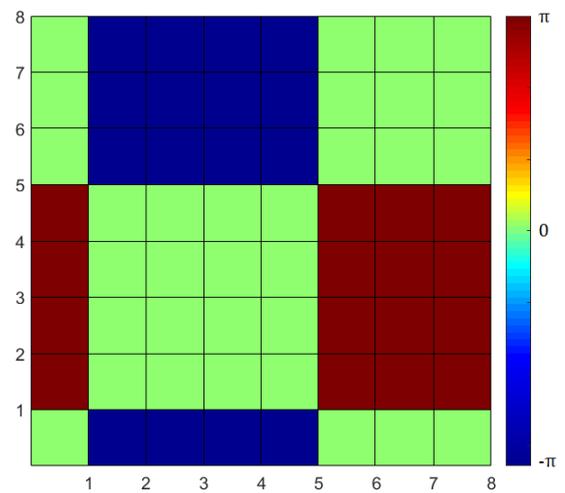


Рисунок 57 а — Эволюция пространственного Фурье-спектра сигналов восьми зондов тороидального массива во время вспышки альфвеновских колебаний на 189.3 мс разряда 39610. б) То же для 185.24 мс разряда 39611. в) Разряд №39610, 189.8 мс. матрица кросс-фаз, соответствующая встречному распространению двух волн с $n = 1$ (сигнал на зонде

4 отсутствует). d) Расчет матрицы кросс-фаз для аналогичной конфигурации зондов, соответствующей стоячей волне $n = 1$.

На рисунке 58а показаны амплитуды сигналов всех компонент трехкоординатного зонда в момент времени одной из вспышек исследуемых колебаний в разряде #39925 (0.7Т 210 кА). Для вспышек колебаний, возникающих в моменты срыва пилообразных колебаний, преобладающей оказывается «тороидальная» компонента, а «вертикальная» и «радиальная» обладают сопоставимой амплитудой.

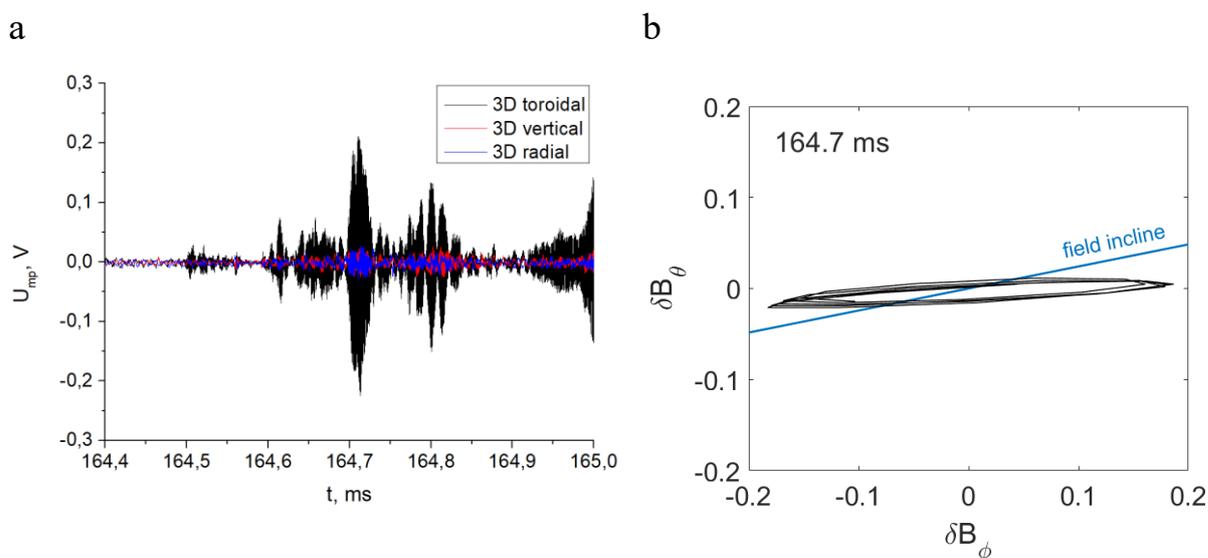


Рисунок 58 а – Соотношение амплитуд сигналов трехкоординатного зонда (черный – тороидальная обмотка, красный – вертикальная обмотка, и синий – радиальная). Разряд #39925, 164.7 мс. б – поляризация волны во время вспышки на 164.7 мс в разряде #39925.

На рисунке 58б показана фигура Лиссажу, построенная для сигналов тороидальной и полоидальной компонент. Поскольку сигналы на обеих обмотках обладают одинаковой частотой, то наблюдается эллипс, а вследствие того, что величина фазового сдвига между компонентами невелика, эллипс практически вырождается в прямую линию. Угол наклона эллипса при этом определяется соотношением амплитуд сигналов с этих обмоток. Волна таким образом оказывается поляризована в тороидальном направлении, под небольшим углом к направлению магнитного поля. Прямой линией синего цвета на рисунке 58б показан наклон силовой линии магнитного поля, угол

которого к горизонтали составляет в рассмотренном случае, величину порядка 15° . Таким образом, данный тип волн является линейно поляризованным в продольном направлении, что характерно для продольных или компрессионных колебаний. Вместе с линейной дисперсией (см. рисунок 56), соответствующей альфвеновскому скейлингу, это свидетельствует о том, что обнаруженные колебания могут быть вызваны распространением магнитозвуковых волн (компрессионных альфвеновских волн – САЕ).

Анализируя сигналы других диагностик, можно сделать вывод о том, что вспышки альфвеновских колебаний возникают сразу после пилообразных срывов, которые наиболее хорошо заметны на сигнале жесткого рентгена (рисунок 55), а также на сигнале микроволнового интерферометра. Подробное рассмотрение отдельных вспышек показало (рисунок 55), что частота колебаний может существенно меняться за время существования моды. Например, в разряде #39078 в районе 180.5 мс (и в соседних вспышках), частота моды разделяется на растущую и спадающую ветвь. Наиболее хорошо изменение частоты заметно на спадающей ветви, где за время вспышки (порядка 200 – 300 мкс) частота моды спадает на 200 кГц.

Колебания, возникающие на альфвеновских частотах и проявляющиеся в виде вспышек, следующих за медленными МГД-событиями, такими как пилообразные колебания, IRE (*internal reconnection event*) или ELM (*edge localized mode*), наблюдались на других установках, а именно, TFTR [140], MAST [141], ТУМАН-3М [142], COMPASS [143] и других, однако определенные свойства и механизмы возбуждения, судя по всему, отличаются. В работе [140] сообщается об обнаружении на токамаке TFTR колебаний в альфвеновском диапазоне частот (AFM – *Alfven frequency mode*) в периферийной области, имеющих структуру с $n = 0$ и возникающих после ELM. В работе [144] обнаружено присутствие в плазме фракции ионов, ускоренных во время IRE, с которой связано возникновение альфвеновских мод, обнаруженных ранее на MAST. В [145] предлагается модель возбуждения

ТАЕ ускоренными электронами на частоте прецессии их орбит. В [146] рассмотрена возможность развития ТАЕ и ЕАЕ, а также ЕРМ на частотах ЕАЕ ускоренными электронами. В работах [142] и [147] приводятся свидетельства возбуждения на установке ТУМАН-3М глобальной моды (GAE) ускоренными электронами вследствие уплощения профиля тока после пилообразного срыва. При этом, для колебаний, обнаруженных на установке ТУМАН-3М сообщается [148], что поляризация вспышек, следующих сразу за пилообразными срывами не является однозначно поперечной или продольной, а для колебаний, регистрируемых между срывами – является поперечной.

В измеренных при помощи диагностики NPA спектрах в омических разрядах с высокочастотными альфвеновскими модами на токамаке Глобус-М2 не было обнаружено признаков наличия ускоренных ионов. Это позволяет предположить, что вероятной причиной возбуждения альфвеновской моды является присутствие в разряде фракции быстрых электронов, появление которой возможно в отсутствии дополнительного нагрева. В омическом режиме пучок электронов начинает ускоряться тороидальной компонентой электрического поля при превышении полем критической величины $E_c = 4\pi e^3 n \Lambda / \mathcal{E}_e$ для электронов, находящихся в «хвосте» электронной функции распределения, из-за чего эти электроны переходят в режим «убегания» [149]. Здесь \mathcal{E}_e – энергия электрона, e и m_e – заряд и масса электрона, Λ – кулоновский логарифм, n_e – локальная электронная концентрация. С увеличением электрического поля происходит экспоненциальный прирост численности убегающих электронов.

Факт присутствия существенной фракции убегающих электронов в разрядах, где были обнаружены САЕ, подтверждается сигналами удаленного от токамака датчика жесткого рентгеновского излучения (рисунок 55), эмиссия которого, вызвана торможением быстрых электронов в элементах камеры токамака. Также взаимосвязь с убегающими электронами косвенно подтверждается корреляцией вспышек колебаний магнитного поля с

моментами пилообразных срывов. Во время пилообразных срывов происходит перезамыкание силовых линий резонансных магнитных поверхностей, лежащих внутри радиуса перемешивания r_{mix} , сопровождающееся формированием магнитных островов. Через X-точки островов протекает ток, создающий электрическое поле, которое способно перевести в режим ускорения значительную фракцию электронов [149]. В процессе стохастизации параметров плазмы внутри радиуса перемешивания r_{mix} , в момент срыва, ускоренные электроны могут попадать на орбиты, где они не удерживаются, что вызывает отклик на сигнале жесткого рентгена.

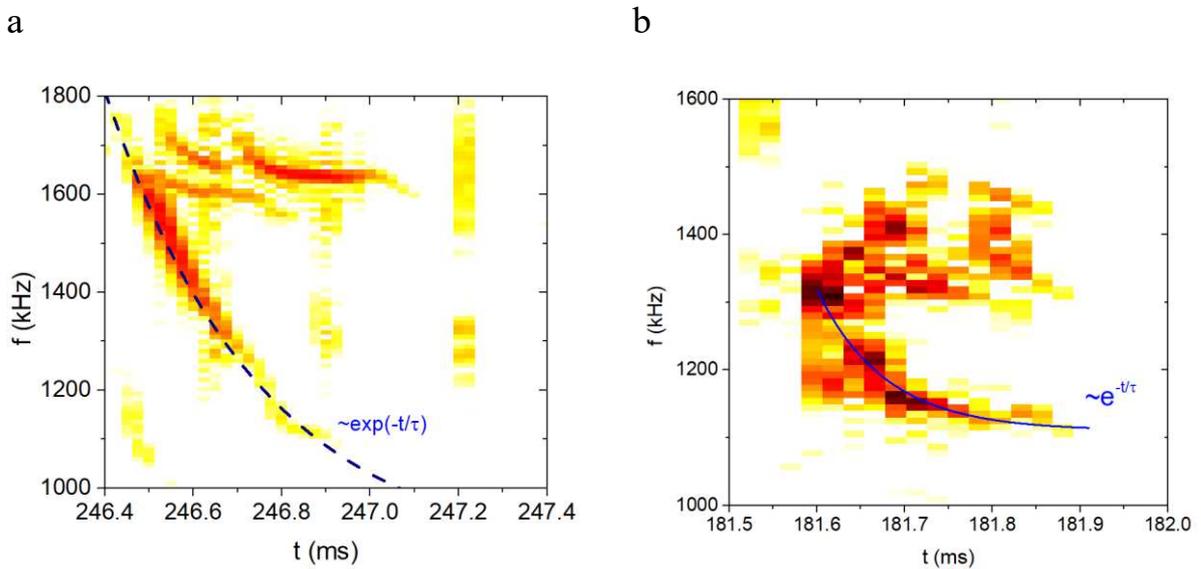


Рисунок 59 – эволюция частоты в течение отдельной вспышки САЕ на токамаке Глобус-М2. Разряд #39078. а – 246.4 мс (выраженная асимметрия вспышки). б – 181.6 мс (выраженная экспоненциальная зависимость).

Для компрессионных альфвеновских мод также наблюдается нелинейная динамика частоты моды или т.н. «chirping» (рисунок 55, 59). Так же как и для ТАЕ для вспышек САЕ наблюдается нарушение симметрии спектров отдельных вспышек (рис. 59), а именно деформация растущей частотной ветви. В отличие от ТАЕ (см. раздел 1.1.3), где основным дестабилизирующим фактором является градиент $\partial f / \partial P_\phi$, для мод, вступающих в резонанс с ускоренными электронами более вероятно взаимодействие с bump-on-tail

неустойчивостью на функции распределения электронов по скоростям. Поэтому в данном случае чирпирование моды может быть объяснено с помощью классической ВВ-модели. Деформация растущей частотной ветви описана в работе [59] и объясняется наличием силы динамического трения, которая препятствует ускорению частиц в поле волны. При этом частотная ветвь, связанная с недостатком частиц с энергией больше резонансной «hole» выходит на уровень насыщения и не растет относительно фундаментальной частоты. Этот эффект хорошо заметен на рис. 59а, где пунктирной (синей) линией показана эволюция частоты спадающей ветви согласно экспоненциальному закону с постоянной времени порядка 0.3 мс, а вместо растущей ветви наблюдаются колебания вблизи начальной частоты. Как и для ТАЕ, для большинства всплесков САЕ наблюдается отклонение от ВВ-модели (29) и эволюция частот является экспоненциальной, что хорошо заметно на рис. 59б.

В лабораторной плазме как правило наблюдаются чирпинг-неустойчивости, развивающиеся в резонансе с быстрыми ионами, и до недавнего времени о наблюдении нелинейной динамики частоты неустойчивостей, возбуждаемых электронами в плазме токамака, не сообщалось. Неустойчивости на частотах порядка нескольких десятков МГц, вызванные взаимодействием с ускоренными электронами, были обнаружены на установке D-III D [64], однако частоты этих колебаний не подчиняются альфвеновскому скейлингу. Аналогичные по своей структуре колебания также наблюдались на токамаке Глобус-М2 в режимах с убегающими электронами [150]. Обнаружение чирпированных мод, возбуждаемых электронами на токамаке Глобус-М2, по всей видимости, является первым среди сферических токамаков.

3.4 Выводы к главе 3

В настоящей главе рассмотрены три типа альфвеновских собственных мод, возникающих в токамаке Глобус-М2: Тороидальные альфвеновские моды (ТАЕ), моды на обращенном шире магнитного поля (RSAE) и компрессионные альфвеновские моды (САЕ).

Для ТАЕ определены частоты, номера мод и поляризация. Проведено сравнение с результатами выполненного ранее для токамака Глобус-М моделирования альфвеновского континуума кодом KINX. Было установлено, что возбуждение ТАЕ приводит к потерям быстрых частиц, величина и характер которых были определены по данным множества диагностик. В результате проведенного регрессионного анализа была получена зависимость уровня потерь быстрых ионов по данным анализатора атомов перезарядки (NPA) от амплитуды ТАЕ. Установлено снижение уровня потерь при увеличении магнитного поля и тока. Наблюдаемая линейная зависимость от амплитуды свидетельствует о когерентном характере потерь, т.е. потери являются конвективными, либо связаны с переносом на так называемые орбиты потерь. Для продолжительных ТАЕ было обнаружено появление неэквидистантных тороидальных гармоник, возникновение которых может быть объяснено наличием тороидального вращения. Было проведено сравнение частот ТАЕ, рассчитанных на радиусе локализации, с частотами, определенными из спектра сигнала магнитного зонда, а также частот вращения, измеренных при помощи диагностики CXRS с разностью частот, измеренной из спектра. Указанное сравнение показывает высокую степень корреляции данных, полученных различными независимыми способами и дает возможность применять данные магнитных измерений для оценки максимальной скорости вращения.

Для RSAE (или альфвеновских каскадов – AC) также были определены частоты, пространственная структура и измерен профиль интенсивности моды. Была показана возможность применения так называемой магнитной

спектроскопии для определения минимума запаса устойчивости на основании анализа спектра альфвеновских каскадов. Полученная временная динамика минимума запаса устойчивости находится в хорошем соответствии с результатами динамического расчета кодом ASTRA.

Помимо шировых альфвеновских волн в токамаке Глобус-М2 были зарегистрированы колебания в диапазоне частот $\omega_{ci} > \omega > \omega_{ТАЕ}$. Для них были определены частоты, поляризация и пространственная структура. На основании характера зависимости частоты от магнитного поля и электронной концентрации, а также на основании измерений поляризации сделан вывод о наблюдении компрессионной альфвеновской волны. Показано, что САЕ в токамаке Глобус-М2 возбуждаются ускоренными электронными пучками и проявляют нетипичную динамику частоты моды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были изучены различные типы альфвеновских мод, возникающие на токамаке Глобус-М2: тороидальные (ТАЕ), моды на обращенном шире магнитного поля (RSAE), и компрессионные моды, возбуждаемые ускоренными электронами. Для выполнения поставленных задач была усовершенствована магнитная диагностика: установлено четыре магнитных зонда тороидального массива, в дополнение к четырем имеющимся, и трех-координатный зонд; разработаны гальванически развязанные полосовые фильтры для использования в тракте зондов тороидального массива, установлен быстрый АЦП для регистрации высокочастотных колебаний. В процессе работы были получены следующие результаты.

- Определена пространственная структура и радиальное распределение интенсивности для тороидальных альфвеновских мод.
- Получена зависимость величины транспорта быстрых частиц из экваториальной области в режимах с ТАЕ от амплитуды моды, магнитного поля и тока по данным NPA.
- Получена линейная зависимость потерь быстрых частиц от амплитуды ТАЕ по данным сканирующего NPA и широкополосного болометра.
- Получена зависимость от амплитуды моды когерентных с альфвеновской волной потерь быстрых частиц по данным матрицы радиационных потерь. Полученная зависимость имеет линейный характер.
- Установлена линейная зависимость разности частот соседних тороидальных гармоник от частоты тороидального вращения в режимах с продолжительными ТАЕ. Полученная зависимость может быть использована для оценки скорости тороидального вращения.

- Определена пространственная структура и радиальное распределение интенсивности для мод на обращенном шире.
- Применена техника магнитной спектроскопии для определения минимума запаса устойчивости в разрядах с RSAE.
- На токамаке Глобус-М2 обнаружены высокочастотные альфвеновские моды, возбуждаемые убегаящими электронами.
- Для высокочастотных альфвеновских мод определена пространственная структура и поляризация, на основании чего сделан вывод о том, что наблюдаемая неустойчивость является компрессионной альфвеновской модой (SAE), обнаружена нелинейная динамика частоты для мод, возбуждаемых электронами.

ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение 1 (Схемы оборудования)

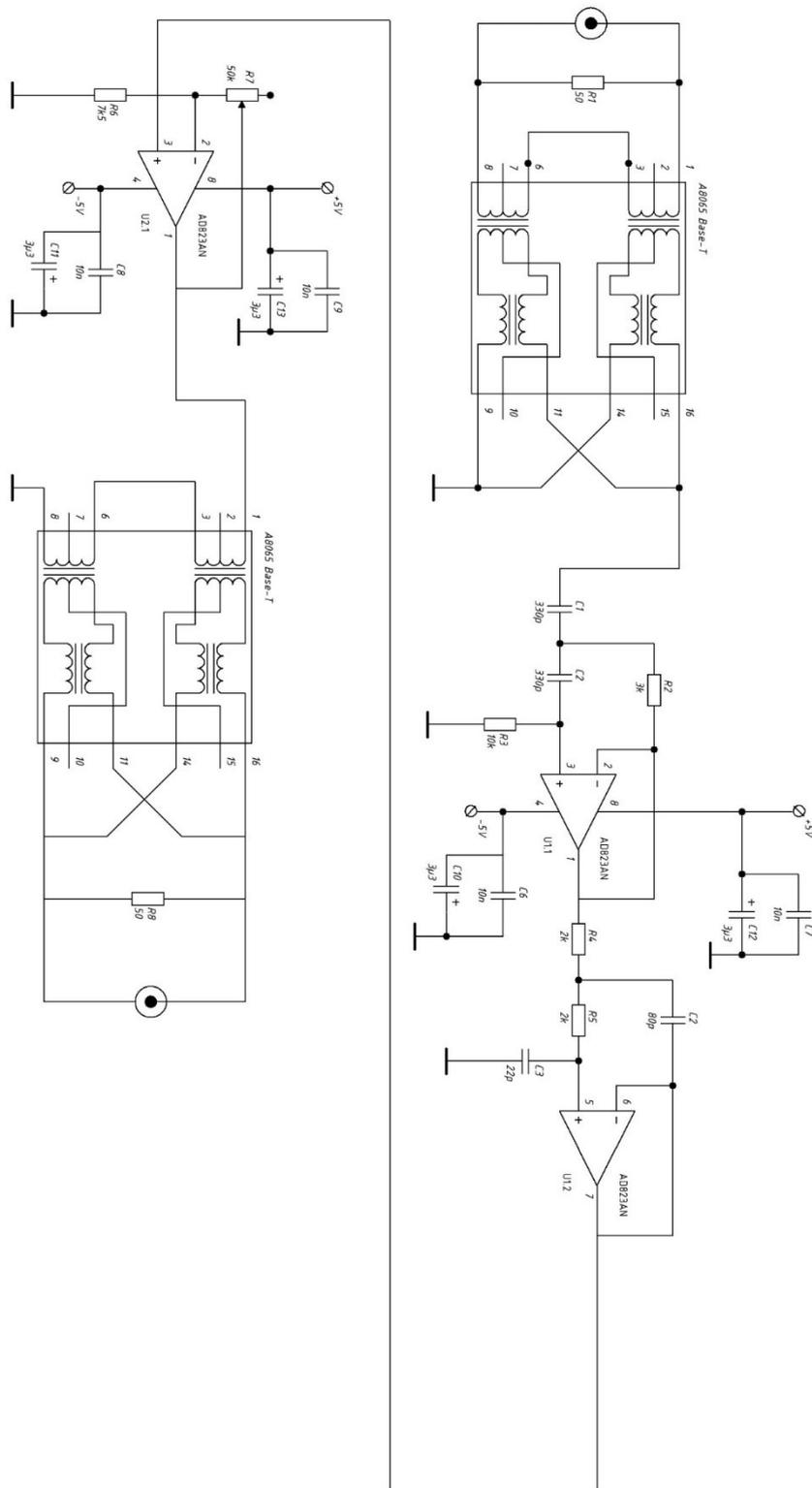
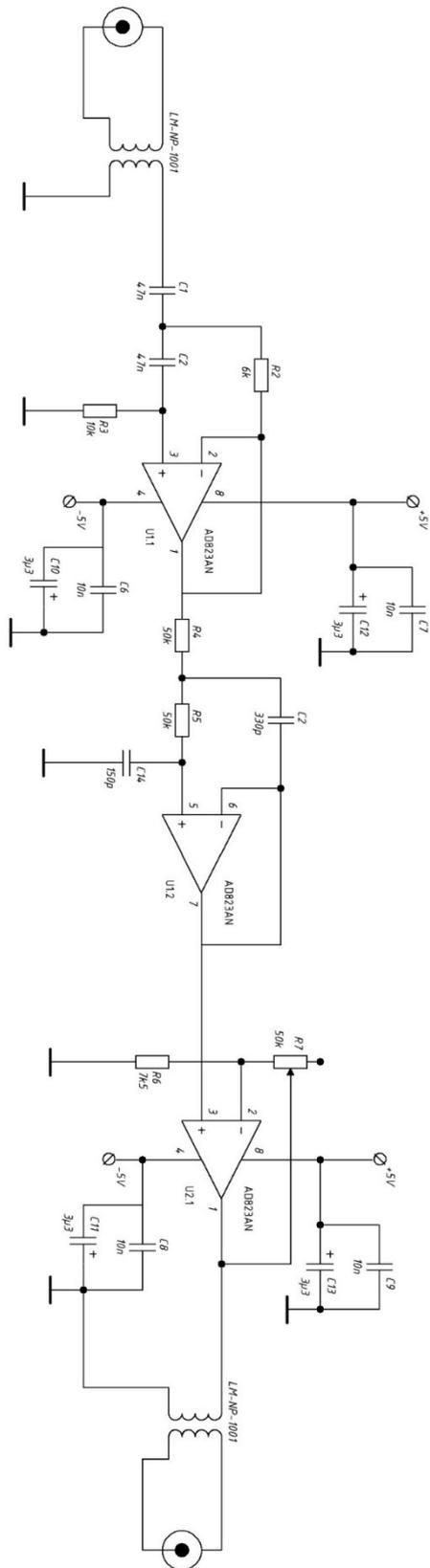


Рисунок 60 Схема электрическая принципиальная «высокочастотного» канала гальванической развязки (фильтра).

Рисунок 61 – Схема электрическая принципиальная «низкочастотного» канала гальванической развязки (фильтра).



Приложение 2 (Фотографии оборудования)



*Рисунок 62 –
Фотография в сборе
гальванической
развязки (фильтра) на
два канала.*

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Strachan, J. D. Fusion Power Production from TFTR Plasmas Fueled with Deuterium and Tritium / J. D. Strachan, H. Adler, P. Ailing [и др.]. – DOI 10.1103/PhysRevLett.72.3526 // Physical Review Letters. – 1994. – Т. 72 – № 22. – С. 3526.
2. Keilhacker, M. Latest JET results in deuterium and deuterium-tritium plasmas / The JET Team (presented by M Keilhacker). – DOI 10.1088/0741-3335/39/12B/002 // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 1997. – Т. 39 – С. B1 – B18.
3. Perkins, F. W. ITER Physics Basis Chapter 1: Overview and summary / F. W. Perkins, D. E. Post, N. A. Uckan, M. Azumi, D. J. Campbell, N. Ivanov, N. R. Sauthoff, M. Wakatani, W. M. Nevins, M. Shimada, J. Van Dam, D. Boucher, G. Cordey, A. Costley, J. Jacquinet, G. Janeschitz, S. Mirnov, V. Mukhovatov, G. Porter, S. Putvinski, M. Shimada, R. Stambaugh, M. Wakatani, J. Wesley, K. Young, R. Aymar, Y. Shimomura, N. Fujisawa, Y. Igitkhanov, A. Kukushkin, M. Rosenbluth, J. Wesley. – DOI 10.1088/0029-5515/39/12/301 // Nuclear Fusion. – 1999. – Т. 39 – № 12. – С. 2137.
4. 2022 Annual report / ITER Organization. – 2023. – St. Paul-lez-Durance, 2023
5. Hiwatari, R. Demonstration tokamak fusion power plant for early realization of net electric power generation / R. Hiwatari, K. Okano, Y. Asaoka, K Shinya and Y. Ogawa. – DOI 10.1088/0029-5515/45/2/004 // Nuclear Fusion. – 2005. – Т. 45 – С. 96 – 109.
6. Кутеев, Б.В. Мощные нейтронные источники на основе реакций ядерного синтеза / Б. В. Кутеев, П. Р. Гончаров, В.Ю. Сергеев, В. И. Хрипунов // Физика плазмы. – 2010. – Т. 36 – С. 307–346.
7. Peng, Y-K. M. Features of spherical torus plasmas / Y-K. M. Peng and D. J. Strickler. – DOI 10.1088/0029-5515/26/6/005 // Nuclear Fusion. – 1986. – Т. 26 – № 6. – С. 769.

8. Сайкс, А. Физика сферических токамаков / А. Сайкс. // Журнал Технической Физики. – Т. 69, вып. 9 – С. 50 – 57
9. Sykes, A. Progress on spherical tokamaks / A. Sykes. – DOI 10.1088/0741-3335/36/12B/007 // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 1994. – Т. 36 – № 12B. – С. B93.
10. Sykes, A. High- β performance of the START spherical tokamak / A. Sykes, R Akers, L Appel, P. G Carolan, N. J. Conway, M. Cox, A. R. Field, D. A. Gates, S. Gee, M. Gryaznevich, T. C. Hender, I. Jenkins, R. Martin, K. Morel, A. W. Morris, M. P. S. Nightingale, C. Ribeiro, D. C. Robinson, M. Tournianski, M. Valovic, M. J. Walsh and C. Warrick. – DOI 10.1088/0741-3335/39/12B/019 // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 1997. – Т. 39 – № 12B. – С. B247.
11. Harrison, J. R. Overview of new MAST physics in anticipation of first results from MAST Upgrade / J.R. Harrison, R.J. Akers, S.Y. Allan [и др.]. – DOI 10.1088/1741-4326/ab121c // Nuclear Fusion. – 2019. – Т. 59 – № 11. – С. 112011.
12. Guttenfelder, W. NSTX-U theory, modeling and analysis results / W. Guttenfelder, D.J. Battaglia, E. Belova [и др.]. – DOI 10.1088/1741-4326/ac5448 // Nuclear Fusion. – 2022. – Т. 62 – № 4. – С. 042023.
13. Petrov, Yu. V. Overview of GLOBUS-M2 spherical tokamak results at the enhanced values of magnetic field and plasma current / Yu. V. Petrov, V. K. Gusev, N. V. Sakharov, V. B. Minaev, V. I. Varfolomeev, V. V. Dyachenko, I. M. Balachenkov, N. N. Bakharev, E. N. Bondarchuk, V. V. Bulanin, F. V. Chernyshev, M. V. Iliasova, A. A. Kavin, E. M. Khilkevitch, N. A. Khromov, E. O. Kiselev, A. N. Konovalov, V. A. Kornev, S. V. Krikunov, G. S. Kurskiev, A. D. Melnik, I. V. Miroshnikov, A. N. Novokhatskii, N. S. Zhiltsov, M. I. Patrov, A. V. Petrov, A. M. Ponomarenko, K.D. Shulyatiev, P. B. Shchegolev, A. E. Shevelev, O. M. Skrekel, A. Yu. Telnova, E. A. Tukhmeneva, V. A. Tokarev, S. Yu. Tolstyakov, A. V. Voronin, A. Yu. Yashin, P. A. Bagryansky, E. G. Zhilin and V. Yu. Goryainov. –

DOI 10.1088/1741-4326/ac27c7 // Nuclear Fusion. – 2022. – T. 62 – № 4. – C. 042009.

14. Minaev, V. B. Spherical tokamak Globus-M2: design, integration, construction / V.B. Minaev, V.K. Gusev, N.V. Sakharov, V.I. Varfolomeev, N.N. Bakharev, V.A. Belyakov, E.N. Bondarchuk, P.N. Brunkov, F.V. Chernyshev, V.I. Davydenko, V.V. Dyachenko, A.A. Kavin, S.A. Khitrov, N.A. Khromov, E.O. Kiselev, A.N. Konovalov, V.A. Kornev, G.S. Kurskiev, A.N. Labusov, A.D. Melnik, A.B. Mineev, M.I. Mironov, I.V. Miroshnikov, M.I. Patrov, Yu.V. Petrov, V.A. Rozhansky, A.N. Saveliev, I.Yu. Senichenkov, P.B. Shchegolev, O.N. Shcherbinin, I.V. Shikhovtsev, A.D. Sladkomedova, V.V. Solokha, V.N. Tanchuk, A.Yu. Telnova, V.A. Tokarev, S.Yu. Tolstyakov and E.G. Zhilin. – DOI 10.1088/1741-4326/aa69e0 // Nuclear Fusion. – 2022. – T. 57 – № 6. – C. 066047.

15. Gusev, V. K. Review of Globus-M spherical tokamak results / V. K. Gusev, N. N. Bakharev, V. A. Belyakov, B. Ya. Ber, E. N. Bondarchuk, V. V. Bulanin, A. S. Bykov, F. V. Chernyshev, E. V. Demina, V. V. Dyachenko, P. R. Goncharov, A. E. Gorodetsky, E. Z. Gusakov, A. D. Iblyaminova, A. A. Ivanov, M. A. Irzak, E. G. Kaveeva, S.A. Khitrov, M. V. Khokhlov, N. A. Khromov, V. V. Kolmogorov, V. A. Kornev, S. V. Krasnov, G. S. Kurskiev, A. N. Labusov, S. A. Lepikhov, N. V. Litunovsky, I. V. Mazul, A. D. Melnik, V. V. Mikov, V. B. Minaev, A. B. Mineev, M. I. Mironov, I. V. Miroshnikov, E. E. Mukhin, A. N. Novokhatsky, A. D. Ovsyannikov, M. I. Patrov, A. V. Petrov, Yu. V. Petrov, V. A. Rozhansky, N. V. Sakharov, A. N. Saveliev, I. Yu. Senichenkov, V. Yu. Sergeev, P. B. Shchegolev, O. N. Shcherbinin, I. V. Shikhovtsev, V. S. Tanaev, V. N. Tanchuk, S. Yu. Tolstyakov, V. I. Varfolomeev, E. O. Vekshina, A. V. Voronin, S. P. Voskoboinikov, F. Wagner, A. Yu. Yashin, G. V. Zadvitskiy, A. P. Zakharov, R.

Kh. Zalavutdinov and E.G. Zhilin. – DOI 10.1088/0029-5515/55/10/104016 // Nuclear Fusion. – 2015. – T. 55 – № 10. – C. 104016.

16. Gusev, V. K. Globus-M spherical tokamak / V. K. Gusev, V. E. Golant, E. Z. Gusakov, V. V. D'yachenko, M. A. Irzak, V. B. Minaev, E. E. Mukhin, A. N. Novokhatskii, K. A. Podushnikova, G. T. Razdobarin, N. V. Sakharov, E. N. Tregubova, V. S. Uzlov, O. N. Shcherbinin, V. A. Belyakov, A. A. Kavin, Yu. A. Kostsov, E. G. Kuz'min, V. F. Soikin, E. A. Kuznetsov and V. A. Yagnov. – DOI 10.1134/1.1259469 // Technical Physics – 1999. – T. 44, ВЫП 9. – C. 1054–1057

17. Fasoli, A. ITER Physics Basis Chapter 5: Physics of energetic ions / A. Fasoli, C. Gormenzano, H. L. Berk, B. Breizman, S. Briguglio, D. S. Darrow, N. Gorelenkov, W. W. Heidbrink, A. Jaun, S. V. Konovalov, R. Nazikian, J. M. Noterdaeme, S. Sharapov, K. Shinohara, D. Testa, K. Tobita, Y. Todo, G. Vlad and F. Zonca. – 10.1088/0029-5515/47/6/S05 // Nuclear Fusion. – 2007. – T. 47 – № 6. – C. S264.

18. Pinches, S. D. The role of energetic particles in fusion plasmas / S. D. Pinches, H. L. Berk, D. N. Borba, B. N. Breizman, S. Briguglio, A. Fasoli, G. Fogaccia, M. P. Gryaznevich, V. Kiptily, M. J. Mantsinen, S. E. Sharapov, D. Testa, R. G. L. Vann, G. Vlad, F. Zonca and JET-EFDA Contributors. – DOI 10.1088/0741-3335/46/12B/017 // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2004. – T. 46 – № 12B. – C. B187.

19. Cramer, N. F. The Physics of Alfvén Waves / N. F. Cramer. – Berlin.: WILEY-VCH Verlag, 2001. – 295c. – C. 1 – 2.

20. ITER Physics Expert Group on Energetic Particles, Heating and Current Drive and ITER Physics Basis Editors. ITER Physics Basis Chapter 5: Physics of energetic ions / ITER Physics Expert Group on Energetic Particles, Heating and Current Drive and ITER Physics Basis Editors. – DOI 10.1088/0741-3335/46/12B/017 // Nuclear Fusion. – 1999. – T. 39 – C. 2471.

21. Strait, E. G. Stability of neutral beam driven TAE modes in DIII-D / E.J. Strait, W.W. Heidbrink, A.D. Turnbull, M.S. Chu and H.H. Duong. – DOI 10.1088/0029-5515/33/12/I07 // Nuclear Fusion. – 1993. – T. 33 – № 12. – C. 1849.
22. Duong, H. H. Loss of energetic beam ions during TAE instabilities / H. H. Duong, W. W. Heidbrink, E. J. Strait, T. W. Petrie, R. Lee, R. A. Moyer and J. G. Watkins. – 10.1088/0029-5515/33/5/I06 // Nuclear Fusion. – 1993. – T. 33 – № 5. – C. 749.
23. Fredrickson, E. D. Fast-ion energy loss during TAE avalanches in the National Spherical Torus Experiment / E. D. Fredrickson, N. A. Crocker, D. S. Darrow, N. N. Gorelenkov, G. J. Kramer, S. Kubota, M. Podesta, R.B. White, A. Bortolon, S. P. Gerhardt. – DOI 10.1088/0029-5515/53/1/013006 // Nuclear Fusion. – 2013. – T. 53 – № 1. – C. 013006.
24. White, R. B. Toroidal Alfvén eigenmode-induced ripple trapping / R. B. White, E. Fredrickson, D. Darrow, M. Zarnstorff, R. Wilson, S. Zweben, K. Hill, Yang Chen, Guoyong Fu. – DOI 10.1063/1.871452 // Physics of Plasmas. – 1995. – T. 2 – C. 2871–2873.
25. Sharapov, S. E. MHD spectroscopy through detecting toroidal Alfvén eigenmodes and Alfvén wave cascades / S.E. Sharapov, D. Testa, B. Alper, D.N. Borba, A. Fasoli, N.C. Hawkes, R.F. Heeter, M. Mantsinen, M. G. Von Hellermann and contributors to the EFDA-JET work-programme. – DOI 10.1016/S0375-9601(01)00588-6 // Physics Letters A. – 2001. – T. 289 – № 3. – C. 127 – 134.
26. Crocker, N. A. Alfvén cascade modes at high β in the National Spherical Torus Experiment / N. A. Crocker, E. D. Fredrickson, N. N. Gorelenkov, G. J. Kramer, D. S. Darrow, W. W. Heidbrink, S. Kubota, F. M. Levinton, H. Yuh, J. E. Menard, B.P.LeBlanc, R. E. Bell. – DOI 10.1063/1.2993182 // Physics of Plasmas. – 2008. – T. 15 – C. 102502.

27. Fredrickson, E. D. β suppression of Alfvén cascade modes in the National Spherical Torus Experiment / E. D. Fredrickson, N. A. Crocker, N. N. Gorelenkov, W. W. Heidbrink, S. Kubota, F. M. Levinton, H. Yuh, J. E. Menard, R. E. Bell. – DOI 10.1063/1.2768038 // *Physics of Plasmas*. – 2007. – Т. 14 – С. 102510.
28. Podestà, M. Study of chirping toroidicity-induced Alfvén eigenmodes in the National Spherical Torus Experiment / M. Podestà, R.E. Bell, A. Bortolon, N.A. Crocker, D.S. Darrow, A. Diallo, E.D. Fredrickson, G.-Y. Fu, N.N. Gorelenkov, W.W. Heidbrink, G.J. Kramer, S. Kubota, B.P. LeBlanc, S.S. Medley and H. Yuh. – DOI 10.1088/0029-5515/52/9/094001 // *Nuclear Fusion*. – 2012. – Т. 52 – № 9. – С. 094001.
29. Alfvén, H. Existence of Electromagnetic-Electrodynamic waves / H. Alfvén. – DOI 10.1038/150405d0 // *Nature*. – 1942. – Т. 150 – С. 405–406.
30. Cramer, N. F. *The Physics of Alfvén Waves* / N. F. Cramer. – Berlin.: WILEY-VCH Verlag, 2001. – 295с. – С. 12 – 17.
31. Cramer, N. F. *The Physics of Alfvén Waves* / N. F. Cramer. – Berlin.: WILEY-VCH Verlag, 2001. – 295с. – С. 94 – 100.
32. Бахарев, Н. Н. Транспорт и потери ионов высокой энергии, инициированные тороидальными альфвеновскими модами на токамаках ГЛОБУС-М/М2 / Бахарев Н.Н., Балаченков И.М., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Забродский В.В., Ильясова М.В., Киселев Е.О., Корнев В.А., Курский Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Миронов М.И., Мирошников И.В., Петров Ю.В., Пономаренко А.М., Сахаров Н.В., Скрекель О.М., Тельнова А.Ю., Токарев В.А., Тюхменева Е.А., Хилькевич Е.М., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Шевелев А.Е., Щеголев П.Б., Яшин А.Ю. // Сборник тезисов докладов I международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. – 2023. – М.: АО НТЦ "ПЛАЗМАИОФАН", 2023 – 346с.– С. 44.

33. Heidbrink, W. W. Basic physics of Alfvén instabilities driven by energetic particles in toroidally confined plasmas / W. W. Heidbrink. – DOI 10.1063/1.2838239 // *Physics of Plasmas*. – 2008. – T. 15 – C. 055501.
34. Cramer, N. F. *The Physics of Alfvén Waves* / N. F. Cramer. – Berlin.: WILEY-VCH Verlag, 2001. – 295c. – C. 232.
35. Wong, King-Lap. A review of Alfvén eigenmode observations in toroidal plasmas / K.-L. Wong. – DOI 10.1088/0741-3335/41/1/001 // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 1999. – T. 41 – № 1. – C. R1
36. Ross, D. W. Kinetic description of Alfvén wave heating / D. W. Ross, G. L. Chen, M. M. Swadesh. – DOI 10.1063/1.863789 // *Physics of fluids*. – 1982. – T. 25 – C. 652–667.
37. de Chambrier, A. Alfvén wave coupling experiments of the TCA Tokamak / A. de Chambrier, A. D. Cheetham, A. Heym, F. Hofmann, B. Joye, R. Keller, A. Lietti, J. B. Lister and A. Pochelon. – DOI 10.1088/0032-1028/24/8/003 // *Plasma Physics*. – 1999. – T. 24 – № 8. – C. 893.
38. Turnbull, A. D. Global Alfvén modes: Theory and experiment / A. D. Turnbull, E. J. Strait, W. W. Heidbrink, M. S. Chu, H. H. Duong, J. M. Greene, L. L. Lao, T. S. Taylor, S. J. Thompson. – DOI 10.1063/1.860742 // *Physics of fluids B: Plasma Physics*. – 1993. – T. 5 – C. 2546–2553.
39. Cheng, C. Z. Low- n shear Alfvén spectra in axisymmetric toroidal plasmas / C. Z. Cheng, M. S. Chance. – DOI 10.1063/1.865801 // *Physics of fluids*. – 1986. – T. 29 – C. 3695–3701.
40. Cramer, N. F. *The Physics of Alfvén Waves* / N. F. Cramer. – Berlin.: WILEY-VCH Verlag, 2001. – 295c. – C. 201 – 204.
41. Sharapov, S. E. Alfvén wave cascades in a tokamak / S. E. Sharapov, B. Alper, H. L. Berk, D. N. Borba, B. N. Breizman, C. D. Challis, A. Fasoli, N. C. Hawkes,

- T. C. Hender, J. Mailloux, S. D. Pinches, D. Testa, EFDA–JET work programme. – DOI 10.1063/1.1448346 // Physics of fluids. – 2002. – T. 9 – C. 2027–2036.
42. Heidbrink, W. W. Observation of beta-induced Alfvén eigenmodes in the DIII-D tokamak / W. W. Heidbrink, E. J. Strait, M. S. Chu, and A. D. Turnbull. – DOI 10.1103/PhysRevLett.71.855 // Physical Review Letters. – 1993. – T. 71 – C. 855.
- 43 . Fu, G. Y. Excitation of the toroidicity-induced shear Alfvén eigenmode by fusion alpha particles in an ignited tokamak / G. Y. Fu, J. W. Van Dam. – DOI 10.1063/1.859057 // Physics of fluids B: Plasma Physics. – 1989. – T. 1 – C. 1949–1952.
44. Heidbrink, W. W. Stability of beta-induced Alfvén eigenmodes (BAE) in DIII-D / W.W. Heidbrink, M.A. Van Zeeland, M.E. Austin, N.A. Crocker, X.D. Du, G.R. McKee and D.A. Spong. – DOI 10.1088/1741-4326/abf953 // Nuclear Fusion. – 2021. – T. 61 – № 6. – C. 066031.
45. Van Zeeland, M. A. Internal Alfvén eigenmode observations on DIII-D / M. A. Van Zeeland, M. E. Austin, T. N. Carlstrom, T. Deterly, D. K. Finkenthal, C. T. Holcomb, R. J. Jayakumar, G. J. Kramer, M. A. Makowski, G.R. McKee. – DOI 10.1088/0029-5515/46/10/S03 // Nuclear Fusion. – 2006. – T. 46 – № 10. – C. S880.
46. Edlund, E. M. Phase contrast imaging measurements of reversed shear Alfvén eigenmodes during sawteeth in Alcator C-Mod / E. M. Edlund, M. Porkolab, G. J. Kramer, L. Lin, Y. Lin, S. J. Wukitch. – DOI 10.1063/1.1448346 // Physics of Plasmas. – 2009. – T. 16 – C. 056106.
47. Zhang, T. Experimental observation of reverse-sheared Alfvén eigenmodes (RSAEs) in ELMy H-mode plasma on the EAST tokamak / Tao ZHANG, Haiqing LIU, Guoqiang LI, Long ZENG, Yao YANG, Tingfeng MING, Xiang GAO, Hui LIAN, Kai LI, Yong LIU. – DOI 10.1088/2058-6272/aac9b5 // Plasma Science and Technology. – 2018. – T. 20 – № 11. – C. 115101

48. Gryaznevich, M. P. Recent experiments on Alfvén eigenmodes in MAST / M. P. Gryaznevich, S.E. Sharapov, M. Lilley, S.D. Pinches, A.R. Field, D. Howell, D. Keeling, R. Martin, H. Meyer, H. Smith. – DOI 10.1088/0029-5515/48/8/084003 // Nuclear Fusion. – 2008. – T. 48 – № 8. – C. 084003.
49. Melnikov, A. V. Study of NBI-driven chirping mode properties and radial location by the heavy ion beam probe in the TJ-II stellarator / A. V. Melnikov, L. G. Eliseev, F. Castejón, C. Hidalgo, P. O. Khabanov, A. S. Kozachek, L. I. Krupnik, M. Liniers, S. E. Lysenko, J. L. de Pablos. – DOI 10.1088/0029-5515/56/11/112019 // Nuclear Fusion. – 2016. – T. 56 – № 11. – C. 112019.
50. Melnikov, A. V. Transition from chirping to steady NBI-driven Alfvén modes caused by magnetic configuration variations in the TJ-II stellarator / A. V. Melnikov, L. G. Eliseev, E. Ascasíbar, A. Cappa, F. Castejón, C. Hidalgo, T. Ido, J. A. Jiménez, A. S. Kozachek, L.I. Krupnik. – DOI 10.1088/0029-5515/56/7/076001 // Nuclear Fusion. – 2016. – T. 56 – № 7. – C. 076001.
51. Heidbrink, W. W. Mechanisms of energetic-particle transport in magnetically confined plasmas / W. W. Heidbrink and R. B. White. – DOI 10.1063/1.5136237 // Physics of Plasmas. – 2020. – T. 27 – C. 030901.
52. Duong, H. H. Loss of energetic beam ions during TAE instabilities / H. H. Duong, W. W. Heidbrink, E. J. Strait, T. W. Petrie, R. Lee, R. A. Moyer and J.G. Watkins. – DOI 10.1088/0029-5515/33/5/I06 // Nuclear Fusion. – 1993. – T. 33 – № 5. – C. 749.
53. White, R. B. Theory of mode-induced beam particle loss in tokamaks / R. B. White, R. J. Goldston, K. McGuire, Allen H. Boozer, D. A. Monticello, W. Park. – DOI 10.1063/1.864060 // Physics of Fluids. – 1983. – T. 26 – C. 2958–2965.
54. Sigmar, D. J. Alpha-particle losses from toroidicity-induced Alfvén eigenmodes. Part II: Monte Carlo simulations and anomalous alpha-loss processes / D. J. Sigmar,

C. T. Hsu, R. White, C. Z. Cheng. – DOI 10.1063/1.860061 // *Physics of fluids B: Plasma Physics*. – 1992. – T. 4 – C. 1506–1516.

55. Kusama, Y. Characteristics of Alfvén eigenmodes, burst modes and chirping modes in the Alfvén frequency range driven by negative ion based neutral beam injection in JT-60U / Y. Kusama, G. J. Kramer, H. Kimura, M. Saigusa, T. Ozeki, K. Tobita, T. Oikawa, K. Shinohara, T. Kondoh, M. Moriyama. – DOI 10.1088/0029-5515/39/11Y/324 // *Nuclear Fusion*. – 1999. – T. 3 – № 11Y. – C. 1837.

56. Gryaznevich, M. P. Beta-dependence of energetic particle-driven instabilities in spherical tokamaks / M. P. Gryaznevich and S. E. Sharapov. – DOI 10.1088/0741-3335/46/7/S02 // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 2004. – T. 46 – № 7. – C. S15–S29.

57. Fredrickson, E. D. Collective fast ion instability-induced losses in National Spherical Tokamak Experiment / E. D. Fredrickson, R. E. Bell, D. S. Darrow [и др.]. – DOI 10.1063/1.2178788 // *Physics of Plasmas*. – 2006. – T. 13 – C. 056109.

58. Fredrickson, E. D. Chirping ion cyclotron emission (ICE) on NSTX-U / E. D. Fredrickson, N. N. Gorelenkov, R. E. Bell, A. Diallo, B. P. LeBlanc, J. Lestz, M. Podestà and the NSTX team. – DOI 10.1088/1741-4326/ac0164 // *Nuclear Fusion*. – 2021. – T. 61 – № 8. – C. 086007.

59. Lilley, M. K. Effect of dynamical friction on nonlinear energetic particle modes / M. K. Lilley, B. N. Breizman, S. E. Sharapov. – DOI 10.1063/1.3486535 // *Physics of Plasmas*. – 2010. – T. 17 – C. 092305.

60. Berk, H. L. Scenarios for the nonlinear evolution of alpha-particle-induced Alfvén wave instability / H. L. Berk, B. N. Breizman, and Huanchun Ye. – DOI 10.1103/PhysRevLett.68.3563 // *Physical Review Letters*. – 1992. – T. 68 – C. 3563.

61. Berk, H. L. Spontaneous hole-clump pair creation in weakly unstable plasmas / H. L. Berk, B. N. Breizman and N. V. Petviashvili. – DOI 10.1016/S0375-9601(97)00523-9 // *Physics Letters A*. – 1997. – T. 234 – C. 213.
62. Vann, R. G. L. Theoretical interpretation of frequency sweeping observations in the Mega-Amp Spherical Tokamak / R. G. L. Vann, R. O. Dendy, M. P. Gryaznevich. – DOI 10.1063/1.1851991 // *Physics of Plasmas*. – 2005. – T. 12 – C. 032501.
63. Burtis, W. J. Banded chorus—A new type of VLF radiation observed in the magnetosphere by OGO 1 and OGO 3 / W. J. Burtis and R. A. Helliwell. – DOI 10.1029/JA074i011p03002 // *Journal of Geophysical Research*. – 1969. – T. 74 – C. 3002.
64. Lvovskiy, A. Observation of rapid frequency chirping instabilities driven by runaway electrons in a tokamak / A. Lvovskiy, W. W. Heidbrink, C. Paz-Soldan, D. A. Spong, A. Dal Molin, N.W. Eidietis, M. Nocente, D. Shiraki and K.E. Thome. // *Nuclear Fusion*. – 2019. – T. 59 – № 12. – C. 124004.
65. Mirnov, S. V. The Nature of the Large-Scale Instabilities in the Tokamak / S. V. Mirnov, I. B. Semenov. // *Soviet Physics JETP*. – 1971. – T. 60 – C. 2105-2112.
66. Harley, T. R. TFTR Mirnov coil analysis with toroidal effects at plasma startup / T. R. Harley, D. A. Buchenauer, J. W. Coonrod and K.M. McGuire. – DOI 10.1088/0029-5515/29/5/007 // *Nuclear Fusion*. – 1989. – T. 29 – C. 771.
67. Klüber, O. MHD mode structure and propagation in the ASDEX tokamak / O. Klüber, H. Zohm, H. Bruhns, J. Gernhardt, A. Kallenbach and H.P. Zehrfeld. – DOI 10.1088/0029-5515/31/5/008 // *Nuclear Fusion*. – 1991. – T. 31 – № 5. – C. 907.
68. Orlovsky, I. I. Tearing-mode Identification of Tokamak Plasmas from Mirnov Signals / A. M. Kakurin, I. I. Orlovsky // *Proceedings of 30th European Physical*

Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. – 2003. – Т. ECA 27A – C. P-3.120. – Saint-Petersburg, 2003

69. Melnikov, A. V. Quasicoherent modes on the COMPASS tokamak / A. V. Melnikov, T. Markovic, L. G. Eliseev, J. Adámek, M. Aftanas, P. Bilkova, P. Boehm, M. Gryaznevich, M. Imrisek, S. E. Lysenko. – DOI 10.1088/0741-3335/57/6/065006 // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2015. – Т. 57 – № 6. – С. 065006.

70. Balachenkov, I. M. Implementation of cross-phase analysis for study of MHD instabilities arising on TUMAN-3M and Globus-M tokamaks / I. M. Balachenkov, M. I. Patrov, Yu. V. Petrov and A. S. Tukachinsky. – DOI 10.1088/1742-6596/1400/7/077016 // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – Т. 1400 – № 7. – С. 077016.

71. Мережкин, В. Г. Структура возмущений магнитного поля при развитии неустойчивого срыва в установке Токамак-6 / В. Г. Мережкин // Физика Плазмы. – 1978. – Т. 14, вып 2. – С. 275 – 296.

72. Сергеевко, А. Б. Цифровая обработка сигналов. / А. Б. Сергеевко. – 3-е изд. – СПб.: БХВ-Петербург, 2011. – 768 с.

73. Rodriguez-Ramos, M. First absolute measurements of fast-ion losses in the ASDEX Upgrade tokamak / M. Rodriguez-Ramos, M. Garcia-Munoz, M. C. Jimenez-Ramos, J. Garcia Lopez, J. Galdon-Quiroga, L. Sanchis-Sanchez, J. Ayllon-Guerola, M. Faitsch, J. Gonzalez-Martin, A. Hermann. – DOI 10.1088/1361-6587/aa7e5f // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2017. – Т. 59 – № 10. – С. 105009.

74. García-Muñoz, M. Scintillator based detector for fast-ion losses induced by magnetohydrodynamic instabilities in the ASDEX upgrade tokamak / M. García-Muñoz, H.-U. Fahrbach, H. Zohm and ASDEX Upgrade Team. – DOI

10.1063/1.3121543 // Review of scientific instruments. – 2009. – Т. 80 – № 5. – С. 053503.

75. Кисляков, А. И. Анализаторы нейтральных Атомов и их применение для диагностики горячей плазмы (обзор по работам ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН) / А. И. Кисляков, М. П. Петров. // Физика Плазмы. – 2009. – Т. 35, вып 7. – С. 585 – 602.

76 Bakharev, N. N. Measurement of the fast ion distribution using active NPA diagnostics at the Globus-M2 spherical tokamak / N. N. Bakharev, I. M. Balachenkov, F. V. Chernyshev, V. K. Gusev, E. O. Kiselev, G. S. Kurskiev, A. D. Melnik, V. B. Minaev, M. I. Mironov, V. G. Nesenevich. – DOI 10.1088/1361-6587/ac3497 // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2021. – Т. 63 – № 12. – С. 125036.

77. Wesson, J. Tokamaks / J. Wesson. – 3-е изд. – Oxford.: Clarendon, 2004. – 749с. – С. 552 – 553

78. Melnikov, A. V. Plasma Potential Evolution Study by HIBP Diagnostic During NBI Experiments in the TJ-II Stellarator / A. V. Melnikov, A. Alonso, E. Ascasibar, R. Balbin, A. A. Chmyga, Yu. N. Dnestrovskij, L. G. Eliseev, T. Estrada, J. M. Fontdecaba, C. Fuentes, J. Guasp, J. Herranz, C. Hidalgo, A. D. Komarov, A. S. Kozachek, L. I. Krupnik, M. Liniers, S. E. Lysenko, K. J. McCarthy, M. A. Ochando, I. Pastor, J. L. De Pablos, M. A. Pedrosa, S. V. Perfilov, S. Ya. Petrov, V. I. Tereshin, TJ-II Team. – DOI 10.13182/FST07-A1284 // Fusion science and technology. – 2007. – Т. 51 – № 1. – С. 31-37.

79. Drabinskiy, M. A. Technical aspects of the heavy ion beam probing design and operation at the T-10 tokamak / M. A. Drabinskiy. – DOI 10.1088/1742-

6596/1147/1/012123 // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – T. 1147 – C. 012123.

80. Bondarenko, I. S. Installation of an advanced heavy ion beam diagnostic on the TJ-II stellarator / I. S. Bondarenko, A. A. Chmuga, N. B. Dreval [и др.]. – DOI 10.1063/1.1310593 // Review of scientific instruments. – 2001. – T. 72 – C. 583–585.

81. Melnikov, A. V. Internal measurements of Alfvén eigenmodes with heavy ion beam probing in toroidal plasmas. / A. V. Melnikov, L. G. Eliseev, R. Jiménez-Gómez, E. Ascasibar, C. Hidalgo, A. A. Chmyga, A. D. Komarov, A. S. Kozachok, I. A. Krasilnikov, S. M. Khrebtov. – DOI 10.1088/0029-5515/50/8/084023 // Nuclear Fusion. – 2021. – T. 50 – № 8. – C. 084023.

82. Patrov, M. I. Diagnostics of MHD instability in the Globus-M spherical tokamak. / M. I. Patrov, S. E. Bender, V. K. Gusev, D. E. Kravtsov, I. A. Mironov, Yu. V. Petrov and A. V. Sushkov. – DOI 10.1134/S1063780X07020018 // Plasma Physics Reports. – 2007. – T. 33 – C. 81–90.

83. Weller, A. Survey of magnetohydrodynamic instabilities in the advanced stellarator Wendelstein 7-AS / A. Weller, M. Anton, J. Geiger, M. Hirsch, R. Jaenicke, A. Werner, W7-AS Team, C. Nührenberg, E. Sallander, D. A. Spong. – DOI 10.1063/1.1346633 // Physics of Plasmas – 2001. – T. 8 – C. 931–956.

84. Fonck, R. J. Plasma fluctuation measurements in tokamaks using beam-plasma interactions. / R. J. Fonck, P. A. Duperrex, S. F. Paul. – DOI 10.1063/1.1141556 // Review of scientific instruments. – 1990. – T. 61 – C. 3487–3495.

85. Heidbrink, W. W. Analysis of fast-ion D_α data from the National Spherical Torus Experiment / W.W. Heidbrink, E. Ruskov, D. Liu, L. Stagner, E. D. Fredrickson, M. Podestà and A. Bortolon. – DOI 10.1088/0029-5515/56/5/056005 // Nuclear Fusion. – 2016. – T. 56 – № 5. – C. 056005.

86. Gorelenkov, N. N. Energetic particle physics in fusion research in preparation for burning plasma experiments / N. N. Gorelenkov, S. D. Pinches and K. Toi. – DOI 10.1088/0029-5515/54/12/125001 // Nuclear Fusion. – 2014. – T. 54 – № 12. – C. 125001.
87. Classen, I. G. J. Investigation of fast particle driven instabilities by 2D electron cyclotron emission imaging on ASDEX Upgrade. / I. G. J. Classen, Ph. Lauber, D. Curran [и др.]. – DOI 10.1088/0741-3335/53/12/124018 // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2011. – T. 53 – № 12. – C.124018.
88. Van Zeeland, M. A. Radial Structure of Alfvén Eigenmodes in the DIII-D Tokamak through Electron-Cyclotron-Emission Measurements. / M. A. Van Zeeland, G. J. Kramer, M. E. Austin, R. L. Boivin, W. W. Heidbrink, M. A. Makowski, G. R. McKee, R. Nazikian, W. M. Solomon, and G. Wang. – DOI 10.1103/PhysRevLett.97.135001 // Physical Review Letters. – 2006. – T. 97 – C.135001.
89. Mazzucato, E. Microwave reflectometry for magnetically confined plasmas. / E. Mazzucato. – DOI 10.1063/1.1149121 //Review of scientific instruments. – 1998. – T. 69 – C.2201–2217.
90. Laviron, C. Reflectometry techniques for density profile measurements on fusion plasmas. / C. Laviron, A. J. H. Donné, M. E. Manso and J. Sanchez. – DOI 10.1088/0741-3335/38/7/002 // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 1996. – T. 38 – № 7. – C. 905.
91. Bulanin, V. V. Application of the Multifrequency Doppler Backscattering Method for Studying Alfvén Modes at a Tokamak. / V. V. Bulanin, V. K. Gusev, G. S. Kurskiev, V. B. Minaev, M. I. Patrov, A. V. Petrov, Yu. V. Petrov, A. Yu. Yashin. – DOI 10.1134/S1063785019110051 // Technical physics letters. – 2019. – T. 45 – № 11. – C.1107–1110.

92. Hirsch, M. Doppler reflectometry for the investigation of propagating density perturbations. / M. Hirsch, E. Holzhauser, J. Baldzuhn, B. Kurzan and B. Scott. – DOI 10.1088/0741-3335/43/12/302 // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2001. – Т. 43 – № 12. – С. 1641.

93. Kurskiev, G. S. The first observation of the hot ion mode at the Globus-M2 spherical tokamak. / G.S. Kurskiev, I.V. Miroshnikov, N.V. Sakharov, V.K. Gusev, Yu.V. Petrov, V.B. Minaev, I.M. Balachenkov, N.N. Bakharev, F.V. Chernyshev, V.Yu. Goryainov, A.A. Kavin, N.A. Khromov, E.O. Kiselev, S.V. Krikunov, K.M. Lobanov, A.D. Melnik, A.N. Novokhatskii, S.V. Filippov, N.S. Zhiltsov, A.B. Mineev, E.E. Mukhin, M.I. Patrov, A.V. Petrov, A.M. Ponomarenko, V.V. Solokha, K.D. Shulyatiev, P.B. Shchegolev, O.M. Skrekkel, A.Yu. Telnova, E.E. Tkachenko, E.A. Tukhmeneva, V.A. Tokarev, S.Yu. Tolstyakov, V.I. Varfolomeev, A.V. Voronin, A.Yu. Yashin, V.A. Solovey and E.G. Zhilin. – DOI 10.1088/1741-4326/ac881d // Nuclear Fusion. – 2022. – Т. 62 – № 10. – С. 104002.

94. Gryaznevich, M. Experiments on ST40 at high magnetic field. / M. Gryaznevich, TE. Ltd Physics Team and TE. Ltd HTS Team for Tokamak Energy Ltd. – DOI 10.1088/1741-4326/ac26ee // Nuclear Fusion. – 2022. – Т. 62 – № 4. – С. 042008.

95. Петров, Ю. В. Диагностический комплекс сферического токамака Глобус-М2. / Ю. В. Петров, П. А. Багрянский, И. М. Балаченков, Н. Н. Бахарев, П. Н. Брунков, В. И. Варфоломеев, А. В. Воронин, В. К. Гусев, В. Ю. Горяинов, В. В. Дьяченко, Н. В. Ермаков, Е. Г. Жилин, Н. С. Жильцов, С. В. Иваненко, М. В. Ильясова, А. А. Кавин, Е. О. Киселев, А. Н. Коновалов, С. В. Крикунов, Г. С. Курскиев, А. Д. Мельник, В. Б. Минаев, А. Б. Минеев, И. В. Мирошников, Е. Е. Мухин, А. Н. Новохацкий, А. В. Петров, А. М. Пономаренко, Н. В. Сахаров, О. М. Скrekель, А. Е. Соломахин, В. В. Солоха, А. Ю. Тельнова, Е. Е. Ткаченко, В. А. Токарев, С. Ю. Толстяков, Е. А. Тухменева, Е. М. Хилькевич, Н. А. Хромов, Ф. В. Чернышев, А. Е. Шевелев, П. Б. Щёголев, К.

Д. Шулятьев, А. Ю. Яшин. – DOI 10.31857/S036729212360084X // Физика Плазмы. – 2023. – Т. 49, вып. 12. – С. 1249 - 1270.

96. Kaye, S. M. Thermal confinement and transport in spherical tokamaks: a review. / S. M. Kaye, J. W. Connor and C. M. Roach. – DOI 10.1088/1361-6587/ac2b38 // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2021. – Т. 63 – № 12. – С. 123001.

97. McNamara, S. A. M. Achievement of ion temperatures in excess of 100 million degrees Kelvin in the compact high-field spherical tokamak ST40. / S.A.M. McNamara, O. Asunta, J. Bland, P. F. Buxton, C. Colgan, A. Dnestrovskii, M. Gemmell, M. Gryaznevich, D. Hoffman, F. Janky. – DOI 10.1088/1741-4326/acbec8 // Nuclear Fusion. – 2023. – Т. 63 – № 5. – С. 054002.

98. Telnova, A. Yu. New 50-keV neutral beam injector for the Globus-M2 spherical tokamak. / A. Yu. Telnova, V. B. Minaev, P. B. Shchegolev, N. N. Bakharev, I. V. Shikhovtsev and V. I. Varfolomeev. – DOI 10.1088/1742-6596/1400/7/077015 // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – Т. 1400 – С. 077015.

99. Курскиеv, Г. С. Модернизация диагностики томсоновского рассеяния на токамаке Глобус-М. / Г.С. Курскиеv, С.Ю. Толстяков, А.А. Березуцкий, В.К. Гусев, М.М. Кочергин, В.Б. Минаев, Е.Е. Мухин, М.И. Патров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, В.В. Семёнов, П.В. Чернаков. // Вопросы атомной науки и техники: серия "Термоядерный синтез". – 2012. – Т. 35, вып. 2. – С. 81—88.

100. Ермаков, Н. В. Диагностика плазмы в диверторной области токамака Глобус-М2 методом томсоновского рассеяния. / Н. В. Ермаков, Н. С. Жильцов, Г. С. Курскиеv, Е. Е. Мухин, С. Ю. Толстяков, Е. Е. Ткаченко, В. А. Соловей, И. В. Бочаров, К. В. Долгова, А. А. Кавин, А. Н. Коваль, К. О. Николаенко, А. Н. Новохацкий, Ю. В. Петров, В. А. Рожанский, Н. В. Сахаров, И. Ю. Сениченков. – DOI 10.31857/S036729212360098X // Физика Плазмы. – 2023. – Т. 49, вып. 12. – С. 1271–1281.

101. Иваненко, С. В. Дисперсионный интерферометр для токамака Глобус-М2. / С. В. Иваненко, А.Л. Соломахин, Н.С. Жильцов, П.В. Зубарев, Ю.В. Коваленко, Г.С. Курскиев, В.В. Солоха, Е.Е. Ткаченко, К.Д. Шулятьев, Е.А. Пурыга, А.Д. Хильченко, В.Б. Минаев, П.А. Багрянский. // Вопросы атомной науки и техники: серия "Термоядерный синтез". – 2023. – Т. 46, вып. 1. – С. 86 – 94.
102. Izvozchikov, A. B. The Akord-12 multichannel analyzer for simultaneous recording of the energy spectra of hydrogen and deuterium atoms. / A. B. Izvozchikov, M. P. Petrov, S. Ya. Petrov, F. V. Chernyshev, I. V. Shustov. // Soviet Physics - Technical Physics. – 1992. – Т. 37, вып. 2. – С. 201 — 204.
103. Chernyshev, F. V. A Compact Neutral-Particle Analyzer for Plasma Diagnostics. / F. V. Chernyshev, V. I. Afanasyev, A. V. Dech, M. Kick, A. I. Kislyakov, S. S. Kozlovskii, A. Kreter, M. I. Mironov, M. P. Petrov, S. Ya. Petrov. – DOI 10.1023/B:INET.0000025204.01783.1a // Instruments and Experimental Techniques. – 2004. – Т. 47 – С. 214 – 220.
104. Тельнова, А. Ю. Первые результаты исследований ионного теплопереноса на сферическом токамаке Глобус-М2. / А. Ю. Тельнова, И.В. Мирошников, М. М. Митранкова, Н. Н. Бахарев, В. К. Гусев, Н. С. Жильцов Н.С., Е. О. Киселев, Г. С. Курскиев, В. Б. Минаев, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, П. Б. Щёголев, Е. А. Тюхменева. – DOI 10.21883/PJTF.2021.09.50903.18618 // Письма в Журнал Технической Физики. – 2021. – Т. 47, вып. 9. – С. 25.
105. Bakharev, N. N. Review of the NPA Diagnostic Application at Globus-M/M2. / N. N. Bakharev, A. D. Melnik, F. V. Chernyshev. – DOI 10.3390/atoms11030053 // Atoms. – 2023. – Т. 11 – № 3. – С. 53.
106. Sakharov, N. V. Reconstruction of equilibrium magnetic configurations in the Globus-M spherical tokamak. / N. V. Sakharov, A. V. Voronin, V. K. Gusev, A. A. Kavin, S. N. Kamenshchikov, K. M. Lobanov, V. B. Minaev, A. N. Novokhatsky,

М. I. Patrov, Yu. V. Petrov, P. B. Shchegolev. – DOI 10.1134/S1063780X15120120 // Plasma Physics Reports. – 2015. – Т. 41 – С. 997–1001.

107. Киселев, Е. О. Расчет равновесия со свободной границей в сферическом токамаке Глобус-М2 с помощью кода ruGSS. / Е. О. Киселев, И. М. Балаченков, Н. Н. Бахарев, В. И. Варфоломеев, В. К. Гусев, Н. С. Жильцов, О. А. Зенкова, А. А. Кавин, Г. С. Курскиеv, В. Б. Минаев, И. В. Мирошников, М. И. Патров, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, О. М. Скрекель, В. В. Солоха, А. Ю. Тельнова, Е. Е. Ткаченко, В. А. Токарев, Е. А. Тухменева, Н. А. Хромов, П. Б. Щеголев. – DOI 10.31857/S0367292123601224 // Физика Плазмы. – 2023. – Т. 49 – № 12. – С. 1357–1374.

108. Galkin, S. A. Comparison of tokamak axisymmetric mode growth rates from linear MHD and equilibrium evolution approaches / S. A. Galkin, A. A. Ivanov, S. Yu. Medvedev, Yu. Yu. Poshekhonov. – DOI 10.1088/0029-5515/37/10/I11 // Nuclear Fusion. – 1997. – Т. 37 – № 19. – С. 1455.

109. Коренев, П. С. Усовершенствованный алгоритм FCDI для восстановления равновесия плазмы в токамаке / П. С. Коренев, А. Е. Коньков, Ю. В. Митришкин, И. М. Балаченков, Е. О. Киселев, В. Б. Минаев, Н. В. Сахаров, Ю. В. Петров. – DOI 10.21883/PJTF.2023.07.54920.19468 // Письма в ЖТФ. – 2023. – Т. 49 – вып. 7. – С. 36.

110. Tukhmeneva, E. A. Measurement of Radiation Losses and Effective Ion Charge on the Globus-M2 Tokamak. / E. A. Tukhmeneva, N. N. Bakharev, V. I. Varfolomeev, V. K. Gusev, N. S. Zhiltsov, E. O. Kiselev, G. S. Kurskiev, V. B. Minaev, Yu. V. Petrov, N. V. Sakharov, A. D. Sladkomedova, A. Yu. Telnova, S. Yu. Tolstyakov, P. B. Shchegolev. – DOI 10.1134/S1063785021010272 // Technical Physics Letters. – 2021. – Т. 47 – С. 56–60.

111. Iliasova, M. V. Calibration of neutron spectrometers based on a BC-501A liquid scintillator using the neutron–gamma coincidence method. / M.V. Iliasova, A.E.

Shevelev, E.M. Khilkevitch, I.N. Chugunov, V.B. Minaev, D.B. Gin, D. N. Doinikov, I.A. Polunovsky, V.O. Naidenov, M.A. Kozlovskiy, M.F. Kudoyarov. – DOI 10.1016/j.nima.2020.164590 // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2020. – Т. 983 – С. 164590.

112. Khromov, N. A. A Study of the Near-Wall Plasma of the Globus-M Tokamak Using an Array of Divertor Langmuir Probes. / N. A. Khromov, E. O. Vekshina, V. K. Gusev, N. V. Litunovskii, M. I. Patrov, Yu. V. Petrov and N. V. Sakharov. – DOI 10.1134/S1063784221030117 // Technical Physics. – 2021. – Т. 66 – С. 409–415.

113. Бахарев, Н. Н. Модернизация комплекса корпускулярной диагностики на токамаке Глобус-М2. / Н.Н. Бахарев, А.Д. Мельник, В.Б. Минаев, Ю.В. Петров, Ф.В. Чернышев. / Научно-Технические ведомости СПбГУ. Физико-Математические науки. – 2012. – Т. 158, вып. 4. – С. 74 – 79.

114. Бахарев, Н. Н. Результаты первых экспериментов на токамаке Глобус-М2. / Н. Н. Бахарев, И. М. Балаченков, В. И. Варфоломеев, А. В. Воронин, В. К. Гусев, В. В. Дьяченко, М. В. Ильясова, Е. О. Киселев, А. Н. Коновалов, Г. С. Курскиев, А. Д. Мельник, В. Б. Минаев, И. В. Мирошников, А. Н. Новохацкий, М. И. Патров, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, О. М. Скрекель, А. Ю. Тельнова, В. А. Токарев, С. Ю. Толстяков, Е. А. Тюхменева, Е. М. Хилькевич, Н. А. Хромов, Ф. В. Чернышев, И. Н. Чугунов, А. Е. Шевелев, П. Б. Щеголев. – DOI 10.31857/S036729212007001X // Физика плазмы. – 2020. – Т. 46 – № 7. – С. 579–587.

115. Петров, Ю. В. Тороидальные Альфвеновские моды в плазме сферического токамака Глобус-М. / Ю. В. Петров, Н. Н. Бахарев, В. В. Буланин, В. К. Гусев, Г. С. Курскиев, А. А. Мартынов, С. Ю. Медведев, В. Б. Минаев, М. И. Патров, А. В. Петров, Н. В. Сахаров, П. Б. Щеголев, А. Ю. Тельнова, С. Ю. Толстяков, А. Ю. Яшин. – DOI 10.1134/S0367292119080080 // Физика плазмы. – 2019. – Т. 45 – № 8. – С. 675–684.

116. Iblyaminova, A. D. Investigation of the plasma radiation power in the Globus-M tokamak by means of SPD silicon photodiodes. / A. D. Iblyaminova, G. F. Avdeeva, P. N. Aruev, N. N. Bakharev, V. K. Gusev, V. V. Zabrodsky, G. S. Kurskiev, V. B. Minaev, I. V. Miroshnikov, M. I. Patrov, Yu. V. Petrov, N. V. Sakharov, S. Yu. Tolstyakov, P. B. Shchegolev. – DOI 10.1134/S1063780X16100044 // Plasma Physics Reports. – 2016. – T. 42 – C. 909–918.
117. Bulanin, V. V. The study of filaments by the Doppler backscattering method in the 'Globus-M' tokamak. / V.V. Bulanin, V.K. Gusev, N.A. Khromov, G.S. Kurskiev, V.B. Minaev, M.I. Patrov, A.V. Petrov, M.A. Petrov, Yu.V. Petrov, D. Prisiazhniuk, N.V. Sakharov, S.Yu. Tolstyakov and A.Yu. Yashin. – DOI 10.1088/1741-4326/ab2cdf // Nuclear Fusion. – 2019. – T. 59 – № 9. – C. 096026.
118. Bulanin, V. V. Investigations of Alfvén Modes at the Globus-M2 Tokamak Using a V-Band Multifrequency Doppler Reflectometer. / V. V. Bulanin, I. M. Balachenkov, V. I. Varfolomeev, V. K. Gusev, G. S. Kurskiev, V. B. Minaev, M. I. Patrov, A. V. Petrov, Yu. V. Petrov, A. M. Ponomarenko, A. Yu. Telnova, P. B. Shchegolev, A. Yu. Yashin. – DOI 10.1134/S1063785021020206 // Technical Physics Letters. – 2021. – T. 47 – C. 197–200.
119. Larionova, M. M. CXRS measurements of ion temperature profile in NBI shots of the Globus-M spherical tokamak. / M.M. Larionova, I.V. Miroshnikov, V.K. Gusev, V.B. Minaev, M.I. Patrov, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, P.B. Schegolev, A.Yu. Telnova and N.N. Bakharev. – DOI 10.1088/1742-6596/1400/7/077018 // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – T. 1400 – C. 077018.
120. Petrov, Yu. V. Effect of toroidal Alfvén eigenmodes on fast particle confinement in the spherical tokamak Globus-M. / Yu. V. Petrov, N. N. Bakharev, V. K. Gusev, V. B. Minaev, V. A. Kornev, G. S. Kurskiev, M. I. Patrov, N. V. Sakharov, S. Yu. Tolstyakov and P. B. Shchegolev. – DOI

10.1017/S0022377815001129 // Journal of Plasma Physics. – 2015. – Т. 81 – № 6.
– С. 515810601.

121. Петров, Ю. В. Экспериментальное исследование альфвеновских мод на сферическом токамаке Глобус-М. / Ю. В. Петров, М. И. Патров, В. К. Гусев, А. Е. Иванов, В. Б. Минаев, Н. В. Сахаров, С. Ю. Толстяков, Г. С. Курскиев. // Физика Плазмы. – 2011. – Т. 37, вып. 12. – С. 1075–1080.

122. Shi, P. W. Destabilization of toroidal Alfvén eigenmode during neutral beam injection heating on HL-2A. / P. W. Shi, W. Chen, Z. B. Shi, X. R. Duan, L. M. Yu, W. L. Zhong, M. Jiang, Z. C. Yang, J. X. Li, J. Wen, X. T. Ding, Yi. Liu, Q. W. Yang, HL-2A Team. – DOI 10.1063/1.4979892 // Physics of Plasmas. – 2017. – Т. 24 – С. 042509.

123. Bakharev, N. N. TAE-induced fast ion losses and transport at the Globus-M/M2 spherical tokamaks featured. / N. N. Bakharev, I. M. Balachenkov, F. V. Chernyshev, V. K. Gusev, M. V. Iliasova, E. M. Khilkevitch, N. A. Khromov, E. O. Kiselev, V. A. Kornev, G. S. Kurskiev, A. D. Melnik, V. B. Minaev, M. I. Mironov, I. V. Miroshnikov, Yu. V. Petrov, N. V. Sakharov, P. B. Shchegolev, A. E. Shevelev, O. M. Skrekel, A. Yu. Telnova, V. A. Tokarev, E. A. Tukhmeneva, V. I. Varfolomeev, A. Yu. Yashin, V. V. Zabrodsky. – DOI 10.1063/5.0156337 // Physics of Plasmas. – 2023. – Т. 30 – С. 072507.

124. Zhu, N. Nonlinear frequency chirping of toroidal Alfvén eigenmodes in tokamak plasmas. / J. Zhu, Z.W. Ma and G.Y. Fu. – DOI 10.1088/0029-5515/54/12/123020 // Nuclear Fusion. – 2014. – Т. 54 – № 12. – С. 123020.

125. Gusev, V. K. Toroidal Alfvén Eigenmodes in Globus-M Spherical Tokamak Plasma. / V.K. Gusev, A. A. Martynov, S. Y. Medvedev, Yu. V. Petrov, M. I. Patrov, A. Yu. Telnova. – DOI 10.1134/S1063785018010133 // Technical Physics Letters. – 2018. – Т. 44 – С. 67–69.

126. Медведев, С. Ю. Computations of toroidal Alfvén modes in spherical tokamak Globus-M plasmas. / С.Ю. Медведев, А.А. Мартынов, В.К. Гусев, Ю.В. Петров, М.И. Патров, А.Ю. Тельнова, А.А. Иванов, Ю.Ю. Пошихонов. // Вопросы атомной науки и техники: серия "Термоядерный синтез". – 2018. – Т. 41, вып. 2. – С. 95 – 104.
127. Degtyarev, L. The KINX ideal MHD stability code for axisymmetric plasmas with separatrix. / L. Degtyarev, A. Martynov, S. Medvedev, F. Troyon, L. Villard, R. Gruber. – DOI 10.1016/S0010-4655(97)00037-4 // Computer Physics Communications. – 1997. – Т. 103 – С. 10 – 27.
128. Pereverzev, G. ASTRA—Automated System for Transport Analysis in a Tokamak. / G. V Pereverzev, P. N. Yushmanov – San Diego, 2002. – 147с.
129. Medvedev, S. Yu. MHD Equilibrium and stability of doublet configurations. / S. Yu. Medvedev, L. Villard, L. Degtyarev, A. Martynov, R. Gruber, Troyon F. // Proceedings of the 20th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. – 1993. – Т. ECA 17C – С. IV-1279. – Lisbon, 1993
130. Балаченков, И. М. Анализ потерь быстрых ионов, вызванных распространением тороидальных альфвеновских мод в плазме сферического токамака Глобус-М2. И.М. Балаченков, Н.Н. Бахарев, В.И. Варфоломеев, В. К. Гусев, М. В. Ильясова, Г.С. Курскиев, В. Б. Минаев, М. И. Патров, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, О. М. Скрекель, А. Ю. Тельнова, Е. М. Хилькевич, А. Е. Шевелев, П. Б. Щеголев. – DOI 10.21883/JTF.2022.01.51850.227-21 // Письма в Журнал Технической Физики. – 2022. – Т. 92 – № 1. – С. 45 – 51.
131. Bakharev, N. N. Study of the NBCD in the spherical tokamak Globus-M. / V.B. Minaev, P.B. Shchegolev, N.N. Bakharev, F.V. Chernyshev, V.K. Gusev, G.S. Kurskiev, I.V. Miroshnikov, M.I. Patrov, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, I. Yu. Senichenkov, A. Yu. Telnova, S.Yu. Tolstyakov, E.G. Zhilin. // Proceedings of the

42nd EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. – 2015. – T. ECA 39E – C. P-5.127. – Lisbon, 2015

132. Skrekel, O. M. Calibration of neutron counters at the Globus-M2 tokamak. / O. M. Skrekel, N. N. Bakharev, V. I. Varfolomeev, V. K. Gusev, M. V. Ilyasova, A. Yu. Telnova, E. M. Khilkevich, A. E. Shevelev. – DOI 10.21883/TP.2022.01.52526.151-21 // Technical Physics. – 2022. – T. 92 – C. 12.

133. Podestà, M. Effects of toroidal rotation shear on toroidicity-induced Alfvén eigenmodes in the National Spherical Torus Experiment. / M. Podestà, R. E. Bell, E. D. Fredrickson, N. N. Gorelenkov, B. P. LeBlanc, W. W. Heidbrink, N. A. Crocker, S. Kubota, H. Yuh. – DOI 10.1063/1.3524288 // Physics of Plasmas. – 2010. – T. 17 – C. 122501.

134. Kim, Y. B. Neoclassical poloidal and toroidal rotation in tokamaks. / Y. B. Kim, P. H. Diamond, and R. J. Groebner. – DOI 10.1063/1.859671 // Physics of Fluids B: Plasma Physics. – 1991. – T. 3 – C. 2050.

135. Strait, E. J. Doppler shift of the TAE mode frequency in DIII-D. / E. J. Strait, W. W. Heidbrink and A. D. Turnbull. – DOI 10.1088/0741-3335/36/7/008 // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 1993. – T. 36– № 7. – C. 1211.

136. Balachenkov, I. M. Influence of increased magnetic field on Alfvén eigenmodes on upgraded spherical tokamak Globus-M2. / I. M. Balachenkov, Yu. V. Petrov, V. K. Gusev, N. N. Bakharev, V. V. Bulanin, V. I. Varfolomeev, V. V. Dyachenko, N. S. Zhiltsov, E. O. Kiselev, A. N. Konovalov, S. V. Krikunov, G. S. Kurskiev, V. B. Minaev, M. I. Patrov, A. V. Petrov, A. M. Ponomarenko, N. V. Sakharov, A. Yu. Telnova, P. B. Shchegolev and A. Yu. Yashin. – DOI 10.1088/1742-6596/1697/1/012212 // Journal of Physics: Conference Series. – 2020. – T. 1697 – C. 012212.

137. Balachenkov, I. M. First Observations of Alfvén Cascades on the Globus-M2 Tokamak and Their Application for Minimal Safety Factor Value Analysis. / I. M.

Balachenkov, Yu. V. Petrov, V. K. Gusev, N. N. Bakharev, V. V. Bulanin, V. I. Varfolomeev, N. S. Zhil'tsov, E. O. Kiselev, G. S. Kurskiev, V. B. Minaev, M. I. Patrov, A. V. Petrov, A. M. Ponomarenko, N. V. Sakharov, A. Yu. Tel'nova, V. A. Tokarev, N. A. Khromov, P. B. Shchegolev, A. Yu. Yashin. – DOI 10.1134/S1063785020120032 // *Technical Physics Letters*. – 2020. – Т. 46 – С. 1157–1161.

138. Kurskiev, G. S. Energy confinement in the spherical tokamak Globus-M2 with a toroidal magnetic field reaching 0.8 T. / G.S. Kurskiev, V.K. Gusev, N.V. Sakharov, Yu.V. Petrov, N.N. Bakharev, I.M. Balachenkov, A.N. Bazhenov, F.V. Chernyshev, N.A. Khromov, E.O. Kiselev, S.V. Krikunov, V.B. Minaev, I.V. Miroshnikov, A.N. Novokhatskii, N.S. Zhiltsov, E.E. Mukhin, M.I. Patrov, K.D. Shulyatiev, P.B. Shchegolev, O.M. Skrekel, A.Yu. Telnova, E.E. Tkachenko, E.A. Tukhmeneva, V.A. Tokarev, S.Yu. Tolstyakov, V.I. Varfolomeev, A.V. Voronin, V.Yu. Goryainov, V.V. Bulanin, A.V. Petrov, A.M. Ponomarenko, A.Yu. Yashin, A.A. Kavin, E.G. Zhilin and V.A. Solovey. – DOI 10.1088/1741-4326/ac38c9 // *Nuclear Fusion*. – 2022. – Т. 62 – С. 016011.

139. Балаченков, И. М. Обнаружение высокочастотных альфвеновских колебаний в омических разрядах сферического токамака Глобус-М2. / И.М. Балаченков, Ю.В. Петров, В.К. Гусев, Н.Н. Бахарев, В.И. Варфоломеев, В.В. Дьяченко, А.Н. Коновалов, П.А. Корепанов, С.В. Крикунов, В.Б. Минаев, М.И. Патров, Н.В. Сахаров. – DOI 10.21883/PJTF.2021.12.51061.18730 // *Письма в Журнал Технической Физики*. – 2021. – Т. 47, вып. 12. – С. 17.

140. Chang, Z. Alfvén frequency modes at the edge of TFTR plasmas. / Z. Chang, E.D. Fredrickson, S.J. Zweben, H.K. Park, R. Nazikian, E. Mazzucato, S.H. Batha, M.G. Bell, R.V. Budny, C.E. Bush. – DOI 10.1088/0029-5515/35/12/I07 // *Nuclear Fusion*. – 2014. – Т. 35 – № 12. – С. 1469.

141. McClements, K. G. Excitation of axisymmetric Alfvénic modes in Ohmic tokamak discharges. / K.G. McClements, L.C. Appel, M.J. Hole and A. Thyagaraja.

– DOI 10.1088/0029-5515/35/12/I07 // Nuclear Fusion. – 2002. – T. 42 – № 9. – C. 1155.

142. Tukachinsky, A. S. Alfvén oscillations in ohmic discharges with runaway electrons in the TUMAN-3M tokamak. / A. S. Tukachinsky, L. G. Askinazi, I. M. Balachenkov, A. A. Belokurov, D. B. Gin, N. A. Zhubr, V. A. Kornev, S. V. Lebedev, E. M. Khil'kevich, I. N. Chugunov and A. E. Shevelev. – DOI 10.1134/S1063785016120233 // Technical Physics Letters. – 2016. – T. 42 – C. 1167–1169.

143. Markovič, T. Alfvén-character oscillations in ohmic plasmas observed on the COMPASS tokamak. / T. Markovič, A. Melnikov, J. Seidl, L. Eliseev, J. Havlicek, A. Havránek, M. Hron, M. Imříšek, K. Kovařík, K. Mitošinková, J. Mlyna, R. Pánek, J. Stockel, J. Varju, V. Weinzettl, the COMPASS Team. // Proceedings of the 44th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. – 2017. – T. ECA 41F – C. P-5.140. – Belfast, 2017.

144. Helander, P. Ion Acceleration during Reconnection in MAST. / P. Helander, L.-G. Eriksson, R. J. Akers, C. Byrom, C. G. Gimblett, and M. R. Tournianski. – DOI 10.1103/PhysRevLett.89.235002 // Physical Review Letters. – 2022. – T. 89 – C. 235002.

145. Chu, N. Observation of toroidal Alfvén eigenmode excited by energetic electrons induced by static magnetic perturbations in the EAST tokamak. / N. Chu, Y. Sun, S. Gu [и др.]. – DOI 10.1088/1741-4326/aad70c // Nuclear Fusion. – 2018. – T. 58 – C. 104004.

146. Wang, J. Simulation of Alfvén eigenmodes destabilized by energetic electrons in tokamak plasmas. / Jialei Wang, Yasushi Todo, Hao Wang and Zheng-Xiong Wang. – DOI 10.1088/1741-4326/ab6c79 // Nuclear Fusion. – 2020. – T. 60 – C. 112012.

147. Abdullina, G. I. Determination of the Alfvén Oscillation Location in the TUMAN-3M Tokamak Plasma. / G. I. Abdullina, L. G. Askinazi, A. A. Belokurov, N. A. Zhubr, V. A. Kornev, S. V. Krikunov, S. V. Lebedev, D. V. Razumenko & A. S. Tukachinsky. – DOI 10.1134/S1063785018020025 // Technical Physics Letters. – 2018. – T. 44 – C. 108–111.
148. Abdullina, G. I. Polarization Properties of Alfvén Oscillations in the TUMAN-3M Tokamak. / G. I. Abdullina, L. G. Askinazi, A. A. Belokurov, N. A. Zhubr, V. A. Kornev, S. V. Krikunov, S. V. Lebedev, D. V. Razumenko, A. S. Tukachinsky & A. E. Shevelev. – DOI 10.1134/S1063785021020176 // Technical Physics Letters. – 2021. – T. 47 – C. 193–196.
149. Breizman, B. N. Physics of runaway electrons in tokamaks. / Boris N. Breizman, Pavel Aleynikov, Eric M. Hollmann and Michael Lehnen. – DOI 10.1088/1741-4326/ab1822 // Nuclear Fusion. – 2019. – T. 59 – C. 083001.
150. Balachenkov, I. M. Chirping instabilities produced by a runaway electron beam at a spherical tokamak. / I. M. BALACHENKOV, N. N. BAKHAREV, V. K. GUSEV, M. V. ILIASOVA, E. M. KHILKEVICH, P. S. KORENEV, A. E. KONKOV, V. B. MINAEV, Yu. V. MITRIZHKIN, M. I. PATROV, Yu. V. PETROV, N. V. SAKHAROV, A. E. SHEVELEV and O. M. SKREKEL. – DOI 10.1088/2058-6272/acb875 // Plasma Science and Technology. – 2023. – T. 25 – C. 075102.