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

На правах рукописи

Солоха Владимир Владимирович

Магнитогидродинамическая устойчивость краевой плазмы в сферических токамаках Глобус-М и Глобус-М2

Специальность 1.3.9 — «Физика плазмы»

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: кандидат физико-математических наук Курскиев Глеб Сергеевич

> Научный консультант: кандидат физико-математических наук Яшин Александр Юрьевич

Санкт-Петербург 2025

Оглавление

B	веден	ние	5
	1	Актуальность	5
	2	Степень проработанности темы исследования	9
	3	Цель и задачи работы	9
	4	Научная новизна	10
	5	Личный вклад автора	10
	6	Практическая значимость работы	11
	7	Достоверность результатов	11
	8	Методология и методы исследования	12
	9	Положения, выносимые на защиту	12
	10	Апробация работы	13
	11	Структура и объём диссертации	14
	12	Публикации	14
1	Обз	ор исследований устойчивости краевой плазмы токамака	17
	1	Магнитное удержание высокотемпературной плазмы в токамаке .	17
	2	МГД-неустойчивости	22
		21 Энергетицеский принцип в нилинпринеской геометрии	റെ
		2.1 Энергегический принцип в цилиндрической геометрии	ZZ
		2.1 Энергетический принцип в цилиндрической геометрии2.2 Энергетический принцип в тороидальной геометрии	$\frac{22}{25}$
		 2.1 Энергетический принцип в цилиндрической геометрии 2.2 Энергетический принцип в тороидальной геометрии 2.3 Внутренние кинк-неустойчивости 	22 25 26
		 2.1 Энергетический принцип в цилиндрической геометрии 2.2 Энергетический принцип в тороидальной геометрии 2.3 Внутренние кинк-неустойчивости 2.4 Внешние кинк-неустойчивости 	22 25 26 29
		 2.1 Энергетический принцип в цилиндрической геометрии 2.2 Энергетический принцип в тороидальной геометрии 2.3 Внутренние кинк-неустойчивости 2.4 Внешние кинк-неустойчивости 2.5 Перестановочные неустойчивости 	22 25 26 29 29
		2.1 Энергетический принцип в цилиндрической геометрии 2.2 Энергетический принцип в тороидальной геометрии 2.3 Внутренние кинк-неустойчивости 2.4 Внешние кинк-неустойчивости 2.5 Перестановочные неустойчивости 2.6 Пилинг-баллонная мода	22 25 26 29 29 32
	3	2.1 Энергетический принцип в цилиндрической теометрии 2.2 Энергетический принцип в тороидальной геометрии 2.3 Внутренние кинк-неустойчивости 2.4 Внешние кинк-неустойчивости 2.5 Перестановочные неустойчивости 2.6 Пилинг-баллонная мода Микронеустойчивости	22 25 26 29 29 32 33

	5	Влиян	ие формы плазменного шнура на удержание энергии и кра-							
		евые в	неустойчивости	40						
	6	Числе	енные коды	41						
		6.1	Фреймворк ВОUT++	42						
	7	Токам	ак Глобус-М/М2	45						
		7.1	Диагностическая система токамаков Глобус-М/М2	48						
	8	Токам	ак Глобус-3	49						
	9	Поста	новка задачи	50						
2	Экспериментальное исследование краевых неустойчивостей на									
	токамаках Глобус-М и Глобус-М2									
	1	Иссле	дование краевых неустойчивостей на Глобус-М	51						
		1.1	Режим улучшенного удержания в Глобус-М	51						
		1.2	Краевые неустойчивости в плазме Глобус-М	52						
	2	Иссле	дование краевых неустойчивостей на Глобус-М2	58						
		2.1	Экспериментальные исследования синхронизированных кра-							
			евых неустойчивостей на токамаке Глобус-М2	58						
		2.2	Экспериментальные исследования десинхронизированных							
			краевых неустойчивостей на токамаке Глобус-М2	62						
	3	Вывод	цы	74						
3	Моделирование развития пилинг-баллонной моды в токамаках									
	Гло	бус-М	, Глобус-M2, Глобус-3	76						
	1	Модел	пирование развития пилинг-баллонной моды в Глобус-М	76						
	2	Диагр	амма устойчивости краевой плазмы токамака Глобус-M2	82						
	3	Модел	ь синхронизации внутренних перезамыканий и краевых неусто)й-						
		ЧИВОС	тей	85						
	4	Устой	чивость пьедестала токамака Глобус-3	90						
	5	Вывод	цы	94						
4	Вли	яние	формы плазменного шнура на устойчивость краевой							
	плазмы токамака Глобус-М2									
	1	Экспе	риментальные исследования устойчивости ПБ моды в раз-							
		рядах	с низкой треугольностью	95						

2	Численные исследования устойчивости ПБ моды в разрядах	С					
	низкой треугольностью						
3	Выводы	104					
Заклю	Заключение						
Списон	к используемых сокращений	108					
Списон	к литературы	110					

Введение

Simple exchange of values. You give them money. They give you a stuffed dog.

Ernest Hemingway

1 Актуальность

Население Земли на момент написания работы увеличивается со скоростью 9000 человек в час [1]. При этом расход энергии на душу населения тоже растёт, что приводит к нелинейному росту спроса на энергию, который предположительно вырастет на 30% к 2050 г. [2]. Для удовлетворения данного спроса требуется постройка нескольких ГВт станций ежегодно. Угольные электростанции имеют среднюю нормированную стоимость электроэнергии (50-70\$/МВтч) и высокую удельную мощность на площадь комплекса (1.9 МВт/га). Однако, выброс SO₂, NO_x и аэрозольных соединений увеличивают избыточную смертность населения при работе угольных электростанций. Работа угольных электростанций приводит к 15000 избыточных смертей ежегодно в Европе [3] и более чем 220000 избыточных смертей в Китае [4] по состоянию на 2013 год. Схожие значения нормированной стоимости электроэнергии (40-60\$/МВтч) свойственны солнечной и ветряной береговой энергетике, которая также имеет низкую сопутствующую избыточную смертность и уже доступна конечным пользователям. Однако, данные электростанции имеют очень низкую удельную мощность на площадь комплекса, что значительно ограничивает их индустриальное использование (0.3 МВт/га). Ядерная энергетика, основанная на расщеплении ядер тяжёлых элементов, несмотря на высокую стоимость постройки станции

имеет низкую нормированную стоимость электроэнергии (30-50\$/МВтч) за счёт увеличения срока службы уже построенных электростанций, среднюю удельную мощность на площадь комплекса (0.9 МВт/га) [5] и низкую избыточную смертность населения при соблюдении норм радиационной безопасности. Также, при использовании ядерных реакторов образуются побочные долгоживущие радиоактивные продукты реакций, и одной из проблем является их утилизация.

Термоядерная энергетика, основанная на слиянии ядер лёгких элементов, является решением описанных выше проблем. С одной стороны, ядерный синтез изотопов водорода является источником чистой энергии с огромной удельной плотностью (336 ТДж/кг для D-T реакции в сравнении с 36 МДж/кг для угля). Побочным продуктом реакции является ⁴He, который безопасен для окружающей среды. Основным продуктом реакции является высокоэнергетичный нейтрон (14.1 МэВ), который может быть использован для трансмутации отходов ядерных электростанций. Также, термоядерные реакторы сильно подкритичны, что позволяет полностью избежать неконтролируемой цепной реакции.

Синтез ядер лёгких элементов в природе осуществляется на Солнце. Основными солнечными реакции гравитационного синтеза является реакция р-р и СNО-цикл [6, 7]. Самоподдерживающийся характер реакций на Солнце обеспечивается высоким временем удержания частиц и высокой концентрацией реактантов вследствие гравитационного взаимодействия. Таким образом, несмотря на низкие температуры (менее 2 кэВ), реакции синтеза протекают в самоподдерживающемся режиме. Для термоядерных реакций на Земле недостижимы условия гравитационного синтеза, и соответственно реакция протон-протон и СNО-цикл не подходят в силу низких сечений реакции. Наиболее эффективными реакциями сечениями 1-10 барн являются ${}^{2}H - {}^{3}H$, ${}^{2}H - {}^{3}He$ и р- ${}^{11}B$ реакции. Однако, техническое использование ${}^{2}H - {}^{3}He$ и р- ${}^{11}B$ крайне затруднено. Реакция р-¹¹В имеет высокие сечения лишь при энергии в системе отсчёта центра масс более 200 кэВ (вследствие высокого заряда бора), при данных температурах даже самые оптимистичные оценки не позволяют получить самоподдерживающуюся реакцию из-за высокой мощности радиационных потерь [8]. Добыча или синтез ³Не на Земле экономически невыгодны, а его добыча на поверхности Луны также существенно увеличивает стоимость топлива. Также данной реакции свойственны высокие сечения при энергиях более 100 кэВ, что уменьшает эффективность реактора из-за высокой мощности тормозного излучения.

Реакция ${}^{2}H-{}^{3}H$ является и эффективной (около 6 барн), и протекает при относительно низких энергиях (около десятков кэВ), поэтому именно она будет использоваться в термоядерных реакторах на Земле. Оптимальная температура для реакции ${}^{2}H-{}^{3}H$ фиксирована, соответственно, установки способные реализовать самоподдерживающуюся реакцию [9] могут быть спроектированы двумя способами: максимизация концентрации или максимизация времени удержания энергии. Высокие концентрации (более 10^{25} см⁻³) достигаются в установках инерциального синтеза [10]. Принцип работы данных установок заключается в облучении лазерами капсулы с ${}^{2}H-{}^{3}H$ топливом на наносекундных масштабах.

Высокие времена удержания энергии (более 1 с) достигаются в установках магнитного удержания. Магнитное поле изолирует горячую плазму от материальной поверхности первой стенки и способно удерживать частицы и энергию достаточно долго, чтобы обеспечивать самоподдерживающуюся реакцию. Эффективность работы реактора характеризуется параметром $Q = P_{fus}/P_{in}$, где P_{fus} — мощность, выделяемая в ходе реакций синтеза, P_{in} — вкладываемая мощность. Самоподдерживающаяся реакция имеет $Q = \infty$, значение Q для экономически выгодного термоядерного реактора составляет Q = 5 - 20.

В настоящее время создаётся токамак-реактор ITER, который, согласно плану [11], продемонстрирует квазинепрерывное течение термоядерной реакции с отношением мощности, производимой в ходе термоядерных реакций, к мощности нагрева плазмы (Q) больше единицы. На момент написания диссертации, наивысшее значение Q = 0.32 в квазистационарном режиме и рекордные значения энергии синтеза, произведённой в разряде ($E_{fus} = 59$ МДж), показали эксперименты на токамаке JET в 2021 году [12]. Достижение высоких значений Q требует ограничения поступления примесей в центральную область плазменного шнура, удержания α -частиц и стабилизации микронеустойчивостей, ухудшающих удержание частиц и энергии в токамаке [13, 14].

Стабилизировать данные неустойчивости можно с помощью магнитного шира [15] или с помощью дополнительного шира вращения, который разрушает турбулентные вихри и уменьшает коэффициенты переноса [16]. Режим с подавленным переносом тепла и частиц — Н-мода, известный с 1982 года [17] характеризуется подавленным турбулентным переносом поперёк силовых линий магнитного поля, который подавляется благодаря неоднородному полоидальному вращению плазмы, снижающему пространственный шаг турбулентной диффузии [18]. Данный режим позволяет получать высокие времена удержания энергии в токамаках меньшего размера и с меньшей величиной тороидального магнитного поля, чем в L-моде. И следовательно, снижает стоимость токамакареактора. Полоидальное вращение плазмы вызывается радиальным градиентом давления, который увеличивается по мере подавления турбулентности, образуя самосогласованную систему [19]. Также градиент давления вызывает возникновение бутстреп-тока, который составляет доминирующую долю неиндукционного тока в токамаках-реакторах (60% в ITER [11]) и, соответственно, играет ключевую роль в поддержании квазинепрерывного разряда. С другой стороны, наличие градиентов давления и повышенной плотности тока вблизи сепаратрисы вызывает развитие краевых неустойчивостей (ELM) [20]. Моделью, описывающей магнитогидродинамические неустойчивости в краевой плазме, является пилинг-баллонная модель [21]. Согласно пилинг-баллонной модели, краевые неустойчивости вызывают перезамыкания силовых линий магнитного поля, что приводит к попаданию частиц плазмы на стенки вакуумной камеры, распылению вещества с поверхности, что вызывает увеличение интенсивности излучения водородных и примесных линий.

Представленная работа направлена на изучение краевых неустойчивостей в сферических токамаках. Сферические токамаки позволяют получать высокотемпературную плазму с ионными температурами более 4 кэВ [22] и отношением газокинетического давления к магнитному давлению более 30% [23] при более низких затратах на постройку и обслуживание, чем классические токамаки. Сравнительно низкой стоимостью и выдающимися результатами обусловлена популярность проектов, как исследовательских сферических токамаков (MAST-U [24], NSTX-U [25], SMART [26] и Глобус-3 [27]), так и прототипов термоядерных реакторов (STEP [28] и EHL-3 [29]). Краевые неустойчивости в сферических токамаках развиваются в условиях отличных от классических токамаков, однако, так же нежелательны, поскольку приводят к потере частиц

8

из пьедестала и увеличению тепловых нагрузок на стенки вакуумной камеры.

2 Степень проработанности темы исследования

Магнитогидродинамические неустойчивости, развивающиеся в краевой плазме токамака, условия их возникновения и их влияние на режимы работы токамака хорошо изучены и представлены в ряде работ и монографий. Однако, особенности развития краевых неустойчивостей в разрядах с внутренними перезамыканиями являются менее изученными, особенно в сферических токамаках, где величина магнитного поля и магнитного шира в краевой плазме отличается от значений в классических токамаках. Слабо изученным является развитие краевых неустойчивостей в сферических токамаках с формой плазменного шнура, обладающей значениями треугольности менее 0.2. Также, слабо изучено развитие краевых неустойчивостей в разрядах сферического токамака с тороидальным магнитным полем более 0.6 Тл.

3 Цель и задачи работы

Исследовать причины возникновения краевых неустойчивостей в плазме токамаков Глобус-М и Глобус-М2. На основании полученных результатов предложить оптимальные инженерные параметры токамака Глобус-3.

Для достижения указанных целей были поставлены следующие задачи:

- Классифицировать краевые неустойчивости в экспериментах на токамаках Глобус-М и Глобус-М2. Определить условия для независимого развития краевых неустойчивостей и условия для развития краевых неустойчивостей, вызванных пилообразными колебаниями.
- Адаптировать программный код для вычисления диаграмм устойчивости краевой плазмы токамаков Глобус-М/М2 и Глобус-З. Провести численные эксперименты по расчёту инкремента магнитогидродинамической неустойчивости в краевой плазме токамаков Глобус-М и Глобус-М2. Произвести оценку устойчивости краевой плазмы проекта токамака Глобус-З.

• Провести экспериментальные исследования влияния формы плазменного шнура на устойчивость краевой плазмы токамака Глобус-М2.

4 Научная новизна

- Впервые на сферическом токамаке исследованы причины развития краевых неустойчивостей в разрядах при тороидальном магнитном поле В_T = 0.7-0.8 Тл.
- Впервые предложена гипотеза о синхронизации перезамыканий магнитных силовых линий в центральной области плазмы, возникающих при пилообразных колебаниях, и развития пилинг-баллонной моды, приводящей к неустойчивости краевой плазмы, посредством генерации тока вблизи сепаратрисы. Проведена оценка необходимой величины плотности тока для дестабилизации пилинг-баллонной моды.
- Впервые экспериментально продемонстрировано развитие краевых неустойчивостей в сферическом токамаке с низкими значениями давления (1.2 кПа) и треугольности плазмы (0.2) при тороидальном магнитном поле на оси вакуумной камеры 0.7 Тл. Развитие неустойчивости объяснено дестабилизацией пилинг-баллонной моды в рамках одножидкостной модели магнитогидродинамической устойчивости плазмы в тороидальной магнитной ловушке.

5 Личный вклад автора

Все представленные в диссертации результаты, получены непосредственно автором или при его активном участии. Автор принимал прямое участие в эксперименте, обслуживал экспериментальную установку, производил анализ экспериментальных данных, выполнял теоретические и численные исследования, интерпретацию результатов экспериментов и расчётов самостоятельно. Автором предложен эксперимент по нейтральной инжекции в условиях низкой треугольности плазменного шнура. Совместно с научным руководителем Г.С. Курскиевым, сформулированы тема, цели и задачи научного исследования, выработаны положения, выносимые на защиту, а также были обработаны данные диагностики томсоновского рассеяния на токамаке Глобус-М/М2. Совместно с научным консультантом А. Ю. Яшиным были обработаны данные диагностики доплеровского обратного рассеяния на токамаке Глобус-М/М2 и проведена валидация результатов моделирования кодом BOUT++.

6 Практическая значимость работы

Результаты исследования особенностей развития краевых неустойчивостей на сферических токамаках носят количественный характер и могут быть использованы для объяснения и предсказания устойчивости краевой плазмы токамаков к пилинг-баллонным модам. Сделанные выводы являются важными с точки зрения управления устойчивостью краевой плазмы и удержания энергии в токамаке-реакторе и токамаке – источнике нейтронов. Полученные в работе результаты позволили сделать прогнозы МГД устойчивости краевой плазмы проектируемого сферического токамака нового поколения Глобус-3, которые могут быть использованы для оптимизации инженерных параметров установки.

7 Достоверность результатов

Полученные в ходе работы результаты экспериментально обоснованы. Их достоверность обеспечена многократным повторением измерений, сопоставлением с данными, полученными различными диагностическими средствами и сравнением с результатами численного моделирования. Достоверность выводов на основе данных, полученных в ходе экспериментов на токамаках Глобус-М и Глобус-М2, обусловлена отсутствием противоречий между результатами, полученными в диссертации и результатами теоретических и экспериментальных исследований на других токамаках. Достоверность результатов моделирования обуславливается использованием верифицированных магнитогидродинамических моделей, валидацией полученных результатов расчёта на экспериментальных данных токамаков Глобус-М и Глобус-М2.

8 Методология и методы исследования

Задачи диссертационного исследования решены применением расчетных и экспериментальных методов. Экспериментальные исследования краевых неустойчивостей производились на сферических токамаках Глобус-М и Глобус-М2, расположенных в ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Определение наличия краевых неустойчивостей производилось с помощью спектрометрической диагностики излучения H_{α}/D_{α} на основе оптических фильтров и полупроводниковых диодов, также были использованы данные высокоскоростной видеокамеры. Определение наличия внутренних перезамыканий производилось с помощью диагностики мягкого рентгеновского излучения на основе полупроводниковых диодов, ограниченных фольгами. Плотность и температура фоновой плазмы были измерены методом томсоновского рассеяния, диагностикой на основе фильтровых полихроматоров и лазера в инфракрасном диапазоне. Флуктуации концентрации и полоидальной скорости вращения плазмы были измерены с помощью диагностики обратного допплеровского рассеяния. Восстановление величины магнитного потока производилось с помощью кодов PET, PyGSS и FreeGS. Измерение амплитуды магнитных флуктуаций было выполнено с помощью массива магнитных зондов.

Расчётное исследование по оценке инкрементов пилинг-баллонной моды проведено с помощью одножидкостной магнитогидродинамической модели, имплементированной с помощью фреймворка BOUT++. Валидация расчётного эксперимента произведена с помощью экспериментальных данных, полученных на токамаке Глобус-M/M2.

9 Положения, выносимые на защиту

 В сферическом токамаке Глобус-М2 дестабилизация пилинг-баллонной моды и развитие спонтанных краевых неустойчивостей (типа ELM), не вызванных пилообразными колебаниями происходит в разрядах со средней концентрацией электронов более 3.10¹⁹ м⁻³, мощностью дополнительного нагрева плазмы инжектором нейтральных частиц более 0.6 MBт, магнитным полем на оси вакуумной камеры $B_T = 0.8$ Tл, током плазмы $I_P = 0.4$ MA, треугольностью $\delta \approx 0.35$ и вытянутостью $\kappa \approx 1.7$ при достижении порогового значения давления плазмы (4 кПа) в области потоковых координат $\psi_n = 0.8 - 0.9$.

- Пороговое значение давления плазмы необходимое для дестабилизации пилинг-баллонной моды зависит от формы плазменного шнура на сферическом токамаке Глобус-М2. При низких значениях треугольности (δ ≈ 0.2) и большой вытянутости (к ≈ 1.9) плазменного шнура пороговое значение давления в 3 раза меньше, чем в режиме с треугольностью δ ≈ 0.35 и вытянутостью к ≈ 1.7.
- Дестабилизация пилинг-баллонной моды в сферических токамаках Глобус-М/М2 возможна при значениях давления плазмы вблизи сепаратрисы в четыре раза ниже порогового при треугольности 0.35. Для развития неустойчивости при этом достаточно роста плотности тока в области потоковых координат ψ_n = 0.70 – 0.95 до величины 80 кА/м².

10 Апробация работы

Результаты, вошедшие в диссертацию, были получены в период 2017-2024 гг., изложены в четырнадцати печатных работах, автором и соавтором которых является В.В. Солоха, в том числе в **шести** статьях в рецензируемых журналах. Результаты, изложенные в диссертации, были представлены автором или при его участии на **семи** конференциях:

- Международная молодежная конференция ФизикА, СПб., 24-27 октября, 2017 года
- 45-ая Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, г. Звенигород Московской обл. 2 - 6 апреля 2018 года
- Nature Conference Advances and Applications in Plasma Physics, St. Petersburg, Russia, 18 - 20 сентября 2019 года

- 48-ая Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, г. Звенигород Московской обл. 15 19 марта 2021 года
- 49-ая Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, г. Звенигород Московской обл. 14 - 18 марта 2022 года
- 50-ая Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, г. Звенигород Московской обл. 19 - 23 марта 2023 года
- 29th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2023), г. Лондон, Великобритания, 16 21 октября 2023 года

11 Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Она содержит 127 страниц печатного текста, включая 1 таблицу и 38 рисунков. Список литературных источников содержит 187 наименований.

12 Публикации

Содержание и основные результаты диссертации отражены в **шести** публикациях в журналах индексируемых в БД Web of Science и Scopus:

V.V. Solokha, G.S. Kurskiev, V.V. Bulanin, A.V. Petrov, S.Yu. Tolstyakov, E.E. Mukhin, V.K. Gusev, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, V.A. Tokarev, N.A. Khromov, M.I. Patrov, N.N. Bakharev, A.D. Sladkomedova, A.Yu. Telnova, P.B. Shchegolev, E.O. Kiselev and A.Yu. Yashin «Simulations of peelingballooning modes in the Globus-M tokamak» J. Phys.: Conf. Ser. 1094 012002 (2018)

 $\mathrm{doi:} 10.1088/1742\text{-} 6596/1094/1/012002$

• Буланин В.В., Гусев В.К., Курскиев Г.С., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров А.В., Петров Ю.В., Присяжнюк Д.В., Сахаров Н.В., Солоха В.В., Толстяков С.Ю., Хромов Н.А., Яшин А.Ю. «Влияние низкочастотных магнитогидродинамических мод на развитие филаментов в токамаке Глобус-М»

Письма в журнал технической физики 19, стр. 21 (2019) doi: 10.21883/PJTF.2019.19.48312.17933

- V V Solokha, V V Bulanin, G S Kurskiev, A Yu Yashin and N S Zhiltsov«The model of synchronization between internal reconnections and edge-localized modes» Plasma Phys. Control. Fusion 63 122001 (2021) doi:10.1088/1361-6587/ac36a4
- В.В. Солоха, Г.С. Курскиев, А.Ю. Яшин, И.М. Балаченков, В.И. Варфоломеев, А.В. Воронин, В.К. Гусев, В.Ю. Горяинов, В.В. Дьяченко, Н.С. Жильцов, Е.О. Киселев, В.Б. Минаев, А.Н. Новохацкий, Ю.В. Петров, А.М. Пономаренко, Н.В. Сахаров, А.Ю. Тельнова, Е.Е. Ткаченко, В.А. Токарев, С.Ю. Толстяков, Е.А. Тюхменева, Н.А. Хромов, П.Б. Щеголев. «Классификация краевых неустойчивостей на токамаке Глобус-М2» Физика Плазмы, 2023, том 49, № 4, с. 322–331 doi:10.1134/S1063780X23600184
- A. Ponomarenko, V. Gusev, E. Kiselev, G. Kurskiev, V. Minaev, A. Petrov, Y. Petrov, N. Sakharov, V. Solokha, N. Teplova, P. Shchegolev, A. Yashin and N. Zhiltsov «The investigation of edge-localized modes on the Globus-M2 tokamak using Doppler backscattering» Nucl. Fusion 64 022001 (2024) doi:10.1088/1741-4326/ad0ead
- G. S. Kurskiev, V. B. Minaev, N. V. Sakharov, V. K. Gusev, Yu. V. Petrov, I. V. Miroshnikov, N. N. Bakharev, I. M. Balachenkov, F. V. Chernyshev, V. V. Dyachenko, V. Yu. Goryainov, M. V. Iliasova, E. M. Khilkevich, N. A. Khromov, E. O. Kiselev, A. N. Konovalov, S. V. Krikunov, A. D. Melnik, A. N. Novokhatskii, M. I. Patrov, P. B. Shchegolev, A. E. Shevelev, K. D. Shulyatiev, O. M. Skrekel, V. V. Solokha, A. Yu. Telnova, N. V. Teplova, E. E. Tkachenko, V. A. Tokarev, S. Yu. Tolstyakov, G. A. Troshin, E. A. Tukhmeneva, V. I. Varfolomeev, A. V. Voronin, N. S. Zhiltsov, P. A. Bagryansky, S. V. Ivanenko, I. V. Shikhovtsev, A. L. Solomakhin, E. N. Bondarchuk, A. A. Kavin, A. B. Mineev, V. N. Tanchuk, A. A. Voronova, K. V. Dolgova, A. V. Petrov, A. M. Ponomarenko, V. A. Rozhansky, V. M. Timokhin, A. Yu. Yashin, A. E. Konkov, P. S. Korenev, Yu. V. Mitrishkin, E. G. Zhilin, V. A. Solovey

«Confinement, heating, and current drive study in Globus-M2 toward a future step of spherical tokamak program in Ioffe Institute» Phys. Plasmas 31, 062511 (2024) doi:10.1063/5.0211866

Глава 1

Обзор исследований устойчивости краевой плазмы токамака

1 Магнитное удержание высокотемпературной плазмы в токамаке

Наиболее перспективной стационарной установкой для магнитного удержания плазмы является устройство типа токамак. Токамак состоит из тороидальной вакуумной камеры и аксиально симметричных магнитных катушек. Основной особенностью токамака является относительно простая конфигурация магнитных катушек: катушки тороидального поля, создающие поле вдоль тороидальной оси (B_T) и катушки полоидального поля, необходимые для управления положением плазмы и создания диверторных конфигураций. Особенностью токамака является неоднородность тороидального магнитного поля в силу тороидальной геометрии, которая приводит к $B_T \sim R^{-1}$, где R – большой радиус токамака. Соответственно, внутренняя сторона тора обозначается стороной сильного поля, в то время как внешняя сторона тора – стороной слабого магнитного поля. Для создания винтовых магнитных силовых линий используется полоидальное магнитное поле, создаваемое током плазмы. Ток плазмы традиционно создаётся с помощью вихревого электрического поля, индуцируемого центральным соленоидом. Однако, использование соленоида не позволяет реализовать стационарный режим. Альтернативная генерация тока может производиться с помощью внешних источников быстрых частиц или радиоволн [30], либо же внутренними механизмами, как бутстреп-ток [31]. Наличие бутстрептока обусловлено столкновениями пролётных и запертых заряженных частиц. Для успешного запирания, частица должна иметь значительную перпендикулярную скорость

$$v_{||}/v_{\perp} \le \sqrt{\frac{B_{max}}{B_{min}} - 1} = \sqrt{\frac{1 + \epsilon}{1 - \epsilon} - 1}$$

где $\epsilon = a/R$ – обратное аспектное отношение, a – малый радиус токамака, *B* - модуль магнитной индукции. Количественное описание величины данного тока производится с помощью численных кодов, однако, для использования выведены более удобные аналитические аппроксимации [32, 33] (Уравнение 1.1).

$$\left\langle j_{||} \cdot \overrightarrow{B} \right\rangle = \sigma_{neo} \left\langle E_{||} \cdot \overrightarrow{B} \right\rangle - R(\psi) \overrightarrow{B(\psi)_{\phi}} \left[\mathcal{L}_{31} P \frac{\partial \ln P}{\partial \psi} + \mathcal{L}_{32} P_e \frac{\partial \ln T_e}{\partial \psi} \mathcal{L}_{34} P_i \alpha_{bs} \frac{\partial \ln T_i}{\partial \psi} \right]$$
(1.1)

где σ_{neo} – неоклассическая проводимость, ψ – магнитный поток, \vec{B} - магнитная индукция, $E_{||}$ – компонента электрического поля, параллельная магнитному полю, T_i и T_e – температуры ионов и электронов, соответственно, $\langle \rangle$ – операция усреднения по объёму. Коэффициенты \mathcal{L}_{31-34} и α_{bs} зависят от частоты стокновения электронов и ионов, эффективного заряда плазмы и доли запертых частиц.

Использование магнитных катушек и тока плазмы позволяет создать конфигурацию с магнитными силовыми линиями, обладающими винтовым преобразованием, то есть с каждым оборотом вдоль тороидального направления силовая линия смещается на угол ι в полоидальном направлении. Количество тороидальных оборотов силовой линии, необходимых для завершения одного полоидального оборота, называется коэффициентом запаса устойчивости $q = \frac{2\pi}{\iota}$. Винтовые силовые линии позволяют избежать радиального дрейфа плазмы. При этом ток по плазме является источником свободной энергии, и соответственно, приводит к развитию неустойчивостей.

Магнитогидродинамическая (МГД) устойчивость плазмы в токамаке достигается с помощью компенсирования градиента газокинетического давления плазмы ($p = \sum_{s} n_s T_s$, где *s* - компонента плазмы) с помощью силы Ампера (Уравнение 1.2).

$$\nabla P = \overrightarrow{j} \times \overrightarrow{B} \tag{1.2}$$

где \overrightarrow{j} - плотность тока, c - скорость света.

В тороидальных установках магнитного удержания, в частности токамаке, топология плазмы может быть описана, как набор вложенных магнитных поверхностей с давлением и магнитным потоком в качестве поверхностной величины (Уравнение 1.3).

$$\overrightarrow{B} \cdot \nabla P = \overrightarrow{B} \cdot \overrightarrow{j} \times \overrightarrow{B} = 0 \tag{1.3}$$

Топология магнитных поверхностей в равновесии описывается уравнением Греда-Шафранова [34, 35] для полоидального магнитного потока. Уравнение Греда-Шафранова выводятся из баланса сил (Уравнение 1.2), закона Ампера-Максвелла (Уравнение 1.4), отсутствия магнитного заряда (Уравнение 1.5).

$$\nabla \times \overrightarrow{B} = \mu_0 \overrightarrow{j} \tag{1.4}$$

$$\nabla \cdot \overrightarrow{B} = 0 \tag{1.5}$$

Пример решения уравнения Греда-Шафранова (Уравнение 1.6) показан на Рисунке 1.1.

$$\frac{\partial^2 \psi_p}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_p}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi_p}{\partial z^2} = -\mu_0 r^2 \frac{dP}{d\psi_p} - \frac{\mu_0^2}{2} \frac{dF^2}{d\psi_p}$$
(1.6)

где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, P – полное давление, $F = rB_T$, ψ_p - полоидальный магнитный поток.

Магнитные поверхности также могут быть представлены в виде набора силовых линий, лежащих на описываемой поверхности, к которым тангенциально расположен вектор магнитной индукции в каждой точке. При отсутствии внешнего воздействия, заряженная частица двигается по спирали вдоль силовой линии под действием силы Лоренца. Форма магнитных поверхностей может быть параметризована с помощью модели Миллера [37, 38]. Данная параметризация позволяет охарактеризовать форму двухмерной магнитной поверхности с помощью трёх скалярных величин: вытянутости, треугольности и квадратности (Уравнение 1.7).



Рис. 1.1: Магнитные поверхности в разряде Глобус-М2 №41105 на 100 мс разряда, полученные с помощью кода PyGSS [36]. Зелёной линией отображена первая стенка токамака.

$$R(r,\theta) = R_0(r) + r\cos[\theta + \delta(r)\sin(\theta) - \lambda(r)\sin(2\theta)]$$

$$Z(r,\theta) = Z_0(r) + \kappa(r)r\sin(\theta)$$
(1.7)

где (R_0, Z_0) – большой радиус и высота центра масс магнитной поверхности, r – полуширина поверхности на уровне центра масс, θ – полоидальный угол, κ – вытянутость, δ – треугольность, λ – квадратность.

Поверхности, на которых винтовые силовые линии замыкаются сами на себя, то есть $q \in \mathbb{Q}$, называются рациональными, поверхности с $q \notin \mathbb{Q}$ называются эргодическими.

Поверхности, на которых силовая линия может сделать полный оборот вдоль тородиального направления и не прерывается материальным элементом, называется замкнутой. Прерванные материальным препятствием поверхности называются разомкнутыми. В токамаке разомкнутые магнитные поверхности прерываются лимитером или дивертором [39] в зависимости от конфигурации. В случае с диверторной конфигурацией, полоидальное магнитное поле, создаваемое внешними катушками, создаёт Х-точку с нулевым полоидальным магнитным полем. Ближайшая к камере токамака замкнутая магнитная поверхность называется сепаратрисой. Основной задачей установки для магнитного удержания плазмы является минимизация потоков тепла и частиц из области замкнутых магнитных силовых линий в область разомкнутых, так как это приводит к понижению эффективности работы реактора.

Основной причиной попадания частиц и энергии в область разомкнутых силовых линий являются неустойчивости, которые вызывают радиальный перенос частиц поперёк магнитного поля. Неустойчивости могут быть разделены на два типа: **МГД-неустойчивости** на масштабах значительно превышающих ларморовский радиус, толщину скин-слоя и характерные расстояния затухания Ландау и **микронеустойчивости**, развивающиеся на масштабах ларморовско-го радиуса.

2 МГД-неустойчивости

2.1 Энергетический принцип в цилиндрической геометрии

Требование баланса сил (Уравнение 1.2) необходимо для равновесия плазмы, однако не определяет её устойчивость. Устойчивость системы определяется реакцией на смещение ($\vec{\xi}$). Смещение может быть представлено как возмущение скорости первого порядка $\vec{v_1} = \frac{d\vec{\xi}}{dt}$. Рассматриваемые возмущения удовлетворяют условиям применимости МГД, следовательно, возмущение первого порядка также можно подставить в уравнения моментов и уравнения Максвелла в линеаризованном виде. В результате линеаризованное уравнение движения примет вид показанный в Уравнении 1.8.

$$\rho_0 \frac{\partial \overrightarrow{v_1}}{\partial t} = \overrightarrow{j_0} \times \overrightarrow{B_1} + \overrightarrow{j_1} \times \overrightarrow{B_0} - \nabla P_1 \tag{1.8}$$

где индекс ₀ – обозначает равновесные поля, индекс ₁ – возмущённые поля, v_1 – скорость смещения плазмы. Возмущённое магнитное поле выражается через смещение $\overrightarrow{B_1} = \nabla \times (\overrightarrow{\xi} \times \overrightarrow{B_0})$, а возмущённое давление выражается через смещение и равновесное давление (Уравнение 1.9).

$$P_1 = -P_0 \gamma \nabla \cdot \overrightarrow{\xi} - \overrightarrow{\xi} \cdot \nabla P_0 \tag{1.9}$$

где γ – показатель адиабаты.

В результате подстановки Уравнения 1.9 в Уравнение 1.8 получается выражение для баланса сил (Уравнение 1.10).

$$\rho \frac{\partial^2 \overrightarrow{\xi}}{\partial t^2} = \frac{1}{\mu_0} \left(\nabla \times \overrightarrow{B_0} \right) \times \overrightarrow{B_1} + \frac{1}{\mu_0} \left(\nabla \times \overrightarrow{B_1} \right) \times \overrightarrow{B_0} + \nabla \left(P_0 \gamma \nabla \cdot \overrightarrow{\xi} + \overrightarrow{\xi} \nabla P_0 \right) = \overrightarrow{F(\xi)}$$
(1.10)

где $\overrightarrow{F(\xi)}$ – МГД сила. После применения преобразования Фурье данное уравнение представляет собой задачу на поиск собственных значений (Уравнение 1.11).

$$-\omega^2 \rho_0 \overrightarrow{\xi} = \overrightarrow{F(\xi)} \tag{1.11}$$

При этом оператор силы является самосопряжённым оператором, соответственно, его спектр является вещественным.

- При ω² > 0, ω является действительным числом и показатель экспоненты является комплексным, что соответствует осциляторному решению, следовательно, плазма стабильна для данной моды.
- При ω² < 0, ω является мнимым числом, соответственно, система имеет экспоненциально затухающее решение и экспоненциально растущее решение, и следовательно, равновесие является неустойчивым.

Однако, вычисление спектра для оператора МГД силы аналитически затруднительно, поэтому для анализа МГД устойчивости плазмы используется энергетический принцип. При умножении на смещение и интегрировании по объёму Уравнение 1.11 преобразуется в выражение энергетического принципа (Уравнение 1.12).

$$-\frac{\omega^2}{2}\int \rho_0|\xi|^2 dV = \frac{\omega^2}{2}K(\overrightarrow{\xi}) = -\frac{1}{2}\int \overrightarrow{\xi^*}\overrightarrow{F(\xi)}dV = \delta W(\overrightarrow{\xi})$$
(1.12)

где $K(\vec{\xi})$ - кинетическая энергия возмущённой системы, $\delta W(\vec{\xi})$ - потенциальная энергия возмущённой системы, * – комплексное сопряжение.

В результате преобразований становится очевидно, что спектр оператора МГД силы описывает изменение потенциальной энергии в ходе возмущения (Уравнение 1.13).

$$\omega^2 = \frac{K(\vec{\xi})}{\delta W(\vec{\xi})} \tag{1.13}$$

При учёте того, что кинетическая энергия возмущённой системы всегда неотрицательна, то условие на частоту трансформируется в условие на потенциальную энергию.

- $\delta W(\overrightarrow{\xi}) > 0$ плазма стабильна для данного возмущения.
- $\delta W(\overrightarrow{\xi}) < 0$ плазма неустойчива для данного возмущения.

В предположении граничных условий соответствующих идеально проводящей стенке, включающих нулевую радиальную составляющую смещения и перпендикулярную составляющую магнитного поля, потенциальная энергия возмущённой системы может быть представлена в виде суммы трёх компонентов соответствующих вакууму (δW_V), поверхности взаимодействия плазма-вакуум (δW_S) и основной плазме (δW_F) [40]. Вакуумный компонент всегда имеет положительный знак и соответствует энергии возмущённого магнитного поля (Уравнение 1.14).

$$\delta W_V = \frac{1}{2} \int_{Vacuum} \frac{B_1^2}{8\pi} dV \tag{1.14}$$

Компонент поверхности взаимодействия плазма-вакуум представляет собой интеграл по поверхности скачка давления между плазмой и вакуумом (Уравнение 1.15). Стоит учесть, что в предположении отсутствия токов вдоль поверхности, данная компонента обращается в ноль.

$$\delta W_S = \frac{1}{2} \int_{P-V} |\overrightarrow{n} \cdot \overrightarrow{\xi_\perp}|^2 \overrightarrow{n} \cdot \nabla \left(p_0 + \frac{B_0^2}{8\pi} \right) dS \tag{1.15}$$

Наибольший интерес для исследований краевых неустойчивостей имеет компонент потенциальной энергии, описывающий основную плазму (Уравнение 1.16) [41].

$$\delta W_F = \frac{1}{2} \int_{Bulk} \left(\frac{|B_{1\perp}|^2}{8\pi} + \frac{B_{0\perp}^2}{8\pi} |\nabla \cdot \vec{\xi_\perp} + 2\vec{\xi_\perp} \cdot \vec{\kappa}|^2 + \gamma p_0 |\nabla \cdot \vec{\xi}|^2 - 2(\vec{\xi_\perp} \cdot \nabla p_0)(\vec{\kappa} \cdot \vec{\xi_\perp}) - \frac{j_{0\parallel}}{B_0} \left(\vec{\xi_\perp} \times \vec{B_0}\right) \cdot \vec{B_1} \right) dV$$

$$(1.16)$$

где *к* – кривизна магнитного поля. Данная форма записи энергетического принципа называется интуитивной, так как каждый из членов правой части соответствует различным неустойчивостям.

- Член $\frac{|B_{1\perp}|^2}{8\pi}$ соответствует магнитной энергии возмущения и соответствует шировой альвеновской волне.
- Член $\frac{B_{0\perp}^2}{8\pi} |\nabla \cdot \vec{\xi_\perp} + 2 \vec{\xi_\perp} \cdot \vec{\kappa}|^2$ соответствует одновременному сжатию плазмы и равновесного магнитного поля, то есть описывает быстрые магнитозву-ковые волны.

- Член $\gamma p_0 | \nabla \cdot \vec{\xi} |^2$ соответствует адиабатическому сжатию идеальной плазмы (медленные магнитозвуковые волны)
- Член 2(*ξ*_⊥ · *∇p*₀)(*κ* · *ξ*_⊥) соответствует неустойчивостям, вызываемыми градиентом давления, в частности, желобковым неустойчивостям. Особое внимание обращено на наличие взаимной зависимости от знака градиента давления и кривизны магнитного поля. Если данные два вектора параллельны, то данный член имеет отрицательный знак и является дестабилизирующим. В случае антипараллельных градиентов давления и кривизны магнитного поля член положителен и является стабилизирующим. Таким образом определяются *плохая* и *хорошая* кривизна магнитного поля.
- Член ^{j_{0||}}/_{B₀} (₹→ × B₀) · B₁ соответствует неустойчивостям, вызываемыми конечной плотностью тока, параллельной равновесному магнитному полю. Например, неустойчивостям типа "перетяжка"и кинк неустойчивостям.

Стоит отметить, что первые три члена описывают компрессионные моды, которые устойчивы и не способны вызвать срыв разряда и вынос основной плазмы на материальные поверхности, поэтому дальнейшее рассмотрение будет происходить в приближении несжимаемой плазмы $\nabla \vec{\xi} = 0$. Наиболее дестабилизирующими в радиальном направлении являются перестановочные и токовые неустойчивости. В частности, разновидность перестановочной неустойчивости – *баллонная неустойчивостть* и высокомодовая разновидность кинк неустойчивости вости – *пилинг мода*, которые будут рассмотрены далее.

2.2 Энергетический принцип в тороидальной геометрии

Использование энергетического принципа для плазмы токамака значительно удобнее при разложении по тороидальному и полоидальному углу (Уравнение 1.17).

$$\overrightarrow{\xi}(r,\theta,z) = \overrightarrow{\xi}(r) \exp\left[(m\theta - n\phi)\right] \tag{1.17}$$

Удобство данного разложения заключается в том, что *m* и *n* не зависят друг от друга, а соответствующие углы входят явно в параметризацию равновесной конфигурации (Уравнение 1.7).

Результирующий вид для потенциальной энергии после подстановки Уравнения 1.17 в Уравнения 1.15, 1.16 представлен Уравнением 1.18.

$$\delta W = \frac{\pi R_0}{2\pi} \int_0^a \left(f\xi'^2 + g\xi^2 \right) dr + \left| \frac{\pi B_z^2}{R_0} \xi^2 \left(\frac{n^2 - \frac{m^2}{q^2}}{\frac{n^2}{R_0^2} + \frac{m^2}{r^2}} + \frac{r^2}{m} \Lambda \left(\frac{m}{q} - n \right)^2 \right) \right|_{\substack{r=a \ (1.18)}}$$

$$f = r \frac{B_z^2}{R_0^2} \frac{\left(\frac{m}{q} - n\right)^2}{\frac{n^2}{R_0^2} + \frac{m^2}{r^2}}$$
(1.19)

$$g = \frac{2p'}{1 + \left(1 + \left(\frac{mR_0}{nr}\right)^2\right)} + r\frac{B_z^2}{R_0^2} \left(\frac{m}{q} - n\right)^2 \left(1 - \frac{1}{\left(\frac{nr}{R_0}\right)^2 + m^2}\right) + \frac{2n^2 B_z^2}{rR_0^4} \frac{n^2 - \frac{m^2}{q^2}}{\left(\frac{n^2}{R_0^2} + \frac{m^2}{r^2}\right)^2} \tag{1.20}$$

$$\Lambda = -\frac{mR_0K_a}{naK'_a} \frac{1 - K'_{r_{wall}}I_a/(I'_{r_{wall}}K_a)}{1 - K'_{r_{wall}}I'_a/(I'_{r_{wall}}K'_a)}$$
(1.21)

где $K_r = K_m(nr/R_0)$ и $I_r = I_m(nr/R_0)$ – функции Макдональда и Бесселя, соответственно. Лямбда член выражает стабилизирующий эффект идеально проводящей стенки. Стоит отметить, что в Уравнениях 1.18, 1.19 и 1.20 члены с множителем $\left(\frac{m}{q} - n\right)$ указывают на особую роль поверхностей с **рациональным запасом устойчивости**. При $q \neq n/m$ токовые и перестановочные неустойчивости, которые искривляют магнитные силовые линии, стабилизируются вследствие наличия противофазных возмущений бесконечно близко друг к другу. При q = n/m данный стабилизирующий эффект пропадает, следовательно, токовые и перестановочные неустойчивости более склонны к развитию на поверхностях с **рациональным запасом устойчивости**.

2.3 Внутренние кинк-неустойчивости

При пренебрежении членами с p' и $m/n \ge 1$, и также, в предположениях об относительно большом аспектном отношении (Уравнение 1.22), выражение для изменения потенциальной энергии возмущённой плазмы принимает вид Уравнения 1.23.

$$\delta W = \mathcal{O}\left(\frac{r^2}{R_0^2}\right)$$

$$\beta = \mathcal{O}\left(\frac{r^2}{R_0^2}\right)$$
(1.22)

$$\delta W = \frac{\pi B_z^2}{2R_0} \int_0^a \left[(r\xi')^2 + (m^2 - 1)\xi^2 \right] \left(\frac{n}{m} - \frac{1}{q} \right) r dr + \frac{\pi B_z^2}{2R_0} \xi(a)^2 a^2 \left(\frac{n^2}{m^2} - \frac{1}{q^2(a)} + \Lambda m \left(\frac{n^2}{m^2} - \frac{1}{q^2(a)} \right)^2 \right)$$
(1.23)

В Уравнении 1.23 подынтегральный член является неотрицательным, что приводит к тому, что внутренние кинк-моды ($\xi(a) = 0$) устойчивы в текущих предположениях. Для дестабилизации внутренних кинк-неустойчивостей требуются конечные значения градиента давления и проводимости плазмы. Потенциальная энергия для внутренних кинк-неустойчивостей (Уравнение 1.24) указывает, что конечная величина градиента давления ($\beta' < 0$) и пикированость профиля тока (q(0) < 1) оказывают дестабилизирующее воздействие на кинк-моду.

$$\delta W = \frac{\pi B_z^2}{2R_0} n^2 \xi_0^2 \int_0^{r_1} r dr \left(r\beta' + \frac{r^2}{R_0^2} \left(\left(n - \frac{1}{q} \right) \left(3n + \frac{1}{q} \right) \right) \right)$$
(1.24)

Устойчивость внутренних кинк-мод определяется эффектами четвёртого порядка и ниже: конечной проводимостью, эффектами конечного ларморовского радиуса и эффектами, связанными с конечным давлением быстрых частиц. Развитие внутренних кинк мод в токамаке наблюдаются в виде периодичных возмущений температуры электронов, наблюдаемой на диагностике мягкого рентгеновского излучения в виде пилообразных колебаний [42]. В ходе развития кинк-моды происходит внутреннее перезамыкание и последующая перестройка магнитного поля вблизи нулевых линий или точек вследствие медленного изменения внешних параметров равновесного состояния. Радиальное распространение возмущения испытывает значительное затухание ($\delta n \sim r^{-4}$). После перестройки магнитного поля плазменные потоки перемещаются с альвеновскими скоростями, так как они двигаются под действием магнитного давления.

$$\rho v^2 \approx \frac{B_{pol}^2}{4\pi} \to v \approx v_A$$

где v – характерная скорость плазмы, B_{pol} – полоидальное магнитное поле, v_A – альвеновская скорость.

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 m_i n_i}}$$

где m_i – масса иона, n_i – концентрация ионов. Однако, перестройка профиля тока происходит с характерными резистивными временами. Поэтому развитие кинк-неустойчивости происходит на временных масштабах равных $\sqrt{S}\tau_A$, где $S = \tau_R/\tau_A$ – число Лундквиста, τ_R – резистивное время, τ_A – альвеновское время.

$$\tau_A = \frac{a}{v_A}$$
$$\tau_R = \frac{\mu_0 a^2}{\eta}$$

где $\eta = 1/\sigma_{\rm neo}$ – удельное сопротивление плазмы [32].

$$\sigma_{\text{neo}} = \left(1 - \left(1 + \frac{0.36}{Z_{eff}}\right)f + \frac{0.59}{Z_{eff}}f^2 - \frac{0.23}{Z_{eff}}f^3\right)/\eta_{\text{Spitzer}}\right)$$
$$\eta_{\text{Spitzer}} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3}\frac{Z_{eff}e^2m_e^{1/2}\ln\Lambda}{(4\pi\varepsilon_0)^2(k_{\text{B}}T_e)^{3/2}}$$
$$f = \frac{f_t}{1 + (0.55 - 0.1f_t)\sqrt{\nu_{e*}} + 0.45(1 - f_t)\nu_{e*}/Z_{eff}^{3/2}}$$

где Z_{eff} – эффективный заряд, ν_{e*} – столкновительность электронов (произведение частоты электрон-электронных столкновений на время прохождения электроном одной банановой траектории), m_e – масса электрона, T_e – температура электронов, $k_{\rm B}$ – постоянная Больцмана, e – заряд электрона, ε_0 – диэлектрическая постоянная, $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм.

В экспериментах на токамаке JET были обнаружены отклонения от данной модели в разрядах с температурой электронов более нескольких кэВ [43]. Отчасти это может быть объяснено тем, что наблюдаемые в эксперименте перезамыкания не являются полными, так как в ходе них профиль запаса устойчивости не растёт до значений выше единицы по всему радиусу плазменного шнура, о чём сообщает наличие моды m/n = 1/1 после внутреннего перезамыкания.

2.4 Внешние кинк-неустойчивости

Внешние кинк-неустойчивости ($\xi(a) \neq 0$) можно разделить на две категории: с m = 1 и с $m \geq 2$. Моды с m = 1 и бесконечно удалённой стенкой ($\Lambda = 1$) имеют вид потенциальной энергии, представленный ниже (Уравнение 1.25).

$$\delta W = \frac{\pi B_z^2}{2R_0} n \left(n - \frac{1}{q(a)} \right) a^2 \xi^2(a)$$
 (1.25)

Уравнение 1.25 приводит к условию на устойчивость плазменного шнура q(a) > 1/n. Наиболее ограничивающим является данное условие при n = 1, более известное как критерий Крускала-Шафранова [44], который ограничивает максимальную величину тока плазмы. Смягчение данного лимита обеспечивается увеличенными значениями вытянутости и треугольности, при которых длина вдоль полоидального обхода увеличивается в сравнении с круглым сечением.

В экспериментах было замечено, что критерий Крускала-Шафранова не является ограничивающим ток, так как дестабилизация внешней неустойчивости типа кинк. m/n = 2/1 происходит при меньших значениях тока плазмы. Однако, внешние кинк-неустойчивости могут быть подавлены с помощью систем обратной связи. Подавление моды m/n = 2/1 было продемонстрировано на установке RFP [45]. Моды с $m \ge 2$ развиваются, если резонансная поверхность расположена вне плазмы q(a) < m/n. Одной из данных мод является пилинг мода, которая развивается при $j(a) \ne 0$ [46]. Пилинг мода локализована вблизи последей замкнутой магнитной поверхности. Инкремент пилинг моды зависит от давления и тороидальных эффектов, что обуславливает одновременное развитие пилинг мод и перестановочных неустойчивостей.

2.5 Перестановочные неустойчивости

Вблизи рациональных магнитных поверхностей $(q(a) \approx m/n)$ стабилизирующие эффекты искривления силовых линий (Уравнения 1.19, 1.20) пропадают

и доминирующим членом в выражении 1.16 становится член, зависящий от градиента давления. Близость к резонансной поверхности ($x = r - r_s$, где r_s – радиальное положение резонансной поверхности) позволяет разложить q(x) в ряд Тейлора по x и использовать лишь линейные члены для исследования локальных перестановочных неустойчивостей. В результате, f и g трансформируются в выражения, представленные в Уравнениях 1.26 и 1.27.

$$f(x) \approx \frac{r_s^3}{q_s^2} \frac{B_T^2}{R_0^2} \left(\frac{q'}{q_s}\right)^2 x^2$$
 (1.26)

$$g(x) \approx \frac{r_s^2}{R_0^2} \frac{2P'}{\pi q_s^2} + \frac{r_s B_T^2}{R_0^2} (m^2 - 1) \frac{q'^2}{q_s^4} x^2$$
(1.27)

В результате линеаризации выражение для потенциальной энергии локального возмущения выражается в Уравнении 1.28.

$$\delta W = \frac{\pi B_T^2}{2R_0} \frac{r_s^2}{q_s^2} \int dx \left(s_s^2 \left(x \frac{d\xi}{dx} \right)^2 + \beta' r_s \xi^2 \right) \tag{1.28}$$

где s = rq'/q – магнитный шир. Из Уравнения 1.28 видно, что магнитный шир выполняет стабилизирующую функцию, тогда как градиент давления дестабилизирует плазму. Выражение выше игнорирует тороидальные эффекты, которые при учёте приводят [47, 48] к критерию устойчивости плазмы Мерсье.

Критерий Мерсье показывает, что нахождение на стороне *хорошей* кривизны стабилизирует перестановочные моды, в то время как нахождение на стороне *плохой* кривизны дестабилизирует перестановочные моды, и глобальная устойчивость зависит от того, какой из эффектов при усреднении будет превалирующим. Однако, даже при стабильной перестановочной моде, интерференция между модами с высокими ($m \sim 20$) полоидальными модовыми числами приводит к дестабилизации моды, которая называется баллонной. Очевидно, что представленное ранее предположение о локальности мод не позволяет рассматривать моды с различными m и одинаковыми n, но в приближении $n \to \infty$ можно использовать то же разложение, так как $x \approx \frac{m_2-m_1}{q'n}$. Данное выражение вместе с баллонным преобразованием $\theta \in [0, 2\pi] \to \theta_b \in (-\infty, \infty)$ и предположением о $R/a \to \infty$ позволяет привести энергетический принцип к решению уравнения 1.29 на радиальное смещение X [49].



Рис. 1.2: Диаграмма устойчивости для баллонной моды в координатах нормализованного давления и магнитного шира [50]. Светло-серая область соответствует неустойчивой баллонной моде для концентрических магнитных поверхностей. Тёмно-серая соответствует неустойчивой баллонной моде для случая с конечным шафрановским сдвигом.

$$\frac{d}{d\theta_b} \left(\left(1 + (s\theta_b - \alpha \sin \theta_b)^2 \right) \frac{dX}{d\theta_b} \right) + \alpha \left((s\theta_b - \alpha \sin \theta) \sin \theta_b + \cos \theta_b \right) X = 0 \quad (1.29)$$

где $\alpha = -\mu_0 \frac{\pi R_0}{B^2} q^2 \frac{dp}{d\psi}$ – нормализованный градиент давления. С помощью решения Уравнения 1.29 для заданных *s* и α производится вычисление параметров соответствующих устойчивой плазме. Неотрицательные радиальные смещения с $\lim_{\theta_b\to\infty} X = 0$ соответствуют границе устойчивости.

Диаграмма устойчивости (Рисунок 1.2) демонстрирует две устойчивых области. Первая область устойчивости расположена при малых значениях градиента давления. В данной области, для увеличения допустимого градиента давления необходимо повышать магнитный шир, то есть уменьшать величину внеосевого тока. Вторая область устойчивости расположена при высоких значениях градиента давления и низких значениях магнитного шира. Достижение данной области невозможно без шафрановского сдвига и повышенных значений вытянутости и треугольности. В токамаке достижение второй области устойчивости является ключевой задачей, так как в краевой плазме, при увеличении градиента давления растёт плотность бутстреп тока и уменьшается величина магнитного шира.

2.6 Пилинг-баллонная мода

Рассмотренные выше пилинг и баллонная неустойчивости были разобраны в приближении пренебрежимо малых давления плазмы и тока, соответственно. Рассмотрение межмодового взаимодействия между баллонной и пилинг моды с конечными тороидальными модовыми числами [51, 52] позволяет вывести уравнение устойчивости пилинг-баллонной моды и рассчитать диаграммы устойчивости. Энергетический принцип для пилинг-баллонной моды выражен в Уравнении 1.30.

$$\delta W_{PB} \approx \delta W_P - \frac{I_0^2}{4\delta W_B} \tag{1.30}$$

где δW_B – потенциальная энергия баллонной моды, δW_P – потенциальная энергия пилинг моды, интеграл межмодового взаимодействия мод для лимитерного токамака круглого сечения имеет вид $I_0 = -\alpha s^{-2}(1+s) \exp(-s^{-1}) \ln(M + 1-n \cdot q|_{r=a})$, где М – количество резонансных поверхностей внутри плазмы. Для диверторного токамака величина I_0 может быть оценена численными методами. Уравнение 1.30 демонстрирует сужение области стабильности в сравнении с областями устойчивости идеальной баллонной и пилинг моды. Межмодовое взаимодействие позволяет развиваться неустойчивости при δW_B и δW_P вблизи нуля. Таким образом, можно выделить три области неустойчивых параметров в $s - \alpha$ пространстве: пилинг-неустойчивая, баллонно-неустойчивая и межмодовонеустойчивая. Межмодовое взаимодействие затрудняет достижение второй области устойчивости баллонной моды (Рисунок 1.3). Величина межмодового взаимодействия находится в сильной зависимости от глубины магнитной ямы d_m [46]. Следовательно, доступность второй области устойчивости определяется формой плазменного шнура, так как это наиболее удобный способ увеличить глубину магнитной ямы. И экспериментально было показано, что разряды с высокими значениями треугольности имеют возможность достижения второй области устойчивости [53].

3 Микронеустойчивости

Микронеустойчивости приводят к флуктуациям электрических и магнитных полей и последующему повышенному уровню радиального переноса тепла и частиц. Данные флуктуации имеют широкий диапазон масштабов поперёк магнитного поля от $k_{\perp}\rho_s$ от 0.1 до 100, где k_{\perp} – волновое число, возмущения перпендикулярного магнитному полю, ρ_s – эффективный ларморовский радиус ($\rho_s = c_s/\Omega_{ci}$), c_s – скорость звука ($c_s = \sqrt{(T_e + T_i)/m_i}$) и Ω_{ci} – циклотронная частота ($\Omega_{ci} = ZeB/m_i$) [54]. Частоты данных флуктуаций находятся в диапазоне диамагнитных частот $\omega_{*e,*i} = k_{\theta}\rho_{e,i}c_s/L_n$, где k_{θ} – полоидальное волновое число, L_n – характерная длина спада плотности плазмы ($L_n = -d \ln n_0/dr$)⁻¹. При оценке $k_{\theta}\rho_i \sim 1$ из первых принципов возможно оценить характерные значения для коэффициентов диффузии и теплопроводности (Уравнение 1.31).

$$D, \chi \sim \frac{\Delta x^2}{\Delta t} \sim \rho_i^2 \omega_{*i} \sim \rho_i^2 k_\theta \rho_i \frac{c_s}{L_n} \sim \rho_i^2 c_s / L_n$$
(1.31)

Указанное выше выражение известно как гиробомовский коэффициент переноса, который позволяет оценить характерные времена удержания энергии и частиц, наблюдаемые в эксперименте, с точностью до порядка величины [55, 56]. Однако, настолько упрощённые модели не способны производить количественные оценки. И даже качественные оценки оказываются ошибочными, так как не учитывают влияние $\vec{E} \times \vec{B}$ шира [57, 58] и нелинейное взаимодействие между мелкомасштабной и крупномасштабной турбулентностью [59]. Влияние $\vec{E} \times \vec{B}$ шира на перенос тепла и частиц в плазме токамака обусловлено вращением плазмы в полоидальном направлении под действием дрейфа в скрещенных радиальном электрическом поле и магнитном поле. Неоднородность вращения вызывает декорреляцию мелкомасштабных флуктуаций, уменьшает радиальную корреляционную длину, следовательно понижает коэффициенты переноса [60, 61]. Учёт неоднородного вращения имеет особую важность, так как позво-



Рис. 1.3: (а) Диаграмма устойчивости пилинг-баллонной моды для различных значений $d_m = -0.60$ (длинно-пунктирная линия) $d_m = -0.64$ (короткопунктирная линия), $d_m = -0.645$ (непрерывная линия). (b) Диаграмма устойчивости пилинг-баллонной моды для $d_m = -0.645$ (непрерывная линия) и диаграмма устойчивости для идеальной баллонной моды с $n \to \infty$ и пилинг моды без межмодового взаимодействия (пунктирная линия) [52].

ляет описать возникновение режима улучшенного удержания [17], известным как Н-мода.

Основной задачей удержания плазмы является подавление радиального переноса частиц, на который особое влияние оказывает именно неоднородность полоидального вращения плазмы. Неоднородность полоидального вращения плазмы зависит от градиента давления ионов и обуславливает зависимость режима работы токамака от мощности, вложенной в ионы плазмы [62]. Неоднородное полоидальное вращение плазмы, которое зависит от градиента давления, подавляет турбулентность и увеличивает градиент давления. Данная обратная связь позволяет получить режим удержания плазмы с подавленными неустойчивостями при выполнении условия $dv_{\theta}^{E \times B}/dr > \gamma$, где γ – инкремент микронеустойчивости [63]. Микронеустойчивости с относительно низкими инкрементами, в частности электростатические ионная температурно-градиентная мода (ITG) или мода на запертых электронах (TEM), которые развиваются со стороны слабого магнитного поля [64, 65] эффективно подавляются широм полоидального вращения. В результате подавления ITG/TEM, вблизи последней замкнутой поверхности образуется область с высокими градиентами плотности и давления – пьедестал. Однако, неустойчивости с более высокими инкрементами: электронная температурно-градиентная неустойчивость (ETG), микротиринговая мода (MTM) и кинетическая баллонная мода (KBM) [66] не стабилизируются широм полоидального вращения, и соответственно, обуславливают аномальный перенос в пьедестале. Развитие данных неустойчивостей в пьедестале приводит к различным следствиям. ЕТС и МТМ приводят исключительно к переносу тепла электронов, а КВМ, в свою очередь, увеличивает перенос ионов и тепла всех компонентов. На классических токамаках доминирующей неустойчивостью в пьедестале является KBM [67] и ETG [68, 69]. В краевой плазме сферических токамаков доминируют ETG [70] и MTM [71, 72], которые развиваются в режимах с высокой столкновительностью. С уменьшением столкновительности $\left(\nu^* = \nu_{\rm ei} \sqrt{\frac{m_{\rm e}}{k_{\rm B}T_{\rm e}}} \frac{1}{\epsilon^{\frac{3}{2}}} qR$, где $\nu_{ei} = \frac{\ln \Lambda_c e^4 n_e}{6\sqrt{2} \pi^{3/2} \epsilon_0^2 m_e^{1/2} T^{3/2}}\right)$ ожидается, что KBM будет играть значительную роль [73, 74].

Данные микронеустойчивости регулируют взаимную зависимость между шириной и высотой пьедестала, поэтому идентификация микронеустойчивостей является ключевым элементом моделей, предсказывающих параметры пьедестала. На момент написания диссертации предсказание доминирующей неустойчивости для конкретного разряда токамака является сложной задачей, поэтому для предсказания ширины пьедестала используют физически обоснованные скейлинги. На токамаке DIII-D экспериментальные ширины пьедестала подчиняются скейлингу для баллонно-критического пьедестала (Уравнение 1.32), так как КВМ приводит к переносу, значительно превышающему гиробомовские значения, при локальном достижении критического градиента давления для баллонной моды в приближении идеальной МГД [75].

$$\Delta_{\psi_N} = \beta_{p,ped}^{1/2} G(\nu_*, A, ...)$$
(1.32)

В разрядах DIII-D было получено значение коэффициента G = 0.084 - 0.099 в зависимости от столкновительности, где Δ_{ψ_N} – ширина пьедестала в потоковых координатах, $\beta_{p,ped} = \frac{nk_B T_{ped}}{B_{pol,ped}^2/2\mu_0}$ – полоидальная бета в пьедестале. Для токамака JET выше указанный скейлинг ширины баллонно-критического пьедестала неприменим, так как наблюдается сильная зависимость ширины пьедестала от сдвига между профилями плотности и температуры электронов, магнитной конфигурации и интенсивности газонапуска [76]. В то же время, скейлинги для сферических токамаков MAST (Уравнение 1.33) [77] и NSTX (Уравнение 1.34) [78] на ширину пьедестала, показывают значительные отличия как от скейлинга для баллонно-критического пьедестала, так и между собой. Одним из способов унифицировать различные скейлинги является использование зависимости устойчивости пьедестала от нормализованного тока ($I_N = I_P/aB_T$), который приводит к обобщённому скейлингу (Уравнение 1.35) [79].

$$\Delta_{\psi_N} = 0.07 \beta_{p,ped}^{1/2} \tag{1.33}$$

$$\Delta_{\psi_N} = 0.4\beta_{p,ped}^{1.05} \tag{1.34}$$

$$\beta_{p,ped} = 3\Delta_{\psi_N}^{3/4} I_N^{-1/3} \tag{1.35}$$

Ранее проведённые исследования на токамаке Глобус-М [80] показали, что наблюдаемые коэффициенты переноса частиц и тепла вблизи сепаратрисы не
позволяют сделать оценки ширины пьедестала, так как характерные масштабы транспортного барьера соизмеримы с ларморовским радиусом ионов.

4 Экспериментальные наблюдения краевых неустойчивостей

Впервые краевые неустойчивости наблюдались на токамаке ASDEX [17] в 1982 году. Появление краевых неустойчивостей было обусловлено работой в Нмоде, при которой подавление микронеустойчивостей в краевой плазме приводило к росту градиента давления и последующему развитию пилинг-баллонной неустойчивости. Плазма большинства токамаков, позволяющих работать в режиме улучшенного удержания, также демонстрировала наличие краевых неустойчивостей. В последующие годы краевые неустойчивости изучались на токамаках ASDEX-Upgrade [81], DIII-D [82], JET [83], Alcator C-Mod [84] и прочих. Одна из первых феноменологических классификаций краевых неустойчивостей была выведена на токамаке DIII-D [82].

- Tun 1 характеризуется ростом частоты следования вспышек интенсивности излучения D_α с увеличением мощности дополнительного нагрева. У первого типа не наблюдаются предваряющие магнитные возмущения. При этом параметры плазмы соответствуют условиям дестабилизации баллонной моды в приближении идеальной МГД. Краевые неустойчивости первого типа наблюдаются на диагностике излучения линии D_α как изолированный пик.
- *Tun 2* наблюдается при высоких значениях вытянутости и треугольности. Частота следования второго типа превышает частоту следования первого типа. Для краевых неустойчивостей второго типа не характерны ни предваряющие магнитные возмущения, ни зависимость частоты следования от вложенной мощности. Для второго типа параметры плазмы соответствуют условиям близким к второй области устойчивости баллонной моды.
- Tun 3 характеризуется падением частоты следования вспышек интенсивности излучения D_α с увеличением мощности дополнительного нагрева. У третьего типа наблюдаются предваряющие магнитные возмуще-

ния с частотой около 50-70 кГц и тороидальным модовым числом около n = 5 - 10 на магнитных зондах со стороны слабого магнитного поля. При этом параметры плазмы соответствуют стабильной баллонной моде в приближении идеальной МГД.

Типизация, построенная на токамаке DIII-D, остаётся применимой к большинству токамаков, однако, на многих токамаках краевые неустойчивостей имеют свои особенности. Краевые неустойчивости первого типа на токамаке ASDEX-Upgrade имеют магнитные прекурсоры на частоте около 20 кГц [85]. Краевые неустойчивости четвёртого типа [86] схожи с третьим типом, однако развиваются в режимах с низкой столкновительностью. Впоследствии на сферическом токамаке NSTX были обнаружены краевые неустойчивости пятого типа [87]. Отличительной особенностью краевых неустойчивостей пятого типа является отсутствие зависимости частоты следования от вложенной мощности, наличие предваряющего магнитного возмущения с тороидальным модовым числом n = 1 и высокая частота следования (около 1 кГц). Однако, условия развития краевых неустойчивостей пятого типа [88].

На классических токамаках были обнаружены режимы, в которых периодичные краевые неустойчивости были заменены стационарным колебательным процессом (QH, EDA) [89, 90] или где профили концентрации и температуры электронов были смещены друг относительно друга, что позволяло получать режим улучшенного удержания без неустойчивостей (І-мода) [91, 92]. Смещение профиля концентрации электронов ближе к центру плазменного шнура может достигаться с помощью увеличения потока лития, который также приводит к режиму с подавленными краевыми неустойчивости [93].

Краевые неустойчивости первого типа выносят на незамкнутые магнитные поверхности более 10% энергии пьедестала и приводят к значительному повреждению диверторных пластин. В то же время, все режимы с частыми и не разрушительными (выброс менее 2% энергии пьедестала) краевыми неустойчивостями (второго, третьего и пятого типов), как и режимы с подавленными неустойчивостями наблюдаются при высоких электронных столкновительностях, либо при низких значениях n/n_{GW} , где $n_{GW} = 10^{14} I_P/(\pi a^2)$ – предельная

38



Рис. 1.4: Различные режимы краевых неустойчивостей. Зависимость энергии потерянной при одном цикле в зависимости от электронной столкновительности [88].

плотность по скейлингу Гринвальда [94]. Соответственно, режимы с частыми и неразрушительными краевыми неустойчивостями не подходят для использования в ITER и будущих реакторах (Рисунок 1.4). Одновременно производилась разработка методов по смягчению и стабилизации краевых неустойчивостей. Принципом смягчения последствий краевой неустойчивости является экспериментальное наблюдение относительного постоянства средней мощности, выносимой краевой неустойчивостью. Таким образом, увеличивая частоту следования можно понизить долю энергии пьедестала, выбрасываемой за один цикл, и, соответственно, понизить пиковые тепловые нагрузки на дивертор. Было обнаружено два метода инициации краевой неустойчивости: вертикальными сдвигами шнура [95, 96, 97] и инжекцией водородных пеллет [98]. На токамаке TCV наблюдалось [99] синхронизированное с внутренними перезамыканиями увеличение интенсивности излучения линии D_{α} , однако, данное увеличение не было связано с развитием краевой неустойчивости.

Малые сдвиги шнура ($\delta z/a$ порядка нескольких процентов) обеспечиваются при помощи катушек вертикального поля. Каждый из сдвигов вызывает крае-

вую неустойчивость, предположительно, вследствие дополнительной плотности тока $(j_{||})$ индуцируемой неоднородным магнитным полем. Таким образом, можно уменьшить период следования в 3-5 раз. Основным недостатком данного метода является необходимость модуляции токов в катушках вертикального поля, что вызывает дополнительный нагрев сверхпроводящих катушек и предрасположенность данного режима к срыву разряда из-за вертикального смещения. Инициация краевых неустойчивостей с помощью инжекции водородных пеллет основана на экспериментальном наблюдении, что абляция пеллеты локально возмущает краевую плазму. Характерные времена развития краевых неустойчивостей при пеллет инжекции много меньше, чем звуковая скорость [98], таким образом, механизм инициации не может быть описан равновесными МГД моделями. При этом пеллеты демонстрируют более высокую эффективность в токамаках с углеродной стенкой при [98], чем с бериллиево-вольфрамовой стенкой [100].

Одним из методов активного контроля краевых неустойчивостей является использование резонансных магнитных возмущений [101]. Магнитные возмущения вызывают эргодизацию магнитных поверхностей в области пьедестала и позволяют понизить значения градиента давления в пьедестале в разрядах в низкой столкновительностью. Ограничением данного метода является узкие рабочие окна q_{95} (q_{95} - коэффициент запаса устойчивости на поверхности с потоковыми координатами $\psi = 0.95$). Однако, на момент написания диссертации данный метод является наиболее применимым к плазме токамака ITER.

5 Влияние формы плазменного шнура на удержание энергии и краевые неустойчивости

Одним из способов подавить развитие краевых неустойчивостей и повысить время удержания энергии в разряде является оптимизация формы плазменного шнура. Ранее расчёты устойчивости плазменного шнура [102, 103] с помощью энергетического принципа подтвердили, что повышенные значения вытянутости и треугольности плазменного шнура приводят к стабилизации желобковых неустойчивостей. Эксперименты на токамаке DIII-D [104, 105] и JET [106] показали, что увеличение треугольности плазменного шнура приводит к повышению доступности региона второй стабильности для идеальной баллонной неустойчивости и переходу от режима с краевыми неустойчивостями первого типа к режиму со неустойчивостями третьего типа. Также повышение треугольности плазменного шнура токамака JT-60U [107] приводило к росту достижимых значений β_{pol} и повышению времени удержания энергии. С другой стороны, понижение треугольности до отрицательных значений приводит к недоступности области второй стабильности и дестабилизируют баллонную моду [108], однако, в данном случае стабилизируются температурно-градиентные неустойчивости в градиентной области плазменного шнура [109] и достигаются параметры характерные для режима улучшенного удержания без фазового перехода [110]. Для сферических токамаков также характерны повышение значений β и времени удержания энергии при увеличении вытянутости плазменного шнура [111]. Также было показано наличие оптимальных значений квадратности на MAST-U [112], которые позволяют достичь на 50% более высоких значений высоты пьедестала, чем при квадратности до оптимизации.

6 Численные коды

Устойчивость краевой плазмы описывается энергетическим принципом. Аналитические выражения являются удобными лишь для анализа устойчивости плазмы с круглым сечением. При анализе плазмы в диверторных конфигурациях необходимо использование численных методов. Одним из первых кодов, выполняющих расчёты устойчивости идеальной внешней кинк-моды с целью предсказания максимально возможных значений β на границе плазмы, является GATO [113]. GATO производит решение задачи на собственные числа и позволяет найти инкремент для каждой из тороидальных мод до n = 10. Вычисление устойчивости в приближении идеальной магнитогидродинамики для более широкого диапазона тороидальных модовых чисел может быть произведено с помощью кода KINX [114, 115], решающего задачу на собственные числа. Схожим кодом для вычисления устойчивости плазмы, однако, выполняющим решение уравнений Эйлера в пространстве Фурье, является ELITE [116, 117]. MISHKA [118, 119] производит решение уравнения баланса сил в квазитороидальных координатах с помощью метода Галёркина [120]. Описанные выше коды позволяют вычислять условия для дестабилизации моды, однако не позволяют проанализировать полный цикл развития неустойчивости. Для данного анализа требуется использование нелинейных кодов, производящих решение системы уравнений магнитной гидродинамики, например BOUT [121], NIMROD [122], M3D [123, 124], JOREK [125, 126], BOUT++ [127, 128]. Все вышеуказанные коды позволяют воспроизвести один цикл развития краевой неустойчивости используя модель двухжидкостной МГД с учётом диамагнитных эффектов. С помощью кода JOREK было проведено моделирование [129] нескольких циклов развития краевой неустойчивости. Однако, позже была показана сильная зависимость результатов расчёта от начальных условий [130], что приводит к ограничению предиктивных возможностей данных расчётов. Вычисления кодом BOUT++ показали, что диамагнитный дрейф и дрейф в скрещенных полях стабилизируют моды с высокими тороидальными числами (n > 25) [131]. Также, было показано, что [132] кинк-баллонные неустойчивости моды.

Для решения системы уравнений магнитной гидродинамики одним из начальных условий является значение полоидального магнитного потока. Для восстановления полоидального потока и соответствующей магнитной конфигурации необходимо решить уравнение Греда-Шафранова. Обратная задача по решению уравнения Греда-Шафранова выполняется такими кодами как EFIT [133] или FreeGS [134]. Код EFIT решает данное уравнение с помощью пикаровских итераций и позволяет восстановить распределение полоидального потока с учётом экспериментальных данных о давлении и тороидальном вращении. Однако, на момент написания данный код был недоступен для использования соискателем. Код FreeGS использует те же принципы, однако, не имеет возможностей по включению экспериментальных данных, но являлся доступным для использования и был применён к анализу магнитного равновесия токамака Глобус-М2.

6.1 Фреймворк BOUT++

Численное исследование анализа МГД устойчивости краевой плазмы было произведено с помощью решения системы уравнений идеальной одножидкостной МГД. Для решения был использован код BOUT++ [127]. Параллельный код BOUT++ предназначен для упрощённой имплементации моделей, описываемых дифференциальными уравнениями, в криволинейной трёхмерной геометрии. Декомпозиция областей по осям абсцисс и ординат производится на регулярных сетках, количество точек в каждом из измерений одинаковое для каждого процессора. Декомпозиция для оси аппликат не производится, соответственно решение уравнений по оси аппликат выполняется с помощью обращения интеграла Лапласа [135]. Топология магнитных поверхностей плазменного разряда вычисляется на основе данных от кодов, производящих решение уравнения Греда-Шафранова. Результирующая система координат имплементируется в виде скалярных полей компонент метрических тензоров g^{ij} и g_{ij} и имеет одно симметричное направление (ось аппликат).

Изучаемый класс неустойчивостей (пилинг и баллонные) приводит к возникновению структур, вытянутых вдоль магнитных силовых линий ($k_{\perp} \gg k_{\parallel}$, где k_{\parallel} и k_{\perp} волновые числа возмущения параллельных и перпендикулярных магнитным силовым линиям). Таким образом, выравнивание вычислительной сетки вдоль магнитных силовых линий позволяет использовать более разреженные сетки и экономить вычислительное время. Использование дифференциальных операторов производится в ортогональной тороидальной системе координат (ψ , θ , ζ), где ψ – полоидальный магнитный поток, θ – полоидальный угол, ζ – тороидальный угол. Стоит отметить, что дальнейший переход в сдвиговые баллонные координаты [136] приводит к учёту эффекта магнитного шира на вычисление ротора [137], что играет значительную роль для компактных сферических токамаков.

Используемая для рассмотрения редуцированная идеальная МГД модель в приближении высоких значений β [138] представлена ниже.

$$\rho \frac{dU}{dt} = B^2 \overrightarrow{b} \cdot \nabla \left(\frac{J_{||}}{B}\right) + 2 \overrightarrow{b} \times \overrightarrow{\kappa} \cdot \nabla P \tag{1.36}$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{1}{B_0} \nabla_{||} \phi \tag{1.37}$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{1}{B_0} \overrightarrow{b}_0 \times \nabla \phi \cdot \nabla P \tag{1.38}$$

$$U = \frac{1}{B_0} \nabla_{\perp}^2 \left(\phi + \frac{P}{en} \right) \tag{1.39}$$

$$J_{||} = J_{||0} - \frac{1}{\mu_0} B_0 \nabla_{\perp}^2 \psi \tag{1.40}$$

где $U \equiv \nabla \times \vec{v}$ – завихрённость, P – полное давление, J – плотность тока, $\vec{b} = \frac{\vec{B}}{B}$ – единичный вектор направления магнитного поля, $\vec{\kappa}$ – кривизна магнитной силовой линии, ϕ – электрический потенциал, $\psi = A_{||}/B_0$, $A_{||}$ – параллельный компонент векторного потенциала, B_0 – магнитное поле на оси вакуумной камеры, d/dt – субстанциональная производная.

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla$$
$$\vec{\kappa} = \left[\frac{1}{B}\nabla \times \vec{B} - \vec{B} \times \nabla \left(\frac{1}{B}\right)\right] \times \vec{b}$$

Баллонный, пилинг и кинк члены представлены в уравнении на завихрённость. Пилинг и кинк неустойчивости учитываются одним членом (Уравнение 1.41). Таким образом, дестабилизация пилинг-баллонных и кинк-баллонных [139] неустойчивостей моделируется одновременно [132]. Для проведённого моделирования было использовано предположение о плазме с высокой проводимостью, и соответственно, высокими числами Лундквиста $S = 10^8$, что приводит к подавлению резистивных кинк-мод в моделировании. Влияние конечного числа Лундквиста на устойчивость плазмы токамака Глобус-М2 было исследовано в [140] и не рассматривается в данной диссертации.

$$\overrightarrow{b} \cdot \nabla \left(\frac{J_{\parallel}}{B}\right) = \left(\overrightarrow{b}_{0} \cdot \nabla - \frac{1}{B_{0}} \overrightarrow{b}_{0} \cdot \nabla A_{\parallel} \times \nabla\right) \frac{J_{\parallel}}{B}$$
(1.41)

Данная система уравнений была выведена в дрейфовом приближении, то есть размер ларморовского радиуса ионов предполагался значительно меньше, чем

характерные размеры системы и длины волн возмущений (Уравнение 1.42).

$$\delta_{do} \equiv \frac{\rho_L^i}{L_\perp} \ll 1 \tag{1.42}$$

Дрейфовое приближение накладывает ограничения на скорости потока плазмы, перпендикулярные магнитным силовым линиям $V_{flow} \sim \delta_{do} v_t$, где v_t - тепловая скорость ионов, которое учитывалось при изучении влияния полоидальной скорости вращения на устойчивость плазмы.

Вторым предположением при выводе используемой системы было предположение о желобковом характере неустойчивостей $k_{\perp} \ll k_{\parallel}$, то есть при пренебрежении параллельными градиентами. К примеру, характерный ларморовский радиус ионов в краевой плазме токамаков Глобус-М/М2 составляет несколько миллиметров, а характерная длина спада концентрации и температуры несколько сантиметров. Следовательно, $\delta_{do} \approx 0.1 - 0.3$, а $\frac{V_{flow}}{v_t} \leq 0.3$.

Также, для анализа влияния полоидального вращения на устойчивость использовалась система уравнений, учитывающая конвекционные полоидальные потоки и член, ответственный за неустойчивость Кельвина-Гельмгольца [141].

$$\rho \frac{dU}{dt} = B^2 \overrightarrow{b} \cdot \nabla \left(\frac{J_{||}}{B}\right) + 2\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{\kappa} \cdot \nabla P + V_0 \cdot \nabla U + \overrightarrow{b}_0 \times \nabla \phi \cdot \nabla V_0 \qquad (1.43)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{1}{B_0} \nabla_{||} \phi \tag{1.44}$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{1}{B_0} \overrightarrow{b}_0 \times \nabla \phi \cdot \nabla P + V_0 \cdot \nabla P \tag{1.45}$$

$$U = \frac{1}{B_0} \nabla_\perp^2 \left(\phi + \frac{P}{en} \right) \tag{1.46}$$

$$J_{||} = J_{||0} - \frac{1}{\mu_0} B_0 \nabla_\perp^2 \psi \tag{1.47}$$

где V₀ – скорость полоидального вращения плазмы.

Результаты расчётов устойчивости плазмы данным методом описаны в последующих главах.

7 Токамак Глобус-M/M2

Попытки спроектировать термоядерный реактор с минимальной стоимостью приводят к необходимости максимизации β , так как стоимость эксплуа-

Название	NSTX	NSTX-U	MAST	MAST-U	Глобус-М	Глобус-М2
А	1.27	1.27	1.31	1.31	1.5	1.5
R [M]	0.85	0.85	0.85	0.85	0.36	0.36
κ (макс.)	2.7	2.7	2.5	2.5	2.2	2.2
δ (макс.)	0.8	0.8	0.5	0.5	0.5	0.5
I_P [MA]	1.5	2.0	1.0	2.0	0.25	0.5
B_T [T]	0.5	1.0	0.52	0.75	0.5	0.95

Таблица 1.1: Сравнительные характеристики сферических токамаков.

тации токамака сильно зависит от величины магнитного поля. Для токамака величина β в пределе идеальной МГД ограничена желобковыми неустойчивостями. В работах [142, 40] было выведено выражение для максимального значения β_T .

$$\beta_T = \frac{\beta_N \cdot I_P}{a \cdot B_T} \approx \frac{5\beta_N \cdot \kappa}{A \cdot a}$$

Также было показано [143], что при работе с малыми аспектными отношениями (A = R/a < 2) упрощается достижение высоких значений вытянутости $(\kappa > 2)$, так как можно обойтись дипольной структурой катушек, вместо гексапольной. Соответственно, при уменьшении аспектного отношения предполагается увеличение устойчивости плазмы и достижение значений β выше, чем для классических токамаков. На момент диссертации в мире существовало три сферических токамаками с аспектным отношением менее A = 1.6 и магнитным полем не менее $B_T = 0.5$ Тл.

Сферический токамак Глобус-М [144] и его модернизированная версия Глобус-М2 [145], расположенные в ФТИ им. А.Ф. Иоффе предназначены для исследования физических процессов в высокотемпературной плазме с малым аспектным отношением в магнитных конфигурациях с дивертором. Токамак Глобус-М2 оснащен несколькими системами дополнительного нагрева плазмы [146, 147] – двумя инжекторами атомов высокой энергии и высокочастотным комплексом для нагрева плазмы в диапазоне частот ионного циклотронного резонанса. В число основных задач установок Глобус-М/М2 входят исследования взаимодействия горячей термоядерной плазмы с быстрыми сверхтепловыми частицами, образующимися в процессе дополнительного нагрева плазмы с помощью высокочастотных радиоволн и пучков атомов высокой энергии; изучение физики процессов в периферийной плазме, удерживаемой в диверторных магнитных конфигурациях со сложной формой поперечного сечения.

В токамаках Глобус-М/М2 используется одна и та же вакуумная камера. Камера изготовлена из стали типа 12Х18Н10Т, компоненты, обращённые к плазме, изготовлены из графита.

Максимальные достигнутые значения вытянутости и треугольности составляют $\kappa = 2.2$ и $\delta = 0.5$ соответственно. В представленной диссертации, рассматриваются разряды исключительно с дополнительным нагревом посредством инжекции нейтральных атомов из двух инжекторов, установленных тангенциально (Рисунок 1.5).



Рис. 1.5: Схема расположения диагностик и систем дополнительного нагрева на токамаке Глобус-М2.

7.1 Диагностическая система токамаков Глобус-M/M2

Исследования краевых неустойчивостей требуют данные о профилях концентрации и температуры электронов в краевой плазме, интенсивности излучения линейчатого и тормозного спектров, равновесной магнитной конфигурации, возмущениях магнитного поля, скорости полоидального вращения краевой плазмы, флуктуациях плотности и скорости плазмы.

Диагностика томсоновского рассеяния [148] позволяет проводить измерения профилей концентрации и температуры электронов. На токамаке Глобус-М2 установлена модеризированная диагностика, у которой источником зондирующего излучения выступает 1064.5 нм Nd:YAG лазер, позволяющий измерять профили импульсами длительностью 10 нс с частотой следования 300 Гц. Рассеянное излучение собирается из 11 пространственных точек спектральными полихроматорами с пространственным разрешением 1-2 см. Диапазон измеряемых температур электронов от 6 эВ до 5 кэВ и концентраций электронов от $5 \cdot 10^{17}$ м⁻³ до $3 \cdot 10^{20}$ м⁻³.

Интенсивность излучения тормозного спектра измеряется с помощью SPD фотодиодов, ограниченных фольгами толщины 10-120 мкм [149]. Интенсивность излучения линии D_{α} ($\lambda = 656.28$ нм) измеряется с помощью нескольких фильтровых монохроматоров на основе полупроводниковых фотодиодов.

Граница плазмы и распределение магнтного потока восстанавливается с помощью кодов PET [150] и PyGSS [36] на основе данных 21-ой полнообходной тороидальной петли и поясов Роговского.

Измерение относительной амплитуды магнитных флуктуаций производится с помощью диагностики зондов Мирнова. Токамак Глобус-М2 обладает тороидальным массивом зондов, полоидальным массивом зондов и трёх-координатным зондом. Конструкция восьми тороидальных зондов позволяет измерять возмущения магнитного поля с характерными частотами до сотен МГц и тороидальными модовыми числами до четырёх. Полоидальный массив, состоящий из 28 катушек, предназначен для регистрации возмущений с частотами до 0.15 МГц.

Диагностика доплеровского обратного рассеяния (ДОР) [151] регистрирует рассеянное на флуктуациях, в силу брэгговского рассеяния, микроволновое излучение в О-моде и позволяет измерить величины полоидальной скорости плазмы, амплитуды флуктуации концентрации электронов и амплитуды флуктуации полоидальной скорости вращения плазмы. Радиальная локализация измерений определяется положением отсечки для О-моды, соответствующей плазменной частоте. ДОР на Глобусе-М2 состоит из четырёхчастотной системы с фиксированными частотами зондирования 20, 29, 39, 48 ГГц, шестичастотной системы с фиксированными частотами зондирования 50, 55, 60, 65, 70 и 75 ГГц и одно-частотной системы с переменной частотой зондирования в диапазоне от 18 до 37 ГГц. Описанные системы позволяют измерять относительные флуктуации плотности и скорости в центральной и краевой области плазменного шнура.

На токамаках Глобус-М/М2 используется камера Optronis со скоростью съёмки до 100 кГц, с помощью которой возможно наблюдение филаментарных структур. Полное описание диагностической системы токамака Глобус-М2, состоящей из более 20 диагностик, представлено в работе [152].

8 Токамак Глобус-3

Исследования на токамаке Глобус-М2 показали, что время удержания энергии имеет сильную зависимость от тороидального магнитного поля $B_T^{1,1-1,3}$ [153]. Это приводит к целесообразности проектирования сферического токамака следующего поколения с увеличенным магнитным полем. Глобус-3 [154, 27] является проектом сферического токамака с магнитным полем величиной $B_T = 1.5 - 2.0$ Тл. Инженерный анализ параметров привёл к следующему варианту Глобус-3 с медными катушками электромагнитной системы: R = 0.76м, a = 0.44 м, $B_T = 1.5 - 1.8$ Тл, $I_P = 0.8$ МА и длительностью разряда $t_{plateau} = 2 - 3$ с. Одной из основных задач проекта Глобус-3 является создание водородного прототипа компактного термоядерного источника нейтронов. Для эффективного термоядерного источника нейтронов необходимы высокие времена удержания энергии [155], которые реализуются при высоких значениях градиентов концентрации и температуры [156]. Следовательно, устойчивость пьедестала является одним из ключевых требований для проектируемого сценария плазменного разряда Глобус-3.

9 Постановка задачи

В Главе 1 приведены основы магнитогидродинамической теории равновесия и устойчивости плазменного шнура в токамаках, обсуждён энергетический принцип, описывающий различные типы неустойчивостей. Описана феноменология экспериментальных исследований краевых неустойчивостей на классических и сферических токамаках. Приведено описание токамаков Глобус-М/М2 и их диагностического комплекса, позволяющего исследовать краевые неустойчивости. С помощью представленной выше информации были сформированы задачи настоящей работы.

- Классифицировать краевые неустойчивости в экспериментах на токамаках Глобус-М и Глобус-М2. Определить условия для независимого развития краевых неустойчивостей и условия для развития краевых неустойчивостей, вызванных пилообразными колебаниями.
- Адаптировать программный код для вычисления диаграмм устойчивости краевой плазмы токамаков Глобус-М/М2 и Глобус-З. Провести численные эксперименты по расчёту инкремента магнитогидродинамической неустойчивости в краевой плазме токамаков Глобус-М и Глобус-М2. Произвести оценку устойчивости краевой плазмы проекта токамака Глобус-З.
- Провести экспериментальные исследования влияния формы плазменного шнура на устойчивость краевой плазмы токамака Глобус-М2.

Глава 2

Экспериментальное исследование краевых неустойчивостей на токамаках Глобус-М и Глобус-М2

Токамаки Глобус-М и Глобус-М2 являются компактными сферическими токамаками с высокой мощностью дополнительного нагрева ($P_{ext} \leq 2.2$ MBт). В результате исследуемая плазма обладает крайне высокой удельной мощностью дополнительного нагрева (≤ 3 MBt/m³) и высоким значением плотности тока (≤ 1.1 MA/m²), что приводит к возможности наблюдения высоких градиентов давления. Также, низкое аспектное отношение плазменного шнура (A = 1.5 - 1.7) приводит к сильной зависимости величины магнитного поля от большого радиуса, и, следовательно, к высоким значениям магнитного шира в краевой плазме. Описанные выше факторы обуславливают уникальность условий развития краевых неустойчивостей в Глобус-М/М2 и необходимость их исследования.

1 Исследование краевых неустойчивостей на Глобус-М

1.1 Режим улучшенного удержания в Глобус-М

Краевые неустойчивости развиваются в режиме улучшенного удержания, так как в данном режиме наблюдается высокий градиент давления и соответствующий профиль тока в краевой плазме, необходимый для дестабилизации пилинг-баллонной моды. В токамаке Глобус-М режим улучшенного удержания с наблюдаемыми краевыми неустойчивостями изучался с 2006 года [157, 158]. Режим улучшенного удержания наблюдался в широком диапазоне среднехордовых концетраций электронов от 10^{19} м⁻³ до $7 \cdot 10^{19}$ м⁻³, как в режимах с дополнительным нагревом пучком нейтральных частиц, так и в режимах с омическим нагревом. При переходе в режим улучшенного удержания на 50% - 100% увеличивается энергия, запасённая в плазме, соответственно приводящая к росту давления в центральной и краевой области. При этом в краевой области образуется барьер для частиц вследствие подавления диффузии. Профиль температуры электронов демонстрирует меньшие изменения при переходе в режим улучшенного удержания, чем профиль плотности электронов.

На токамаке Глобус-М были проведены эксперименты по исследованию формирования внутренних траспортных барьеров [159], где наблюдалось время удержания энергии, соответствующее скейлингу ITER [160], однако развитие краевых неустойчивостей не наблюдалось.

Рост градиента давления приводит к развитию краевых неустойчивостей. Появление краевых неустойчивостей на Глобус-М было ассоциировано с наблюдением филаментарных структур [161] с помощью диагностики ДОР. Возникновение филаментарных структур приводит к квазикогерентным колебаниям на сигнале ДОР и возмущениям на сигналах токов насыщения лэнгмюровских зондов.

На момент написания диссертации на токамаке Глобус-М были тщательно исследованы филаментарные структуры, которые возникают в ходе линейной фазы развития краевых неустойчивостей, однако систематических исследований краевой неустойчивости не производилось. Следовательно, задачей экспериментальных исследований, представленных ниже, было исследование условий развития краевых неустойчивостей.

1.2 Краевые неустойчивости в плазме Глобус-М

Соискателем была исследована выборка из базы данных разрядов токамаков Глобус-М с более чем 150 наблюдаемыми фазами развития краевой неустойчивости. Было обнаружено, что краевые неустойчивости в большинстве случаев (более 90%) синхронизированы с внутренними перезамыканиями (Рисунок 2.1). Пример единичного синхронизированного события из разряда токамака Глобус-М №29874 показан на Рисунке 2.2.

В ходе синхронизированного события происходит понижение среднехордовой концентрации, измеренной по вертикальной хорде с R = 42 см, и снижение интенсивности мягкого рентгеновского излучения, вызванными внутрен-

52



Рис. 2.1: (Верхний график) Интенсивность мягкого рентгеновского излучения (SXR) и ток плазмы (*I_P*) в разряде Глобус-М №29874. (Нижний график) Интенсивность излучения дейтериевой линии *D_α* из дивертора и среднехордовая концентрация в разряде Глобус-М №29874. Вертикальными линиями отмечены моменты времени, соответствующие внутренним перезамыканиям.

ним перезамыканием. Также, заметно кратковременное повышение излучения в мягком рентгеновском диапазоне, связанное с возмущениями, обладающими модовыми числами m/n = 1/1. Сигналы диагностики магнитного зонда демонстрируют смешанные признаки от возмущений в краевой и центральной области плазменного шнура.

После внутреннего перезамыкания происходит повышение интенсивности излучения линии D_{α} характерное для краевой неустойчивости. Одновременно с этим наблюдается изменение сигнала ДОР, демонстрирующее возникновение филаментарных структур в ходе развития краевой неустойчивости в виде квазикогерентных колебаний. Частоты цугов около 1 МГц указывают на характерную скорость полоидального движения филаментарной структуры примерно 10 км/с. Описанные периодичные возмущения имеют тороидальные модовые числа вблизи порога определения ДОР ($n \leq 12$). Наличие филаментарной струк-



Рис. 2.2: Пример синхронизированной краевой неустойчивости из разряда Глобус-М №29874: среднехордовая концентрация электронов (n_e) , интенсивность мягкого рентгеновского излучения (SXR), интенсивность излучения дейтериевой линии D_{α} из дивертора, сигнал магнитного зонда (MP), сигнал доплеровского рефлектометра (DBS) и спектрограмма данного сигнала (SP DBS) [162].



Рис. 2.3: Снимок видеокамеры в видимом диапазоне излучения, демонстрирующий филаментарную структуру в разряде №29874, соответствующую синхронизированному с внутренним перезамыканием развитию пилинг-баллонной неустойчивости. туры и предваряющих магнитных возмущений указывает, что наблюдаемые явления представляют собой именно краевые неустойчивости, а не цикличные входы и выходы из режима улучшенного удержания. Форма сигнала спектрометрических датчиков D_{α} указывает, что краевые неустойчивости, синхронизированные с перезамыканиями, на токамаке Глобус-М имеют составной характер [163]. Визуальный анализ филаментарной структуры, образующейся при развитии пилинг-баллонной моды был осуществлён с помощью высокоскоростной видеокамеры. На Рисунке 2.3 представлено изображение камеры из разряда №29874. Данная съёмка производилась со скоростью 1 кГц и временем экспозиции 300 мкс. В ходе обработки данных видеосъёмки было обнаружено, что время экспозиции необходимое для детектирования сигнала имеющейся камерой на полтора порядка превышает характерное время развития неустойчивости. Таким образом, кадры камеры засвечены и для получения снимка филаментарной структуры недостаточно использовать вычитание фона, как на токамаке MAST [164]. Высоко-контрастные изображения филаментов становится возможным получить при комбинации вычитания фона, медианной фильтрации и насыщения разницы изображений. В силу превышения длительности экспозиции над характерными временами развития неустойчивости, детектирование было возможно лишь при развитии краевой неустойчивости перед закрытием затвора. Угол обзора камеры не позволяет получить полное изображение плазменного шнура для вычисления модовых чисел и соответствующих ошибок. Однако, с помощью данных снимков возможно производить оценку модовых чисел неустойчивости. На представленном фотоснимке, в одной четверти полоидального обхода от экваториальной плоскости до Х-точки расположено около 7-9 филаментов. Следовательно, полоидальное число данной структуры может быть оценено равным m = 28 - 36. Запас устойчивости на границе плазменного шнура (95% в потоковых координатах) имеет значение около 5. Соответственно, при учёте необходимости наличия резонансной поверхности для развития пилинг-баллонной неустойчивости и выполнения условия $\frac{m}{n} = q$, возможно оценить предполагаемые тороидальные модовые числа равными n = 5 - 7, что не противоречит измерениям ДОР.

Характерные давления в краевой плазме для разрядов с синхронзирован-



Рис. 2.4: Профиль давления в краевой плазме разряда №29874 в L-моде (синие точки) и Н-моде (красные точки). Профиль давления вычислен в приближении $P = 2 \cdot P_e$.

ными перезамыканиями составляют 0.6-0.8 кПа в 2 см от сепаратрисы (Рисунок 2.4). При переходе в режим улучшенного удержания, давление краевой плазмы вырастает на 30% и приводит к развитию краевых неустойчивостей. Во время развития краевых неустойчивостей на токамаке Глобус-М наблюдается возмущение магнитного поля (Рисунок 2.5). Для исследования причин появления магнитного возмущения была проанализирована его модовая структура с помощью полоидального массива магнитных зондов.

Анализ сигналов диагностики магнитного зонда позволяют увидеть низкочастотные возмущения с частотами 10-30 кГц на 50 мкс предваряющие краевые неустойчивости. Описанное возмущение имеет модовую структуру m/n = 2/1и возникает после внутреннего перезамыкания из-за создания начального острова.



Рис. 2.5: Спектрограмма сигнала магнитного зонда (чёрный) и сигнал излучения дейтериевой линии D_{α} из дивертора из разряда №36612 ($I_P = 200$ кА, $B_T = 0.5$ Тл, $I_{NBI} = 40$ кВ, $U_{NBI} = 26$ кВ).

2 Исследование краевых неустойчивостей на Глобус-М2

На токамаке Глобус-М2 разряды с $B_T = 0.8$ Тл в режиме улучшенного удержания продемонстрировали увеличение времени удержания энергии в 3 раза от 3 мс, характерных для Глобус-М, до значений более 10 мс [165]. Увеличение тока плазмы, магнитного поля и времени удержания энергии привело к наблюдению синхронизированных и десинхронизированных (независимых) от внутренних перезамыканий краевых неустойчивостей. Синхронизированные неустойчивости на токамаке Глобус-М2 были исследованы для разработки модели, описывающей связь возбуждения пилинг-баллонной моды и внутреннего перезамыкания. Был проведён статистический анализ параметров разрядов Глобус-М2 с синхронизированными неустойчивостями для вычисления характерных временных задержек между внутренним перезамыканием и развитием краевой неустойчивости для проверки модельных предположений.

2.1 Экспериментальные исследования синхронизированных краевых неустойчивостей на токамаке Глобус-М2

Предварительный поиск разрядов Глобус-M2 с краевыми неустойчивостями производился с помощью автоматического анализа. Разряды были представлены временными рядами данных диагностик спектрометрии линий H_{α}/D_{α} , диагностики излучения в мягком рентгеновском диапазоне, микроволнового интерферометра и диагностики тока по плазме. Сравнение эквивалентного расстояния между разрядами, представляющего из себя линейную комбинацию евклидовой метрики и метрики алгоритма динамической трансформации временной шкалы [166] позволило проанализировать полторы тысячи разрядов (40000 – 41500) и выбрать 34 разряда с синхронизированными краевыми неустойчивостями с общим количеством наблюдений краевых неустойчивостей равному 154. Основным критерием отбора являлось наличие входа в режим улучшенного удержания и синхронизированных краевых неустойчивостей. В результате ручной обработки данных было обнаружено, что временная задержка между внутренним перезамыканием и краевой неустойчивостью составляет 156 ± 72 мкс при характерном увеличении интенсивности излучения D_{α} в 1.53±0.27 раз (Рисунок 2.6).



Рис. 2.6: Плотность вероятности распределения временных задержек (левый график) между внутренними перезамыканиями и краевыми неустойчивостями и относительной интенсивности вспышек D_{α} (правый график) для выборки разрядов Глобус-М2.

При изучении развития синхронизированных краевых неустойчивостей на токамаке Глобус-М2 были обнаружены падение величины тока плазмы и рост напряжения на обходе в течение десятка микросекунд после пилообразного срыва (Рисунок 2.7). Характерные величины падения тока плазмы и роста напряжения на обходе составляли 0.7 кА и 0.3 В, соответственно, в разрядах с дополнительным нагревом пучком нейтральных частиц.

Измеренные величины временных задержек позволяют произвести анализ физических причин синхронизации. Возможными причинами синхронизации являются: увеличение давления в краевой области, межмодовое взаимодействие МГД неустойчивостей в центральной области шнура и в краевой плазме, возникновение дополнительной плотности тока в краевой области плазменного шнура в ходе пилообразных колебаний. Ниже данные гипотезы рассмотрены отдельно.



Рис. 2.7: (Левый график) Временной ход напряжения на обходе (фиолетовая линия), тока плазмы (коричневая линия), интенсивность мягкого рентгеновского излучения (синяя линия), интенсивность излучения дейтериевой линии D_{α} из дивертора (оранжевая линия) в ходе синхронизированного развития краевой неустойчивости. (Средний график) Плотность вероятности величины падения тока плазмы. (Правый график) Плотность вероятности роста напряжения на обходе.

Одной из гипотез является увеличение давления в краевой области вызванным перераспределением давления в процессе внутреннего перезамыкания. На токамаке Глобус-М2 диагностикой томсоновского рассеяния были измерены профили [148] давления электронов в различные фазы внутреннего перезамыкания. Показано, что давление в центре плазменного шнура в ходе перезамыкания падает на 30-50%. Возмущение давления в краевой плазме имеет величину менее 50%. Стоит отметить, что произведенные измерения представляют собой профили различных фаз внутреннего перезамыкания в стадии роста, так как фаза с перемешиванием имеет длительность около десятка микросекунд, что в 300 раз меньше частоты следования лазерных импульсов диагностики томсоновского рассеяния. Однако, полученные выводы не противоречат результатам, полученным на токамаке ТЕХТ. С помощью 432 мкм интерферометра с частотой измерений 750 кГц [167] было измерено, что характерное время распространения возмущения концентрации в радиальном направлении до периферии составляет около 1-2 мс. При этом величина возмущения падает как $\delta n_e \sim r^{-4}$. Таким образом, инициирование краевой неустойчивости посредством увеличения давления перезамыканием не является правдоподобной по мнению соискателя, так как возмущение давления имеет малую величину, а характерные времена распространения возмущения превышают измеренную временную задержку. Также стоит учесть, что увеличенный градиент давления без увеличения плотности тока вызывает дестабилизацию баллонной ветви пилинг-баллонной неустойчивости с средневысокими тороидальными модовыми числами (n > 15), а измеренные значения тороидальных модовых чисел на токамаке Глобус-М2 значительно ниже.

Связь неустойчивостей в центральной и краевых областях плазменного шнура может быть обусловлена межмодовым взаимодействием МГД неустойчивостей и соответствующей прокачкой магнитного потока. На токамаке DIII-D наблюдалось уширение профиля тока в ходе развития краевых неустойчивостей, которое позволяет стабилизировать внутренние перезамыкания с помощью прокачки магнитного потока [168, 169]. Данная модель могла бы объяснить наблюдение синхронизации внутренних перезамыканий и краевых неустойчивостей обратной прокачкой магнитного потока. Однако, указанный механизм работоспособен при наличии магнитных островов, соответствующих неоклассической тиринг-моде с m/n = 3/2, которая выступает в роли согласующего элемента между высоко-модовыми краевыми неустойчивостями и низко-модовыми кинк-модами в центре шнура. Без наличия тиринг-моды тороидальное сцепление [170] пилинг-баллонной моды и m/n = 1/1 моды пренебрежимо мало. В случае с синхронизированными краевыми неустойчивостями на токамаке Глобус-М характерные возмущения со структурой m/n = 2/1 наблюдаются до краевой неустойчивости и могут являться свидетельством наличия тороидального сопряжения, однако, идентичные синхронизированные краевые неустойчивости на токамаке Глобус-М2 не демонстрируют наличия возмущения со структурой

m/n = 2/1, что указывает на второстепенность данного механизма.

Также на токамаке JET были обнаружены возмущения типа гонг [171]. Название обусловлено схожестью с принципом работы гонга, когда начальное возмущение магнитного поля распространяется от центра плазменного шнура наружу. Вышеуказанные измерения показали, что в ходе перезамыкания полоидальное поле изменяется на масштабах альвеновских времён до перемешивания в центральной области шнура. В свою очередь, наиболее возмущённой в ходе внутреннего перезамыкания является мода с тороидальным модовым числом n = 1, что соответствует смещению плазменного шнура как целого. Данные смещения вызывают увеличение интенсивности излучения D_{α} , однако, форма сигнала является нехарактерной для краевой неустойчивости, так как наблюдалось пилообразное поведение сигнала D_{α} . С другой стороны, эксперименты на токамаке JET с Be/W первой стенкой [97] и эксперименты на токамаке TCV [172] показали, что вертикальные смещения плазменного шнура, вызванные изменением токов в катушках вертикальной стабилизации приводят к развитию краевых неустойчивостей. На токамаке ЈЕТ был показан пороговый эффект данного явления. В результате изменения полоидального магнитного потока, индуцируется ток в краевой области плазменного шнура, достаточной величны, способствующий дестабилизации пилинг-баллонной неустойчивости.

Из рассмотренных механизмов синхронизации внутренних перезамыканий и краевых неустойчивостей наиболее вероятным представляется механизм, связывающий возникновение дополнительной плотности тока в ходе перезамыкания с дестабилизацией пилинг-баллонной моды, схожий с методом инициации вертикальных смещений. Адаптация и проверка данной модели были произведены для токамаков Глобус-М/М2.

2.2 Экспериментальные исследования десинхронизированных краевых неустойчивостей на токамаке Глобус-М2

На токамаке Глобус-М2 помимо синхронизированных краевых неустойчивостей наблюдались десинхронизированные с внутренними перезамыканиями (независимые) краевые неустойчивости. Примеры развития различных типов краевых неустойчивостей приведены для трёх разрядов с магнитным полем $B_T = 0.8$ Тл: с синхронизированными краевыми неустойчивостями №40707



Рис. 2.8: Временные ряды плазменных параметров в разряде №41105 токамака Глобус-М2: ток плазмы (голубая кривая), среднехордовая концентрация электронов (оранжевая кривая), интенсивность излучения дейтериевой линии *D*_α (чёрная кривая) и интенсивность излучения в мягком рентгеновском диапазоне (фиолетовая кривая). Прямоугольники показывают временные интервалы в которых плазма нагревалась нейтральной инжекцией с мощностью около 0.7 МВт (розовый прямоугольник), красный прямоугольник обозначает период нахождения плазмы в режиме улучшенного удержания.

 $(I_P = 0.21 \text{ MA})$, с частично синхронизированными краевыми неустойчивостями №40715 $(I_P = 0.4 \text{ MA})$ и с десинхронизированными краевыми неустойчивостями №41105 $(I_P = 0.4 \text{ MA})$. Пример разряда с десинхронизированными краевыми неустойчивостями показан на Рисунке 2.8.

Увеличенное от 0.4 Тл до 0.8 Тл магнитное поле токамака Глобус-М2 позволило получать в 3 раза больше значения давления на оси плазменного шнура в сравнении с токамаком Глобус-М [165]. При сохранении нормализованного градиента давления (α) абсолютная величина давления в краевой плазме Глобус-М2 ожидалась в 4 раза выше, чем в Глобус-М, так как $\alpha \sim B^{-2}$. Наблюдаемое увеличение давления в краевой плазме превысило пятикратное, вследствие чего эксперименты на токамаке Глобус-М2 при магнитном поле $B_T = 0.8$ Тл продемонстрировали частично синхронизированные и полностью десинхронизированные краевые неустойчивости (Рисунок 2.9). В режиме с частично синхронизированными краевыми неустойчивостями также наблюдается падение интенсивности излучения D_{α} , которое связано с уменьшением коэффициента диффузии.

Частично синхронизированными краевыми неустойчивостями соискатель обозначает составные события, которые состоят из одного наблюдения синхронизированной краевой неустойчивости и следующих за ним нескольких десинхронизированных краевых неустойчивостей. Характерная временная задержка между синхронизированной и десинхронизированной краевой неустойчивостью составляет 0.2 - 0.5 мс. Частично синхронизированные краевые неустойчивости наблюдаются в разрядах с высокими значениями тока по плазме ($I_P = 0.3$ MA) и мощностью дополнительного нагрева около $P_{NBI} = 0.5$ MBт. При увеличении мощности дополнительного нагрева частично синхронизированные крае вые неустойчивости переходят в полностью десинхронизированные краевые неустойчивости.

Полностью десинхронизированные краевые неустойчивости наблюдаются в разрядах с высокими значениями тока по плазме ($I_P \ge 0.3$ MA) и высокими мощностями дополнительного нагрева ($P_{NBI} \ge 0.7$ MBT). При классификации краевых неустойчивостей стоит учитывать, что синхронизированные краевые неустойчивости присутствуют во всех трёх описанных типах разрядов. Однако, при увеличении среднехордовой концентрации частота следования синхронизированных краевых неустойчивостей не претерпевает изменений, так как определяется частотой пилообразных срывов, в то время как частота десинхронизированных неустойчивостей повышается, что приводит большей статистической значимости десинхронизированных краевых неустойчивостей (Рисунок 2.10).

Согласно традиционной классификации [163], наблюдаемые десинхронизированные краевые неустойчивости демонстрируют признаки развития краевой неустойчивости третьего типа, так как наблюдается снижение периода при повышении среднехордовой концентрации [173]. Также, температура электронов



Рис. 2.9: (Верхний ряд) Интенсивность мягкого рентгеновского излучения в разрядах с синхронизированными краевыми неустойчивостями №40707 (а), частично синхронизированными краевыми неустойчивостями №40715 (б) и полностью десинхронизированными краевыми неустойчивостями №41105 (в). (Нижний ряд) Интенсивность излучения дейтериевой линии D_{α} из дивертора вышеуказанных разрядов.



Рис. 2.10: Зависимость периода следования краевых неустойчивостей (ось ординат) от среднехордовой концентрации (ось абсцисс) и от тока по плазме (цветовая шкала). Круглыми маркерами отмечены краевые неустойчивости синхронизированные с внутренними перезамыканиями, крестообразными маркерами отмечены десинхронизированные краевые неустойчивости.



Рис. 2.11: Временная зависимость плазменных параметров в разряде №41585 Глобус-М2: ток плазмы (синяя кривая), среднехордовая концентрация электронов (оранжевая кривая), интенсивность излучения дейтериевой линии D_{α} (чёрная кривая) и частота следования краевых неустойчивостей (фиолетовая кривая). Квадратами отмечены временные интервалы в которых плазма нагревалась инжекторами нейтральных частиц с мощностью $P_{NBI1} = 0.5$ МВт (синий квадрат) и $P_{NBI2} = 0.3$ МВт (красный квадрат).

в двух сантиметрах от сепаратрисы имеет значение около 300 эВ, характерное для третьего типа [174]. С другой стороны, десинхронизированные краевые неустойчивости не демонстрируют наличия когерентного магнитного прекурсора, характерного для третьего типа.

Для уточнения классификации десинхронизированных краевых неустойчивостей были проведены исследования с варьируемой мощностью дополнительного нагрева плазмы (Рисунок 2.11). В разряде №41585 мощность дополнительного нагрева плазмы варьировалась с помощью включения дополнительного инжектора нейтральных частиц. В фазе подъёма тока был инициирован нагрев плазмы с мощностью $P_{NBI1} = 0.5$ МВт, данный нагрев продолжался вплоть до конца разряда. На 90 мс разряда мощность дополнительного нагрева плазмы



Рис. 2.12: Нормированная гистограмма частоты следования десинхронизированных краевых неустойчивостей. Синие ступеньки соответствуют разрядам с дополнительным нагревом плазмы одним инжектором нейтральных частиц. Оранжевые ступеньки соответствуют разрядам с одновременным нагревом плазмы двумя инжекторами нейтральных частиц.

была увеличена с помощью второго инжектора нейтральных частиц с мощностью около $P_{NBI2} = 0.3$ MBт. Частота следования краевых неустойчивостей с одним источником дополнительного нагрева составляла $f_{ELM} = 1.2 \pm 0.3$ кГц, после подключения второго источника дополнительного нагрева частота следования десинхронизированных краевых неустойчивостей оставалась практически неизменной $f_{ELM} = 1.1 \pm 0.3$ кГц. Дополнительный статистический анализ серии похожих разрядов показал, что медианная частота следования краевых неустойчивостей в разрядах с одним и с двумя задействованными инжекторами нейтральных частиц не отличается (Рисунок 2.12).

На основе данных зависимостей можно заключить, что десинхронизированные краевые неустойчивости можно отнести к промежуточному пятому типу, который имеет схожие со вторым типом [175] и третьим типом характеристики: развивается в разрядах с высокими значениями вытянутости, треугольности плазменного шнура, диверторной конфигурацией с одной X-точкой и величиной запаса устойчивости на границе около q = 4-5. С другой стороны, характерные для пятого типа магнитные прекурсоры с модовыми числами n = 1 на токамаке Глобус-М2 не наблюдаются. К сожалению, значительное (3 мс) время следования лазерных импульсов диагностики томсоновского рассеяния на Глобус-М2 и отсутствие диагностики электронного циклотронного излучения не позволяют оценить [176] величину и динамику возмущений температуры электронов, чтобы провести более надёжную классификацию. Таким образом, можно заключить, что наблюдаемые десинхронизированные неустойчивости относятся к третьему или пятому типу с возможностью дальнейшего уточнения.

Профили температуры и концентрации электронов измеренные диагностикой томсоновского рассеяния между фазами развития краевой неустойчивости в режимах с синхронизированными краевыми неустойчивостями демонстрируют значительно меньшие значения давления вблизи сепаратрисы, чем профили в режимах с независимыми неустойчивостями. Давление в краевой плазме разряда с синхронизированными краевыми неустойчивостями (P_{ped} = 1.1 кПа) в два раза ниже, чем в разряде с частично синхронизированными краевыми неустойчивостями (P_{ped} = 2.5 кПа). Данные разряды демонстрируют схожие (разница менее 20%) профили концентрации электронов, в то время как температура электронов отличается в 1.5 раза. Наблюдаемое различие в температуре электронов вызвано в 2 раза большим током по плазме, который в свою очередь увеличивает время удержания энергии в 1.5 раза, что не противоречит скейлингам для сферических токамаков [177, 153]. Дальнейшее увеличение мощности инжекции нейтральных частиц не приводит к росту температуры электронов. В силу этого, дальнейшее увеличение давления в краевой плазме токамака происходит исключительно вследствие повышения концентрации электронов (Рисунки 2.13 и 2.14). Концентрация электронов была повышена с помощью дополнительного газонапуска и с помощью увеличения тока нейтральной инжекции. В разряде №41105 увеличенная в 2 раза концентрация привела к соответствующему двукратному росту давления в центре (от 20 до 40 кПа) и в краевой плазме (от 2.5 до 4.2 кПа).

Затруднения при увеличении абсолютного значения температуры электронов на токамаке Глобус-М2 могут быть связаны с развитием микротиринговой



Рис. 2.13: Профили плотности электронов (слева), температуры электронов (по центру) и полное давление (справа), полученные с помощью диагностики томсоновского рассеяния в разрядах с синхронизированными краевыми неустойчивостями (№40707, голубые сплошные линии, круглые маркеры), частично синхронизированными краевыми неустойчивостями (№40715, красные сплошные линии, круглые маркеры) и полностью десинхронизированными краевыми неустойчивостями (№41105, фиолетовые сплошные линии, круглые маркеры). Профили из фазы разряда №41105 с синхронизированными краевыми неустойчивостями обозначены пунктирными линиями и крестовыми маркерами. Вертикальная пунктирная линия обозначает положение сепаратрисы. Горизонтальная точечная линия обозначает положение отсечки для 55 ГГц ДОР в разряде №41105.



Рис. 2.14: Профили плотности электронов (слева), температуры электронов (по центру) и полное давление (справа), полученные с помощью диагностики томсоновского рассеяния в разрядах с синхронизированными краевыми неустойчивостями (№40707, голубые сплошные линии, круглые маркеры), частично синхронизированными краевыми неустойчивостями (№40715, красные сплошные линии, круглые маркеры) и полностью десинхронизированными краевыми неустойчивостями (№41105, фиолетовые сплошные линии, круглые маркеры). Профили из фазы разряда №41105 с синхронизированными краевыми неустойчивостями обозначены пунктирными линиями и крестовыми маркерами. Вертикальная пунктирная линия обозначает положение сепаратрисы. Горизонтальная точечная линия обозначает положение отсечки для 55 ГГц ДОР в разряде №41105. График в увеличенном масштабе.



Рис. 2.15: Спектрограмма экваториального магнитного зонда в разряде №41105 Глобус-М2 (цветовая карта), интенсивность излучения дейтериевой линии D_{α} (оранжевая кривая). Синхронизированная краевая неустойчивость наблюдалась на 89.5 мс разряда. Остальные краевые неустойчивости на данном рисунке являются десинхронизированными.

моды в краевой плазме. Микротиринговая мода при высокой сферичности токамака не демонстрирует падения инкремента при понижении столкновительности [71]. Также моделирование микронеустойчивостей в разрядах токамака NSTX показало, что наличие углеродной примеси может приводить к 50%-ому росту инкремента микротиринговой неустойчивости [178]. В фазе улучшенного удержания разряда №41105 на диагностике магнитных зондов наблюдаются осцилляции на частоте 80 кГц с доминирующим тороидальным модовым числом n = 2, которые могут соответствовать микротиринговой моде [179] с полоидальными и тороидальными модовыми числами m/n = 10/2 (Рисунок 2.15).

Также сигналы с магнитных зондов демонстрируют наличие широкополосных магнитных возмущений, вызванных краевой неустойчивостью при отсутствии магнитных прекурсоров. Магнитное возмущение, соответствующее синхронизированной краевой неустойчивости на 89.5 мс разряда, имеет доминирующее тороидальное модовое число n = 1 и вызвано внутренним перезамыканием.

Режим с независимыми краевыми неустойчивостями характеризуется по-
давлеными флуктуациями концентрации и скорости в краевой плазме. Анализ данных ДОР на частоте 55 ГГц с положением отсечки в 3 см от сепаратрисы на вершине условного пьедестала (Рисунок 2.16) показал, что наблюдаемые высокочастотные флуктуации полоидальной скорости снижают свою амплитуду в пять раз при входе в режим улучшенного удержания (с 65 до 100 мс). На 96 мс разряда происходит попадание углеродной макрочастицы в плазменный шнур. После попадания углеродной макрочастицы происходит переход от режима с десинхронизированными краевыми неустойчивостями к синхронизированным краевым неустойчивостям. Профили температуры и концентрации электронов краевой плазмы остаются неизменными, однако, в центральной области наблюдается повышение концентрации на 20% и понижение температуры на 15%. Также, попадание примеси вызывает двукратное увеличение амплитуды флуктуаций полоидальной скорости вблизи вершины пьедестала, измеренной ДОР. Методика обработки данных описана в [180]. Следовательно, можно заключить, что изменение компонентного состава краевой плазмы приводит к стабилизации пилинг-баллонных неустойчивостей и к дестабилизации мелкомасштабных неустойчивостей.

С помощью высокоскоростной ИК-камеры, были исследованы изменения температуры диверторных пластин для синхронизированных и десинхронизированных краевых неустойчивостей. Для анализа был выбран разряд №41104, который продемонстрировал синхронизированные и десинхронизированные краевые неустойчивости на масштабах 10 мс при квазиидентичных плазменных параметрах. Относительный рост температуры графитовых диверторных пластин вблизи сепаратрисы со стороны слабого магнитного поля после одной синхронизированной краевой неустойчивости и двух независимых краевых неустойчивостей за 1 мс выдержки составил около 20-40% (Рисунок 2.17). Соответственно, тепловые нагрузки на дивертор при синхронизированных и десинхронизированных краевых неустойчивостях незначительны. На момент написания диссертации задача восстановления плотности мощности теплового потока на диверторные пластины находится на этапе решения, планируется провести детальный анализ тепловой нагрузки на дивертор при развитии краевых неустойчивостей в будущем.

73



Рис. 2.16: (Верхний график) Спектрограмма флуктуаций полоидальной скорости в разряде №41105, измеренная диагностикой ДОР. (Нижний график) Интеграл спектральной плотности мощности сигнала ДОР в диапазоне от 50 кГц до 1 МГц (голубая кривая) и интенсивность излучения дейтериевой линии D_{α} (черная сплошная кривая) и линии излучения углерода C^{III} (чёрная пунктирная линия). Голубая горизонтальная линия отмечает характерную амплитуду флуктуаций в режиме с десинхронизированными краевыми неустойчивостями. Красная горизонтальная линия отмечает характерную амплитуду флуктуаций в режиме с синхронизированными неустойчивостями. Данные ДОР предоставлены А. Ю. Яшиным.

Изучение механизмов развития неустойчивостей с помощью численных экспериментов представлено в следующем разделе.

3 Выводы

Наблюдаемые на токамаке Глобус-М краевые неустойчивости синхронизированы с внутренними перезамканиями в большинстве наблюдаемых случаев. Краевые неустойчивости приводят к возникновению филаментарной структуры с тороидальными модовыми числами около n = 5 - 10, детектируемой диагностикой ДОР и видеосъёмкой. Характерные временные задержки между перезамыканием и краевой неустойчивостью составляют 156 ± 72 мкс, что позволяет определить порядок величины критического инкремента неустойчивости



Рис. 2.17: Радиальный профиль температуры диверторных пластин, измеренный ИК камерой, в разряде №41104. Для синхронизированной краевой неустойчивости (слева) и десинхронизированной краевой неустойчивости (справа). Данные предоставлены В. А. Токаревым.

для наблюдения выброса частиц равной одной десятой альвеновского времени. Давление в краевой плазме (3 см от сепаратрисы) для указанных разрядов составляет около 0.7 кПа.

На токамаке Глобус-М2 кроме синхронизированных краевых неустойчивостей наблюдаются независимые краевые неустойчивости. Развитие независимых краевых неустойчивостей происходило в разрядах с током плазмы более $I_P = 300$ кА, при достижении давления более 4 кПа в 3 см от сепаратрисы и пятикратном падении интенсивности высокочастотных флуктуаций скорости в краевой плазме. Обнаруженное отстутствие зависимости частоты следования от мощности дополнительного нагрева и увеличение частоты следования с повышение среднехордовой концентрации позволяет заключить, что независимые краевые неустойчивости можно отнести к треьему или пятому типу.

Глава 3

Моделирование развития пилинг-баллонной моды в токамаках Глобус-М, Глобус-М2, Глобус-3

Для анализа проведённых экспериментальных исследований на токамаках Глобус-М и Глобус-М2 необходимо использовать численное моделирование для количественного предсказания условий развития краевых неустойчивостей. Задачей представленного ниже моделирования является объяснение наблюдаемых краевых неустойчивостей, их синхронизации с внутренними перезамыканиями и предсказание предельных параметров краевой плазмы проектируемых токамаков. Моделирование развития пилинг-баллонной моды в данной главе было произведено с помощью решения уравнений одножидкостной МГД в линейном приближении (Уравнения 1.40 и 1.47) с помощью кода BOUT++. Профиль давления в краевой плазме был параметризован гиперболическим тангенсом с двумя свободными параметрами: высотой и шириной пьедестала. Для заданного диапазона высот и ширин пьедестала вычислялся инкремент пилинг-баллонной неустойчивости образующий диаграмму устойчивости. Предсказания высоты и ширины, достижимые в краевой плазме, производились согласно упрощенной модели ЕРЕД [181], в которой предполагалось, что развитие неустойчивости происходит при достижении критического инкремента пилинг-баллонной моды, а рост градиента давления в пьедестале ограничивается микронеустойчивостями (Уравнения 1.32, 1.34, 1.35).

1 Моделирование развития пилинг-баллонной моды в Глобус-М

Для расчётов устойчивости краевой плазмы токамака Глобус-М использовалась прямоугольная сетка с разрешением 64 × 64 в радиальном и полоидальном направлениях, соответственно. В тороидальном направлении модовые числа рассчитываемых Фурье гармоник ограничивались модовыми числами n < 40. Расчётная область составляла 24 % в потоковых координатах, однако, в силу высоких значений магнитного шира размер расчётной области в абсолютных величинах составлял 4 см. В представленных расчётах используются нулевые граничные условия второго рода на рассчитываемые величины. Влияние стенки на развитие мод не было включено в данные расчёты.



Рис. 3.1: Вычислительная сетка для разряда Глобус-М №36612.

Начальные условия для моделирования на завихренность представляют собой возмущения с относительной величиной 10^{-8} и периодическую структуру вдоль расчётной сетки. Начальные условия на газокинетическое давление были заданы в виде гиперболического тангенса. Использование сигмоидной функции продиктовано нулевыми граничными условиями второго рода, которые необходимы для численной сходимости вычислений.

$$P_{initial} = P_{ped} \tanh\left(\frac{\psi_{shift} - \psi}{\Delta}\right)$$

где P_{ped} – высота пьедестала, Δ – ширина пьедестала в потоковых координатах, ψ_{shift} – позиция середины пьедестала относительно сепаратрисы.

Начальные условия на плотность тока состояли из омического и бутстреп токов. Значение омической компоненты было задано постоянным для всех моделируемых магнитных поверхностей, соответствующих вычислениям кодом ASTRA [182] и составляющих около 10-20% от средней плотности тока в исследуемой области. Плотность бутстреп тока рассчитывалась по аналитической аппроксимации О. Саутера [32] исходя из используемого профиля давления (Рисунок 3.2).

Пример полученных возмущений давления в результате расчёта устойчивости плазменного шнура для пьедестала с высотой $P_{ped} = 0.7$ кПа и шириной $\Delta = 0.15$ изображён на Рисунке 3.3. В данных условиях наблюдается дестабилизация пилинг-баллонной неустойчивости с тороидальными модовыми числами с n = 4. Отчётливо наблюдается баллонная структура неустойчивости, которая ведёт к пренебрежимо малой амплитуде колебаний давления на стороне сильного магнитного поля. Стоит отметить, что абсолютные значения амплитуды зависят от начального возмущения и в условиях линейного моделирования не могут быть использованы для интерпретации физических результатов.

При анализе пилинг-баллонной устойчивости краевой плазмы токамака наиболее удобно выразить устойчивость через локальное значение инкремента, таким образом понизить размерность трёхмерной структуры возмущений до скалярного параметра. Возмущения давления вызванные пилинг-баллонной модой имеют максимальный инкремент на стороне слабого магнитного поля вблизи экваториальной плоскости, поэтому инкремент неустойчивости для данных случаев рассчитывался в данной точке. Расчёт инкремента производился для среднеквадратичного возмущения давления на экспоненциальном участке его роста (Рисунок 3.4).

Одним из стабилизирующих пилинг-баллонную моду факторов может быть



Рис. 3.2: Начальные условия для МГД моделирования, соответствующих параметрам $P_{ped} = 0.7$ кПа и $\Delta = 0.14$ для токамака Глобус-М. Точки соответствуют полному давлению, измеренному в разряде №36612 в фазе разряда с синхронизированными колебаниями, в приближении $P_i = P_e$. Красный цвет – измерения диагностикой томсоновского рассеяния, зелёный цвет – диагностикой ленгмюровских зондов.

наличие неоднородного полоидального вращения, которое вызывает конвективный перенос давления и завихрённости. Для проверки данной гипотезы было изучено влияние полоидального вращения на устойчивость токамака Глобус-М для неустойчивой пилинг-баллонной моды. Вычисления показали, что при профиле полоидального вращения характерного для разряда Глобус-М в режиме улучшенного удержания [183], изменение инкремента неустойчивости пренебрежимо мало (Рисунок 3.4). Соответственно, дальнейшее моделирование было проведено в приближении отсутствия полоидального вращения.

Анализ устойчивости пилинг-баллонной моды для фиксированной магнитной конфигурации производился с помощью вычисления инкремента для разлчиных значений высот (P_{ped}) и ширин (Δ) пьедестала вблизи эксперименальных значений. Полученные диаграммы устойчивости в пространстве высоты и ширины пьедестала позволяют оценить чувстительность устойчивости пилинг-



Рис. 3.3: Полоидальное распределение возмущений давления для стационарной фазы разряда №36612 токамака Глобус-М2 с пьедесталом с высотой $P_{ped} = 1.43$ кПа и шириной $\Delta = 0.07$ в фазе экспоненциального роста.

баллонной моды как в исследуемом разряде, так и при изменении параметров краевой плазмы. Диаграмма устойчивости для магнитной конфигурации разряда Глобус-М №36612 изображёна на Рисунке 3.5.

Полученная диаграмма устойчивости показывает, что для всего диапазона экспериментальных значений параметров пьедестала пилинг-баллонная мода устойчива и инкременты не превышают критического значения $\gamma_{PB} = 0.1$ τ_A^{-1} . Оценка критического инкремента рассчитывается исходя из предположения, что пилинг-баллонная неустойчивость развивается при начальных возмущениях с относительной амплитудой порядка 10^{-7} и успевает достичь величины 10^{-1} при которой возмущения становятся достаточными для стохастизации магнитных силовых линий. Предполагается, что данный процесс происходит за характерные времена между внутренним перезамыканием и вспышкой сигнала D_{α} . Характерные задержки составляют 100 мкс (150-200 альвеновских времён), что приводит к оценке критического инкремента около $\gamma_{PB} \approx 0.1 \tau_A^{-1}$. Также,



Рис. 3.4: Относительное среднеквадратичное возмущение давления для стационарной фазы разряда №36612 токамака Глобус-М2 с пьедесталом с высотой $P_{ped} = 1.43$ кПа и шириной $\Delta = 0.07$ с учётом полоидального вращения.

оценка ширины характерного слоя на котором происходит перезамыкание при развитии пилинг-баллонной неустойчивости с экспериментальными значениями числа Кнудсена имеет размеры больше ларморовского радиуса ионов при инкрементах порядка 0.1 $\tau_A^{-1} \left(\Delta_R \approx R \sqrt{(1/(\gamma \tau_A S))} \right)$. При инкрементах ниже критического значения развитие моды не приводит к перезамыканию и выбросу частиц на поверхность камеры, однако, при низких значениях инкремента возможно наблюдение филаментарных структур.

Сравение экспериментальных данных с численным расчётом указывает на то, что для дестабилизации пилинг-баллонной моды в токамаке Глобус-М необходимо дополнительное воздействие, так как пилинг-баллонная мода стабильна во всём диапазоне рассматриваемых параметров.

В свою очередь, соотношение высоты и ширины пьедестала токамака Глобус-М было сопоставленно с существующими скейлингами (Рисунок 3.5). Модель баллонно-критического пьедестала (Уравнение 1.32) традиционно недооценивает ширину пьедестала в сферическом токамаке. Скейлинг А. Диалло, вычисленный для токамака NSTX (Уравнение 1.34) наиболее точно предсказывает



Рис. 3.5: Диаграмма устойчивости (зависимость инкремента пилинг-баллонной моды) от ширины пьедестала в потоковых координатах (ось абсцисс) и от высоты пьедестала (ось ординат) для разряда Глобус-М №36612. Ограничение кинетической баллонной моды показано мелкопунктирной линией, скейлинг ширины пьедестала для токамака NSTX показан пунктирной линией, обобщённый скейлинг показан сплошной линией. Цифрами обозначено тороидальное модовое число наиболее неустойчивой моды. Экспериментальные значения высоты и ширины пьедестала в разряде №36612 показаны красным маркером.

ширину пьедестала токамака Глобус-М с учётом значительной неопределённости.

2 Диаграмма устойчивости краевой плазмы токамака Глобус-М2

Для анализа устойчивости краевой плазмы Глобус-М2 соискателем была построена диаграмма устойчивости для магнитной конфигурации разряда №40715 с магнитным полем $B_T = 0.8$ Тл (Рисунок 3.6). На диаграмме для Глобус-М2 в отличие от диаграммы для Глобус-М, присутствует область с инкрементами, превышающими $\gamma_{PB} > 0.1 \ \tau_A^{-1}$, и, следовательно, неустойчивой пилингбаллонной модой. Неустойчивой моде соответствуют параметры пьедестала, наблюдаемого в разрядах с десинхронизированными краевыми неустойчивостями. Увеличенное с 0.4 Тл до 0.8 Тл магнитное поле токамака Глобус-М2 при сохранении нормализованного градиента давления (α) должно приводить к четырёхкратному увеличению высоты пьедестала, однако, повышенный ток приводит к уменьшению ширины пьедестала. В результате характерные для разрядов Глобус-М $\gamma_{PB} \approx 0.05 \tau_A^{-1}$ на токамаке Глобус-М2 наблюдаются при давлении в пьедестале в три раза выше (Глобус-М $P_{ped} = 0.7 \ \kappa\Pi a \rightarrow \Gammaлобус М2 <math>P_{ped} = 2.1 \ \kappa\Pi a$). При увеличении давления на 20% в токамаке Глобус-М2 наблюдается (разряд №40715) переход к частично синхронизированным краевым неустойчивостям, что свидетельствует о приближении к границе устойчивости пилинг-баллонной моды. При достижении высоты пьедестала $P_{ped} = 4.0 \ \kappa\Pi a$ наблюдается дестабилизация пилинг-баллонной моды и соответствующие ей десинхронизированные краевые неустойчивости.

Стоит отметить, что все режимы с десинхронизированными краевыми неустойчивостями имеют характерные модовые числа около *n* ≈ 4 − 5, что указывает на дестабилизацию токовой ветви пилинг-баллонной моды и обуславливает отсутствие краевых неустойчивостей первого типа.

Наблюдаемое соотношение высоты и ширины пьедестала токамака Глобус-M2 значительно превышает оценки согласно модели баллонно-критического пьедестала (Уравнение 1.32). Однако, с увеличением магнитного поля и тока по плазме наблюдается соответствие ширины и высоты пьедестала скейлингу токамака NSTX (Уравнение 1.34). При использовании метода модели EPED и поиску точки пересечения границы устойчивости пилинг-баллонной моды и обобщённого скейлинга, то ожидаемая высота пьедестала составляет около 4 кПа, что подтверждается экспериментальными измерениями.

Для наблюдения краевой неустойчивости в разрядах с низкими значениями высоты пьедестала требуется дополнительное внешнее воздействие, дестабилизирующее пилинг-баллонную моду. В случае с внутренними перезамыканиями этим воздействием может являться баллистический перенос частиц из центра плазмы или рост плотности тока сопутствующие внутренним перезамыканиям,



Рис. 3.6: Диаграмма устойчивости (зависимость инкремента пилинг-баллонной моды) от ширины пьедестала в потоковых координатах (ось абсцисс) и от высоты пьедестала (ось ординат) для разряда Глобус-М2 №40715. Положение границы устойчивости с инкрементом 0.1 τ_A^{-1} обозначено белой линией. Ограничение кинетической баллонной моды показано мелко-пунктирной линией, скейлинг ширины пьедестала для токамака NSTX показан пунктирной линией, обобщённый скейлинг показан сплошной линией. Красный цвет линий соответствует току по плазме $I_P = 0.4$ MA. Экспериментальные значения высоты и ширины пьедестала показаны маркерами: красный цвет соответствует разряду №40715 ($I_P = 0.4$ MA) и фиолетовый цвет соответствует разряду №41105 ($I_P = 0.4$ MA). Цифрами обозначено тороидальное модовое число наиболее неустойчивой моды.

которые будут рассмотрены в следующем разделе.

3 Модель синхронизации внутренних перезамыканий и краевых неустойчивостей

Для объяснения феномена синхронизации внутренних перезамыканий и краевых неустойчивостей необходимо введение в модель дополнительного воздействия, так как расчёты показали, что пилинг-баллонная мода стабильна в Глобус-М (Рисунок 3.5). Одним из данных воздействий может являться увеличение плотности тока в краевой плазме, которое понижает значение магнитного шира вблизи сепаратрисы и вызвает дестабилизацию пилинг-моды.



Рис. 3.7: Начальные условия для МГД моделирования, соответствующих параметрам $P_{ped} = 1.55$ кПа и $\Delta = 0.10$ для токамака Глобус-М2. Полное давление (голубой) и полный ток (фиолетовый) изображены сплошными линиями. Экспериментальное значение полного давления, измеренное диагностикой томсоновского рассеяния (красный) отмечен маркерами. Бутсреп (оранжевый) и индуцированная перезамыканием (фиолетовый) компоненты плотности тока изображены пунктирными линиями.

Влияние данного роста плотности тока на устойчивость пилинг-баллонной моды было исследовано с помощью решения системы уравнений одножидкостной МГД кодом BOUT++ идентично предыдущему разделу. Расчётная сет-

ка и используемое магнитное равновесие соответствовали стационарной фазе разряда Глобус-М2 №39627, демонстрирующего синхронизированные краевые неустойчивости. Начальные условия на давление и ток, также соответствовали параметрам пьедестала разряда Глобус-М №39627. Основным отличием данного моделирования от предыдущего раздела является наличие дополнительного индуцированного внешним процессом электрического поля и соответствующей плотности тока. Дополнительная плотность тока была задана с помощью сигмоидной функции, которая прибавлялась к бутстреп и омической компонентам плотности тока. Основными параметрами дополнительной плотности тока являлись радиальное положение и высота. Использование сигмоидной функции обусловлено предположением о пространственной неоднородности индуцируемого тока в силу градиента температуры электронов. При аппроксимации дополнительной плотности тока использовано предположение о тороидальной симметрии, так как тороидальное сцепление [170] пилинг-баллонной моды и m/n = 1/1 моды предполагалось малым в силу значительной разницы в тороидальных модовых числах. Механизм прокачки магнитного потока не учитывался. Следовательно, дополнительная плотность тока моделировалсь тороидально однородным профилем в виде гиперболического тангенса с шириной $\Delta = 0.05$ и высотой $j_0^{ind} = 80$ кА/м² (Рисунок 3.7). Наличие дополнительного электрического поля вблизи сепаратисы не противоречит экспериментальным измерениям, так как в экспериментах на токамаке Глобус-М2 наблюдался рост напряжения на обходе при синхронизированном развитии краевой неустойчивости. Расчёт ширины скин-слоя показал, что для параметров плазмы токамака Глобус-М2 на расстоянии 1 см от сепаратисы толщина скин-слоя составляет около 5 мм.

Для количественной оценки влияния дополнительной плотности тока на устойчивость пилинг-баллонной моды в пьедестале был проведён анализ зависимости значений инкремента пилинг-баллонной моды от положения дополнительной плотности тока относительно пьедестала. Результаты моделирования изображены на Рисунке 3.8.

Стоит отметить, что при наличии дополнительной плотности тока на границе расчётной области инкремент пилинг-баллонной неустойчивости соответ-



Рис. 3.8: Зависимость инкремента пилинг-баллонной неустойчивости от положения дополнительной плотности тока.

ствует значению без учёта дополнительной плотности тока $\gamma_{PB} = 0.02 \ \tau_A^{-1}$ (Рисунок 3.5). При положении дополнительной плотности тока вблизи пьедестала инкремент пилинг-баллонной неустойчивости растёт, достигает величины $\gamma_{PB} = 0.10 \ \tau_A^{-1}$, достаточной для дестабилизации пилинг-моды и последующего наблюдения краевой неустойчивости. Положение дополнительной плотности тока с $\psi_{norm} \leq 0.7$ не вызывает дестабилизации пилинг-баллонной моды в текущем приближении. Данный контринтуитивый вывод обусловлен тем, что дестабилизирующий фактор абсолютной величины тока заключён в искривлении магнитных силовых линий, который является эффектом одного порядка с $\nabla \vec{B}$ эффектами.

$$\kappa = \frac{\mu_0}{B^2} \overrightarrow{J} \times \overrightarrow{B} + \frac{1}{B} \nabla_{\!\!\perp} B$$

А дестабилизирующий фактор градиента тока в силу квазинейтральности и диамагнитизма плазмы влияет на завихрённость и оказывается более значимым

в проведённом моделировании.

$$\nabla \overrightarrow{J} = \nabla \cdot \left(\frac{\overrightarrow{B} J_{||}}{B^2} \right) + \nabla \overrightarrow{J}_{\perp}$$

Следовательно, при положении дополнительной плотности тока $\psi_{norm} \leq 0.7$ краевая плазма устойчива.

Связь внутренних перезамыканий и дополнительной плотности тока в краевой плазме была проверена с помощью решения уравнения Греда-Шафранова (Уравнение 1.6) кодом FreeGS [134]. Гипотеза о баллистическом переносе давления от перезамыкания, дестабилизирующем моду, была отвергнута, так как возмущение концентрации быстро затухает при приближении к краевой области $\delta n_e \sim r^{-4}$. Также необходимая величина роста давления для дестабилизации пилинг-баллонной моды увеличения давления превышает 100% от измеряемых $P_0^{ped} = 0.7$ кПа и составляет более $P_0^{ped} > 1.4$ кПа. При этом измерения диагностикой томсоновского рассеяния фиксируют не более чем 50%-ное изменение давления в краевой плазме после перезамыкания. Была проанализирована альтернативная гипотеза о возникновении дополнительной плотности тока при внутреннем перезамыкании. В ходе внутреннего перезамыкания происходит перестройка магнитной конфигурации, приводящая к понижению градиента давления внутри магнитной поверхности с q = 1. Данный процесс происходит на масштабах десятков альвеновских времён (десятки микросекунд), и соответственно, может рассматриваться, как происходящий в постоянном магнитном поле токамака Глобус-М/М2.

Для проверки данной гипотезы использовались типичные профили давления из омического разряда Глобус-М2 с низкими параметрами (№39627 $B_T = 0.7$ Тл, $I_P = 0.21$ MA) и синхронизированными краевыми неустойчивостями, измеренные в различные фазы до и после внутреннего перезамыкания. На токамаке Глобус-М данные измерения диагностикой томсоновского рассеяния отсутствовали, поэтому используются данные разрядов Глобус-М2. Изменение давления вызывает изменение полоидального потока, и соответственно равновесия, которое при условии статичного магнитного поля приводит к возникновению индуцированного тока вблизи сепаратрисы. При внутреннем перезамыкании происходит уплощение профиля давления электронов в центре плазменного шну-



Рис. 3.9: Профили полного давления (в приближении $P_i = P_e$) до (синий) и после (красный) перезамыкания, измеренные с помощью диагностики томсоновского рассеяния в разряде №39627 (круглые маркеры). Линии обозначают полиномиальные аппроксимации профилей, используемые при вычислении равновесия кодом FreeGS.

ра. Данные диагностики томсоновского рассеяния регистрируют 25% падение давления электронов в центре плазменного шнура (Рисунок 3.9). Уплощение профиля давления в стационарных магнитных полях приводит к изменению равновесной конфигурации, описываемых уравнением Греда-Шафранова. При фиксированных токах в катушках падение градиента давления приводит к изменению полоидального магнитного потока в краевой плазме. Методика вычисления ожидаемых изменений магнитного потока включала в себя два этапа. Сначала вычислялся полодальный магнитный поток и токи в катушках для равновесного профиля давления до внутреннего перезамыкания. После расчёта полоидальный магнитный поток в катушках и рассчитывался полоидальный магнитный поток для конфигурации после перезамыкания.

Рассчитанные изменения полоидального потока позволяют оценить величину индуктивного тока вблизи сепаратрисы, который для $T_e \in [0.1, 0.2]$ кэВ, соответствует плотности тока $j^{ind} \in [0.1, 0.5]$ МА/м². Указанные расчёты произ-

водились без учёта эффекта проводящей стенки. Однако, вычисления инкремета пилинг-баллонной неустойчивости показали, что дополнительной плотности тока 80 кA/м² достаточно для дестабилизации пилинг-моды. Несмотря на возможность дестабилизации пилинг-моды указанная дополнительная плотность тока является соизмеримой со средней плотностью тока в токамаках Глобус-М и Глобус-М2 и при интегрировании по площади приводит к дополнительным 1-2 кA (менее 1% тока плазмы), и соответственно, не влияющим на равновесие плазмы.

МГД моделирование показывает, что при внутреннем перезамыкании на токамаках Глобус-М и Глобус-М2 возможно возникновение дополнительной плотности тока, связанной с перестройкой профиля давления, которые на масштабах алфвеновских времён дестабилизируют пилинг-баллонную моду и приводят к развитию краевой неустойчивости при положении дополнительной плотности тока $\psi_{norm} \in [0.70, 0.95]$, не оказывая значительного влияния на равновесие плазменного шнура.

4 Устойчивость пьедестала токамака Глобус-3

Представленное одножидкостное моделирование было использовано для анализа устойчивости пьедестала проектируемого токамака Глобус-3. Предельные значения давления в пьедестале играют роль граничных условий для моделирования переноса энергии и частиц в центральной области плазменного шнура. Для анализа использовалось расчётное равновесие разряда токамака Глобус-3 при $B_T = 1.8$ Тл, $I_P = 0.8$ МА и $I_P = 2.0$ МА с двумя Х-точками, полученное кодом РЕТ [150]. Для вычисления инкремента неустойчивости использовалась расчётная сетка с разрешением 64×64 в радиальном и полоидальном направлениях, соответственно. В тороидальном направлении модовые числа рассчитываемых Фурье гармоник ограничивались модовыми числами n < 40. Расчётная сетка представлена на Рисунке 3.10.

Величина тока плазмы оказывает критическое влияние на пилинг-баллонную устойчивость токамака Глобус-3. В отличие от Глобус-М2, Глобус-3 обладает бо́льшим аспектным отношением (1.8 против 1.5), что приводит к понижению устойчивости плазмы токамака к идеальным баллонным модам [184]. При низ-



Рис. 3.10: Вычислительная сетка для расчётного равновесия токамака Глобус-3 при $B_T = 1.8$ Тл, $I_P = 2.0$ МА.

ких значениях тока по плазме и фиксированном значении бутстреп-тока, увеличение магнитного шира приводит к практической недоступности области второй стабильности идеальной баллонной моды и не позволяет достичь высоких значений давления в краевой плазме. В результате, дестабилизация пилингбаллонной моды (Рисунок 3.11) с высокими тороидальными модовыми числами, наблюдается при низких давлениях. Даже при учёте более широкого пьедестала достижимые давления в краевой плазме составляют 5-6 кПа, при которых ожидаются краевые неустойчивости первого типа.

При увеличении тока плазмы от $I_P = 0.8$ MA до $I_P = 2.0$ MA происходит

стабилизация пилинг-баллонной моды, приводящая к росту ожидаемых давлений в краевой плазме до 15-17 кПа (Рисунок 3.11). Рост давления обусловлен подавлением баллонной моды, и, как следствие, тороидальные модовые числа наиболее неустойчивой моды падают до значений характерных для пилинг моды, близких к наблюдаемым на токамаке Глобус-М2 и соответствующих независимым краевым неустойчивостям третьего или пятого типа.



Рис. 3.11: Диаграмма устойчивости для магнитной конфигурации Глобус-3 при $B_T = 1.8$ Тл, $I_P = 0.8$ MA (верхний график) и $I_P = 2.0$ MA (нижний график). Ограничение кинетической баллонной моды показано мелко-пунктирной линией, скейлинг ширины пьедестала для токамака NSTX показан пунктирной линией, обобщённый скейлинг показан сплошной линией. Фиолетовый цвет линий соответствует току по плазме $I_P = 0.8$ MA, красный цвет линий соответствует току по плазме $I_P = 2.0$ MA. Цифрами обозначено тороидальное модовое число наиболее неустойчивой моды.

Троекратная разница в полученных давлениях пьедестала обусловлена различными значениями магнитного шира в краевой плазме.

5 Выводы

Численное моделирование МГД устойчивости краевой плазмы токамака Глобус-М показало, что она является устойчивой к развитию пилинг-баллонной моды, соответственно, для наблюдения срвыов краевых неустойчивостей необходима дополнительная плотность тока. Была предложена модель инициации развития краевой неустойчивости с помощью дополнительной плотности тока на границе плазменного шнура. Дополнительная плотность тока со значениями $j^{ind} = 80 \text{ кA/m}^2$ в краевой плазме, которая при достижении области пьедестала повышает инкремент краевой неустойчивости до 0.1 τ_A^{-1} . Причиной появления дополнительной плотности тока может являться изменение величины полоидального магнитного потока из-за перестройки профиля давления при внутреннем перезамкании.

Краевая плазма токамака Глобус-М2 демонстрирует давление более 4 кПа, соответствующее инкременту краевой неустойчивости около 0.1 τ_A^{-1} без дополнительной плотности тока, исключительно вследствие увеличения вложенной мощности, тока и концентрации плазмы.

При пониженных значениях тока по плазме (0.8 MA) в токамаке Глобус-3 $(B_T = 1.8 \text{ Tr})$ баллонная мода дестабилизируется и ограничивает максимальное давление до величины 6 кПа. Для достижения максимального давления в краевой плазме равного 16 кПа необходимо увеличение тока плазмы от 2.0 MA, при котором возможно достижение второй области устойчивости баллонной моды.

Глава 4

Влияние формы плазменного шнура на устойчивость краевой плазмы токамака Глобус-М2

1 Экспериментальные исследования устойчивости ПБ моды в разрядах с низкой треугольностью

С учётом ранее полученной информации о высокой стабильности плазменного шнура токамака Глобус-М2 относительно развития баллонных неустойчивостей были проведены исследования по влиянию треугольности на устойчивость краевой плазмы. В типичных разрядах токамака Глобус-М треугольность составляла $\delta \in [0.3, 0.4]$. Для исследования влияния треугольности была проведена серия экспериментов с низкими значениями треугольности. В ходе проведённых экспериментов были получены значения средней треугольности $\delta \in [0.12, 0.25]$. Треугольность варьировалась с помощью катушек вертикального поля [185].

При понижении треугольности, краевая плазма со стороны слабого магнитного поля, и, соответственно, в области плохой кривизны помещается в область токамака с более низким магнитным полем. Данное понижение магнитного поля в области с высоким магнитным широм приводит к повышению нормализованного градиента давления (α) для фиксированного газокинетического давления. В то же время, понижение треугольности плазменного шнура приводит к уменьшению глубины магнитной ямы [186] и тоже способствует развитию токовых и перестановочных неустойчивостей [184].

В описываемых разрядах ток плазмы составлял $I_P = 0.3$ MA, магнитное поле на оси $B_T = 0.7$ Tл, использовалась магнитная конфигурация с нижней Xточкой и градиентным дрейфом ионов в её направлении. Нагрев плазмы в описываемых разрядах производился с помощью инжекции нейтральных частиц с



Рис. 4.1: Положение сепаратрисы для разряда с низкой треугольностью №44330 $\delta = 0.18$ (оранжевая сплошная линия) и $\delta = 0.21$ (оранжевая пунктирная линия) и для разряда со высокой треугольностью №40707 $\delta = 0.36$.

 $E_{NBI} = 30$ кэВ и соответствующей мощности $P_{NBI} = 0.3$ МВт на протяжении всей стационарной фазы плазменного разряда.

Примеры формы последней замкнутой магнитной поверхности для ранее исследованного разряда №40707 с высокой треугольностью ($\delta = 0.36$) и для разряда №4330 с низкой треугольностью ($\delta = 0.18-0.21$) показаны на Рисунке 4.1. Разряды с низкой треугольностью имели более высокие значения вытянутости плазмы ($\kappa = 1.95$) в сравнении с разрядами, обладающими треугольностью по умолчанию ($\kappa = 1.75$). Повышенные значения вытянутости приводили к частой потере вертикальной устойчивости и срывали разряд.

При работе токамака Глобус-М2 в режиме с низкими значениями треуголь-

ности, разряд демонстрирует не только вертикальную неустойчивость, но и затруднённый вход в режим улучшенного удержания в силу увеличенной площади поверхности плазмы [177]. Соответственно, дальнейший анализ производился на основе разряда с наличием фазы, соответствующей режиму улучшенного удержания, так как она необходима для наблюдения десинхронизированных краевых неустойчивостей. Данные диагностики ДОР указывают, что наблюдаемые явления представляют именно краевые неустойчивости, а не колебания предельного цикла [187], так как вспышки амплитуды сигнала ДОР скоррелированы с доплеровским сдвигом спектра данного сигнала.

Для более детального анализа был выбран разряд №44330 (Рисунок 4.2). Данный разряд продемонстрировал наличие фазы улучшенного удержания с 50 мс по 70 мс. Вход в режим улучшенного удержания происходил при средней концентрации электронов $n_e = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и в момент кратковременного повышения треугольности от $\delta = 0.18$ до $\delta = 0.20$. В момент входа в режим улучшенного удержания наблюдается понижение амплитуды магнитных флуктуаций и соответствующее увеличение энергии, запасённой в плазме.

Режим улучшенного удержания в разряде №44330 сопровождается краевыми неустойчивостями с характерными вспышками на сигнале дейтериевой линии D_{α} . Большинство краевых неустойчивостей в разряде №44330 десинхронизированны с внутренними перезамканиями. При выходе из режима улучшенного удержания наблюдается увеличение интенсивности излучения D_{α} и исчезновение краевых неустойчивостей.

Повышение треугольности от $\delta = 0.18$ до $\delta = 0.22$ приводит к падению интенсивности магнитных флуктуаций с частотой выше 50 кГц в 10 раз. Кратковременные вспышки магнитных возмущений с высокими значениями треугольности ассоциированы с внутренними перезамыканиями. При последующем снижении треугольности происходит восстановление интенсивности магнитных возмущений с последующим выходом из режима улучшенного удержания. Особенно важно, что позиция используемого магнитного зонда (Z = -0.23 м, R = 0.57 м) находится ниже экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля. В разряде №44330 (Рисунок 4.1) вариация треугольности производилась в верхней полуплоскости, таким образом наблюдаемое изменение интенсивностей магнитных флуктуаций связано с плазменными процессами, а не изменением расстояния от сепаратрисы до магнитного зонда.

Флуктуации скорости электронов, измеренные с помощью диагностики ДОР в краевой плазме, показывают двукратное падение интегральной спектральной мощности флуктуаций скорости при переходе в режим улучшенного удержания (Рисунок 4.3) на 39 ГГц канале ДОР, соответствующем расстоянию около 3-5 см от сепаратисы и повышение уровня флуктуаций при выходе из режима улучшенного удержания. Изменение уровня флуктуаций скорости коррелирует с вариацией треугольности от $\delta = 0.18$ до $\delta = 0.21$.

Наблюдаемый переход в режим улучшенного удержания сопровождался соответствующим повышением давления в краевой плазме. Профили давления в краевой плазме для разряда №44330 указывают на 50-и% рост давления при переходе в режим улучшенного удержания, и 25-и% рост давления при повышении значения треугольности от $\delta = 0.18$ до $\delta = 0.22$. Рост давления при изменении треугольности происходит исключительно вследствие роста концентрации электронов. Температура электронов претерпевает незначительные изменения (Рисунок 4.4).

Одним из следствий работы в конфигурациях с низкой треугольностью является наличие десинхронизированных краевых неустойчивостей при относительно низких значениях давления в краевой плазме ($P \approx 1.5$ кПа). В разрядах с треугольностью около $\delta \approx 0.3$ десинхронизированные краевые неустойчивости наблюдаются при давлении не менее $P \approx 3 - 4$ кПа. Данные измерения указывают на дестабилизирующее влияние низкой треугольности плазменного шнура на пилинг-баллонную устойчивость краевой плазмы, так как ранее было показано, что десинхронизированные краевые неустойчивости проявляются при достижении границы стабильности пилинг-баллонной моды.

2 Численные исследования устойчивости ПБ моды в разрядах с низкой треугольностью

Проверка гипотезы о дестабилизации ПБ моды при низких давлениях была проведена с помощью вычислений МГД кодом BOUT++. Для вычисления инкремента неустойчивости использовалась расчётная сетка с разрешением 64×64



Рис. 4.2: (Верхний график) Ток плазмы (*I*_P, бирюзовая кривая) и средняя треугольность плазменного шнура (оранжевая кривая).

(Средний верхний график) Временной ход среднехордовой концентрации (n_e DI, синяя кривая) и интенсивность мягкого рентгеновского излучения (SXR, розовая кривая) для разряда №44330 токамака Глобус-М2.

(Средний нижний график) Интенсивность излучения дейтериевой линии D_{α} , измеренная по вертикальной хорде R=50 см (чёрная линия) и энергия плазмы (красная линия).

(Нижний график) Спектрограмма сигнала магнитного зонда (черный цвет), интеграл спектральной мощности от 50 кГц до 500 кГц (Int. SD., чёрная кривая). Вертикальные линии обозначают моменты времени, соответствующие внутренним перезамыканиям.



Рис. 4.3: (Верхний график) Спектрограмма флуктуаций полоидальной скорости в разряде №44330, измеренная диагностикой ДОР с частотой 39 ГГц. (Нижний график) Интеграл спектральной мощности флуктуаций полоидальной скорости в разряде №44330, измеренная диагностикой ДОР на частоте 39 ГГц (голубая линия), для отсечки $n_e \approx 3 \times 10^{19}$ м⁻³. Треугольность показана оранжевой линией, оценка временных границы режима улучшенного удержания по данным диагностики D_{α} показана вертикальными пунктирными линиями. Данные ДОР предоставлены А. Ю. Яшиным.

в радиальном и полоидальном направлениях, соответственно. В тороидальном направлении, модовые числа рассчитываемых Фурье гармоник ограничивались модовыми числами n < 40. Расчётная сетка была построена на основе магнитного равновесия, полученного кодом РЕТ. Начальные условия для расчёта были выбраны аналогично представленным в предыдущих главах.

Ниже представлены диаграммы устойчивости для низких и средних значений треугольности плазменного шнура, соответствующим разрядам с током плазмы $I_P = 0.3$ MA и магнитным полем на оси $B_T = 0.7$ Tл.

Краевая плазма для равновесия с низкой и средней треугольностью демонстрирует в 3-4 раза более низкие значения высоты пьедестала необходимые для



Рис. 4.4: (Левый график) Профиль полного давления краевой плазмы, в предположении $P = 2P_e$, для разряда №44330 токамака Глобус-М2 в случае с различными треугольностями, измеренный диагностикой томсоновского рассеяния.

(Средний график) Профиль концентрации электронов краевой плазмы для описанного разряда.

(Правый график) Профиль температуры электронов краевой плазмы для описанного разряда.

дестабилизации пилинг-баллонной моды (Рисунок 4.5), чем в случае с высокой треугольностью (Рисунок 3.6). Наиболее неустойчивая мода для разрядов с низкой треугольностью имеет тороидальные модовые числа n = 4, инкремент которой слабо зависит от ширины пьедестала, что указывает на доминирующее влияние пилинг неустойчивости. Проведённое сравение диаграмм устойчивости с конфигурациями $\delta = 0.18$ и $\delta = 0.21$ показывает, что данное увеличение треугольности повышает критическое давление на 15% от 1.2 кПа до 1.4 кПа для расчётных и экспериментальных значений ширины пьедестала. Анализ диаграммы устойчивости при $\delta = 0.18$ показал, что экспериментальные значения высоты пьедестала для $\delta = 0.18$ находятся на границе устойчивости, а значения высоты пьедестала для $\delta = 0.21$ находятся в неустойчивой области. Таким образом, высота пьедестала в фазе разряда с низкой треугольностью ограничена пилинг-баллонной модой. Анализ диаграммы устойчивости при $\delta = 0.21$ показал, что экспериментальные значения высоты пьедестала для $\delta=0.18$ находятся в устойчивой области, а значения высоты пьедестала для $\delta = 0.21$ находятся на границе устойчивости. Следовательно, понижение треугольности плазменного шнура приводит к дестабилизации пилинг моды и последующему появлению десинхронизированных неустойчивостей при значениях давления краевой плазмы значительно ниже, чем в случае с высокой треугольностью плазменного шнура.



Рис. 4.5: Диаграмма устойчивости от ширины пьедестала в потоковых координатах (ось абсцисс) и от высоты пьедестала (ось ординат) для разряда Глобус-М2 №44330 для $\delta = 0.18$ (верхний график) и $\delta = 0.21$ (нижний график). Ограничение кинетической баллонной моды показано мелко-пунктирной линией, скейлинг ширины пьедестала для токамака NSTX показан пунктирной линией, обобщённый скейлинг показан сплошной линией. Экспериментальные значения высоты и ширины пьедестала показаны маркерами: тёмно-синий цвет соответствует фазе разряда №44330 с треугольностью $\delta = 0.18$, оранжевый цвет соответствует фазе с треугольностью $\delta = 0.21$. Цифрами обозначено тороидальное модовое число наиболее неустойчивой моды. Положение границы устойчивости с инкрементом $0.1 \tau_A^{-1}$ обозначено белой линией.

3 Выводы

Проведённые эксперименты на токамаке Глобус-М2 показали, что при снижении треугольности от $\delta = 0.36$ до $\delta = 0.20$ давления в краевой плазме, необходимые для развития независимых краевых неустойчивостей, уменьшаются с 4.0 кПа до 1.3 кПа. Высота пьедестала в разрядах с низкой треугольностью ограничена пилинг-баллонной модой.

Заключение

В настоящей работе описаны исследования краевых неустойчивостей, включающие анализ экспериментальных данных и численное моделирование. Исследования проводились на сферических токамаках Глобус-М и Глобус-М2, построенных в ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Глобус-М и Глобус-М2 являются компактными сферическими токамаками с большим радиусом R = 0.36 м и малым радиусом a = 0.24 м, соответственно, аспектное отношение токамаков составляет A = 1.5. Основным отличием токамака Глобус-М2 от Глобус-М является двукратно увеличенное магнитное поле до значений $B_T = 0.95$ Тл. Моделирование развития краевых неустойчивостей было выполнено с помощью решения системы уравнений магнитной гидродинамики в тороидальной геометрии кодом BOUT++.

Анализ краевых неустойчивостей на токамаке Глобус-М показал, что большинство наблюдаемых краевых неустойчивостей было синхронизировано с внутренними перезамыканиями. Характерные задержки между внутренними перезамканиями и краевыми неустойчивостями составляют около 150 мкс, что обуславливает необходимый для наблюдения инкремент краевой неустойчивости равный одной десятой обратного альвеновского времени. Было зафиксировано давление в краевой плазме в точке $\psi_n \approx 0.8$ равное 0.7 кПа, недостаточное для дестабилизации пилинг-баллонной моды.

На токамаке Глобус-М2 были обнаружены краевые неустойчивости развивающиеся независимо от внутренних перезамыканий в разрядах с током плазмы более 0.3 МА. Было показано, что обнаруженные краевые неустойчивости относятся к третьему или пятому типу. Развитие краевых неустойчивостей наблюдалось при достижении давления в краевой плазме в точке $\psi_n \approx 0.8$ более 4 кПа и пятикратном падении интенсивности флуктуаций скорости в краевой плазме.

Моделирование развития пилинг-баллонной моды в краевой плазме тока-

мака Глобус-М показали, что пилинг-баллонная мода устойчива для рабочих параметров токамака. Основным стабилизирующим фактором выступает низкое давление в краевой плазме. Ширина пьедестала токамака Глобус-М превышает значения скейлингов для классических и сферических токамаков. Было показано, что влияние полоидального вращения плазмы на устойчивость в токамаке Глобус-М пренебрежимо мало. Для развития синхронизированных краевых неустойчивостей и дестабилизации пилинг-баллонной моды на Глобус-М требуется дополнительная плотность тока.

Предложена гипотеза, связывающая развитие краевых неустойчивостей с возникновением дополнительной плотности тока в краевой плазме и дестабилизацией пилинг-баллонной моды. Дополнительная плотность тока со значениями $j^{ind} = 80 \text{ kA/m}^2$ в области потоковых координат $\psi_n = 0.70 - 0.95$ повышает инкремент краевой неустойчивости до 0.1 τ_A^{-1} .

Расчёты инкремента пилинг-баллонной неустойчивости для токамака Глобус-М2 показали, что краевые неустойчивости, независимые от внутренних перезамыканий, развиваются в условиях близких к границе устойчивости для пилингбаллонной моды. Тороидальное число наиболее неустойчивой моды для рассмотренных случаев $n \approx 4-14$, что соответствует дестабилизации пилинг ветви пилинг-баллонной моды.

Впервые в мире было изучено равновесие краевой плазмы сферических токамаков в конфигурациях с низкой треугольностью и магнитным полем B_T более 0.6 Тл. Проведённые эксперименты, показали, что при понижении треугольности от значения $\delta = 0.36$ до $\delta = 0.20$ снижается давление в краевой плазме, необходимое для наблюдения независимых краевых неустойчивостей с 4.0 кПа до 1.3 кПа. Высота пьедестала в разрядах с низкой треугольностью ограничена пилинг-баллонной модой.

Проверенная на токамаках Глобус-М/М2 модель была использована для анализа устойчивости краевой плазмы проекта токамака Глобус-3. В результате расчётов было показано, что при токе по плазме 0.8 МА и магнитном поле 1.8 Тл пилинг-баллонная мода будет дестабилизироваться при давлениях в пьедестале около 5-6 кПа. При этом тороидальные модовые числа наиболее неустойчивой моды выше, чем для Глобус-М2, что позволяет ожидать дестабилизацию краевой неустойчивости первого типа. Увеличение тока по плазме до 2.0 MA позволит увеличить ожидаемые давления в краевой плазме до 15-17 кПа за счёт понижения магнитного шира в краевой плазме и достижения второй области устойчивости баллонной моды.

Список используемых сокращений

ASDEX – Экспериментальный классический токамак, расположенный в Гархинге, ФРГ

ВОUT++ – Численный код для решения системы МГД уравнений

DBS – Диагностика доплеровского обратного рассеяния (англ.) = ДОР

DIII-D – Экспериментальный классический токамак, расположенный в Сан-Диего, США

EDA – Режим с повышенным уровнем излучения D_{α}

ЕFIТ – Численный код для решения уравнения Греда-Шафранова

ELITE – Численный код для решения системы МГД уравнений

ELM – Периферийные неустойчивости плазмы токамака

EPED – Модель, описывающая краевые неустойчивости первого типа

ЕТС – Электронная температурно-градиентная дрейфовая неустойчивость

FreeGS – Численный код для решения уравнения Греда-Шафранова

GATO – Численный код для расчёта МГД устойчивости кинк-мод

Н-мода – Режим улучшенного удержания

I-мода – Режим улучшенного удержания энергии

ITER – Международный экспериментальный термоядерный реактор, строящийся в Сен-Поль-ле-Дюранс, Франция

ITG – Ионная температурно-градиентная дрейфовая неустойчивость

JET – Объединённый европейский токамак, крупнейший в мире действующий экспериментальный термоядерный реактор, расположенный в Калэме, Великобритания

JOREK – Численный код для решения системы МГД уравнений

JT-60U – Выведенный из эксплуатации экспериментальный классический токамак, расположенный в Нака, Япония

КВМ – Кинетическая баллонная мода
KINX – Численный код для расчёта МГД устойчивости

L-мода – Режим ухудшенного удержания

M3D – Численный код для решения системы МГД уравнений

MAST – Экспериментальный сферический токамак, расположенный в Калэме, Великобритания

МТМ – Микротиринг мода

МІЅНКА – Численный код для решения системы МГД уравнений

NBI – Инжекция высокоэнергетичных нейтральных частиц

NSTX – Экспериментальный сферический токамак, расположенный в Принстоне, США

QH – Режим улучшенного удержания без краевых неустойчивостей

SPD – Кремниевый фотодиод

SXR – Излучения в мягком рентгеновском диапазоне

TCV – Экспериментальный классический токамак, расположенный в Лозанне, Швейцария

ТЕМ – Мода на запертых электронах

ИК – инфракрасный

МГД – Магнитная гидродинамика

T-10 – Выведенный из эксплуатации экспериментальный классический токамак, расположеный в Москве, РФ

О-мода – Обыкновенная мода волны в плазме, обладает коллинеарностью вектора электрического поля волны и внешнего магнитного поля

Список литературы

- John Bongaarts. "Human population growth and the demographic transition".
 B: Philosophical Transactions of the Royal Society B: Biological Sciences 364.1532 (2009), c. 2985–2990.
- [2] Spencer Dale и др. "BP statistical review of world energy". B: BP Plc: London, UK (2021), с. 14—16.
- [3] Jonilda Kushta и др. "Disease burden and excess mortality from coal-fired power plant emissions in Europe". B: Environmental Research Letters 16.4 (2021), c. 045010.
- [4] Lin Tian и др. "Addressing the source contribution of PM2. 5 on mortality: An evaluation study of its impacts on excess mortality in China". B: *Environmental Research Letters* 12.10 (2017), с. 104016.
- [5] Generating Electricity. "Projected Costs of Generating Electricity". B: (2020).
- [6] Eric G Adelberger и др. "Solar fusion cross sections". В: Reviews of Modern Physics 70.4 (1998), с. 1265.
- [7] D Testa и др. "The dependence of the proton-triton thermo-nuclear fusion reaction rate on the temperature and total energy content of the high-energy proton distribution function". B: *Nuclear fusion* 49.6 (2009), c. 062004.
- [8] SV Putvinski, DD Ryutov и PN Yushmanov. "Fusion reactivity of the pB11 plasma revisited". B: *Nuclear Fusion* 59.7 (2019), с. 076018.
- [9] Robert G Mills. "Lawson criteria". B: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 18.4 (1971), c. 205-207.
- [10] ОА Hurricane и др. "The high-foot implosion campaign on the National Ignition Facility". B: *Physics of Plasmas* 21.5 (2014).

- [11] *ITER Research Plan within the Staged Approach*. [Online; accessed 31-January-2024]. 2018.
- [12] Joelle Mailloux и др. "Overview of JET results for optimising ITER operation".
 B: Nuclear Fusion 62.4 (2022), с. 042026.
- BB Kadomtsev. "Plasma transport in tokamaks". B: Nuclear fusion 31.7 (1991), c. 1301.
- [14] Wo Mo Tang. "Microinstability theory in tokamaks". B: Nuclear Fusion 18.8 (1978), c. 1089.
- [15] С Kessel и др. "Improved plasma performance in tokamaks with negative magnetic shear". B: *Physical Review Letters* 72.8 (1994), с. 1212.
- [16] Laurent Villard и др. "Radial electric fields and global electrostatic microinstabiliti in tokamaks and stellarators". B: *Physics of Plasmas* 9.6 (2002), c. 2684— 2691.
- [17] Fritz Wagner и др. "Regime of improved confinement and high beta in neutral-beam-heated divertor discharges of the ASDEX tokamak". B: *Physical Review Letters* 49.19 (1982), с. 1408.
- [18] SV Lebedev и др. "H-mode studies on TUMAN-3 and TUMAN-3M". В:
 Plasma Physics and Controlled Fusion 38.8 (1996), с. 1103.
- [19] L Schmitz и др. "Role of zonal flow predator-prey oscillations in triggering the transition to H-mode confinement". B: *Physical review letters* 108.15 (2012), c. 155002.
- [20] JW Connor. "A review of models for ELMs". B: Plasma physics and controlled fusion 40.2 (1998), c. 191.
- [21] PB Snyder и др. "Edge localized modes and the pedestal: A model based on coupled peeling-ballooning modes". B: *Physics of Plasmas* 9.5 (2002), c. 2037—2043.
- [22] G.S. Kurskiev и др. "The first observation of the hot ion mode at the Globus-M2 spherical tokamak". В: Nuclear Fusion 62.10 (сент. 2022), с. 104002. DOI: 10.1088/1741-4326/ac881d.

- [23] М. Gryaznevich и др. "Achievement of Record β in the START Spherical Tokamak". В: *Phys. Rev. Lett.* 80 (18 май 1998), с. 3972—3975. DOI: 10. 1103/PhysRevLett.80.3972.
- [24] J W Berkery и др. "Operational space and performance limiting events in the first physics campaign of MAST-U". В: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 65.4 (февр. 2023), с. 045001. DOI: 10.1088/1361-6587/acb464.
- [25] Walter Guttenfelder и др. "NSTX-U theory, modeling and analysis results".
 B: Nuclear Fusion 62.4 (2022), с. 042023.
- [26] Alessio Mancini и др. "Mechanical and electromagnetic design of the vacuum vessel of the SMART tokamak". B: Fusion Engineering and Design 171 (2021), с. 112542.
- [27] VB Minaev и др. "Development of Next-Generation Spherical Tokamak Concept. The Globus-3 Tokamak". B: *Plasma Physics Reports* 49.12 (2023), с. 1578— 1587.
- [28] Howard Wilson и др. "STEP—on the pathway to fusion commercialization".
 B: Commercialising Fusion Energy. 2053-2563. IOP Publishing, 2020, 8-1 to 8—18. ISBN: 978-0-7503-2719-0. DOI: 10.1088/978-0-7503-2719-0ch8.
- [29] Min-sheng Liu и др. "ENN's roadmap for proton-boron fusion based on spherical torus". В: *Physics of Plasmas* 31.6 (июнь 2024), с. 062507. ISSN: 1070-664X. DOI: 10.1063/5.0199112.
- [30] J G Cordey. "A review of Non-Inductive current drive theory". В: Plasma Physics and Controlled Fusion 26.1А (янв. 1984), с. 123. DOI: 10.1088/ 0741-3335/26/1А/311.
- [31] A G Peeters. "The bootstrap current and its consequences". B: Plasma Physics and Controlled Fusion 42.12В (дек. 2000), B231. DOI: 10.1088/0741-3335/42/12B/318.
- [32] Olivier Sauter, Clemente Angioni и YR Lin-Liu. "Neoclassical conductivity and bootstrap current formulas for general axisymmetric equilibria and arbitrary collisionality regime". B: *Physics of Plasmas* 6.7 (1999), c. 2834—2839.

- [33] А. Redl и др. "A new set of analytical formulae for the computation of the bootstrap current and the neoclassical conductivity in tokamaks". B: *Physics of Plasmas* 28.2 (февр. 2021), с. 022502. ISSN: 1070-664X. DOI: 10.1063/5.0012664.
- [34] ВД Шафранов. "Равновесие плазмы в магнитном поле". В: Вопросы теории плазмы/под ред. МА Леонтовича. М.: Госатомиздат 2 (1963), с. 92— 131.
- [35] Harold Grad и Hanan Rubin. "Hydromagnetic equilibria and force-free fields".
 B: Journal of Nuclear Energy (1954) 7.3-4 (1958), с. 284—285.
- [36] EO Kiselev и др. "Free-Boundary Plasma Equilibrium Computation in Spherical Globus-M2 Tokamak by Means of the pyGSS Code". B: *Plasma Physics Reports* 49.12 (2023), c. 1560—1577.
- [37] R. L. Miller и др. "Noncircular, finite aspect ratio, local equilibrium model".
 B: *Physics of Plasmas* 5.4 (апр. 1998), с. 973—978. ISSN: 1070-664X. DOI: 10.1063/1.872666.
- [38] Alessandro Marinoni, O Sauter и S Coda. "A brief history of negative triangularity tokamak plasmas". B: *Reviews of Modern Plasma Physics* 5.1 (2021), с. 6.
- [39] Alberto Loarte. "Effects of divertor geometry on tokamak plasmas". B: Plasma Physics and Controlled Fusion 43.6 (2001), R183.
- [40] J.P. Freidberg. *Ideal MHD*. Ideal MHD. Cambridge University Press, 2014. ISBN: 9781107006256.
- [41] John M Greene и John L Johnson. "Interchange instabilities in ideal hydromagnetic theory". В: *Plasma Physics* 10.8 (янв. 1968), с. 729. DOI: 10.1088/0032-1028/10/8/301.
- [42] Б. Б. Кадомцев. "Перезамыкание магнитных силовых линий". В: Усп. физ. наук 151.1 (1987), с. 3—29. DOI: 10.3367/UFNr.0151.198701a.0003.
- [43] Masaaki Yamada, Russell Kulsrud и Hantao Ji. "Magnetic reconnection". В: Reviews of modern physics 82.1 (2010), с. 603—664.
- [44] ЛА Арцимович и ВД Шафранов. "Токамак с некруглым сечением плазменного витка". В: *Писъма в ЖЭТФ* 15.1 (1972), с. 72—76.

- [45] Р Zanca и др. "Feedback control model of the m= 2, n= 1 resistive wall mode in a circular plasma". В: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 54.9 (2012), с. 094004.
- [46] JW Connor и др. "Magnetohydrodynamic stability of tokamak edge plasmas".
 B: *Physics of plasmas* 5.7 (1998), с. 2687—2700.
- [47] A. A. Ware и F. A. Haas. "Stability of a Circular Toroidal Plasma under Average Magnetic Well Conditions". В: *The Physics of Fluids* 9.5 (май 1966), с. 956—964. ISSN: 0031-9171. DOI: 10.1063/1.1761797.
- [48] AB Mikhailovskii и Kh D Aburdzhaniya. "Mercier criterion for a finitepressure plasma in arbitrary-shaped magnetic axis configurations". B: *Plasma Physics* 21.2 (1979), с. 109.
- [49] Glenn Bateman и DB Nelson. "Resistive-ballooning-mode equation". В: Physical Review Letters 41.26 (1978), с. 1804.
- [50] Hartmut Zohm. *Magnetohydrodynamic stability of tokamaks*. John Wiley & Sons, 2015.
- [51] С. С. Hegna и др. "Toroidal coupling of ideal magnetohydrodynamic instabilities in tokamak plasmas". В: *Physics of Plasmas* 3.2 (февр. 1996), с. 584—592.
 ISSN: 1070-664X. DOI: 10.1063/1.871886.
- [52] H. R. Wilson и R. L. Miller. "Access to second stability region for coupled peeling-ballooning modes in tokamaks". В: *Physics of Plasmas* 6.3 (март 1999), с. 873—876. ISSN: 1070-664X. DOI: 10.1063/1.873326.
- [53] P.B. Snyder и др. "Super H-mode: theoretical prediction and initial observations of a new high performance regime for tokamak operation". B: Nuclear Fusion 55.8 (июль 2015), с. 083026. DOI: 10.1088/0029-5515/55/8/083026.
- [54] RE Waltz. "Rho-star scaling and physically realistic gyrokinetic simulations of transport in DIII-D". B: Fusion science and technology 48.2 (2005), c. 1051–1059.
- [55] FW Perkins и др. "Nondimensional transport scaling in the Tokamak Fusion Test Reactor: Is tokamak transport Bohm or gyro-Bohm?" B: *Physics of Fluids B: Plasma Physics* 5.2 (1993), с. 477—498.

- [56] СС Petty и др. "Nondimensional transport scaling in DIII-D: Bohm versus gyro-Bohm resolved". B: *Physics of Plasmas* 2.6 (1995), с. 2342—2348.
- [57] Hamed Biglari, PH Diamond и PW Terry. "Influence of sheared poloidal rotation on edge turbulence". B: *Physics of Fluids B: Plasma Physics* 2.1 (1990), с. 1—4.
- [58] Bruce I. Cohen и др. "Gyrokinetic simulations of E×B velocity-shear effects on ion-temperature-gradient modes". B: *Physics of Fluids B: Plasma Physics* 5.8 (авг. 1993), с. 2967—2980. ISSN: 0899-8221. DOI: 10.1063/1.860683.
- [59] EA Belli, J Candy и I Sfiligoi. "Spectral transition of multiscale turbulence in the tokamak pedestal". B: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 65.2 (2022), с. 024001.
- [60] L.G. Askinazi и др. "Radial current in a tokamak caused by a biased electrode".
 B: Nuclear Fusion 32.2 (февр. 1992), с. 271. DOI: 10.1088/0029-5515/32/ 2/107.
- [61] К Н Burrell и др. "Physics of the L-mode to H-mode transition in tokamaks".
 B: Plasma Physics and Controlled Fusion 34.13 (дек. 1992), с. 1859. DOI: 10.1088/0741-3335/34/13/014.
- [62] Е. Viezzer и др. "Evidence for the neoclassical nature of the radial electric field in the edge transport barrier of ASDEX Upgrade". В: Nuclear Fusion 54.1 (дек. 2013), с. 012003. DOI: 10.1088/0029-5515/54/1/012003.
- [63] Т. S. Наhm и др. "Shearing rate of time-dependent E×B flow". В: *Physics of Plasmas* 6.3 (март 1999), с. 922—926. ISSN: 1070-664X. DOI: 10.1063/1. 873331.
- [64] А.М. Dimits и др. "Parameter dependences of ion thermal transport due to toroidal ITG turbulence". В: Nuclear Fusion 41.11 (нояб. 2001), с. 1725. DOI: 10.1088/0029-5515/41/11/322.
- [65] J. C. Adam, W. M. Tang и P. H. Rutherford. "Destabilization of the trappedelectron mode by magnetic curvature drift resonances". В: *The Physics of Fluids* 19.4 (апр. 1976), с. 561—566. ISSN: 0031-9171. DOI: 10.1063/1. 861489.

- [66] M Kotschenreuther и др. "Gyrokinetic analysis and simulation of pedestals to identify the culprits for energy losses using 'fingerprints'". B: Nuclear Fusion 59.9 (2019), с. 096001.
- [67] Weigang Wan и др. "Global Gyrokinetic Simulation of Tokamak Edge Pedestal Instabilities". В: *Phys. Rev. Lett.* 109 (18 нояб. 2012), с. 185004. DOI: 10. 1103/PhysRevLett.109.185004.
- [68] В Chapman-Oplopoiou и др. "The role of ETG modes in JET–ILW pedestals with varying levels of power and fuelling". В: Nuclear Fusion 62.8 (2022), с. 086028.
- [69] David R Hatch и др. "Reduced models for ETG transport in the tokamak pedestal". B: *Physics of Plasmas* 29.6 (2022).
- [70] Р.-Ү. Li и др. "ETG turbulent transport in the Mega Ampere Spherical Tokamak (MAST) pedestal". В: Nuclear Fusion 64.1 (дек. 2023), с. 016040.
 DOI: 10.1088/1741-4326/ad0ef9.
- [71] David Dickinson и др. "Microtearing modes at the top of the pedestal". В:
 Plasma Physics and Controlled Fusion 55.7 (2013), с. 074006.
- [72] EO Kiselev и др. "Effect of collisionality on the microinstabilities in the Globus-M spherical tokamak". B: Journal of Physics: Conference Series. T. 1383. 1. IOP Publishing. 2019, с. 012003.
- [73] J. F. Parisi и др. Kinetic-Ballooning-Limited Pedestals in Spherical Tokamak Plasmas. 2023.
- [74] M Giacomin и др. "Nonlinear microtearing modes in MAST and their stochastic layer formation". В: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 65.9 (авг. 2023), с. 095019. DOI: 10.1088/1361-6587/aceb89.
- [75] Р. В. Snyder и др. "Development and validation of a predictive model for the pedestal heighta)". В: *Physics of Plasmas* 16.5 (май 2009), с. 056118. ISSN: 1070-664X. DOI: 10.1063/1.3122146.
- [76] Lorenzo Frassinetti и др. "Pedestal structure, stability and scalings in JET-ILW: the EUROfusion JET-ILW pedestal database". В: Nuclear Fusion 61.1 (2020), с. 016001.

- [77] A Kirk и др. "A comparison of H-mode pedestal characteristics in MAST as a function of magnetic configuration and ELM type". B: *Plasma Physics* and Controlled Fusion 51.6 (май 2009), с. 065016. DOI: 10.1088/0741-3335/51/6/065016.
- [78] А. Diallo и др. "Progress in characterization of the pedestal stability and turbulence during the edge-localized-mode cycle on National Spherical Torus Experiment". В: Nuclear Fusion 53.9 (авг. 2013), с. 093026. DOI: 10.1088/0029-5515/53/9/093026.
- S. Yu. Medvedev и др. "Plasma Stability in a Tokamak with Reactor Technologies Taking into Account the Pressure Pedestal". B: *Plasma Physics Reports* 47.11 (нояб. 2021), с. 1119—1127. ISSN: 1562-6938. DOI: 10.1134/S1063780X21110222.
- [80] E Vekshina и др. "Globus-M plasma edge modeling with B2SOLPS5.2 code".
 B: Plasma Physics and Controlled Fusion 58.8 (июль 2016), с. 085007. DOI: 10.1088/0741-3335/58/8/085007.
- [81] Н Zohm и др. "Dynamic behaviour of the H-mode in ASDEX upgrade".
 B: Plasma Physics and Controlled Fusion 36.7A (июль 1994), A129. DOI: 10.1088/0741-3335/36/7A/016.
- [82] Е. J. Doyle и др. "Modifications in turbulence and edge electric fields at the L–H transition in the DIII-D tokamak". В: *Physics of Fluids B: Plasma Physics* 3.8 (авг. 1991), с. 2300—2307. ISSN: 0899-8221. DOI: 10.1063/1. 859597.
- [83] A.L. Colton и др. "Experimental investigation of ELMs and associated fluctuations in JET". B: Journal of Nuclear Materials 196-198 (1992). Plasma-Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, c. 404—408. ISSN: 0022-3115. DOI: https://doi.org/10.1016/S0022-3115(06)80068-1.
- [84] J A Snipes и др. "H-modes on Alcator C-Mod". В: Plasma Physics and Controlled Fusion 38.8 (авг. 1996), с. 1127. DOI: 10.1088/0741-3335/38/ 8/005.
- [85] Т Kass и др. "Characteristics of type I and type III ELM precursors in ASDEX upgrade". B: Nuclear fusion 38.1 (1998), с. 111.

- [86] Н. Меуег и др. "Overview of physics results from MAST". В: Nuclear Fusion 49.10 (сент. 2009), с. 104017. DOI: 10.1088/0029-5515/49/10/104017.
- [87] R. Maingi и др. "Characterization of small, Type V edge-localized modes in the National Spherical Torus Experimenta)". В: *Physics of Plasmas* 13.9 (сент. 2006), с. 092510. ISSN: 1070-664X. DOI: 10.1063/1.2226986.
- [88] РТ Lang и др. "ELM control strategies and tools: status and potential for ITER". B: Nuclear Fusion 53.4 (2013), с. 043004.
- [89] M Greenwald и др. "Studies of EDA H-mode in Alcator C-Mod". В: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 42.5A (май 2000), A263. DOI: 10.1088/0741-3335/42/5A/331.
- [90] Wolfgang Suttrop и др. "Studies of the 'Quiescent H-mode'regime in ASDEX Upgrade and JET". B: *Nuclear fusion* 45.7 (2005), с. 721.
- [91] Estera Stefanikova и др. "Effect of the relative shift between the electron density and temperature pedestal position on the pedestal stability in JET-ILW and comparison with JET-C". B: Nuclear Fusion 58.5 (2018), с. 056010.
- [92] Р. Мапz и др. "Physical mechanism behind and access to the I-mode confinement regime in tokamaks". В: Nuclear Fusion 60.9 (июль 2020), с. 096011. DOI: 10.1088/1741-4326/ab9e17.
- [93] R. Maingi и др. "Edge-Localized-Mode Suppression through Density-Profile Modification with Lithium-Wall Coatings in the National Spherical Torus Experiment". В: *Phys. Rev. Lett.* 103 (7 авг. 2009), с. 075001. DOI: 10. 1103/PhysRevLett.103.075001.
- [94] Martin Greenwald. "Density limits in toroidal plasmas". В: Plasma Physics and Controlled Fusion 44.8 (июль 2002), R27. DOI: 10.1088/0741-3335/ 44/8/201.
- [95] AW Degeling и др. "Magnetic triggering of ELMs in TCV". B: *Plasma physics* and controlled fusion 45.9 (2003), с. 1637.
- [96] SH Kim и др. "Comparing magnetic triggering of ELMs in TCV and ASDEX Upgrade". B: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 51.5 (2009), с. 055021.

- [97] Elena de la Luna и др. "Understanding the physics of ELM pacing via vertical kicks in JET in view of ITER". B: *Nuclear Fusion* 56.2 (2015), с. 026001.
- [98] РТ Lang и др. "ELM pace making and mitigation by pellet injection in ASDEX Upgrade". B: Nuclear Fusion 44.5 (2004), с. 665.
- [99] YR Martin и др. "Synchronization of L-mode to H-mode transitions on the sawtooth cycle in Ohmic TCV plasmas". B: *Plasma physics and controlled fusion* 46.5A (2004), A77.
- [100] Р.Т. Lang и др. "ELM pacing and trigger investigations at JET with the new ITER-like wall". В: Nuclear Fusion 53.7 (май 2013), с. 073010. DOI: 10.1088/0029-5515/53/7/073010.
- [101] ТЕ Evans и др. "RMP ELM suppression in DIII-D plasmas with ITER similar shapes and collisionalities". B: *Nuclear fusion* 48.2 (2008), c. 024002.
- [102] О.Р. Pogutse и Е.I. Yurchenko. "Energy principle and kink instability in a toroidal plasma with strong magnetic field". В: Nuclear Fusion 18.12 (дек. 1978), с. 1629. DOI: 10.1088/0029-5515/18/12/003.
- [103] A.M.M. Todd и др. "Dependence of ideal-MHD kink and ballooning modes on plasma shape and profiles in tokamaks". В: Nuclear Fusion 19.6 (июнь 1979), с. 743. DOI: 10.1088/0029-5515/19/6/005.
- [104] Т. Ozeki и др. "Plasma shaping, edge ballooning stability and ELM behaviour in DIII-D". В: Nuclear Fusion 30.8 (авг. 1990), с. 1425. DOI: 10.1088/0029-5515/30/8/003.
- [105] LL Lao и др. "Effects of plasma shape and profiles on edge stability in DIII-D". В: Nuclear Fusion 39.11Y (1999), с. 1785.
- [106] G Saibene и др. "Improved performance of ELMy H-modes at high density by plasma shaping in JET". B: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 44.9 (2002), c. 1769.
- [107] Н Urano и др. "Thermal energy confinement of high-triangularity ELMy H-mode plasmas in JT-60U". В: *Plasma physics and controlled fusion* 44.1 (2001), с. 11.

- [108] S Saarelma и др. "Ballooning instability preventing the H-mode access in plasmas with negative triangularity shape on the DIII-D tokamak". B: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 63.10 (сент. 2021), с. 105006. DOI: 10.1088/ 1361-6587/ac1ea4.
- [109] М. Fontana и др. "The effect of triangularity on fluctuations in a tokamak plasma". В: Nuclear Fusion 58.2 (дек. 2017), с. 024002. DOI: 10.1088/1741-4326/аа98f4.
- [110] Max E Austin и др. "Achievement of reactor-relevant performance in negative triangularity shape in the DIII-D tokamak". B: *Physical review letters* 122.11 (2019), с. 115001.
- [111] DA Gates и др. "Effect of plasma shaping on performance in the National Spherical Torus Experiment". B: *Physics of Plasmas* 13.5 (2006).
- [112] Koki Imada и др. "Observation of a new pedestal stability regime in MAST Upgrade H-mode plasmas". B: *Nuclear Fusion* (2024).
- [113] L.C. Bernard, F.J. Helton и R.W. Moore. "GATO: An MHD stability code for axisymmetric plasmas with internal separatrices". B: *Computer Physics Communications* 24.3 (1981), c. 377—380. ISSN: 0010-4655. DOI: https:// doi.org/10.1016/0010-4655(81)90160-0.
- [114] L Degtyarev и др. "The KINX ideal MHD stability code for axisymmetric plasmas with separatrix". B: Computer Physics Communications 103.1 (1997), с. 10—27.
- [115] S Yu Medvedev и др. "Edge kink/ballooning mode stability in tokamaks with separatrix". В: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 48.7 (май 2006), с. 927. DOI: 10.1088/0741-3335/48/7/003.
- [116] Н. R. Wilson и др. "Numerical studies of edge localized instabilities in tokamaks". В: *Physics of Plasmas* 9.4 (апр. 2002), с. 1277—1286. ISSN: 1070-664X. DOI: 10.1063/1.1459058.
- [117] Р. В. Snyder и др. "Edge localized modes and the pedestal: A model based on coupled peeling-ballooning modes". В: *Physics of Plasmas* 9.5 (май 2002), с. 2037—2043. ISSN: 1070-664X. DOI: 10.1063/1.1449463.

- [118] AB Mikhailovskii и др. "Optimization of computational MHD normal-mode analysis for tokamaks". B: *Plasma Physics Reports* 23 (1997).
- [119] G. T. A. Huysmans и др. "Modeling of diamagnetic stabilization of ideal magnetohydrodynamic instabilities associated with the transport barrier". В: *Physics of Plasmas* 8.10 (окт. 2001), с. 4292—4305. ISSN: 1070-664X. DOI: 10.1063/1.1398573.
- [120] БГ Галеркин. "Стержни и пластинки. Ряды в некоторых вопросах упругого равновесия стержней и пластинок". В: Вестник инженеров 1.19 (1915), с. 897—908.
- [121] X.Q. Хиидр. "Turbulence simulations of X point physics in the L-H transition*".
 B: Nuclear Fusion 42.1 (янв. 2002), с. 21. DOI: 10.1088/0029-5515/42/1/ 304.
- [122] С.R. Sovinec и др. "Nonlinear magnetohydrodynamics simulation using high-order finite elements". B: Journal of Computational Physics 195.1 (2004), с. 355—386. ISSN: 0021-9991. DOI: https://doi.org/10.1016/j.jcp. 2003.10.004.
- [123] Wonchull Park и др. "Plasma simulation studies using multilevel physics models". В: Physics of Plasmas 6.5 (1999), с. 1796—1803.
- [124] W. Park и др. "Nonlinear simulation studies of tokamaks and STs". В: Nuclear Fusion 43.6 (июнь 2003), с. 483. DOI: 10.1088/0029-5515/43/6/311.
- S. Briguglio, F. Zonca и G. Vlad. "Hybrid magnetohydrodynamic-particle simulation of linear and nonlinear evolution of Alfvén modes in tokamaks".
 B: *Physics of Plasmas* 5.9 (сент. 1998), с. 3287—3301. ISSN: 1070-664X. DOI: 10.1063/1.872997.
- [126] G.T.A. Huysmans и O. Czarny. "MHD stability in X-point geometry: simulation of ELMs". В: Nuclear Fusion 47.7 (июнь 2007), с. 659. DOI: 10.1088/0029-5515/47/7/016.
- BD Dudson и др. "BOUT++: A framework for parallel plasma fluid simulations".
 B: Computer Physics Communications 180.9 (2009), с. 1467—1480.

- [128] В. D. Dudson и др. "BOUT++: Recent and current developments". В: *Journal* of Plasma Physics 81.1 (2015), с. 365810104. DOI: 10.1017/S0022377814000816.
- [129] F Orain и др. "Resistive reduced MHD modeling of multi-edge-localizedmode cycles in tokamak X-point plasmas". B: *Physical review letters* 114.3 (2015), с. 035001.
- S.J.P. Pamela и др. "Recent progress in the quantitative validation of JOREK simulations of ELMs in JET". В: Nuclear Fusion 57.7 (май 2017), с. 076006.
 DOI: 10.1088/1741-4326/aa6e2a.
- [131] X.Q. Хиидр. "Nonlinear ELM simulations based on a nonideal peeling-ballooning model using the BOUT++ code". В: Nuclear Fusion 51.10 (сент. 2011), с. 103040. DOI: 10.1088/0029-5515/51/10/103040.
- [132] Xinliang Xu и Benjamin Dudson. "Kink-ballooning mode in circular tokamak plasma". B: AIP Advances 12.1 (2022).
- [133] LL Lao и др. "MHD equilibrium reconstruction in the DIII-D tokamak". В:
 Fusion science and technology 48.2 (2005), с. 968—977.
- [134] Ben Dudson. FreeGS Repository. https://github.com/bendudson/freegs.[Online; accessed 31-January-2024]. 2023.
- [135] Pierre Simon Laplace. "Memoir on the Probability of the Causes of Events".
 B: Statistical Science 1.3 (1986), c. 364-378. ISSN: 08834237.
- [136] X Xu и др. "Boundary plasma turbulence simulations for tokamaks". В: *Communications in Computational Physics, vol. 4, no. 5, July 1, 2008, pp.* 949-979 4.LLNL-JRNL-404082 (2008).
- [137] William D D'haeseleer и др. Flux coordinates and magnetic field structure: a guide to a fundamental tool of plasma theory. Springer Science & Business Media, 2012.
- [138] Richard D Hazeltine и James D Meiss. *Plasma confinement*. Courier Corporation, 2003.
- [139] Z. T. Wang и др. "Kink modes in pedestal". В: *Physics of Plasmas* 21.3 (март 2014), с. 032505. ISSN: 1070-664X. DOI: 10.1063/1.4868233.

- [140] Варвара Петренко. "Влияние эффективного заряда на развитие краевых неустойчивостей в токамаке Глобус-М2". Дис. . . . маг. Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого Физико-механический институт, выпускная квалификационная работа бакалавра: направление 03.03.02 Физика, 2024.
- [141] William Thomson. "XLVI. Hydrokinetic solutions and observations". B: The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science 42.281 (1871), c. 362—377.
- [142] F Troyon и др. "MHD-Limits to Plasma Confinement". В: *Plasma Physics* and Controlled Fusion 26.1А (янв. 1984), с. 209. DOI: 10.1088/0741-3335/26/1A/319.
- [143] YK M Peng и Dennis J Strickler. "Features of spherical torus plasmas". В: Nuclear Fusion 26.6 (1986), с. 769.
- [144] VK Gusev и др. "Globus-M spherical tokamak". В: *Technical physics* 44 (1999), с. 1054—1057.
- [145] VB Minaev и др. "Spherical tokamak Globus-M2: design, integration, construction"
 B: Nuclear Fusion 57.6 (2017), с. 066047.
- [146] ВК Гусев и др. "Комплекс нейтральной инжекции сферического токамака Глобус-М". В: Журнал технической физики 77.9 (2007), с. 28—43.
- [147] ПБ Щеголев и др. "КОМПЛЕКС НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ СФЕ-РИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М2". В: Fizika plazmy 49.12 (2023), с. 1293—1307.
- [148] Zhiltsov N. S. и др. *Thomson scattering diagnostics at the Globus M2 tokamak*. 2023.
- [149] EE Tkachenko и др. "Application of Machine Learning to Determine Electron Temperature in Globus-M2 Tokamak Using the Soft X-Ray Emission Data and the Thomson Scattering Diagnostics Data". B: *Physics of Atomic Nuclei* 85.7 (2022), c. 1214—1222.

- [150] S.A. Galkin и др. "Comparison of tokamak axisymmetric mode growth rates from linear MHD and equilibrium evolution approaches". B: Nuclear Fusion 37.10 (окт. 1997), с. 1455. DOI: 10.1088/0029-5515/37/10/I11.
- [151] A. Ponomarenko и др. "The investigation of edge-localized modes on the Globus-M2 tokamak using Doppler backscattering". В: Nuclear Fusion 64.2 (дек. 2023), с. 022001. DOI: 10.1088/1741-4326/ad0ead.
- [152] Ю Петров и др. "Диагностический комплекс сферического токамака Глобус-M2". В: *Fizika plazmy* 49.12 (2023), с. 1249—1270.
- [153] GS Kurskiev и др. "Energy confinement in the spherical tokamak Globus-M2 with a toroidal magnetic field reaching 0.8 T". B: Nuclear Fusion 62.1 (2021), c. 016011.
- [154] AB Mineev и др. "Parametric Studies of a Globus-3 Spherical Tokamak with Various Options of Electromagnetic Systems Based on Copper Alloys Using the GLOBSYS Code". B: *Physics of Atomic Nuclei* 85.Suppl 1 (2022), S17— S33.
- [155] Daniel L Jassby. "Neutral-beam-driven tokamak fusion reactors". B: Nuclear Fusion 17.2 (1977), c. 309.
- [156] X Garbet и др. "Profile stiffness and global confinement". B: *Plasma physics* and controlled fusion 46.9 (2004), с. 1351.
- [157] VK Gusev и др. "First results on H-mode generation in the Globus-M spherical tokamak". B: 34th EPS Conference on Plasma Physics 2007, EPS 2007-Europhysics Conference Abstracts. 2007, c. 460—463.
- [158] V.K. Gusev и др. "Overview of results obtained at the Globus-M spherical tokamak". В: Nuclear Fusion 49.10 (окт. 2009), с. 104021. DOI: 10.1088/ 0029-5515/49/10/104021.
- [159] ГС Курскиев и др. "Формирование внутренних транспортных барьеров в токамаке Глобус-М в режиме с ранним включением нейтрального пучка".
 В: Писъма в Журнал технической физики 37.23 (2011), с. 82—90.
- [160] K. Ikeda. "Progress in the ITER Physics Basis". В: Nuclear Fusion 47.6 (июнь 2007), E01. DOI: 10.1088/0029-5515/47/6/E01.

- [161] VV Bulanin и др. "Observation of filaments on the Globus-M tokamak by Doppler reflectometry". B: *Technical Physics Letters* 37 (2011), с. 340—343.
- [162] VV Bulanin и др. "Filament structures in the Globus-M tokamak". B: Proceedings of the 39th EPS Conference on Plasma Physics, Stockholm, Sweden. 2012, с. 2—6.
- [163] Hartmut Zohm. "Edge localized modes (ELMs)". B: Plasma Physics and Controlled Fusion 38.2 (1996), c. 105.
- [164] A Kirk и др. "Structure of ELMs in MAST and the implications for energy deposition". B: *Plasma physics and controlled fusion* 47.2 (2005), с. 315.
- [165] GS Kurskiev и др. "Tenfold increase in the fusion triple product caused by doubling of toroidal magnetic field in the spherical tokamak Globus-M2". В: Nuclear Fusion 61.6 (2021), с. 064001.
- [166] Ghazi Al-Naymat, Sanjay Chawla и Javid Taheri. "SparseDTW: A Novel Approach to Speed up Dynamic Time Warping". B: (2012). DOI: 10.48550/ arXiv.1201.2969.
- S. K. Kim и др. "Experimental measurement of electron particle diffusion from sawtooth-induced density-pulse propagation in the Texas Experimental Tokamak". B: *Phys. Rev. Lett.* 60 (7 февр. 1988), с. 577—580. DOI: 10.1103/ PhysRevLett.60.577.
- [168] С. С. Petty и др. "Magnetic-Flux Pumping in High-Performance, Stationary Plasmas with Tearing Modes". В: *Phys. Rev. Lett.* 102 (4 янв. 2009), с. 045005.
 DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.045005.
- [169] J. D. King и др. "Hybrid-like 2/1 flux-pumping and magnetic island evolution due to edge localized mode-neoclassical tearing mode coupling in DIII-D".
 B: *Physics of Plasmas* 19.2 (февр. 2012), с. 022503. ISSN: 1070-664X. DOI: 10.1063/1.3684648.
- [170] V. Igochine и др. "Investigation of complex MHD activity by a combined use of various diagnostics". В: Nuclear Fusion 43.12 (дек. 2003), с. 1801. DOI: 10.1088/0029-5515/43/12/023.

- [171] PA Duperrex и др. "Global sawtooth instability measured by magnetic coils in the JET tokamak". B: Nuclear fusion 32.7 (1992), с. 1161.
- [172] N Cruz и др. "On the control system preparation for ELM pacing with vertical kicks experiments at TCV". B: Fusion Engineering and Design 129 (2018), c. 247—252.
- [173] A Loarte и др. "Characteristics and scaling of energy and particle losses during Type I ELMs in JET H-modes". B: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 44.9 (2002), с. 1815.
- [174] W Suttrop и др. "Identification of plasma-edge-related operational regime boundaries and the effect of edge instability on confinement in ASDEX Upgrade". В: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 39.12 (дек. 1997), с. 2051. DOI: 10.1088/0741-3335/39/12/008.
- [175] J. Stober и др. "Small ELM regimes with good confinement on JET and comparison to those on ASDEX Upgrade, Alcator C-mod and JT-60U". В: Nuclear Fusion 45.11 (окт. 2005), с. 1213. DOI: 10.1088/0029-5515/45/11/001.
- [176] I.G.J. Classen и др. "The role of temperature fluctuations in the dynamics of type-I and type-II edge localized modes at ASDEX Upgrade". В: Nuclear Fusion 53.7 (май 2013), с. 073005. DOI: 10.1088/0029-5515/53/7/073005.
- [177] S M Kaye, J W Connor и C M Roach. "Thermal confinement and transport in spherical tokamaks: a review". В: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 63.12 (нояб. 2021), с. 123001. DOI: 10.1088/1361-6587/ac2b38.
- [178] J. Dominski и др. "Global micro-tearing modes in the wide pedestal of an NSTX plasma". В: *Physics of Plasmas* 31.4 (апр. 2024), с. 044501. ISSN: 1070-664X. DOI: 10.1063/5.0200894.
- [179] A.O. Nelson и др. "Time-dependent experimental identification of inter-ELM microtearing modes in the tokamak edge on DIII-D". В: Nuclear Fusion 61.11 (окт. 2021), с. 116038. DOI: 10.1088/1741-4326/ac27ca.

- [180] Anna Ponomarenko и др. "First Results of the Implementation of the Doppler Backscattering Diagnostic for the Investigation of the Transition to H-Mode in the Spherical Tokamak Globus-M2". B: Sensors 23.2 (2023). ISSN: 1424-8220. DOI: 10.3390/s23020830.
- [181] PB Snyder и др. "A first-principles predictive model of the pedestal height and width: development, testing and ITER optimization with the EPED model". B: Nuclear Fusion 51.10 (2011), с. 103016.
- [182] Gregorij V Pereverzev и PN Yushmanov. "ASTRA. Automated system for transport analysis in a tokamak". B: (2002).
- [183] Alexander Yashin и др. "Review of Advanced Implementation of Doppler Backscattering Method in Globus-M". B: Applied Sciences 11.19 (2021), c. 8975.
- [184] JW Connor, CJ Ham и RJ Hastie. "The effect of plasma beta on high-n ballooning stability at low magnetic shear". B: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 58.8 (2016), с. 085002.
- [185] DI Alekseev и др. "Verification of the Finite Element Model of the Magnet System of the Globus-M2 Spherical Tokamak Based on the Experimental Data". B: *Physics of Atomic Nuclei* 86.7 (2023), с. 1729—1736.
- [186] John M Greene. "A brief review of magnetic wells". B: Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion 17 (1997), c. 389–402.
- [187] A Yu Tokarev и др. "Application of Multi-Frequency Doppler Backscattering for Studying Edge Localized Modes at the Globus-M2 Tokamak". B: *Plasma Physics Reports* 50.5 (2024), c. 541—551.