

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе

Российской академии наук

На правах рукописи

Тельнова Анна Юрьевна

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА В
КОМПАКТНОМ СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАСЕ ГЛОБУС-М**

Специальность 1.3.9. – физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

Кандидат физико-математических наук

В.Б. Минаев

Санкт-Петербург

2026

Оглавление

Введение.....	4
Актуальность темы исследования.....	4
Степень разработанности темы исследования.....	6
Цель и задачи научного исследования.....	7
Научная новизна работы	8
Научная и практическая значимость работы	8
Методология и методы исследования.....	9
Основные положения, выносимые на защиту	10
Достоверность и апробация результатов.....	11
Глава 1. Основные результаты исследований удержания энергии и процессов переноса в плазме сферических токамаков	14
1.1. Удержание энергии в токамаке	14
1.1.1. Режимы удержания энергии	18
1.1.2. Аномальный перенос тепла и частиц	22
1.1.3. АТ-режим и предел по нормализованной бете.....	24
1.2. Транспортные модели.....	28
1.3. Ионный теплоперенос в сферических токамаках.....	34
1.4. Обращенный профиль запаса устойчивости в сферических токамаках.....	39
1.5. Выводы к главе 1.....	41
Глава 2. Экспериментальные установки и применяемые методы	43
2.1. Сферический токамак Глобус-М и его диагностический комплекс.....	43
2.2. Комплекс нейтральной инжекции сферического токамака Глобус-М..	47
2.3. Модернизация нейтрального инжектора сферического токамака Глобус-М.....	49
2.3.1 Модернизация системы подачи газа.....	49
2.3.2 Модернизация ионно-оптической системы источника ИПМ-2.....	58
2.4. Методы исследования процессов переноса в плазме.....	67
2.4.1. Код ASTRA.....	67
2.4.2. Модель переноса тепла и частиц в омических разрядах. Транспортная модель.....	68

2.4.3. Моделирование разрядов с нейтральной инжекцией. Транспортная модель.....	72
2.5. Выводы к главе 2.....	77
Глава 3. Исследование процессов переноса в компактном сферическом токамаке Глобус-М	79
3.1 Влияние тороидального магнитного поля и плотности на интегральные параметры плазмы.....	79
3.2. Исследования переноса тепла и частиц в разрядах на стадии роста тока плазмы	82
3.2.1. Омический режим	82
3.2.2. Режим с нейтральной инжекцией	88
3.3 Исследование нагрева ионов в плазме сферического токамака Глобус-М	97
3.3.1 Влияния тока плазмы на нагрев ионов	97
3.3.2. Исследование влияния удельной частоты столкновений на нагрев ионов.....	103
3.3.3. Оценка столкновительности в сферическом токамаке Глобус-М2.....	112
3.4 Выводы к главе 3.....	115
Заключение	117
Список литературы	120

Введение

Актуальность темы исследования

Строительство международного экспериментального термоядерного реактора ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) [1], и последующее создание демонстрационной электростанции DEMO [2] рассматривается как магистральный путь развития термоядерной энергетики, практическое использование которой можно ожидать не ранее конца текущего столетия. Альтернативным путем внедрения технологии термоядерного синтеза в энергетике является создание гибридного реактора на базе термоядерного источника нейтронов (ТИН) [3]. Кроме этого рассматриваются другие области применения ТИН: наработка топлива для ядерных реакторов (из U^{238} или Th^{232}) [4], испытания материалов для будущих термоядерных реакторов [5], воспроизводство трития, дожигание отработанного ядерного топлива. Одним из кандидатов на роль ТИН является токамак. Для получения нейтронов в токамаке используется реакция синтеза между ионами плазмы-мишени и ионами высокой энергии, образующимися при инжектировании в плазму пучка атомов (пучок+плазма) [6]. Перспективным вариантом реализации этой идеи является использование для создания плазмы-мишени сферического токамака. Сферические токамаки [7] - тороидальные магнитные ловушки с низким аспектным отношением $A \leq 2$ ($A = R/a$, где R – большой радиус, a – малый радиус). В силу своих небольших размеров, сферический токамак получается экономически более выгодным, по сравнению с классическим токамаком ($A > 3$). Более того, на сферическом токамаке в реакции синтеза по схеме пучок+плазма удастся получить более высокую плотность потока нейтронов в сравнении с классическими токамаками [8].

На пути к коммерческому использованию как гибридного, так и термоядерного реактора, необходимо решить множество физических и инженерных задач. Одной из важнейших является обеспечение максимального отношения мощности, выделяемой в процессе ядерного

синтеза к суммарной мощности, затрачиваемой на создание, удержание и нагрев плазмы. Если для классического реактора нужно, чтобы это отношение значительно превышало единицу, то для гибридного реактора на основе ТИН данное требование является необязательным, т.е. допускается снижение коэффициента усиления мощности, поскольку мощность потока нейтронов, испускаемого плазмой, в гибридном реакторе будет умножена в ядерном blankets.

Важной характеристикой установки, определяющей необходимую величину подводимой мощности, является время удержания запасенной в плазме энергии. Чем больше время удержания энергии, тем медленнее остывает плазма и тем меньше нужно мощности для ее нагрева. На основе обобщения экспериментальных данных с различных токамаков, в основном «классических», были построены законы подобия (скейлинги), описывающие время удержания энергии в зависимости от инженерных или физических параметров установки. Инженерные скейлинги – это эмпирические зависимости времени удержания от измеряемых параметров плазменного разряда, полученные из статистического анализа данных с существующих установок. Физические скейлинги для времени удержания энергии, напротив, представляют собой произведение обобщенных безразмерных параметров плазмы. Общеупотребимыми в настоящее время являются скейлинги, используемые для проекта ITER, последняя редакция которого представлена в 2025 [9]. В тоже время, исследования на сферических токамаках MAST [10] и NSTX [11] показали существенное отличие зависимости времени удержания энергии в этих установках, в сравнении с классическими токамаками. Самым значительным отличием является гораздо более сильная зависимость времени удержания энергии от тороидального магнитного поля в инженерных скейлингах [12], [13]), и более сильная зависимость от столкновительности в физических скейлингах [14], [15]. Данные особенности могут быть обусловлены различиями в процессах переноса энергии и частиц в сферических и классических токамаках. Для более глубокого понимания

этих различий необходимо дальнейшее исследование процессов переноса в плазме сферического токамака в зависимости от режимов его работы.

Плазменный шнур, помещенный в магнитное поле, подвержен развитию различных неустойчивостей, которых, вследствие большого числа коллективных степеней свободы, у плазмы очень много. Неустойчивости могут, приводить как к потере, запасенной в плазме энергии, так и к полному разрушению шнура. Одними из самых опасных из них являются винтовые и баллонные неустойчивости, развивающиеся при превышении критического значения тока и/или давления плазмы. Немаловажным отличием сферических токамаков является более высокий предел развития баллонной и винтовой неустойчивостей и большее критическое значение давления плазмы. Развитие данных неустойчивостей обуславливается достижением предела Тройона (или предела по параметру β_N , являющемуся нормализованным давлением плазмы), который на сферических токамаках до трех раз выше [16], [17], чем на классических [18], что позволяет работать в режиме с большим током плазмы, максимальным значением β_N , максимальной долей бутстреп-тока, именно этот режим предлагается в качестве основного сценария работы источника нейтронов ДЕМО-ТИН [19].

Перечисленные особенности являются весомыми аргументами в пользу сферических токамаков при создании термоядерного реактора или источника нейтронов, и обуславливают необходимость более глубокого и детального исследования процессов переноса тепла и частиц в плазме.

Степень разработанности темы исследования

Удержание энергии и процессы переноса в сферических токамаках обладают рядом особенностей, связанных с малым аспектным отношением. Сильное изменение тороидального магнитного поля в направлении большого радиуса приводит к появлению большого количества частиц, захваченных на запертые траектории, т.е. усиливаются неоклассические эффекты. Из-за относительно низкой величины тороидального магнитного поля, которое при

этом сильно меняется в направлении большого радиуса тора, ларморовский радиус ионов плазмы увеличивается и может становиться сравнимым с поперечными размерами плазменного шнура. Кроме того, магнитное поле, создаваемое током плазмы, также становится сравнимым по величине с тороидальным магнитным полем, удерживающим плазму. На текущий момент степень понимания процессов, определяющих время удержания энергии и перенос тепла и частиц в сферических токамаках, значительно ниже, чем для классических токамаков. Это связано с относительной новизной данного направления, а также, с небольшим количеством сферических токамаков с мощным дополнительным нагревом плазмы. В настоящее время имеется экспериментальная база для токамаков Глобус-М (Россия), NSTX (США), MAST (Великобритания), ST40 (Великобритания) и START (Великобритания). Обзор основных результатов, полученных на этих установках, дан в Главе 1.

Цель и задачи научного исследования

Основной целью данной работы было исследование процессов переноса тепла и частиц в компактном сферическом токамаке Глобус-М в различных разрядах плазмы, в том числе с увеличенным до 0.5 Тл тороидальным магнитным полем.

В соответствии с поставленной целью в работе решались следующие задачи:

1. Модернизация комплекса нейтральной инжекции сферического токамака Глобус-М с целью увеличения длительности импульса пучка атомов и стабилизации его параметров в плазменных экспериментах.
2. Исследование переноса тепла и частиц в омических разрядах до начала развития пилообразных колебаний.
3. Исследование переноса тепла и частиц в сферическом токамаке Глобус-М в режиме с включением нейтральной инжекции на фазе роста тока плазмы.

4. Исследование процессов переноса тепла ионами в сферическом токамаке Глобус-М в разрядах с нейтральной инжекцией.

Научная новизна работы

Впервые на компактном сферическом токамаке в омическом режиме нагрева плазмы обнаружено формирование внутреннего транспортного барьера (ВТБ) - зоны со сниженным переносом тепла и частиц.

Впервые на компактном сферическом токамаке с рекордной удельной мощностью нагрева и высокой плотностью плазмы проведено исследование удержания тепла и частиц в режимах с тороидальным магнитным полем до 0.5 Тл и током плазмы до 250 кА.

Впервые на компактном сферическом токамаке при тороидальном магнитном поле 0.5 Тл в разрядах с нейтральной инжекцией на стадии роста тока обнаружено формирование в центре плазменного шнура области с коэффициентом диффузии частиц, близким к неоклассическому.

Впервые на компактном сферическом токамаке в разрядах с нейтральной инжекцией проведено исследование ионного теплопереноса на основании экспериментально измеренного профиля ионной температуры. Было подтверждено, что в исследуемых режимах ионный теплоперенос близок к неоклассическому в области градиента температуры и аномальных потерь по ионному каналу не происходит даже в режиме с низкой нормализованной частотой столкновений (до значений 0.03).

Научная и практическая значимость работы

Научная значимость заключается в создании расчетной модели плазмы сферического токамака Глобус-М, позволяющей априорно оценивать ожидаемые физические параметры плазмы по инженерным характеристикам разряда. Модель может быть применима к расчетам для токамака Глобус-М2, и адаптирована к проектируемому сферическому токамаку Глобус-3.

Практическая значимость заключается в модернизации комплекса нейтральной инжекции, позволившая увеличить время импульса и проводить эксперименты в квазистационарном режиме. На основе проведенных данных экспериментов, выполненное моделирование подтвердило снижение переноса частиц в центральной области плазмы до неоклассических значений в режиме без пилообразных колебаний. Также, проведенные автором на токамаке Глобус-М исследования подтверждают неоклассический характер переноса энергии ионами, что является аргументом в пользу использования сферических токамаков как в качестве источника нейтронов, так и самостоятельного термоядерного реактора. Полученный омический режим со сниженным переносом тепла электронами перспективен для создания источника нейтронов, работающего по принципу пучок плюс плазма в качестве плазмы-мишени.

Методология и методы исследования

Экспериментальные исследования проводились на компактном сферическом токамаке Глобус-М [20]. Для дополнительного нагрева плазмы использовалась инжекция пучков изотопов водорода высокой энергии [21]. Для определения параметров плазмы применялся уникальный диагностический комплекс токамака. Магнитная конфигурация восстанавливалась с помощью кода EFIT [22]. Оценки энергозапаса плазмы проводились на основании диамагнитных измерений и расчетов на основе кинетических измерений параметров плазмы. Измерения ионной температуры проводились с помощью диагностики спектроскопии перезарядки CXRS [23] и с помощью анализатора атомов перезарядки NPA [24]. Моделирование термоизоляции плазмы проводилось с помощью кода ASTRA [25]. Расчеты поглощенной мощности пучка проводились кодом NUBEAM [26], блоком NBI [27] и с учетом оценок потерь быстрых частиц по траекторному трехмерному коду [28]. Экспериментальные исследования проводились при различных параметрах разряда: ток плазмы менялся от 115

до 250 кА, тороидальное магнитное поле – от 0.4 Тл до 0.5 Тл; средняя плотность плазмы – от $1.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ до $5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Более подробное описание экспериментальных установок, диагностического комплекса, комплекса нейтральной инжекции и применяемых методов можно найти ниже в Главе 2. Особенности методологии и методов исследования в конкретных экспериментах описаны в Главе 3.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Применение программируемой регулировки подачи рабочего газа в ионный источник инжектора атомов обеспечивает оптимизацию фокусировки атомного пучка и позволяет реализовать на токамаке Глобус-М стабильную работу инжектора в течение увеличенного в ~ 1.7 раза (50 мс) импульса инжекции, что значительно превышает ожидаемое время удержания энергии (до 7 мс).
2. Применение метода раннего включения нейтральной инжекции на токамаке Глобус-М (на стадии подъема тока плазмы) позволяет получить режим с длительной фазой без пилообразных колебаний при тороидальном магнитном поле 0.5 Тл и сформировать в плазме пикированный профиль концентрации электронов. Моделирование режима демонстрирует существование профиля запаса устойчивости со значением $q > 1$ по всему сечению плазменного шнура, что позволяет сформировать область с пониженным переносом частиц в зоне $r/a < 0.6$ при значении времени удержания энергии, соответствующему скейлингу IPB98(y,2).
3. Снижение ионной столкновительности с 0.12 до 0.03 в сферическом токамаке Глобус-М в режимах с нейтральной инжекцией высокоэнергичного пучка атомов позволяет уменьшить величину ионной температуропроводности плазмы в области середины малого радиуса с $4 \text{ м}^2/\text{с}$ до $1.2 \text{ м}^2/\text{с}$, что соответствует неоклассической теории и позволяет исключить влияние турбулентного механизма на ионный теплоперенос.

Достоверность и апробация результатов

Достоверность полученных результатов обеспечена хорошим соответствием экспериментальных данных, полученных при многократном повторении измерений, результатам моделирования, выполненного с помощью нескольких компьютерных кодов. Полученные данные не противоречат результатам экспериментов на других сферических токамаках. Описываемые в работе результаты были доложены на четырех конференциях, опубликованы в реферируемых журналах, а также обсуждались на российских и международных конференциях, на семинарах и совещаниях лаборатории Физики высокотемпературной плазмы ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

Основные результаты работы представлены в четырех докладах на конференциях:

1. А.Ю. Тельнова, Влияние увеличения тороидального магнитного поля на нагрев и удержание плазмы в разрядах токамака Глобус-М с нейтральной инжекцией / А.Ю. Тельнова, В.Б. Минаев, П.Б. Щёголев, Г.Ф. Авдеева, Н.Н. Бахарев, В.К. Гусев, Г.С. Курскиев, И.В. Мирошников, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, А.Е. Шевелев // 44я Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, г. Звенигород Московской обл. 13 - 17 февраля 2017 года.

2. А.Ю. Тельнова, Влияние величины магнитного поля на удержание энергии и частиц в сферическом токамаке Глобус-М / А.Ю. Тельнова, Гусев В.К., Бахарев Н.Н., Курскиев Г.С., Патров М.И., Петров Ю.В., Киселев Е.О., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Щёголев П.Б // Международная молодежная конференция Физика, СПб., 24-27 октября, 2017 г.

3. A.Yu. Telnova, Influence of the reversed safety factor profile on the transport in the Globus-M spherical tokamak / A.Yu. Telnova, G.S. Kurskiev, N.N. Bakharev, V.K. Gusev, E.O. Kiselev, N.A. Khromov, V.B. Minaev, I.V. Miroshnikov, M.I. Patrov, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, A.D. Sladkomedova, P.B.

Shchegolev, V.V. Solokha, V A Tokarev, S.Yu. Tolstyakov // 45th European Physical Society Conference on Plasma Physics, 2-6 July 2018, Prague, Czech.

4. А.Ю. Тельнова, Особенности теплопереноса в ионном канале на сферическом токамаке Глобус-М / А.Ю. Тельнова, Н.Н. Бахарев, В.К. Гусев, Г.С. Курскиеv, Д. М. Ларионова, М. М. Ларионова, В.Б. Минаев, И.В. Мирошников, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, П.Б. Щёголев // 45я Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, г. Звенигород Московской обл. 2-6 апреля 2018 года.

и в шести статьях в реферируемых журналах:

1. **А.Ю. Тельнова**, В.Б. Минаев, П.Б. Щеголев, Д.В. Разуменко, Г.С. Курскиеv, А.В. Lupin, Разработка системы напуска газа в ионный источник инжектора атомов токамака Глобус-М и оптимизация с ее помощью параметров атомного пучка // 2017, ЖТФ, 2017, том 87, вып. 7

2. **Тельнова А.Ю.**, Курскиеv Г.С., Мирошников И.В., Авдеева Г.Ф., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Минаев В.Б., Мельник А.Д., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Чернышев Ф.В., Щёголев П.Б. Исследование влияния тока плазмы на ионный теплоперенос в сферическом токамаке Глобус-М // ПЖТФ, 2018, Т. 44, В. 15. Р 100

3. **A Yu Telnova** , G S Kurskiev , E O Kiselev , N N Bakharev , V K Gusev, N A Khromov , S Yu Medvedev, V B Minaev , I V Miroshnikov , M I Patrov , Yu V Petrov , N V Sakharov , A D Sladkomedova , P B Shchegolev , V V Solokha , V A Tokarev , S Yu Tolstyakov and E A Tukhmeneva, Influence of the safety factor profile on the particle and heat transport in the Globus-M spherical tokamak // 2019, Plasma Sci. Technol., V. 21 P. 115101

4. **А.Ю. Тельнова**, Г.С. Курскиеv, Н.Н. Бахарев, В.К. Гусев, Е.О. Киселев, В.Б. Минаев, И.В. Мирошников, М.И. Патров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, В.А. Токарев, С.Ю. Толстяков, Е.А. Тюхменева, Н.А. Хромов, П.Б. Щёголев, Перенос тепла и частиц в начальной фазе омических разрядов сферического токамака Глобус-М // 2019, Письма в ЖТФ. Т. 45. В. 13. С. 17.

5. **A Yu Telnova**, G S Kurskiev, I V Miroshnikov, N V Sakharov, E O Kiselev, M M Larionova, N N Bakharev, D M Larionova, V K Gusev, N A Khromov, V B Minaev, M I Patrov, Yu V Petrov, A D Sladkomedova, P B Shchegolev, V A Tokarev, S Yu Tolstyakov and E A Tukhmeneva, Ion heat transport study in the Globus-M spherical tokamak // 2020, Plasma Phys. Control. Fusion V. 62 P. 045011.

6. **А.Ю. Тельнова**, В.Б. Минаев, А.А. Панасенков, П.Б. Щёголев, Реновация ионно-оптической системы источника ИПМ-2 инжектора атомов сферического токамака Глобус-М2 // 2022, Журнал технической физики, 2022, том 92, вып. 4, С 540

Глава 1. Основные результаты исследований удержания энергии и процессов переноса в плазме сферических токамаков

1.1. Удержание энергии в токамаке

Идея термоядерной энергетики базируется на использовании энергии, выделяющейся в результате протекания реакции слияния легких ядер. Для осуществления ядерной реакции синтеза необходимо преодолеть кулоновские силы отталкивания, возникающие при сближении одноименных зарядов (в данном случае, положительно заряженных ядер). После преодоления кулоновского барьера начинают работать короткодействующие силы, которые приводят к слиянию ядер. Одним из способов преодоления кулоновского барьера является передача ионам плазмы большого количества энергии в результате нагрева, из-за чего данные реакции получили название термоядерных. В дальнейшем выделившуюся при реакции слияния энергию нужно преобразовать в удобный для последующего использования вид. Для обеспечения положительного энергетического выхода необходимо выполнение следующего условия:

$$Q = P_{OUT}/P_{IN} > 1,$$

где P_{OUT} - мощность, производимая в реакторе в результате протекающих в нем взаимодействий, P_{IN} - подводимая к реактору мощность, необходимая для удержания плазмы. Уравнение баланса мощностей в плазме реактора выглядит следующим образом:

$$\frac{dW}{dt} = P_{OH} + P_{AUX} + P_{\alpha} - P_{RAD} - \frac{W}{\tau_E} \quad (1.1)$$

Здесь: W – запасенная в плазме энергия

$$W = \frac{3}{2} \int (T_e \cdot n_e) dV + \sum_i \frac{3}{2} \int (T_i \cdot n_i) dV, \quad (1.2)$$

P_{OH} – мощность омического нагрева, P_{AUX} – мощность дополнительного нагрева (ВЧ-нагрев P_{RF} , инжекция высокоэнергичных атомов P_{NBI}), P_{α} – мощность нагрева плазмы термоядерными альфа-частицами, P_{RAD} – мощность потерь из плазмы с излучением, τ_E - время удержания энергии [29], W/τ_E - мощность потерь за счет процессов переноса (теплопроводности и

конвекции). В эксперименте, пренебрегая мощностью нагрева плазмы альфа-частицами P_α и мощностью потерь на излучение P_{RAD} , время удержания энергии можно выразить следующим образом:

$$\tau_E = \frac{W}{P_{\text{OH}} + P_{\text{AUX}} - \frac{dW}{dt}} \quad (1.3)$$

Омический нагрев плазмы P_{OH} в токамаках происходит за счет выделения тепла при протекании тока по плазменному шнуру. Однако существует ряд причин, препятствующих достижению в токамаке термоядерных параметров плазмы без применения дополнительных методов нагрева. Во-первых, с ростом электронной температуры T_e электропроводность плазмы увеличивается ($\sigma \sim T_e^{3/2}$) [30] и, соответственно, падает эффективность омического нагрева, что вызывает необходимость наращивать плазменный ток. Во-вторых, использование индуктора ограничивает возможности для создания и поддержания полоидального магнитного потока и налагает ограничение на продолжительность и амплитуду индукционного тока. В-третьих, обеспечение устойчивости плазменного шнура по отношению к винтовым модам накладывает ограничение на предельный ток плазмы I_p в соответствии с пределом Крускала-Шафранова [31], [32], согласно которому запас устойчивости на границе должен быть $q_a \sim B_T/I_p > 1$.

Одним из наиболее эффективных методов дополнительного нагрева плазмы в магнитных ловушках, в том числе в токамаках, является инжекция атомов высокой энергии. Данный метод предполагает генерацию пучка быстрых ионов и последующую их нейтрализацию для беспрепятственного прохождения через удерживающую плазму магнитное поле. При энергиях частиц до 70-80 кэВ на нуклон используют положительные ионы и газовую мишень в качестве нейтрализатора. Быстрые атомы инжектируемого пучка, попадая в плазму токамака, взаимодействуют с ней, где большинство из них либо ионизируются при столкновениях с ионами ($\text{H}^0 + \text{H}^+ \rightarrow \text{H}^+ + e + \text{H}^+$) и электронами ($\text{H}^0 + e \rightarrow \text{H}^+ + 2e$), либо перезаряжаются на ионах плазмы ($\text{H}^0 +$

$H^+ \rightarrow H^+ + H^0$), после чего захватываются плазменным шнуром. Сечения этих процессов зависят от энергии и массы быстрых атомов. Энергия атомов (E_0 - основная компонента), инжектируемых в плазму, может во много раз превышать первоначальную температуру плазмы. При пучках с энергией на нуклон $E_0/A < 40$ кэВ основным процессом является перезарядка, при энергии на нуклон > 40 кэВ - ионизация ионами. Захваченные быстрые ионы взаимодействуют с тепловыми электронами и ионами плазмы. В результате кулоновских соударений, быстрые ионы тормозятся (замедляются), передавая энергию электронам и ионам, нагревая плазму.

Кроме нагрева плазмы, быстрые ионы должны возбуждать дополнительный ток. Механизм такого возбуждения заключается в следующем. За время термализации, быстрые ионы обегают вокруг тора много раз, образуя набор витков с током. Передача импульса от быстрых ионов электронам также создает электронный ток, который только частично компенсирует ток быстрых ионов. При наличии тока, создаваемого захваченным пучком, напряжение на обходе тора будет уменьшаться согласно закону Ома. Быстрые захваченные ионы при взаимодействии с тепловыми частицами плазмы также передают им часть своего импульса и таким образом создают вращение плазмы в тороидальном направлении.

Тепловая энергия, запасенная плазмой, может теряться за счет теплопроводности и конвекции. Перенос энергии в токамаке в направлении, перпендикулярном магнитному полю, не описывается с помощью классической теории переноса (перенос, связанный с кулоновскими столкновениями частиц), поэтому необходимо учитывать дополнительные процессы, вызванные турбулентностью плазмы. Однако, благодаря всестороннему анализу процессов переноса и накоплению экспериментальных данных для классических токамаков, были созданы эмпирические скейлинги для полного времени удержания энергии плазмы. Они используются в качестве инструмента для быстрой количественной оценки зависимости времени удержания от различных размерных и

безразмерных параметров плазмы и токамаков, а также, для прогнозирования характеристик будущих установок, таких как ITER. В то же самое время, транспортные модели, которые позволяют численно решать уравнения переноса тепла и частиц в плазме, точно также позволяют прогнозировать сценарии работы токамаков.

1.1.1. Режимы удержания энергии

Для различных режимов удержания плазмы (L-мода и H-мода) существуют различные скейлинги. Режим работы токамака с дополнительным нагревом плазмы, характеризующийся низкими градиентами параметров плазмы на границе шнура называется L-модой (Low Confinement mode). Для L-моды характерна обратная зависимость времени удержания энергии от мощности нагрева, а также деградация удержания плазмы (снижение времени удержания энергии) при переходе из омического режима в режим с дополнительным нагревом. Снижению времени удержания соответствует изменение уровня турбулентности, амплитуда турбулентности возрастает в L-моду по сравнению с омическим режимом. В L-режиме удержания для токамака ITER используется следующий скейлинг [9]:

$$\tau_E = 0.023 \cdot I_P^{0.63} \cdot B_T^{0.03} \cdot P_{ABS}^{-0.73} \cdot n^{0.4} \cdot M^{0.2} \cdot R^{1.83} \cdot \varepsilon^{-0.06} \cdot k^{0.64} \quad (1.4)$$

Где I_P – ток плазмы в МА, B_T – тороидальное магнитное поле в Тл, P_{ABS} – полная поглощенная мощность в МВт, n – плотность плазмы в 10^{19} м^{-3} , M – массовое число основной плазмы в а.е.м., R – большой радиус плазмы в м, ε – обратное аспектное отношение (a/R), k – вытянутость плазмы.

Другой режим, т.н. режим улучшенного удержания с внешним транспортным барьером, H-мода, впервые был получен в 1982 году на токамаке ASDEX при дополнительном нагреве плазмы с помощью нейтральной инжекции [33]. С момента своего открытия данный режим, стал предметом интенсивных исследований на всех существующих токамаках. В токамаке H-режим представлял интерес, в частности, из-за его хорошего (высокого) удержания. Данный режим характеризуется следующими особенностями: время удержания τ_E плазмы возрастает по сравнению с L-модой, увеличиваются градиенты температуры и плотности плазмы на периферии плазменного шнура (формируется транспортный барьер), в области формирования барьера создается радиальное электрическое поле E_r , и поток частиц в плазму уменьшается. Для стационарно существующей H-моды характерно появление граничных локализованных мод (edge localized

modes – ELM) [34]. ELM наиболее четко наблюдаются как резкие всплески на линии D_α и являются проявлением МГД-активности плазмы, связанной с разрушением (полным или частичным) внешнего транспортного барьера и выбросом энергии и частиц плазмы из области барьера наружу.

Что касается сферических токамаков, то H-мода впервые была получена в экспериментах на токамаке START [35], а затем более подробно изучена на NSTX [36] и MAST [37], в режимах с дополнительным нагревом плазмы. Также H-мода наблюдалась в омической плазме сферического токамака PEGASUS [38]. На токамаке Глобус-М [20] были получены режимы улучшенного удержания в омических разрядах и в разрядах с нейтральной инжекцией [39].

В целом можно сказать, что H-режим в сферических токамаках проявляется и ведет себя качественно точно так же, как и в классических токамаках. Для H-режима с инжекцией на данный момент основным скейлингом является скейлинг для токамака ITER IPB98(y,2) [9]:

$$\tau_E = 0.562 \cdot I_P^{0.93} \cdot B_T^{0.15} \cdot P_{ABS}^{-0.69} \cdot n^{0.41} \cdot M^{0.19} \cdot R^{1.97} \cdot \varepsilon^{0.58} \cdot k^{0.78}, \quad (1.5)$$

где I_P – ток плазмы в МА, B_T – тороидальное магнитное поле на оси шнура в Тл, P_{ABS} – поглощенная мощность нагрева плазмы, n – средняя по объему плотность электронов в 10^{19} м^{-3} , M – среднее массовое число основного иона в а.е.м., R – большой радиус токамака в м, ε – обратное аспектное отношение ($\varepsilon = a/R$), k – вытянутость плазмы. Этот скейлинг для τ_E был получен с использованием базы данных классических токамаков. Поэтому, интерес представляет проверка работоспособности данного скейлинга для сферических токамаков с гораздо меньшим аспектным отношением A и большей вытянутостью k . Результаты, полученные на сферических токамаках, показали, что во многом характер зависимости времени удержания энергии плазмы согласуется со скейлингами, выведенными для установок с большим аспектным отношением. Однако, зависимость времени удержания энергии τ_E от некоторых отдельных параметров значительно отличается. Первые работы, направленные на изучение функциональных

зависимостей времени жизни энергии от инженерных параметров установки, были проведены на токамаке NSTX [13]. Было показано, что время удержания в L- и H-режимах отличается от значений, которые предсказываются скейлингами, основанными на базах данных для обычных токамаков с большим аспектным отношением. Например, зависимость τ_E от тороидального магнитного поля на сферических токамаках проявляется значительно сильнее, см. рис. 1.1. Из рисунка видно, что с ростом тороидального магнитного поля, соотношение $\tau_E / \tau_{E,98y2}$ увеличивается, и при достижении величины 0.45 Тл начинает превышать 1. Сравнение скейлинга для NSTX и IPB98(y,2) приведены в таблице 1.1.

Таблица 1.1. Сравнение скейлингов времени удержания для NSTX и IPB98(y,2)

	NSTX	IPB98(y,2)
H-мода	$\tau_E \sim I^{0.57} B^{1.07} P^{0.73} n^{0.44}$	$\tau_E \sim I^{0.93} B^{0.15} P^{-0.69} n^{0.41}$
L-мода	$\tau_E \sim I^{1.01} B^{0.7} P^{-0.37} n^{0.07}$	$\tau_E \sim I^{0.96} B^{0.03} P^{-0.73} n^{0.4}$

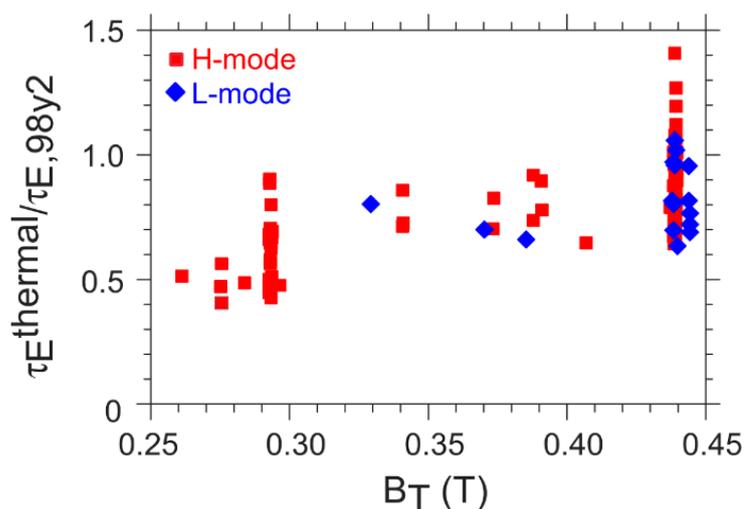


Рисунок 1.1 Время удержания энергии, нормированное на скейлинг IPB98(y, 2) как функция тороидального магнитного поля для L-моды, H-моды.

Из таблицы видно, что в H-моде зависимость времени удержания энергии от тока проявляется слабее, для поглощенной мощности и концентрации изменений не наблюдается, а зависимость от тороидального магнитного поля намного сильнее. В L-моде зависимость от тока плазмы

почти не изменилась, появилась более сильная зависимость от тороидального магнитного поля, и более слабая зависимость от поглощенной мощности, и концентрации. Позже, такие исследования были произведены на токамаке MAST, где была получена даже более сильная зависимость времени удержания энергии от тороидального магнитного поля [12]:

$$\tau_E = 0.186 I^{0.59} B^{1.4} P^{-0.73} \quad (1.6)$$

Сильная зависимость от тороидального магнитного поля объяснялась более слабой зависимостью коэффициентов температуропроводности от запаса устойчивости и более сильной зависимостью от приведенной частоты столкновений (столкновительности) в сравнении с несферическими токамаками. Поэтому, следующим шагом, стало изучение безразмерных физических скейлингов:

$$\tau_E B_T \propto \rho_*^{x_\rho} \beta^{x_\beta} \nu_*^{x_\nu} q_{eng}^{x_q}, \quad (1.7)$$

где $\rho_* = \rho_i/a$ – нормализованный (безразмерный) ларморовский радиус, β – тороидальная бета, $\nu_* = \nu_{eff}/\omega_b$ – нормализованная (безразмерная) столкновительность ($\nu_{eff} = \nu_{ie}/\epsilon$, эффективная частота столкновений для незапертых частиц, ω_b – усредненная баунс-частота захваченной частицы, ν_{ie} – частота столкновений ионов с электронами), $q_{eng} = 2\pi a^2 k B_T / (R \mu_0 I_P)$ – инженерный запас устойчивости.

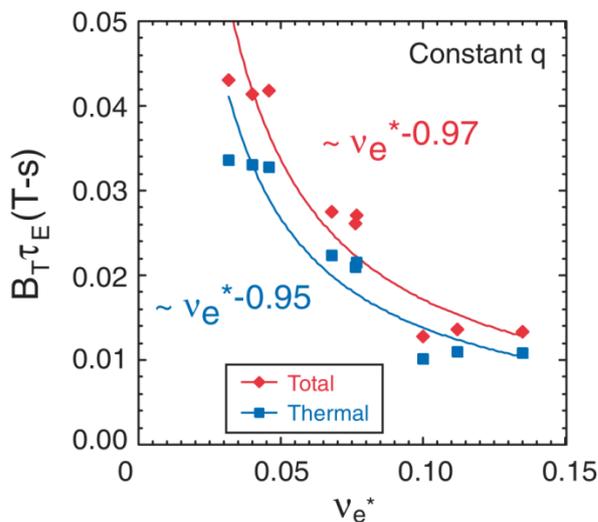


Рисунок 1.2. Зависимость от столкновительности при фиксированном ρ_* и β_T . Токамак NSTX.

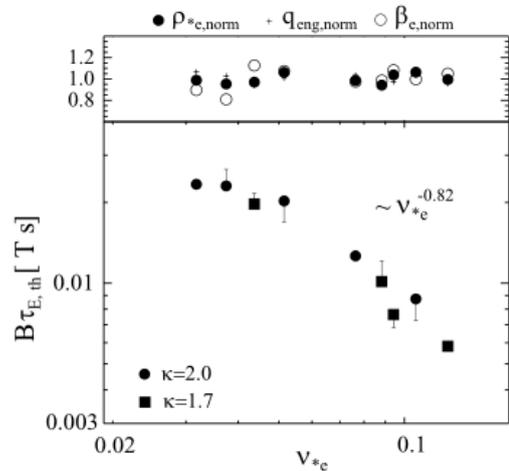


Рисунок 1.3. Зависимость от столкновительности. Вариация ρ_* и β_T сверху. Токамак MAST.

На токамаке NSTX была получена сильная зависимость времени удержания энергии от приведенной частоты столкновений ($\nu_{*e} = \nu_e^* = \nu^*$ для электронов, рис. 1.2) $\tau_E \sim \nu_e^{*-0.97}$ [40], что в дальнейшем подтвердилось на MAST (рис. 1.3) $\tau_E \sim \nu_e^{*-0.82}$ [12]. В то же время для классических токамаков зависимость гораздо слабее $\tau_E \sim \nu_e^{*-0.1}$ [9].

Значительное изменение тороидального магнитного поля в направлении большого радиуса R приводит к появлению большого количества частиц, захваченных на запертые траектории, что означает, что при малом аспектном отношении усиливаются неоклассические эффекты. Поэтому возникает неопределенность в том, как бесстолкновительный режим повлияет на перенос в сферических токамаках. Наблюдаемое улучшение удержания плазмы в сферических токамаках фактически показало позитивную тенденцию с уменьшением столкновительности, то есть $\tau_E \sim \nu^{*-1}$. Это достаточно благоприятный результат, так как рабочие параметры будущих установок будут находиться в области более низкой столкновительности по сравнению с действующими.

1.1.2. Аномальный перенос тепла и частиц

Повышенное внимание в современных исследованиях переноса уделяется менее изученному так называемому «аномальному» переносу плазмы, связанному с развитием различных микротурбулентностей. Типичными неустойчивостями являются электронная градиентная неустойчивость (electron temperature gradient - ETG) [41], ионная градиентная неустойчивость (ion temperature gradient - ITG) [42], неустойчивость на запертых электронах (trapped electron mode - TEM) [43], кинетическая баллонная мода (kinetic ballooning mode - KBM) [44], и микро-тиринговая неустойчивость (micro-tearing mode – МТ или МТМ) [45]. Для сферических токамаков характерно высокое значение беты β , которое может приводить к возникновению электромагнитной турбулентности, что, в свою очередь, приводит к аномальному переносу, особенно, электронами. На рис. 1.4. [46] приведены области возбуждения и стабилизации перечисленных выше

микронеустойчивостей в зависимости от локальной электрон-ионной частоты столкновений $\nu^{e/i}$ и локальной электронной беты $\beta_e = 8\pi n_e T_e / B_T$.

Неустойчивости ITG, TEM и KBM, как правило, стабилизируются с увеличением частоты электрон-ионных соударений, неустойчивость ETG обычно нечувствительна к ее величине, а MTM становится более неустойчивой с ростом столкновительности. При низкой величине беты возбуждаются неустойчивости ETG и ITG/TEM, а неустойчивости KBM и MTM напротив, возбуждаются при более высоких значениях беты.

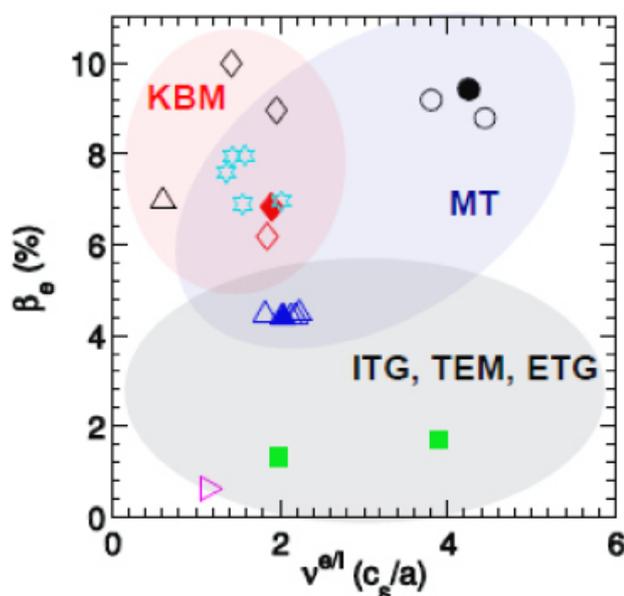


Рисунок 1.4. Локальные значения электронной беты в зависимости от электрон-ионной столкновительности ($r/a = 0.6-0.7$) для различных разрядов токамака NSTX в H-режиме (обозначены различными видами точек). Цветом обозначены области, в которых прогнозируются развития различных микронеустойчивостей.

Таким образом, на сферических токамаках при определенных сценариях не возникают неустойчивости, характерные для классических токамаков, однако, в некоторых режимах (например, с высокой бетой), могут появляться специфические неустойчивости. Поэтому актуальны исследования не только H-режима, но и других сценариев разряда плазмы, обеспечивающих подавление аномального переноса в центральной области плазменного шнура.

Одним из подобных перспективных сценариев является режим продвинутого удержания плазмы (advanced tokamak mode, АТ-режим) [47].

1.1.3. АТ-режим и предел по нормализованной бете

При АТ сценарии аномальный перенос частиц в центральной зоне плазменного шнура значительно подавлен, что приводит к улучшению удержания энергии плазмы, возникновению внутренних транспортных барьеров (ВТБ) для потоков тепла и частиц и увеличению доли неиндукционных токов. Для экономичной работы электростанции (в т.ч. на базе сферического токамака) перспективно иметь большую долю бутстреп-тока, поддерживаемую градиентом давления, например термоядерных альфа-частиц, протонов или дейтронов. Бутстреп ток, I_{BS} – неиндукционный ток, который создается самой плазмой и обусловлен существованием запертых частиц [48]. Из-за градиента плотности в токамаке запертая частица, движущаяся по банановой траектории, проходит через менее плотную область на одной стороне траектории и более плотную – на другой. При этом знак продольной скорости частицы различается на обоих участках траектории. Поэтому разное количество частиц движется в направлении вдоль тока плазмы и в противоположном направлении. Таким образом, омический ток плазмы частично поддерживается за счет диффузии плазмы поперек магнитного поля. Долю бутстреп-тока можно выразить следующим образом: $f_{BS} = I_{BS}/I_P \sim \beta_P/A^{0.5} \sim A^{0.5}q\beta_N$, где β_N - нормализованная бета или нормализованное давление плазмы ($\beta_N = aV_T\beta_T/I_P$, a – малый радиус в м, V_T – тороидальное магнитное поле в Тл, β_T – тороидальная бета в процентах I_P – ток плазмы в МА, q – запас устойчивости, A – аспектное отношение). Высокое значение полоидальной беты β_P , и низкое аспектное отношение A позволяют достичь максимальной доли бутстреп-тока I_{BS} .

Для достижения высоких значений I_{BS} необходимо формировать градиенты давления плазмы, что в свою очередь приводит к развитию МГД неустойчивостей. В АТ-режимах опасна идеальная внешняя винтовая неустойчивость, которая при наличии проводящей стенки, преобразуется в

более медленную - resistive wall mode, (RWM) [49]. RWM - это неустойчивость, вызванная градиентом давления, поэтому, используя величину β_N , можно определить два предела для внешней винтовой неустойчивости. В условиях, отсутствия проводящей внешней стенки, при повышении давления в плазме, можно спровоцировать появление внешней винтовой неустойчивости при достижении β_N некоторого порогового значения, называемого пределом «без стенки» (no-wall limit, $\beta_{N,no-wall}$). С другой стороны, если рассматривать идеально проводящую стенку, то возможно еще увеличить β_N и достичь порога, который называется пределом «идеальной стенки» (ideal-wall limit, $\beta_{N,ideal-wall}$). Внешняя винтовая неустойчивость быстро нарастает после достижения порогового значения. В этот момент управление разрядом становится невозможным, и удержание теряется. В случае возникновения RWM, внешняя винтовая мода остается устойчивой до предела «без стенки» ($\beta_N < \beta_{N,no-wall}$) и становится нестабильна выше предела «идеальной стенки» ($\beta_N > \beta_{N,ideal-wall}$). В работе [50] было показано, что благодаря управлению профилями плазмы на сферических токамаках возможно получить режим с высоким значением β_N . Экспериментальное подтверждение было продемонстрировано на токамаке NSTX (см. рис.1.5 [17]). На данном рисунке представлена зависимость β_N от l_i , где l_i - внутренняя индуктивность плазмы, которая является характеристикой пикированности профиля тока плазмы и выражается через полоидальное магнитное поле: $l_i = \langle B_p^2 \rangle / B_p^2$, чем шире профиль тока плазмы, тем ниже значение l_i .

Красные точки на рис. 1.5 обозначают разряды плазмы при активном контроле RWM неустойчивостей, голубые точки – разряды без стабилизации RWM. Синие кружки указывают на стабильную плазму с длинными импульсами с активным контролем RWM; желтые кружки означают срывы плазмы. При $\beta_N > 1-2$ невозможно получать низкие значения l_i , т.к. плазма становится неустойчивой к внешней винтовой моде. Тем не менее, для работы реактора необходимо получить высокие значения соотношения β_N/l_i .

Как видно из рисунка, пределы рабочих параметров NSTX можно расширить до $\beta_N \sim 7$ и $\beta_N/l_i \sim 13.5$, тогда как в классических токамаках пределы по β_N принято считать: $\beta_N \sim 4$ и $\beta_N/l_i \sim 6$. Достигнутый предел по β_N превышает расчетный предел $\beta_{N,no-wall}$ (он показан синей линией) почти в 2 раза. Также, видно, что при самых высоких значениях β_N , плазма не обязательно становится наиболее нестабильной, и срывы чаще происходят при средних значениях β_N/l_i . Данный результат дает хорошие перспективы для создания источника нейтронов на базе сферического токамака.

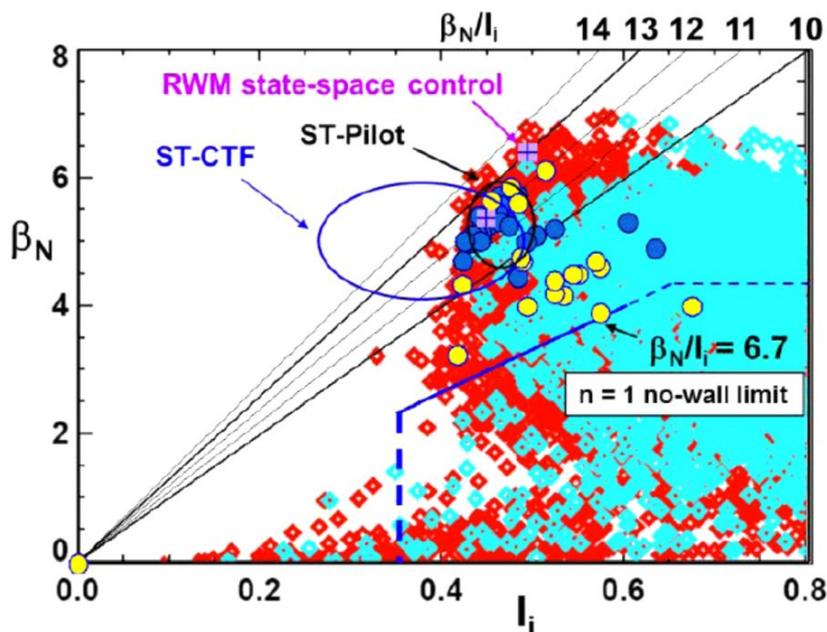


Рисунок 1.5. Область режимов работы токамака NSTX при высоких значениях β_N и низких значениях I_i .

Следует, однако, отметить, что в обычном сценарии разрыв между пределами «без стенок» и «идеальных стенок» достаточно невелик. На рис.1.6 приводится сравнение предела «идеальной стенки» и предела «без стенки» для двух различных режимов разряда [51]. Зазор между пределами сильно зависит от тороидального числа n и профиля запаса устойчивости. Для наиболее нестабильных режимов с $n = 1$ наблюдается существенное увеличение предела по β_N с обращенным профилем запаса устойчивости, q , и только умеренное увеличение промежутка в случае монотонного профиля q . Из этого можно сделать вывод, что режимы с обращенным профилем q становятся перспективными. Как правило, в области обращенного профиля q (или отрицательного магнитного шира, $s = (r/q)dq/dr < 0$) наблюдаются

внутренние транспортные барьеры (ВТБ). Формирование внутренних транспортных барьеров является одним из современных способов улучшения термоизоляции плазмы в токамаках. Транспортные барьеры [52] влияют на формирование профилей температуры и концентрации плазмы, что влечет за собой изменение времени удержания энергии, генерацию бутстреп-тока, а также позволяют получить более высокие значения концентрации в центре плазменного шнура.

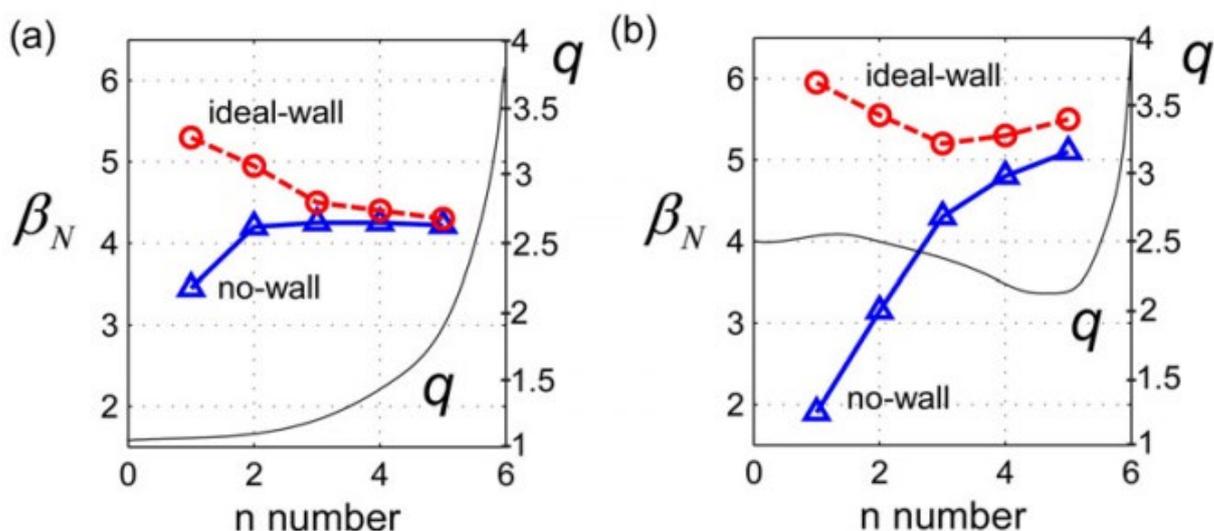


Рисунок 1.6 Пределы «идеальной стенки» и «без стенки» для различных тороидальных модовых чисел. (а) Для монотонного профиля запаса устойчивости. (б) Для обращенного профиля запаса устойчивости. Для q дана зависимость от малого радиуса.

Таким образом, помимо определения глобальных величин и скейлингов, крайне важно понимать фундаментальные механизмы переноса для каждого компонента плазмы, включая тепловые ионы, тепловые электроны, высокоэнергичные частицы (например, α -частицы) и примеси, чтобы получить достаточную уверенность в прогнозировании характеристик будущих сферических токамаков.

1.2. Транспортные модели

Моделирование процессов переноса в токамаке представляет собой одну из фундаментальных и очень сложных задач в современной физике плазмы, решение которой позволит приблизиться к практическому использованию термоядерных установок. Как уже было сказано выше, перенос энергии в направлении перпендикулярном магнитному полю не описывается с помощью классической теории переноса. Согласно классической теории коэффициент диффузии может быть определен как $D_C \sim \nu_{ei} \rho_e^2$, где ρ_e – Ларморовский радиус электрона, ν_{ei} – частота столкновений (столкновительность) между электронами и ионами, классический коэффициент температуропроводности для ионов $\chi_i \sim \nu_{ii} \rho_i^2$, и для электронов: $\chi_e \sim \nu_{ee} \rho_e^2$ [9]. Галеевым и Сагдеевым [53] была предложена так называемая неоклассическая теория, результаты которой значительно отличаются от результатов классической теории. В ней показано, что усложнение конфигурации поля, и как следствие, усложнение траекторий движения частиц приводит к существенному увеличению коэффициентов переноса. В дальнейшем, уточнением и развитием неоклассической теории занимались и другие авторы [54], [55].

Различают три различных режима для неоклассического переноса в зависимости от вспомогательной безразмерной величины - приведенной частоты столкновений (столкновительности)

$$\nu_a^* = \frac{qRv_a}{\varepsilon^{3/2}v_{th,a}}, \quad (1.8)$$

где q – запас устойчивости, R – большой радиус, v_a - сумма по всем частотам столкновений для частицы сорта a с другими частицами плазмы, ε - обратное аспектное отношение, $v_{th,a}$ - тепловая скорость частицы. При низкой столкновительности ($\nu_a^* < 1$) частицы с низкой продольной скоростью, двигаясь в тороидальном направлении вдоль магнитных силовых линий, оказываются запертыми в магнитных пробках из-за возрастания тороидального магнитного поля на внутреннем обводе плазменного шнура.

Проекция траектории движения таких частиц на плоскость полоидального сечения имеет форму банана, а частицы называются «запертыми». При этом коэффициенты переноса в неоклассической теории превышают классические в таком же соотношении, как ширина «банановой траектории» превышает размеры ларморовского радиуса (характерный размер смещения траектории частицы при столкновении в классической теории). В области больших частот столкновений ($\nu_a^* > \varepsilon^{-3/2}$) частица не успевает завершить один обход по «банановой» траектории, переходя на «пролетную» траекторию. Пролетные частицы свободно движутся вдоль силовых линий магнитного поля, совершая полный оборот по полоидальному углу. Их траектория является проекцией силовой линии на плоскость (R, Z) . Данная область столкновительности называется режимом Пфирша-Шлюттера. Выражение для неоклассической температуропроводности для различных режимов столкновительности можно представить следующим образом:

$$\chi_a^{neo} = 0.66 \frac{q^2 \rho_a^2}{\varepsilon^{3/2}} \nu_{aa}; \quad \nu_a^* < 1;$$

$$\chi_a^{neo} = 1.6 q^2 \rho_a^2 \nu_{aa}; \quad \nu_a^* > \varepsilon^{-3/2}, \text{ где } \rho_a \text{ — ларморовский радиус}$$

частиц типа а.

Между областью с высокой и низкой столкновительностью существует область промежуточных частот столкновений, которую принято называть областью «плато» из-за слабой зависимости χ_a^{neo} от частоты. Коэффициент ионной температуропроводности в ней примет следующий вид: $\chi_a^{neo} = \frac{C_a q v_{th,a} \rho_a^2}{R}$, при $1 < \nu_{*a} < \varepsilon^{-3/2}$, где C_a — медленно возрастающая функция частоты столкновений $C_a = C(\nu_{aa})$, $v_{th,a}$ — тепловая скорость частиц типа а.

Однако неоклассическая теория в токамаках может достоверно описывать только перенос ионного компонента плазмы, в то время как предсказываемые теорией значения коэффициентов диффузии и температуропроводности для электронов намного ниже экспериментальных. Различие может достигать несколько десятков раз. Такой увеличенный перенос вызван плазменной турбулентностью и называется аномальным.

Для описания процессов переноса тепла и частиц в плазме токамака используются транспортные модели. С достаточной степенью уверенности можно сказать, что при отсутствии крупномасштабных неустойчивостей, нет интенсивной конвекции, и плазма находится в состоянии, близком к равновесному, и поверхности постоянного давления совпадают с магнитными поверхностями. Нагрев плазмы, потоки частиц и энергии поперек магнитного поля, изменение тока и его распределения по сечению плазмы, излучение и другие процессы приводят к постепенному переходу плазменного шнура из одного квазиравновесного состояния в другое. Описание эволюционного процесса для аксиально симметричных систем математически представляет собой двумерную задачу, но, т.к. характерные времена переноса поперек магнитных поверхностей существенно отличаются от времен переноса вдоль этих поверхностей, то плазму можно описать в простом одномерном приближении - транспортном. Транспортное приближение включает в себя систему дифференциальных уравнений, которые выражают баланс частиц и энергии на каждой магнитной поверхности. С помощью усреднения рассматриваемых величин и потоков по магнитным поверхностям удается снизить размерность модели. Результатом решения задачи переноса частиц и энергии является определение профилей концентрации и температуры, коэффициентов диффузии, конвекции и температуропроводности.

Полный поток энергии описывается диффузионным и конвекционным слагаемыми, и вследствие теплопроводности, возникает поток тепла. Для частиц сорта **a** (электроны или ионы), уравнение баланса энергии можно выразить следующим образом [56]:

$$\frac{3}{2}(V')^{-5/3} \left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{B_0}{2B_0} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \right) [(V')^{5/3} n_a T_a] + \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(Q_a + \frac{5}{2} T_a \Gamma_a \right) = P_a \quad (1.9)$$

где ρ – радиус магнитной поверхности, связанный с тороидальным потоком $\rho = \sqrt{\frac{\Phi}{\pi B_0}}$, имеющий размерность длины и представляющий собой эффективный малый радиус, V – объем, ограниченный магнитной

поверхностью, $V' = \frac{\partial V}{\partial \rho}$, t – время, B_0 – тороидальное магнитное поле на геометрической оси, \dot{B}_0 – производная по времени от тороидального магнитного поля, Q_a – поток тепла, Γ_a – поток частиц, P_a – источники и стоки тепла:

$$\text{для электронов: } P_e = P_{OH} + P_{AUXe} - P_{ei} - P_{RAD}, \quad (1.10)$$

$$\text{для ионов: } P_i = P_{AUXi} + P_{ei} - P_{CX},$$

где P_{OH} – мощность омического нагрева плазмы, P_{AUXe} – мощность дополнительного нагрева электронов, P_{AUXi} – мощность дополнительного нагрева ионов, P_{ei} обмен энергией между электронами и ионами за счет кулоновских столкновений ($P_{ei} = \frac{3m_e n_e}{m_i \tau_e} (T_e - T_i)$), P_{RAD} – потери энергии на излучение (сумма тормозного и линейчатого излучений), P_{CX} – потери энергии ионами на перезарядку.

Перенос частиц описывается с использованием коэффициента диффузии D_a и скорости пинча частиц V_a . Поток частиц сорта, \mathbf{a} Γ_a и профиль плотности связаны уравнением:

$$\Gamma_a = -D_a \nabla n_a + V_a n_a, \quad (1.11)$$

где D_a – коэффициент диффузии, V_a – скорость конвекции частиц. Первое слагаемое описывает перенос частиц наружу за счет градиента плотности (при пикированном в центре плазмы профиле плотности), второе – за счет конвекции, которая может быть направлена как внутрь, так и наружу. Перенос частиц, в большинстве современных экспериментов существенно превышает предсказания неоклассической теории. Анализируя уравнения переноса частиц, вклад неоклассического переноса обычно выделяют в конвекционном слагаемом. Неоклассический пинч Уэйра частиц [54] – это суммарный эффект, связанный с дрейфом частиц в скрещенных $E_t \times B_P$ полях и дрейфом банановых орбит к магнитной оси под действием продольного электрического поля (E_t – тороидальное (продольное) электрическое поле, B_P – полоидальное магнитное поле). Вклад неоклассического пинча в формирование профиля плотности обычно мал. Однако в некоторых

экспериментах его величина оказывается достаточной для описания высоких значений фактора пикированности профиля плотности. Так, на токамаке ASDEX Upgrade в H-режиме при высокой плотности рост пикированности профиля плотности хорошо описывается в предположении неоклассического пинча частиц [57]. В экспериментах на токамаке MAST было в свою очередь показано, что в H-режиме неоклассический пинч и источник частиц нейтрального пучка вносят равный вклад в баланс частиц в центральной части плазменного шнура [58]. Для случая, когда частицы не инжектируются в центр плазмы, источники частиц внутри плазмы отсутствуют и $\Gamma_a = 0$.

В «банановом» режиме и режиме плато коэффициент диффузии частиц сорта a в зарядовом состоянии Z для усредненных по магнитным поверхностям значений определяется соотношением

$$D_{a,Z} = \frac{\langle RB_T \rangle^2}{\left(\frac{\partial \Psi}{\partial r}\right)^2 \langle B^2 \rangle} \frac{k_B T \mu_{ai}^*}{e^2 Z^2 n_a},$$

где μ_{ai}^* – приведенный коэффициент вязкости основного иона i и иона примеси a , а первый множитель в данном выражении для случая токамака с большим аспектным отношением и круглым сечением сводится к $q^2 / (B_0^2 \varepsilon^2)$.

В режиме Пфирша-Шлюттера коэффициент диффузии принимает следующий вид:

$$D_{a,Z} = \frac{\langle RB_T \rangle^2}{\left(\frac{\partial \Psi}{\partial r}\right)^2} (\langle B^{-2} \rangle - \langle B^2 \rangle^{-1}) K^{PS} \frac{m_a k_B T \nu_a}{e^2 Z^2},$$

Для токамака с большим аспектным отношением и круглым сечением произведение первых двух членов сведется к $2q^2 / B_0^2$.

Таким образом, для всех трех режимов можно записать следующую зависимость коэффициента диффузии, являющегося суммой по всем перечисленным режимам переноса, от параметров плазмы:

$$D \sim \frac{q^2}{B_0^2} \frac{m_a}{\sqrt{T_a}} n_a, \text{ однако в режимах плато и банановом режиме добавляется}$$

множитель $\varepsilon^{-3/2}$.

Скорость конвекции во всех случаях определяется суммой двух слагаемых, которые определяются градиентом ионной плотности и градиентом ионной температуры. Как правило, в современных токамаках наблюдаются пикированные в центре профили ионной концентрации и температуры, что приводит к появлению потока внутрь плазмы вследствие градиента плотности и потока наружу вследствие градиента температуры (множитель перед градиентом температуры отрицательный). Первый эффект приводит к накоплению примесей в плазме, а второй к т.н. температурному экранированию примесей и существенен, как правило, для примесей с высоким Z .

Уравнения переноса тепла и частиц дополняются уравнением полоидального магнитного потока, которое представляет собой закон Ома для продольной плотности тока:

$$j_P = j_\sigma + j_{nonind} , \quad (1.12)$$

где j_σ пропорциональна тороидальному электрическому полю: $j_\sigma = \sigma_{neo} E_T$; j_{nonind} – сумма плотностей, так называемых, неиндукционных токов: $j_{nonind} = j_{BS} + j_{CD}$ плотность бутстреп-тока и тока увлечения.

В данной работе для анализа процессов переноса и определения транспортных коэффициентов использовался код ASTRA [25], краткое описание которого дано в следующей главе.

1.3. Ионный теплоперенос в сферических токамаках

Как известно, потери тепла в токамаке могут происходить как по ионному, так и по электронному каналам. Перенос тепла ионами изучался в сферических токамаках START [59], MAST [60], [61] и NSTX [40] в условиях дополнительного нагрева как в L-, так и в H-моде. Впервые на токамаке START было обнаружено, что перенос ионами близок к уровню, предсказанному неоклассической теорией. Экспериментальная температуропроводность ионов сравнивалась с теоретическими расчетами по неоклассической формуле Чанга-Хинтона [62]. Было продемонстрировано, что доминирующий вклад в ионный теплоперенос вносит неоклассическая составляющая вследствие относительно низкого значения ионной температуры.

Данные от более крупных установок с более высоким током плазмы и меньшей столкновительностью MAST и NSTX, позволили дополнить данные, полученные на токамаке START. На токамаке MAST исследования ионного теплопереноса проводились на основании измеренного с помощью диагностики CXRS (CXRS - charge exchange recombination spectroscopy) профиля температуры с помощью кода TRANSP [63]. Оценки транспортных коэффициентов проводились для квазистационарной стадии разряда в H-режиме. Было получено, что коэффициент ионной температуропроводности хорошо соответствует неоклассическому [60].

Полномасштабное исследование переноса тепла в зависимости от тороидального магнитного поля и тока плазмы было проведено на токамаке NSTX [64]. Варьирование тороидального магнитного поля показало, что профили ионной температуры практически не изменяются в зависимости от B_T , в отличие от профилей электронной температуры, которые, при увеличении тороидального магнитного поля уширяются, а центральная температура остается примерно постоянной. Моделирование процессов переноса с помощью кода TRANSP показало, что температуропроводность ионов χ_i очень мало изменяется при изменении тороидального магнитного

поля B_T , а рассчитанные значения χ_i находятся в пределах диапазона неоклассических коэффициентов переноса. В отличие от влияния B_T , изменения тока плазмы I_P в большей степени влияет на ионы, чем на электроны. Расчет коэффициентов переноса показал, что χ_i уменьшается с увеличением тока за пределами $r/a = 0.4$, однако, в центральной части плазменного шнура это изменение относительно мало. Как и в случае вариации тороидального магнитного поля при постоянном токе плазмы, ионный перенос оказывается близок к неоклассическому уровню. На токамаке Глобус-М также были выполнены исследования ионного теплопереноса [65], [66]. Измерения ионной температуры проводились с помощью анализатора атомов перезарядки АКОРД-12 [24], предварительные оценки ионного теплопереноса показали, что коэффициенты температуропроводности близки к неоклассическим. Моделирование ионного переноса также продемонстрировало возможность описывать поведение ионов в рамках неоклассической теорией [67].

Снижение переноса до уровня неоклассических значений может быть объяснено подавлением турбулентностей. Стабилизация плазменной турбулентности и снижение аномального переноса происходят вследствие шира (радиальной неоднородности скорости вращения вдоль радиуса плазменного шнура) полоидального вращения плазмы в скрещенных радиальном электрическом E_r и тороидальном магнитном B_T полях ($E_r \times B_T$ шир) $\omega_{E \times B} = \frac{RB_P}{B_T} \frac{\partial}{\partial} \left(\frac{E_r}{RB_P} \right)$ [68]. Электрическое поле в токамаке имеет три компоненты: две компоненты направленные перпендикулярно относительно тороидального магнитного поля: радиальную E_r и полоидальную E_p , а также тороидальную компоненту E_t , направленную вдоль тороидального магнитного поля установки. Тороидальная компонента обычно мала, но как было сказано выше, может вызывать пинч частиц и банановых орбит к центру плазменного шнура. Полоидальная компонента E_p , как правило, также невелика, однако её переменная составляющая возбуждает радиальный

турбулентный поток частиц и энергии в плазме. Наибольшую амплитуду имеет радиальное электрическое поле E_r , уравнивающее неравенство ионного и электронного потоков. Вследствие тороидальной симметрии, E_r не входит явным образом в неоклассические коэффициенты уравнения баланса энергии и частиц. E_r удовлетворяет уравнению радиального баланса сил ионной компоненты:

$$E_r = (Z_i e n_i)^{-1} \nabla p_i - V_p B_T + V_t B_p, \quad (1.13)$$

где ∇p_i – градиент давления и $V_{p,t}$ – полоидальная и тороидальная компоненты скорости вращения. Таким образом, градиент давления ∇p_i , скорость тороидального V_t и полоидального вращения V_p плазмы, могут играть роль в подавлении неустойчивостей в центральной области плазмы. Если шир скорости вращения превышает инкремент нарастания турбулентности, связанной с переносом ионов, таких как ITG и TEM, то турбулентность подавляется. По результатам экспериментов на токамаке NSTX были выполнены линейные расчеты гирокинетическим кодом GS2 [69] с целью идентифицировать источник турбулентности и причины ее уменьшения. Эти расчеты показали, что скорость линейного роста в диапазоне неустойчивостей ITG/TEM намного меньше шири скорости вращения. В свою очередь, в работе [70] было получено, что включение шири в гирокинетические расчеты относительно легко подавляет турбулентность ионного масштаба, и аномальные тепловые потери происходят преимущественно через электронный канал.

Исследования ионной турбулентности достигли значительного прогресса в последние годы благодаря реализации диагностики пучковой эмиссионной спектроскопии (beam emission spectroscopy, BES) на NSTX [71] и MAST [72]. Так, влияние шири на неустойчивости ITG и TEM [73] было экспериментально продемонстрировано с использованием диагностики BES на токамаке MAST.

Близкое к неоклассическому поведение ионов на сферических токамаках связано с более слабой зависимостью времени удержания энергии от тока плазмы, которая упоминалась выше. Из-за хорошего удержания высокоэнергичных ионов от пучка, плазма в H-режиме на токамаках NSTX и MAST обычно имеет более высокую ионную температуру по сравнению с температурой электронов, даже несмотря на то, что более высокая доля мощности нагрева нейтральным пучком (60 - 70%) приходится на электроны.

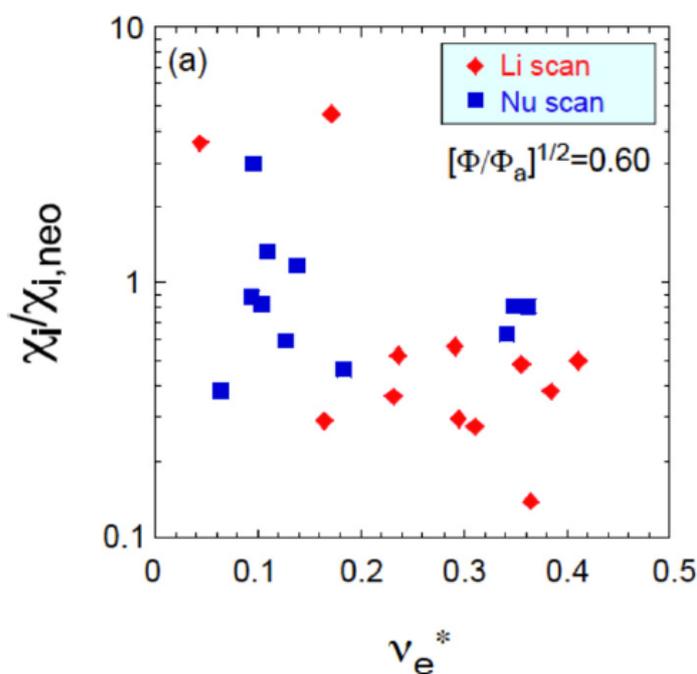


Рисунок 1.7. Отношение экспериментальной ионной температуропроводности к неоклассической в зависимости от электронной столкновительности в экспериментах на токамаке NSTX в условиях после боронизации и тлеющего разряда в гелии (Nu), и при испарении лития (Li).

Однако, на токамаке NSTX в режимах с низкой столкновительностью, наблюдалось появление аномальной составляющей в ионном теплопереносе [15]. Как видно из рисунка 1.7, коэффициент ионной температуропроводности χ_i превышает неоклассические значения $\chi_{i,neo}$ для области с низкой столкновительностью. Следует отметить, что коэффициенты электронной температуропроводности напротив – с уменьшением ν_e^* снижаются. В [46] было высказано предположение, что высокое значение беты и низкая столкновительность в экспериментах на

NSTX могут вызвать развитие кинетической баллонной моды (КВМ), которая может привести к аномальным потерям тепла ионами, см. рис. 1.4. В разрядах с низкой v_e^* шир уменьшается, и возбуждаются гибридные неустойчивости TEM-КВМ, приводящие к аномальным потерям тепла ионами [15].

Таким образом, несмотря на то, что ионный теплоперенос в сферических токамаках преимущественно неоклассический, а электронный – аномальный, важно продолжить исследования в областях с низкими значениями столкновительности, которые будут достигнуты на NSTX-U, MAST-U и Глобус-M2, т.к. столкновительность может существенным образом влиять на потери тепла из плазмы, ее устойчивость, а также эффективность поддержания тока.

1.4. Обращенный профиль запаса устойчивости в сферических токамаках

Формирование внутренних транспортных барьеров и реализация режимов с обращенным профилем запаса устойчивости являются возможными способами улучшения термоизоляции плазмы в токамаках, в том числе и в сферических.

На токамаке NSTX в экспериментах с обращенным профилем запаса устойчивости было продемонстрировано значительное улучшение удержания электронов по сравнению с аналогичными разрядами с монотонным или только слабо обращенным профилем запаса устойчивости [40]. В эксперименте использовалась диагностика MSE (motional Stark effect) [74] для точного восстановления профиля тока. Профиль запаса устойчивости q становится немонотонным, и в сечении плазмы появляется область, где значение q минимально. Профиль температуры электронов в области обращенного профиля (или отрицательного магнитного шира, $s = (r/q)dq/dr$) пикируется, что является следствием возникновения внутреннего транспортного барьера для электронов в точке q_{min} . В работе [40] показано, что электронный и ионный коэффициенты температуропроводности в разряде с отрицательным широм снижаются, по сравнению с разрядами со слабым широм, причем в области барьера коэффициенты χ_e и χ_i могут снижаться в 3-10 раз, что свидетельствует об улучшении удержания тепла. Гирокинетическое моделирование, показало, что в области, где профиль q обращен ($r/a \leq 0.3$), неустойчивости ITG, TEM и ETG подавляются.

Формирование внутренних транспортных барьеров (ВТБ) также исследовалось на токамаке MAST, где наблюдались ВТБ как на электронной, так и на ионной температурах. Транспортный анализ показал, что в области ВТБ температуропроводность ионов, χ_i , снижается до уровня неоклассических значений [60]. Дальнейшие исследования ВТБ на MAST с использованием диагностики MSE и гирокинетическое моделирование [75] показали, что все электростатические микроустойчивости стабильны в

области ВТБ (т.е. в области отрицательного магнитного шира). За пределами ВТБ, в области положительного магнитного шира или относительно слабого шира, электростатические микронеустойчивости становятся нестабильными в широком диапазоне волновых чисел.

На токамаке Глобус-М квазистационарный разряд с $q_{min} > 1$ возможен в условиях разряда с малым током, в котором запас устойчивости на краю шнура велик ($q \sim B_T/I_P$). Однако в таких условиях значительно снижается эффективность нагрева плазмы нейтральным пучком [26]. В связи с этим было предложено осуществлять нейтральную инжекцию в переходных режимах на ранней стадии разряда, что позволило замедлить скорость диффузии полоидального магнитного поля и привело к образованию провального профиля плотности тока плазмы с минимумом на оси шнура. В таком режиме со «скинированным» профилем тока создается область, где q_{min} превышает единицу в течение некоторого промежутка, определяемого временем диффузии полоидального магнитного поля. Немонотонный профиль q позволяет сформировать зону с улучшенной термоизоляцией и влияет на профили температуры и плотности. Это было продемонстрировано в экспериментах с обращенным профилем запаса устойчивости q при тороидальном магнитном поле $B_T = 0.4$ Т [76], в которых была получена Н-мода с внутренним транспортным барьером (ВТБ). Этот барьер приводит к образованию области крутого градиента как на профиле температуры, так и на профиле плотности электронов. Увеличение тороидального магнитного поля должно позволить продлить существование условия $q_{min} > 1$.

1.5. Выводы к главе 1

В главе 1 приведено уравнение баланса мощности в токамак-реакторе, рассмотрены различные режимы работы токамаков: омический режим и режим с нейтральной инжекцией. Представлены скейлинги времени удержания энергии для L- и H- моды, полученные на основании обработки большого объема экспериментальных данных, позволившие приступить к созданию ITER. Подчеркивается отличие зависимости времени удержания энергии от тороидального магнитного поля на крупных сферических токамаках MAST [10] и NSTX [11] в инженерных скейлингах [12], [13], и более сильную зависимость от столкновительности в физических скейлингах [14], [15].

В главе 1 приведены основы неоклассической теории и описаны различные режимы неоклассического переноса в зависимости от столкновительности. Показано, что неоклассическая теория способна описывать перенос только ионного компонента плазмы в ограниченном диапазоне параметров. В настоящее время для описания процессов переноса тепла и частиц в плазме токамака часто используется одномерное транспортное приближение, включающее в себя систему дифференциальных уравнений, выражающих баланс энергии и частиц на каждой магнитной поверхности плазменного шнура.

Также, в главе 1 приведены результаты исследования ионного теплопереноса на сферических токамаках START [59], MAST [60], [61] и NSTX [40], которые продемонстрировали низкий уровень переноса тепла ионами. Снижение переноса до уровня неоклассических значений объясняется подавлением турбулентностей с помощью радиальной неоднородности скорости вращения вдоль радиуса плазменного шнура в скрещенных радиальном электрическом E_r и тороидальном магнитном B_T полях.

Последний раздел главы 1 посвящен описанию режимов с обращенным профилем запаса устойчивости. На токамаках NSTX и MAST в

экспериментах с обращенным профилем запаса устойчивости было продемонстрировано значительное улучшение удержания электронов по сравнению с аналогичными разрядами с монотонным или только слабо обращенным профилем запаса устойчивости [40], [60]. Исследования ВТБ с использованием диагностики MSE [74] и gyrokinetic modeling [75] показали, что все электростатические микронеустойчивости стабильны в области ВТБ (т.е. в области отрицательного магнитного шира).

Таким образом, исследования по термоизоляции плазмы на классических токамаках позволили сконструировать универсальные скейлинги зависимости времени удержания энергии от основных параметров плазмы, в то время как в сферических токамаках данная работа еще требует проведения экспериментов в более широком диапазоне параметров. Проведенные исследования показали преимущества сферических токамаков над классическими: при меньшем тороидальном магнитном поле удается достигать больших значений времени удержания энергии.

Глава 2. Экспериментальные установки и применяемые методы

2.1. Сферический токамак Глобус-М и его диагностический комплекс

Эксперименты, описываемые в работе, проводились на сферическом токамаке Глобус-М [20]. Глобус-М – компактный сферический токамак, большой радиус которого составляет 0.36 м, малый – 0.24 м и, соответственно, аспектное отношение 1.5. Вытянутость плазмы в вертикальном направлении может достигать 2, а треугольность 0.5. Основные параметры токамака Глобус-М указаны в Таблице 2.1. Схема проведения эксперимента и используемые в экспериментах диагностики представлены на рис. 2.1.

Таблица 2.1. Основные параметры плазмы токамака Глобус-М

Большой радиус R , м	0.36
Малый радиус a , м	0.24
Аспектное отношение A	1.5
Вытянутость в вертикальном направлении k	< 2
Треугольность δ	< 0.5
Объем, занимаемый плазмой V_p , м ³	~0.5
Длительность разряда, с	< 0.2
Ток по плазме I_p , МА	< 0.25
Тороидальное магнитное поле B_T , Тл	≤ 0.5
Удельная мощность нагрева, МВт/м ³	2

В экспериментах на токамаке Глобус-М использовался его уникальный диагностический комплекс [39]. Рассмотрим подробнее принципы работы и область параметров диагностик, которые являлись ключевыми в экспериментах, проведенных по теме диссертации. Измерение тока плазмы осуществлялось с помощью пояса Роговского, установленного внутри камеры токамака. Мониторные измерения значения среднечордовой электронной плотности осуществлялись с помощью СВЧ-интерферометра вдоль вертикальной хорды на расстоянии 42 см от оси токамака. Профили электронной плотности и температуры измерялись системой томсоновского рассеяния [77]. Данная диагностика позволяет локально определять значения электронной температуры и концентрации на основании измеренного спектра и интенсивности рассеянного лазерного излучения. Измерения

проводятся до 20 раз за разряд в восьми пространственных точках вдоль большого радиуса токамака. Ионная температура измерялась с помощью диагностики спектроскопии перезарядки (CXRS - charge exchange recombination spectroscopy) [78] в двух или 7 точках вдоль по большому радиусу плазмы в течение инъекции нейтрального пучка, а также, с помощью анализатора атомов перезарядки АКОРД-12 (NPA - neutral particle analyzer) [24] в течение всего разряда. В основе метода диагностики CXRS [79] лежит процесс перезарядки ядер примесей на атомах инжектируемого в плазму пучка, вследствие которой образуются водородоподобные ионы. Если образовавшийся в процессе перезарядки ион находится в возбужденном состоянии, его релаксация в основное состояние произойдет через каскад переходов с излучением соответствующих спектральных линий в различных диапазонах длин волн. Наиболее удобным является использование переходов с излучением в видимом диапазоне. На токамаке Глобус-М проводятся измерения контуров спектральной линии водородоподобного иона C^{5+} (5290.5 Å) [23], излучаемой им в результате перезарядки из плазменного шнура. Значения ионной температуры на границе плазмы получают на основе излучения ионов C^{5+} из периферийной области вблизи сепаратрисы. Область локализации данного иона является достаточно узкой, максимум концентрации расположен в области электронных температур порядка 100 эВ [80]. Второй метод (NPA) основан на анализе потоков атомов, испускаемых плазмой. Существует два варианта реализации метода – пассивный [81] и активный [82]. Первый предполагает изучение потоков частиц, непосредственно выходящих из плазмы, второй – изучение потоков, возникающих при перезарядке ионов плазмы на нейтральных частицах пучка атомов, инжектируемого в плазму. В случае с омическими разрядами реализуется пассивный вариант метода. Магнитная конфигурация плазменного шнура восстанавливалась с помощью кода EFIT [22].

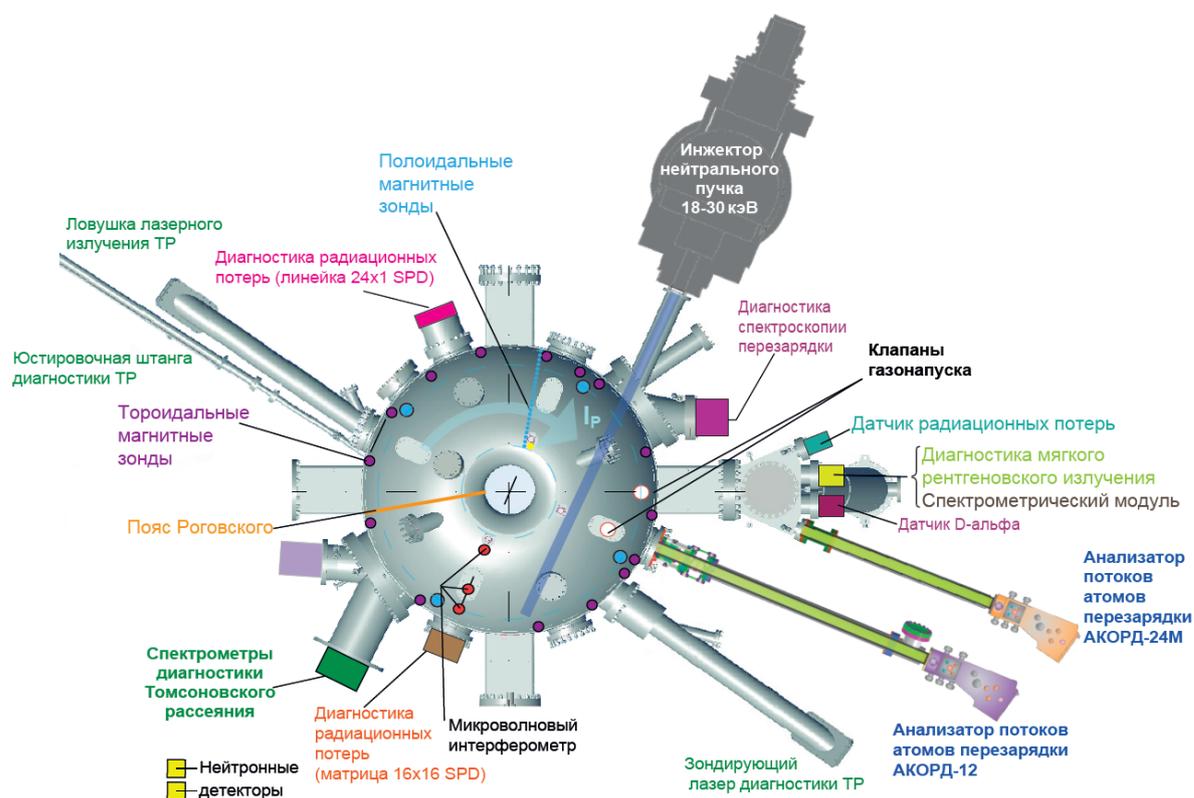


Рисунок 2.1. Схема эксперимента, токамак Глобус-М

При изучении МГД неустойчивостей применялись полоидальный и тороидальный массивы магнитных зондов, детектор жесткого рентгеновского излучения и обзорный полупроводниковый детектор мягкого рентгеновского излучения на основе SPD (Silicon Precision Detector) фотодиода [83]. Полоидальный и тороидальный массивы зондов были образованы соответственно из 26 и 16 магнитных зондов, расположенных внутри разрядной камеры токамака. Полоидальный массив был установлен в одном полоидальном сечении и измерял тангенциальную составляющую (по отношению к вакуумной камере) полоидального магнитного поля плазменного шнура. Тороидальный массив был установлен в экваториальной плоскости со стороны слабого поля вдоль тороидального направления обхода. Эти зонды являлись двухкомпонентными и измеряли тангенциальную и нормальную составляющие (по отношению к вакуумной камере) полоидального магнитного поля. Радиационные потери из плазмы измерялись с помощью линейного массива SPD фотодиодов. Применяемые

фотодиоды представляют собой приемники излучения, измеряющие мощность падающего излучения за счет преобразования энергии излучения в электрический сигнал с помощью процессов в p-n переходе. Для измерения радиационных потерь плазмы применяются фотодиоды, чувствительные к электромагнитному излучению в широком диапазоне энергий – от инфракрасного до рентгеновского [83].

В качестве одного из способов дополнительного нагрева плазмы на токамаке Глобус-М использовалась нейтральная инжекция с энергией частиц до 30 кэВ [21]. Детальное описание комплекса нейтральной инжекции приведено в следующем параграфе.

2.2. Комплекс нейтральной инжекции сферического токамака Глобус-М

Инжектор является устройством для генерации и ввода в токамак мощного пучка атомов высокой энергии. Принцип получения пучка быстрых атомов основан на электростатическом ускорении и фокусировке пучка положительных ионов в ионном источнике с последующей перезарядкой этого пучка на газовой мишени в пучок атомов.

В экспериментах на токамаке Глобус-М применяется инжектор атомов [21], параметры которого указаны в Таблице 2.2. Инжектор имеет два сменных ионных источника ИПМ-1 и ИПМ-2, позволяющие создавать пучки атомов мощностью до 1 и 0.5 МВт соответственно. Ионные источники позволяют работать с длительностью импульса инжекции более 100 мс, которая на практике ограничена возможностями системы питания.

Таблица 2.2. Технические характеристики ионных источников

Ионный источник	ИПМ-1	ИПМ-2
Максимальная мощность пучка ионов, МВт		
водород	1.8	1.0
дейтерий	1.3	0.7
Максимальное ускоряющее напряжение, кВ	30	
Максимальный ток ионного пучка на водороде, А	60	35
Максимальный ток ионного пучка на дейтерии, А	43	25
Фокусное расстояние, м		
- в горизонтальной плоскости	3.0	2.5
- в вертикальной плоскости	3.5	2.5
Угол расхождения пучка, градус:		
- горизонтальный (<i>вдоль щелей</i>)	± 0.6	
- вертикальный (<i>поперек щелей</i>)	± 1.5	
Содержание компонентов $H_1^+/H_2^+/H_3^+$ (<i>при плотности тока 0.4 А/см²</i>), %	75 / 18 / 7	

С целью расширения экспериментальных возможностей установки была доработана система питания инжектора, что позволило увеличить длительность импульса инжекции свыше 50 мс. Однако, как показали измерения, существовавшая система напуска газа в разрядную камеру источника: электромагнитный клапан, работающий в паре с регулируемым вручную натекателем, – работавшая в «ключевом» режиме, не обеспечивала оптимальные параметры плазменного эмиттера в течение всего увеличенного

по длительности импульса инжекции. В частности, это сказывалось на ухудшении фокусировки пучка по вертикали из-за отклонения от оптимального значения величины вытягиваемого из источника тока во второй половине импульса. В качестве решения было предложено регулировать эмиссию ионов, изменяя во времени поток рабочего газа, поступающего в ГРК источника [21]. На роль устройства регулирующего напуск газа был выбран пьезоэлектрический клапан. Его пропускная способность определяется приложенным напряжением, что позволяет оперативно управлять режимом горения дугового разряда в ГРК источника ионов во время импульса и, тем самым, оптимизировать параметры плазменного эмиттера. Сложность использования такого клапана на инжекторе обусловлена необходимостью его размещения в непосредственной близости от ГРК под высоким потенциалом (до 30 кВ) и наличием мощных электромагнитных наводок, возникающих при высоковольтных пробоях в ускоряющей пучок системе.

2.3. Модернизация нейтрального инжектора сферического токамака Глобус-М

2.3.1 Модернизация системы подачи газа

В качестве устройства, регулирующего поток газа в новой системе газонапуска инжектора атомов, был выбран клапан MaxTek MV112 [84]. Его пропускная способность в зависимости от приложенного к нему напряжения приведена на рисунке 2.2. Диапазон входных напряжений составляет 0-100 В.

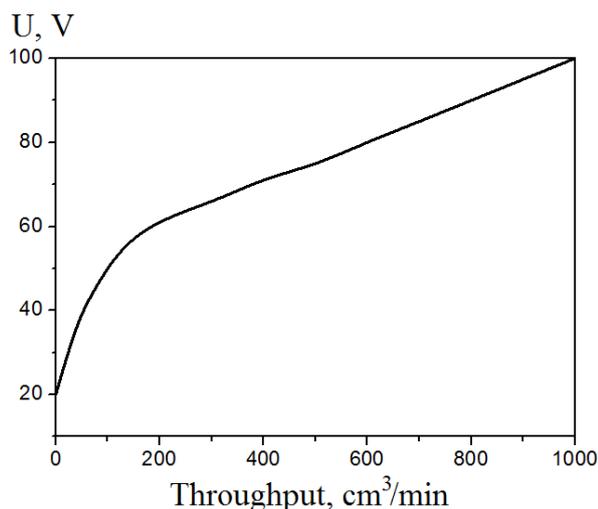


Рисунок 2.2. Пропускная способность клапана MaxTek MV112 в зависимости от приложенного к нему напряжения.

Одним из недостатков данного клапана является сильная нелинейность зависимости пропускной способности от приложенного напряжения на начальном участке, проявляющаяся как эффект «залипания» и снижающая стабильность срабатывания при приходе управляющего импульса. Для устранения указанного недостатка было предложено непрерывно подавать на клапан импульсы, которые эффективно устраняют эффект «залипания», но, при этом, не открывают сам клапан.

При создании новой системы подачи газа было выполнено конструирование тракта подачи газа, разработан специальный модуль защиты и управления пьезоэлектрическим клапаном, создан программный интерфейс для управления клапаном с ПК.

Одним из основных требований при конструировании системы подачи газа было максимально близкое расположение регулирующего элемента к

объему ГРК для повышения быстродействия системы. В разработанной конструкции клапан расположен на расстоянии 150 мм от ГРК и соединен с ней с помощью трубки из нержавеющей стали с внутренним диаметром 4 мм. Для гальванической развязки ресивера с рабочим газом от клапана, находящегося под потенциалом эмиссионного электрода (до 30 кВ), была использована фторопластовая трубка. Сам клапан был помещен в алюминиевый корпус, для экранирования от внешних наводок.

В качестве устройства формирования управляющего сигнала был использован стандартный внешний модуль фирмы L-card E-14-140MD [85], связанный с управляющим компьютером через USB-интерфейс. Основные характеристики модуля приведены в таблице 2.3. Формирование управляющего импульса осуществляется по программе в режиме ручного запуска или по приходу внешнего запускающего импульса.

Таблица 2.3. Основные характеристики АЦП/ЦАП E-14-140MD.

АЦП	
Количество каналов	16 дифференциальных или 32 с «общей землей»
Разрядность АЦП	14 бит
ЦАП	
Количество каналов	2
Разрядность	16 бит
Синхронизация	От внешнего синхросигнала, по уровню аналогового сигнала, внутренняя. Возможна многомодульная синхронизация
Выходной диапазон	± 5 В
Выходной ток, не более	± 10 мА
Максимальная частота выдачи данных	200 кГц
Питание - от шины USB	

Управляющий аналоговый сигнал по коаксиальному кабелю (~30 м) передаются в экспериментальный зал на специально разработанное устройство – модуль защиты и управления пьезоэлектрическим клапаном. Данный модуль предназначен для согласования по уровню выходного сигнала задающего устройства (ЦАП) с входным сигналом пьезоклапана; для

передачи сигнала к пьезоклапану, находящемуся под потенциалом эмиссионного электрода (U_{ee}), от задающего устройства, находящегося под потенциалом земли; и для защиты клапана от случайных срабатываний при пробое в ионном источнике. Функциональная схема устройства представлена на рисунке 2.3, сигналы в основных контрольных точках представлены на рис.2.4.

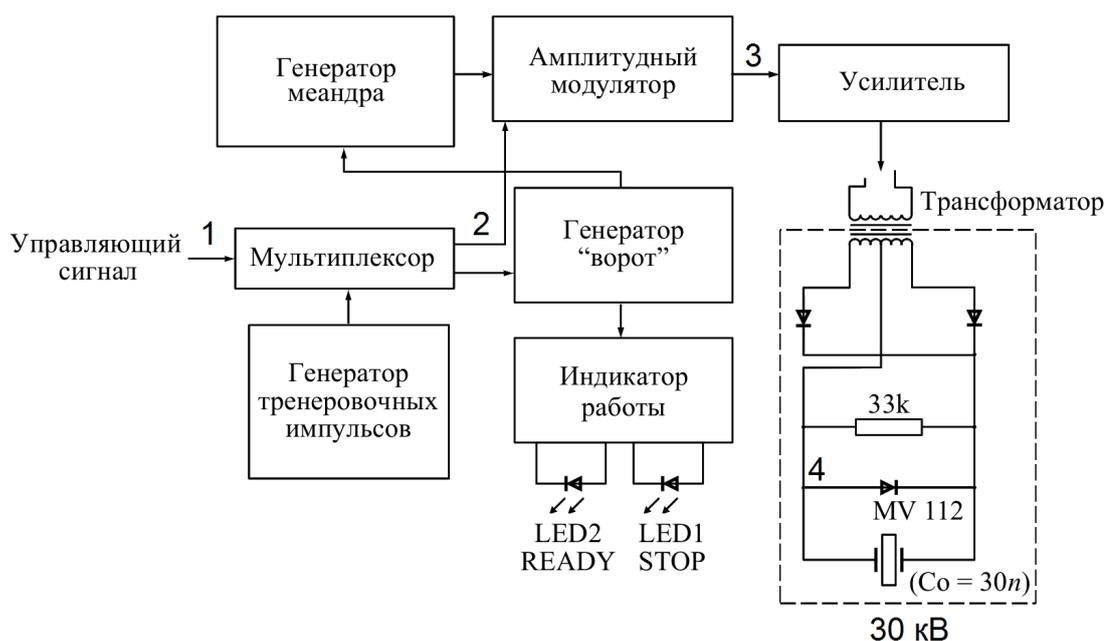
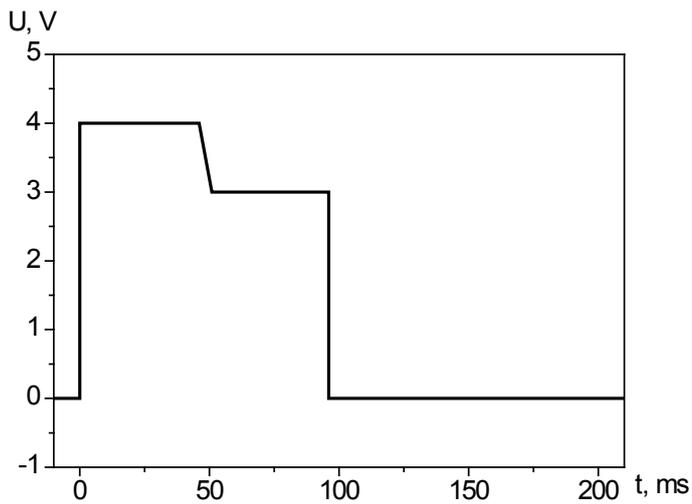
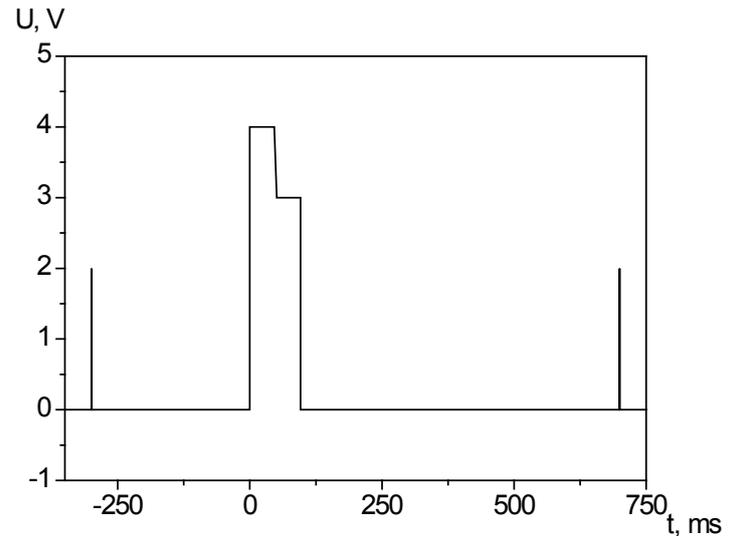


Рисунок 2.3 Функциональная блок-схема Модуля защиты и управления пьезоэлектрическим клапаном.

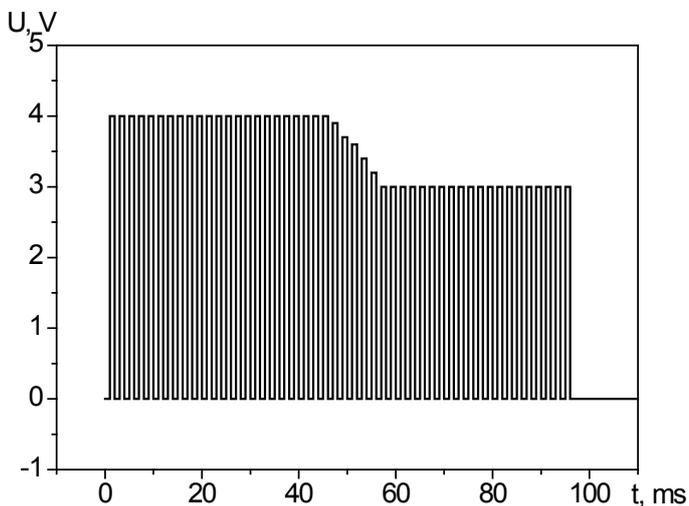
Тренировочные импульсы (частотой 1 Гц, длительностью 100 мкс, амплитудой 2 В), предотвращающие «залипание» и не приводящие к его открытию, вырабатываются самим устройством и подаются после усиления через трансформатор на пьезоклапан непрерывно между выстрелами инжектора. В момент прихода на мультиплексор управляющего сигнала (1) передача тренировочных импульсов на клапан прекращается. Мультиплексный сигнал (2) поступает на генератор «ворот» и амплитудный модулятор. Генератор «ворот» задает максимальное время нахождения пьезоклапана в открытом состоянии, ограничивая длительность пропускаемого на него импульса 200 мс.



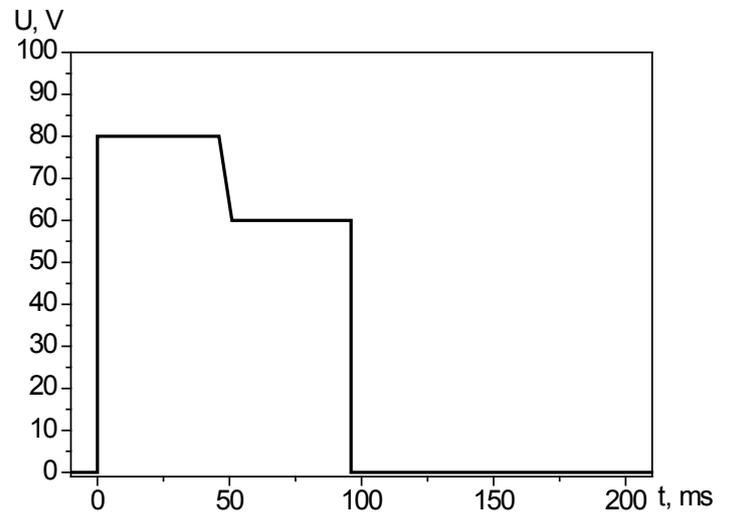
(1)



(2)



(3)



(4)

Рисунок 2.4: Электрические сигналы в контрольных точках схемы Модуля защиты и управления пьезоэлектрическим клапаном на рис. 2.3.

Сигнал генератора «ворот» разрешает работу генератора меандра, генерирующего сигнал с частотой 100 кГц. Этот сигнал поступает на амплитудный модулятор, где происходит его модуляция управляющим сигналом. Далее сигнал преобразуется в двуполярный и усиливается до амплитуды +/-50 В. По коаксиальному кабелю (~ 13 м) усиленный сигнал передается на трансформатор, обеспечивающий высоковольтную развязку. С вторичных обмоток трансформатора сигнал поступает на схему двухполупериодного выпрямителя. Роль конденсатора сглаживающего

фильтра выполняет пьезоэлемент клапана, обладающий емкостью около 30 нФ. Максимальное значение управляющего напряжения на пьезоклапане составляет 100 В, и его амплитуда ограничена с помощью стабилитрона.

Форма, амплитуда и длительность управляющего сигнала, также как и режим работы устройства, задаются в промежутках между выстрелами инжектора через специально разработанный программный интерфейс (см. рисунок 2.5).

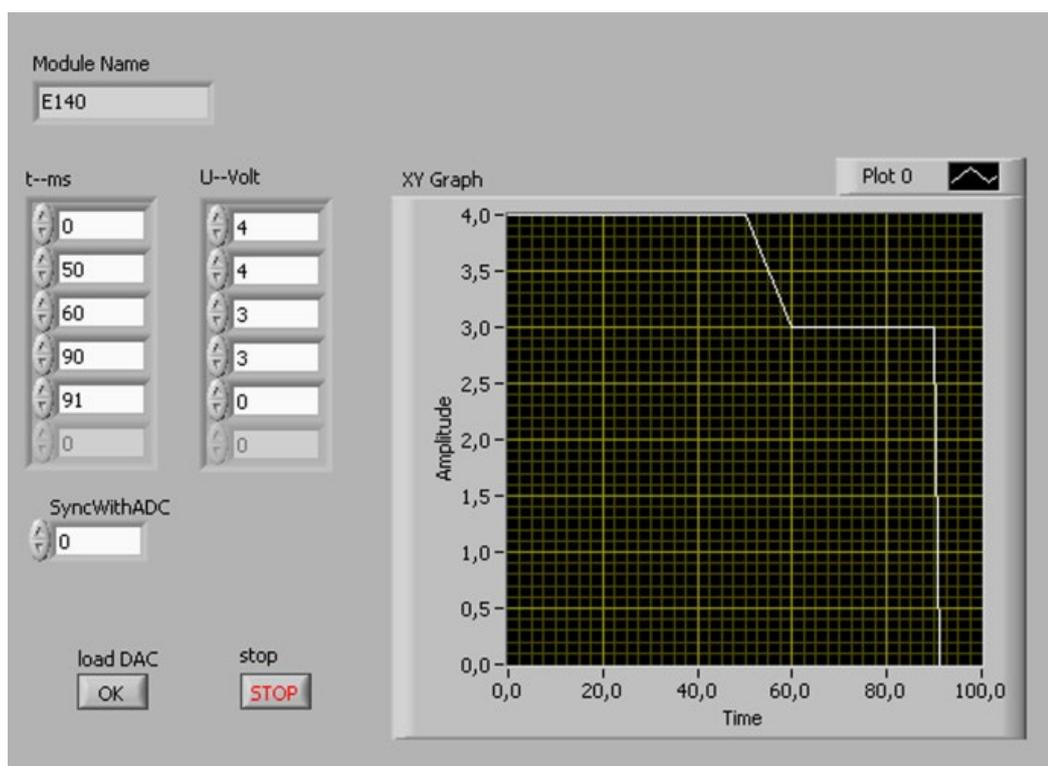


Рисунок 2.5 Интерфейс программы управления клапаном.

В окне «Module name» выводится модель подключенного модуля, генерирующего управляющий сигнал. В представленном на рисунке случае – это модуль E-14-140MD фирмы «L-card». С помощью кнопки «Load DAC» осуществляется генерация одного управляющего импульса в ручном режиме. Кнопка «Stop» позволяет прервать генерацию управляющего сигнала. Окно «SyncWithADC» определяет режим синхронизации модуля с инжектором. При значении параметра, равном «0», синхронизация отключена, и открытие клапана производится вручную нажатием кнопки «Load DAC». При значении, равном «1», клапан открывается по внешнему импульсу, поступающему от синхронизатора инжектора. С помощью окон колонок «t -

ms» (время) и «U - Volt» (амплитуда) задается форма управляющего импульса, которая отображается на графике справа.

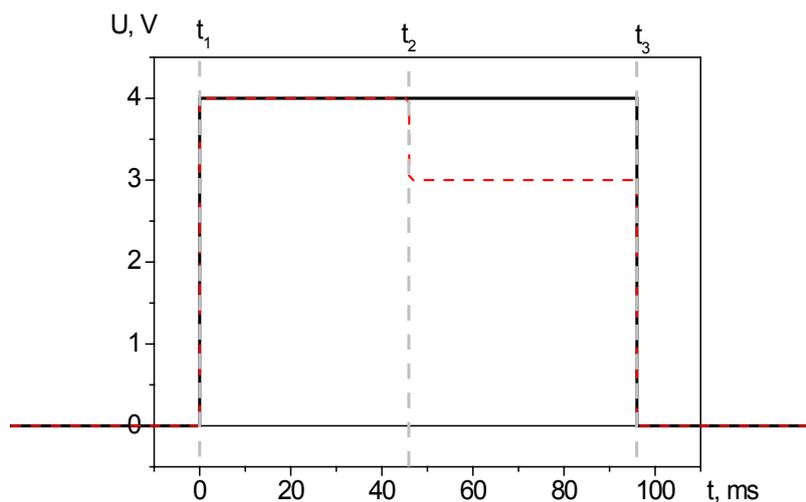
Для того, чтобы провести испытания новой системы подачи газа, она была установлена на источник ионов ИПМ-2. В ходе эксперимента исследовалось влияние режима напуска рабочего газа в ГРК на параметры дугового разряда и эмиссионные характеристики источника, а также, эффективность нейтрализации ионов. Параметры работы инжектора во время испытаний приведены в таблице 2.4.

Таблица 2.4. Параметры работы инжектора во время проведения испытаний

Ионный источник	ИПМ-2
Рабочий газ	Водород
Напряжение эмиссионного электрода	23 кВ
Длительность дугового разряда	50 мс

Во время испытаний на клапан подавались управляющие сигналы различной формы (см. рис. 2.6). Газонапуск производится по следующему сценарию: $t_1 - t_2$ формирование газовой мишени перезарядки, $t_2 - t_3$ горение дугового разряда в ионном источнике и вытягивание пучка, t_3 - окончание газонапуска и закрытие клапана с окончанием разряда. Длительность стадии $t_2 - t_3$ соответствует длительности инжекции пучка и может варьироваться в зависимости от сценария проведения экспериментов. Также, длительность стадии $t_1 - t_2$ будет отличаться для разных ионных источников, а амплитуда может зависеть от типа рабочего газа, состояния стенки камеры и тд.

В ходе экспериментов варьировались как общая амплитуда управляющего импульса, так и отношение амплитуд стадий $t_1 - t_2$ и $t_2 - t_3$ в диапазоне 3-4 В.



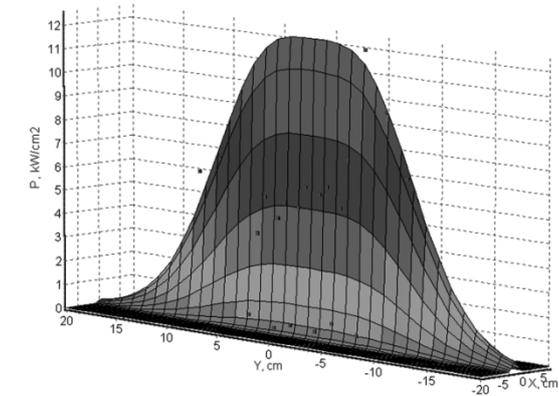
a)

Рисунок 2.6. Пример формы управляющего импульса, с отмеченными моментами времени сценария формирования пучка.

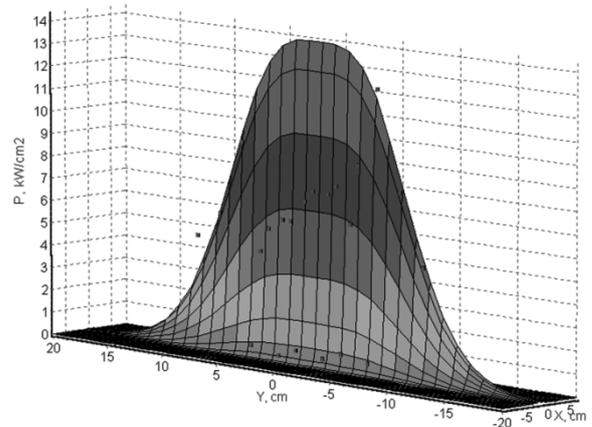
Выбор оптимального режима работы ионного источника инжектора осуществлялся на основе рутинных измерений параметров пучка: напряжения разряда, тока разряда, тока отрицательного электрода и тока эмиссионного электрода, а также на основании данных о профиле мощности атомного пучка, реконструируемом по сигналам с вторично-эмиссионных зондов (22 шт.) приемника пучка. Методика измерений описана в работе [21] и позволяет восстановить профиль распределения плотности потока мощности и, таким образом, оценить качество фокусировки. Для визуализации и анализа данных зондовых измерений использовался код DAS Tools [86]. Результаты реконструкции профилей мощности пучка для избранных разрядов, представлены на рис. 2.7 и в Таблице 2.5.

Видно, что в разряде #320710 значение плотности мощности на оси пучка выше, чем в разрядах #320686 и #320693, а вертикальный размер пучка (по оси Y) наименьший (см. Табл. 2.5), что свидетельствует о том, что оптимальной является форма управляющего сигнала, примененная в разряде #320710. Осциллограммы напряжения разряда, тока разряда, тока отрицательного электрода и тока эмиссионного электрода, а также выбранная форма управляющего сигнала приведены на рис. 2.8. Из рисунка видно, что

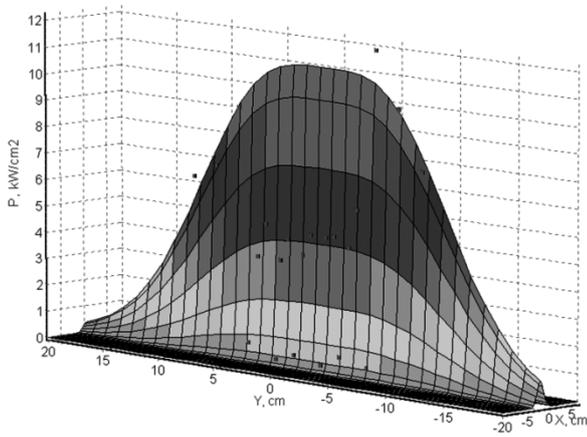
основные параметры пучка остаются стабильными во времени для всего 50-ти миллисекундного импульса инъекции.



a)



b)



c)

Рисунок 2.7. Реконструкция профиля мощности пучка для разрядов #320686 (а), #320710 (б) и #320693 (с).

Таблица 2.5. Плотность мощности на оси и поперечные размеры пучка для различных режимов напуска рабочего газа.

N	P, кВт/см ²	X×Y, см
#320710	14	2.16×18.67
#320686	12	2.06×22.87
#320693	10	2×26.1

Недостаток (или избыток) газа в перезарядной мишени ($t_1 - t_2$) может приводить к срывам, ухудшению фокусировки, а также, снижению эффективности перезарядки. Регулирование газонапуска в течение стадии $t_2 - t_3$ позволяет поддерживать стабильность работы пучка в течение разряда. В

ходе работы была подобрана оптимальная форма импульса управления клапаном, приведенная на рис. 2.6 красным пунктиром.

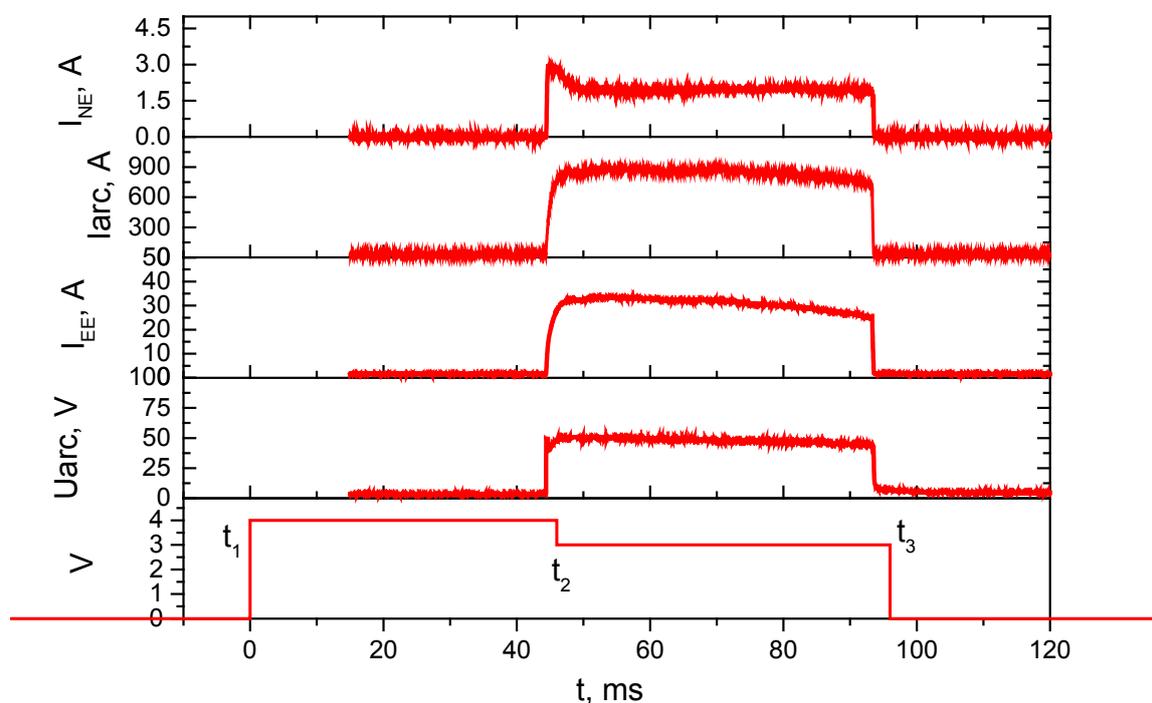


Рис. 2.8. Осциллограммы тока отрицательного электрода, тока разряда, тока эмиссионного электрода, напряжения разряда, а также выбранная форма управляющего сигнала.

Эксперименты показали, что основное влияние на фокусировку пучка оказывает формирование перезарядной мишени ($t_1 - t_2$), вследствие чего, амплитуда управляющего импульса с t_1 по t_2 должна быть выше. Также, по итогам экспериментов была проведена оценка эффективности нейтрализации пучка на газовой мишени. Данную оценку можно провести, используя соотношения токовых сигналов с зондов при выключенном ($I^0 + I^+$) и включенном (I^0) электромагнитном сепараторе (I^0 – ток нейтралей, I^+ – ионный ток). Электромагнит отклоняет неперезарядившиеся ионы из пучка быстрых атомов, направляемого в приемник. Коэффициент нейтрализации, соответствующий равновесному выходу для бесконечно толстой мишени при заданной энергии водородного пучка, должен составлять ≈ 0.75 . Контроль над работой системы осуществляется с пульта управления инжектором через

управляющий компьютер. Работоспособность системы была проверена в эксперименте.

Таким образом, для инжектора атомов токамака Глобус-М была разработана и использована в последующих плазменных экспериментах с нейтральной инжекцией новая система напуска газа на основе пьезоэлектрического клапана, обеспечившая более стабильные параметры инжекции в течение импульса, увеличенного до 50 мс длительности. Также, разработанная схема позволяет регулировать в течение импульса напуск газа в разряд и тем самым влиять на его характеристики и режим работы ионного источника в целом. Следует заметить, что при неизменном режиме напуска газа наблюдается хорошая повторяемость всех сигналов от разряда к разряду. Существующая система также была адаптирована на ионный источник ИПМ-1.

2.3.2 Модернизация ионно-оптической системы источника ИПМ-2

Формирование и извлечение пучка ионов в источнике типа ИПМ (Источник с Периферийным Магнитным полем) происходит с помощью многощелевой ионно-оптической системы (ИОС), состоящей из трех электродов: эмиссионного (ЭЭ), отрицательного (ОЭ) и заземленного (ЗЭ). На щелях линз ЭЭ электрическое поле, созданное в ускорительном промежутке, формирует плазменный эмиттер и извлекает поток ионов. ОЭ обеспечивает общую фокусировку пучка и служит для запираения обратного потока электронов вторичной плазмы. ЗЭ обеспечивает «нулевой» потенциал выходящего ионного пучка.

ИОС источника обеспечивает общую фокусировку пучка в двух направлениях:

- в горизонтальном - за счет того, что решетки ЭЭ и ОЭ выгнуты вдоль щелей с радиусом кривизны порядка 2.5 м.

– в вертикальном - за счет того, что крайние решетки (верхняя и нижняя на рис 1) ОЭ раздвинуты в вертикальном направлении относительно соответствующих решеток ЭЭ и ЗЭ

В ионном источнике ИПМ-2 смещение крайних решеток ОЭ относительно центральной оси должно составлять по проекту $\Delta y = 200$ мкм, что соответствует фокусному расстоянию 2.5 м.

В области щели ОЭ при отсутствии смещения конфигурация эквипотенциалей образует рассеивающую линзу с фокусным расстоянием $F \approx 1.6d$ (d – величина зазора между ЭЭ и ОЭ), см. рис. 2.9. Следует отметить, что в качестве d берется некоторая эффективная величина d_{eff} , большая фактического расстояния между электродами, поскольку она учитывает, как толщину эмиссионного электрода, так и «провисание» электрического поля в щели линзы ОЭ. Эффективный размер ускоряющего промежутка $d_{eff} = t_1 + d + \delta_2$, где t_1 – толщина эмиссионного электрода, δ_2 – полуширина щелевой апертуры отрицательного электрода. С достаточной точностью можно сказать, что каждая ячейка функционирует независимо, и пучок в целом складывается из отдельных элементарных пучков, угол наклона оси которых определяет фокусировку пучка в вертикальном направлении (поперек щелей). Для того чтобы элементарный пучок, выходящий из некоторой щели в ЭЭ, расположенной на расстоянии y_0 от центральной щели (через которую проходит ось пучка), пересек ось пучка в точке, находящейся на расстоянии L от источника, необходимо, чтобы центр щели в ОЭ был расположен на расстоянии $y_0 + \Delta y$ от оси пучка, причем смещение Δy находится из условия $y_0/L = 0.625 \Delta y/d_{eff}$; $\Delta y = 1.6d_{eff} y_0/L$. При этом размер пучка в целом определяется угловой расходимостью элементарных пучков и расстоянием L . Ограничение на размеры пучка накладывается размерами входного патрубка токамака, которые составляют 26.5×8.5 см².

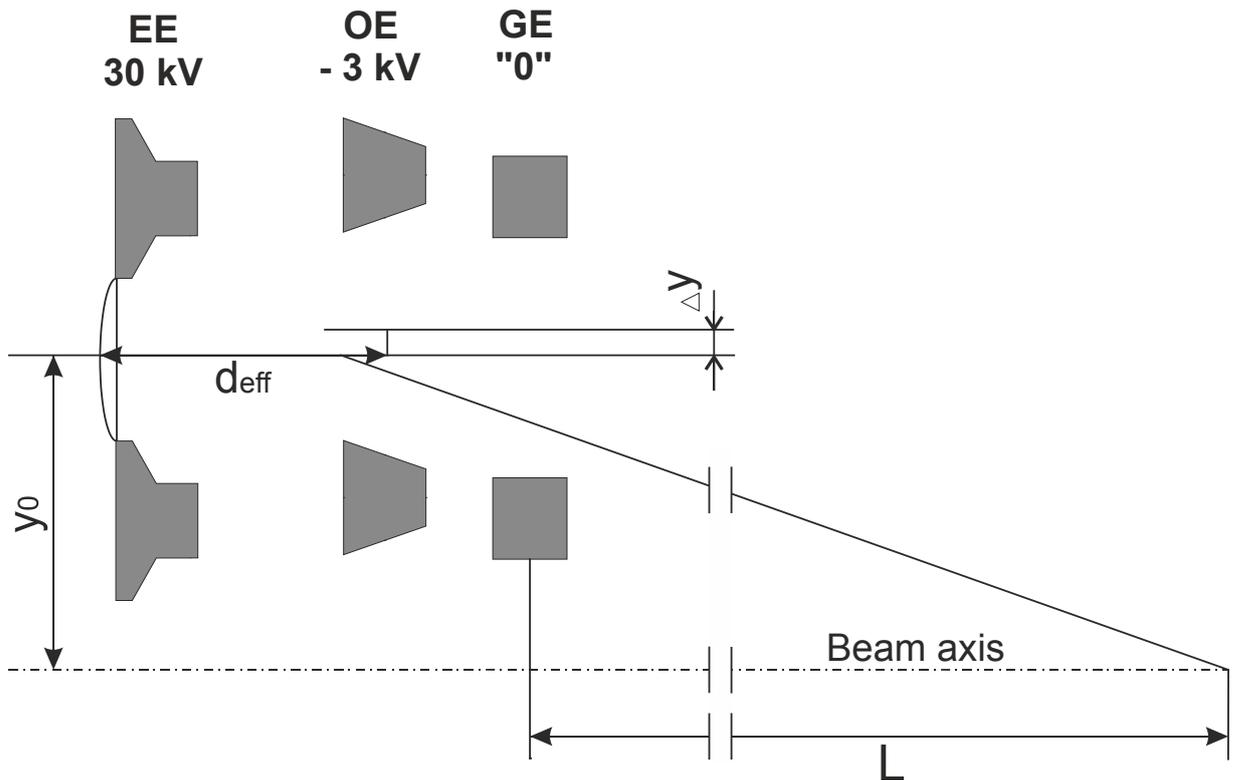


Рис. 2.9. Геометрия щелевой ячейки ИОС источника ИПМ и фокусировка пучка в направлении поперек щелей за счет смещения отрицательного электрода относительно эмиссионного.

2.3.2.1. Сборка ИОС ИПМ-2

После аварии на источнике ИПМ-1 на инжектор был установлен источник ИПМ-2. Анализ сигналов вторично-эмиссионных зондов, установленных на приемнике пучка [21] во время выстрела инжектора, показали заметное увеличение размера пучка в вертикальном направлении. Оно свидетельствует о проблемах с фокусировкой в ИОС. Необходимо заметить, что одной из основных трудностей при сборке и юстировке многощелевой ионно-оптической системы является выдерживание заданной проектной точности выставления решеток на ее электродах, при этом допустимая погрешность при изготовлении решеток составляет ± 20 мкм. Проверка качества изготовления решеток и юстировка ИОС проводились с помощью линейного компаратора ИЗА-2, который предназначен для измерения длин с точностью до 1 мкм. Как было отмечено ранее, ИОС ионного источника ИПМ-2 состоит из трех линз (электродов), каждая из

которых состоит из 3 решеток по 14 щелей в каждой (т.е. всего 42 элементарные ячейки).

В первую очередь были промерены линзы ЭЭ, ОЭ, ЗЭ, и на основе измерений была определена величина смещение щелей ОЭ относительно ЭЭ. В результате выяснилось, что за время эксплуатации изменились линейные размеры некоторых элементарных ячеек, а также смещения в целом крайних решеток ОЭ относительно ЭЭ, что отражает рис 2.10, на котором изображены смещения центров щелей ОЭ относительно центров щелей ЭЭ для каждой элементарной ячейки. Полученные данные свидетельствуют о том, что смещение как нижней решетки, так и верхней существенно отличается от проектного значения (составляет около 100 мкм для нижней и 250 мкм для верхней). При этом смещение сверх 250 мкм недопустимо, т. к. в целом снижается прозрачность оптической системы и увеличивается риск попадания элементарного пучка напрямую в конструктивный элемент решетки ОЭ. На основании измерений решеток и оценки их смещений друг относительно друга рассчитаны фокусные расстояния для каждой элементарной ячейки ИОС. Результаты расчета показали существенное ухудшение фокусировки ИОС, которое связано с возникающими в процессе эксплуатации источника неравномерными тепловыми нагрузками на ее электроды (пробой, локальные перегревы и т.д.), которые приводят к неизбежному изменению геометрии линз ИОС, в том числе вследствие деформации образующих щелевую апертуру конструктивных элементов решеток.

Результаты измерений свидетельствуют о необходимости реновации источника ИПМ-2, некоторые решетки ИОС требуют замены, а затем вся система в целом – сборки, настройки и юстировки. После тщательного осмотра и анализа было решено сохранить существующие решетки ЭЭ, но заменить весь комплект поврежденных решеток ОЭ и ЗЭ. Подбор оптимального соответствия отдельных решеток ЭЭ и ОЭ проводился следующим образом:

1. Все решетки ЭЭ и ОЭ были измерены для оценки их текущего состояния. На основе результатов измерений решетки сравнивались между собой, чтобы подобрать их оптимальное соответствие по парам из разных электродов.

2. Решетки раскладывались на линзах электродов, чтобы обеспечить заданное смещение для крайних решеток ОЭ.

В результате проведенной работы выбран оптимальный вариант расположения решеток относительно друг друга в сборках линз, при котором обеспечивается требуемая фокусировка пучка.

Результаты измеренных смещений для новой сборки ионно-оптической системы приведены на рис. 2.10 (крестики): достигнута необходимая точность юстировки ЭЭ и ОЭ, фокусное расстояние составляет около 2.5 м, а смещение решеток ОЭ не превышает 250 мкм. Измерения решеток ОЭ показали, что их сегменты подверглись деформации, что могло сказываться на прозрачности ИОС, поэтому, они были заменены на новые. Влияние линзы ЭЭ непосредственно на фокусировку незначительное, но ее сегменты не должны препятствовать прохождению пучка.

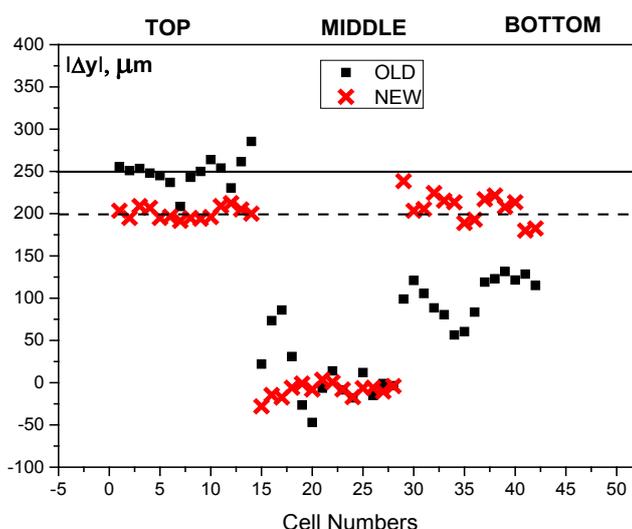


Рис.2.10. Смещения центров щелей ОЭ относительно центров щелей ЭЭ, отсчитанные от оси пучка, в старой и новой ИОС ИПМ-2

2.3.2.2. Испытания источника ИПМ-2 и оценка качества проведенной реновации ИОС

Для испытаний ИПМ-2 и контроля качества фокусировки, обновленной ИОС ионный источник, был установлен на инжектор, где проведены его вакуумные испытания, а затем высоковольтная тренировка. Проведение этой процедуры необходимо для очистки поверхностей электродов ИОС посредством многократных высоковольтных пробоев ограниченной энергии. После выполнения всех испытаний и вывода инжектора на рабочий режим, проведена проверка качества сборки ИОС, путем подбора оптимального тока эмиссионного электрода при фиксированном ускоряющем напряжении с контролем размера пучка (данные с вторично-эмиссионных зондов на приемнике пучка). Параметры работы инжектора во время проверки качества сборки ИОС приведены в табл. 2.6.

Таблица 2.6. Параметры работы инжектора во время проверки качества сборки ИОС

Напряжение эмиссионного электрода, кВ	26
Ток эмиссионного электрода, А	19-24
Длительность импульса, мс	40
Рабочий газ	дейтерий

При оптимальном значении тока эмиссионного электрода пучок будет иметь наилучшую фокусировку поперек щелей ИОС и, соответственно, наименьший размер, в противном случае он будет размыт по вертикали. Оценка фокусировки проводилась на основании данных о профиле плотности мощности атомарного пучка, реконструируемом по сигналам с вторично-эмиссионных зондов (22 шт.) приемника пучка. Методика реконструкции, описанная в работе [86], позволяет восстановить профиль распределения плотности мощности по сечению пучка и, таким образом, оценить качество фокусировки. Для оценки качества фокусировки пучков

проводили сравнение их высоты ΔY [см] на уровне плотности мощности $1/e$ при разных токах $\mathcal{E}\mathcal{E}$, результаты этого сравнения приведены на рис. 2.11

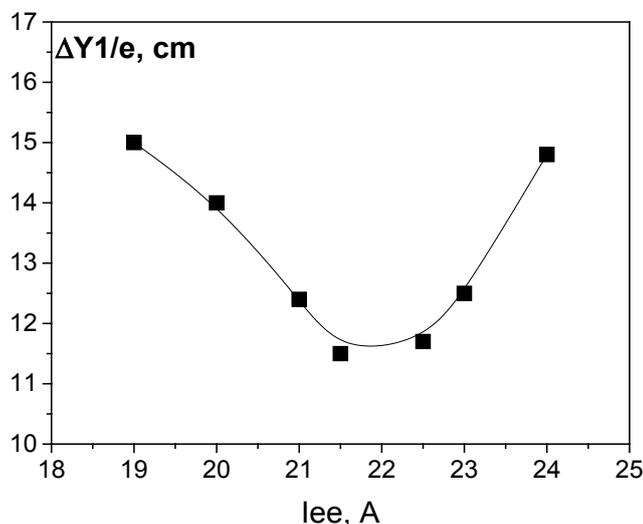


Рис.2.11 Зависимость высоты пучка на уровне $1/e$ от тока эмитсионного электрода при фиксированном ускоряющем напряжении 26 кВ

Минимум полученной зависимости седлового вида приходится на ток 21.5-22 А, который и соответствует оптимальному для ускоряющего напряжения 26 кВ, вертикальный размер пучка при этом на уровне $1/e$ составляет 11.5-12 см, что соответствует 16-17 см на уровне плотности мощности 0.9, и свидетельствует о хорошей фокусировке.

Теперь возможно провести оценку мощности ионного и атомного пучка при оптимальном токе эмитсионного электрода, для этого воспользуемся формулами, приведенными в [21]. Коэффициенты преобразования ионного пучка в атомный, а также коэффициент транспортировки $\eta_{io} \times \eta_{tr}$ можно оценить из соотношения сигналов одинаковых зондов с включенным и выключенным электромагнитом. В результате, мощность дейтериевого пучка при энергии 26 кэВ составляет 400 кВт.

В экспериментах на токамаке Глобус-М2 для получения наибольшего нейтронного выхода в разрядах с дополнительным нагревом плазмы

необходимо инжектировать дейтериевый пучок максимально возможной энергии и мощности. Согласно проектным параметрам источника ИПМ-2, максимальная мощность ионного дейтериевого пучка достигает 0.7 МВт при энергии 30 кВ. Постепенно повышая напряжение эмиссионного электрода (U_{ee}) и пропорционально увеличивая его ток (I_{ee}), получены и оптимизированы параметры пучка, близкие к проектным, см. рис.2.12.

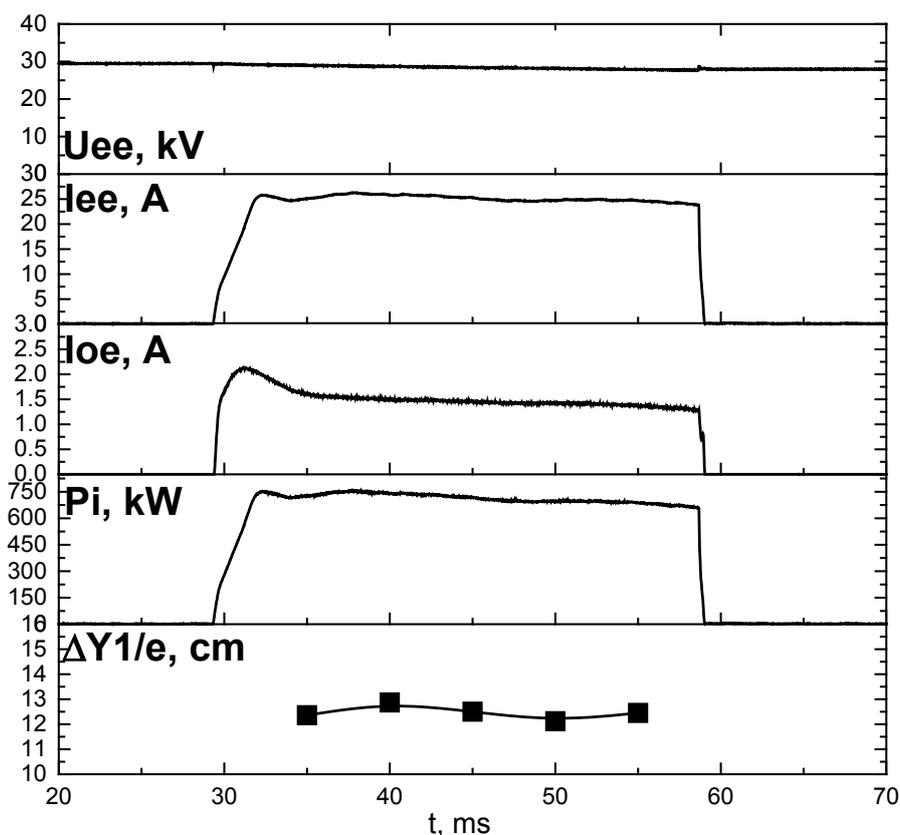


Рис. 2.12 Временные зависимости напряжения ЭЭ, тока ЭЭ, тока ОЭ, мощности ионного пучка, высоты пучка на уровне плотности мощности $1/e$.

Для максимального проектного значения напряжение ЭЭ 30 кВ для источника ИПМ-2 оптимальный ток ЭЭ на дейтерии составил 25 А. Мощность ионного пучка оценивалась по формуле $P_i = U_{ee} \cdot (I_{ee} - 1/2 I_{oe})$, I_{oe} – ток отрицательного электрода. В результате средняя по времени мощность ионного пучка (P_i) составляет около 700 кВт, что соответствует максимальным проектным параметрам. За время импульса инжекции

происходит небольшое уменьшение ускоряющего напряжения из-за разрядки питающего емкостного накопителя. Кроме того, газовый разряд в источнике не вполне стационарен – за время инжекции заметно изменяется величина разрядного напряжения, несмотря на постоянство тока разряда. Обе причины вместе влияют на форму импульса вытягиваемого ионного тока и, следовательно, на фокусировку. Тем не менее, колебания размеров пучка поперек решеток с течением времени незначительное, а значит фокусировка пучка во время всего импульса инжекции удовлетворительная. В результате полная вводимая в токамак мощность атомного пучка в среднем составляет 500 кВт, а ее вариации не превышают 10%.

2.4. Методы исследования процессов переноса в плазме

2.4.1. Код ASTRA

Для исследования переноса тепла и частиц в компактном сферическом токамаке была разработана транспортная модель. В данной работе для решения уравнений переноса тепла и частиц использовался код ASTRA [25]. В нем магнитная система считается тороидально-симметричной, а для описания геометрии токамака используются две системы координат. Это цилиндрическая система координат $\{r, \varphi, z\}$, в которой полярная ось совпадает с осью тора, и система координат $\{\rho, \theta, \zeta\}$, относящаяся к магнитной геометрии плазменного шнура, где ρ – радиус магнитной поверхности, связанной с полоидальным магнитным потоком ψ , а θ и ζ – полоидальный и тороидальный углы соответственно. Решается система из уравнений (1.9, 1.11, 1.12) совместно с уравнением Грэда-Шафранова:

$$\Delta^* \psi = -4\pi^2 \left(\mu_0 r^2 \frac{\partial p}{\partial \psi} + I \frac{\partial I}{\partial \psi} \right), \quad (2.1)$$

Где, p – газокINETическое давление плазмы, I – полоидальный ток, ψ – полоидальный магнитный поток, который в условиях осевой симметрии не зависит от угловой координаты φ , т.е. $\psi = \psi(r, z)$. Тогда оператор Лапласа Δ в цилиндрических координатах принимает вид: $\Delta^* = \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right)$.

В коде ASTRA реализована возможность решения прямой и обратной транспортной задачи. Решение прямой задачи подразумевает определение пространственных распределений параметров плазмы и их временной вариации на основании заданных пространственных распределений коэффициентов переноса. Целью обратной задачи является определение транспортных коэффициентов на основании пространственных распределений параметров плазмы (температура, концентрация, плотность тока), измеренных в эксперименте. Матрица коэффициентов пропорциональности между потоками и градиентами соответствующей величины в коде ASTRA выглядит следующим образом:

$$\begin{pmatrix} \Gamma_e / n_e \\ Q_e / n_e T_e \\ Q_i / n_i T_i \\ \frac{\partial V}{\partial \rho} \langle (\nabla \rho)^2 \rangle \frac{\mu_0 j_{BS}}{B_p} \end{pmatrix} = -\frac{\partial V}{\partial \rho} \langle (\nabla \rho)^2 \rangle \cdot \begin{pmatrix} D_n & D_e & D_i & D_E \\ \chi_n^e & \chi_e & \chi_i^e & \chi_E^e \\ \chi_n^i & \chi_e^i & \chi_i & \chi_E^i \\ C_n & C_e & C_i & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial \rho} \\ \frac{1}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial \rho} \\ \frac{1}{T_i} \frac{\partial T_i}{\partial \rho} \\ \frac{E_{\parallel}}{B_p} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

В формуле 2.2 Γ_e – поток электронов, n_i , n_e – плотности ионов и электронов, T_i , T_e – температуры ионов и электронов, Q_i , Q_e – потоки тепла. Обычно в расчет включаются только диагональные элементы транспортной матрицы, которые определяют диффузионные потоки в плазме.

2.4.2. Модель переноса тепла и частиц в омических разрядах.

Транспортная модель

Магнитная конфигурация в коде ASTRA определяется путем решения уравнения Грэда-Шафранова (2.1) на основании данных, полученных с помощью кода EFIT [22]. Проводимость плазмы считалась неоклассической и рассчитывалась с помощью кода NCLASS [55]. Пакет NCLASS представляет собой код, который рассчитывает локальные транспортные характеристики плазмы на основе неоклассической модели в формализме Хиршмана и Сигмара [87]. Модель основана на рассмотрении плазмы в качестве жидкости и использовании моментов уравнения Фоккера-Планка для расчета неоклассического переноса многокомпонентной осесимметричной плазмы с произвольным аспектным отношением, геометрией и столкновительностью. Для расчета проводимости плазмы также необходимо знание эффективного заряда плазмы Z_{eff} (т. е. соотношение концентрации примеси и атомов основного компонента плазмы), так как плотность ионов рассчитывается по формуле:

$$n_i = \frac{Z_i - Z_{eff}}{Z_i - 1} n_e, \quad (2.3)$$

где Z_i зарядовое число основной примеси. Эффективный заряд плазмы определялся из следующих предположений. Так как стенки токамака Глобус-М облицованы графитовой плиткой, то основной примесью в плазме является углерод. Значение Z_{eff} задавалось постоянным вдоль малого радиуса токамака, т.к. существующая на токамаке диагностика Z_{eff} не обладает пространственным разрешением. На основании распределения Z_{eff} , блоком NCLASS рассчитывается проводимость плазмы σ . Рассчитанная проводимость плазмы используется для решения уравнения диффузии полоидального магнитного потока. Граничными условиями для полоидального потока ψ , соответствующего центру плазменного шнура $\rho = 0$, являются: $\frac{\partial \psi}{\partial \rho} |_{\rho=0} = 0$, а для границы: $\frac{\partial \psi}{\partial \rho} |_{\rho=\rho_B} = U_{loop}(t)$, где ρ_B - эффективный малый радиус последней замкнутой магнитной поверхности. В результате решения уравнения, определяется значение напряжения на обходе U_{loop} , которое сравнивается с экспериментальным. Исходя из этого сравнения, на величину эффективного заряда вводится соответствующая поправка до тех пор, пока экспериментальное и расчетное значения напряжения на обходе плазмы не сравниваются. Также, на основании полученных распределений плотности тока и проводимости плазмы можно определить плотность мощности омического нагрева.

Для уравнения баланса энергии и частиц электронного компонента плазмы решалась прямая транспортная задача. Коэффициенты диффузии D и температуропроводности χ_e подбирались таким образом, чтобы рассчитанные профили $T_e(\rho)$ $n_e(\rho)$ наилучшим образом совпадали с экспериментальными данными. Экспериментальные профили электронной температуры и плотности были получены с помощью диагностики томсоновского рассеяния. Величина коэффициента электронной температуропроводности предполагалась постоянной по радиусу и была рассчитана по формуле [88]:

$$\chi_e = k \cdot a^2 / (4 \cdot \tau_E^{IPB98(y,2)}), \quad (2.4)$$

где $\tau_E^{\text{IPB98}(y,2)}$ – время удержания энергии, рассчитанное по скейлингу IPB98 [9].

Коэффициент диффузии подбирался таким образом, чтобы достичь максимального соответствия между экспериментальным профилем плотности электронов и рассчитанным. Скорость пинчевания предполагалась неоклассической и рассчитывалась по формуле Уэйра [54]. В уравнении баланса энергии электронов учитывались радиационные потери, которые измерялись с помощью линейного массива SPD [83].

Для уравнения баланса энергии (T_i) ионного компонента плазмы также решалась прямая транспортная задача. Коэффициент ионной температуропроводности χ_i выбирался неоклассическим χ_i^{neo} и рассчитывался с помощью кода NCLASS. Рассчитанный на основании χ_i^{neo} профиль температуры сравнивался с экспериментальным. При расхождении рассчитанного профиля с экспериментальными измерениями, к коэффициенту неоклассической температуропроводности прибавлялась аномальная поправка $\chi_i = \chi_i^{\text{neo}} + \chi_i^a$. Экспериментально ионная температура определялась с помощью анализа потока атомов перезарядки NPA. В случае с омическими разрядами реализуется пассивный метод NPA, т.к. на токамаке Глобус-М в качестве диагностического используется инжектор для нагрева плазмы.

Граничные условия для уравнений переноса тепла и частиц выбираются таким образом, что все потоки в центре плазмы равняются нулю: $\Gamma_e|_{\rho=0} = q_e|_{\rho=0} = q_i|_{\rho=0} = 0$. Для первых трёх уравнений системы (1.8, 1.10) при $\rho = \rho_B$, они обычно записываются в виде:

$$\begin{aligned} n_e(\rho_B) &= n_{eB}(t) \text{ или } \Gamma_e(\rho_B) = \Gamma_{eB}(t), \\ T_e(\rho_B) &= T_{eB}(t) \text{ или } q_e(\rho_B) = q_{eB}(t), \\ T_i(\rho_B) &= T_{iB}(t) \text{ или } q_i(\rho_B) = q_{iB}(t), \end{aligned} \quad (2.5)$$

где n_{eB} – плотность электронов на границе, Γ_{eB} – поток частиц на границе, T_{eB} , T_{iB} – температуры электронов и ионов на границе, q_{eB} , q_{iB} – потоки тепла в электронах и ионах на границе.

Профили распределения нейтральных частиц $n_0(\rho)$, рассчитывались с помощью кода DOUBLE [89] на основании измерений НРА. При данном моделировании энергия и плотность нейтральных частиц на границе являются свободными параметрами. Исследования на многих токамаках показали, что рядом со стенкой разрядной камеры существуют три группы атомов [90]. Первой и основной группой являются распавшиеся молекулы, энергия которых составляет 2-4 эВ (энергия Франка-Кондона). Они возникают из-за того, что молекулы, адсорбированные стенкой под действием излучений плазмы, ее покидают и диссоциируют. Второй группой являются возбужденные молекулы, в результате распада которых появляются атомы с энергией около 0.3 эВ. Третьей группой являются атомы, взаимодействующие с ионами плазмы, энергия которых составляет 1-3 граничной энергии (около 30-100 эВ). Для оценки концентрации нейтралей, первоначально задаются предполагаемые профили нейтральных частиц, и проводится моделирование взаимодействия частиц с плазмой. Полученный в результате расчета энергетический спектр потока атомов сравнивается с данными НРА. Проводится необходимое количество итераций до наилучшего совпадения, рассчитанного и измеренного с помощью НРА спектров потоков нейтральных частиц.

В квазистационарной стадии разряда начальные условия будут несущественно влиять на расчеты процессов переноса, они задаются следующим образом:

$$\begin{aligned}
 n_e(\rho, t)|_{t=0} &= n_{e0}(\rho) \\
 T_e(\rho, t)|_{t=0} &= T_{e0}(\rho) \\
 T_i(\rho, t)|_{t=0} &= T_{i0}(\rho) \\
 j_{\parallel}(\rho, t)|_{t=0} &= j_0(\rho).
 \end{aligned}
 \tag{2.6}$$

Следует отметить, что для анализа переходных процессов, таких как рост тока плазмы, начальные условия могут играть уже существенную роль.

2.4.3. Моделирование разрядов с нейтральной инжекцией. Транспортная модель

В моделировании разрядов с нейтральной инжекцией самой сложной задачей является определение профилей поглощенной мощности пучка. Первоочередной задачей моделирования является определение мощности пучка, которая вкладывается в плазму.

В процессе инжекции нейтрального пучка проводятся измерения основных электротехнических параметров инжектора, необходимых для оценки мощности. Процедура расчета мощности нейтрального пучка, на выходе из инжектора (т.е. мощность, подводимая к входному порту токамака) описана в [21]. Сначала проводится расчет мощности пучка ионов P_i , которую можно оценить как произведение напряжения эмиссионного электрода U_{ee} на ток эмиссионного электрода I_{ee} за вычетом половины тока отрицательного электрода I_{oe} :

$$P_i = U_{ee} \cdot (I_{ee} - I_{oe}/2) \quad (2.7)$$

При расчете мощности пучка на выходе инжектора, P_{NB} необходимо учесть коэффициент преобразования ионного пучка в атомный в нейтрализаторе η_{i0} , а также потери на транспортировку и обрезание части пучка выходной диафрагмой η_{tr} :

$$P_{NB} = \eta_{i0} \cdot \eta_{tr} \cdot P_i \quad (2.8)$$

Параметр $\eta_{i0} = 0.75-0.65$ (при $U_{ee} = 25-35$ эВ) определяется сечениями атомных процессов, происходящих в нейтрализаторе, зависит от энергии ионов и, следовательно, компонентного состава ионного пучка, а также «оптической» толщины газовой мишени. Параметр $\eta_{tr} = 0.85-0.95$ и зависит от качества фокусировки и потерь на реионизацию (т. е. от вакуумных условий на пути пучка внутри инжектора). Зная величину P_{NB} , можно переходить к расчетам поглощенной мощности пучка P_{NBI} .

Доступными способами расчета поглощенной мощности пучка являются модуль NBI [27], интегрированный в код ASTRA, а также код

NUBEAM [26]. Оба эти метода широко применяются для моделирования на существующих токамаках.

Модуль NBI использует в качестве входных параметров данные, рассчитанные кодом ASTRA (такие как, профили температур, плотностей и др.). Характеристиками атомного пучка являются его энергия и мощность, геометрические размеры, компонентный состав пучка, прицельный параметр и угол наклона оси относительно экваториальной плоскости. Код основан на решении уравнения Фоккера-Планка. Однако, применение модуля NBI для моделирования сферических токамаков имеет свои особенности. Одна из причин - это плохое удержание быстрых частиц в компактных сферических токамаках при низком тороидальном магнитном поле. Так, при энергии инжекции 28 кэВ, ларморовский радиус инжектируемого иона дейтерия (~5 см) оказывается сравнимым по порядку величины с малым радиусом плазмы, а размах дрейфовых траекторий может его заметно превосходить. Модуль NBI использует дрейфовое приближение (приближение ведущего центра). В этом приближении рассматривается лишь так называемые потери пучка с первой орбиты, т.е. по значению канонического тороидального момента в точке ионизации, модуль рассчитывает максимально удаленную точку траектории и выбрасывает из последующего анализа все «траектории» выходящие за границу плазмы (или, в некоторых случаях, пересекающие стенку разрядной камеры). Во всем остальном модуль NBI привязывает расчеты профиля вклада мощности и генерации тока к профилю захвата (ионизации) пучка. В условиях ITER и больших токамаков (JT-60U, JET и тд.), когда размах дрейфовых траекторий значительно меньше малого радиуса, модуль NBI дает разумные данные. Исключение составляет периферийная область, где начальные траектории захваченных ионов оказываются вблизи границы между запертыми и пролетными частицами, из-за отсутствия необходимого усреднения по траекториям (баунс усреднения).

Код NUBEAM, использует для моделирования поведения быстрых частиц метод Монте-Карло. В данном коде для упрощения вычислений

используется также дрейфовое приближение. Движение заряженной частицы представлено в виде суперпозиции быстрого ларморовского вращения с частотой порядка нескольких МГц и медленного дрейфа ведущего центра с частотой до нескольких сотен кГц. Однако, как уже было сказано выше, из-за большой ширины ларморовской орбиты применение дрейфового приближения для ионов высокой энергии в сферических токамаках, таких как Глобус-М, нужно использовать с осторожностью. Поэтому требуется либо, применять обобщенное дрейфовое приближение и поправку на конечность ларморовской орбиты, учитывающие низкое значение и высокий градиент тороидального магнитного поля, либо интегрировать полное уравнение движения.

В связи с не совсем корректной применимостью кодов NBI и NUBEAM в компактных сферических токамаках, для полного моделирования траекторий ионов пучка от точки ионизации до тепловых энергий или выхода на стенку использовался трехмерный код, описанный в [28]. В нем, расчет функции распределения быстрых ионов включает несколько шагов. В первую очередь вычисляется профиль ионизации инжектируемых атомов для определения функции источника, которая в дальнейшем будет использована при решении уравнения Больцмана. Определяется доля быстрых частиц, потерявшихся на пролет. Основной вклад в ионизацию атомов на токамаке Глобус-М вносят три процесса: перезарядка на ионах основной плазмы, а также ионизация из-за столкновения с ионами и электронами. Вычисление орбит проводится без приближений путем решения уравнения движения:

$$m \frac{d\bar{v}}{dt} = q(\bar{E} + \bar{v} \times \bar{B}), \quad (2.9)$$

где m – масса частицы; \bar{v} – ее скорость; q – заряд; \bar{E} – напряженность электрического поля; \bar{B} – вектор магнитной индукции. Далее, замедление частиц рассчитывается кинетическим уравнением Больцмана со столкновительным членом Ландау с учетом диффузии по скоростям и потерь на перезарядку.

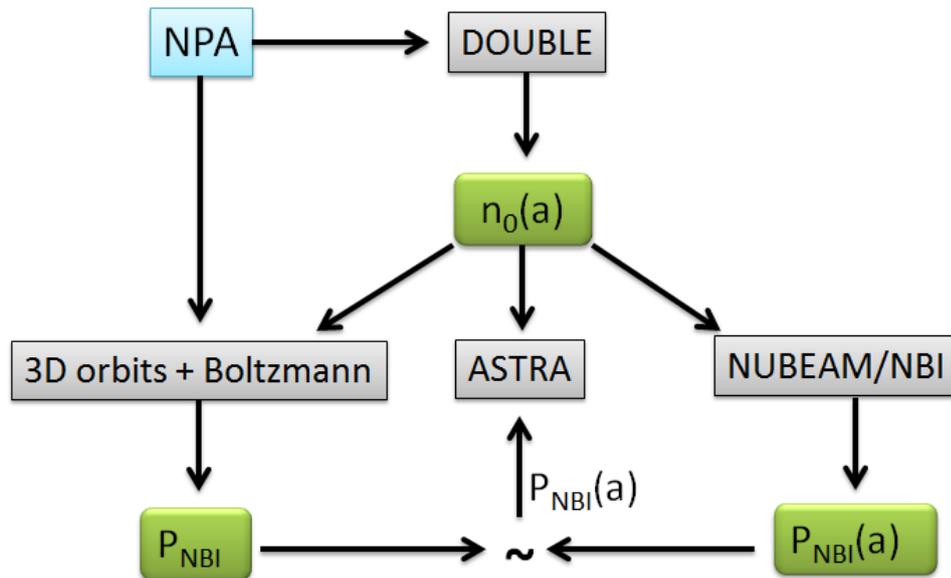


Рисунок.2.13. Блок-схема взаимодействия кодов при моделировании нейтральной инжекции.

В ходе расчетов была построена транспортная модель, которая, на основании взаимодействия кодов, описанных выше, позволяет проводить оценку переноса тепла и частиц на сферическом токамаке Глобус-М с учетом специфики поведения быстрых частиц, характерной для установок с малым аспектным отношением. Блок-схема взаимодействия кодов, применяемых в транспортной модели при моделировании нейтральной инжекции, приведена на рис.2.13. Профили распределения нейтральных частиц $n_0(a)$, рассчитывались с помощью кода DOUBLE [89] на основании измерений NPA, подробности описаны в пункте 2.4.2. Полученные профили нейтральных частиц подставлялись в коды ASTRA, NUBEAM, блок NBI, и трехмерный алгоритм, рассчитывающий траектории быстрых частиц. На основании полученных профилей нейтральных частиц, проводился расчет профилей поглощенной мощности, а также интегральное значение поглощенной мощности, получаемое с помощью трехмерного алгоритма. Т.к. данный код не позволяет получить полный профиль поглощенной мощности,

профили поглощенной мощности пучка рассчитывались кодами NBI и NUBEAM с поправкой на трехмерный код. Также, профили поглощенной ионами мощности усреднялись в соответствии с величиной Ларморовского радиуса. Полученные профили поглощенной мощности $P_{NBI}(a)$ использовались для проведения транспортного моделирования с помощью кода ASTRA.

2.5. Выводы к главе 2

В главе 2 приводятся характеристики и описание экспериментальной установки токамак Глобус-М и её диагностического комплекса. Глобус-М – компактный сферический токамак, большой радиус которого составляет 0.36 м, малый – 0.24 м, и, соответственно, аспектное отношение – 1.5. Основным видом дополнительного нагрева плазмы на токамаке является нейтральная инжекция. Инжектор атомов оснащен сменными ионными источниками ИПМ-1 и ИПМ-2, которые позволяют инжектировать в плазму пучок изотопов водорода энергией до 30 кэВ и мощностью до 1 МВт и 0.5 МВт соответственно. Для инжектора атомов была разработана и внедрена новая система напуска газа в ионный источник на основе пьезоэлектрического клапана, которая позволяет поддерживать оптимальные параметры плазменного эмиттера в течение всего увеличенного до 50 мс импульса инжекции, что благоприятно сказалось на стабильности параметров пучка и упростило работу по последующей интерпретации результатов экспериментов. Также в процессе подготовки комплекса нейтральной инжекции к экспериментам по нагреву плазмы и генерации тока на сферическом токамаке Глобус-М2 проведена реновация ионного источника ИПМ-2. Оценка фокусировки ИОС первоначально показала, что фокусное расстояние не соответствует заявленному, вследствие чего была собрана и настроена новая ионно-оптическая система. После установки ИПМ-2 на инжектор для выбранного значения напряжения ЭЭ было подобрано оптимальное значение тока эмиссионного электрода, при котором пучок имеет наилучшую фокусировку поперек щелей ИОС. Новые размеры пучка составили $X \times Y = 5 \times 13 \text{ см}^2$ на уровне плотности мощности $1/e$, источник был выведен на свои максимальные параметры: мощность инжекции составила 500 КВт при энергии частиц 30 кэВ. Таким образом, проведенная реновация и в/в подготовка ИМП-2 позволяют проводить эксперименты по нейтральной инжекции.

Также, в главе 2 приводится описание кода ASTRA, который являлся одним из основных инструментов для обработки экспериментальных данных. В данном коде реализовано решение системы дифференциальных уравнений по переносу тепла, частиц, уравнение для полоидального магнитного потока в совокупности с решением уравнения Грэда-Шафранова. Для моделирования процессов переноса тепла и частиц в разрядах плазмы сферического токамака Глобус-М была разработана транспортная модель на базе кода ASTRA. Показаны особенности применения модели для моделирования разрядов с нейтральной инжекцией. Для расчета поглощенной мощности пучка применялись два компьютерных кода: блок NBI, который использует приближение «ведущего центра», и код NUBEAM, в основе которого лежит дрейфовое приближение. Из-за низкого магнитного поля в сферических токамаках траектории быстрых ионов существенно отличаются от траекторий в классических токамаках и плохо описываются в рамках обоих приближений. Поэтому для правильного учета поглощенной мощности проводилась нормировка на результаты расчета по траекторному трехмерному коду. На основании разработанной модели были проведены расчеты переноса тепла и частиц в плазме токамака Глобус-М, результаты которых приведены в следующей главе.

Глава 3. Исследование процессов переноса в компактном сферическом токамаке Глобус-М

3.1 Влияние тороидального магнитного поля и плотности на интегральные параметры плазмы

В Главе 1 было показано, что эксперименты на двух крупнейших сферических токамаках - MAST [10] и NSTX [17] позволили существенно расширить понимание физических процессов, протекающих в установках с малым аспектным отношением. В частности, было обнаружено, что увеличение тороидального магнитного поля B_T положительно влияет на время удержания энергии. В заключительной экспериментальной кампании на Глобус-М [91] тороидальное магнитное поле было увеличено на 25% до 0.5 Тл, что расширило диапазон экспериментальных параметров. В новом диапазоне была проведена оценка интегральных величин, таких как энергия, запасенная в плазме, а также время удержания энергии (1.3), в большом диапазоне плотностей при фиксированном токе плазмы. Данные эксперименты проводились при следующих параметрах: в дейтериевую плазму инжектировался пучок дейтерия (энергия частиц пучка – 26 кэВ, мощность пучка 0.7 МВт), инжекция пучка начиналась на стационарной стадии разряда (160 мс), ее длительность составляла 40 мс. Ток плазмы оставался неизменным и составлял 200 кА. Средняя плотность плазмы варьировалась от разряда к разряду в диапазоне от 1.5 до $5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

Для определения энергозапаса плазмы использовались два независимых друг от друга метода. Первый из них: на основании диамагнитных измерений (MHD) проводилась оценка полной величины запаса энергии в плазме, включая энергию быстрых частиц. Вторым методом являлся расчет полного энергозапаса плазмы и времени удержания энергии с помощью нуль-мерного кода (th) [88] на основе кинетических измерений плазмы (т.е. интегрирование профилей измеренных температуры и плотности). Результаты расчетов и их сравнение с результатами, полученными с помощью диамагнитных измерений, приведены на рис. 3.1.

Из рисунка видно, что увеличение тороидального магнитного поля на 25% при фиксированном токе плазмы 200 кА привело к росту энергозапаса в среднем на 30%, и до 50% при максимальном значении плотности $\approx 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ при сохранении вводимой в плазму мощности ($P_{OH} + P_{NB}$).

На основании данных об энергозапасе плазмы для различных режимов, был проведен расчет времени удержания энергии. С помощью транспортной модели токамака Глобус-М была определена мощность, поглощенная плазмой. При расчете поглощенной мощности пучка учитывались потери быстрых частиц, полученные в результате моделирования с помощью трехмерного алгоритма, отслеживающего траектории частиц. Результаты расчетов приведены на рис. 3.2.

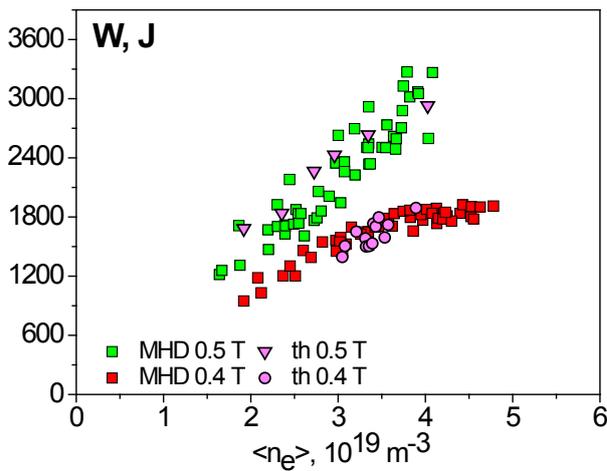


Рисунок 3.1. Зависимость энергозапаса плазмы (нуль-мерный код и диамагнитные измерения) от плотности для различных значений тороидального магнитного поля (0.4 Тл и 0.5 Тл) при токе плазмы 200 кА.

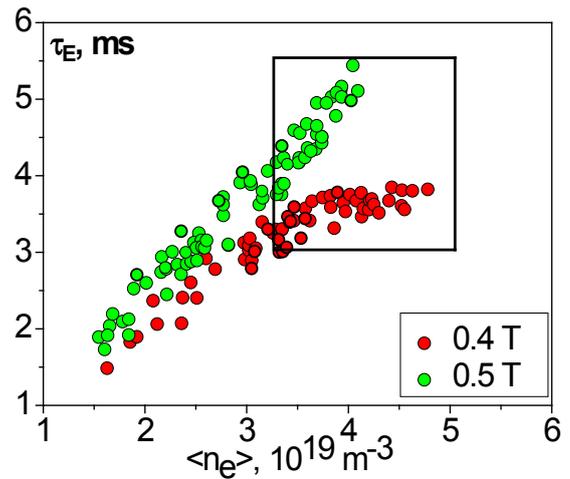


Рисунок 3.2. Зависимость времени удержания энергии для различных экспериментальных условий: ток плазмы 200 кА и тороидальные магнитные поля (0.4 Тл и 0.5 Тл).

Как видно из рисунков 3.1 и 3.2, энергозапас плазмы и время удержания энергии для случая тороидального магнитного поля $B_T = 0.4$ Тл насыщается с ростом плотности (критическая плотность составляет $\approx 3.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$). В случае значения тороидального магнитного поля $B_T = 0.5$ Тл

насыщение не наблюдается, однако эксперименты проводились в ограниченном диапазоне плотностей $n_e < 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, в то время как насыщение может происходить при более высоких плотностях. Предположительно, насыщение происходит из-за развития неустойчивостей, например, TEM. На основе полученных результатов можно утверждать, что время удержания энергии возрастает практически линейно с увеличением тороидального магнитного поля, а зависимость для запасенной плазмой энергии более сильная. Следовательно, можно предположить, что повысилась эффективность захвата быстрых частиц плазменным шнуром. Линейная зависимость времени удержания энергии τ_E от плотности, вероятно, обусловлена стабилизацией неустойчивости TEM с увеличением столкновительности [92]. Для случая $B_T = 0.5$ Тл температура электронов в 1.5 раза выше, чем при $B_T = 0.4$ Тл, что приводит к уменьшению электрон-ионного теплообмена. Поэтому насыщение времени удержания, связанное с увеличением ионного теплового потока, должно проявляться при более высокой плотности.

Таким образом, эффективность нагрева плазмы увеличивается с ростом тороидального магнитного поля, особенно для высоких плотностей. Влияние тороидального магнитного поля на запасенную в плазме энергию наиболее выражено при плотности электронов выше $3.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, где различие достигает 50%. Время удержания энергии в экспериментах с увеличенным тороидальным магнитным полем в среднем больше на 25%. При этом τ_E линейно растет с увеличением тороидального магнитного поля, что согласуется с результатами, полученными на токамаках MAST [12] и NSTX [13].

Для более глубокого понимания процессов переноса, которые приводят к указанным выше особенностям нагрева плазмы при различных тороидальных магнитных полях, проведем детальный транспортный анализ в плазме в различных режимах и при различных условиях проведения эксперимента.

3.2. Исследования переноса тепла и частиц в разрядах на стадии роста тока плазмы

В данном разделе приводятся результаты применения описанной в параграфе 2.4 модели для анализа процессов переноса тепла и частиц в сферическом токамаке Глобус-М в разрядах на стадии роста тока плазмы, в которых наблюдалось формирование внутренних транспортных барьеров (ВТБ). Формирование ВТБ и режимы с обращенным профилем запаса устойчивости рассматриваются как способы улучшения термоизоляции плазмы в токамаках, в том числе и в сферических. На сферическом токамаке Глобус-М, наблюдалось формирование ВТБ в разрядах с нейтральной инжекцией на фазе роста тока [76]. Возникновение ВТБ приводило к пикированию профиля электронной плотности вследствие снижения диффузии поперек магнитного поля в центральной области плазменного шнура. Такой режим существовал до тех пор, пока минимум запаса устойчивости превышал единицу по всему сечению плазмы. Изначально модель применялась к омическим разрядам, и проводились исследования переноса в плазме-мишени.

3.2.1. Омический режим

Для анализа выбирались такие омические разряды [94], в которых при одинаковых начальных условиях значение запаса устойчивости соответствует значению $q_{min} > 1$. Как оказалось, в ходе экспериментов возможны два сценария развития разряда: с пикированием электронной плотности, либо с пикированием электронной температуры, см. рис. 3.5. Условия проведения экспериментов в токамаке Глобус-М представлены в табл. 3.2. Особый интерес в данных разрядах представляет переходный режим, когда ток плазмы уже достиг своего максимального значения, но $q_{min} > 1$, и еще не появились пилообразные колебания.

Данные эксперименты проводились при тороидальном магнитном поле $B_T = 0.4$ Тл, токе плазмы $I_P = 200$ кА, в диверторной конфигурации с нижней

X-точкой, вытянутостью $k = 1.75$, средней треугольностью $\delta = 0.35$ и скоростью роста тока $dI/dt \approx 6.5$ MA/c. Менялся только основной рабочий газ: водород или дейтерий.

Таблица 3.2. Параметры проведения эксперимента

Номер разряда	#29585	#29819
Тороидальное магнитное поле, B_T	0.4 Тл	0.4 Тл
Ток плазмы, I_p	200 кА	200 кА
Скорость роста тока, dI/dt	6.5 MA/c	6.5 MA/c
Среднехордовая плотность электронов плазмы, n_e	$4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$	$3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$
Рабочий газ плазмы	H	D
Пикирование профиля	n_e	T_e

На рисунке 3.5 приведены осциллограммы основных параметров разрядов #29585 (водород) и #29819 (дейтерий) из этой серии.

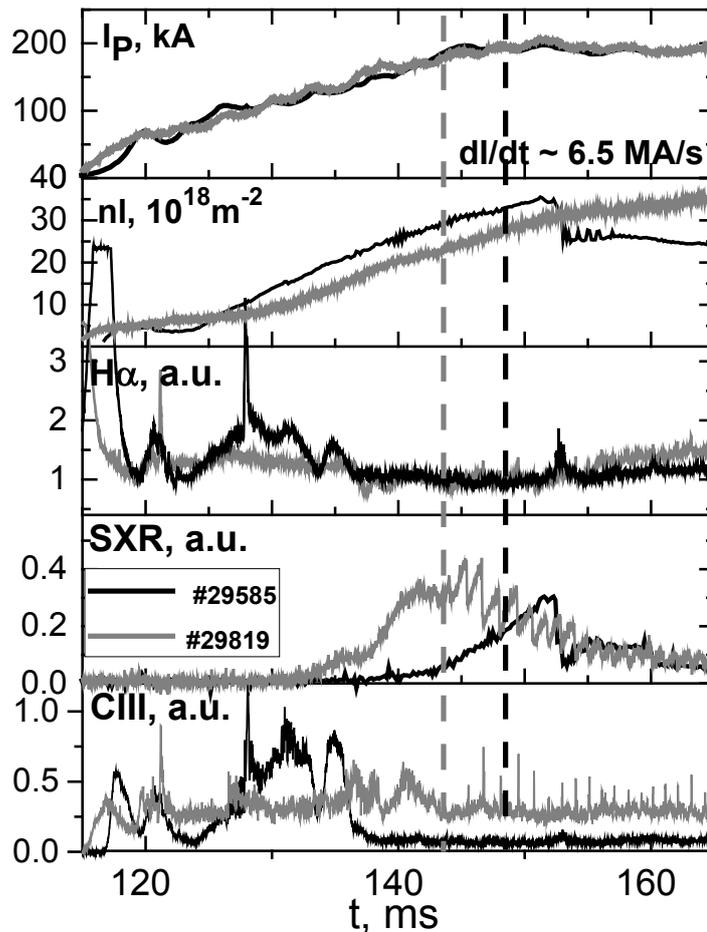


Рисунок 3.5 Эволюция параметров плазмы в разрядах #29585 (водород) и #29819 (дейтерий), сверху вниз: Ток плазмы, Среднехордовая плотность, Излучение $H\alpha$, SXR-сигнал, Излучение линии CIII. Вертикальными пунктирными линиями отмечены моменты времени, выбранные для моделирования.

Из рисунка видно, что различия в поведении разрядов появляются после 135 мс, когда в плазме разряда #29819 начинается рост мягкого рентгеновского излучения. В разряде #29585 рост SXR начинается только после 140 мс. Также из рисунка видно, что пилообразные колебания в разряде #29819 начинаются раньше, и они выражены сильнее, что является следствием более высокой температуры электронов в центре шнура. Следует отметить, что в разряде #29585 примерно со 125 по 135 мс наблюдается значительный всплеск интенсивности светимости линии СIII, что может свидетельствовать о поступлении примесей в плазму.

Профили электронной температуры и плотности, измеренные с помощью диагностики томсонского рассеяния, приведены на рис. 3.6. В первом случае (разряд #29585) градиент образуется на профиле плотности электронов (рис. 3.6 (a)), при этом профиль температуры остается плоским (рис. 3.6 (b)). Во втором случае (разряд #29819) наоборот: образуется градиент температуры (рис. 3.6 (d)), а профиль плотности – плоский (рис. 3.6 (c)). Эти различия сохраняются только при выполнении условия для запаса устойчивости $q_{min} > 1$ (т.е. на начальной стадии разряда во время роста тока, см. рис. 3.5). При достижении значения $q_{min} < 1$ профили сглаживаются.

В разряде #29585 в конце стадии роста тока на 147 мс фактор пикируемости плотности $(n_e(0)/\langle n_e \rangle)$ достигает 3. В разряде отсутствует источник частиц в центре плазмы и, следовательно, можно сделать предположение о высоком внутреннем пинче частиц. Также, градиент плотности может свидетельствовать о снижении коэффициента диффузии в этой области. В разряде #29819 при аналогичных начальных условиях реализуется иной сценарий. Регистрируется плоский профиль плотности, что свидетельствует об отсутствии барьера на профиле плотности. Однако имеется градиент электронной температуры, и, предположительно, формируется ВТБ на профиле электронной температуры.

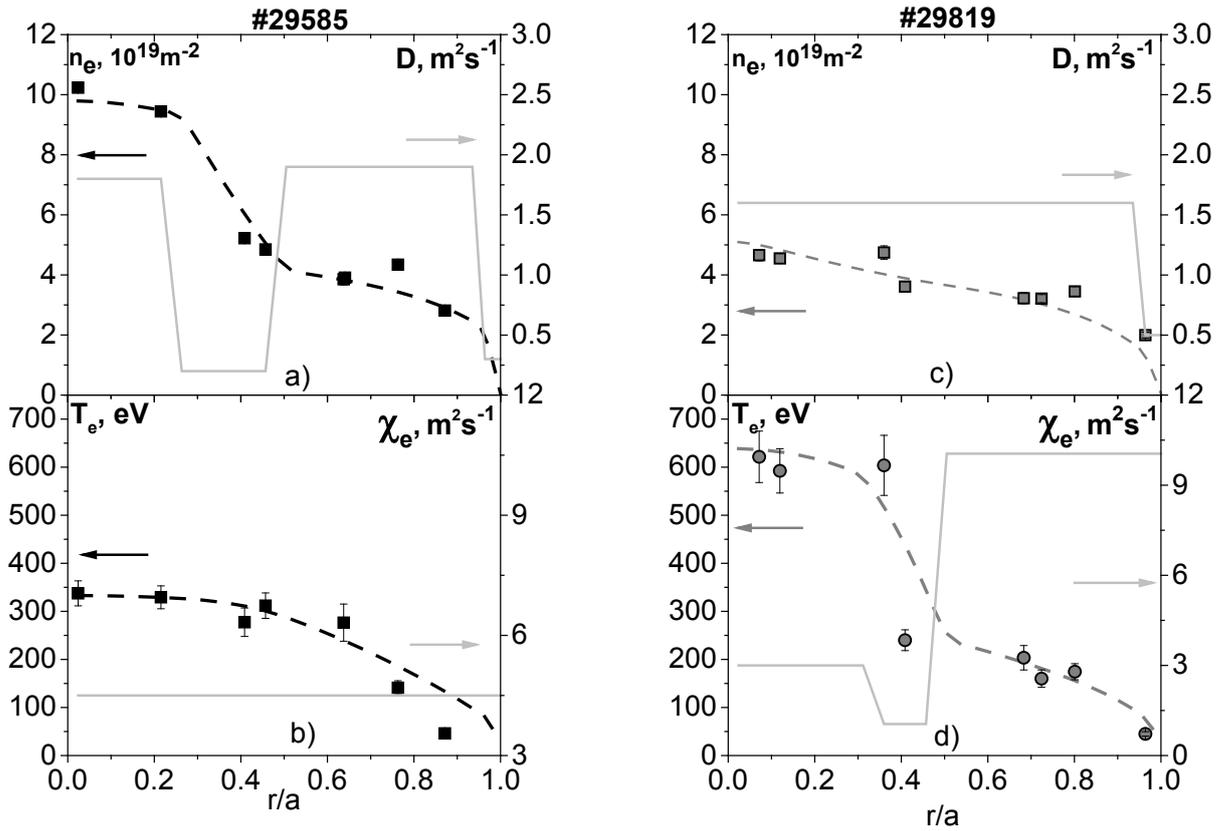


Рисунок 3.6. Зависимости от относительного малого радиуса r/a в момент времени, обозначенный на рис. 3.5:

- a) – Электронной плотности, экспериментальной и рассчитанной с помощью коэффициента диффузии D для разряда #29585,
- b) – Электронной температуры, экспериментальной и рассчитанной с помощью коэффициента температуропроводности χ_e для разряда #29585,
- c) – Электронной плотности, экспериментальной и рассчитанной с помощью коэффициента диффузии D для разряда #29819,
- d) – Электронной температуры, экспериментальной и рассчитанной с помощью коэффициента температуропроводности χ_e для разряда #29819

Для определения коэффициентов температуропроводности и диффузии в двух рассматриваемых разрядах, на основании модели переноса тепла и частиц, приведенной в Главе 2, были проведены расчеты с помощью кода ASTRA. Как для электронной температуры, так и для плотности решалась прямая транспортная задача: коэффициенты диффузии D и температуропроводности χ_e подбирались таким образом, чтобы рассчитанные профили наилучшим образом совпадали с экспериментальными. В обоих разрядах значение электронной плотности на границе достаточно велико ($n_e \geq 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$), что является характерной особенностью омического Н-режима в токамаке Глобус-М. Для учета этого обстоятельства при моделировании на

границе плазмы предполагался транспортный барьер (ступенчатое снижение коэффициента диффузии).

При подборе коэффициента диффузии выяснилось, что для разряда #29585 в области относительного малого радиуса $0.3 \div 0.4$ необходимо снизить D до уровня $0.2 \text{ м}^2\text{с}^{-1}$, что близко по величине к уровню диффузии на границе плазмы ($D \approx 0.25 \text{ м}^2\text{с}^{-1}$). Это означает, что в разряде присутствует ВТБ (см. рис. 3.6(a)). Для разряда #29819 расчеты показали, что в области на $r/a \sim 0.4$ (r/a – относительный малый радиус) имеется область с коэффициентом электронной температуропроводности, сниженным до уровня $\sim 1 \text{ м}^2\text{с}^{-1}$ (см рис. 3.6(d)). Коэффициент диффузии в этом разряде предполагался постоянным со снижением на границе до уровня $D \approx 0.5 \text{ м}^2\text{с}^{-1}$ (что характерно для Н-моды). Ионная температура рассчитывалась на основании неоклассических коэффициентов, и для обоих разрядов соответствовала данным, полученным с помощью анализатора атомов перезарядки (около 200 эВ).

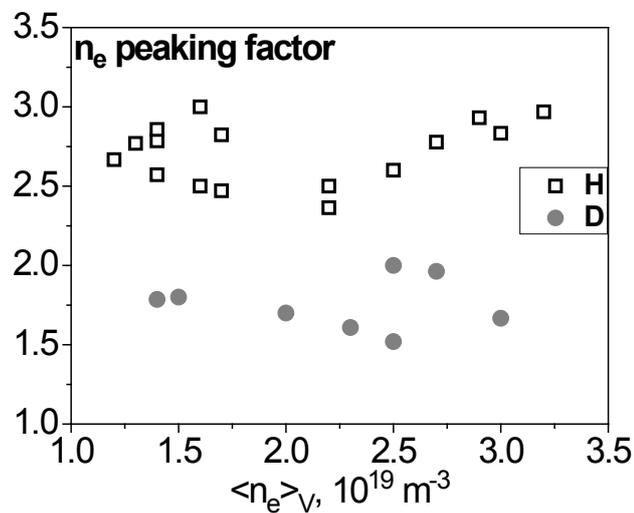


Рис.3.7. Зависимость пикируемости от средней плотности плазмы для двух серий разрядов

Таким образом, моделирование показывает, что на фазе роста тока (когда $q_{min} < 1$) реализуются два сценария формирования ВТБ. Первый – формирование ВТБ на профиле плотности (водородный разряд #29585), второй – формирование ВТБ на профиле температуры (дейтериевый разряд #29819). Во втором сценарии достигается гораздо более высокая электронная

температура, а также профиль плотности в дейтериевом разряде более плоский, чем в водородном при меньшей средней концентрации. Примечательно, что в обоих режимах пикированность профилей не зависит от величины средней концентрации в разряде, что подтверждается результатами обработки серии подобных разрядов (см. рис.3.7). Объяснением различий в сценариях разряда может служить различное количество примесей, поступающих в плазму (чистота рабочего газа и состояние стенки). Это подтверждается интенсивностью светимости углеродной линии СIII в начале водородного разряда (см. рис.3.5). Поступление дополнительной примеси в плазму может значительно влиять на профиль тока, а, следовательно, на профиль запаса устойчивости, магнитный шир, и, как следствие, на коэффициенты температуропроводности и диффузии.

Практическую значимость имеют разряды с ВТБ на температуре, например, т.е. разряд #29819. Моделирование показывает, что в таких разрядах профиль коэффициента диффузии частиц монотонен, а в водородных разрядах на профиле присутствует транспортный барьер, способствующий накоплению примесей. В дейтериевых разрядах не происходит накопление примесей, и, следовательно, уровень радиационных потерь не слишком высок. Подобные сценарии для плазмы-мишени перспективны в источнике нейтронов, работающем по принципу пучок плюс плазма [95], [96]. В таком источнике нейтронный выход в значительной степени, зависит от температуры электронов, в то время как влияние плотности электронов проявляется значительно слабее. В последующих экспериментах на токамаке Глобус-М2 планируется продолжить исследования внутренних транспортных барьеров, возникающих в омических разрядах, в более широком диапазоне магнитных полей, плотностей и токов плазмы.

3.2.2. Режим с нейтральной инжекцией

В данном разделе к транспортной модели необходимо добавить моделирование процессов взаимодействия нейтрального пучка высокой энергии с плазмой-мишенью. Для исследований были проведены эксперименты в разрядах с нейтральной инжекцией [97] на фазе роста тока, в дейтериевой плазме с током $I_p = 200$ кА при тороидальном магнитном поле $B_T = 0.5$ Тл. В плазму инжектировался пучок дейтерия мощностью 0.75 МВт с энергией частиц 28 кэВ. Типичное поведение параметров плазмы в таких условиях приведено на рис. 3.8. Инжекция нейтрального пучка начинается на 130 мс (см. рис.3.8(a)) при $I_p = 140$ кА, что составляет около 70% от максимального тока плазмы в стационарной фазе разряда. При таком токе плазмы уже начинает поглощаться инжектируемая пучком мощность [28]. Как было показано в работе [98], в данном разряде не происходит полного перехода в H-моду, а с 143 мс наблюдаются периодические колебания с частотой 5-9 кГц, называемые колебаниями предельного цикла (limit cycle oscillations, LCO). Эти колебания отчетливо видны на сигнале светимости линии D α (см. рис. 3.8(d)).

Эволюция профилей электронной температуры и плотности, измеренных с помощью диагностики томсоновского рассеяния, показана на рис. 3.9 (a, b - соответственно). На начальной стадии разряда, до включения нейтрального пучка (127 мс) профиль электронной температуры T_e – провальный. Нейтральная инжекция позволила замедлить скорость диффузии полоидального магнитного поля и продлить существование провального профиля T_e до момента перехода в режим с LCO (после 143 мс). Позднее в области $R \sim 0.5-0.55$ м, происходит значительное увеличение градиента T_e , однако в области $R < 0.5$ м профиль T_e остается плоским. Градиент плотности в области $R \sim 0.45$ м начинает расти через 10 мс после включения пучка и продолжает увеличиваться до 159 мс. На 159 мс он достигает своего максимума, а пикированность ($n_e(0)/\langle n_e \rangle_l$) превышает 3.

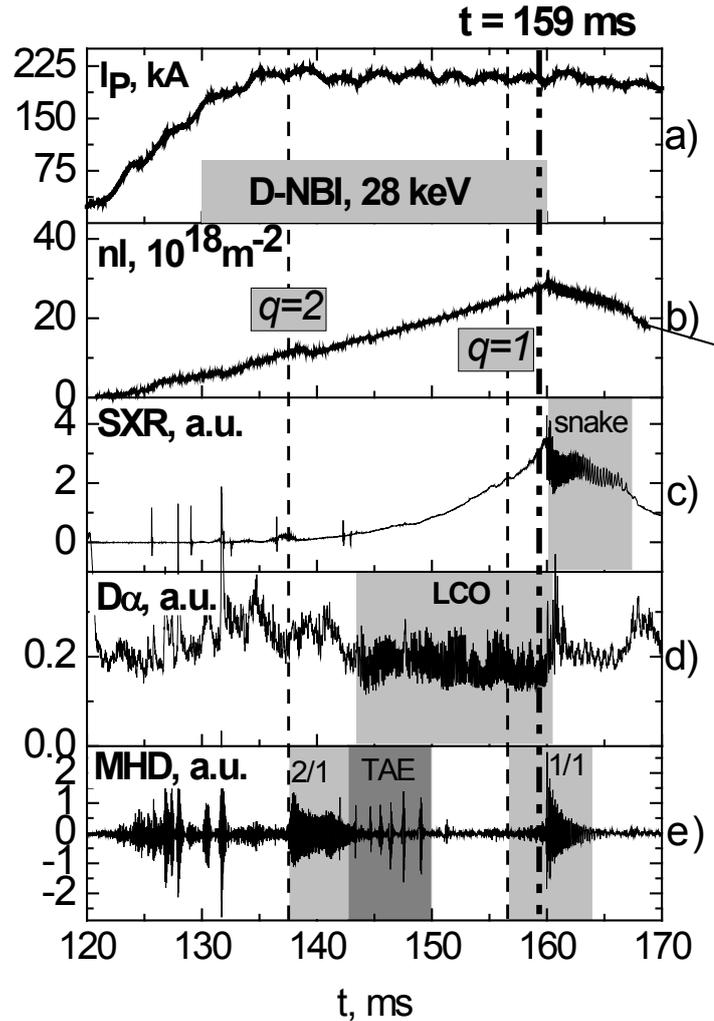


Рисунок 3.8. Временная эволюция параметров плазмы в разряде #37000:
 (a) Ток плазмы,
 (b) Среднехордовая плотность,
 (c) SXR-сигнал мягкого рентгеновского излучения,
 (d) Свечение линии $D\alpha$,
 (e) MHD-сигнал с зонда Мирнова.

На 160 мс, сразу после выключения пучка, происходит выход из режима с LCO, который сопровождается некоторым спадом интенсивности мягкого рентгеновского излучения SXR (см. рис. 3.8(c)), ростом сигнала $D\alpha$ и уменьшением плотности. Также на зондах Мирнова (см. рис.3.8 (e)) видна сильная МГД неустойчивость, вследствие которой происходит деградация разряда.

Наличие градиента плотности (в области $r/a < 0.5$ на 159 мс) дает основание предположить существование внутреннего транспортного барьера.

Для оценки транспортных коэффициентов, а также доли безындукционных токов было проведено моделирование динамики разряда с помощью кода ASTRA.

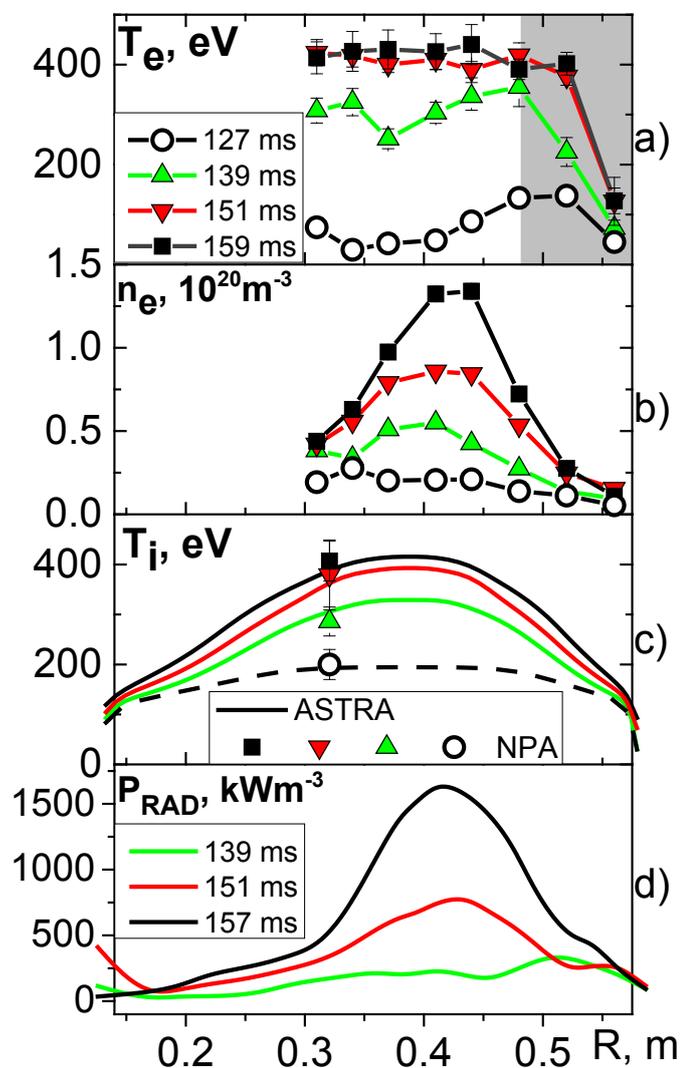


Рисунок 3.9 Временные эволюции профилей в разряде #37000:
 (a) Электронная температура,
 (b) Электронная плотность,
 (c) Ионная температура (неоклассическая и экспериментальная NPA).
 (d) Мощность радиационных потерь.

Моделирование проводилось со 127 мс разряда до выключения пучка на 160 мс и развития сильной МГД неустойчивости [97]. Эффективный заряд плазмы подбирался на основании соответствия расчетного напряжения на обходе измеренному и составил ≈ 2.5 . Расчеты концентрации нейтральных частиц с помощью кода DOUBLE показали, что на границе она составляет $\sim 10^{17} \text{ м}^{-3}$. Расчет профилей поглощенной мощности пучка выполнялся с

помощью кода NUBEAM с поправкой на оценки величины потерь быстрых частиц по траекторному трехмерному коду.

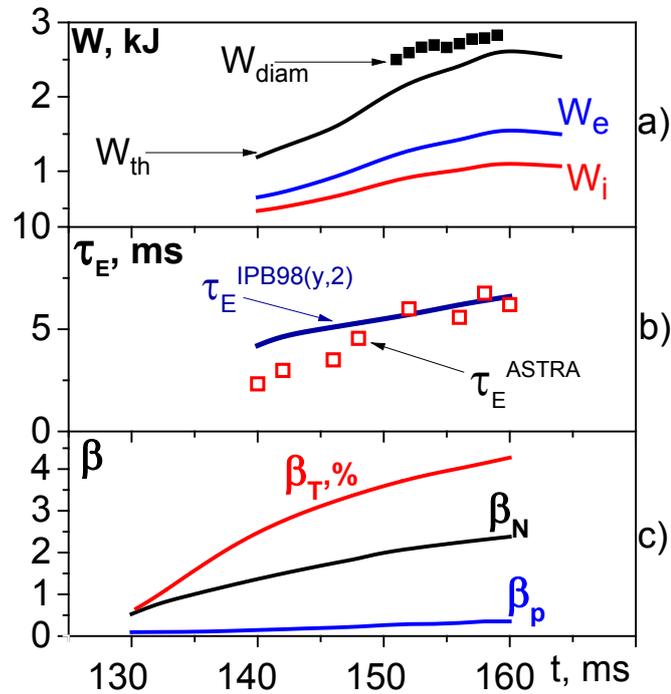


Рисунок 3.10. Временная эволюция в разряде #37000:

- (a) Энергозапас плазмы измеренный с помощью диамагнитной петли и тепловой энергозапас
- (b) Время удержания энергии, рассчитанное с помощью кода ASTRA и по скейлингу IPB98(y,2)
- (c) Тороидальная, нормализованная, полоидальная бета.

Энергозапас плазмы был определен по данным диамагнитных измерений W_{diam} и сравнивался с тепловым, рассчитанным по формуле (1.2) для случая с ионами плазмы одного сорта: $W_{th.} = \frac{3}{2} \int (T_e \cdot n_e) dV + \frac{3}{2} \int (T_i \cdot n_i) dV$. Полученные результаты приведены на рисунке 3.10. Разница между W_{th} и W_{diam} составляет примерно 10% и является следствием влияния поперечного давления быстрых частиц [99]. Время удержания энергии τ_E (см.

рис. 3.10 (b)), рассчитанное в ходе моделирования, сравнивалось со скейлингом $IPB98(y,2)$.

С ростом плотности τ_E увеличивается, и H_{98y2} ($H_{98y2} = \tau_E / \tau_E^{IPB98(y,2)}$) достигает единицы, начиная со 150 мс разряда. Это свидетельствует об улучшении удержания энергии в сравнении с серией разрядов с аналогичными условиями (тороидальное магнитное поле $B_T=0.5$ Тл, ток плазмы $I_P=200$ кА), но с инжекцией на квазистационарной стадии [99], где H_{98y2} не превышал 0.8, см. табл.3.3.

Таблица 3.3. Время удержания энергии и H_{98y2} для разряда с инжекцией пучка стационарной стадии (#36610) и на стадии роста тока (#37000).

№ разряда	#36610	#37000
Тороидальное магнитное поле, B_T , Тл	0.5	0.5
Ток плазмы, I_P , кА	200	200
τ_E , мс	3.7	6.7
$H_{IPB98(y,2)}$	0.8	1.05

Расчет динамики профиля запаса устойчивости q показал (см. рис. 3.11 (a)), что нейтральная инжекция начиналась в условиях обращенного профиля q в центре. По мере диффузии тока q в центре снижался, профиль стремился к монотонному, спадающему от периферии к центру шнура. В результате моделирования получено, что поверхность с $q = 1$ возникает в плазме на 157 мс разряда, что совпадает с экспериментом. После возникновения поверхности с $q = 1$ происходит развитие неустойчивости $m=1/n=1$, которое, в конечном счете, приводит к перезамыканию на 160 мс.

В ходе моделирования была рассчитана эволюция параметров бета тороидальное, нормализованное и полоидальное (см. Глава 1) β_T , β_N и β_P , приведенная на рис 3.10(с). Коэффициенты β растут с течением разряда, и в момент перед срывом β_T достигает значения $\approx 4.5\%$, β_N достигает ≈ 2.5 и $\beta_P \approx$

0.37. Достаточно высокое значение β_N обеспечивает значительную долю безындукционных токов [100].

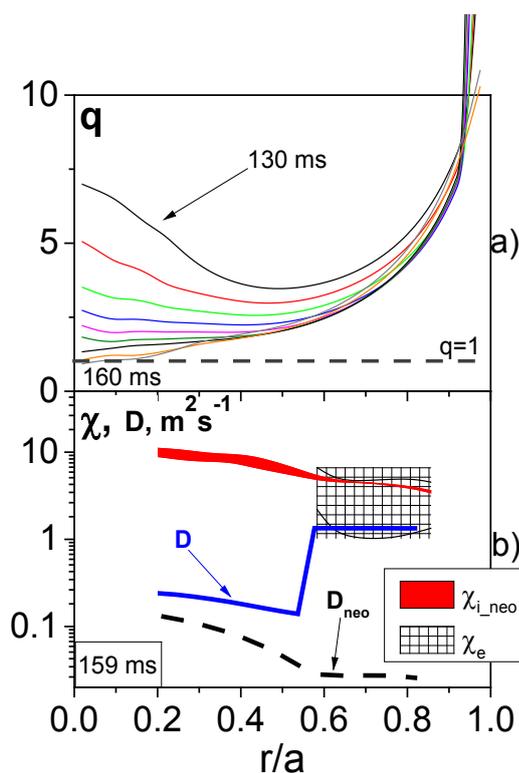


Рисунок 3.11.

- (a) Эволюция профиля запаса устойчивости;
 (b) Коэффициенты ионной и электронной температуропроводности и диффузии

Расчеты [97], проведенные с помощью кода KINX [101], показали, что в данном разряде ($l_i=0.74$, пикированность давления $p_0/\langle p \rangle=3.7$) предел для моды с тороидальным волновым числом $n=1$ составляет $\beta_N = 4$ (см рис. 3.12) в условиях «идеальной стенки» и $\beta_N = 3.39$ – в условиях «без стенки». Учет диамагнитной стабилизации, которая эффективна для моды с $n>1$, позволяет увеличить предел по β_N до 4.5 «с идеальной стенкой» и до 3.7 «без стенки». Таким образом, винтовые моды, взаимодействующие с резистивной стенкой (resistive wall mode, RWM), могут развиваться в узком (по β_N) диапазоне 3.7 – 4.5. Для токамака Глобус-М2 ожидается предельное значение β_N примерно на том же уровне, т.к. в нем сохранится форма плазменного шнура (треугольность δ и вытянутость k). Возможность проводить эксперименты при более высоком тороидальном магнитном поле B_T (до 0.7-1 Тл) и

относительно низком I_p (до 300 кА) обеспечат более длительное выполнение условия $q_{min} > 1$, положительно скажутся на поглощенной мощности пучка и позволят приблизиться к пределу по β_N .

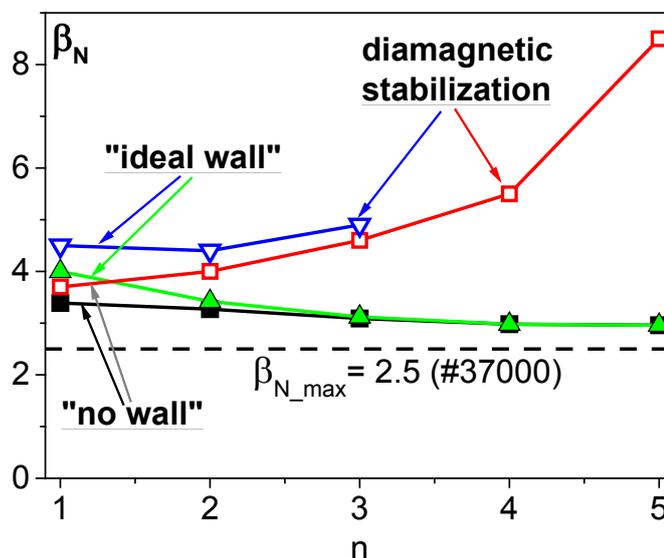


Рисунок 3.12 Предельные значения β_N без учёта («без стенки») и с учётом стабилизации проводящей стенкой («с идеальной стенкой») и с учетом диамагнитной стабилизации для внешних винтовых мод.

Расчет транспортных коэффициентов проводился для 159 мс разряда, где достигается максимальная β_N . Для определения коэффициентов электронной температуропроводности решалась обратная задача для теплового потока. При расчете учитывались данные измерений профиля радиационных потерь, полученные с помощью линейки SPD. Их эволюция во времени приведена на рис 3.9 (d). Так как в центральной области плазмы практически отсутствует градиент электронной температуры (см. рис. 3.9 (a)), расчет выполнялся только для небольшой области $r/a > 0.5$. Расчеты, результаты которых приведены на рис. 3.11 (b), показывают, что в данной области значение электронной температуропроводности находится в диапазоне от 1 до 5 m^2s^{-1} . Такая большая неопределенность связана с высоким уровнем радиационных потерь в данном разряде: $\chi_e \sim Q(Q_e - Q_{RAD})/\nabla T$, где Q_e – поток тепла для электронов.

Температуропроводность ионов (см. рис. 3.11 (b)) предполагалась неоклассической и рассчитывалась с помощью кода NCLASS. В результате расчетов было определено, что с течением времени в ходе развития разряда, ионная температура, рассчитанная в предположении неоклассических коэффициентов переноса, удовлетворительно согласуется с ионной температурой, измеренной с помощью нейтрального анализатора (точки, обозначенные символами - NPA на рис 3.9(c)).

Для определения коэффициента диффузии D решалась прямая транспортная задача. Коэффициент диффузии D , соответствующий оптимальному сходству расчетного и экспериментального профилей электронной плотности, приведен на рис. 3.11 (b). Пикирование профиля плотности происходит вследствие снижения диффузии частиц во всей центральной области плазмы $r/a < 0.6$ до уровня $D \approx 0.25 \text{ м}^2\text{с}^{-1}$. Также, в данном разряде, вследствие отсутствия краевого транспортного барьера значение плотности на границе достаточно низкое ($< 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$).

Таким образом, эксперименты на токамаке Глобус-М с инжекцией на фазе роста тока дают возможность исследовать транспортные процессы в условиях $q_{min} > 1$. Моделирование с помощью кода ASTRA показало, что создание немонотонного профиля q позволяет сформировать область с пониженным переносом частиц (коэффициент диффузии снижается до уровня $D \approx 0.25 \text{ м}^2\text{с}^{-1}$ в области $r/a < 0.6$). Снижение D в такой широкой области плазмы приводит к пикированию концентрации электронов (пикируемость в разряде превышала 3). В экспериментах с ранней инжекцией при значении тороидального магнитного поля $B_T = 0.4 \text{ Тл}$ [76] также наблюдалось пикирование концентрации, но снижение диффузии происходило только на локальном участке в области $r/a = 0.4$. Столь значительное снижение переноса в центральной области плазмы, по-видимому, привело к накоплению примесей, высоким радиационным потерям и как следствие плоскому профилю T_e . Тем не менее, τ_E в разряде

растет с ростом плотности и со 150 мс сравнивается с τ_E , полученным по скейлингу IPB98(y,2) ($H_{98y2} = 1$).

3.3 Исследование нагрева ионов в плазме сферического токамака Глобус-М

Как уже было сказано в Главе 1, на сферических токамаках наблюдается преимущественно неоклассический перенос ионов. На токамаке Глобус-М измерения ионной температуры изначально проводились с помощью анализатора атомов перезарядки (NPA) АКОРД-12 [24] в одной точке профиля и показывали хорошее согласие с неоклассической теорией [65], [66]. Для проведения более детального анализа транспортных процессов, происходящих в плазме, и оценки эффективности её нагрева, необходимы данные о пространственном распределении ионной температуры. Для этого на токамаке Глобус-М используется диагностика спектроскопии перезарядки CXRS [78].

3.3.1 Влияния тока плазмы на нагрев ионов

Эксперименты для исследования ионного теплопереноса проводились в дейтериевой плазме в диверторной магнитной конфигурации с нижней X-точкой при вытянутости шнура 1.7 и треугольности 0.35 [102]. Ток плазмы варьировался в пределах от 115 до 200 кА, все остальные параметры поддерживались неизменными: тороидальное магнитное поле – 0.4 Тл, среднехордовая плотность электронов $\approx 3.6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, газ пучка атомов – дейтерий, энергия частиц пучка – 26 кэВ, мощность – 0.35 МВт, поперечные размеры (на уровне e^{-1}) 4×16 см. Инжекция (в отличие от предыдущего параграфа) осуществлялась на квазистационарной стадии разряда (при постоянном токе плазмы). Также, следует отметить, что инжекция проводится гораздо более длительное время (40 мс), чем в предыдущих экспериментах по исследованию переноса тепла ионами (20 мс), что стало возможным благодаря модернизации системы газонапуска инжектора, проведенной автором. На рисунке 3.13 представлены: ток плазмы, среднехордовая плотность, интенсивность светимости линии D_{α} , сигнал обзорного детектора мягкого рентгеновского излучения и интервал

включения инжекции. Пунктирной линией соответствующего цвета обозначены моменты времени, выбранные для моделирования.

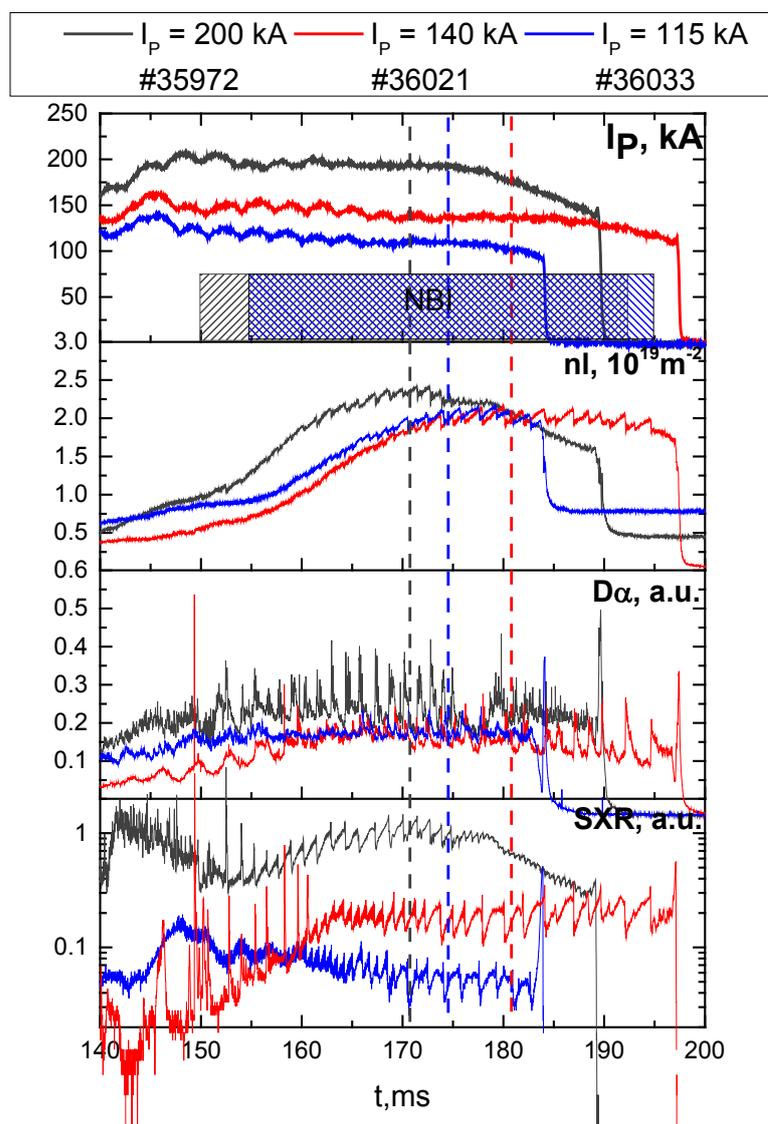


Рисунок 3.13. Осциллограммы основных сигналов в дейтериевых разрядах с дейтериевой нейтральной инжекцией и различной величиной тока плазмы: ток плазмы, среднечордовая плотность электронов, интенсивность линии светимости $D\alpha$, интенсивность мягкого рентгеновского излучения. Пунктиром обозначены моменты времени, выбранные для моделирования. Прямоугольниками показаны временные интервалы, в которые осуществлялась нейтральная инжекция (NBI).

Измерения электронной температуры и плотности осуществлялись с помощью диагностики томсоновского рассеяния. Измерения ионной температуры с помощью диагностики CXRS проводились в экваториальной плоскости установки по двум хордам наблюдения, проходившим под углом $\sim 80^\circ$ к магнитной поверхности и пересекавшим инжектированный атомный

пучок вблизи оси плазменного шнура при $R = 42$ см и $R = 47$ см, где R – координата в направлении большого радиуса токамака. Линии наблюдения представляли собой конусы с углом раствора $\sim 6^\circ$. Значения ионной температуры на границе шнура (55-57 см) получены на основе анализа пассивного сигнала CXRS, обусловленного излучением ионов C^{5+} из периферийной области плазменного шнура вблизи сепаратрисы. Область локализации ионов C^{5+} является достаточно узкой, максимум концентрации расположен в области электронных температур порядка 100 эВ [80]. Измерения с помощью NPA проводились в течение всего разряда.

Полученные экспериментальные профили электронной и ионной температуры, соответствующие квазистационарной фазе разряда (см. рис. 3.13, пунктирная линия), представлены на рисунках 3.14.a, b. Видно, что при повышении тока плазмы растет электронная температура. Также увеличение тока ведет к росту температуры ионов. На основе полученных экспериментальных профилей ионной температуры проводилось моделирование с помощью кода ASTRA [25].

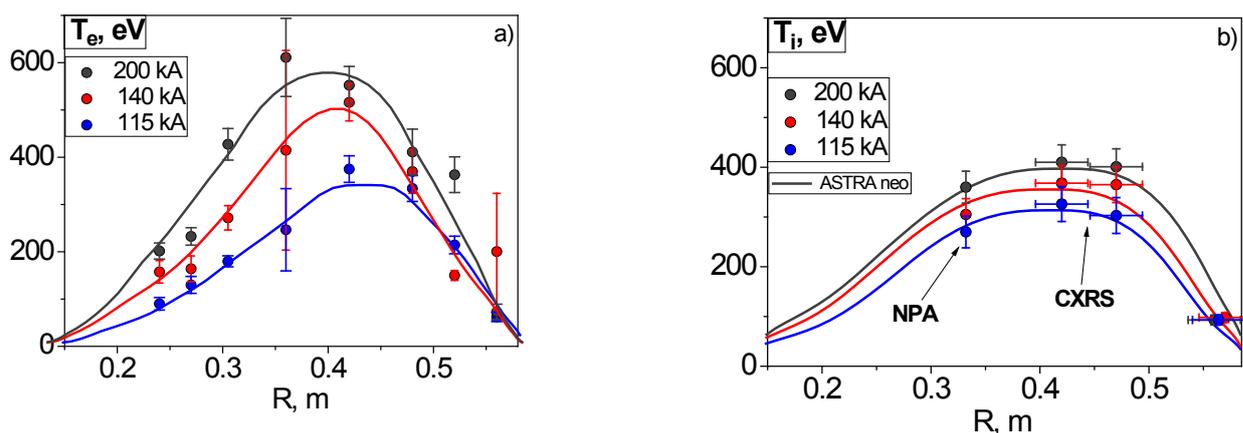


Рисунок 3.14. Пространственные распределения кинетических параметров плазмы для режимов с током плазмы 115 кА, 140 кА и 200 кА. (a) – электронная температура; (b) – ионная температура (точки соответствуют экспериментальным значениям, кривые получены методом численного моделирования).

Моделирование проводилось для выбранных моментов времени в разрядах на квазистационарной стадии через 20-30 мс после начала

нейтральной инжекции, когда изменение энергозапаса плазмы во времени было незначительным ($dW/dt \approx 0$). Решалось уравнение для ионного теплопереноса без конвекционного члена вместе с уравнением для полоидального магнитного потока и уравнением Грэда-Шафранова:

$$\frac{3}{2}(V')^{-5/3} \left(\frac{\partial}{\partial \rho} \right) [\rho(V')^{5/3} n_i T_i] + \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} (Q_i) = P_i,$$

где ρ – радиус магнитной поверхности, V - объем, ограниченный магнитной поверхностью, $V' = \frac{\partial V}{\partial \rho}$, n_i - плотность ионов, T_i - температура ионов, Q_i - поток тепла, переносимого ионами через магнитную поверхность. Для анализа ионной температуропроводности использовалась параметризация потока тепла: $\frac{Q_i}{n_i T_i} = -V' \langle (\nabla \rho^2) \chi_i \frac{1}{T_i} \frac{\partial T_i}{\partial \rho} \rangle$.

Коэффициенты ионной температуропроводности рассчитывались с помощью блока NCLASS [87]. Уравнения для электронной температуры и плотности не решались, использовались экспериментальные профили. Значения электронной температуры на границе плазмы определялись путем интерполяции крайней точки измерений электронной температуры с помощью диагностики томсоновского рассеяния ($r/a = 0.8$) и значений электронной температуры, полученной с помощью ленгмюровского зонда ($r/a = 1.05 \div 1.1$) [103]. В качестве граничного условия для решения уравнения равновесия задавались параметры последней замкнутой магнитной поверхности, полученные с помощью кода EFIT. Эффективный заряд плазмы Z_{eff} подбирался таким образом, чтобы расчетное напряжение на обходе совпадало с измеренным экспериментально, а распределение эффективного заряда считалось постоянным вдоль радиуса и для всех рассматриваемых разрядов составило 2.7. Поглощенная мощность пучка рассчитывалась блоком NBI. При этом делались поправки на потери быстрых частиц, рассчитанные с помощью траекторного трехмерного кода.

В результате решения прямой задачи строился профиль ионной температуры, который сравнивался с экспериментальными измерениями

(рисунок 3.14b). Для электронного компонента плазмы решалась обратная транспортная задача: на основании измеренных температуры и плотности рассчитывались коэффициенты температуропроводности. Результаты расчетов представлены на рисунке 3.15а.

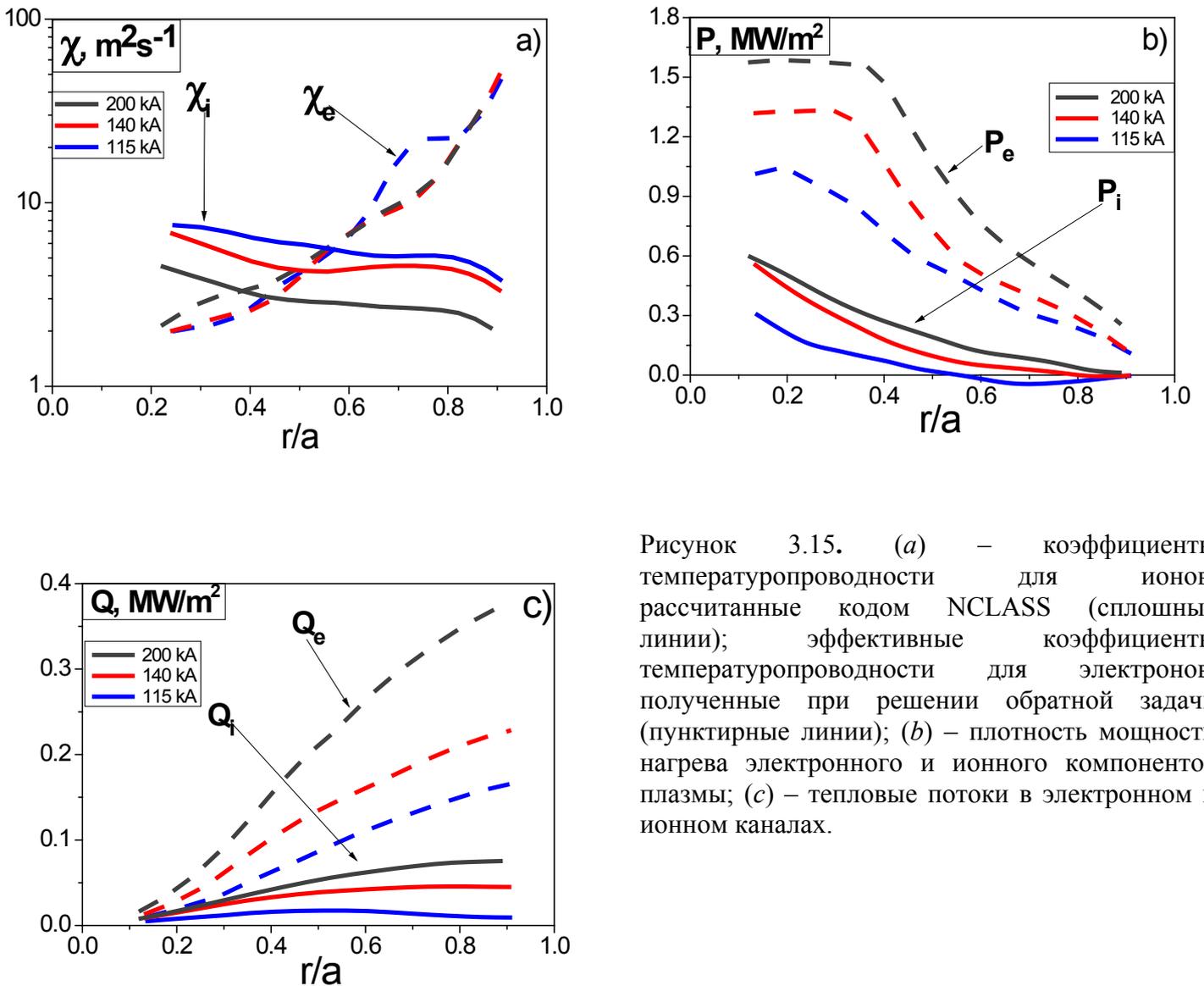


Рисунок 3.15. (a) – коэффициенты температуропроводности для ионов, рассчитанные кодом NCLASS (сплошные линии); эффективные коэффициенты температуропроводности для электронов, полученные при решении обратной задачи (пунктирные линии); (b) – плотность мощности нагрева электронного и ионного компонентов плазмы; (c) – тепловые потоки в электронном и ионном каналах.

Рассчитанные профили ионной температуры (сплошная линия рис. 3.14b), хорошо согласуются с экспериментальными данными, что говорит о том, что перенос тепла в ионном канале можно описывать с помощью неоклассической теории. Соответствующие им коэффициенты температуропроводности представлены на рисунке 3.15а. Видно, что при

повышении тока плазмы температуропроводность ионов снижается, а температуропроводность электронов (рис. 3.15а) существенно не меняется, но превышает ионную более чем на порядок в области градиента. Полученные результаты согласуются с результатами исследований, проведенных на токамаке NSTX [40]. Полученные в ходе моделирования данные об энергии, запасенной в электронном и ионном компонентах плазмы, мощности омического нагрева и мощности от нейтрального пучка, поглощенной электронами и ионами плазмы, приведены в таблице 3.4.

Таблица 3.4. Параметры плазмы, полученные при моделировании разрядов токамака Глобус-М с различными значениями тока плазмы

I_p , кА	W_{th} , кДж		P_{OH} , МВт	P_{NBI} , МВт		τ_E , мс	τ_{E_IPB98} , мс
	W_e	W_i		P_{NBLe}	P_{NBli}		
115	0.581	0.345	0.24	0.022	0.023	2.7	3.8
140	0.726	0.365	0.30	0.034	0.038	2.9	4.2
200	1.07	0.622	0.42	0.068	0.060	3.1	4.5

Моделирование показало, что с ростом тока плазмы возрастает энергия, запасенная в плазме, причем на электронный компонент W_e приходится около 2/3 увеличения тепловой энергии W_{th} . Это связано с тем, что возрастает мощность омического нагрева (см. табл. 3.4), которая нагревает преимущественно электроны. Поглощенная мощность нейтрального пучка также возрастает, что связано со снижением потерь быстрых частиц при повышении тока плазмы [28]. Увеличивается область удержания быстрых ионов, что видно по уширению профиля поглощенной мощности с ростом тока. Профили суммарной вложенной мощности нагрева для электронного и ионного компонентов плазмы представлены на рисунке 3.15b. На рисунке 3.15c представлены тепловые потоки электронов и ионов относительно приведенного малого радиуса.

Результаты демонстрируют, что увеличение тока плазмы влечет за собой увеличение электронной и ионной температур, и, как следствие, увеличение энергии, запасенной плазмой. Также было определено, что тепловые потоки в электронном канале значительно превышают ионные и увеличиваются с ростом тока (см. рисунок 3.15c). Отсюда можно сделать

вывод о том, что основной канал потерь – электронный. Радиационные потери в данном исследовании не учитывались. Стоит отметить, что они могут оказывать значительное влияние на теплоперенос и потери энергии электронами.

Таким образом, как показали расчеты, с увеличением тока плазмы, возрастает время удержания энергии τ_E , что согласуется с результатами эксперимента, проведенного в режиме омического нагрева на токамаке Глобус-М [92], и результатами, полученными в экспериментах с повышенным полем [91]. При этом H-фактор [9] для всех трех рассмотренных разрядов существенно не меняется и составляет ≈ 0.7 . Отсюда можно сделать вывод, что зависимость времени удержания энергии от тока плазмы на токамаке Глобус-М в режиме с дополнительным нагревом сходна со скейлингом IPB98(y, 2).

3.3.2. Исследование влияния удельной частоты столкновений на нагрев ионов

Увеличение тороидального магнитного поля на токамаке Глобус-М приводит к улучшению удержания быстрых частиц и повышает эффективность нагрева плазмы [28], даже небольшое увеличение тороидального магнитного поля при неизменных источниках нагрева и неизменной концентрации ведет к значительному увеличению энергозапаса плазмы и ее температуры. Рост температуры при неизменной концентрации уменьшает частоту кулоновских столкновений и должен существенно влиять на величины потоков тепла по электронному и ионному каналам. Поэтому ожидается, что при увеличении тороидального магнитного поля на установке следующего поколения Глобус-М2 [104] существенно снизится столкновительность. Рассмотрим данные процессы подробнее. Рост температуры меняет характер движения заряженных частиц. При этом меняется отношение частоты столкновений к частоте циркуляции частиц по замкнутым орбитам $\nu_e^* \sim n_e / T_e^2$, где ν_e^* - приведенная частота столкновений,

n_e , T_e – плотность и температура электронов. С ростом температуры величина ν_e^* быстро падает. То же самое можно сказать и о ионной приведенной частоте столкновений ν_i^* , определение величины которой позволяет оценить, в каком режиме работает токамак (банановом, плато или Пфирша-Шлюттера, см Главу 1, стр. 29). От приведенной частоты столкновений существенным образом зависят потери тепла и частиц из плазмы, обусловленные диффузионными процессами, а также эффективность безындукционного старта и поддержания тока. Кроме этого, при изменении частоты столкновений могут проявляться транспортные процессы, вызванные турбулентностью. Например, при уменьшении столкновительности плазмы, становится нестабильной длинноволновая ионная температурно-градиентная мода (ITG) [105], которая может вызвать аномальные потери тепла из ионного канала. В данном параграфе описаны эксперименты и результаты их моделирования с целью исследования влияния столкновительности на перенос тепла ионами.

Исследование разрядов со сниженной столкновительностью стало возможно в последнюю экспериментальную кампанию на токамаке Глобус-М [93], [106]. Измерения полного профиля ионной температуры с помощью диагностики CXRS [23], а также аккуратные расчеты поглощенной мощности пучка, позволили уточнить результаты моделирования и провести более детальный анализ переноса тепла ионами.

Эксперименты проводились в следующих условиях. Дейтериевый пучок мощностью 0.65 МВт с энергией 26 кэВ инжектировался на квазистационарной стадии разряда (со 150 мс) в дейтериевую плазму с диверторной магнитной конфигурацией с нижней X-точкой при вытянутости шнура $k = 1.9$ и средней треугольности $\delta = 0.35$. Соотношение тороидального магнитного поля и тока плазмы изменялось в разрядах пропорционально, сохраняя, таким образом, запас устойчивости q ($\sim B_T/I_p$): 0.4 Тл, 180 кА (#37068-37074) и 0.5 Тл, 225 кА (#37062-37067). На рис 3.16 приведены

осциллограммы основных сигналов для двух типичных разрядов из этой серии с близким значением среднехордовой плотности $\langle n_e \rangle \sim 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

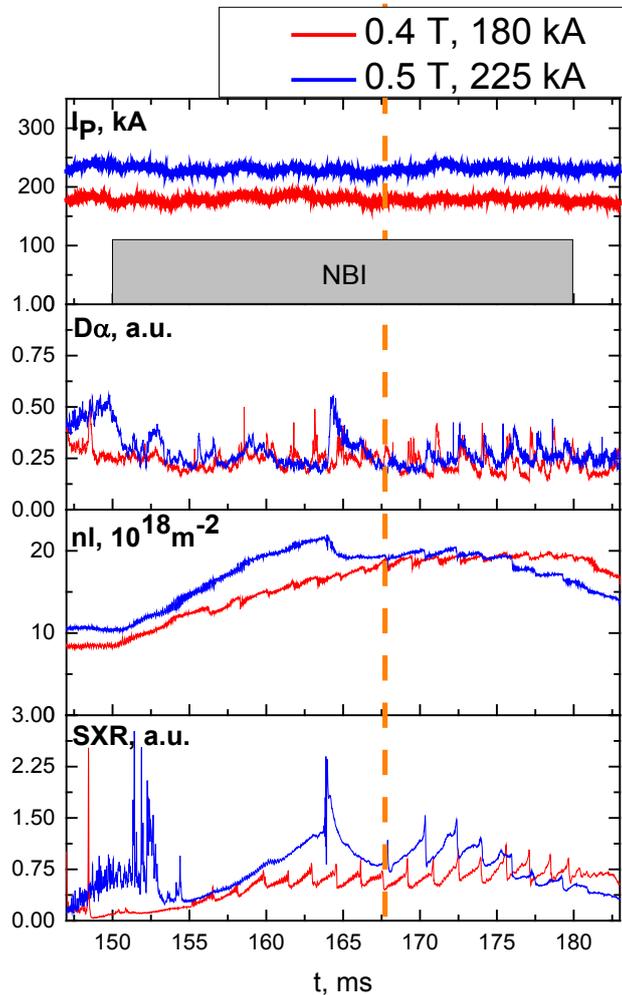


Рисунок 3.16 Осциллограммы основных сигналов разрядов (#37067 - синий и 37069 - красный): ток плазмы, интенсивность линии светимости $D\alpha$, среднехордовая плотность, и сигнал SXR. Нейтральная инжекция начиналась со 150 мс. Пунктирной линией обозначен момент времени, выбранный для моделирования.

Электронная температура и плотность измерялись с помощью диагностики томсоновского рассеяния. Результаты измерений приведены на рис. 3.17 б и 3.18 б. Радиационные потери измерялись с помощью линейного массива детекторов излучения SPD (Silicon Precision Detector) [83]. Эффективный заряд плазмы оценивался на основании измерений тормозного излучения из плазмы [107]. На рис. 3.17 (а) – 3.18 (а) приведены результаты измерения ионной температуры с помощью диагностики CXRS и NPA в

зависимости от времени для рассматриваемых разрядов. Для оценки показана температура в избранных точках диагностики CXRS. Видно, что для разряда с 0.4 Тл данные диагностики CXRS и NPA хорошо согласуются между собой, при этом профиль ионной температуры достаточно плоский. Ионная температура в данном режиме не превышает 450 эВ, и сопоставима с электронной.

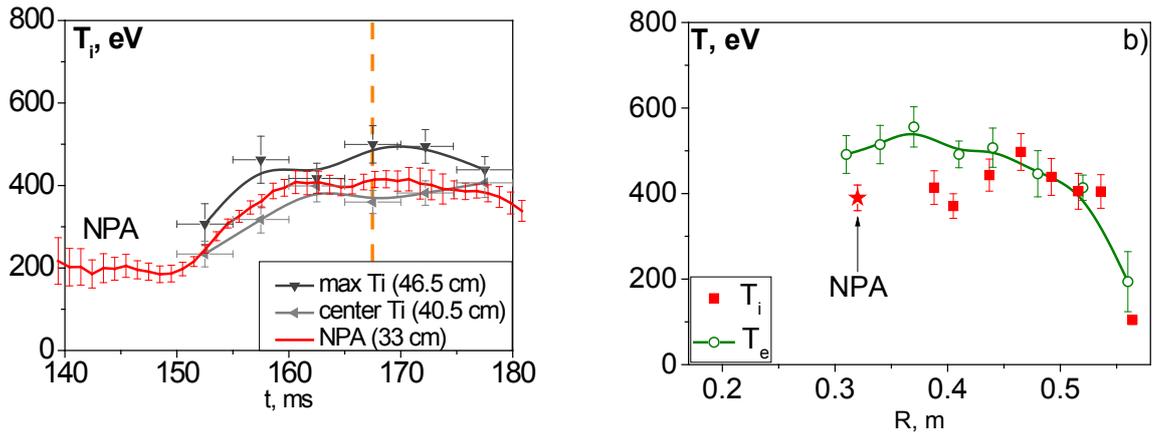


Рисунок 3.17 Разряд #37069 с магнитным полем 0.4 Тл и током 180 кА: а) – сравнение ионной температуры, измеренной с помощью CXRS и NPA в зависимости от времени. б) – профили ионной и электронной температуры в указанный момент времени (167 мс).

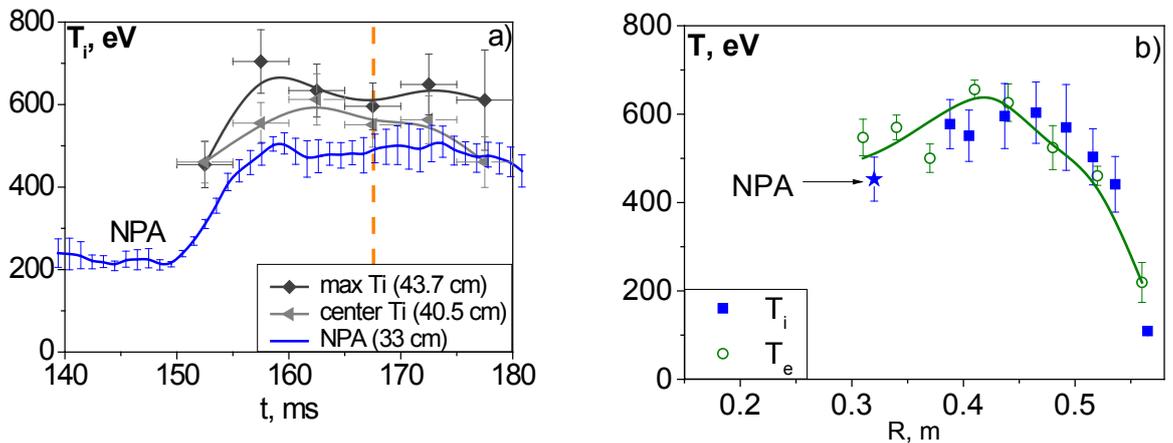


Рисунок 3.18. Разряд #37067 с магнитным полем 0.5 Тл и током 225 кА: а) – сравнение ионной температуры, измеренной с помощью CXRS и NPA в зависимости от времени. б) – профили ионной и электронной температуры в указанный момент времени (162 мс).

В разряде с тороидальным магнитным полем 0.5 Тл профиль пикируется (рис. 3.18), и ионная температура возрастает в центре

плазменного шнура на 40 %. В то же время, ближе к границе плазмы рост ионной температуры составил около 20% согласно данным обеих диагностик. Центральная электронная температура при этом изменилась слабее (выросла на 20%).

Моделирование проводилось с помощью транспортной модели, описанной в предыдущей главе, в основе которой лежит код ASTRA. Решалась прямая задача. Точно так же, как и в предыдущем разделе, решалось уравнение (1.9) без конвективного члена в совокупности с уравнением равновесия. Коэффициенты температуропроводности выбирались из предположения о неоклассическом поведении ионов в плазме и рассчитывались с помощью блока NCLASS. На основании полученных коэффициентов температуропроводности рассчитывались профили ионной температуры.

Поглощенная мощность пучка рассчитывалась с помощью кода NUBEAM по алгоритму, описанному в Главе 2. Результаты расчетов приведены на рис. 3.19. Видно, что поглощенная ионами мощность значительно возрастает при увеличении тороидального магнитного поля и тока плазмы. Полученное значение P_{iNBI} подставлялось в правую часть уравнения (1.9).

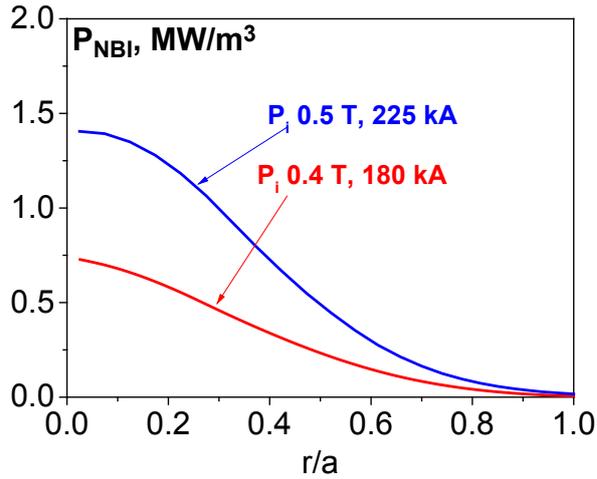


Рисунок 3.19 Профили поглощенной ионами плазмы мощности инжектированного пучка

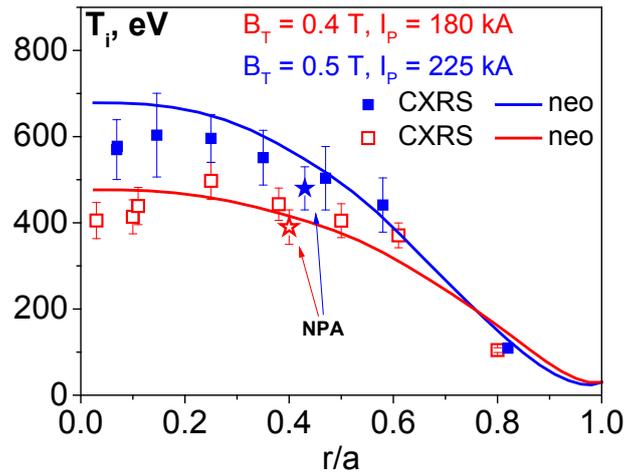


Рисунок 3.20 Профили ионной температуры: экспериментальные (квадраты и звездочки) и неоклассические (линии)

Рассчитанные профили ионной температуры сравнивались с профилями, измеренными экспериментально (см. рис.3.20). Видно, что получено удовлетворительное согласие между экспериментом и моделированием, что подтверждает вывод о неоклассическом поведении ионов на сферическом токамаке Глобус-М.

Для электронного компонента плазмы решалась обратная транспортная задача: на основании измеренной электронной температуры и плотности рассчитывались коэффициенты температуропроводности. При их расчете учитывались радиационные потери из плазмы (см. рис. 3.21) и погрешность измерений. Результаты моделирования приведены на рисунке 3.22. Видно, учет радиационных потерь вносит значительную неопределенность в расчеты электронной температуропроводности, которая в результате варьируется в широком диапазоне значений от 2 до $10 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$.

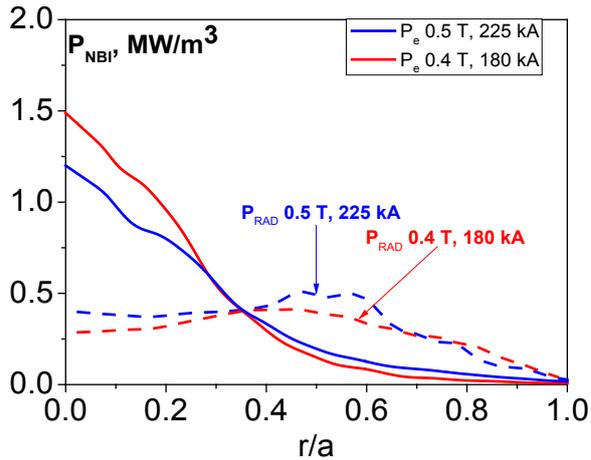


Рисунок 3.21 Профили поглощенной электронами плазмы мощности от инжектированного пучка (сплошные линии) и профили мощности радиационных потерь (пунктир)

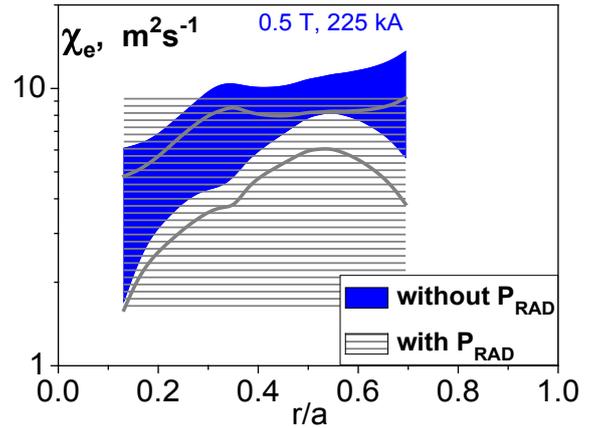


Рисунок 3.22. Профиль температуропроводности электронов, рассчитанный с учетом погрешности измерений и радиационных потерь.

В ходе моделирования суммарный тепловой энергозапас (1.2) плазмы сравнивался с данными диамагнитных измерений (см. рис. 3.23). Суммарный тепловой запас определялся из данных измерений кинетических параметров плазмы для электронов и ионов. Для этого использовались профили концентрации и температуры, измеренные диагностикой томсоновского рассеяния, а также данные о профилях ионной температуры и эффективном заряде плазмы. Видно, что результаты измерений и расчетов хорошо согласуются между собой. Разброс обусловлен неопределенностью вклада быстрых частиц в диамагнитный сигнал.

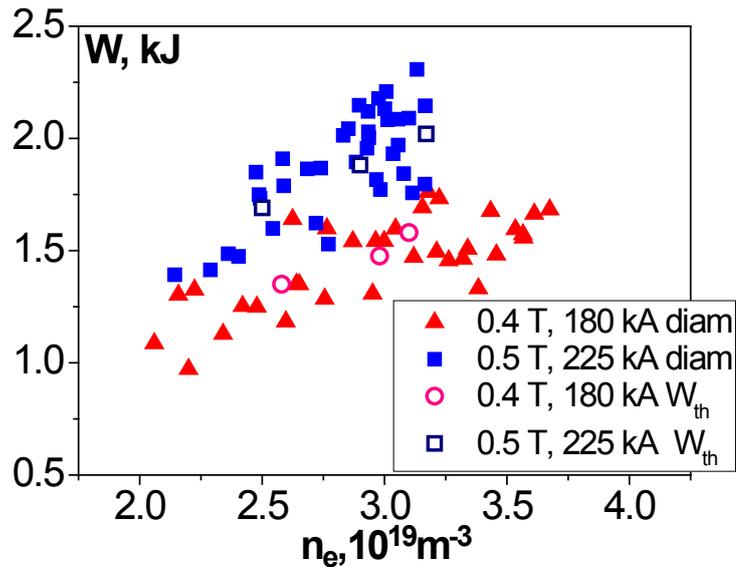


Рисунок 3.23. Запас энергии в плазме для разрядов (номера) по данным диамагнитных измерений (сплошные символы) и по данным кинетических измерений.

В процессе расчетов была определена зависимость аномальной составляющей ионной температуры от нормализованной электронной столкновительности (1.8) ν_e^* . На рис. 3.24 представлена зависимость отношения $T_{i0}^{CXRS}/T_{i0}^{neo}$ от ν_e^* , где T_{i0}^{CXRS} – экспериментально измеренная ионная температура в центре плазмы, а T_{i0}^{neo} – центральная ионная температура, рассчитанная на основании неоклассических коэффициентов температуропроводности.

Столкновительность оценивалась для среднего радиуса плазмы $r/a = 0.5$. Видно, что отношение $T_{i0}^{CXRS}/T_{i0}^{neo}$ близко к единице во всем исследованном диапазоне, что иллюстрирует неоклассическое поведение ионов. Кроме этого, предположительно, в этих экспериментах отсутствует неустойчивость ионного градиента температуры (ITG). Для анализа локального переноса использовалось линейное giroкинетическое моделирование с помощью кода GENE [108]. Более подробное описание моделирования и его результатов приведено в [109]. Было показано, что неустойчивость ITG не развивается даже без учета шири потока. Неустойчивость ITG развивается при ν_e^* ниже 0.007, что значительно меньше достигнутых экспериментальных значений. Однако в результате

моделирования были получены положительные значения инкремента микротинговой моды (МТМ).

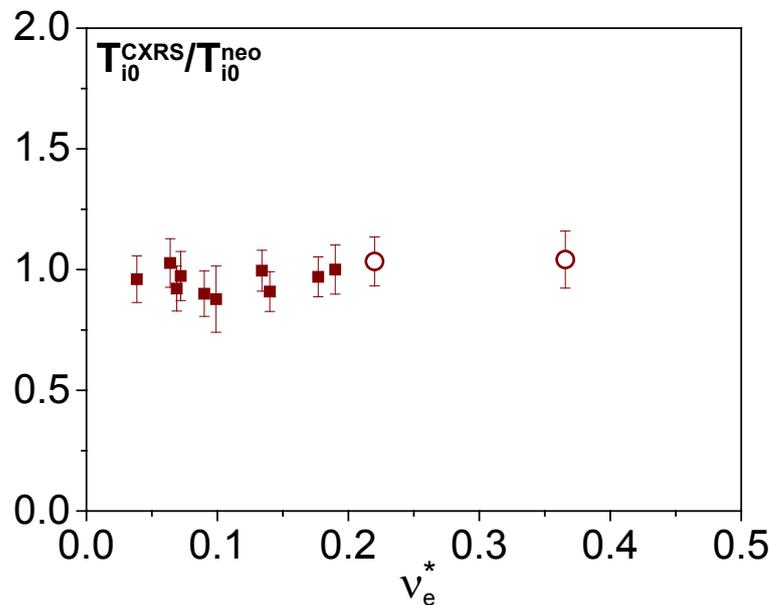


Рисунок 3.24. Зависимость отношения $T_{i0}^{CXRS}/T_{i0}^{neo}$ от столкновительности ν_e^* в области градиента температуры ($r/a = 0.5$). Открытые точки относятся к разрядам из предыдущего раздела.

Таким образом, измерения профиля температуры ионов с помощью диагностики CXRS показали увеличение эффективности нагрева ионов с ростом тороидального магнитного поля и тока плазмы. Этот результат также согласуется с данными NPA. Анализ баланса мощности проводился с использованием ASTRA, NUBEAM и алгоритма трехмерного отслеживания орбит быстрых ионов. Показано, что ионный теплоперенос можно описать неоклассической теорией. Результаты Глобус-М согласуются с результатами экспериментальных исследований на MAST и NSTX в H-режиме, где ионный теплообмен является неоклассическим из-за подавления ионной турбулентности за счет радиального шира, возникающего при нагреве плазмы пучком [70]. Для условий Глобус-М линейный gyroкинетический анализ показал, что на всем диапазоне радиусов r/a 0.4-0.7 не возникают неустойчивости ITG и ETG, при этом возникает МТМ, которая в большей степени влияет на электроны. С уменьшением столкновительности МТМ стабилизируется и может начаться развитие ITG неустойчивости, как было показано в работе [110] для установки MAST. На токамаке NSTX, в условиях

низкой столкновительности было обнаружено, что перенос тепла ионами становится аномальным [15]. Было высказано предположение, что высокая бета и низкая столкновительность в NSTX могут вызвать развитие кинетической баллонной моды (КВМ), которая может привести к аномальным потерям тепла ионами. В то же самое время, в разрядах с низкой столкновительностью, шир потока уменьшается, что влечет за собой аномальные потери тепла ионами, вызванные развитием гибридных неустойчивостей TEM-КВМ. В экспериментах на токамаке Глобус-М диапазон столкновительностей примерно такой же, как в NSTX 0.07-0.4. Основное различие в данных экспериментах – величина тороидальной беты β_T . В экспериментах NSTX β_T составляла от 8.5% до 12.5%, в то время как для разрядов Глобус-М β_T значительно ниже, около 3%. Для Глобуса-М, из-за низкого значения β_T КВМ-устойчива в центре плазменного шнура.

3.3.3. Оценка столкновительности в сферическом токамаке Глобус-М2

Как было сказано в предыдущем разделе, после модернизации сферического токамака Глобус-М до -М2, на нем появится возможность значительно (до двух раз), увеличить тороидальное магнитное поле и ток по плазме. Увеличение данных параметров влечет за собой значительное снижение столкновительности, в результате которого возможно развитие неустойчивостей типа ITG. Моделирование, результаты которого приведены в публикации [104], предсказывает возможность получения на сферическом токамаке Глобус-М2 ионной температуры, достигающей 5 кэВ, в случае справедливости скейлинга для сферических токамаков и неоклассического описания процессов переноса для ионов. Можно оценить приведенную частоту столкновений для ионов в сферическом токамаке Глобус-М2 и сравнить ее со столкновительностью для ионов, в экспериментах из предыдущих разделов, а также оценить, в каких режимах работают токамаки Глобус-М и -М2: бесстолкновительном, режиме плато или Пфирша-Шлюттера (см. главу 1). Т.к. ν_i^* имеет сильную (квадратичную) зависимость

от эффективного заряда, расчеты столкновительности для токамака Глобус-М2 проводились в большом диапазоне Z_{eff} : от 1 до 5.

На рисунке 3.25 приведена зависимость ν_i^* от экспериментальной ионной температуропроводности (которая во всех случаях равнялась неоклассической). Значения ν_i^* и χ_i брались на середине малого радиуса. Черными точками обозначены значения столкновительности для разрядов токамака Глобус-М из предыдущих разделов. Красным прямоугольником обозначен диапазон столкновительности для предсказательного моделирования разряда токамака Глобус-М2.

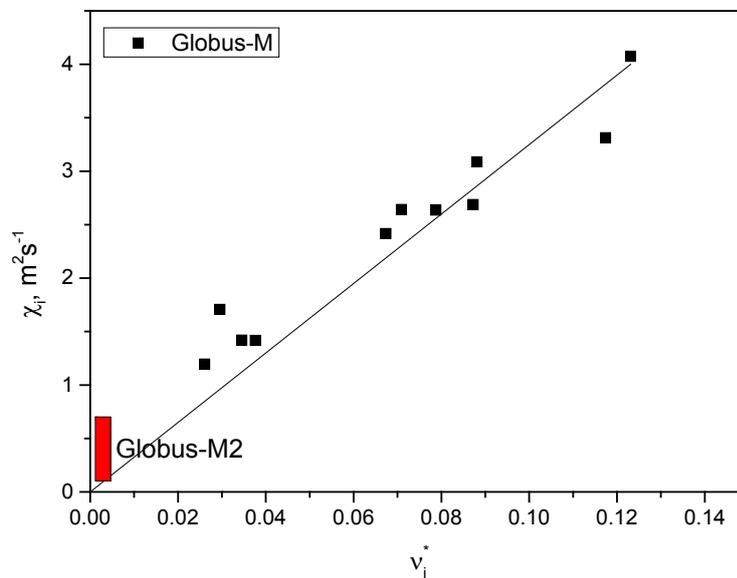


Рис. 3.25. Зависимость ионной температуропроводности от приведенной частоты ионных столкновений. Линией обозначено теоретическое значение неоклассической температуропроводности.

Из рисунка видно, что значения ν_i^* малы, как для разрядов токамака Глобус-М, так и Глобус-М2. Кроме того, наблюдается линейная зависимость χ_i от ν_i^* , что свидетельствует о том, что в рабочий диапазон параметров этих сферических токамаков лежит в бесстолкновительном «банановом» режиме. Также, из рисунка видно, что на сферическом токамаке Глобус-М2 ожидается снижение столкновительности на порядок, что может привести, с одной стороны, к получению предсказанной ионной температуры (до 5 кэВ), а с другой, при пессимистичном сценарии, к развитию неустойчивостей типа

ITG, и появлению значительной аномальной составляющей в ионной температуропроводности, аналогично тому, как было в экспериментах на токамаке NSTX [15].

3.4 Выводы к главе 3

В главе 3 приведены результаты моделирования экспериментов, проведенных на сферическом токамаке Глобус-М, в рамках исследования процессов переноса тепла и частиц. Первоначально были сделаны нуль-мерные оценки зависимости времени удержания энергии и запасенной в плазме энергии от тороидального магнитного поля. Полученные результаты подтвердили предположение, что на сферических токамаках существует значительно более сильная зависимость времени удержания энергии от тороидального магнитного поля, чем наблюдается в экспериментах на токамаках с большим аспектным отношением. Для более детального анализа транспортных процессов, происходящих в плазме, и оценки эффективности её нагрева было проведено моделирование процессов переноса тепла и частиц в различных режимах.

Проведено моделирование для разрядов с обращенным профилем запаса устойчивости. Для омических разрядов было показано, что в зависимости от изотопного состава плазмы внутренний транспортный барьер образуется либо на плотности, либо на температуре. Так как для плазмы-мишени в источнике нейтронов, работающем по принципу пучок плюс плазма, нейтронный выход зависит от температуры электронов, то более перспективным будет сценарий с пикированной температурой. Исследования ВТБ продолжились в разрядах с включением нейтральной инжекцией на стадии роста тока. В результате применения метода раннего включения (на стадии роста тока) нейтральной инжекции был получен режим без пилообразных колебаний. Также, метод позволяет сформировать в плазме пикированный профиль концентрации электронов с величиной времени удержания энергии, соответствующей скейлингу $IPB98(y,2)$.

Проведено исследование переноса для ионного компонента плазмы на основании измерений профилей ионной температуры. Результаты исследования показали, что увеличение тока плазмы влечет за собой рост электронной и ионной температур, и, как следствие, увеличение энергии,

запасенной плазмой. Также было показано, что тепловые потоки в электронном канале значительно превышают ионные и увеличиваются с ростом тока, что свидетельствует о том, что основной канал потерь тепла – электронный, и перенос тепла электронами аномальный. Что касается ионного переноса, моделирование показало, что в сферическом токамаке Глобус-М перенос ионов можно описывать в рамках неоклассической теории. Уменьшение ионной столкновительности с 0.12 до 0.03 в сферическом токамаке Глобус-М в режимах с нейтральной инжекцией высокоэнергетичного пучка атомов приводит к снижению величины ионной температуропроводности плазмы в области середины малого радиуса с $4 \text{ м}^2/\text{с}$ до $1.2 \text{ м}^2/\text{с}$, что находится в соответствии с неоклассической теорией переноса. Кроме того, со снижением столкновительности не обнаружены аномальные потери тепла, которые были отмечены на других сферических токамаках.

Проведенное исследование зависимости ионной температуропроводности от приведенной частоты столкновений ионов показало, что токамак Глобус-М работал в бесстолкновительном режиме, а двукратное увеличение магнитного поля и тока плазмы в сферическом токамаке Глобус-М2 позволит еще дальше углубиться в бесстолкновительный режим. Это может привести, с одной стороны к достижению предсказанной ионной температуры (до 5 кэВ), а с другой, при пессимистичном сценарии, к развитию неустойчивостей ионного масштаба, и появлению значительной аномальной составляющей в ионной температуропроводности.

Заключение

В работе проведено исследование влияния тороидального магнитного поля и тока плазмы на перенос частиц и энергии в плазме сферического токамака Глобус-М в омических разрядах и в разрядах с нейтральной инжекцией. В основу исследований легли результаты экспериментов по нагреву плазмы, а также оценки переноса тепла и частиц в плазме токамака, сделанные с помощью модельных расчетов.

Основные результаты работы:

1) Благодаря модернизации комплекса нейтральной инжекции стало возможно поддерживать постоянные параметры нейтрального пучка в течение всего, увеличенного импульса инжекции, что обеспечило квазистационарные условия проведения эксперимента и облегчило интерпретацию его результатов.

2) Разработана транспортная модель на базе кода ASTRA для моделирования процессов переноса тепла и частиц в разрядах плазмы сферического токамака Глобус-М. Для расчета поглощенной мощности пучка применялись два компьютерных кода: блок NBI, который использует приближение «ведущего центра», и код NUBEAM, в основе которого лежит дрейфовое приближение. Для уточнения результатов расчетов поглощенной мощности, проводились также оценки поглощенной мощности по трехмерному коду, учитывающему траектории движения быстрых частиц.

Первоначально проводились нуль-мерные оценки зависимости времени удержания энергии, запасенной в плазме от тороидального магнитного поля и тока плазмы. Полученные результаты подтвердили предположение, что на сферических токамаках существует значительно более сильная зависимость времени удержания энергии от тороидального магнитного поля, чем наблюдающаяся на токамаках с большим аспектным отношением и используемая при проектировании токамака ITER. Для более детального анализа транспортных процессов, происходящих в плазме, и оценки

эффективности её нагрева было проведено моделирование процессов переноса тепла и частиц в различных режимах.

3) С помощью разработанной модели были исследованы омические разряды. Моделирование показало, что в данных экспериментах реализуются два различных сценария омического разряда: с формированием ВТБ на электронной температуре, либо с формированием ВТБ на электронной плотности. Также, было обнаружено, что эффект пикирования плотности не зависит от средней плотности плазмы. В разрядах с нейтральной инжекцией экспериментально показана возможность реализации разрядов с ВТБ на электронной температуре или плотности в случае, если коэффициент запаса устойчивости q превышает 1 по всему сечению плазменного шнура. Проведенный транспортный анализ показал значительное снижение переноса тепла или частиц в центральной области плазмы, проявляющееся в виде увеличения градиента на профиле электронной температуры или плотности.

4) Исследования ВТБ в разрядах с нейтральной инжекцией на стадии роста тока показали, что создание немонотонного профиля q позволяет сформировать область с пониженным переносом частиц, что приводит к пикированию концентрации электронов. Значительное снижение переноса в центральной области плазмы приводит к накоплению примесей. Тем не менее, время удержания энергии в разряде равно времени удержания энергии, рассчитанному по скейлингу IPB98(y,2).

5) Проведено экспериментальное исследование влияния тока плазмы и столкновительности на ионный теплоперенос. По результатам экспериментов было выполнено моделирование, которое показало, что поведение ионов в сферическом токамаке Глобус-М описывается неоклассической теорией в исследованных экспериментальных условиях.

Исследование переноса тепла и частиц будет продолжено на новом токамаке Глобус-М2, в котором тороидальное магнитное поле будет увеличено до 1 Тл, а ток плазмы – до 500 кА. Оценка столкновительности в сферическом токамаке Глобус-М2 показала, что, как и токамак Глобус-М, он

будет работать в бесстолкновительном режиме, а двукратное увеличение инженерных параметров установки позволит еще дальше углубиться в бесстолкновительную область. Что может привести, с одной стороны, к достижению предсказанной ионной температуры (до 5 кэВ), а с другой, при пессимистичном сценарии, к развитию неустойчивостей типа ITG, и появлению значительной аномальной составляющей в ионной температуропроводности.

Результаты проведенных исследований будут востребованы на следующем шаге программы ФТИ им. А.Ф. Иоффе по исследованию плазмы в компактных сферических токамаках – при проектировании установки Глобус-3 [111, 112], представляющей собой водородный прототип термоядерного источника нейтронов. Успешное осуществление данного проекта явится важным шагом к созданию гибридных ядерных систем, работающих по принципу синтез-деление, в которых источником нейтронов является токамак. Одним из основных плюсов такой системы является безопасность, которая, по сравнению с классическими ядерными реакторами деления будет существенно выше за счет работы в «подкритическом» режиме. Кроме того, гибридные системы могут служить для наработки ядерного топлива и по трансмутации радиоактивных отходов. Также, результаты будут полезны при проектировании последующих установок, например, термоядерных источников нейтронов, разработки которых ведутся по всему миру [96, 113, 114, 115, 116].

Список литературы

1. 2021 Annual report/ITER Organization. St. Paul-lez-Durance. 2022.
2. Hiwatari R. Demonstration tokamak fusion power plant for early realization of net electric power generation / Hiwatari R., Okano K., Asaoka Y., Shinya K., Ogawa Y. // Nuclear Fusion – 2005. – Т. 45 – С.96–109.
3. Кутеев Б.В. МОЩНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ ИСТОЧНИКИ НА ОСНОВЕ РЕАКЦИЙ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА / Кутеев Б.В., Гончаров П.Р., Сергеев В.Ю., Хрипунов В.И. // Физика плазмы – 2010. – Т. 36 – № 4 – С.307–346.
4. Велихов Е.П. Ядерная энергетическая система с реакторами деления и синтеза — стратегический ориентир развития отрасли / Велихов Е.П., Ковальчук М.В., Ильгисонис В.И., Игнатъев В.В., Цибульский В.Ф., Андрианова Е.А., Бландинский В.Ю. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез – 2017. – Т. 40 – № 4 – С.5–13.
5. Stork D. Introduction to the special issue on the technical status of materials for a fusion reactor / Stork D., Zinkle S.J. // Nuclear Fusion – 2017. – Т. 57 – № 9.
6. Jassby D.L. Optimization of fusion power density in the two-energy-component tokamak reactor / Jassby D.L. // Nuclear Fusion – 1975. – Т. 15 – № 3 – С.453–464.
7. Peng Y.-K.M. Features of spherical torus plasmas / Peng Y.-K.M., Strickler D.J. // Nuclear Fusion – 1986. – Т. 26 – № 6 – С.769–777.
8. Гончаров П.Р. Сопоставление нейтронного выхода классических и сферических токамаков / Гончаров П.Р., Кутеев Б.В., Голиков А.А., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р., Шпанский Ю.С., Курчатовский Н.И.Ц., Сергеев В.Ю., Быков А.С., Грязневич М.П. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез – 2011. – Т. 2 – С.36–42.
9. Fitzpatrick R. Chapter 2: Plasma confinement and transport asymptotic matching ITER Physics Expert Groups on Confinement and / Fitzpatrick R. //

Nuclear Fusion – 1999. – T. 39 – № 12 – C.2175–2249.

10. Sykes A. First results from MAST / A. Sykes, R.J. Akers, L.C. Appel, E.R. Arends, P.G. Carolan, N.J. Conway, G.F. Counsell, G. Cunningham, A. Dnestrovskij, Yu.N. Dnestrovskij, A.R. Field, S.J. Fielding, M.P. Gryaznevich, S. Korsholm, E. Laird, R. Martin, M.P.S. Nightingale, C.M. Roach, M.R. Tournianski, M.J. Walsh, C.D. Warrick, H.R. Wilson, S. You, MAST Team and NBI Team // Nuclear Fusion – 2001. – T. 41 – № 10 – C.1423–1433.

11. Ono M. Next-step spherical torus experiment and spherical torus strategy in the course of development of fusion energy / Ono M., Peng M., Kessel C., Neumeyer C., Schmidt J., Chrzanowski J., Darrow D., Grisham L., Heitzenroeder P., Jarboe T., Jim C., Kaye S., Menard J., Raman R., Stevenson T., Viola M., Wilson J., Woolley R., Zatz I. // Nuclear Fusion – 2004. – T. 44 – № 3 – C.452–463.

12. Valovič M. Scaling of H-mode energy confinement with Ip and BT in the MAST spherical tokamak / Valovič M., Akers R., Cunningham G., Garzotti L., Lloyd B., Muir D., Patel A., Taylor D., Turnyanskiy M., Walsh M. // Nuclear Fusion – 2009. – T. 49 – № 7.

13. Kaye S.M. Energy confinement scaling in the low aspect ratio National Spherical Torus Experiment (NSTX) / Kaye S.M., Bell M.G., Bell R.E., Fredrickson E.D., Leblanc B.P., Lee K.C., Lynch S., Sabbagh S.A. // Nuclear Fusion – 2006. – T. 46 – № 10 – C.848–857.

14. Valovič M. Collisionality and safety factor scalings of H-mode energy transport in the MAST spherical tokamak / Valovič M., Akers R., Bock M. De, McCone J., Garzotti L., Michael C., Naylor G., Patel A., Roach C.M., Scannell R., Turnyanskiy M., Wisse M., Guttenfelder W., Candy J. // Nuclear Fusion – 2011. – T. 51 – № 7.

15. Kaye S.M. The dependence of H-mode energy confinement and transport on collisionality in NSTX / Kaye S.M., Gerhardt S., Guttenfelder W., Maingi R., Bell R.E., Diallo A., Leblanc B.P., Podesta M. // Nuclear Fusion – 2013. – T. 53 – № 6

– C.063005.

16. Sykes A. Spherical tokamak programme at Culham / Sykes A. // Nuclear Fusion – 1999. – T. 39 – № 9 – C.1271–1281.

17. Sabbagh S.A. Overview of physics results from the conclusive operation of the National Spherical Torus Experiment / S.A. Sabbagh, J.-W. Ahn, J. Allain, R. Andre, A. Balbaky, R. Bastasz, D. Battaglia, M. Bell, R. Bell, P. Beiersdorfer, E. Belova, J. Berkery, R. Betti, J. Bialek, T. Bigelow, M. Bitter, J. Boedo, P. Bonoli, A. Boozer, A. Bortolon⁰, D. Boyle, D. Brennan, J. Breslau, R. Buttery, J. Canik, G. Caravelli, C. Chang, N. Crocker, D. Darrow, B. Davis, L. Delgado-Aparicio, A. Diallo, S. Ding, D. D'Ippolito, C. Domier, W. Dorland, S. Ethier, T. Evans, J. Ferron, M. Finkenthal, J. Foley, R. Fonck⁰, R. Frazin, E. Fredrickson, G. Fu, D. Gates, S. Gerhardt, A. Glasser, N. Gorelenkov, T. Gray, Y. Guo, W. Guttenfelder, T. Hahm, R. Harvey, A. Hassanein, W. Heidbrink⁰, K. Hill, Y. Hirooka, E.B. Hooper, J. Hosea, D. Humphreys, K. Indireskumar, F. Jaeger, T. Jarboe, S. Jardin, M. Jaworski, R. Kaita, J. Kallman, O. Katsuro-Hopkins, S. Kaye, C. Kessel, J. Kim, E. Kolemen, G. Kramer, S. Krasheninnikov, S. Kubota, H. Kugel, R.J. La Haye, L. Lao, B. LeBlanc, W. Lee, K. Lee, J. Leuer, F. Levinton, Y. Liang, D. Liu⁰, J. Lore, N. Luhmann Jr, R. Maingi, R. Majeski, J. Manickam, D. Mansfield, R. Maqueda, E. Mazzucato, A. McLean, D. McCune, B. McGeehan, G. McKee⁰, S. Medley, E. Meier, J. Menard, M. Menon, H. Meyer, D. Mikkelsen, G. Miloshevsky, D. Mueller, T. Munsat, J. Myra, B. Nelson, N. Nishino⁰, R. Nygren, M. Ono, T. Osborne, H. Park, J. Park, Y.S. Park, S. Paul, W. Peebles, B. Penaflor, R.J. Perkins, C. Phillips, A. Pigarov, M. Podesta, J. Preinhaelter, R. Raman, Y. Ren, G. Rewoldt, T. Rognlien, P. Ross, C. Rowley, E. Ruskov⁰, D. Russell, D. Ruzic, P. Ryan, M. Schaffer, E. Schuster, F. Scotti, K. Shaing⁰, V. Shevchenko, K. Shinohara, V. Sizyuk, C.H. Skinner, A. Smirnov, D. Smith⁰, P. Snyder, W. Solomon, A. Sontag, V. Soukhanovskii, T. Stoltzfus-Dueck, D. Stotler, B. Stratton, D. Stutman, H. Takahashi, Y. Takase, N. Tamura, X. Tang, G. Taylor, C. Taylor, K. Tritz, D. Tsarouhas, M. Umansky, J. Urban, E. Unterberg, M. Walker, W.

Wampler, W. Wang, J. Whaley, R. White, J. Wilgen, R. Wilson, K.L. Wong, J. Wright, Z. Xia, D. Youchison, G. Yu, H. Yuh, L. Zakharov, D. Zemlyanov, G. Zimmer and S.J. Zweben // Nuclear Fusion – 2013. – Т. 53 – № 10 – С.104007.

18. Turco F. The high- β_N hybrid scenario for ITER and FNSF steady-state missions / Turco F., Petty C.C., Luce T.C., Carlstrom T.N., Zeeland M.A. Van, Heidbrink W., Carpanese F., Solomon W., Holcomb C.T., Ferron J.R. // Physics of Plasmas – 2015. – Т. 22 – № 5 – С.056113.

19. Dnestrovskij A.Y. Integrated modelling of DEMO-FNS current ramp-up scenario and steady-state regime / Dnestrovskij A.Y., Kuteev B. V., Bykov A.S., Ivanov A.A., Lukash V.E., Medvedev S.Y., Sergeev V.Y., Sychugov D.Y., Khayrutdinov R.R. // Nuclear Fusion – 2015. – Т. 55 – № 6 – С.63007.

20. Гусев В.К. Сферический токамак Глобус-М / Гусев В.К., Голант В.Е., Гусаков Е.З., Дьяченко В.В., Ирзак М.А., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Новохацкий А.Н., Подушникова К.А., Раздобарин Г.Т., Сахаров Н.В., Трегубова Е.Н., Узлов В.С., Щербинин О.Н., Беляков В.А., Кавин А.А., Косцов Ю.А., Кузьмин Е.Г., Сойкин В.Ф., Кузнецов Е.А., Ягнов В.А. // ЖТФ – 1999. – Т. 69 – № 9 – С.58–62.

21. Гусев В.К. Комплекс нейтральной инжекции сферического токамака Глобус-М / Гусев В.К., Деч А.В., Есипов Л.А., Минаев В.Б., Барсуков А.Г., Игонькина Г.Б., Кузнецов В.В., Панасенков А.А., Соколов М.М., Тилинин Г.Н., Лупин А.В., Марков В.К. // ЖТФ – 2007. – Т. 77 – № 9 – С.28–43.

22. Lao L.L. Reconstruction of current profile parameters and plasma shapes in tokamaks / Lao L.L., John H. St., Stambaugh R.D., Kellman A.G., Pfeiffer W. // Nuclear Fusion – 1985. – Т. 25 – № 11 – С.1611–1622.

23. Larionova M.M. CXRS measurements of ion temperature profile in NBI shots of the Globus-M spherical tokamak. / Larionova M.M., Miroshnikov I. V., Gusev V.K., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov Y. V., Sakharov N. V., Schegolev P.B., Telnova A.Y., Bakharev N.N. // Journal of Physics: Conference Series – 2019. – Т.

1400 – № 7 – С.9–13.

24. Кисляков А.И. Анализаторы нейтральных атомов и их применение для диагностики горячей плазмы / Кисляков А.И., Петров М.П. // Физика плазмы – 2009. – Т. 35 – № 7 – С.585–602.

25. Pereverzev G. V. ASTRA—Automated System for Transport Analysis in a Tokamak / G. V Pereverzev, P. N. Yushmanov – San Diego, 2002.– 147с.

26. Pankin A. The tokamak Monte Carlo fast ion module NUBEAM in the national transport code collaboration library / Pankin A., McCune D., Andre R., Bateman G., Kritz A. // Computer Physics Communications – 2004. – Т. 159 – № 3 – С.157–184.

27. Polevoi A. BENCHMARKING OF THE NBI BLOCK IN ASTRA CODE, JAERI -Data/Code 97-014. March , 1997.

28. Bakharev N.N. Fast particle behaviour in the Globus-M spherical tokamak / Bakharev N.N., Chernyshev F. V, Goncharov P.R., Gusev V.K., Ibyaminova A.D., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Minaev V.B., Mironov M.I., Patrov M.I., Petrov Y. V, Sakharov N. V, Shchegolev P.B., Tolstyakov S.Y., Zadvitskiy G. V // Nuclear Fusion – 2015. – Т. 55 – № 4 – С.43023.

29. Lawson J.D. Some criteria for a power producing thermonuclear reactor / Lawson J.D. // Proceedings of the Physical Society. Section B – 1957. – Т. 70 – № 1 – С.6–10.

30. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа / Л. Спитцер – М.: МИР, 1965.

31. Kruskal M. Some instabilities of a completely ionized plasma / Kruskal M., Schwarzschild M. // Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences – 1954. – Т. 223 – С.348–360.

32. Шафранов В.Д. Об устойчивости цилиндрического газообразного проводника в магнитном поле / Шафранов В.Д. // Атомная энергия – 1956. –

T. 1 – № 5 – C.38–42.

33. Wagner F. Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak / Wagner F., Becker G., Behringer K., Campbell D., Eberhagen A., Engelhardt W., Fussmann G., Gernhardt J., Gierke G., Haas G., Huang M., Karger F., Keilhacker M., Kluber Q., Kornherr M., Lackner K., Lisitano G., Lister G.G., Mayer H.M., Meisel D., Müller E.R., Murmann H., Niedermeyer H., Poschenrieder W., Rapp H., Bohr H., Schneider F., Siller G., Speth E., Stabler A., Steuer K.H., Venus G., Vollmer O., Yu Z. // *Phys. Rev. Lett* – 1982. – T. 49 – № 19 – C.1408–1412.

34. Zohm H. Edge localized modes (ELMs) / Zohm H. // *Plasma Physics and Controlled Fusion* – 1996. – T. 38 – № 2 – C.105–128.

35. Sykes A. H-mode operation in the START spherical tokamak / Sykes A., Akers R.J., Appel L.C., Carolan P.G., Connor J.W., Conway N.J., Counsell G.F., Dnestrovskij A., Dnestrovskij Y.N., Gryaznevich M., Helander P., Nightingale M.P.S., Ribeiro C., Roach C.M., Tournianski M., Walsh M.J., Wilson H.R. // *Physical Review Letters* – 2000. – T. 84 – № 3 – C.495–498.

36. Bush C.E. H-mode threshold and dynamics in the National Spherical Torus Experiment / Bush C.E., Bell M.G., Bell R.E., Boedo J., Fredrickson E.D., Kaye S.M., Kubota S., LeBlanc B.P., Maingi R., Mageda R.J., Sabbagh S.A., Soukhanovskii V.A., Stutman D., Swain D.W., Wilgen J.B., Zweben S.J., Davis W.M., Gates D.A., Johnson D.W., Kaita R., Kugel H.W., Lee K.C., Mastrovito D., Medley S., Menard J.E., Mueller D., Ono M., Paoletti F., Park H., Paul S.J., Peng Y.K.M., Raman R., Roney P.G., Roquemore A.L., Skinner C.H., Synakowski E.J., Taylor G. // *Physics of Plasmas* – 2003. – T. 10 – № 5 II – C.1755–1764.

37. Sykes A. First physics results from the MAST Mega-Amp Spherical Tokamak / Sykes A., Ahn J.W., Akers R., Arends E., Carolan P.G., Counsell G.F., Fielding S.J., Gryaznevich M., Martin R., Price M., Roach C., Shevchenko V., Tournianski M., Valovic M., Walsh M.J., Wilson H.R. // *Physics of Plasmas* – 2001. – T. 8 –

№ 5 II – C.2101–2106.

38. Thome K.E. High Confinement Mode and Edge Localized Mode Characteristics in a Near-Unity Aspect Ratio Tokamak / Thome K.E., Bongard M.W., Barr J.L., Bodner G.M., Burke M.G., Fonck R.J., Kriete D.M., Perry J.M., Schlossberg D.J. // *Physical Review Letters* – 2016. – T. 116 – № 17 – C.175001.

39. Gusev V.K. Overview of results obtained at the Globus-M spherical tokamak / V.K. Gusev, S.E. Aleksandrov, V. Kh Alimov, I.I. Arkhipov, B.B. Ayushin, A.G. Barsukov, B. Ya Ber, F.V. Chernyshev, I.N. Chugunov, A.V. Dech, V.E. Golant, A.E. Gorodetsky, V.V. Dyachenko, M.M. Kochergin, G.S. Kurskiev, S.A. Khitrov, N.A. Khromov, V.M. Lebedev, V.M. Leonov, N.V. Litunovsky, I.V. Mazul, V.B. Minaev, A.B. Mineev, M.I. Mironov, I.V. Miroshnikov, E.E. Mukhin, Yu A. Nikolaev, A.N. Novokhatsky, A.A. Panasenkov, M.I. Patrov, M.P. Petrov, Yu V. Petrov, K.A. Podushnikova, V.A. Rozhansky, V.V. Rozhdestvensky, N.V. Sakharov, O.N. Shcherbinin, I. Yu Senichenkov, A.E. Shevelev, E.V. Suhov, I.N. Trapesnikova, E.I. Terukov, G.N. Tilinin, S. Yu Tolstyakov, V.I. Varfolomeev, A.V. Voronin, A.P. Zakharov, R. Kh Zalavutdinov, V.A. Yagnov, E.A. Kuznetsov and E.G. Zhilin // *Nuclear Fusion* – 2009. – T. 49 – № 10 – C.104021.

40. Kaye S.M. Confinement and local transport in the National Spherical Torus Experiment (NSTX) / Kaye S.M., Levinton F.M., Stutman D., Tritz K., Yuh H., Bell M.G., Bell R.E., Domier C.W., Gates D., Horton W., Kim J., LeBlanc B.P., Luhmann N.C., Maingi R., Mazzucato E., Menard J.E., Mikkelsen D., Mueller D., Park H., Rewoldt G., Sabbagh S.A., Smith D.R., Wang W. // *Nuclear Fusion* – 2007. – T. 47 – № 7 – C.499–509.

41. Lee Y.C. Collisionless electron temperature gradient instability / Lee Y.C., Dong J.Q., Guzdar P.N., Liu C.S. // *Physics of Fluids* – 1987. – T. 30 – № 5 – C.1331.

42. Coppi B. Theory of the ubiquitous mode / Coppi B., Pegoraro F. // *Nuclear Fusion* – 1977. – T. 17 – № 5 – C.969–993.

43. Kadomtsev B.B. Trapped particles in toroidal magnetic systems / Kadomtsev B.B., Pogutse O.P., Kurchatov I. V. // Nuclear Fusion – 1971. – T. 11 – № 1 – C.67–92.
44. Tang W.M. Kinetic-ballooning-mode theory in general geometry / Tang W.M., Connor J.W., Hastie R.J. // Nuclear Fusion – 1980. – T. 20 – № 11 – C.1439–1453.
45. Hazeltine R.D. Kinetic theory of tearing instability / Hazeltine R.D., Dobrott D., Wang T.S. // Physics of Fluids – 1975. – T. 18 – № 12 – C.1778–1786.
46. Guttenfelder W. Progress in simulating turbulent electron thermal transport in NSTX / Guttenfelder W., Peterson J.L., Candy J., Kaye S.M., Ren Y., Bell R.E., Hammett G.W., Leblanc B.P., Mikkelsen D.R., Nevis W.M., Yuh H. // Nuclear Fusion – 2013. – T. 53 – № 9 – C.093022.
47. Taylor T.S. Physics of advanced tokamaks To / Taylor T.S. // Plasma Phys. Control. Fusion – 1997. – T. 39 – C.B47–B73.
48. Zarnstorff M.C. Bootstrap current in TFTR / Zarnstorff M.C., Bell M.G., Bitter M., Goldston R.J., Grek B., Hawryluk R.J., Hill K., Johnson D., McCune D., Park H., Ramsey A., Taylor G., Wieland R. // Physical Review Letters – 1988. – T. 60 – № 13 – C.1306–1309.
49. Igochine V. Physics of resistive wall modes / Igochine V. // Nucl. Fusion – 2012. – T. 52 – C.074010.
50. Stambaugh R.D. The spherical tokamak path to fusion power / Stambaugh R.D., Chan V.S., Miller R.L., Schaffer M.J. // Fusion Technology – 1998. – T. 33 – № 1 – C.1–21.
51. Manickam J. The prospects for magnetohydrodynamic stability in advanced tokamak regimes / Manickam J., Chance M.S., Jardin S.C., Kessel C., Monticello D., Pomphrey N., Reiman A., Wang C., Zakharov L.E. // Physics of Plasmas – 1994. – T. 1 – № 5 – C.1601–1605.
52. Connor J.W. A review of internal transport barrier physics for steady-state

operation of tokamaks / Connor J.W., Fukuda T., Garbet X., Rice J.E. // Nuclear Fusion – 2004. – Т. 44 – № 4.

53. Галеев А.А. «Неоклассическая» теория диффузии / Галеев А.А., Р.З. С. // Вопросы теории плазмы – 1973. – Т. 7 – С.205.

54. Ware A.A. Pinch-effect oscillations in an unstable tokamak plasma / Ware A.A. // Physical Review Letters – 1970. – Т. 25 – № 14 – С.916–919.

55. Houlberg W.A. Bootstrap current and neoclassical transport in tokamaks of arbitrary collisionality and aspect ratio / Houlberg W.A., Shaing K.C., Hirshman S.P., Zarnstorff M.C. // Physics of Plasmas – 1997. – Т. 4 – № 9 – С.3230–3242.

56. Hinton L. Theory of plasma transport in toroidal confinement / Hinton L., Hazeltine R.D. // Reviews of Modern Physics – 1976. – Т. 48 – № 2 – С.239.

57. Stober J. Dependence of the density shape on the heat flux profile in ASDEX Upgrade high density H modes / Stober J., Fuchs C., Gruber O., Kaufmann M., Kurzan B., Meo F., Müller H.W., Rytter F. // Nuclear Fusion – 2001. – Т. 41 – № 11 – С.1535–1538.

58. Valovič M. Energy and particle confinement in MAST / Valovič M., Meyer H., Akers R., Brickley C., Conway N.J., Cunningham G., Kirk A., Lloyd B., Patel A., Taylor D., Walsh M.J. // Nuclear Fusion – 2005. – Т. 45 – № 8 – С.942–949.

59. Roach C.M. Confinement in START beam heated discharges / Roach C.M., Akers R.J., Conway N.J., Dodge T.M., Gryaznevich M.P., Helander P., Sykes A., Walsh M.J. // Nuclear Fusion – 2001. – Т. 41 – № 1 – С.11–30.

60. Meyer H. Formation of transport barriers in the MAST spherical tokamak / Meyer H., Field A.R., Akers R.J., Brickley C., Conway N.J., Patel A., Carolan P.G., Challis C., Counsell G.F., Cunningham G., Helander P., Kirk A., Lloyd B., Maingi R., Tournianski M.R., Walsh M.J. // Plasma Physics and Controlled Fusion – 2004. – Т. 46 – № 5 SUPPL. A.

61. A.R. Field Core Heat Transport in the MAST Spherical Tokamak / A.R. Field

– Proc. 20th IAEA Fusion Energy Conf. (Portugal) 2004.

62. Chang C.S. Effect of impurity particles on the finite-aspect ratio neoclassical ion thermal conductivity in a tokamak / Chang C.S., Hinton F.L. // *Physics of Fluids* – 1986. – T. 29 – № 10 – C.3314.

63. Goldston R.J. New techniques for calculating heat and particle source rates due to neutral beam injection in axisymmetric tokamaks / Goldston R.J., McCune D.C., Towner H.H., Davis S.L., Hawryluk R.J., Schmidt G.L. // *Journal of Computational Physics* – 1981. – T. 43 – № 1 – C.61–78.

64. Kaye S.M. Scaling of electron and ion transport in the high-power spherical torus NSTX / Kaye S.M., Bell R.E., Gates D., Leblanc B.P., Levinton F.M., Menard J.E., Mueller D., Rewoldt G., Sabbagh S.A., Wang W., Yuh H. // *Physical Review Letters* – 2007. – T. 98 – № 17 – C.1–4.

65. Sakharov N. V. The Behavior of Ion Components in OH Plasma of Globus-M Spherical tokamak. 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. / N. V Sakharov, F. V Chernyshev, V. K. Gusev, R. G. Levin, V. B. Minaev, A. B. Mineev, M. I. Mironov, Y. V Petrov – Санкт-Петербург, 2003.– 3.107с.

66. V.B. Minaev. First Results of the Experiment with NBI on the Globus-M Spherical Tokamak / V.B. Minaev, A.G. Barsukov, F.V.Chernyshev, I.N. Chugunov, A.V. Dech, L.A. Esipov, V.E. Golant, V.K. Gusev, V.G. Kapralov, M.M. Kochergin, S.V. Krikunov, V.V.Kuznetsov, V.M. Leonov, R.G. Levin, A.V.Lupin, A.B. Mineev, M.I. Mironov, E.E. Mukhin, A.N. N M.I.V. // ", Proc. of 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., St.Petersburg. 7-11 July – 2003. – T. 27 – C.P-2.174.

67. I.Yu. Senichenkov. Integrated modelling of the Globus-M tokamak plasma and a comparison with SOL width scaling / I.Yu. Senichenkov, E.G. Kaveeva1, A.V. Gogoleva, E.O. Vekshina, G.V. Zadvitskiy, P.A. Molchanov, V.A. Rozhansky, S.P. Voskoboynikov, N.A. Khromov, S.A. Lepikhov, V.K. Gusev and The Globus-M Team // *Nucl. Fusion* 55 (2015) 053012 (7pp).

68. Burrell K.H. Physics of the L-mode to H-mode transition in tokamaks / Burrell K.H., Carlstrom T.N., Doyle E.J., Finkenthal D., Gohil P., Groebner R.J., Hillis D.L., Kim J., Matsumoto H., Moyer R.A., Osborne T.H., Rettig C.L., Peebles W.A., Rhodes T.L., StJohn H., Stambaugh R.D., Wade M.R., Watkins J.G. // *Plasma Physics and Controlled Fusion* – 1992. – T. 34 – № 13 – C.1859–1869.
69. Kotschenreuther M. Comparison of initial value and eigenvalue codes for kinetic toroidal plasma instabilities / Kotschenreuther M., Rewoldt G., Tang W.M. // *Computer Physics Communications* – 1995. – T. 88 – № 2–3 – C.128–140.
70. Applegate D.J. Microstability in a “MAST-like” high confinement mode spherical tokamak equilibrium / Applegate D.J., Roach C.M., Cowley S.C., Dorland W.D., Joiner N., Akers R.J., Conway N.J., Field A.R., Patel A., Valovic M., Walsh M.J. // *Physics of Plasmas* – 2004. – T. 11 – № 11 – C.5085–5094.
71. Smith D.R. Overview of the beam emission spectroscopy diagnostic system on the National Spherical Torus Experiment / Smith D.R., Feder H., Feder R., Fonck R.J., Labik G., McKee G.R., Schoenbeck N., Stratton B.C., Uzun-Kaymak I., Winz G. // *Review of Scientific Instruments* – 2010. – T. 81 – № 10.
72. Field A.R. Beam emission spectroscopy turbulence imaging system for the MAST spherical tokamak / Field A.R., Dunai D., Gaffka R., Ghim Y.C., Kiss I., Mészáros B., Krizsanóczy T., Shibaev S., Zoletnik S. // *Review of Scientific Instruments* – 2012. – T. 83 – № 1.
73. Wyk F. Van Ion-scale turbulence in MAST: Anomalous transport, subcritical transitions, and comparison to BES measurements / Wyk F. Van, Highcock E.G., Field A.R., Roach C.M., Schekochihin A.A., Parra F.I., Dorland W. // *Plasma Physics and Controlled Fusion* – 2017. – T. 59 – № 11.
74. Levinton F.M. Magnetic field pitch-angle measurements in the PBX-M tokamak using the motional Stark effect / Levinton F.M., Fonck R.J., Gammel G.M., Kaita R., Kugel H.W., Powell E.T., Roberts D.W. // *Physical Review Letters* – 1989. – T. 63 – № 19 – C.2060–2063.

75. Field A.R. Plasma rotation and transport in MAST spherical tokamak / Field A.R., Michael C., Akers R.J., Candy J., Colyer G., Guttenfelder W., Ghim Y. -c., Roach C.M., Saarelma S. // Nuclear Fusion – 2011. – Т. 51 – № 6 – С.63006.
76. Курские Г.С. Формирование внутренних транспортных барьеров в токамаке Глобус-М в режиме с ранним включением нейтрального пучка / Курские Г.С., Гусев В.К., Толстяков С.Ю., Березуцкий А.А., Буланин В.В., Варфоломеев В.И., Кочергин М.М., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Патров М.И., Петров А.В., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Семёнов В.В., Яшин А.Ю., Хромов Н.А. // Письма в ЖТФ – 2011. – Т. 37 – № 23 – С.82.
77. Kurskiev G.S. Thomson Scattering Diagnostics Upgrade At the Globus-M Tokamak / Kurskiev G.S., Tolstyakov S.Y., Berezutskiy A.A., Gusev V.K., Kochergin M.M., Minaev V.B., Mukhin E.E., Patrov M.I., Petrov Y.V., Sakharov N.V., Semenov V.V., Chernakov P.V. // Problems of Atomic Science and Technology, Ser. Thermonuclear Fusion – 2012. – Т. 35 – № 2 – С.81–88.
78. Avdeeva G.F. CXRS measurements of ion temperature in NBI discharges on Globus-M spherical tokamak / Avdeeva G.F., Miroshnikov I. V., Bakharev N.N., Kurskiev G.S., Patrov M.I., Yu Sergeev V., Shchegolev P.B. // Journal of Physics: Conference Series – 2016. – Т. 666 – № 1.
79. Fonck R.J. Determination of plasma-ion velocity distribution via charge-exchange recombination spectroscopy / Fonck R.J., Darrow D.S., Jaehnig K.P. // Physical Review A – 1984. – Т. 29 – № 6 – С.3288–3309.
80. Wagner D. Electron and impurity transport studies in the TCV tokamak / Wagner D. // Ecole Polytechnique Federale de Lausanne – С.29–35.
81. Петров М.П. Корпускулярная диагностика квазистационарной термоядерной плазмы / Петров М.П. // Физика плазмы – 1976. – Т. 2 – № 2 – С.212–218.
82. Кисляков А.И. Активная корпускулярная диагностика горячей плазмы / Кисляков А.И., Крупник Л.И. // Физика плазмы – 1981. – Т. 7 – № 4 – С.866–

906.

83. Sladkomedova A.D. Tomography diagnostic of plasma radiated power on the spherical tokamak Globus-M / Sladkomedova A.D., Alekseev A.G., Bakharev N.N., Gusev V.K., Khromov N.A., Kurskiev G.S., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov Y. V., Sakharov N. V., Shchegolev P.B., Solokha V. V., Telnova A.Y., Tolstyakov S.Y., Zabrodsky V. V. // Review of Scientific Instruments – 2018. – Т. 89 – № 8.

84. Maxtek. M.Model MV-112. Piezoelectric Gas Leak Valve / M. Maxtek.– 17с.

85. E14-140; E14-140-M Manual M.: L-CARD / – , 2010.– 63с.

86. Игонькина Г.Б., Соколов М.М., Тилинин Г.Н. // Сб. докл. 11-й Всерос. конф. по диагностике плазмы. Троицк – 2005.

87. S. Hirshman Neoclassical transport of impurities in tokamak plasmas / S. Hirshman, D. Sigmar // Nuclear Fusion – 1981. – Т. 21 – С.1079.

88. Курскиев Г.С., НУЛЬ-МЕРНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ НАГРЕВА И ТЕРМОИЗОЛЯЦИИ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М В ОМИЧЕСКИХ РЕЖИМАХ / Курскиев Г.С., Сахаров Н.В., Щёголев П.Б., Бахарев Н.Н., Киселев Е.О., Авдеева Г.Ф., Гусев В.К., Ибляминова А.Д., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Патров М.И., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю., Толстяков С.Ю., Токарев В.А. / // / ВАНТ. Сер.: Термоядерный синтез. – 2016. – Т. 39 – № 4 – С.86–94.

89. М. И. Миронов. Плазмофизический код DOUBLE-МС: моделирование потоков атомов, выходящих из плазмы / М. И. Миронов, Ф. В. Чернышев, В. И. Афанасьев, А. Д. Мельник, А. С. Наволоцкий, В. Г. Несеневич, М. П. Петров, С. Я. Петров // ФИЗИКА ПЛАЗМЫ – 2021. – Т. 47 – № 1 – С. 29.

90. Mertens P. Hydrogen release from plasma-facing components into fusion plasmas - recent results from a spectroscopic approach / Mertens P., Brezinsek S., Greenland P.T., Hey J.D., Pospieszczyk a, Reiter D., Samm U., Schweer B.,

Sergienko G., Vietzke E. // Plasma Physics and Controlled Fusion – 2001. – Т. 43 – № 12A – C.A349--A373.

91. Bakharev N.N. Toroidal magnetic field increase in the Globus-M spherical tokamak / Bakharev N.N., Chernyshev F. V., Gusev V.K., Khromov N.A., Kiselev E.O., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Minaev V.B., Miroshnikov I. V., Patrov M.I., Petrov Y. V., Sakharov N. V., Shchegolev P.B., Sladkomedova A.D., Solokha V. V., Telnova A.Y., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Y. // Nucl. Fusion – 2018. – Т. 58 – C.126029.

92. Kurskiev G.S. Scaling of energy confinement time in the Globus-M spherical tokamak / Kurskiev G.S., Gusev V.K., Sakharov N. V., Bakharev N.N., Ibyaminova A.D., Shchegolev P.B., Avdeeva G.F., Kiselev E.O., Minaev V.B., Mukhin E.E., Patrov M.I., Petrov Y. V., Telnova A.Y., Tolstyakov S.Y. // Plasma Physics and Controlled Fusion – 2017. – Т. 59 – № 4.

93. Kurskiev G.S. Thermal energy confinement at the Globus-M spherical tokamak / Kurskiev G.S., Bakharev N.N., Bulanin V. V., Chernyshev F. V., Gusev V.K., Khromov N.A., Kiselev E.O., Minaev V.B., Miroshnikov I. V., Mukhin E.E., Patrov M.I., Petrov A. V., Petrov Y. V., Sakharov N. V., Shchegolev P.B., Sladkomedova A.D., Solokha V. V., Telnova A.Y., Tolstyakov S.Y., Tokarev V.A., Yashin A.Y. // Nuclear Fusion – 2019. – Т. 59 – № 6.

94. Тельнова А.Ю. Перенос тепла и частиц в начальной фазе омических разрядов сферического токамака Глобус-М / Тельнова А.Ю., Курскиев Г.С., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Киселев Е.О., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Тюхменева Е.А., Хромов Н.А., Щёголев П.Б. // Письма В Журнал Технической Физики – 2019. – Т. 45 – № 13 – С.17.

95. Menard J.E. Fusion nuclear science facilities and pilot plants based on the spherical tokamak / Menard J.E., Brown T., El-Guebaly L., Boyer M., Canik J., Colling B., Raman R., Wang Z., Zhai Y., Buxton P., Covele B., D'Angelo C.,

Davis A., Gerhardt S., Gryaznevich M., Harb M., Hender T.C., Kaye S., Kingham D., Kotschenreuther M., Mahajan S., Maingi R., Marriott E., Meier E.T., Mynsberge L., Neumeyer C., Ono M., Park J.-K., Sabbagh S.A., Soukhanovskii V., Valanju P., Woolley R. // *Nuclear Fusion* – 2016. – T. 56 – № 10 – C.106023.

96. Gusev V.K. Globus-M plasma physics research for fusion application and compact neutron source development / Gusev V.K., Bakharev N.N., Ber B.Y., Bulanin V. V, Chernyshev F. V, Dyachenko V. V, Goncharov P.R., Gusakov E.Z., Ibyaminova A.D., Irzak M.A., Kaveeva E.G., Khitrov S.A., Khromov N.A., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Minaev V.B., Mineev A.B., Mironov M.I., Novokhatsky A.N., Patrov M.I., Petrov A. V, Petrov Y. V, Rozhansky V.A., Sakharov N. V, Saveliev A.N., Senichenkov I.Y., Shchegolev P.B., Shcherbinin O.N., Tolstyakov S.Y., Varfolomeev V.I., Voronin A. V, Yashin A.Y. // *Plasma Physics and Controlled Fusion* – 2016. – T. 58 – № 1 – C.14032.

97. TELNOVA A.Y. Influence of the safety factor profile on the particle and heat transport in the Globus-M spherical tokamak / TELNOVA A.Y., KURSKIEV G.S., KISELEV E.O., BAKHAREV N.N., GUSEV V.K., KHROMOV N.A., MEDVEDEV S.Y., MINAEV V.B., MIROSHNIKOV I. V, PATROV M.I., PETROV Y. V, SAKHAROV N. V, SLADKOMEDOVA A.D., SHCHEGOLEV P.B., SOLOKHA V. V, TOKAREV V.A., TOLSTYAKOV S.Y., TUKHMENEVA E.A. // *Plasma Sci. Technol.* – 2019. – T. 21 – C.115101.

98. Yashin A.Y. Phenomena of limit-cycle oscillations in the Globus-M spherical tokamak / Yashin A.Y., Bulanin V.V., Gusev V.K., Kurskiev G.S., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Y.V., Tolstyakov S.Y. // *Nucl. Fusion* – 2018. – T. 58 – C.112009.

99. Telnova A.Y. Effect of increase in the toroidal magnetic field on plasma heating and confinement in the Globus-M tokamak discharges with neutral beam injection / Telnova A.Y., Minaev V.B., Shchegolev P.B., Bakharev N.N., Gusev V.K., Kurskiev G.S., Petrov Y. V., Sakharov N. V. // *Journal of Physics: Conference Series* – 2017. – T. 907 – № 1.

100. Щёголев П.Б. Генерация безындукционных токов путем инъекции пучка атомов в сферическом токамаке Глобус-М / Щёголев П.Б., Минаев В.Б., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Киселев Е.О., Курские Г.С., Патров М.И., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю. // Физика Плазмы – 2019. – Т. 45 – № 3 – С.213–225.
101. Degtyarev L. The KINX ideal MHD stability code for axisymmetric plasmas with separatrix / Degtyarev L., Martynov A., Medvedev S., Troyon F., Villard L., Gruber R. // Computer Physics Communications – 1997. – Т. 103 – № 1 – С.10–27.
102. Тельнова А.Ю. Исследование влияния тока плазмы на ионный теплоперенос в сферическом токамаке Глобус-М / Тельнова А.Ю., Курские Г.С., Мирошников И.В., Авдеева Г.Ф., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Минаев В.Б., Мельник А.Д., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Чернышев Ф.В., Щёголев П.Б. // Письма В Журнал Технической Физики – 2018. – Т. 44 – № 15 – С.100.
103. Tokarev V.A. Studies of edge plasma with the help of a movable Langmuir probe at the Globus-M spherical tokamak / Tokarev V.A., Gusev V.K., Khromov N.A., Patrov M.I., Petrov Y. V., Varfalomeev V.I. // Journal of Physics: Conference Series – 2018. – Т. 1094 – № 1.
104. Minaev V.B. Spherical tokamak Globus-M2: design, integration, construction / Minaev V.B., Gusev V.K., Sakharov N. V, Varfolomeev V.I., Bakharev N.N., Belyakov V.A., Bondarchuk E.N., Brunkov P.N., Chernyshev F. V, Davydenko V.I., Dyachenko V. V, Kavin A.A., Khitrov S.A., Khromov N.A., Kiselev E.O., Konovalov A.N., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Labusov A.N., Melnik A.D., Mineev A.B., Mironov M.I., Miroshnikov I. V, Patrov M.I., Petrov Y. V, Rozhansky V.A., Saveliev A.N., Senichenkov I.Y., Shchegolev P.B., Shcherbinin O.N., Shikhovtsev I. V, Sladkomedova A.D., Solokha V. V, Tanchuk V.N., Telnova A.Y., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Y., Zhilin E.G // Nuclear Fusion – 2017. – С.5–14.
105. Garbet X. Physics of transport in tokamaks / Garbet X., Mantica P., Angioni

C., Asp E., Baranov Y., Bourdelle C., Budny R., Crisanti F., Cordey G., Garzotti L., Kirneva N., Hogeweij D., Hoang T., Imbeaux F., Joffrin E., Litaudon X., Manini A., McDonald D.C., Nordman H., Parail V., Peeters A., Ryter F., Sozzi C., Valovic M., Tala T., Thyagaraja A., Voitsekhovitch I., Weiland J., Weisen H., Zabolotsky A. // *Plasma Physics and Controlled Fusion* – 2004. – T. 46 – № 12 B.

106. Telnova A.Y. Ion heat transport study in the Globus-M spherical tokamak / Telnova A.Y., Kurskiev G.S., Miroshnikov I. V., Sakharov N. V., Kiselev E.O., Larionova M.M., Bakharev N.N., Larionova D.M., Gusev V.K., Khromov N.A., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov Y. V., Sladkomedova A.D., Shchegolev P.B., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Y., Tukhmeneva E.A. // *Plasma Physics and Controlled Fusion* – 2020. – T. 62 – № 4.

107. TUKHMENEVA E.A. Development of Zeff diagnostic system on the Globus-M (M2) tokamak and the first experimental results / TUKHMENEVA E.A., , TOLSTYAKOV S.Y., KURSKIEV G.S., GUSEV V.K., MINAEV V.B., PETROV, Yu. V. SAKHAROV N. V., TELNOVA A.Y., BAKHAREV N.N., SHEGOLEV P.B., KISELEV E.O. // *Plasma Science and Technology* – 2019. – T. 29 – C.105104.

108. Dannert T. Gyrokinetic simulation of collisionless trapped-electron mode turbulence / Dannert T., Jenko F. // *Physics of Plasmas* – 2005. – T. 12 – № 7 – C.1–8.

109. Kiselev E.O. Effect of collisionality on the microinstabilities in the Globus-M spherical tokamak / Kiselev E.O., Bakharev N.N., Bulanin V. V., Gusev V.K., Khromov N.A., Kurskiev G.S., Minaev V.B., Miroshnikov I. V., Patrov M.I., Petrov A. V., Petrov Y. V., Sakharov N. V., Schegolev P.B., Telnova A.Y., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Y., Tukhmeneva E.A., Yashin A.Y. // *Journal of Physics: Conference Series* – 2019. – T. 1383 – № 1.

110. Roach C.M. Gyrokinetic simulations of spherical tokamaks / Roach C.M., Abel I.G., Akers R.J., Arter W., Barnes M., Camenen Y., Casson F.J., Colyer G.,

Connor J.W., Cowley S.C., Dickinson D., Dorland W., Field A.R., Guttenfelder W., Hammett G.W., Hastie R.J., Highcock E., Loureiro N.F., Peeters A.G., Reshko M., Saarelma S., Schekochihin A.A., Valovic M., Wilson H.R. // *Plasma Physics and Controlled Fusion* – 2009. – Т. 51 – № 12.

111. Минеев А.Б. Инженерно-физическая модель (GLOBSYS) для следующего шага программы сферического токамака ГЛОБУС. Описание модели и сопоставление с данными разряда ГЛОБУС-M2 / Минеев А.Б., Бондарчук Э.Н., Кавин А.А., Конин А.Ю., Родин И.Ю., Танчук В.Н., Филатов О.Г., Бахарев Н.Н., Жильцов Н.С., Курские Г.С., Киселёв Е.О., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю. // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез* – 2021. – Т. 44. – № 3 – С.37–51.

112. Минеев А.Б. Параметрические исследования сферического токамака Глобус-3 с различными вариантами электромагнитной системы на основе сплавов меди с помощью кода GLOBSYS / Минеев А.Б., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Бахарев Н.Н., Бондарчук Э.Н., Воронова А.А., Глушаев А.М., Григорьев С.А., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Запретилина Е.Р., Кавин А.А., Киселёв Е.О., Конин А.Ю., Кудрявцева А.М., Курские Г.С., Лабусов А.Н., Петров Ю.В., Родин И.Ю., Танчук В.Н., Тельнова А.Ю., Трофимов В.А., Филатов О.Г. // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез* – 2022. – Т. 45. – № 2 – С.15–36.

113. Menard J.E. Compact steady-state tokamak performance dependence on magnet and core physics limits / Menard J. E. // *Phil.Trans.R.Soc.A* – 2019. – Т. 377. – № 2141 – С. 20170440.

114. Costley A.E., McNamara S.A.M. Fusion performance of spherical and conventional tokamaks: implications for compact pilot plants and reactors / Costley A.E., McNamara S.A.M. // *Plasma Phys. Control. Fusion* – 2021. – Т. 63. – № 3 – С. 035005.

115. Sykes A. Compact fusion energy based on the spherical tokamak / A. Sykes, A.E. Costley, C.G. Windsor, O. Asunta, G. Brittles, P. Buxton, V. Chuyanov, J.W. Connor, M.P. Gryaznevich, B. Huang, J. Hugill, A. Kukushkin,, D. Kingham, A.V. Langtry, S. McNamara, J.G. Morgan, P. Noonan, J.S.H. Ross, V. Shevchenko, R. Slade and G. Smith // Nuclear Fusion – 2018. – T. 58. – № 1 – C. 016039.

116. Rodriguez-Fernandez P. Overview of the SPARC physics basis towards the exploration of burning-plasma regimes in high-field, compact tokamaks / P. Rodriguez-Fernandez, A.J. Creely, M.J. Greenwald, D. Brunner, S.B. Ballinger, C.P. Chrobak, D.T. Garnier, R. Granetz, Z.S. Hartwig, N.T. Howard, J.W. Hughes, J.H. Irby, V.A. Izzo, A.Q. Kuang, Y. Lin, E.S. Marmor, R.T. Mumgaard, C. Rea, M.L. Reinke, V. Riccardo, J.E. Rice, S.D. Scott, B.N. Sorbom, J.A. Stillerman, R. Sweeney, R.A. Tinguely, D.G. Whyte, J.C. Wright and D.V. Yuryev // Nuclear Fusion – 2022. – T. 62. – № 4 – C. 042003.