Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»

На правах рукописи

### Елена Оскаровна Векшина

### Моделирование пристеночной плазмы токамака Глобус-М

01.04.08 – физика плазмы

### ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: д.ф.-м.н. В. А. Рожанский

Санкт-Петербург 2021

### ОГЛАВЛЕНИЕ

Be	еден	ие	4					
1	Моделирование разрядов с различной величиной тока плазмы. Зависимость шири-							
	ны X	SUL от тока плазмы	12					
	1.1 моделирование пристеночной плазмы токамака 1 лооус-м кодом B2SOLPS5							
	1.2	Описание разрядов	14					
	1.3	Входные параметры моделирования	10					
	1.4	Результаты моделирования. Электронная температура	19					
	1.5	Каналы потерь энергии	22					
	1.6	Результаты моделирования разряда 34358 с дополнительным нагревом	24					
	1.7		27					
	1.8	Выводы к главе 1	33					
2	Неоклассическая ширина обдирочного слоя токамака							
	2.1	Оценка ширины SOL по профилю концентрации основных ионов	35					
	2.2	Оценка характерного масштаба спада электронной температуры	37					
	2.3	.3 Моделирование разряда 34439 с пониженными коэффициентами аномально-						
		го переноса. Характерная ширина спада температуры	39					
	2.4	Моделирование разряда 34439 с пониженными коэффициентами аномально-						
		го переноса. Радиальный ток	45					
	2.5	Выводы к главе 2	47					
3	Сравнение разрядов в CDN и DDN конфигурации							
	3.1	Простая модель	50					
	3.2	Моделирование разрядов с различной конфигурацией магнитного поля	52					
	3.3	Анализ результатов моделирования - ширина SOL	55					
	3.4	Электрические токи в пристеночной плазме разряда в конфигурации CDN .	59					
	3.5	Выводы к главе З	65					
4	Анализ стационарных токов, протекающих в пристеночной области токамака							
	4.1	Описание токов в коде SOLPS-ITER	66					
	4.2	Результаты расчётов. Распределение токов в конфигурации DDN на тока-						
		маке Глобус-М. Токи в SOL	68					

2	4.3	.3 Результаты расчётов. Распределение токов в конфигурации DDN на тока-						
		маке Глобус-М. Токи в PFR	72					
2	4.4	Результаты расчётов. Распределение плотности полоидального тока в раз-						
		ряде 34410 токамака Глобус-М	74					
2	4.5	Выводы к главе 4	75					
Зак	Заключение							
A	А Система уравнений кода SOLPS-ITER							
Спи	Список публикаций							
Лит	Титература 8							

## Введение

Диссертация посвящена анализу физических процессов, происходящих в пристеночной плазме токамака Глобус-М в режиме улучшенного удержания. Анализ проводится на основе численного моделирования разрядов Глобуса-М с помощью кода SOLPS-ITER. В диссертации определена зависимость ширины обдирочного слоя (Scrape-Off Layer, SOL) от тока плазмы, вычислена минимальная ширина обдирочного слоя (обусловленная только неоклассическом переносом при подавлении аномального), проведено сравнение нагрузок на диверторные пластины в конфигурациях с двумя X-точками на одной сепаратрисе и с двумя сепаратрисами (Connected Double Null, CDN, и Disconnected Double Null, DDN), определена структура токов в пристеночной плазме токамака Глобус-М.

Методы нагрева плазмы до температуры, при которой может пойти термоядерная реакция с положительным выходом энергии, способы удержания плазмы при этой температуре активно изучаются мировым учёным сообществом, поскольку они позволят создать источник электроэнергии без объёмных выбросов парниковых газов и без создания долгоживущих радиоактивных изотопов. Реализация электростанции на управляемом термоядерном синтезе требует создания установки большего размера, чем размер имеющихся на сегодняшний день. (Критерий Лоусона требует большого времени удержания энергии плазмы для создания электростанции на термоядерном синтезе [1]. Возможный способ увеличения времени удержания энергии – увеличение размера установки.) Одним из ключевых вопросов при создании больших установок является снижение энергетических нагрузок на стенки камеры. Проектируемые токамаки-реакторы будут работать в диверторной конфигурации. В этом случае максимальные нагрузки приходятся на узкую область диверторных пластин вблизи точки пересечения их с сепаратрисой (Strike Point). Для оценки ширины этой области необходимо понимание процессов переноса в пристеночной области разряда. В процессы переноса вносят сравнимый вклад несколько механизмов (аномальный (турбулентный) перенос, дрейфы, столкновительный перенос), поэтому аналитически сложно описать перенос в пристеночной области и требуется численное моделирование с учётом всех перечисленных механизмов. Ширина диверторной области, на которую приходятся максимальные энергетические нагрузки, является ключевым параметром, поскольку эти нагрузки близки к максимально допустимым для материальных поверхностей. Для оценки нагрузок на пластины в проектируемых установках создаются скейлинги, описывающие зависимость ширины SOL от параметров разряда. Достоверность скейлингов проверяется в экспериментах на установках, работающих на данный момент в разных странах. Скейлинги 1999 года [2], созданные на основе экспериментальных данных токамаков Compass-D, JET, Alcator C-MOD, не смогли объединить результаты измерений на разных установках в различных режимах. Затем была обнаружена обратная зависимость ширины SOL от тока плазмы [3]. Эта зависимость была проверена на экспериментальных данных многих токамаков (например, в работе [4], описывающей экспериментальные данные NSTX). Скейлинг, опубликованный в 2013 году [5], обобщил наблюдения на многих токамаках, работающих с током плазмы в диапазоне от 0.4MA(MAST) до 3.5MA(JET). В базу данных для этого скейлинга вошли два сферических токамака, MAST и NSTX, с током плазмы порядка одного мегаампера. Значение тока плазмы токамака Глобус-М может меняться в диапазоне 0.1-0.25MA. В этом диапазоне справедливость скейлинга никто не проверял, поэтому анализ зависимости ширины SOL от тока в экспериментах на Глобус-М представляет научный интерес.

Ширину обдирочного слоя можно оценить экспериментально или при моделировании. Из-за небольшой величины ширины SOL экспериментально её измерить сложно. Для этого используют либо инфракрасную термографию диверторной пластины, либо массив встроенных в дивертор ленгмюровских зондов. Встроенный массив зондов позволяет измерить ширину SOL при условии медленного движения Strike Point по диверторной пластине. Экспериментальное измерение профилей параметров плазмы диверторными зондами при движении Strike Point было успешно проведено на Глобусе-М. Зависимость ширины SOL от параметров разряда экспериментально не изучалась. В главе 1 диссертации зависимость ширины SOL от тока плазмы проанализирована на основе моделирования пристеночной плазмы токамака Глобус-М кодом SOLPS5.2 (в модифицированной версии этот код назван кодом SOLPS-ITER).

Ширина обдирочного слоя определяется соотношением поперечного и продольного переноса за сепаратрисой. До недавнего времени считалось, что основным механизмом поперечного переноса в обдирочном слое является аномальный перенос (раздел 1.4 книги [27]). В режиме улучшенного удержания, который рассматривается как основной режим работы токамака-реактора, аномальный перенос в области транспортного барьера вблизи сепаратрисы подавлен. В работе Голдстона [6] описана модель, в которой основным механизмом поперечного переноса снаружи от сепаратрисы являются дрейфы (неоклассический механизм). Ширина SOL, определяемая этим механизмом, имеет обратную зависимость от тока плазмы, что согласуется со скейлингом в статье [5]. Однако в работе [6] были сделаны эвристические оценки, внутренне противоречивые по признанию самого автора, поскольку не были учтены эффекты того же порядка величины, что и учтённые: дрейф в скрещенных электрическом и магнитном поле, вязкость. Самосогласованная неоклассическая модель формирования обдирочного слоя была предложена В.А.Рожанским и Е.Г.Кавеевой [7]. Ключевым моментом этой модели было протекание радиального тока за сепаратрисой и замыкание этого радиального тока продольными токами на пластины дивертора. Для проверки этой модели необходимо моделирование с выключенными (пониженными) коэффициентами аномального переноса. Попытки такой проверки были представлены в работах [8] и [9] на примере моделирования разряда DIII-D, но численные сложности не позволили понизить коэффициенты аномального переноса до требуемого уровня. В диссертации удалось решить эти проблемы для моделирования пристеночной плазмы Глобуса-М, в котором полоидальное магнитное поле меньше. Соответствующее увеличение ширины SOL увеличивает радиальный масштаб изменения параметров плазмы и облегчает численное моделирование. Понизив коэффициенты аномального переноса до значительного снижения роли аномального переноса, удалось подтвердить основные выводы теоретической модели. Моделирование с пониженными коэффициентами переноса описано в главе 2, структура токов в главе 4.

Экспериментальные установки работают в разных диверторных конфигурациях - с одной Х-точкой, с двумя, Super-X divertor, "снежинка" и др. При выборе конфигурации для будущего токамака-реактора сравнивают энергетические нагрузки в разных случаях, а также стоимость и сложность реализации. Для международной установки ИТЭР выбрана конфигурация с одной Х-точкой. Такая конфигурация изучена на многих установках (JET, ASDEX Upgrade и др.). В рамках проекта DEMO диверторная конфигурация ещё не выбрана и сравнительный анализ энергетических нагрузок для разных магнитных конфигураций - актуальная задача. В главе 3 проведено сравнение энергетических нагрузок в двух случаях: конфигурации с одной Х-точкой и симметричной конфигурации с двумя Х-точками, верхней и нижней. Сравнение выполнено на основе моделирования двух разрядов Глобуса-М: один разряд с двумя сепаратрисами и двумя Х-точками на разных сепаратрисах (DDN, Disconnected Double Null), другой разряд с одной сепаратрисой с двумя X-точками на ней (CDN, Connected Double Null). Как показано в главе 1, энергетические нагрузки на пластины вблизи Strike Point в случае первого разряда аналогичны нагрузкам в случае разряда с одной сепаратрисой и одной Х-точкой. Исходя из упрощённых предположений стоило бы ожидать, что конфигурация CDN в два раза понижает плотность потока энергии на диверторные пластины, так как поток энергии, идущий из центральной области разряда, делится пополам между верхним и нижним диверторами. В главе 3 показано, что поскольку ширина SOL и распределение токов по плазме зависят от конфигурации, то выигрыша в два раза конфигурация CDN не даёт.

Теоретическая модель неоклассического (дрейфового) обдирочного слоя предсказывает наличие радиального тока. Этот ток течёт в объёме плазмы и экспериментальное его измерение - весьма сложная задача. В главе 4 этот ток впервые найден в результате моделирования, впервые продемонстрированы продольные токи, замыкающие радиальный неоклассический ток, вытекающие на диверторные пластины. Результаты моделирования подтверждены экспериментальными данными встроенных в диверторную пластину зондов. Таким образом, продемонстрировано наличие механизма неоклассического переноса в обдирочном слое токамака Глобус-М. Двумерные коды B2SOLPS5.2 и SOLPS-ITER для моделирования пристеночной плазмы токамаков

Для анализа процессов в пристеночной плазме токамаков сотрудниками кафедры физики плазмы Политехнического Университета совместно с иностранными коллегами был создан код SOLPS5.2 [10] на основе решения уравнений переноса, предложенных Брагинским [11]. В уравнениях предполагается двумерная зависимость параметров пристеночной плазмы от полоидальных координат и отсутствие зависимости от тороидальной координаты. Этот код, объединённый с кодом EIRENE, который решает методом Монте-Карло уравнения для нейтральных частиц в плазме, стал кодом SOLPS-ITER ([12], [13]). Код SOLPS-ITER успешно используется для моделирования пристеночной плазмы многих современных токамаков: ASDEX-Upgrade [14], EAST [15], Alcator C-Mod [16] и других.

Код B2SOLPS применялся для описания пристеночной плазмы токамака Глобус-М в режиме улучшенного удержания. Авторами [17] на основе интегрального моделирования двух разрядов было показано, что ширина SOL уменьшается с ростом тока плазмы и слабо зависит от остальных параметров разрядов. Этот вывод подтверждает зависимость, полученную на основе анализа экспериментальных данных многих токамаков, в том числе сферических MAST и NSTX [5].

Уравнения гидродинамической части кода SOLPS-ITER приведены в приложении А.

### Моделирование сферических токамаков с помощью кода B2SOLPS

Кроме сферического токамака Глобус-М, код SOLPS-ITER (SOLPS5.2) применялся для моделирования сферических токамаков NSTX и MAST. В случае NSTX при моделировании в расчёт не были включены дрейфы, что, возможно, помешало в точности воспроизвести экспериментальные данные на диверторной пластине, однако в экваториальной плоскости удалось добиться хорошего совпадения результатов моделирования с экспериментом. На токамаке MAST в расчёт были включены дрейфы.

На NSTX одним из применений моделирования кодом SOLPS5.2 был анализ влияния литиевого дивертора на разряд в режиме улучшенного удержания [18]. Основной задачей исследования было сравнение транспортных процессов в разрядах с литиевым и углеродным дивертором. Ширина транспортного барьера оценивалась в процессе моделирования - зависимость аномальных транспортных коэффициентов от малого радиуса определялась из условия совпадения модельного и экспериментального профилей электронной температуры, ионной температуры и электронной плотности в экваториальной плоскости. В случае литиевого дивертора ширина транспортного барьера оказалась больше.

Код SOLPS5.2 применялся для анализа пристеночной плазмы сферического токамака MAST (R = 0.9m, a = 0.6m, Bt = 0.55T). В работе [19] было показано, что в конфигурации

CDN нагрузки на верхние и нижние пластины не одинаковы. Разница нагрузок на верхние и нижние пластины порождается тороидальным дрейфом, направленным к одной из пар пластин, в рассмотренном случае дрейф ионов направлен к нижним пластинам. В сферическом токамаке с относительно слабым тороидальным магнитным полем этот эффект играет большу́ю роль. Асимметрия дрейфов, при одинаковом граничном условии на поток ионов к пластине со скоростью звука, приводит к различию в плотности и температуре плазмы на верхних и нижних пластинах. Следовательно, возникает различие в потоках тепла на пластины, между пластинами протекает термоток. В работе [19] сделан вывод о значительном эффекте дрейфов в распределении параметров пристеночной плазмы токамака.

### Протекание токов в пристеночной области

Электрические токи в объёме плазмы играют важную роль в процессах переноса в пристеночной области, поскольку они связаны с распределением потенциала плазмы, который определяет электрическое поле и дрейфы в скрещенных полях.

В работе [20] описано экспериментальное измерение токов на диверторные пластины токамака ASDEX-Upgrade и проанализирована роль токов в потоке тепла на пластины. Продемонстрировано, что ток с пластины в плазму (переносимый электронным потоком из плазмы на пластину, превышающим ионный) может значительно превышать ионный ток насыщения. В этом случае отличие потенциала плазмы от плавающего существенно меняет поток тепла на пластину, определённый по измерениям ленгмюровских зондов. В случае, когда ток на диверторные пластины меньше ионного тока насыщения, отличие потока тепла от потока тепла, вычисленного при плавающем потенциале, пренебрежимо мало.

Работа [21] посвящена анализу токов в пристеночной области. В работе показано, что моделирование кодом B2SOLPS5.0 позволяет определить термотоки, текущие с диверторной пластины с большей электронной температурой на пластину с меньшей температурой. Полоидальный ток в SOL является суммой термотока и Пфирш-Шлютеровского тока, имеющего характерную полоидальную зависимость. Кроме того, в работе показано наличие радиального тока в SOL, порождаемого диамагнитным током в неоднородной плазме и неоднородном магнитном поле, показана схема замыкания радиального тока токами на пластины. Однако сравнения с экспериментальными измерениями токов на пластины в [21] проведено не было.

### Цели работы

• Моделирования двумерным транспортным кодом SOLPS-ITER стационарной стадии разрядов токамака Глобус-М

- Анализ на основе моделирования физических процессов, происходящих в пристеночной плазме, в разрядах с улучшенным удержанием в области замкнутых силовых линий токамака Глобус-М
- Изучение зависимости ширины обдирочного слоя от тока плазмы и геометрии разряда. Анализ роли неоклассического (дрейфового) механизма в формировании обдирочного слоя
- Выяснение с помощью моделирования механизмов возникновения токов, вытекающих на пластины дивертора

### Новизна работы

Впервые на основе моделирования нескольких разрядов показана обратная зависимость ширины обдирочного слоя от тока плазмы на токамаке Глобус-М. Впервые анализ результатов двумерного моделирования позволил сравнить ширину SOL для разрядов с разной геометрией - CDN (Connected Double Null, магнитная конфигурация разряда содержит одну сепаратрису и две X-точки на ней) и DDN (Disconnected Double Null, магнитная конфигурация разряда содержит две сепаратрисы), и показал, что ширина SOL слабо зависит от геометрии разряда, а уменьшение плотности потока энергии на пластину в случае CDN составляет порядка 36%. На основе моделирования показано, что неоклассический перенос играет заметную роль в формировании обдирочного слоя при доминирующей роли турбулентного переноса. Впервые на основе моделирования подтверждено существование радиального тока в обдирочном слое, предсказанное теоретически. Впервые предсказан тип токов (Plates Closing Currents - PCC), замыкающих поперечные токи в объёме плазмы через диверторные пластины. Продемонстрировано, что вытекающие на пластины дивертора токи, вычисленные при моделировании, близки к токам, измеряемым диверторными зондами токамака Глобус-М. Продемонстрировано, что дрейфовый механизм протекания токов, описанный в коде SOLPS-ITER, приводит к возникновению токов на диверторные пластины, значения которых близки к измеренным экспериментально, что подтверждает адекватность физической модели, заложенной в код.

### Достоверность научных результатов

Достоверность научных результатов диссертации основана, на использовании кода SOLPS-ITER, применяемого на многих токамаках, и подтверждена результатами экспериментальных измерений на токамаке Глобус-М. Результаты моделирования кодом B2SOLPS (впоследствии вошедшим в SOLPS-ITER) хорошо согласуются с экспериментальными данными [22], а также с результатами моделирования другими численными кодами для расчёта параметров плазмы в пристеночной области токамаков [23]. Моделирование пристеночной плазмы токамака Глобус-М подтверждается результатами измерений, выполненных подвижным зондом Ленгмюра, расположенным в экваториальной плоскости, и диверторными зондами.

Обнаруженная обратная зависимость ширины обдирочного слоя от тока плазмы подтверждает скейлинг, полученный при анализе экспериментальных данных многих токамаков.

Одновременно с исследованиями токов через диверторные пластины Глобуса-М, проводилось исследование токов, протекающих через диверторные пластины токамака ASDEX-Upgrade. На обоих токамаках схемы замыкания токов оказались похожими [24].

### Практическая значимость работы

- 1. Зависимость ширины обдирочного слоя, полученная в результате моделирования, от тока по плазме для малых токов на примере токамака Глобус-М является дополнением к существующим сейлингам
- Рассчитаны энергетические нагрузки на диверторные пластины в стационарной стадии разряда токамака Глобус-М и выяснена зависимость этих нагрузок от геометрии разряда. В результате моделирования показано, что выигрыш при использовании конфигурации с верхним и нижним диверторами является меньшим, чем предполагалось
- 3. Предсказано, что токи, протекающие в объёме пристеночной плазмы, замыкаются токами на диверторные пластины, что влияет на тепловую нагрузку на пластины

#### Положения, выносимые на защиту:

- 1. Моделирование разрядов токамака Глобус-М в режимах улучшенного удержания с различными значениями тока по плазме в различных диверторных конфигурациях согласованное с результатами экспериментальных измерений. Подбор коэффициентов аномального поперечного переноса, коэффициента распыления углерода
- 2. Анализ на основе моделирования зависимости ширины обдирочного слоя от тока плазмы в разрядах с улучшенным удержанием токамака Глобус-М
- Оценка ширины обдирочного слоя, сформированного неоклассическими (дрейфовыми) процессами, на основе численного эксперимента – моделирования с подавленным снаружи от сепаратрисы аномальным переносом
- 4. Анализ на основе результатов двумерного моделирования пристеночной плазмы зависимости ширины обдирочного слоя и пикового значения плотности потока энергии на диверторную пластину от магнитной конфигурации для случаев конфигураций с двумя сепаратрисами и одной сепаратрисы с двумя Х-точками

- 5. Подтверждение численными расчётами модели протекания радиального тока в обдирочном слое и его замыкания парой токов, вытекающих на пластины дивертора
- 6. Результаты моделирования тепловых потоков и токов соответствуют результатам зондовых измерений на пластинах дивертора

### Апробация работы

Результаты, вошедшие в диссертацию, были получены в период с 2013 по 2020 год и описаны в статьях, опубликованных в научных журналах Plasma Physics and Controlled Fusion, Nuclear Materials and Energy, Nuclear Fusion. Всего публикаций - 9.

По результатам работы были сделаны доклады:

- устный на 45 EPS Conference on Plasma Physics (2018) V. Rozhansky, E. Kaveeva, I. Senichenkov, E. Vekshina "Role of neoclassical mechanisms in the formation of a tokamak scrape-off layer"
- 2. устный на международной конференции Nature conference "Advances and Applications in Plasma Physics" (AAPP2019)
- стендовый на международной конференции PSI-24, 2021, V. Rozhansky, E. Kaveeva, I. Senichenkov, D. Sorokina, E. Vekshina, D. Coster, P. McCarthy, N. Khromov "Currents structure in the scrape-off layer of a tokamak"
- 4. на XLVIII Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (2021) В.К.Гусев и др. "Глобус-М2: первые результаты работ и планы научных исследований"
- 5. на 28 IAEA FEC конференции (2021) Yury Petrov et. al. "Overview of Globus-M2 spherical tokamak results at the enhanced values of magnetic field and plasma current"

Результаты докладывались на семинарах кафедры физики плазмы Политехнического Университета и лаборатории физики высокотемпературной плазмы ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

# ГЛАВА 1 Моделирование разрядов с различной величиной тока плазмы. Зависимость ширины SOL от тока плазмы

Данная глава посвящена моделированию стационарной стадии разрядов токамака Глобус-М в геометрии DDN (Disconnected Double Null) в режиме улучшенного удержания. Разряды отличались током по плазме, мощностью, центральными значениями электронной температуры и плотности. Целью работы было моделирование типичных разрядов токамака Глобус-М и выяснение зависимости ширины SOL (Scrape Off Layer) от параметров плазмы, в частности от величины тока по плазме. Основные результаты опубликованы в [25].

# 1.1 Моделирование пристеночной плазмы токамака Глобус-М кодом B2SOLPS5.2

В качестве проверки применимости стационарного кода B2SOLPS5.2 для моделирования пристеночной области токамака Глобус-М была проведена следующая оценка. Стационарная стадия разряда Глобуса-М длится около 40ms. Оценка скин-времени в данном случае выглядит следующим образом [26]:

$$t_{skin} = \mu_0 \sigma L^2 = \frac{\mu_0 n_e e^2 \tau_e}{m_e} L^2$$
(1.1)

где  $\sigma$  – проводимость плазмы,  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $n_e$  – концентрация электронов, e – элементарный заряд,  $\tau_e$  – характерное время между электрон-ионными столкновениями,  $m_e$  – масса электрона, L – характерный поперечный размер плазмы. Подстановка в выражение 1.1 параметров типичного разряда Глобуса-М даёт величину **3***ms*, много меньшую длительности стационарной стадии разряда, что позволяет моделировать параметры плазмы кодом B2SOLPS5.2, который описывает стационарные состояния.

Заряженные частицы в коде B2SOLPS5.2 описываются гидродинамически. При моделировании проверялось, что длина свободного пробега электронов в полоидальном направлении не превышает характерных масштабов изменения параметров. Из рисунка 1.1 видно, что, действительно, полоидальная проекция продольной длины свободного пробега электронов в SOL составляла несколько сантиметров, и не превышала характерного полоидального размера изменения параметров плазмы (см. рисунок 1.7).



Рис. 1.1: Полоидальная проекция длины свободного пробега электронов.

Описание нейтральных частиц также проводилось с помощью гидродинамических уравнений. Основными процессами, в которых участвуют нейтральные атомы, являются ионизация электронным ударом и резонансная перезарядка на ионах дейтерия. Оценка характерной длины свободного пробега нейтральных атомов относительно ионизации даёт  $L_{ion} = V_a/(n_e < \sigma_{ion}V_e >) = 3 \times 10^4/(1.5 \times 10^{19} \cdot 2 \times 10^{-14}) = 0.09m$ , где  $V_a$ ,  $V_e$  – скорости атомов и электронов, соответственно (оценка сечения ионизации  $\sigma_{ion}$  взята из [27]). Оценка характерной длины свободного пробега относительно перезарядки даёт

 $L_{ch.ex.} = 1/(n_i \sigma_{ch.ex.}) = 1/(1.5 \times 10^{19} \cdot 4.3 \times 10^{-19}) = 0.16m$ , где  $n_i$  – концентрация ионов (оценка сечения перезарядки  $\sigma_{ch.ex.}$  взята из [26]). Таким образом, проекция длин свободного пробега на полоидальную плоскость оказалась порядка характерного размера диверторной области и гидродинамический подход не годился бы в данном случае. В коде SOLPS-ITER предусмотрено ограничение диффузионных потоков: их скорость не может быть больше тепловой (flux limiting). Это искусственное ограничение расширяет область применимости гидродинамического описания. При моделировании разрядов Глобуса-М для нейтральных атомов применялся гидродинамический, а не кинетический подход, что позволило на несколько порядков уменьшить расчётное время.

### 1.2 Описание разрядов

Для анализа были выбраны стационарные стадии пяти разрядов. В таблице 1.1 приведены основные параметры этих разрядов. В первом столбце - номер разряда, во втором столбце указан тип нагрева - либо только омический нагрев (ohmic heating - OH), либо дополнительный нагрев нейтральным пучком (neutral beam injection - NBI). Далее указаны значение тока по плазме  $(I_{pl})$ , центральное значение электронной температуры  $(T_e^{center})$  и концентрации  $(n_e^{center})$ , мощность разряда (Power, kW). В седьмом столбце указано расстояние между внутренней и внешней сепаратрисами на внешнем обводе ( $dR_{sep}^{mid}$ ). В последнем - коэффициент расширения магнитного потока (flux expansion factor) - отношение расстояния между магнитными поверхностями у нижней наружной диверторной пластины и в экваториальной плоскости. Значения двух последних параметров определяются по магнитной конфигурации, реконструированной кодом EFIT [28].

О переходе в режим улучшенного удержания свидетельствуют уменьшение интенсивности излучения на линии  $D_{alpha}$  (656nm), рост среднего значения электронной плотности при неизменном уровне газонапуска (см. рисунок 1.2) [29].

На рисунке 1.3 приведены результаты измерений лазерной диагностики, определяющей электронную температуру и плотность по томсоновскому рассеянию лазерного излучения в экваториальной плоскости внутри сепаратрисы.

номер	тип	$I_{pl}$ ,	$T_e^{center},$	$n_e^{center}$ ,	Power,	$dR_{sep}^{mid}$ ,	flux
разряда	нагрева	kA	eV	$10^{19}m^{-1}$	$^{-3}$ kW	ст	expansion
							factor
34439	OH	114	490	3.7	178	0.40	3.49
32171	OH	125	445	6.0	257	0.50	3.83
34358	OH + NBI	142	461	5.8	415	0.66	5.82
30095	OH	166	655	3.6	234	0.99	3.65
34410	OH	198	770	3.2	390	0.65	7.3

Таблица 1.1: Основные параметры пяти разрядов



Рис. 1.2: Временной ход параметров разряда 34410 - данные интерферометра вдоль вертикальной хорды со значением большого радиуса 42*cm*, интенсивность излучения на линии  $D_{alpha}$  вблизи нижнего дивертора, интенсивность газонапуска. Для моделирования был выбран момент времени 165*ms*.



Рис. 1.3: Профили электронной плотности и температуры в экваториальной плоскости для всех пяти разрядов.

### 1.3 Входные параметры моделирования

Граничные условия при моделировании задавались таким образом, чтобы модельные профили были близки к экспериментальным данным томсновского рассеяния и ленгмюровских зондов. Данные томсоновского рассеяния относятся к экваториальной плоскости. Зондовые измерения были доступны в наружной части экваториальной плоскости и на нижней наружной диверторной пластине. Моделирование проводилось с учётом дрейфов и токов.

Электроны замагничены во всей расчётной области – частота столкновений меньше ларморовской частоты (частота столкновений в диверторной области  $v_{ee} < 10^8 s^{-1}$ , циклотронная частота  $\omega_{ce} > 4 \times 10^{10} rad/s$ ). Ионы также замагничены – частота столкновений меньше ларморовской частоты (частота столкновений  $v_{ii} \approx 10^5 s^{-1}$ , циклотронная частота:  $\omega_{ci} > 10^7 rad/s$ ).

В коде B2SOLPS5.2 аномальный перенос частиц и тепла за счёт турбулентных процессов задаётся с помощью коэффициентов переноса. При моделировании пяти разрядов токамака Глобус-М аномальные коэффициенты электронной теплопроводности и коэффициент диффузии подбирались по экспериментальным профилям электронной температуры и плотности.

Отличительной чертой токамака Глобус-М является относительно небольшое значение тороидального магнитного поля (0.4*T* на оси). Небольшая величина тороидального магнитного поля приводит к сильным неоклассическим эффектам - амплитуда возмущения ионной температуры на замкнутой магнитной поверхности, близкой к сепаратрисе, оказывается порядка самой ионной температуры. Это проиллюстрировано на рисунке 1.4, где изображена ионная температура на замкнутой поверхности вблизи сепаратрисы для раз-



Рис. 1.4: Полоидальное распределение ионной температуры в последней ячейке внутри CORE перед сепаратрисой для разряда 34439. В верхней части обхода температура опускается до 8eV, вблизи нижней Х-точки, ионная температура порядка 30eV.

ряда 34439, где ионная температура была самая низкая и эффект был выражен сильнее всего.

На рисунке 1.5 приведены профили аномальных коэффициентов переноса в пяти разрядах.

Обращённая к плазме поверхность камеры токамака Глобус-М покрыта углеродными пластинами. Из-за распыления пластин в плазме присутствует углерод и это было учтено в моделировании. Источником углерода в расчётах было распыление со стенок с заданным коэффициентом. Коэффициент распыления задавался таким образом, чтобы эффективный заряд,  $z_{eff}$ , по результатам моделирования был близок к оценке эффективного заряда по проводимости плазмы 1.2 (оценка проводимости см. [1], стр. 71, кинетический коэффициент 0.51 взят для плазмы с однозарядными ионами)

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \tau_e}{0.51 m_e} = \frac{3\varepsilon_0^2 (2\pi T_e)^{3/2}}{0.51 m_e^{1/2} e^2 \ln \Lambda} \cdot \frac{1}{z_{eff}}$$

$$z_{eff} = \frac{\sum n_i \cdot z_i^2}{\sum n_i \cdot z_i}$$
(1.2)

где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $T_e$  – электронная температура (для определения проводимости значение температуры берётся в центральной части разряда),  $\Lambda$  – кулоновский логарифм. Пример оценки эффективного заряда для разряда 34410 ( $I_{pl} = 200kA, U_{loop} = 1.6V$ ): 1.3, 1.4



Рис. 1.5: Профили аномальных коэффициентов переноса в экваториальной плоскости.

номер	$P_{total}$ ,	$P_{Radiation,Core}$ ,	$L_c$ ,	$T_{e,mdpl}$ ,	$T_{e,trg}$ ,	$\frac{L_c}{L_{mfp}}$
разряда	kW	kW	m	eV	eV	
34439	178	25.8	4.7	28	18	7.56
32171	257	18.1	4.1	35	23.6	4.2
34358	415	33	3.55	44	33	3.05
30095	234	17.8	3.3	33.5	18	4.77
34410	390	28	2.7	41	28.5	3.3

Таблица 1.2: Температура на сепаратрисе и на диверторной пластине

$$R = U_{loop}/I_{pl} = \frac{1.6}{2 \times 10^5} = 8 \times 10^{-6} Om$$

$$\sigma = 2\pi R_{major}/(R \cdot S_{\perp}) = \frac{2.5}{8 \times 10^{-6} \cdot 0.37} = 8.4 \times 10^6 (Om^{-1}m^{-1})$$
(1.3)

где R – сопротивление плазменного витка,  $R_{major}$  – большой радиус плазменного витка,  $S_{\perp}$  – площадь сечения плазменного витка. Оценка эффективного заряда из 1.2

$$z_{eff} = \frac{T_e^{3/2}}{2.8 \times 10^{-8} \cdot 8.4 \times 10^6} = 2.2 \tag{1.4}$$

где $T_e$  - электронная температура в keV

### 1.4 Результаты моделирования. Электронная температура

На рисунке 1.6 представлены модельный и измеренный профили электронной температуры в экваториальной плоскости для двух разрядов 34439 и 34410. На рисунке 1.7 приведено двумерное распределение температуры в разряде 30095, изотермы проведены с логарифмическим шагом.

Электронная температура вблизи Strike Point (Strike Point – точка пересечения сепаратрисы с диверторной пластиной) ( $T_{e,trg}$ ) для всех разрядов указана в таблице 1.2. Её значение заметно меньше, чем значение электронной температуры в ближнем SOL в экваториальной плоскости ( $T_{e,mdpl}$ ). Перепад температур вдоль силовой линии вызывает теплопроводность. Оценим, какой из механизмов (теплопроводность или конвективный перенос тепла) является основным. Оценка конвективного потока тепла:  $q_{conv} \approx 5/2\Gamma * T_e$ , где  $\Gamma$  – поток частиц вдоль магнитного поля,  $q_{conv} \approx 5/2n\sqrt{T_e/m_i}T_e \approx 5.5 \cdot 10^6 (W/m^2)$ . Оценка потока тепла, связанного с теплопроводностью ([27], (4.83)):  $q_{cond} \approx k_{0e}T_e^{5/2}\frac{dT_e}{dl}$ , где  $k_{0e} \approx 2000$ , dl– элемент длины силовой лиинии,  $q_{cond} \approx 2.4 \cdot 10^7 (W/m^2)$ . Таким образом, основной вклад в поток тепла связан с теплопроводностью, то есть режим работы дивертора - conduction limited regime. Если применить к диверторной области двухточечную модель (two-point model), то в conduction limited regime оценка температуры вдали от диверторной пластины ([27], (5.7)):



Рис. 1.6: Профили электронной температуры в экваториальной плоскости для разрядов 34439 и 34410.



Рис. 1.7: Электронная температура на расчётной сетке для разряда 30095.



Рис. 1.8: Зависимость электронной температуры на входе в дивертор от величины, определяемой выражением 1.5.

$$T_e = \left(\frac{7}{2} \frac{q_{\parallel} L_c}{k_{0e}}\right)^{2/7} \tag{1.5}$$

 $T_e$  - температура в электронвольтах,  $q_{\parallel}$  - плотность потока тепла в  $W/m^2, \, L_c$  - длина силовой линии от upstream (под upstream в данном случае имеется в виду уровень X-точки - начало диверторной области) до диверторной пластины, величина L<sub>c</sub> указана в таблице 1.2. На рисунке 1.8 показана зависимость электронной температуры на входе силовой линии в диверторную область от температуры, полученной в two-point model. Прямая y = x показана чёрной линией. Результаты моделирования не ложатся на эту прямую. Неприменимость модели объясняется несколькими факторами. Одним фактором является большая величина длины свободного пробега электронов. Отношение connection length (длины силовой линии магнитного поля от данной точки до материальной стенки)  $L_c$  к длине свободного пробега в ближнем SOL в экваториальной плоскости обозначено  $\frac{L_c}{L_{mfp}}$  в таблице 1.2. Если это отношение порядка единицы, то гидродинамический подход становится неприменим. Для моделирования плазмы в таких условиях в код включен механизм ограничения потока, вызванного теплопроводностью - flux limit. Другой фактор: дрейфы поперёк магнитного поля, играет существенную роль в токамаке Глобус-М (подробнее об этом пойдёт речь в главе, посвящённой сравнению разрядов в CDN и DDN конфигурации). В two-point model не учтен перенос частиц и энергии поперёк магнитного поля и оценки этой модели не точны.

#### 1.5 Каналы потерь энергии

Потеря энергии из плазмы происходит либо в виде кинетической энергии частиц, попадающих на стенку, либо в виде излучения. Потоки частиц попадают в основном на четыре

номер	$P_{total},$	$P_{rad,D}$ ,	$P_{rad,C}$ ,	$P_{LOT}$ ,	$P_{LIT}$ ,	$P_{UOT}$ ,	$P_{UIT}$ ,
разряда	kW	kW	kW	kW	kW	kW	kW
34439	178	17(10%)	59(33%)	44.6	7.1	23.5	1.9
32171	257	19(7%)	69(27%)	82	15.6	36.2	4.8
34358	415	40(10%)	98(24%)	161	22.5	42	4.2
30095	234	30(13%)	44(19%)	91.5	21.7	22.5	2.3
34410	390	48(12%)	102(35%)	146	20.5	29	4.6

Таблица 1.3: Потери энергии

диверторные пластины. Потери на излучение это либо тормозное излучение, генерируемое электронами при взаимодействии с заряженными частицами, либо излучение, сопровождающее атомные процессы - линейчатое излучение, излучение при рекомбинации иона. Потери на излучение могут быть условно приписаны какому-либо сорту ионов, например, тормозное излучение происходит из-за взаимодействия электронов с каким-либо сортом ионов.

В таблице 1.3 показаны для всех разрядов потери энергии на излучение и потоки энергии на диверторные пластины. Во втором столбике ( $P_{total}$ ) указана мощность разряда, в третьем ( $P_{rad,D}$ ) – потери на излучение, вызванные ионами и атомами дейтерия, а также доля этих потерь в мощности разряда. В четвёртом столбике ( $P_{rad,C}$ ) – потери на излучение, вызванные ионами и атомами углерода. Следующие четыре столбика ( $P_{LOT}$ ,  $P_{LIT}$ ,  $P_{UOT}$ ,  $P_{UIT}$ ) – интегральный поток энергии, выходящий на нижнюю наружную, нижнюю внутреннюю, верхнюю наружную, верхнюю внутреннюю пластины соответственно.

На левом верхнем графике рисунка 1.9 показана мощность всех пяти разрядов, а также основные каналы потерь энергии разряда – поток энергии на нижнюю наружную диверторную пластину и излучение. Самая большая мощность в разряде с дополнительным нагревом NBI. На этом же рисунке 1.9 круговые диаграммы показывают долю потерь энергии на излучение и долю потока энергии на нижнюю наружную диверторную пластину. Видно, что в разряде 34439 с током плазмы 114kA самая маленькая доля энергии приходится на нижнюю наружную диверторную пластину. А в разряде 34410 с током плазмы 198kA, наоборот, доля энергии, приходящейся на нижнюю наружную диверторную пластину, самая большая. Это объясняется тем, что расстояние между сепаратрисами в разряде 34439 самое маленькое - 0.4ст (см. таблицу 1.1) и этот разряд ближе всех к магнитной конфигурации CDN, у которого две Х-точки расположены на одной сепаратрисе и потоки энергии на верхнюю и нижнюю наружные пластины становятся почти одинаковыми (см. главу о сравнении CDN и DDN конфигураций данной работы). В разряде 34410 расстояние между сепаратрисами - 0.65ст (см. 1.1). На самом деле играет роль не само расстояние, а его отношение к ширине SOL в данном разряде, зависимость ширины SOL от параметров разряда проанализирована в следующем разделе. Разряд 34410 ближе к магнитной конфигурации LSN (Lower Single Null), содержащей только одну сепаратрису.



Рис. 1.9: Мощность пяти разрядов, поток энергии на нижнюю наружную диверторную пластину (Lower Outer Target) и излучение (Radiation). Пять круговых диаграмм, показывающих долю основных каналов потерь энергии в мощности каждого разряда.

В такой конфигурации в случае, когда дивертор не перешёл в режим отрыва, нижняя наружная пластина получает основную часть потока энергии.

На рисунке 1.10 показаны профили эффективного заряда в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля для всех пяти разрядов, полученные при моделировании.

## 1.6 Результаты моделирования разряда 34358 с дополнительным нагревом

В этом разделе приводятся результаты моделирования разряда 34358 с дополнительным нагревом NBI (Neutral Beam Injection). В экваториальной плоскости результаты моделирования сравнивались с экспериментальными данными томсоновского рассеяния и подвижным зондом Ленгмюра, расположенным в экваториальной плоскости, результаты сравнения электронной температуры и плотности приведены на рисунках 1.11 и 1.12.

На нижней наружной диверторной пластине результаты моделирования сравнивались с величинами, измеренными диверторными зондами. На рисунках 1.13, 1.14 и 1.15 представлено сравнение ионного тока насыщения, плавающего потенциала и электронной температуры. Результаты моделирования удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

На рисунке 1.16 показана плотность электрического тока на диверторные пластины. Граничное условие нулевого тока из плазмы поставлено интегрально - для всей границы плазмы. При этом на одну пластину может течь ненулевой ток. Из рисунка видно, что на нижнюю внутреннюю диверторную пластину ток в каждой её точке отрицательный в



Рис. 1.10: Эффективный заряд со стороны слабого магнитного поля для пяти разрядов.



Рис. 1.11: Разряд 34358: профиль электронной температуры в экваториальной плоскости по томсоновской диагностике, подвижному зонду Ленгмюра и результаты моделирования.



Рис. 1.12: Разряд 34358: профиль электронной плотности в экваториальной плоскости по томсоновской диагностике, подвижному зонду Ленгмюра и результаты моделирования.



Рис. 1.13: Разряд 34358: ионный ток насыщения на нижней наружной диверторной пластине - результаты моделирования и измерений диверторными зондами.



Рис. 1.14: Разряд 34358: плавающий потенциал, измеренный относительно камеры, на нижней наружной диверторной пластине - результаты моделирования и измерений диверторными зондами.



Рис. 1.15: Разряд 34358: Температура электронов на нижней наружной диверторной пластине - результаты моделирования и измерений диверторными зондами.



Рис. 1.16: Разряд 34358, результаты моделирования, токи на четыре пластины. Знак тока соответствует координатной системе кода SOLPS-ITER.



Рис. 1.17: Разряд 34358, плотность электронов вблизи четырёх пластин.

координатах SOLPS-ITER, следовательно ток течёт на пластину. Для верхней внутренней пластины отрицательный знак тока соответствует току с пластины. Подробнее токи на пластины будут рассматриваться в следующей главе.

На рисунке 1.17 показана электронная плотность вдоль четырёх пластин.

На рисунке 1.18 показано двумерное распределение плотности плазмы в расчётной области. На рисунке 1.19 показано двумерное распределение электронной температуры по всей расчётной области, температурная шкала при этом логарифмическая.

На следующих двух рисунках 1.20 и 1.21 показана плотность излучения, вызванная наличием ионов и атомов дейтерия и углерода. В неё входит и линейчатое, и тормозное излучение.

### 1.7 Ширина SOL

Ширина SOL определялась по экспоненциальной аппроксимации электронной температуры в ближнем SOL. Алгоритм определения ширины SOL такой же, как и в работе [17]:



Рис. 1.18: Плотность электронов во всей расчётной области.



Рис. 1.19: Электронная температура во всей расчётной области.



Рис. 1.20: Плотность излучения, обусловленного наличием нейтрального дейтерия и ионов дейтерия.



Рис. 1.21: Плотность излучения, обусловленного наличием нейтрального углерода и ионов углерода.



Рис. 1.22: Аппроксимация экваториального профиля электронной температуры экспоненциальной функцией. Разряд 34410. По вертикальной оси - логарифмический масштаб. В качестве ширины SOL данного разряда был выбран параметр аппроксимирующей функции, определённой по пяти точкам профиля температуры в SOL - 6.33mm.

профиль электронной температуры за сепаратрисой в экваториальной плоскости со стороны слабого поля (Low Field Side, LFS) аппроксимировался функцией  $T_e = \alpha \cdot exp(-R/\lambda_{Te})$ (на рисунке 1.22, по вертикальной оси выбран логарифмический масштаб, поэтому аппроксимирующие функции - прямые). Как известно из экспериментальных исследований, например [30], профиль электронной температуры аппроксимируется экспоненциальной зависимостью только в ближнем SOL. В дальнем SOL профиль становится более пологим. Параметр экспоненты  $\lambda_{Te}$  назван шириной SOL данного разряда.

Ширина SOL для разрядов с различными значениями тока плазмы показана на рисунке 1.23 звёздочками. Сплошной линией показана аппроксимация ширины SOL кривой  $\lambda = \alpha \cdot (I_{plasma})^{\beta}$ , где  $\lambda$  в *cm*,  $I_{plasma}$  в *kA*. Параметры аппроксимирующей функции:  $\alpha = 3.25 \times 10^2$ ,  $\beta = -1.2$ .

Обратная зависимость ширины SOL от тока плазмы согласуется с экспериментальными результатами на многих токамаках [5], полученными при значительно больших токах плазмы (минимальный ток из базы данных [5] - 0.4MA на токамаке MAST, максимальный - 3.5MA на JET). Зависимость ширины SOL от параметров плазмы при низких токах по плазме, типичных для токамака Глобус-М, исследована впервые. Количественное сравнение со скейлингом, описанным в [5], не приводится, поскольку в указанной статье под шириной SOL понимается спроецированная вдоль магнитных поверхностей в экваториальную плоскость полуширина пика потока энергии на диверторной пластине, а не характерная ширина спада радиального профиля температуры. Оценка ширины SOL по скейлингу, приведённому в [5] для сферических токамаков MAST и NSTX, даёт величи-



Рис. 1.23: Зависимость ширины SOL от тока плазмы для пяти разрядов. Сплошной линией показана аппроксимация ширины SOL кривой  $\lambda_{Te}[cm] = 3.25 \times 10^2 / (I_{plasma}[kA])^{1.2}$ .

ну порядка 8*mm*. Экспериментальное определение по профилю температуры затруднено, поскольку обычно положение сепаратрисы экспериментально известно с погрешностью порядка ширины SOL.

### 1.8 Выводы к главе 1

Впервые проанализирована зависимость ширины SOL от тока плазмы для разрядов токамака Глобус-М. Ширина SOL оценивалась по результатам моделирования кодом SOLP-ITER стационарной стадии разрядов в режиме улучшенного удержания. Моделирование пристеночной плазмы токамака Глобус-М кодом SOLPS-ITER удовлетворительно воспроизводит экспериментальные данные.

Продемонстрировано, что ширина SOL разряда Глобуса-М уменьшается с увеличением тока по плазме  $\lambda \propto 1/I_{plasma}$  и составляет 12-6mm для разрядов с током по плазме 110-200kA.

Продемонстрировано, что неоклассические эффекты играют существенную роль в сферическом токамаке с магнитным полем 0.4T.

Определены основные каналы потерь энергии в разряде: 19-35 процентов мощности разряда рассеивается за счёт присутствия в разряде углерода, 7-13 процентов энергии рассеивается за счёт ионов и атомов дейтерия. Доля интегрального потока энергии, приходящегося на нижнюю наружную диверторную пластину, зависит от расстояния между внутренней и наружной сепаратрисами в экваториальной плоскости. Если это расстояние больше ширины SOL, то поток энергии на нижнюю наружную диверторную пластину порядка 45% мощности разряда. Если расстояние между сепаратрисами в экваториальной плоскости меньше ширины SOL, то интегральный поток энергии на нижнюю наружную диверторную пластину - порядка 25% мощности разряда.

# глава 2 Неоклассическая ширина обдирочного слоя токамака

Проблема малой ширины обдирочного слоя (SOL) токамака является принципиальной для токамаков с большим значением тока по плазме и длительным импульсом. Экспериментальные исследования на многих современных токамаках показали, что ширина SOL слабо зависит от мощности разряда токамака [5]. Небольшая ширина SOL, не зависящая от мощности, приводит к тому, что на больших установках плотность потока энергии на диверторную пластину превышает допустимые значения для любых материалов. Знание ширины SOL для будущих токамаков необходимо для того, чтобы выбрать конструкцию, позволяющую реализовать плазменный разряд, не разрушая стенки камеры - подобрать угол наклона диверторных пластин к магнитному полю, выбрать магнитную топологию разряда.

Известно, что в токамаке поперечный перенос частиц и энергии преимущественно аномальный. Простая модель ширины SOL, учитывающая только аномальный поперечный перенос, даёт следующую зависимость ширины SOL от коэффициентов аномального переноса:  $\lambda \sim \sqrt{D}$  (см. книгу Stangeby [27]). Такая зависимость приводит к бесконечно узкому обдирочному слою в случае подавления аномального переноса и не объясняет экспериментальной зависимости от тока плазмы.

Goldston создал упрощённую модель дрейфовой ширины SOL при отсутствии аномального переноса [6] и показал, что эта модель даёт ту же зависимость ширины SOL от тока плазмы, что и экспериментальный скейлинг. Оценка ширины SOL по модели Голдстона, названной автором эвристической,  $\lambda \approx 2a\rho_{pol}/R$ , где *a* - малый радиус, *R* - большой радиус,  $\rho_{pol}$  - ларморовский радиус иона в полоидальном магнитном поле. В работе [6] не был учтён дрейф в скрещенных полях, хотя вклад потока, вызванного этим дрейфом, в баланс частиц порядка учтённого Пфирш-Шлютеровского. Не была учтена картина замыкания токов в SOL, радиальный перенос энергии.

В данной главе сравниваются результаты моделирования кодом SOLPS-ITER с пониженными коэффициентами аномального переноса с предсказаниями модели неоклассического обдирочного слоя. Модель, предложенная В.А.Рожанским и Е.Г.Кавеевой, учитывает замыкание электрического тока и дрейф в скрещенных полях, а также радиальный перенос энергии. Ширина SOL по профилю плотности в данной модели отличается от аналогичной величины в модели Голдстона множителем порядка единицы. Модель В.А.Рожанского и Е.Г.Кавеевой опубликована в [7]. Ширина SOL по профилю температуры в рамках указанной модели меньше, чем ширина по профилю концентрации, и так же повторяет экспериментальную зависимость от тока по плазме.

Работы Meier с соавторами [8] и [9] показали, что при моделировании пристеночной области токамака с пониженными коэффициентами аномального переноса ширина SOL не стремится к нулю, и неоклассические (дрейфовые) процессы вносят вклад в ширину обдирочного слоя. Однако в данных работах был снижен только поперечный коэффициент диффузии и не был снижен коэффициент поперечной электронной теплопроводности.

В этой главе приводятся результаты моделирования с уменьшенными коэффициентом аномальной диффузии и аномальным коэффициентом электронной температуропроводности. Показано, что ширина SOL остается конечной, несмотря на небольшую роль аномального переноса, и имеет тот же порядок, что и экспериментальная ширина, следовательно, неоклассический перенос вносит заметный вклад в формирование SOL. Основные результаты опубликованы в [7].

# 2.1 Оценка ширины SOL по профилю концентрации основных ионов

Аналитические оценки приводятся по [7].

Рассмотрим простую плазму, не содержащую примеси. Проекция второго момента кинетического уравнения для электронов на направление, перпендикулярное магнитному полю и радиальному направлению, при пренебрежении инерцией записывается следующим образом:

$$-\frac{\partial p_e}{h_x \partial x} + en \frac{\partial \phi}{h_x \partial x} - en B u_{ey} = 0$$
(2.1)

где *x* - безразмерная переменная,  $h_x$  - коэффициент Ламе в полоидальном направлении,  $p_e$  – давление электронной компоненты,  $\phi$  – электрический потенциал, B – модуль вектора магнитной индукции,  $u_{ey}$  - скорость электронов в направлении, перпендикулярном магнитной поверхности. Предполагается, что  $B_x/B << 1$ , где  $B_x$  - полоидальное магнитное поле, и множитель  $B/\sqrt{B^2 + B_x^2}$  опущен у первых двух слагаемых, поскольку близок к единице. Из выражения 2.1 можно вычислить поток электронов в направлении, перпендикулярном магнитной поверхности:

$$\Gamma_{ey} = nu_{ey} = -\frac{1}{eB} \frac{\partial p_e}{h_x \partial x} + \frac{n}{B} \frac{\partial \phi}{h_x \partial x}$$
(2.2)

Полоидальную проекцию градиента потенциала можно вычислить из проекции уравнения моментов [11] на направление, параллельное магнитному полю:

$$-\frac{B_x}{B}\frac{\partial p_e}{h_x\partial x} + en\frac{B_x}{B}\frac{\partial \phi}{h_x\partial x} - 0.51nm_e v_{ei}(u_{e\parallel} - u_{i\parallel}) - 0.71n\frac{B_x}{B}\frac{\partial T_e}{h_x\partial x} = 0$$
(2.3)

где  $v_{ei}$  – эффективная частота электрон-ионных столкновений. Подстановка полоидальной проекции потенциала приводит к такому выражению для радиального потока электронов:

$$\Gamma_{ey} = \frac{1}{eB_x} \left( 0.51 nm_e v_{ei} (u_{e\parallel} - u_{i\parallel}) + 0.71 en \frac{B_x}{B} \frac{\partial T_e}{h_x \partial x} \right)$$
(2.4)

На замкнутых магнитных поверхностях второе слагаемое, пропорциональное полоидальному возмущению электронной температуры, – малая величина [31]. Первое слагаемое того же порядка (2.4). Таким образом, в рамках неоклассической теории радиальный поток электронов поперек замкнутых магнитных поверхностей токамака оказывается небольшим.

Аналогичным образом можно определить радиальный поток ионов. Кроме этих слагаемых появится слагаемое, определяемое вязкостью. Его вклад больше, чем у инерциального слагаемого, и вязкость необходимо учесть, а инерциальный член имеет следующий порядок малости и им можно пренебречь [31]:

$$\Gamma_{iy} = \frac{1}{eB_x} \left( 0.51 nm_e v_{ei} (u_{e\parallel} - u_{i\parallel}) + 0.71 en \frac{B_x}{B} \frac{\partial T_e}{h_x \partial x} \right) + \frac{(\nabla \pi)_{\parallel}}{eB_x}$$
(2.5)

Радиальный электрический ток через замкнутые магнитные поверхности равен нулю, поэтому потоки электронов и ионов должны быть равны. Значит, проинтегрированное по магнитной поверхности, последнее слагаемое должно дать ноль. Это условие приводит к следующему выражению для неоклассического электрического поля [31]:

$$E_{y}^{NEO} = \frac{T_{i}}{e} \left( \frac{1}{h_{y}} \frac{\partial \ln n}{\partial y} + k_{T} \frac{1}{h_{y}} \frac{\partial \ln T_{i}}{\partial y} \right) - \frac{B_{x}}{B} \langle B u_{i\parallel} \rangle$$
(2.6)

где  $h_y$  – коэффициент Ламе в радиальном направлении, $\langle \rangle$  обозначает усреднение по объёму между магнитными поверхностями,  $k_T$  – численный коэффициент порядка единицы.

Снаружи от сепаратрисы на разомкнутых магнитных поверхностях радиальный ток может быть отличен от нуля, поскольку магнитные поверхности пересекают материальную стенку и радиальный ток может быть замкнут продольным током на материальную стенку, и  $\langle (\nabla \pi)_{\parallel} \rangle \neq 0$ . Радиальный ток можно оценить следующим образом:

$$I_{y} = \int_{x_{1}}^{x_{2}} h_{x} h_{z} \sigma_{NEO}(E_{y} - Ey^{NEO}) dx$$

$$\sigma_{NEO} = \frac{3\mu_{i1}B}{B_{x} \langle BB_{x} \rangle} \frac{\langle \left(\frac{\overrightarrow{B}}{B} \nabla B\right)^{2} \rangle}{\langle B^{2} \rangle}$$
(2.7)

где  $Ey^{NEO}$  – радиальное неоклассическое электрическое поле, вычисленное по формуле, справедливой для замкнутых магнитных поверхностей,  $\mu_{i1}$  - коэффициент вязкости, взятый из [32],  $x_1$ ,  $x_2$  - точки на разомкнутых магнитных поверхностях, снаружи от сепаратрисы вблизи Х-точки (см. рисунок 2.1)

Радиальный ток в SOL замыкается параллельным током, вытекающим на диверторные пластины. Из уравнения  $\nabla j = 0$ , проинтегрированного по области вблизи сепаратрисы, ширина которой масштаба спада в *е* раз плотности плазмы, следует:  $I_y = j_{\parallel} \frac{Bx}{B} L_n 2\pi R$ ,  $L_n$  - радиальная длина спада плотности в экваториальной плоскости. Откуда:

$$\frac{I_y}{SL_n} = j_{\parallel} \frac{B_x}{B} \frac{2\pi R}{S} = \frac{j_{\parallel}}{L_{\parallel}} = ne \left(\frac{\rho_{ci}}{B_x/B}\right)^2 \frac{c_s}{qRL_n^2} \frac{c_s}{qRv_{ii}} \varepsilon^2$$
(2.8)


Рис. 2.1: Схема замыкания радиального тока, возникающего снаружи от сепаратрисы.

где S - площадь сепаратрисы над X-точкой,  $L_{\parallel}$  - длина силовой линии снаружи от сепаратрисы, R – большой радиус,  $\varepsilon = r/R$  – обратное аспектное отношение,  $c_s = \sqrt{(T_e + T_i)/m_i}$  – скорость ионного звука. Отсюда можно оценить  $L_n$ :

$$L_n = q \rho_{ci} \sqrt{\frac{c_s}{q R \mathbf{v}_{ii}}} \tag{2.9}$$

где  $\rho_{ci}$  – ионный ларморовский радиус на наружном экваторе. Это выражение для ширины SOL, определённой по профилю концентрации, отличается от приведенного в [6] множителем  $\sqrt{\frac{c_s}{qRv_{ii}}}$  - корнем из отношения времени между ион-ионными столкновениями к времени пролета вдоль силовой линии. Обычно это отношение порядка единицы и приведенная в [6] оценка достаточно хороша. В разряде Глобуса-М 34439, на примере которого было проведено моделирование с подавленным в SOL аномальным переносом, частота столкновений в экваториальной плоскости вблизи сепаратрисы -  $1.7 \times 10^4 s^{-1}$  (вычислена по формуле 2.5i из [11]:  $\tau_i = \frac{3 \times 10^6}{\Lambda/10} \sqrt{\frac{m_i}{2m_p}} \frac{T_i^{3/2}}{z^3n}$ , где  $T_i$  в eV, n в  $cm^{-3}$ ). Для данного разряда Глобуса-М этот множитель 0.95. Оценка неоклассической ширины SOL по профилю концентрации, которую дает выражение 2.9, для разряда Глобуса-М 34439:  $L_n = 2.3 cm$ .

# 2.2 Оценка характерного масштаба спада электронной температуры

При выводе этой оценки допустим, что перенос энергии осуществляется только электронами. Радиальный поток энергии в ближнем SOL состоит из двух слагаемых: поток, пропорциональный потоку частиц, и поток, вызванный возмущением температуры на маг-



Рис. 2.2: Поток энергии, вызванный дрейфом в неоднородном магнитном поле и непостоянной электронной температурой на магнитной поверхности.

нитной поверхности. Конвективный поток энергии, пропорциональный потоку частиц:

$$q_{ey}^{convection} = \frac{5}{2} \Gamma_{ey} T_e \tag{2.10}$$

Второе слагаемое в потоке энергии, вызванное возмущением температуры на магнитной поверхности и дрейфом в неоднородном тороидальном поле, схематически показано на рисунке 2.2. Для обычного направления тороидального магнитного поля скорость дрейфа электронов в магнитном поле направлена вверх. Такая скорость дрейфа вызывает положительное возмущение температуры в верхней части магнитной поверхности. Положительное возмущение температуры в той области, где радиальная проекция скорости дрейфа положительна, вызывает при усреднении по магнитной поверхности поток тепла, направленный наружу. На замкнутых магнитных поверхностях возмущение температуры мало и поток, им вызванный, тоже пренебрежимо мал. За сепаратрисой возмущение температуры пературы сравнимо с величиной температуры и поток энергии возрастает. Поток энергии можно оценить следующим образом:

$$q_{ey}^{drift} = -\frac{5}{2}nT_e \frac{B_z}{eB^2} \frac{\partial T_e}{h_x \partial x}$$
(2.11)

где  $B_z$  - тороидальное магнитное поле. Усреднённый поток энергии электронов, сумма  $q_{ev}^{convection}$  и  $q_{ev}^{drift}$ , через незамкнутые магнитные магнитные поверхности:

$$\langle q_{ey} \rangle = 2 \frac{nT_e^2}{eBr} \tag{2.12}$$

где r – малый радиус токамака. Если пренебречь потерями энергии электронов в SOL (потерями на излучение, ионизацию, теплообменом между электронами и ионами), то

справедливо  $\nabla q_e = 0$ . Проинтегрировав это уравнение по пространству между сепаратрисой и магнитной поверхностью, на которой усреднённый радиальный поток тепла упал в e раз, получим соотношение:

$$\langle q_{ey} \rangle S = q_{\parallel} \frac{B_x}{B} L_q 2\pi R$$
 (2.13)

где  $q_{\parallel}$  – поток тепла, параллельный магнитному полю, вытекающий на диверторную пластину,  $L_q$  - характерный радиальный масштаб спада усредненного радиального потока тепла электронов. Таким образом

$$L_q = \frac{\langle q_{ey} \rangle}{q_{\parallel}} qR \tag{2.14}$$

где q - величина запаса устойчивости вблизи сепаратрисы на наружном обводе токамака. Оценим параллельный поток тепла электронов на диверторную пластину, предположив, что он определяется ограничением flux limit:

$$q_{\parallel} = knT_e \sqrt{T_e/m_e} \tag{2.15}$$

где k - численный коэффициент порядка 0.3. Тогда окончательно:

$$L_q = \frac{2}{k} \rho_{ci} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} q \approx 0.1 \rho_{ci} q \tag{2.16}$$

Из 2.15 следует, что  $L_q = \frac{2}{3}L_{Te}$ . И оценка для  $L_{Te}$ :

$$L_{Te} = 0.17 \rho_{ci} q \tag{2.17}$$

# 2.3 Моделирование разряда 34439 с пониженными коэффициентами аномального переноса. Характерная ширина спада температуры

В аналитической модели использовались упрощающие предположения: не учитывались радиационные потери и потери на ионизацию в SOL, потоки тепла рассматривались только для электронов. Моделирование кодом SOLPS-ITER с пониженными коэффициентами аномального переноса позволило более точно описать неоклассические процессы в SOL и выяснить, применима ли данная модель.

Для моделирования был выбран разряд 34439 с низким значением тока по плазме - 114кА, расчётная сетка показана на рисунке 2.3. В магнитной конфигурации данного разряда две сепаратрисы, расстояние между ними на наружном обходе - 0.4*cm*.

На сетке 2.3 было выполнено два расчёта - базовый и с пониженными аномальными коэффициентами переноса. Аномальные коэффициенты были понижены только за сепаратрисой. В центральной области убрать аномальный перенос невозможно, поскольку только аномальный транспорт выносит из зоны удержания ионы, появляющиеся из-за



Рис. 2.3: Расчётная сетка разряда 34439.



Рис. 2.4: Коэффициенты электронной температуропроводности и диффузии для базового случая и случая с подавленным аномальным переносом.

ионизации нейтральных атомов. На рисунке 2.4 показаны значения аномальных транспортных коэффициентов в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля в базовом расчёте и в расчёте с пониженным аномальным переносом. Коэффициент аномальной электронной температуропроводности был уменьшен в 20 раз, коэффициент диффузии - в два раза. В коде SOLPS-ITER есть защита от слишком сильного снижения коэффициентов аномального переноса, поскольку численное решение конвективных задач менее устойчиво, чем диффузионных, и реальное снижение коэффициентов было несколько слабее, однако удалось достаточно снизить влияние аномального переноса. Коэффициент аномальной ионной температуропроводности не менялся в расчётах, поскольку ионный радиальный перенос тепла оказывает меньшее влияние на баланс энергии, чем электронный.

На рисунке 2.5 приведены профили электронной температуры для базового случая и моделирования с пониженными коэффициентами аномального переноса. При подавлении аномального переноса характерный масштаб спада электронной температуры заметно снизился. На рисунках 2.6 и 2.7 приведены профиль плотности и эффективного заряда в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля для базового моделирования и случая с пониженными коэффициентами аномального переноса.

На рисунке 2.8 приведена оценка масштаба спада электронной температуры по профилю в экваториальной плоскости. Характерная ширина порядка 3.5mm. В базовом моделировании разряда 34439 характерная величина спада электронной температуры - 12.5mm. (Метод определения ширины SOL по профилю электронной температуры был изменён - аппроксимация проводилась только снаружи от сепаратрисы. Такое изменение потре-



Рис. 2.5: Профили электронной температуры в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля. Случай с преимущественно неоклассическим переносом и подавленным аномальным обозначен "neo".



Рис. 2.6: Профили концентрации электронов в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля.



Рис. 2.7: Профили эффективного заряда в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля.



Рис. 2.8: Оценка характерной ширины спада электронной температуры в экваториальной плоскости для случая пониженных коэффициентов аномального переноса.

бовалось, поскольку при пониженных коэффициентах переноса последняя точка внутри сепаратрисы не описывалась экспоненциальной функцией. Ширина SOL в базовом случае изменилась относительно значения, определённого в главе 1.)

Для анализа уменьшения ширины спада электронной температуры были рассмотрены радиальные потоки энергии. На рисунках 2.9 и 2.10 приведены радиальные потоки энергии в области удержания и в SOL. Три кривые это электронный, ионный и суммарный потоки энергии. Видно, что основной вклад в полный поток энергии вносят электроны. Кроме того, приведена аппроксимация электронного потока энергии экспонентой для различного количества точек в ближнем SOL. Характерные ширины спада электронного радиального потока тепла - 7mm и 1.5mm для базового случая и случая с пониженными коэффициентами переноса соответственно.

На рисунке 2.11 приведены три составляющих электронного радиального потока тепла



Рис. 2.9: Электронный, ионный и полный радиальные потоки энергии, проинтегрированные внутри сепаратрисы по полоидальному обходу, снаружи - от Х-точки до Х-точки (от точки *x*<sub>1</sub> до точки *x*<sub>2</sub> на рисунке 2.2) для базового случая моделирования разряда 34439.



Рис. 2.10: Электронный, ионный и полный радиальные потоки энергии, проинтегрированные внутри сепаратрисы по полоидальному обходу, снаружи - от Х-точки до Х-точки (от точки *x*<sub>1</sub> до точки *x*<sub>2</sub> на рисунке 2.2) для случая пониженных коэффициентов аномального переноса.



Рис. 2.11: Три составляющих электронного радиального потока энергии для случая пониженных коэффициентов аномального переноса.

для расчёта с пониженными коэффициентами переноса: два неоклассических слагаемых, о которых шла речь в аналитической оценке (выражения 2.10 и 2.11), и слагаемое, пропорциональное аномальному коэффициенту электронной теплопроводности. Видно, что два неоклассических слагаемых почти компенсируют друг друга на замкнутых магнитных поверхностях. За сепаратрисой неоклассические слагаемые не компенсируют друг друга и становятся основными для случая подавленного аномального переноса, что и предполагалось в приведённой аналитической модели. Если аномальный перенос не подавлен, аномальная теплопроводность вносит большой вклад в радиальный перенос тепла не только на замкнутых магнитных поверхностях, но и в SOL.

Для разряда 34439 ширина  $L_{Te}$  по формуле 2.17 составляет 4*mm*. При моделировании характерная ширина спада электронной температуры получилась порядка 3.5*mm* (рисунок 2.8), что достаточно близко к аналитической оценке.

# 2.4 Моделирование разряда 34439 с пониженными коэффициентами аномального переноса. Радиальный ток

На рисунке 2.12 показан радиальный ток и его составляющие для случая пониженных коэффициентов аномального переноса. Токи проинтегрированы по полоидальному обходу внутри сепаратрисы, над X-точкой снаружи от первой сепаратрисы и от нижней X-точки до верхней по HFS и от верхней до нижней X-точки со стороны LFS снаружи от второй сепаратрисы. Из области интегрирования убрана окрестность верхней X-точки, в которой возникает неоднородность давления плазмы из-за источника ионизации потока рециклинга с верхней пластины, поскольку эта неоднородность вносит значительный вклад в поток и требует отдельного рассмотрения, которое не входило в задачи данной работы. Снаружи от сепаратрисы радиальный ток положителен. Основная его составляющая на рисунке



Рис. 2.12: Радиальный ток (красная кривая) и его составляющие для случая пониженных коэффициентов переноса.

обозначена "diamagnetic current". Этот ток вызван дрейфом в неоднородном магнитном поле и непостоянным давлением плазмы на магнитной поверхности. В коде SOLPS-ITER он вычисляется следующим образом: 2.18 [10].

$$j_{y}^{dia} = -n_{a}(z_{a}T_{e} + T_{i})B_{z}\frac{\partial}{h_{x}\partial x}\left(\frac{1}{B^{2}}\right)$$
(2.18)

Оценка по формуле 2.9 даёт для данного разряда  $L_n = 2.5 cm$ , что соответствует ширине спада концентрации на обоих профилях, полученных и при базовом моделировании разряда и при моделировании с пониженными коэффициентами аномального переноса рисунок 2.6. Величина  $L_n$ , вычисленная по профилям, полученным при моделировании, для случаев базового моделирования и моделирования с пониженными коэффициентами переноса, равна 2.3*cm* и 2.5*cm* соответственно.

Подстановка полученной длины спада концентрации  $L_n$  в выражение 2.8 позволяет выразить величину радиального тока в SOL 2.19: 135А. Эта величина в 4.5 раза меньше радиального тока, полученного при моделировании с пониженными коэффициентами переноса (рисунок 2.12). Необходимо помнить, что приведённое выражение получено в модели, рассматривающей только неоклассический перенос и магнитную конфигурацию с одной X-точкой. В моделировании аномальный коэффициент диффузии был уменьшен в два раза, а не приравнен нулю, и магнитная конфигурация содержала две сепаратрисы. Кроме того, из-за сильных неоклассических эффектов в токамаке Глобус-М и небольшой температуры плазмы снаружи сепаратрисы, давление с разных сторон от X-точки не одинаковое, как предполагалось при выводе выражения для тока. Таким образом, отличие полученного радиального тока от модельного значения объяснимо. Бо́льший неоклассический масштаб спада плотности, чем масштаб спада электронной температуры совпадает с предсказанием аналитической модели.

$$I_{y} = ne\left(\frac{\rho_{ci}}{B_{x}/B}\right)^{2} \frac{c_{s}}{qRL_{n}} \frac{c_{s}}{qR\nu_{ii}} \varepsilon^{2} \cdot S$$
(2.19)



Рис. 2.13: Радиальный ток (красная кривая) и его составляющие для случая базового моделирования разряда 34439.

В случае базового моделирования величина диамагнитного тока меньше и радиальный ток за сепаратрисой также значительно меньше - рисунок 2.13.

На рисунках 2.14 и 2.15 приведены радиальные потоки основных ионов, проинтегрированные так же, как и токи. Изображены полные потоки, и три составляющих аномальная диффузионная, поток со скоростью дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях, и Пфирш-Шлютеровский поток, получающийся из-за дрейфа в неоднородном тороидальном магнитном поле и различного давления на магнитной поверхности. Как указывалось выше, дрейф в скрещенных полях и Пфирш-Шлютеровский поток компенсируют друг друга на замкнутых магнитных поверхностях. В базовом моделировании в ближнем SOL аномальный диффузионный поток вносит заметный вклад в радиальный поток частиц. В случае подавленного аномального переноса основной поток частиц из зоны удержания в ближнем SOL переносится Пфирш-Шлютеровским, этот поток не амбиполярный и вызывает радиальный ток.

#### 2.5 Выводы к главе 2

Проведено моделирование области SOL кодом SOLPS-ITER со сниженными значениями коэффициентов аномального переноса. Анализ полученного решения подтвердил аналитическую модель, приведенную в [7]. Ширина SOL по плотности не меняется при подавлении аномального переноса и остается порядка  $q\rho_{ci}$ . Подавление аномального переноса приводит к значительному возрастанию радиального тока в SOL. Ширина SOL по профилю температуры  $L_{Te}$  значительно снижается, однако остается конечной и совпадает с оценкой  $L_{Te} = 0.2\rho_{ci}q$ , полученной в аналитической модели. Таким образом, определена наименьшая ширина обдирочного слоя, обусловленная неоклассическими эффектами и показано, что она так же обратно пропорциональна току по плазме, как и ширина, определяемая скейлингом на базе экспериментов на многих токамаках.



Рис. 2.14: Полный радиальный поток основных ионов и три его составляющие для случая базового моделирования разряда 34439.



Рис. 2.15: Полный радиальный поток основных ионов и три его составляющие для случая моделирования с пониженными коэффициентами переноса.

# глава з Сравнение разрядов в CDN и DDN конфигурации

В данной главе приведено сравнение двух разрядов токамака Глобус-М, отличающихся магнитной конфигурацией, и проанализированы потоки энергии на пластины в этих двух случаях. Один из разрядов - DDN (Disconnected Double Null), другой - CDN (Connected Double Null). Разряд DDN имел достаточно большое расстояние между сепаратрисами, для того, чтобы нагрузки на пластины в первом приближении были эквавалентны на-грузкам в разряде с конфигурацией LSN (Low Single Null).

Разряд в CDN конфигурации с двумя X-точками на одной сепаратрисе реализуется на различных токамаках, как альтернатива конфигурации с одной сепаратрисой и одной Х-точкой. Он имеет недостатки и преимущества по сравнению с LSN. Недостатками являются, во-первых, большая стоимость (необходим не только нижний, но и верхний дивертор, поэтому объем вакуумной камеры должен быть больше), во-вторых, сложность поддержания конфигурации (при небольшом изменении распределения тока по плазме две Х-точки могут оказаться на разных сепаратрисах). Преимуществом является снижение энергетических нагрузок на пластины. Экспериментальное исследование на Alcator C-Mod [33] показало, что разряд в CDN конфигурации снижает нагрузки на внутренние пластины, что особенно важно для сферического токамака, площадь внутренних пластин которого в несколько раз меньше площади наружных пластин. В случае Глобуса-М, например, большой радиус Strike Point нижней внутренней пластины в два раза меньше большого радиуса Strike Point нижней наружной пластины. В работе [19] на примере разряда токамака MAST продемонстрировано, что нагрузки на верхние и нижние пластины в CDN конфигурации не одинаковы, асимметрия параметров плазмы у верхних и нижних пластин возникает из-за  $E \times B$  дрейфа в радиальном электрическом поле.

В данной главе анализируются распределение потоков энергии на пластины и зависимость ширины SOL от магнитной конфигурации. Простое предположение о разделении потока энергии из центральной области разряда пополам между двумя наружными диверторными пластинами и уменьшении вдвое тепловой нагрузки на нижнюю наружную пластину делает эту конфигурацию привлекательной для будущих токамаков. Простое предположение не дает ответа на следующие вопросы о том, изменится ли ширина SOL при изменении конфигурации, действительно ли поток энергии разделится пополам между верхней и нижней наружными пластинами. Ответ на эти вопросы может быть получен при моделировании, учитывающем и аномальные, и дрейфовые процессы в SOL.

Задачей данной главы было сравнение тепловых нагрузок на диверторные пластины

для двух разрядов токамака Глобус-М, отличающихся магнитной конфигурацией. Была построена простая модель распределения потоков и проанализированы результаты моделирования двумерным транспортным кодом. Моделирование показало, что простая модель, предсказывающая уменьшение ширины SOL CDN разряда по сравнению с LSN в  $\sqrt{2}$  раз, не работает в условиях токамака Глобуса-М. Ширина SOL по профилю температуры почти не изменяется – уменьшается на 10%. Поток энергии на верхнюю и нижнюю наружные диверторные пластины в конфигурации CDN меньше потока энергии в конфигурации DDN. Распределение токов в плазме пристеночной области изменяется при изменении магнитной конфигурации. Токи на диверторные пластины оказывают влияние на поток энергии из плазмы на пластины и должны быть учтены при вычислении потока энергии.

Основные результаты опубликованы в статье [34].

#### 3.1 Простая модель

Оценим ширину SOL по ширине спада электронной температуры,  $L_{Te}$ , в рамках простой модели потоков энергии электронов для двух магнитных конфигураций - LSN и CDN. Рассмотрим баланс энергии электронной компоненты в пристеночной области  $\nabla q_{\perp} + \nabla q_{\parallel} = S_q$ , где  $q_{\perp}$  - плотность радиального потока энергии,  $q_{\parallel}$  - плотность полоидального потока энергии (поскольку тороидальный поток энергии имеет нулевую дивергенцию в используемом двумерном подходе),  $S_q$  - объемные источники и стоки энергии. Допустим, что величиной объемных источников и стоков энергии можно пренебречь по сравнению с каждым из слагаемых левой части. Проинтегрируем баланс энергии по области между сепаратрисой и магнитной поверхностью, определяемой спадом в e раз электронной температуры в экваториальной плоскости, и получим выражение 3.1

$$\langle q_{\parallel target} \rangle S_{target} b_x \cos \alpha - \langle q_\perp \rangle S_{separatrix} = 0$$
 (3.1)

где  $S_{target}$  - площадь части диверторной пластины от сепаратрисы до границы объёма интегрирования;  $b_x$  - отношение полоидального магнитного поля к полному;  $\alpha$  - угол между полоидальным магнитным полем и нормалью к диверторной пластине;  $S_{separatrix}$  - площадь части сепаратрисы, расположенной на внешнем обводе,  $S_{separatrix} \approx r2\pi R$ .

Подставим значения площадей, и получим следующе выражение:

$$\langle q_{\parallel target} \rangle L_{q \ target} 2\pi R b_x \cos \alpha = \langle q_\perp \rangle r 2\pi R$$
 (3.2)

Из выражения 3.2 выразим характерную ширину SOL по потоку тепла на пластине, определённую как расстояние между соответствующими магнитными поверхностями вдоль пластины:

$$L_{q \ target} = \frac{\langle q_{\perp} \rangle r}{\langle q_{\parallel target} \rangle b_x \cos \alpha} \tag{3.3}$$

Для дальнейших выкладок сделаем ещё три упрощающих предположения. Перечислим все четыре допущения:

- Объемными источниками и стоками энергии в SOL можно пренебречь по сравнению с дивергенцией поперечного и продольного потоков энергии.
- $L_{Te}$ , характерный масштаб спада электронной температуры, пропорционален  $L_q$ . В случае, когда основным каналом продольного переноса тепла является теплопроводность (conduction limited regime), коэффициент пропорциональности равен 7/2.
- Скорость *E* × *B* дрейфа мала по сравнению с полоидальной проекцией параллельной скорости в пристеночной области. Движением поперек магнитного поля можно пренебречь.
- Величина тока на пластину мала по сравнению с ионным током насыщения. Величина потенциала вблизи пластины порядка плавающего потенциала.

Если поперечные потоки тепла в SOL много меньше продольных, то отношение ширины SOL у диверторной пластины  $L_{q \ target}$  к ширине SOL в экваториальной плоскости  $L_{q}$  равно коэффициенту расширения потока (flux expansion factor) f, делённому на  $\cos \alpha$ . Тогда из выражения 3.3 следует:

$$L_q = L_q \ target \frac{\cos \alpha}{f} = \frac{\langle q_\perp \rangle r}{\langle q_{\parallel} target \rangle f b_x}$$
(3.4)

Оценим параллельный поток тепла вблизи пластины при отсутствии тока с пластины в плазму:  $\langle q_{\parallel target} \rangle = \gamma n T_e c_s$ , где  $\gamma \approx 7-8$  (см. [27], выражение (2.95)). Если пренебречь потоками частиц поперёк магнитного поля, то  $(nT_e)^{target} = \frac{1}{2}(nT_e)^{midplane}$  (см. [27]). Поперечный поток тепла это в основном аномальный перенос, таким образом,  $\langle q_{\perp} \rangle \approx \chi_e (nT_e)^{midplane}/L_{Te}$ .

$$L_q = \frac{\chi_e(nT_e)^{midplane}r}{L_{T_e}\gamma(nT_e)^{target}c_sfb_x}$$
(3.5)

Мы предположили, что  $L_{Te} = 7/2L_q$ . Тогда окончательно:

$$L_{Te}^{LSN} = \sqrt{\frac{7r\chi_e}{\gamma c_s b_x f}}$$
(3.6)

Выражение 3.6 даёт оценку ширины SOL для случая LSN конфигурации. В случае CDN поток энергии выходит на две пластины и оценка будет такой:

$$L_{Te}^{CDN} = \sqrt{\frac{7r\chi_e}{2\gamma c_s b_x f}} \tag{3.7}$$

и ширина SOL будет меньше в  $\sqrt{2}$  раз, если пренебречь различием в скорости ионного звука. Пиковое значение мощности потока энергии пластины в разряде CDN уменьшиться в этом случае тоже в  $\sqrt{2}$  раз по сравнению с потоком энергии в разряде LSN.

Для проверки работоспособности модели подставим параметры разряда 30095 в выражение 3.6. Оценка даёт  $L_{Te}^{LSN} = 1 cm$ . В моделировании этого разряда ширина спада профиля температуры получилась 7.4mm. То есть оценка имеет удовлетворительную точность.



Рис. 3.1: Расчётные сетки разрядов. а - разряд 30095, double null; b - разряд 30422, CDN.

#### 3.2 Моделирование разрядов с различной конфигурацией магнитного поля

Было проведено моделирование двух разрядов токамака Глобус-М, отличающихся магнитной конфигурацией, с помощью кода SOLP-ITER с учётом дрейфов и токов. Один из разрядов (30095) содержал две сепаратрисы. Моделирование этого разряда описано в главе 1. Расстояние между сепаратрисами в этом разряде  $dR_{sep}^{mid} = 0.99cm$  превышало характерную ширину спада профиля электронной температуры  $L_{Te} = 0.74cm$ . Вторая сепаратриса не оказывала сильного влияния на распределение потоков тепла и разряд можно считать LSN. Второй разряд (30422) содержал одну сепаратрису и две Х-точки. На рисунке 3.1 приведены расчётные сетки обоих разрядов.

Параметры разрядов были похожи. На рисунке 3.2 приведены экспериментальные профили электронной температуры и плотности в экваториальной плоскости разрядов 30095 и 30422, определённые методом томсоновского рассеяния. В разряде 30422 несколько ниже плотность в центральной области, различие порядка 15%. Электронная температура со стороны LFS на краю разряда больше в разряде 30095. Учитывая значительную ошибку в последней точке измерений и то, что большой радиус сепаратрисы на внешнем обводе в разряде 30095 больше на 9мм (то есть в разряде 30095 последняя измерительная точка диагностики томсоновского рассеяния дальше от сепаратрисы), различие тоже невелико.

В таблице 3.1 приведены параметры разрядов: ток плазмы  $(I_{pl})$ ; значение запаса устойчивости на магнитной поверхности, со значением магнитного потока 95% от магнитного потока на сепаратрисе  $(q_{95})$ ; мощность разряда; расстояние между сепаратрисами на наружном обводе  $(dR_{sep}^{mid})$  и коэффициент расширения потока (flux expansion factor). Значения всех величины, кроме расстояния между сепаратрисами, похожи. Поэтому различие процессов переноса в пристеночной области этих разрядов объясняется только отличием конфигураций магнитного поля.

Для моделирования двух разрядов в коде задавались одинаковые коэффициенты аномального переноса и одинаковые коэффициенты распыления углерода на диверторных



Рис. 3.2: Профили электронной плотности и температуры, полученные диагностикой томсоновского рассеяния в рзрядах 30095 и 30422.

discharge	$I_{pl},$	<i>q</i> 95	discharge	$dR_{sep}^{mid},$	flux
number	kA		power,	$\mathrm{cm}$	expansion
			kW		factor
30095	155	4.5	234	0.95	3.62
30422	159	5.8	235	0	3.75

Таблица 3.1: Параметры двух разрядов

пластинах: коэффициент аномальной диффузии (в центральной области до транспортного барьера - 1.5  $m^2/s$ ), аномальная электронная температуропроводность (в центральной области до транспортного барьера - 5.5  $m^2/s$ ), коэффициент химического распыления углерода - 0.05. Углерод распыляется потоком дейтерия за счёт механизма химического распыления (см. параграф 3.3.2 книги [27]).

На рисунках 3.3 приведены экспериментальные и модельные профили электронной температуры и плотности. Экспериментальные данные получены с помощью диагностики томсоновского рассеяния. Для разряда 30095 кроме данных диагностики томсоновского рассеяния были ещё результаты измерений бокового зонда Ленгмюра.

На рисунке 3.4 приведены профили ионного тока насыщения вблизи нижней наружной диверторной пластины. Экспериментальные данные получены с помощью встроенных в диверторную пластину зондов. Моделирование не точно воспроизводит результаты измерений, однако и в эксперименте и при моделировании в конфигурации CDN плотность ионного тока ниже, чем в конфигурации LSN. Сильные различия экспериментальных и модельных данных, возможно, объясняются увеличенными коэффициентами аномального переноса в диверторной области и применением гидродинамического подхода к моделированию нейтральных частиц. Коэффициенты переноса в диверторной области были увеличены для того, чтобы обеспечить сходимость итерационного процесса. А гидродинамический подход применялся для сокращения времени расчётов - расчёты, в которых



Рис. 3.3: Электронная плотность и температура: экспериментальные данные и результаты моделирования для двух разрядов.



Рис. 3.4: Ионный ток насыщения вблизи нижней наружной диверторной пластины. Экспериментальные данные диверторных зондов и результаты моделирования.

движение нейтральных частиц рассчитывается не гидродинамически, а с помощью метода Монте-Карло (код Eirene) занимают во много раз больше времени.

Мощность, выходящая на четыре диверторные пластины, полученная при моделировании обоих разрядов, показана в таблице 3.2. В разряде 30095 самая большая мощность выходит на нижнюю наружную диверторную пластину. При построении простой модели мощность, идущая на нижнюю внутреннюю пластину, не была учтена. Она, действительно, составляет 24% от мощности, идущей на нижнюю наружную, и для грубой оценки может быть опущена. Мощность на верхнюю наружную пластину тоже меньше трети от величины мощности на нижнюю наружную. Однако, несмотря на близкое полное значение потока энергии на эти две пластины, пиковое значение плотности потока энергии на наружную верхнюю пластину намного меньше пикового значения потока на внутреннюю нижнюю пластину дивертора (рисунок 3.5). Такое различие в плотности потока при похожей суммарной мощности объясняется различием в площадях пластин - площадь внутренней нижней пластины в данном расчёте была -  $0.07m^2$ , а площадь наружной верхней -  $0.41m^2$ . Различие в площадях в 5.5 раз приводит к тому, что при том, что плотность потока энергии на нижнюю внутреннюю пластину намного больше, суммарная мощность получается одного порядка.

В разряде 30422 на верхнюю и нижнюю пластины идёт примерно одинаковая мощность.

#### 3.3 Анализ результатов моделирования - ширина SOL

Оценка ширины SOL по профилю температуры по результатам моделирования даёт  $L_{Te}^{LSN} = 7.4mm$  и  $L_{Te}^{CDN} = 6.9mm$ . В моделировании действительно в случае CDN ширина

номер	ниж.	ниж.	верх.	верх.
разряда	нар.	внут.	нар.	внут.
	kW	kW	kW	kW
30095(DDN)	91.4	21.7	22.5	2.3
30422(CDN)	57.4	10	56	8.5

Таблица 3.2: Мощность, выходящая на пластины дивертора, для двух разрядов



Рис. 3.5: Плотности потоков энергии на четыре диверторные пластины в разряде 30095 в зависимости от расстояния вдоль дивертора до сепаратрисы.



Рис. 3.6: Полоидальная проекция потока энергии на входе в нижнюю диверторную область, отнесенная к площади соответствующей магнитной трубки в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля.

SOL оказалась меньше, но не в  $\sqrt{2} \approx 1.4$ , а в 1.1 раза. Изложенная простая модель дала слишком сильное уменьшение ширины SOL.

В поисках возможной ошибки были проанализированы предположения, сделанные в простой модели, перечисленные в параграфе 3.1. Первое предположение гласит о малости источников и стоков тепла в SOL. Объёмные потери энергии электронов только в SOL со стороны слабого поля (не включая диверторные области) для разряда 30095 составили 16.7kW (если включить и диверторные области, то 31.4kW); для разряда 30422 объёмные потери энергии электронов в тех же областях 12.4kW (если включить и диверторные области, то 30kW). Действительно, если не включать диверторные области, то объёмные потери составляют порядка 10% мощности, идущей на наружные пластины, и этими потерями можно пренебречь в простой модели.

Второе предположение было о пропорциональности  $L_{Te}$  и  $L_q$ .  $L_q$  было определено по полоидальной проекции плотности потока энергии на входе в диверторную область. Вход в диверторную область был выбран для того, чтобы на профиль потока энергии не оказывали влияние объёмные потери энергии, плотность которых в диверторной области больше, и не оказывал влияния поток энергии в PFR (private flux region). Профили плотности потока тепла, по которым определялся характерный масштаб  $L_q$  изображены на рисунке 3.6. Для разряда 30095  $L_q^{DDN} = 3.17mm$  и отношение  $L_{Te}^{DDN}/L_q^{DDN} = 2.3$ . Для разряда 30422  $L_q^{CDN} = 2.57mm$  и отношение  $L_{Te}^{CDN}/L_q^{CDN} = 2.7$ . В рамках простой модели можно считать, что предположение о том, что  $L_{Te} \propto L_q$  верно.

Третье предположение было о малости скорости  $E \times B$  дрейфа по сравнению с полоидальной проекцией параллельной скорости вблизи пластины. На рисунке 3.7 показано отношение параллельной скорости к скорости ионного звука вблизи нижней наружной пластины. Если бы дрейфом в скрещенных полях можно было пренебречь по сравнению с полоидальной проекцией скорости вдоль магнитного поля, это отношение было бы близ-



Рис. 3.7: Отношение скорости ионов вдоль магнитного поля к скорости ионного звука вблизи нижней наружной пластины.



Рис. 3.8: Отношение плотности тока на пластины к локальному значению полоидальной проекции ионного тока насыщения на наружных диверторных пластинах в разряде CDN.

ко к единице, что не так. Третье предположение неправомерно в случае пристеночной области токамака Глобус-М. Для того, чтобы убедиться, что именно скорость дрейфа в скрещенных  $E \times B$  полях вносит вклад в поток со скоростью ионного звука на пластину, оценим дрейфовую скорость в полоидальном направлении. Скорость дрейфа вблизи нижней наружной пластины в разряде 30422:  $V_{E \times B} \approx \frac{3T_e}{eL_{Te}fB} \approx 3 \ km/s$ , а полоидальная проекция скорости звука:  $c_{s~x} = \sqrt{T_e/m_i} \frac{B_x}{B} \approx 3.5 \ km/s$ . Скорость электрического дрейфа сравнима с полоидальной проекцией скорости ионного звука.

Четвёртое предположение было о том, что ток, текущий на пластину из плазмы много меньше ионного тока насыщения. На рисунке 3.8 показано отношение тока на пластины к полоидальной проекции тока ионного насыщения на наружных диверторных пластинах в разряде CDN. Видно, что ток на пластины сравним с ионным током насыщения, и предположение несправедливо. Подробнее сравнение токов, протекающих в SOL в CDN и LSN конфигурациях приведено в следующем параграфе.



Рис. 3.9: Отношение потока энергии на пластину (учитывается только кинетическая энергия частиц, приходящих на пластину) к потоку частиц на пластину, умноженному на локальное значение электронной температуры вблизи внешних пластин разряда 30422.

# 3.4 Электрические токи в пристеночной плазме разряда в конфигурации CDN

На рисунке 3.9 показан профиль коэффициента пропорциональности  $\gamma$  между потоком энергии на пластину и потоком частиц, умноженным на электронную температуру. При отсутствии тока и равенстве электронной и ионной температур этот коэффициент должен быть порядка 7.5 (см. [27], выражение (2.95)). В SOL вблизи Strike Point (положение Strike Point соответствует 0 по оси абсцисс) коэффициент превышает это значение для обеих наружных пластин в разряде CDN. Действительно, как показано на верхнем графике рисунка 3.10 вблизи Strike Point обеих пластин ток течёт с пластины в плазму (в обозначениях кода SOLPS-ITER такой ток положителен для верхней наружной пластины и отрицателен для нижней наружной пластины).

Известно, что вдоль разомкнутых магнитных линий течёт термоток, направление которого определяется температурой электронов вблизи материальных стенок на концах силовой линии [27]. Термоток направлен от горячего конца магнитной силовой линии к холодному. На рисунке 3.11 показана температура электронов вблизи внешних пластин в разряде 30422. Вблизи Strike Point электронная температура выше на верхней пластине, и термоток направлен с верхней пластины на нижнюю. В обозначениях SOLPS-ITER он должен быть положителен для обеих пластин. Однако, как видно из верхнего графика на рисунке 3.10, ток положителен для верхней пластины и отрицателен для нижней. То есть на обоих концах магнитной трубки ток направлен в плазму. Этот ток замыкает радиальный ток в SOL, о котором шла речь в предыдущей части (см. выражение 2.19). Ток, замыкающий радиальный, отрицателен для нижней пластины и положителен для верхней. К этому току добавляется термоток, положительный для обеих пластин. Поэтому величина суммарного тока больше на верхней пластине, где оба слагаемых имеют один



Рис. 3.10: Верхний график - плотность электрического тока на наружные пластины в разряде 30422. Нижний график - плотность электрического тока на нижние пластины в разряде 30095. Зелёными окружностями обозначены точки, находящиеся между двумя сепаратрисами, соединённые одной силовой линией на этих двух пластинах. Знак тока определяется направлением оси *x* в коде SOLPS-ITER.

знак (токи на наружные пластины в случае CDN показаны на верхнем графике рисунка 3.10).

Ток, текущий с пластины в плазму, соответствует большему потоку на пластину электронов, чем ионов. Для равных потоков электронов и ионов, равных электронной и ионной температурах коэффициент  $\gamma$  (отношение потока энергии к потоку частиц, умноженному на электронную температуру), равен приблизительно 7.5, как уже указывалось. Если поток электронов превышает поток ионов, этот коэффициент увеличивается, что и видно на рисунке 3.9. (При небольших отклонениях потока электронов от потока ионов, увеличение энергии электронов компенсируется снижением энергии ионов, проходящих меньшую разность потенциалов. При большом отклонении потока электронов от потока ионов увеличении энергии электронов уже не компенсируется уменьшением энергии потока ионов [20].) Плотности потоков энергии на наружные пластины в разряде с конфигурацией CDN показаны на рисунке 3.12. Поток энергии на верхнюю пластину превышает поток энергии на нижнюю вблизи Strike Point, коэффициент  $\gamma$  вблизи Strike Point верхней пластины принимает наибольшее значение (рисунок 3.9). Значение коэффициента  $\gamma$  увеличивает



Рис. 3.11: Электронная температура вблизи наружных пластин разряда 30422.



Рис. 3.12: Плотность потока энергии на наружные пластины в разряде 30422.

ется и при плавающем потенциале, если ионная температура превышает электронную. Например, при ионной температуре в два раза больше электронной  $\gamma \approx 9.6$  при потенциале, равном плавающему. Это объясняет увеличение коэффициента  $\gamma$  в дальнем SOL, где ионная температура превышает электронную.

В случае DDN конфигурации силовая линия в ближнем SOL соединяет нижние внутреннюю и наружную пластины. Разность электронных температур на концах силовой линии порядка самой температуры (рисунок 3.13). Значения термотока больше, чем в случае CDN конфигурации, и направление результирующего тока в SOL определяется термотоком, хотя и не на всей пластине (например, в узкой области вблизи Strike Point нижней внутренней пластины ток направлен против термотока). Токи на нижние пластины показаны на нижнем графике рисунка 3.10. Коэффициент  $\gamma$ , отношение потока энергии частиц на пластину к потоку частиц, умноженному на электронную температуру, показан



Рис. 3.13: Профили электронной температуры на нижних пластинах в разряде 30095.



Рис. 3.14: Коэффициент  $\gamma$  (отношение потока энергии частиц на пластину к потоку частиц, умноженному на электронную температуру) на нижних пластинах в разряде 30095.

на рисунке 3.14. В областях, в которых ток течёт с пластины в плазму, коэффициент  $\gamma$  повышается. Кроме того, вдали от Strike Point, где ионная температура в моделировании заметно больше электронной, коэффициент тоже становится больше.

Токи в пристеночной области разряда 30422 в конфигурации CDN схематично показаны на рисунке 3.15. На схеме a) показаны токи в объёме плазмы - вертикальный ток, вызванный  $\nabla B$  дрейфом в неоднородном тороидальном магнитном поле, и замыкающие его Пфирш-Шлютеровские токи. Эти токи не вытекают на пластину. На схеме b) показаны термотоки и указаны величины токов, проинтегрированных по той части пластин, где эти токи определяют направление результирующего тока между пластиной и плазмой, то есть в дальнем SOL для LFS и во всём SOL для HFS. На схеме c) показан радиальный ток в ближнем SOL и показаны замыкающие его PCC(Plates Closing Currents). А также указана величина токов, текущих на пластину, проинтегрированных по тем областям пластин, где направление тока определяется PCC. На последней схеме d) показаны коричневыми стрелками вертикальные  $\nabla B$  токи в PFR и токи, замыкающие их через пластины. Чис-



Рис. 3.15: а) Токи, возникающие из-за неамбиполярного дрейфа в неоднородном магнитном поле (коричневые стрелки) и полоидальные проекции Пфирш-Шлютеровских токов (синие стрелки). Проинтегрированный по четверти обхода по сепаратрисе ток, порождаемый  $\nabla B$  дрейфом, указан в амперах около коричневых стрелок. b) Термоток, текущий вдоль силовых линий. Указана величина тока, проинтегрированного по дальнему SOL. c) Токи через пластины, замыкающие радиальный ток, показаны синими стрелками. Радиальный ток показан коричневыми стрелками. d) Токи через пластины (красные стрелки), замыкающие ток в PFR(Private Flux Region), вызванный  $\nabla B$  дрейфом (коричневые стрелки). Числом указана величина тока, проинтегрированного по PFR части пластин.

лом указан проинтегрированный по PFR ток на пластину для нижних пластин и ток с пластины в плазму для верхних пластин.

Распределение плотности полоидального тока в верхней диверторной области разряда 30422 показано на рисунке 3.16. На рисунке 3.17 это же распределение в нижней диверторной области. Вблизи сепаратрисы в области, где она отделяет замкнутые магнитные линии от незамкнутых, полоидальный ток определяется Пфирш-Шлютеровским, на пластины этот ток не вытекает. На стороне HFS направление тока определяется термотоком. На стороне LFS в ближнем SOL текут токи, замыкающие радиальный ток и токи через PFR, а в дальнем SOL течёт термоток. В дальнем SOL величина тока в магнитной трубке одинакова на двух пластинах, что и указывает на то, что это термоток. В PFR текут токи, замыкающие вертикальный  $\nabla B$  ток.



Рис. 3.16: Распределение полоидальной проекции плотности тока по плазме в области верхнего дивертора для разряда 30422.



Рис. 3.17: Распределение полоидальной проекции плотности тока по плазме в области нижнего дивертора для разряда 30422.

#### 3.5 Выводы к главе 3

Ширина SOL в разряде CDN на 10% меньше ширины SOL в разряде DDN. Простая модель, предсказывающая сокращение ширины SOL в  $\sqrt{2}$  раз, не работает в условиях пристеночной плазмы токамака Глобус-М, поскольку не учитывает токов, текущих на пластины, и дрейфа в скрещенных  $E \times B$  полях. Максимальная плотность потока энергии на верхнюю наружную диверторную пластину в режиме CDN составляет  $0.72MW/m^2$ , на нижнюю наружную диверторную пластину в режиме DDN -  $1.1MW/m^2$ .

Перечислены четыре вида токов, текущих в пристеночной плазме токамака в CDN разряде. Первый вид - Пфирш-Шлютеровские токи, они не вытекают на диверторные пластины. Остальные три вида вытекают на пластины и влияют на потенциал плазмы вблизи пластин. Это термотоки, текущие вдоль незамкнутых силовых линий, если в плазме на концах силовой линии отличаются значения электронной температуры; и два вида токов PCC, замыкающих поперечные токи в пристеночной области. Первый вид замыкает вертикальный  $\nabla B$  ток, текущий в PFR, второй замыкает радиальный неоклассический ток в SOL.

В DDN конфигурации, где электронная температура на пластинах различается на величину порядка самой температуры, термотоки превышают последние два вида токов. В CDN конфигурации PCC токи сравнимы по величине с термотоками, и вместе с ними определяют потенциал плазмы в SOL вблизи Strike Point.

#### ГЛАВА 4

# Анализ стационарных токов, протекающих в пристеночной области токамака

Глава посвящена анализу токов, протекающих в пристеночной области токамака Глобус-М на стационарной стадии разряда в диверторной конфигурации с двумя сепаратрисами. Анализ проведён на основе моделирования разрядов кодом SOLPS-ITER. Результаты моделирования воспроизводят результаты измерений, выполненных диверторными зондами, расположенными на нижней наружной пластине токамака Глобус-М. Основные результаты опубликованы в [24].

Протекание токов в пристеночной плазме изучается на различных установках с диверторной конфигурацией. Впервые наличие термотоков, протекающих вдоль силовой линии от горячей диверторной пластины к холодной, было продемонстрировано на токамаке JET и опубликовано P.J.Harbour в 1988 году [35]. Описание токов, текущих в пристеночной плазме, можно найти в главе 17 книги [27]. Анализ токов, текущих на диверторные пластины, проводится на токамаках ASDEX Upgrade [24], Compass [36], TCV [37] и других. Статья [38] Н. Хромова с соавторами описывает измерение токов на диверторные пластины токамака Глобус-М.

#### 4.1 Описание токов в коде SOLPS-ITER

В коде SOLPS-ITER баланс токов определяется уравнением  $\nabla \cdot \vec{j} = 0$ , в которое входят полоидальные и радиальные составляющие токов [10]:

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_x} j_x \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_y} j_y \right) = 0$$
(4.1)

Полоидальная компонента  $j_x$  складывается из двух составляющих - параллельной магнитному полю и перпендикулярной и магнитному полю, и радиальному направлению.

$$j_x = j_{\parallel} \frac{B_x}{B} + j_{\perp} \frac{B_z}{B} \tag{4.2}$$

$$j_x = j_x^{(AN)} + \widetilde{j_x}^{(dia)} + j_x^{(in)} + \widetilde{j_x}^{(vis\parallel)} + j_x^{(vis\perp)} + \widetilde{j_x}^{(vis\perp)} + \widetilde{j_x}^{(S)} + j_x^{\parallel}$$
(4.3)

Составляющие полоидального тока: аномальный ток  $j_x^{(AN)}$  записан как ток, пропорциональный градиенту потенциала с заданным коэффициентом проводимости. Полоидальная компонента аномального тока равна нулю. Следующие слагаемые - диамагнитный

ток  $(j_x^{(dia)})$ , из которого вычтена бездивергентная часть, инерциальный ток  $(j_x^{(in)})$ , вязкостные токи  $(\widetilde{j_x^{(vis\parallel)}} + \widetilde{j_x^{(vis\perp)}} + \widetilde{j_x^{(visq)}})$ , ион-нейтральный ток  $(\widetilde{j_x^{(S)}})$ , пропорциональный разности направленных скоростей ионов и нейтральных частиц. Ион-нейтральный ток не играл заметной роли в данной работе, поскольку в ней рассматриваются attached режимы, в которых столкновения с нейтральными частицами вносят небольшой вклад в баланс сил ионной составляющей.

Выражения, описывающие диамагнитный и вязкостный токи, заменены на выражения, из которых исключена постоянная составляющая. Это сделано для уменьшения численной ошибки при вычислении дивергенции от медленно меняющегося вектора [10].

Последнее слагаемое в выражении для полоидальной составляющей тока - параллельный ток  $(j_x^{\parallel})$ . Параллельный ток определяется из баланса сил для электронов в направлении вдоль магнитного поля. Из баланса сил выразим силу трения, действующую на электроны  $R_u$ :

$$R_{u} = \frac{\partial p_{e}}{\partial l} - en_{e}\frac{\partial \phi}{\partial l} + 0.71n_{e}\frac{\partial T_{e}}{\partial l}$$

$$\tag{4.4}$$

где l - координата вдоль магнитного поля. Поскольку сила трения, как и ток, пропорциональна разности скоростей электронов и ионов, можно записать продольный ток  $j^{\parallel}$ :

$$j^{\parallel} = R_u \frac{3T_e^{3/2}}{4\sqrt{2\pi}m_e^{1/2}n_e\Lambda e^3 Z_{eff}} + \frac{e}{Z_{eff}}\sum_i n_i u_i \left(Z_i Z_{eff} - Z_i^2\right)$$
(4.5)

Второе слагаемое в выражении 4.5 появляется из-за того, что частота столкновений между электронами и ионами зависит от заряда иона не линейно, а квадратично.

Термоток, текущий вдоль силовых линий, не входит в уравнение непрерывности для тока явно. Он определяется граничными условиями на пластинах.

Радиальная компонента тока записана в коде в виде:

$$j_{y} = j_{y}^{(AN)} + \widetilde{j_{y}^{(dia)}} + j_{y}^{(in)} + \widetilde{j_{y}^{(vis\parallel)}} + j_{y}^{(vis\perp)} + \widetilde{j_{y}^{(visq)}} + j_{y}^{(S)} + j_{y}^{(st)}$$
(4.6)

Составляющие радиального тока: аномальный ток  $j_y^{(AN)}$  добавлен в код для сходимости процесса решения системы уравнений. В полученном решении аномальный ток не должен играть определяющую роль. Диамагнитный ток  $(j_y^{(dia)})$ , инерциальный  $(j_y^{(in)})$ , вязкостные токи  $(j_y^{(vis)}) + j_y^{(vis_\perp)} + j_y^{(visq)})$  и ион-нейтральный ток  $(j_y^{(S)})$  аналогичны соответствующим слагаемым полоидального тока. Последнее слагаемое - стохастический ток  $(j_y^{(st)})$ , не использовался в моделировании токамака Глобус-М.



Рис. 4.1: Плотность полоидальной проекции (a) параллельного тока, (b) диамагнитного тока. Знак тока выбран в соответствии с направлением полоидальной оси в коде SOLPS-ITER.

# 4.2 Результаты расчётов. Распределение токов в конфигурации DDN на токамаке Глобус-М. Токи в SOL

Распределение токов в пристеночной области токамака Глобус-М в DDN конфигурации на стационарной стадии разряда было проанализировано на основе пяти разрядов, о которых речь шла в главе 1. Здесь будет приведена картина распределения токов для разряда 34410, в других разрядах распределение токов в объёме пристеночной плазмы аналогично.

Основной составляющей полоидального тока является параллельный ток (4.5). Диамагнитный ток вносит небольшой вклад, остальные составляющие полоидального тока (см. уравнение 4.3) пренебрежимо малы в пристеночной плазме рассматриваемых разрядов. Полоидальные проекции параллельного и диамагнитного тока показаны на рисунке 4.1 в одинаковом масштабе. Из правого рисунка видно, что полоидальная проекция диамагнитного тока направлена вдоль направления вертикального дрейфа ионов. Полоидальная проекция плотности параллельного тока на левом рисунке превосходит полоидальную проекцию плотности диамагнитного тока в несколько раз.

Радиальный ток, проинтегрированный внутри сепаратрисы по полоидальному обходу, а снаружи сепаратрисы от уровня нижней Х-точки до уровня верхней Х-точки со стороны сильного магнитного поля и, отступив немного вниз от уровня верхней Х-точки до уровня нижней Х-точки со стороны слабого поля, показан на рисунке 4.2. Распределение радиального тока аналогично приведённому раннее распределению радиального тока для разряда Глобус-М 34439 см. рисунок 2.13.

Полный радиальный ток через замкнутые магнитные поверхности внутри сепаратрисы равен нулю, за сепаратрисой ток отличен от нуля и замыкается продольными токами, токами через диверторные пластины и поперечными токами в плазме. Протекание токов можно проиллюстрировать на примере результатов моделирования. Снаружи от сепара-



Рис. 4.2: Радиальный ток в пристеночной плазме для разряда 34410 внутри core и в SOL, а также его составляющие.

трисы, вблизи неё полный радиальный ток становится положительным (см. рисунок 4.2). Он может быть замкнут только полоидальным током, протекающим через границы области интегрирования.

Расчётная сетка разряда 34410, построенная на магнитном равновесии, показана на рисунке 4.3. Как показано в главе 1, расстояние между сепаратрисами в этом разряде больше характерной ширины SOL.

Радиальный ток вблизи сепаратрисы может быть замкнут полоидальным током либо с нижней внутренней, либо с нижней наружной пластины. Значение полоидального тока на нижние диверторные пластины в магнитном слое между сепаратрисами показано на рисунке 4.4. Электронная температура в этой области на наружной пластине составляет 28.5 – 11eV, на внутренней - 4.5 – 2eV. Таким образом термоток направлен от наружной пластины к внутренней и является отрицательным в обозначениях SOLPS-ITER. Из рисунка видно, что значения тока в первых двух точках отрицательны, как и должно быть в случае термотока. Однако ток, вытекающий с наружной пластины, не равен току, текущему на внутреннюю. Это свидетельствует о наличии радиального тока, который и замыкается током с наружной пластины, превышающим термоток. Проследить за этим током на протяжении всей магнитной трубки от наружной пластины до внутренней сложно, поскольку вдали от пластин полоидальный ток имеет Пфирш-Шлютеровское возмущение [21]. Для двух следующих точек на наружной пластине значение полоидального тока положительно, таким образом, полоидальный ток направлен против термотока в этих точках.

На рисунке 4.5 показан ток, текущий на верхнюю и нижнюю внутренние пластины за второй сепаратрисой – то есть в той области, где магнитные трубки соединяют эти пластины. Величина электронной температуры на верхней пластине в этой области – 3 - 4eV, на нижней – 1 - 2eV. Термоток направлен от верхней пластины к нижней, в обозначениях SOLPS-ITER он отрицательный. Действительно, на рисунке 4.5 токи на обеих пласти-



Рис. 4.3: Расчётная сетка разряда 34410. Разряд DDN конфигурации, расстояние между сепаратрисами в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля - 6.5mm (см. главу 1).



Рис. 4.4: Ток на нижние диверторные пластины в ячейках расчётной области, расположенных между двумя сепаратрисами. В этой части нижние диверторные пластины соединены между собой магнитными силовыми линиями. По горизонтали отмечены номера ячеек на расчётной сетке. По вертикали - величина тока в данной ячейке.



Рис. 4.5: Ток на внутренние диверторные пластины в ячейках расчётной области, расположенных между второй сепаратрисой и границей расчётной области. По горизонтали отмечены номера ячеек на расчётной сетке. По вертикали - величина тока в данной ячейке.

нах отрицательные. Значения токов не равны друг другу, что свидетельствует о наличии радиального тока.

Радиальный ток, проинтегрированный от нижней до верхней X-точки со стороны сильного поля, показан на рисунке 4.6. Полный радиальный ток отрицательный и уменьшается по модулю от второй сепаратрисы к границе расчётной области. Этот ток должен быть замкнут полоидальным током. Замыкающий полоидальный ток виден на рисунке 4.5, как разность между величинами токов на верхней и нижней внутренними пластинами. Разность между токами на пластинах не в точности равна разности между радиальными токами для соседних поверхностей, поскольку не учтен радиальный ток в диверторных областях.

Токи на наружных верхней и нижней пластинах за второй сепаратрисой показаны на



Рис. 4.6: Радиальный ток, проинтегрированный по стороне сильного поля между Хточками. По горизонтали - радиус магнитной поверхности с аналогичным магнитным потоком на внешнем экваторе. Черная вертикальная линия слева показывает положение второй сепаратрисы.

рисунке 4.7. Электронная температура в этой области на нижней наружной пластине 4 - 10eV, на верхней - 3.5 - 5eV. Термоток направлен от нижней к верхней пластине, в обозначениях SOLPS-ITER отрицательный. На рисунке 4.7 видно, что ток на нижнюю пластину не везде совпадает по направлению с термотоком - вблизи второй сепаратрисы ток положительный. У края расчётной области радиальный ток небольшой и отличие тока на пластины от термотока также небольшое.

Радиальная составляющая тока в SOL, проинтегрированная по области слабого магнитного поля за второй сепаратрисой, показана на рисунке 4.8. Из условия  $\nabla j = 0$  и уменьшения радиального тока при удалении от второй сепаратрисы следует наличие тока в диверторные области. Этот ток направлен против термотока для нижней наружной пластины и результирующий ток на пластину положительный вблизи второй сепаратрисы, в то время как термоток - отрицательный.

# 4.3 Результаты расчётов. Распределение токов в конфигурации DDN на токамаке Глобус-М. Токи в PFR

В этом пункте проанализированы токи, текущие в областях пристеночной плазмы, не имеющих общих границ с зоной удержания - PFR (private flux region). Подробно остановимся на нижнем PFR, картина токов в верхнем PFR устроена аналогично. На рисунке 4.9 показано давление плазмы в нижнем PFR. Вблизи Х-точки давление порядка 100Па. Направление вертикального дрейфа в неоднородном магнитном поле пересекает сепаратрису ниже Х-точки. Вертикальный дрейф направлен в разные стороны для частиц с разными знаками заряда, поэтому вызывает вертикальный ток. Вертикальный ток, пересекающий ветви сепаратрисы, не может быть замкнут продольным током по плазме и должен замы-


Рис. 4.7: Ток на внешние диверторные пластины в ячейках расчётной области, расположенных между второй сепаратрисой и границей расчётной области. По горизонтали отмечены номера ячеек на расчётной сетке. По вертикали - величина тока в данной ячейке.



Рис. 4.8: Радиальный ток, проинтегрированный по стороне слабого поля между Хточками, область вблизи верхней Х-точки исключена из интегрирования. По горизонтали - большой радиус магнитной поверхности в экваториальной плоскости. Черная вертикальная линия слева показывает положение второй сепаратрисы.



Рис. 4.9: Давление плазмы в нижнем PFR.

каться через диверторные пластины. Картина замыкания схематично показана на рисунке 4.10. В верхнем PFR картина замыкания токов похожа, однако величины токов меньше, поскольку верхняя X-точка не является активной и давление плазмы в области верхнего PFR меньше, а характерный геометрический масштаб такой же.

Плотности тока в нижнем PFR, полученные при моделировании разряда 34410, показаны на рисунке 4.11. Схема 4.10 правдоподобно описывает текущие в PFR токи. Кроме тока, вызванного дрейфом в неоднородном тороидальном магнитном поле, между наружной и внутренней пластиной протекает термоток. Электронная температура в PFR больше на внешней пластине, чем на внутренней, и термоток направлен от внешней к внутренней. Вдали от Strike Points направление тока совпадает с направлением термотока. Вблизи Strike Point ток на обе пластины замыкает токи через ветви сепаратрисы.

## 4.4 Результаты расчётов. Распределение плотности полоидального тока в разряде 34410 токамака Глобус-М

На рисунке 4.12 показана электронная температура вдоль четырёх диверторных пластин. Температура у пластин определяет направление термотока вдоль силовых линий, соединяющих различные пластины. Например, температура в SOL нижней наружной пластины выше температуры на других пластинах. Это значит, что термоток в области SOL этой пластины направлен с пластины в плазму, в обозначениях SOLPS-ITER - отрицательный.

На рисунке 4.13 показаны профили плотности тока вдоль четырёх диверторных пластин. Видно, что ток в SOL нижней наружной пластины меняет направление, то есть на участке 3 – 7*cm* от Strike Point, направление тока и термотока противоположны.

Для пропускания тока через пристеночный слой необходимо соответствующее откло-



Рис. 4.10: Схема замыкания токов в нижнем PFR. Вертикальные зелёные стре́лки показывают токи через ветви сепаратрисы, вызванные  $\nabla B$  дрейфом. Изогнутые голубые стре́лки показывают полоидальные проекции продольных токов, замыкающих вертикальные токи. Чёрные стре́лки вблизи пластин показывают токи через слой объёмного заряда. Белые стре́лки показывают токи внутри пластин.

нение потенциала плазмы от значения плавающего потенциала. На рисунке 4.14 показано отношение потенциала плазмы к локальному значению электронной температуры. Видно, что для нижней внутренней пластины значение потенциала сильно превышает значение плавающего, поскольку ток направлен из плазмы на пластину. Для дейтериевой плазмы при условии равенства электронной и ионной температур плавающий потенциал равен  $2.8T_e/e$  (величина плавающего потенциала вычислена по выражению 2.60 книги [27]). По рисунку 4.14 значение потенциала вблизи нижней пластины в максимуме составляет  $\approx 14T_e/e$ .

На рисунке 4.15 показана плотность полоидальной составляющей тока в плазме в SOL и PFR частях расчётной области. В ближнем SOL в экваториальной плоскости плотность Пфирш-Шлютеровских токов велика и со стороны слабого поля величина плотности тока вышла за рамки шкалы и не показана.

### 4.5 Выводы к главе 4

Проанализированы токи, текущие в пристеночной плазме в типичном разряде Глобуса-М в DDN конфигурации. Показано, что кроме термотоков, в пристеночной плазме текут и радиальные токи, требующие замыкания через диверторные пластины. Описаны два типа таких токов. Первый - радиальный ток в SOL, замыкание которого требует пары токов - с диверторной пластины вблизи Strike Point и на диверторную пластину на расстоянии



Рис. 4.11: Результаты моделирования - плотность полоидального тока в нижнем PFR. Направление стрелки показывает направление тока в данной ячейке расчётной области, длина стрелки пропорциональна величине плотности тока. Масштабная стрелка и плотность тока, которую она изображает, показана в нижнем правом углу картинки. Величина тока задана в  $A/m^2$ .



Рис. 4.12: Профили электронной температуры вдоль четырёх диверторных пластин.



Рис. 4.13: Профили плотности тока вдоль четырёх диверторных пластин.



Рис. 4.14: Отношение потенциала плазмы к электронной температуре вдоль четырёх диверторных пластин. Электронная температура измерена в эВ.



Рис. 4.15: Плотность полоидальной составляющей тока. Знак определяется направлением оси X в коде SOLPS-ITER.

порядка ширины SOL. Второй - ток, создаваемый дрейфом в неоднородном магнитном поле, текущий в PFR через сепаратрису. Этот ток требует замыкания током на пластины в нижнем PFR и с пластин в верхнем PFR, а также тока противоположного знака в SOL. Результирующий ток на пластину определяется этими двумя типами токов и термотоком, возникающим из-за разности температур на концах разомкнутой магнитной линии.

Протекание тока через слой объёмного заряда вблизи диверторной пластины вызывает отклонение потенциала от плавающего значения, создаёт радиальные электрические поля вдоль пластин, меняет ускоряющий потенциал для потока ионов на пластину.

## Заключение

Основные результаты, полученные в диссертации:

- Проведено моделирование пристеночной плазмы для пяти разрядов токамака Глобус-М в режиме улучшенного удержания с разными значениями тока по плазме. На основе результатов моделирования продемонстрирована обратная зависимость ширины обдирочного слоя от тока плазмы в диапазоне от 110 до 200kA.
- 2. С помощью численного эксперимента (моделирования с пониженным аномальным переносом) показано, что при подавленном аномальном переносе ширина обдирочного слоя остаётся конечной и обусловлена неоклассическими (дрейфовыми) механизмами.
- 3. Ширина обдирочного слоя, определённая в результате моделирования, в случае симметричного разряда с двумя Х-точками на одной сепаратрисе на 10% меньше ширины обдирочного слоя в разряде с одной Х-точкой. Симметричный разряд с двумя Х-точками на одной сепаратрисе не снижает в два раза плотность потока энергии на пластины, как это можно было бы предположить из простых соображений. Максимальное значение плотности потока энергии на пластины в этом случае меньше на 36%, чем эта величина в случае разряда в конфигурации с двумя сепаратрисами.
- 4. Показано, что при оценке потоков энергии и частиц на диверторные пластины токамака Глобус-М, необходимо учитывать протекание токов в пристеночной области и дрейфы заряженных частиц, поскольку они дают заметный вклад в полоидальные потоки частиц и энергии.
- 5. На основе моделирования продемонстрировано наличие радиального тока в обдирочном слое, имеющего неоклассическую природу, и па́ры токов, вытекающих на пластины и замыкающих радиальный. Токи на пластины, определённые в моделировании, воспроизводят токи, измеренные диверторными зондами.

#### Благодарности

Благодарю всех, кто помогал мне в работе: научного руководителя Владимира Александровича Рожанского, Илью Юрьевича Сениченкова, Елизавету Геннадьевну Кавееву, Ирину Юрьевну Веселову, Сергея Петровича Воскобойникова, а также сотрудников бывшей кафедры физики плазмы и команду токамака Глобус, выполнившую эксперимент.

# Приложение А Система уравнений кода SOLPS-ITER

В процессе расчётов в гидродинамической части кода SOLPS-ITER решаются уравнения, полученные из уравнений моментов, опубликованных Брагинским в [11], записанные в форме, удобной для численного моделирования. Вторая часть кода SOLPS-ITER, код Eirene, описывает методом Монте-Карло перенос нейтральных частиц. Код Eirene в диссертации не использовался, транспорт нейтральных частиц описывался гидродинамическими уравнениями.

Результат моделирования описывает стационарное решение. Производные по времени, присутствующие в уравнениях, в полученном решении пренебрежимо малы.

В коде предполагается тороидальная симметрия, пространственное распределение параметров плазмы двумерно. Координаты *x*, *y*, *z* безразмерны, *x* - полоидальная координата, её направление совпадает с направлением полоидального магнитного поля, *y* - радиальная координата, *z* - тороидальная координата. Система координат ортогональная криволинейная, коэффициенты Ламе:

$$h_x = \frac{1}{\|\nabla x\|}$$

$$h_y = \frac{1}{\|\nabla y\|}$$

$$h_z = \frac{1}{\|\nabla z\|}$$
(A.1)

Элемент объёма  $dV = \sqrt{g} = h_x h_y h_z$ . В уравнениях учитывается, что  $h_z = 2\pi R$ , где R - большой радиус,  $h_z B_z = const$ ; в соответствии с уравнением Максвелла  $\nabla B = 0$ , произведение  $h_y h_z B_x = const$  при постоянной величине x.

Плазма предполагается многокомпонентной - есть основной сорт ионов и ионы примеси. В случае моделирования токамака Глобус-М, примесью были ионы углерода. Каждое ионизационное состояние примеси описывается как отдельный сорт частиц, имеющий свою концентрацию и величину скорости, параллельной магнитному полю. Концентрация электронов определяется условием квазинейтральности. Нейтральные частицы, в данном случае атомы дейтерия и углерода, также описываются как отдельные сорта ионов с нулевым зарядом. Температуры всех сортов ионов предполагаются одинаковыми, обозначенными  $T_i$ , температура электронов не равна температуре ионов и обозначена  $T_e$ .

Благодаря работе Е.Г.Кавеевой [39] код SOLPS-ITER модифицирован так, что может быть использован для моделирования пристеночной плазмы сферических токамаков, в которых тороидальное поле меньше чем на порядок превышает полоидальное. Далее приведены все пять видов уравнений, решаемых численно при моделировании уравнения непрерывности, продольная составляющая уравнений баланса импульса, уравнения баланса энергии для электронной компоненты и для ионной компоненты, уравнение непрерывности для электрического тока. Число сортов ионов обозначено  $n_s$ . Количество уравнений -  $2n_s + 3$ , неизвестные величины в коде - концентрации ионов, продольные скорости, температуры электронов и ионов, и электрический потенциал. Более подробное описание системы уравнений можно найти в [39], [10], а также в документации, прилагающейся к коду SOLPS-ITER.

#### Уравнение непрерывности для каждого сорта ионов

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} \tilde{\Gamma}_{ax}\right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_y} \tilde{\Gamma}_{ay}\right) = S_a^n \tag{A.2}$$

где  $a = 0, 1, ... n_s - 1$ . В правой части уравнения стоят источники частиц соответствующего сорта ионов, связанные с ионизацией, рекомбинацией и перезарядкой. Знак тильда у потоков указывает на то, что это не полные потоки частиц, а модифицированные, из которых убрана "бездивергентная" составляющая (постоянная составляющая, имеющая нулевую дивергенцию), которая представляла численные сложности, поскольку была значительно больше слагаемого, дающего вклад в уравнение непрерывности.

$$\tilde{\Gamma}_{ax} = (b_x V_{\parallel a} + V_{ax}^{(E)} + V_{ax}^{(AN)} + V^{corr} d^{pc})n_a - D_a^n \frac{1}{h_x} \frac{\partial n_a}{\partial x} - \tilde{D}_{ax}^p \frac{1}{h_x} \frac{\partial p}{\partial x} - \tilde{\Gamma}_{ax}^{PSch}$$
(A.3)

где  $b_x = B_x/B$ , в первой скобке сумма полоидальной проекции продольной скорости, скорости дрейфа в скрещенных полях, скорости, вызванной аномальным потоком и небольшой численной добавки к скорости, служащей для сходимости расчёта. Слагаемое, пропорциональное производной концентрации - диффузия заряженных частиц. Слагаемое, пропорциональное производной давления, описывает поток нейтральных частиц под действием градиента давления. Последнее слагаемое это диамагнитный поток, из которого убрана "бездивергентная" часть.

$$\tilde{\Gamma}_{ay} = \begin{cases} (V_{ay}^{(E)} + V_{ay}^{(AN)})n_a - D_a^n \frac{1}{h_y} \frac{\partial n_a}{\partial y} - \tilde{D}_{ay}^p \frac{1}{h_y} \frac{\partial p}{\partial y} - \tilde{\Gamma}_{ay}^{PSch} + \frac{j^{\Gamma}}{e}, \ z_{n_a} = 1 \ \& \ z_a = 1 \\ (V_{ay}^{(E)} + V_{ay}^{(AN)})n_a - D_a^n \frac{1}{h_y} \frac{\partial n_a}{\partial y} - \tilde{D}_{ay}^p \frac{1}{h_y} \frac{\partial p}{\partial y} - \tilde{\Gamma}_{ay}^{PSch}, \ z_{n_a} \neq 1 \end{cases}$$
(A.4)

где  $\tilde{j}^{\Gamma} = j^{(AN)} + j^{in} + \tilde{j}^{(vis_{\parallel})} + \tilde{j}^{(vis_{\perp})} + \tilde{j}^{(vis_{q})}$  - составляющая радиального тока, входящая в уравнение непрерывности.

Продольная составляющая уравнения баланса импульса

$$m_a \frac{\partial n_a V_{\parallel a}}{\partial t} + \frac{1}{h_z \sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h_z \sqrt{g}}{h_x} \tilde{\Gamma}^m_{ax}\right) + \frac{1}{h_z \sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h_z \sqrt{g}}{h_y} \tilde{\Gamma}^m_{ay}\right) + \frac{b_x}{h_x} \frac{\partial (n_a T_i)}{\partial x} + z_a e n_a \frac{b_x}{h_x} \frac{\partial \phi}{\partial x} = S^m_a \quad (A.5)$$

Выражения для потоков в левой части:

$$\tilde{\Gamma}_{ax}^{m} = \begin{cases} m_{a}V_{a\parallel}\Gamma_{ax}^{Cor} + \frac{4}{3}\widetilde{\widetilde{\eta}}_{Cl_{ax}}\frac{\partial\ln h_{z}}{h_{x}\partial x}V_{a\parallel} - \eta_{ax}\frac{\partial V_{a\parallel}}{h_{x}\partial x}, z_{n_{a}} = 1 \& z_{a} = 1 \\ m_{a}V_{a\parallel}\Gamma_{ax}^{Cor} - \eta_{ax}\frac{\partial V_{a\parallel}}{h_{x}\partial x}, z_{n_{a}} \neq 1 \mid z_{a} \neq 1 \\ \widetilde{\Gamma}_{ay}^{m} = m_{a}V_{a\parallel}\Gamma_{ay}^{Cor} - \eta_{ay}\frac{\partial V_{a\parallel}}{h_{y}\partial y} \end{cases}$$
(A.6)

В выражения для потоков входят потоки частиц  $\Gamma_{ax}^{Cor}$  и  $\Gamma_{ay}^{Cor}$ , которые включают диамагнитные потоки частиц, а не те, из которых исключены "бездивергентные"части, как в уравнении непрерывности А.2. В источник в правой части уравнения  $S_a^m$  входят слагаемые, связанные с вязкостью; центробежной силой; трением, включая термосилу; изменением ионизационных состояний - ионизацией, рекомбинацией и перезарядкой; а также с аномальным током.

Уравнение баланса тепла электронов

$$\frac{3}{2}\frac{\partial n_e T_e}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\sqrt{g}}{h_x}\tilde{q}_{ex}\right) + \frac{1}{\sqrt{g}}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\sqrt{g}}{h_y}\tilde{q}_{ey}\right) + \frac{n_e T_e}{\sqrt{g}}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\sqrt{g}}{h_x}b_x V_{e\parallel}\right) = Q_e + \frac{n_e T_e B_z}{h_x h_y}\left(\frac{\partial\phi}{\partial y}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{B^2}\right) - \frac{\partial\phi}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{B^2}\right)\right) - j_y^{ST}\frac{\partial(n_e T_e)}{h_y \partial y} + Q_{F_{ei}}$$
(A.7)

Источник  $Q_e$  в правой части уравнения это сумма источников тепла, связанных с различными механизмами передачи тепла при столкновениях с электронами – при ионизации, рекомбинации, при упругих столкновениях, при переходе атома или иона в возбуждённое состояние.  $Q_{F_{ei}}$  – источник тепла, связанный с передачей направленной скорости при столкновениях электронов с ионами. Источник тепла, связанный с протеканием стохастического тока, в расчётах Глобуса-М не использовался.

Уравнение баланса тепла ионов

$$\frac{3}{2} \frac{\partial n_{i}T_{i}}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_{x}} \tilde{q}_{ix}\right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_{y}} \tilde{q}_{iy}\right) + \sum_{i=0}^{n_{s}-1} \left(\frac{n_{a}T_{i}}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_{x}} b_{x} V_{a\parallel}\right)\right) = Q_{\triangle} + Q_{F_{ab}} +$$

$$T_{i}B_{z} \frac{1}{h_{x}h_{y}} \left(\frac{\partial\phi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{B^{2}}\right) - \frac{\partial\phi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{B^{2}}\right)\right) \sum_{a=0, z_{a} \neq 0}^{n_{s}-1} (n_{a}) +$$

$$\sum_{a=0, z_{a} \neq 0}^{n_{s}-1} \left(\eta_{ax} \left(\frac{\partial V_{a\parallel}}{h_{x}\partial x}\right)^{2} + \eta_{ANa} \left(\frac{\partial V_{a\parallel}}{h_{y}\partial y}\right)^{2}\right) + Q_{I}^{(i)} + Q_{R}^{(i)}$$
(A.8)

Первое слагаемое в правой части,  $Q_{\triangle}$  – теплообмен между ионами и электронами при столкновениях. Это слагаемое отличается от  $Q_e$  в уравнении баланса тепла электронов на величину энергии излучения  $Q_R$ :  $Q_e = -Q_{\triangle} - Q_R$ . Второе слагаемое  $Q_{F_{ab}}$  – источник тепла, возникающий при столкновении ионов разных сортов с разными направленными скоростями. Третье слагаемое – источник тепла, вызванный дивергенцией ЕхВ дрейфа. Следующее слагаемое – вязкостный источник. Последние два слагаемых  $Q_I^{(i)}$  и  $Q_R^{(i)}$  – источники тепла при процессах ионизации и рекомбинации частиц. При изменении зарядового состояния у частиц меняется направленная скорость и, соответственно, меняется и тепловая.

Уравнение непрерывности для тока

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_x} j_x \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_y} j_y \right) = 0 \tag{A.9}$$

где  $j_x$  - полоидальная,  $j_y$  - радиальная компоненты тока Полоидальная компонента тока:

$$j_x = j_\perp \frac{B_z}{B} + j_\parallel \frac{B_x}{B} \tag{A.10}$$

где  $j_{\perp}$  - компонента тока, перпендикулярная и магнитному полю и радиальному направлению,  $j_{\parallel}$  - компонента тока, параллельная магнитному полю.

$$j_x = j_x^{(AN)} + \widetilde{j_x}^{(dia)} + j_x^{(in)} + \widetilde{j_x}^{(vis\parallel)} + \widetilde{j_x}^{(vis\perp)} + \widetilde{j_x}^{(visq)} + \widetilde{j_x}^{(S)} + j_x^{(\parallel)}$$
(A.11)

Аномальный ток  $j_x^{(AN)}$  записан как ток, пропорциональный градиенту потенциала с заданным коэффициентом проводимости. Он добавлен в код для сходимости процесса решения системы уравнений, в полученном решении этот ток не должен играть определяющую роль. Полоидальная компонента аномального тока равна нулю. Следующие слагаемые диамагнитный ток  $(j_x^{(dia)})$ , из которого вычтена "бездивергентная" часть, инерциальный ток  $(j_x^{(in)})$ , вязкостные токи  $(j_x^{(vis||)} + j_x^{(vis_\perp)} + j_x^{(visq)})$ , ион-нейтральный ток  $(j_x^{(S)})$ , пропорциональный разности направленных скоростей ионов и нейтральных частиц, и параллельный ток  $(j_x^{(||)})$ . Величина параллельного тока определялась из уравнения баланса сил для электронов:

$$0 = -\frac{\partial p_e}{\partial l} + en_e \frac{\partial \phi}{\partial l} + R_u - 0.71 n_e \frac{\partial T_e}{\partial l}$$
(A.12)

Сила трения  $R_u$  пропорциональна разности скоростей между электронами и ионами. Параллельный ток можно выразить через силу трения (см. главу 4):

$$j_x^{\parallel} = \sigma_{\parallel} \left( \frac{1}{en_e h_x} \cdot \frac{\partial n_e T_e}{\partial x} - \frac{1}{h_x} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) - \alpha_{ex} \frac{1}{h_x} \frac{\partial T_e}{\partial x} - \frac{eb_x}{z_{eff}} \sum_{a=0}^{n_{s-1}} n_a V_{a\parallel} (z_a^2 - z_a z_{eff})$$
(A.13)

$$j_{y} = j_{y}^{(AN)} + \widetilde{j_{y}}^{(dia)} + j_{y}^{(in)} + \widetilde{j_{y}}^{(vis\parallel)} + j_{y}^{(vis\parallel)} + \widetilde{j_{y}}^{(vis\perp)} + \widetilde{j_{y}}^{(visq)} + \widetilde{j_{y}}^{(S)} + j_{y}^{(st)}$$
(A.14)

Последнее слагаемо<br/>е $(j_y^{(st)})$ – стохастический ток, который в моделировании Глобуса-М<br/> не использовался.

- I.Yu. Senichenkov, E.G. Kaveeva, 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. Integrated modelling of the Globus-M tokamak plasma and a comparison with SOL width scaling. // Nuclear Fusion 2015 V.55 053012
- V.K. Gusev, N.N. Bakharev, V.A. Belyakov, B.Ya. Ber, E.N. Bondarchuk, V.V. Bulanin, A.S. Bykov, F.V. Chernyshev, E.V. Demina, V.V. Dyachenko, P.R. Goncharov, A.E. Gorodetsky, E.Z. Gusakov, A.D. Iblyaminova, A.A. Ivanov, M.A. Irzak, E.G. Kaveeva, S.A. Khitrov, M.V. Khokhlov, N.A. Khromov, V.V. Kolmogorov, V.A. Kornev, S.V. Krasnov, G.S. Kurskiev, A.N. Labusov, S.A. Lepikhov, N.V. Litunovsky, I.V. Mazul, A.D. Melnik, V.V. Mikov, V.B. Minaev, A.B. Mineev, M.I. Mironov, I.V. Miroshnikov, E.E. Mukhin, A.N. Novokhatsky, A.D. Ovsyannikov, M.I. Patrov, A.V. Petrov, Yu.V. Petrov, V.A. Rozhansky, N.V. Sakharov, A.N. Saveliev, I.Yu. Senichenkov, V.Yu. Sergeev, P.B. Shchegolev, O.N. Shcherbinin, I.V. Shikhovtsev, V.S. Tanaev, V.N. Tanchuk, S.Yu. Tolstyakov, V.I. Varfolomeev, E.O. Vekshina, A.V. Voronin, S.P. Voskoboinikov, F. Wagner, A.Yu. Yashin, G.V. Zadvitskiy, A.P. Zakharov, R.Kh. Zalavutdinov and E.G. Zhilin. Review of Globus-M spherical tokamak results. // Nuclear Fusion, 2015, V. 55, 104016
- E Vekshina, I Senichenkov, V Rozhansky, E Kaveeva, N Khromov, G Kurskiev, M Patrov and Globus-M team. Globus-M plasma edge modelling with B2SOLPS5.2 code. // Plasma Physics Controlled Fusion, 2016, V. 58 085007
- 4. V Rozhansky, E Kaveeva, I Senichenkov and E Vekshina. Structure of the classical scrapeoff layer of a tokamak. // Plasma Physics and Controlled Fusion, 2018, V. 60, 035001
- D. S. Sorokina, I. Yu. Senichenkov, V. A. Rozhansky, and E. O. Vekshina. Modeling of Globus-M2 spherical tokamak edge with nitrogen seeding. // Physics of Plasmas, 2018, V. 25, 122514
- E Vekshina, V Rozhansky, E Kaveeva, I Senichenkov and N Khromov. Modeling of Globus-M connected double-null discharge. // Plasma Physics and Controlled Fusion, 2019, V.61 125009
- Хромов Н.А., Векшина Е.О., Гусев В.К., Литуновский Н.В., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В. Исследование пристеночной плазмы токамака Глобус-М с помощью массива диверторных ленгмюровских зондов. // Журнал технической физики, 2021, вып. 3, стр. 421
- V Rozhansky, E Kaveeva, I Senichenkov, D.Sorokina, E Vekshina, D.Coster, P.McCarthy, N.Khromov. Currents structure in the scrape-off layer of a tokamak. //Nuclear Materials and Energy, 2020, V.25 100840

9. V Rozhansky, E Kaveeva, I Senichenkov, D.Sorokina, E Vekshina, D.Coster, P.McCarthy, N.Khromov. Current structure in the scrape-off layer of a tokamak in a quiescent state. // Plasma Physics and Controlled Fusion, 2021, V.63 015012

#### Литература

- [1] John Wesson. Tokamaks. // Third edition Clarendon press Oxford, 2004
- [2] G.F. Counsell, J.W. Connor, S.K. Erents, A.R. Field, S.J. Fielding, B. La Bombard, K.M. Morel. SOL width scaling from consideration of edge transport in tokamaks. // Journal of Nuclear Materials, 1999, V. 2 p 91-98
- [3] T. Eich et al. Inter-ELM Power Decay Length for JET and ASDEX Upgrade: Measurement and Comparison with Heuristic Drift-Based Model. // Physical Review Letters, 2011, V.107 215001
- [4] T.K. Gray, R. Maingi, V.A. Soukhanovskii, J.E. Surany, J.-W. Ahn, A.G. McLean. Dependence of divertor heat flux widths on heating power, flux expansion, and plasma current in the NSTX. // Journal of Nuclear Materials, 2011, V. 415, p. S360-S364
- [5] T. Eich et al. Scaling of the Tokamak Near Scrape-Off Layer H-mode Power Width and Implications for ITER. // Nuclear Fusion, 2013, V.53 093031
- [6] R.J. Goldston. Heuristic drift-based model of the power scrape-off width in low-gas-puff H-mode tokamaks. // Nuclear Fusion, 2012 V. 52 013009
- [7] V. Rozhansky, E. Kaveeva, I Senichenkov and E Vekshina. Structure of the classical scrape-off layer of a tokamak. // Plasma Physics and Controlled Fusion, 2018 V.60 035001
- [8] E.T. Meier et al. Analysis of drift effects on the tokamak power scrape-off width using SOLPS-ITER. // Plasma Physics and Controlled Fusion, 2016 V. 58 125012
- [9] E.T. Meier et al. Drifts, currents, and power scrape-off width in SOLPS-ITER modeling of DIII-D. // Nuclear Materials and Energy. 2017, V.12, pp.937-977
- [10] V. Rozhansky et al. New B2SOLPS5.2 transport code for H-mode regimes in tokamaks. //Nuclear Fusion 2009 V. 49 025007
- [11] С.И.Брагинский. Явления переноса в плазме. Вопросы теории плазмы под редакцией М.А.Леонтовича. // Вып.1 М. ГОСАТОМИЗДАТ, 1963.
- [12] S. Wiesen et al. The new SOLPS-ITER code package. // Journal of Nuclear Materials 2015. V. 463. p. 480-484, 21st PSI, Kanazawa, Japan

- [13] X. Bonnin, W. Dekeyser, R. Pitts, D. Coster, S. Vosksboinikov and S. Wisen. Presentation of the New SOLPS-ITER Code Package for Tokamak Plasma Edge Modelling. // Plasma and Fusion Research 2016 V.11. 1403102, PET-15 conference, 2015, Nara, Japan.
- [14] I.Senichenkov et al. On mechanisms of impurity leakage and retention in the tokamak divertor. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2019 V.61. 045013
- [15] Y.P.Chen et al. SOLPS-ITER modeling of SOL-divertor plasmas with different configurations in EAST. // Nuclear Fusion 2020. V.60. 036019
- [16] W.Dekeyser et al. SOLPS-ITER Modeling of the Alcator C-Mod Divertor Plasma. Plasma and Fusion Research 2016 V.11 1403103
- [17] I.Senichenkov et al. Integrated modelling of the Globus-M tokamak plasma and a comparison with SOL width scaling. // Nuclear Fusion 2015 V.55 053012
- [18] J.M. Canik, R. Maingi, V.A. Soukhanovskii, R.E. Bell, H.W. Kugel, B.P. LeBlanc, T.H. Osborne. Measurements and 2-D modeling of recycling and edge transport in discharges with lithium-coated PFCs in NSTX. // Journal of Nuclear Materials, 2011, V. 415, S409-S412
- [19] V.Rozhansky, P.Molchanov, I.Veselova, S.Voskoboynikov, A.Kirk and D.Coster. Contribution of  $\vec{E} \propto \vec{B}$  drifts and parallel currents to divertor asymmetries. // Nuclear Fusion, 2012, V. 52, 103017 (9pp)
- [20] D. Brida et al. Role of electric currents for the SOL and divertor target heat fluxes in ASDEX Upgrade. // Plasma Physics and Controlled Fusion, 2020 V.62, 105014
- [21] V.Rozhansky, E.Kaveeva, S.Voskoboynikov, D.Coster, X.Bonnin, R.Schneider. Potentials and currents in the edge tokamak plasma: simplified approach and comparison with twodimensional modelling.// Nuclear Fusion, 2003, V.43 p.614
- [22] V.Rozhansky. Modelling of the Edge Plasma with Account of Self-Consistent Electric Fields. // Contributions to plasma physics, 2006 V.46, N7-9, 575-585
- [23] V.Rozhansky. Understanding transport barriers through modelling. // Plasma Physics and Controlled Fusion 2004 V.46, A1–A17
- [24] V.Rozhansky, E.Kaveeva, I.Senichenkov, D.Sorokina, E.Vekshina, D.Coster, P. McCarthy and N Khromov. Current structure in the scrape-off layer of a tokamak in a quiescent state Plasma Physics and Controlled Fusion, 2021, V.63 015012
- [25] E.Vekshina, I.Senichenkov, V.Rozhansky, E.Kaveeva, N.Khromov, G.Kurskiev, M.Patrov and Globus-M team. Globus-M plasma edge modeling with B2SOLPS5.2 code. // Plasma Physics and Controlled Fusion 2016 V.58 085007

- [26] В.Е.Голант, А.П.Жилинский, И.Е.Сахаров Основы физики плазмы. // М. Атомиздат, 1977.
- [27] Peter C. Stangeby. The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices. // IOP Publishing Ltd. 2000
- [28] В.К. Гусев, С.Е. Бендер, А.В. Деч, Ю.А. Косцов, Р.Г. Левин, А.Б. Минеев, Н.В. Сахаров. Методы реконструкции равновесия плазмы на сферическом токамаке Глобус-М // Журнал Технической Физики. 2006 Том 76. вып. 8. стр. 25-32
- [29] V. Gusev et al. Overview of results obtained at the Globus-M spherical tokamak // Nuclear Fusion. 2009, V. 49 104021
- [30] H J Sun et al. Study of near scrape-off layer (SOL) temperature and density gradient lengths with Thomson scattering. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2015 V. 57 125011
- [31] В.А.Рожанский. Теория плазмы. // 2011, СПб, Лань
- [32] Per Helander, Dieter J. Sigmar Collisional. Transport in Magnetized Plasmas. // Cambridge University Press 2002
- [33] D. Brunner, A.Q. Kuang, B. LaBombard and J.L. Terry. The dependence of divertor power sharing on magnetic flux balance in near double-null configurations on Alcator C-Mod. // Nuclear Fusion, 2018, V. 58 076010 (17pp)
- [34] E.Vekshina, V.Rozhansky, E.Kaveeva, I.Senichenkov and N.Khromov. Modeling of Globus-M connected double-null discharge. // Plasma Physics and Controlled Fusion, 2019, V. 61 125009
- [35] P.J.Harbour Current flow parallel to the field in a Scrape-Off Layer. // Contributions to Plasma Physics, 1988, V.28 pp.417-419
- [36] M.Komm et al. On the possibility of direct electrical power extraction from scrape-off layer currents in tokamaks. // Plasma Physics and Controlled Fusion, 2019, V.61 095017
- [37] M. Wensing et al. Experimental verification of X-point potential well formation in unfavorable magnetic field direction. // Nuclear materials and energy, 2021, V.25 100839
- [38] Н.А.Хромов, Е.О.Векшина, В.К.Гусев, Н.В.Литуновский, М.И.Патров, Ю.В.Петров, Н.В. Сахаров. Исследование пристеночной плазмы токамака Глобус-М с помощью массива диверторных ленгмюровских зондов.// Журнал технической физики, 2021, том 91, вып. 3, стр. 421
- [39] Е.Г.Кавеева. Моделирование пристеночной плазмы токамака с учетом самосогласованных электрических полей. // Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. Санкт-Петербург. 2005