

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
Отделение физики плазмы, атомной физики и астрофизики
Лаборатория высокотемпературной плазмы

Трошин Григорий Александрович

**Исследование генерации тока увлечения с помощью нижнегибридных
волн в токамаках**

Специальность 1.3.9 – физика плазмы

Научный доклад

Санкт-Петербург

2022

Научный руководитель: Теплова Наталья Витальевна,

кандидат физико-математических наук,

научный сотрудник ФТИ им. Иоффе

Рецензент:

Лашкул Сергей Иванович,

кандидат физико-математических наук,

старший научный сотрудник ФТИ им. Иоффе

Рецензент:

Сениченков Илья Юрьевич,

кандидат физико-математических наук,

доцент Высшей Школы Фундаментальных

Физических Исследований,

Физико-Механический институт,

СПбПУ Петра Великого

Содержание

Общая характеристика работы.....	4
Актуальность исследования	4
Целью научного исследования является:	6
Задачами научного исследования является:	6
Научная новизна работы:.....	7
Апробация работы	8
Глава 1 Теория генерации тока увлечения в токамаке с помощью волн промежуточного частотного диапазона	9
Глава 2 Методы исследования генерации нижегибридного тока в токамаке	11
Глава 3 Результаты численного моделирования тока увлечения в токамаках ФТ-2 и Глобус-М2.....	18
3.1 Описание используемых в расчетах установок	18
3.2 Моделирование генерации нижегибридного тока увлечения с учетом вихревого электрического поля в плазме токамака ФТ-2.....	24
3.3 Анализ влияния различных частей спектра на генерацию нижегибридного тока в плазме токамака ФТ-2	28
3.4 Сравнение динамической и стационарной версий кодов	33
3.5 Подбор наиболее эффективного стартового замедления для генерации тока увлечения для токамака Глобус-М2	37
3.6 Проведение моделирования с целью сравнения с экспериментальными данными разряда Глобус-М2	40
3.7 Модификация алгоритма рей трейсинга с учетом ввода двумерного спектра стартовых замедлений волн	48
3.8 Расчет траектории лучей и поглощенной мощности для геликонов и сравнение с результатами расчетов, полученных с помощью полноволнового кода	52
3.9 Моделирование генерации тока увлечения с учетом и в отсутствии вихревого электрического поля для Глобус-М2.....	60
3.10 Модификация кода FRTC – ускорение вычислений, работа с системой ввода и вывода данных	66
Заключение.....	68
Список литературы	71

Общая характеристика работы

Актуальность исследования

Растущая потребность населения планеты в энергии на фоне истощения невозобновляемых природных энергетических ресурсов обуславливает необходимость создания в ближайшем будущем альтернативных экологически чистых источников энергии. Одним из перспективных направлений считается создание установок типа «токамак» на основе термоядерного синтеза. Такие установки будут безопасны в эксплуатации и восполнят растущую потребность человечества в энергии.

Классический токамак представляет собой тороидальную вакуумную камеру, на которую намотаны катушки для создания тороидального магнитного поля, обеспечивающего удержание ионов и электронов. С помощью индуктора в камере создают вихревое электрическое поле. Индуктор представляет собой первичную обмотку большого трансформатора, в котором плазма является вторичной обмоткой. В основе работы токамака лежит создание тока по плазме в тороидальной камере с помощью вихревого электрического поля. Протекающий по плазме ток обеспечивает омический нагрев плазмы и создает полоидальное магнитное поле, обеспечивающее вращательное преобразование, подавляющее дрейфовые потери частиц плазмы. При создании тока с помощью индуктора в работе токамака необходимы паузы для перемагничивания индуктора, что приводит к цикличности работы установки, в том числе к циклическим колебаниям температуры первой стенки и к циклическим силовым нагрузкам на все элементы токамака, что приемлемо в экспериментальной установке, но не в реакторе, поскольку существенно снижает его долговечность.

Безындукционный старт и дальнейшее поддержание тока в плазме токамака является одной из ключевых составляющих в проектах

осуществления управляемого термоядерного синтеза, а также в проектах создания источника нейтронов на базе сферического токамака. В основе безындукционных методов генерации тока лежит передача направленной скорости электронам. Экспериментально апробированными и подтвержденными методами генерации тока в токамаке являются инжекция нейтральных пучков и с помощью электромагнитных волн.

В настоящее время метод генерации тока посредством замедленных высокочастотных волн нижнегибридного диапазона частот широко применяется в токамаках различного типа, имеет наибольшую теоретически и экспериментально подтвержденную эффективность. В основе метода лежит эффект передачи импульса замедленной вч-волной нижнегибридного диапазона частот электронам благодаря затуханию Ландау. В результате электронная функция распределения по скоростям деформируется, что обеспечивает дополнительную генерацию тока в плазме токамака. Данный метод позиционируется как один из основных методов генерации тока в реакторе [1]. Существенный вклад в понимание особенностей распространения нижнегибридных волн в плазме токамака и механизма их поглощения вносят исследования, проводимые на небольших токамаках.

В ФТИ им. А.Ф. Иоффе на токамаке ФТ-2 в течение длительного времени ведутся работы по исследованию взаимодействия нижнегибридных волн с плазмой. В результате работ были обнаружены особенности ввода мощности в условиях, когда существует возможность распада вводимой волны. Определены оптимальные режимы для эффективного нагрева ионов плазмы, особенности генерации и отключения нижнегибридных токов увлечения. В последнее время большое внимание уделяется механизмам, влияющим на эффективность генерации нижнегибридных токов увлечения.

Особую актуальность проблема генерации тока приобретает применительно к сферическим токамакам. Работы, проводимые на сферических токамаках, занимают особое место в исследованиях по физике высокотемпературной плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Данные устройства, благодаря своей компактности и высоким характеристикам плазмы, рассматриваются в ближайшей перспективе в качестве основы для создания термоядерного источника нейтронов (ТИН), работающего с малым содержанием трития.

Данная работа посвящена теоретическому исследованию генерации нижнегибридного тока увлечения и численному моделированию на основе экспериментальных данных токамаков ФТ-2 и Глобус-М2.

Целью научного исследования является:

- Модернизация численного кода для моделирования генерации тока увлечения с помощью нижнегибридных волн в токамаках
- Проведение численных расчетов генерации тока увлечения с помощью волн промежуточного частотного диапазона на основе экспериментальных данных разряда токамаков ФТ-2 и Глобус-М2

Задачами научного исследования является:

- Анализ влияния различных частей спектра волны накачки на генерацию нижнегибридного тока в плазме на примере экспериментальных параметров на токамаке ФТ-2
- Модернизация численного кода FRTC с целью ускорения вычислений, создание современной системы ввода и вывода данных в коде
- Оптимизация процесса моделирования посредством предварительной обработки экспериментальных данных с целью подбора оптимальных аналитических зависимостей (плотность, температура, эффективный заряд), а также геометрических параметров (вытянутость и треугольность) расчетов для реализации условий расчета равновесия в коде ASTRA

- Модификация алгоритма рей трейсинга в коде FRTC с целью расчета лучевых траекторий для двумерного спектра стартовых замедлений волн
- Проведение численного моделирования с параметрами эксперимента на токамаке Глобус-М2 и сравнение с экспериментальными данными
- Расчет траектории лучей и поглощенной мощности для геликонов и сравнение с результатами расчетов, полученных с помощью полноволнового кода
- Подбор наиболее эффективного стартового замедления для генерации тока увлечения для токамака Глобус-М2
- Моделирование генерации тока с использованием различных численных методов решения уравнения Фоккера-Планка в коде FRTC
- Моделирование разрядов Глобус-М2 с учетом динамики во времени параметров плазмы – температуры, эффективного заряда
- Моделирование генерации тока увлечения с учетом и без учета вихревого электрического поля для Глобус-М2
- Выполнение расчетов по генерации тока увлечения для различных изотопов водорода

Научная новизна работы:

- Проведена модернизация кода FRTC: в алгоритм рей трейсинга включен ввод двумерного спектра мощности, оптимизирована система ввода и вывода данных, сокращено время вычислений
- Разработана методика предварительной обработки экспериментальных данных разряда токамака с целью увеличения точности расчетов.
- Впервые получены результаты численного моделирования генерации тока увлечения с помощью кода на основе рей трейсинга, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Апробация работы

Результаты работы представлялись на международных конференциях:

1. 46-ая Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, г. Звенигород Московской обл. 18 - 22 марта 2019 года.
2. 46th European Physical Society Conference on Plasma Physics, EPS 2019; Milan, Italy; 8-12 July 2019
3. 23rd Topical Conference on Radiofrequency Power in Plasmas; Hefei, China; 14-17 May 2019
4. 47th EPS Conference on Plasma Physics, EPS 2021; Online, Sitges, Spain; 21-25 June 2021
5. 49-ая Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, г. Звенигород Московской обл. 14 - 18 марта 2022 года.

Глава 1 посвящена описанию эффекта генерации тока в плазме токамака.

Генерация тока электромагнитными волнами возможна во всех исследуемых для УТС диапазонах частот [3]:

- Альфеновском, $\Delta f \approx (1-10)$ МГц,
- Ионно-циклотронном, $\Delta f \approx (10-100)$ МГц,
- Нижнегибридном, $\Delta f \approx (1-10)$ ГГц,
- Электронно-циклотронном, $\Delta f \approx (50-150)$ ГГц

Генерация тока увлечения с помощью нижнегибридных волн (LHCD) была предметом интенсивных теоретических [3], численных [4] и экспериментальных [5] исследований в течение последних десятилетий. Преимущество этого способа генерации тока заключается в использовании волноводов, внешних по отношению к вакуумному сосуду, для передачи волновой энергии в плазму. В принципе, при подходящем выборе частоты и волнового вектора можно добиться либо электронного, либо ионного нагрева. Кроме того, легко доступны мощные источники радиочастот в соответствующем диапазоне в несколько гигагерц.

LHCD является многообещающим методом для контроля внеосевого ($r/a \geq 0,65$) профиля тока в реакторной плазме. Нижнегибридные волны обладают свойством эффективного затухания при высоких параллельных фазовых скоростях $v_{||}$ относительно тепловой скорости электронов, где $v_{||} \geq 2.5v_{te}$ и $v_{te} = \sqrt{T_e/m_e}$. Следовательно, эти волны хорошо подходят для возбуждения тока на периферии плазмы, где температура электронов ниже. Кроме того, благодаря их относительно высокому $v_{||}$ вредное воздействие захвата частиц и паразитного поглощения на альфа-частицах

сводится к минимуму. Наконец, более высокая фазовая скорость также приводит к более высокой эффективности генерации тока [3].

В рассматриваемом диапазоне частот $\omega^2 < |\omega_{Be}|\omega_{Bi}$ в неоднородной замагниченной плазме существуют быстрая и медленная волны. Для медленной волны одномерно неоднородной, холодной плазме существует нижнегибридный резонанс (НГР) при условии:

$$\omega^2 = \frac{\omega_{pi}^2 \omega_{Be}^2}{\omega_{Be}^2 + \omega_{pe}^2} = \omega_{\text{НГ}}^2$$

На существование НГР для заданной частоты влияют как плотность электронов, так и магнитное поле, и ионный состав плазмы. Поглощение НГ волн обеспечивается столкновительным механизмом и затуханием Ландау.

Глава 2 посвящена описанию основных методов исследования

Главным инструментом, который используется для исследования генерации нижегибридного тока увлечения, является Fast Ray Tracing Code:

- FRTC (Fast Ray Tracing Code) – разработан в ФТИ Иоффе А.Н. Савельевым и А.Д. Пилюей. Код используется для расчета генерации нижегибридного тока увлечения [2]. Метод расчета основан на широко известной физической модели [3], заключающейся в совмещении отслеживания лучей (ray tracing) и решении уравнения Фоккера-Планка. В этой модели вводимая ВЧ мощность распределяется между лучами в соответствии с излучаемым спектром. Лучи вводятся с периферии плазменного шнура в интервале полоидальных углов, траектории лучей сопровождаются при помощи системы уравнений Гамильтона. Мощность каждого луча меняется вдоль траектории вследствие столкновительного и Ландау затуханий. При помощи полученных эволюций мощности лучей находится усредненный по магнитной поверхности квазилинейный коэффициент диффузии, который используется для нахождения функции распределения электронов по скоростям в решении уравнения Фоккера-Планка. Коды, использующие эту модель, обычно используются для интерпретации экспериментов по нагреву с помощью нижегибридных волн, а также для оценки возможности использования в термоядерном реакторе. Для уменьшения затрат времени на вычисления дифференциальных уравнений в частных производных используется упрощенная одномерная модель уравнения Фоккера-Планка. Поэтому код, который использует трассировку лучей, является ключевым элементом комплекса моделирований.

На рис.2.1 изображено взаимодействие комплекса программ для моделирования плазменных разрядов с генерацией нижегибридного тока

увлечения. На подготовительном этапе в конфигурационный файл ASTRA вносятся параметры плазмы, извлекаемые из экспериментального файла разряда с помощью программы Combiscope. Полученные параметры также используются для расчета начального спектра замедления ВЧ волн в Grill3D. Равновесие плазменного шнура обеспечивается с помощью кода ASTRA. В ходе эволюции разряда ASTRA вызывает дополнительный модуль FRTC, который рассчитывает генерацию нижнегибридного тока увлечения.

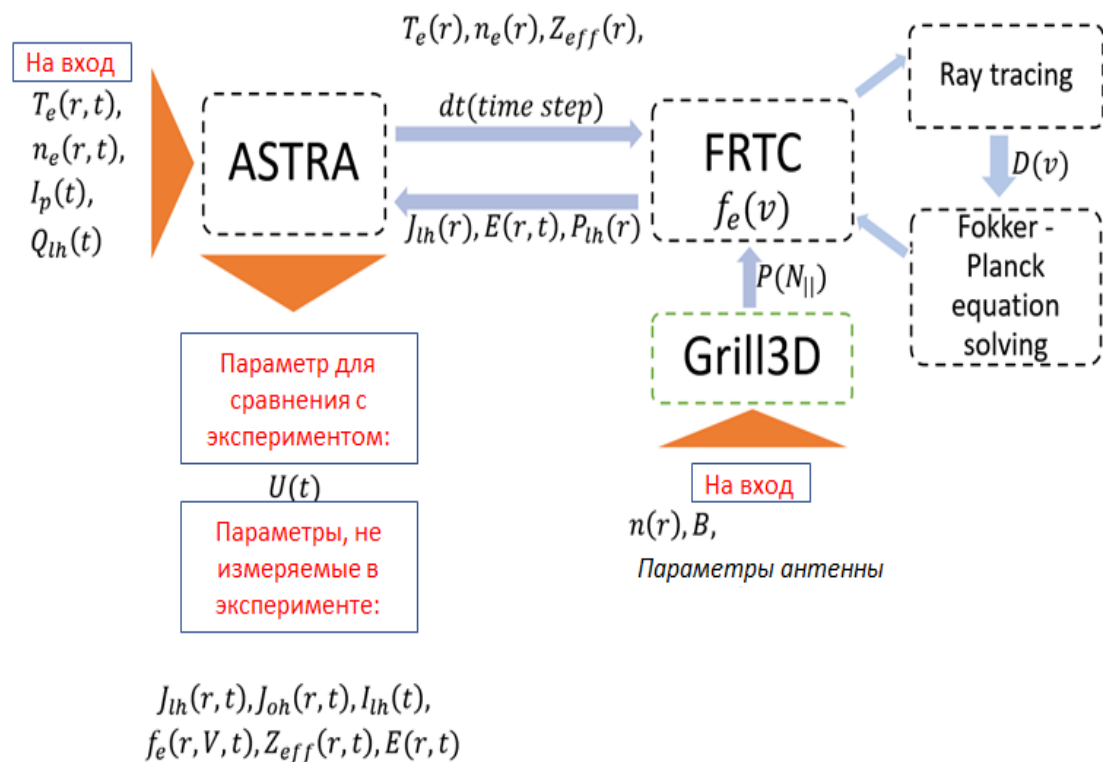


Рис.2.1 схема взаимодействия кодов для расчетов НГ нагрева плазм

В первоначальном виде код был стационарным и расчеты происходили отдельно для каждого момента времени. В дальнейшем для уточнения результатов моделирования и учета времени выхода плазмы на стационар, возникла необходимость в модернизации уравнения Фоккера-Планка. Изменение заключалось в учете временной эволюции функции распределения электронов по скоростям, при помощи передачи ее производной по времени в последующие итерации. Для решения обновленного уравнения потребовалось прибегнуть к новому алгоритму – методу Ченга-Купера.

Уравнение Фоккера-Планка в присутствии электрического поля в стационарном случае:

$$0 = \frac{\partial}{\partial v} \left\{ D(v) \frac{\partial f}{\partial v} \right\} + \frac{\partial}{\partial v} \left\{ \frac{1}{v^3} \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{f}{v^2} \right\} \pm E \frac{\partial f}{\partial v}$$

Уравнение Фоккера-Планка в динамическом случае:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v} \left\{ D(v) \frac{\partial f}{\partial v} \right\} + \frac{\partial}{\partial v} \left\{ \frac{1}{v^3} \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{f}{v^2} \right\} \pm E \frac{\partial f}{\partial v}$$

Здесь $v = v_{\parallel}/v_{T_e}$ - это компонента скорости электронов, параллельная линиям магнитного поля, нормированная на тепловую скорость электронов ($v_{T_e} = \sqrt{T_e/m_e}$). Продольная компонента электрического поля, $E = E_{\parallel}/E_{Dr}$, нормирована на поле Дрейсера ($E_{Dr} = m_e v_{T_e} / \tau_0 |e|$). Время нормировано на Спитцеровское время столкновений для электронов ($\tau_0 = m_e^2 v_{T_e}^3 / 4\pi e^4 n\Lambda$), а квазилинейный коэффициент диффузии $D(v)$ нормирован на $v_{th,e}^2 / \tau_0$.

Слагаемое, соответствующее вихревому электрическому полю, в правой части уравнения, может менять знак. В расчетах скорость электронов v и вихревое электрическое поле E считаются положительными величинами.

Знак минус перед электрическим полем соответствует движению электронов против электрического поля, а знак плюс движению по направлению поля. Таким образом, мы имеем принципиально два разных уравнения, описывающих два противоположных крыла функции распределения электронов по скоростям.

В коде FRTC используются следующие численные методы:

- Метод лучевых траекторий.

Для успешной генерации тока волна должна преодолеть барьер непрозрачности:

$$N_{||} > N_{||cr} = \frac{\omega_{pe0}}{\omega_{Be}} + \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_{pe0}}{\omega_{Be}}\right)^2}$$

где $N_{||}$ - проекция коэффициента преломления на направление магнитного поля, $N_{||cr}$ - критическое значение проекции коэффициента преломления на направление магнитного поля, ω_{pe0} - плазменная частота в центре плазмы, ω_{Be} - электрон-циклотронная частота.

Такие волны обычно возбуждаются антенной «грилл», состоящей из нескольких волноводов. Однако в токамаках с малым аспектным отношением задача НГ генерации тока сталкивается с рядом трудностей. Типичные критические коэффициенты замедления для сферических токамаков $N_{||cr} \approx 7 - 10$, такие волны технически трудно возбудить, кроме того, они будут поглощаться сразу же на периферии токамака. Специфическим отличием сферического токамака от традиционного является сильная кривизна линий магнитного поля, а также большой градиент плотности. В связи с этим классический подход к решению

канонических уравнений, описывающих распространение отдельной спектральной компоненты инжектированного спектра, не применим.

Траектории лучей рассчитываются в приближении холодной плазмы, поскольку это приближение вполне адекватно описывает распространение НГ волн на частотах выше нижнегибридной частоты, то есть в режиме генерации НГ токов увлечения в плазме токамака. Канонические лучевые уравнения выглядят следующим образом [6].

$$\frac{d\vec{r}}{ds} = -\frac{\frac{\partial H}{\partial \vec{k}}}{\left|\frac{\partial H}{\partial \vec{k}}\right|}, \quad \frac{d\vec{k}}{ds} = -\frac{\frac{\partial H}{\partial \vec{r}}}{\left|\frac{\partial H}{\partial \vec{k}}\right|}$$

где s – координата вдоль луча, \vec{r} и \vec{k} – обобщенные координаты: сферические координаты (ρ, θ, φ) и волновой вектор, H – Гамильтониан, представляющий собой дисперсионное уравнение:

$$H_0 = \varepsilon N_{\perp}^4 + [(\varepsilon + \eta)(N_{\parallel}^2 - \varepsilon) + g^2]N_{\perp}^2 + \eta[(N_{\parallel}^2 - \varepsilon)^2 - g^2]$$

где N_{\perp} – проекция коэффициента преломления на направление, перпендикулярное магнитному полю, $\varepsilon = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2 - \omega_{Bj}^2}$, $g =$

$\sum_j \frac{\omega_{pj}^2 \omega_{Bj}}{\omega(\omega^2 - \omega_{Bj}^2)}$, $\eta = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2}$ – компоненты тензора диэлектрической

проницаемости, где j – индекс частицы, электрон или ион.

Для волн с частотой существенно меньшей нижнегибридной частоты решение дисперсионного уравнения существует при условии:

$$N_{\perp FW}^2 = \{(\varepsilon - N_{\parallel}^2)^2 - g^2\} / (\varepsilon - N_{\parallel}^2)$$

Это условие обеспечивает существование быстрой магнитозвуковой волны (геликона) для любых N_{\parallel}^2 . Обратим внимание на порядок значения

$N_{\perp FW}^2 \approx N_A^2$, где N_A – Альфеновский показатель преломления (~30-60 в токамаках). Это позволяет геликону распространяться в плазме средних и больших токамаков, в том числе для ионно-циклотронных частот, при их возбуждении антенной с электрическим полем, перпендикулярным удерживающему магнитному полю токамака.

Для стандартных токамаков с большим аспектным отношением Гамильтониан H_0 адекватно описывает распространение и поглощение волн в НГ экспериментах, однако, такой классический подход не применим для сферических токамаков, поскольку в отличие от полноволнового расчета [7] предсказывает нераспространение волн с большими продольными замедлениями. В этом случае следует использовать модифицированное дисперсионное уравнение, учитывающее градиентные поправки [8]:

$$H = H_0 + H_1$$

$$\text{где } H_1 = G' \frac{(\eta - N^2)(\epsilon - N^2)}{N^2}; \quad G' = \nabla g \cdot (\vec{N} \times \vec{e}_{||}) - g \vec{N} \cdot \nabla \times \vec{e}_{||}; \quad \vec{e}_{||} = \vec{e}_z = \frac{\vec{B}}{|\vec{B}|}$$

единичный орт в направлении магнитного поля.

- Численная схема решения уравнения Фоккера-Планка методом Ченга-Купера.

В динамической версии кода решается одномерное уравнение Фоккера-Планка с ненулевой производной функции распределения по времени:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v} \left\{ D(v) \frac{\partial f}{\partial v} \right\} + \frac{\partial}{\partial v} \left\{ \frac{1}{v^3} \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{f}{v^2} \right\} \pm E \frac{\partial f}{\partial v} \quad (1)$$

где v – скорость электронов, $f(v)$ – функция распределения электронов, $D(v)$ – коэффициент диффузии, E – внешнее индукционное электрическое поле.

Вспомогательными программами для моделирования являются:

- Combiscope – программа, разработанная в ФТИ Иоффе, для работы с экспериментальными данными разрядов токамака Глобус-М2.
- Grill3D – код [10], который был разработан для численного моделирования волнового возбуждения в плазме токамака в нижегибридном диапазоне частот с использованием больших фазированных волноводных антенных решеток (часто называемых «гриллами»). Для расчета отклика плазмы используется плоская одномерная модель, параметры которой изменяются только вдоль оси x , но учитываются как ширина, так и высота волноводов, что позволяет получить самосогласованное решение для рассчитанных волновых моделей, которые фактически являются трехмерными, отсюда и название кода.
- ASTRA 6.2.1 (Automated System for TRansport Analysis) - численный код ASTRA предназначен для проведения индивидуального расчёта эволюции тепловой энергии и полоидального магнитного поля в плазме токамака при условии задания положения границы плазмы. Метод расчёта эволюции плазменных параметров токамака с фиксированной границей плазмы является основным средством предиктивного анализа транспортных процессов в ней. Главной функциональной особенностью кода ASTRA является наличие простого набора исходных данных, визуализации результатов расчёта в сочетании с высокой скоростью получения результатов.

Глава 3 посвящена результатам исследований численного моделирования генерации тока увлечения в плазме токамаков

В этой главе приводятся результаты работы по модификации кода FRTC, результаты по оптимизации обработки экспериментальных данных, результаты расчетов с помощью системы кодов ASTRA и FRTC, а также проводится сравнение с результатами, полученными с помощью полноволнового кода.

3.1 Описание используемых в расчетах установок

В рамках данного исследования проводятся различные расчеты распространения и затухания волн промежуточного диапазона частот в плазме токамаков ФТ-2 и Глобус-М2, в ФТИ им. Иоффе РАН.

ФТ-2 является токамаком классического типа и характеризуется малым аспектным отношением, разработан и построен в 80-х годах.

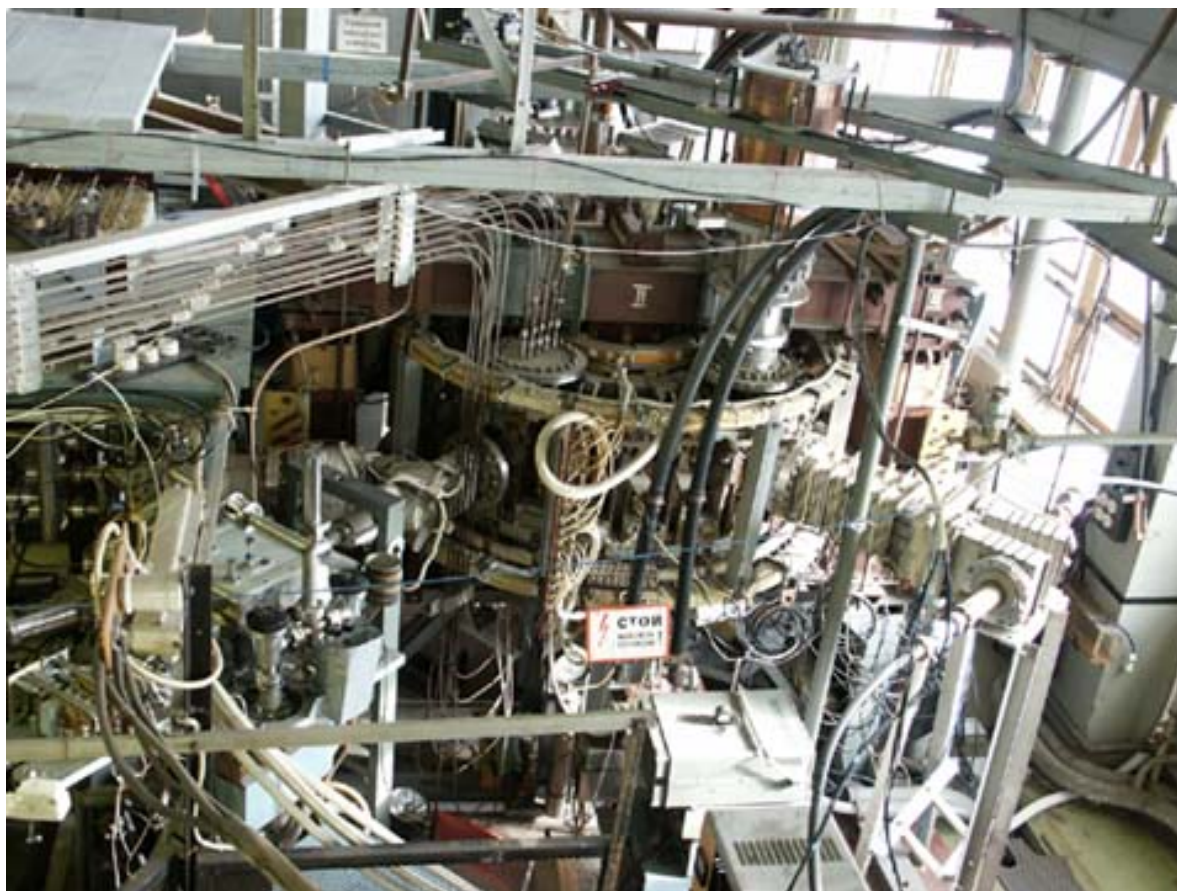


Рис. 3.1.1 токамак ФТ-2 [11]

Характеристики токамака ФТ-2 [12]	
Большой радиус	$R = 0.55m$
Малый радиус	$a = 0.08m$
Тороидальное магнитное поле	$B_T < 2.2T$
Полный ток по плазме	$I_p < 40kA$
Плотность электронов	$n_e < 2.0 * 10^{20}m^{-3}$
Температура электронов	$T_e < 1000eV$
Температура ионов	$T_i < 400eV$
Частота ВЧ волн	$f = 920MHz$
Вводимая ВЧ мощность	$P_{cd} < 200kW$

Табл. 3.1.1 Основные характеристики токамака ФТ-2

Токамак ФТ-2 оснащен различным диагностикой, базовыми являются: стандартные электромагнитные диагностики, интерферометр, диагностика Томсоновского рассеяния, болометрия, диагностика перезарядки нейтралей, рентгеновская диагностика. Для изучения турбулентности используются зондовые измерения, рефлектометрия, диагностика усиленного рассеяния и ещё несколько вариаций микроволновых диагностик. Для возбуждения ВЧ волн используется двухволноводная антенна типа грилл.

Токамак **Глобус-М2** является обновленной версией Глобус-М, в котором первая плазма была получена в 1999 году. Основной проблемой токамака Глобус-М было небольшое тороидальное магнитное поле – около 0.4Тл. В обновленной установке благодаря увеличению магнитного поля до 1Тл и полного тока по плазме до 500кА привело к значительному улучшению эксплуатационных параметров установки, что расширило горизонты возможных исследований. [13]

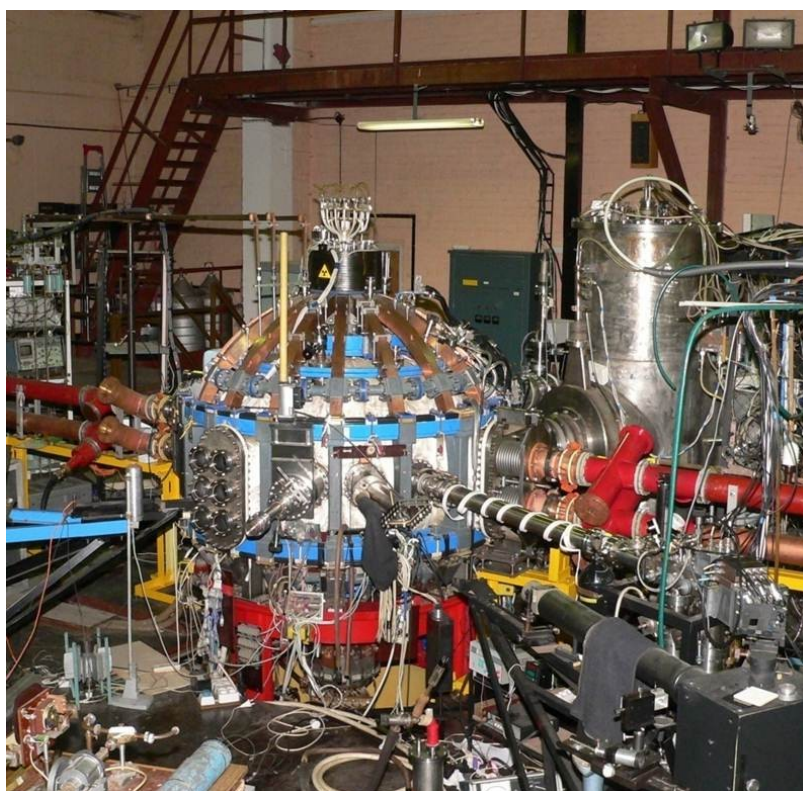


Рис. 3.1.2 Глобус-М2, 2018г. [14]

Глобус-М2 является сферическим токамаком с малым аспектным соотношением ($R/a=1.5$). Основные параметры установки и плазмы токамака приведены в таблице 3.1.2:

Характеристики токамака Глобус-М2 [13]	
Большой радиус	$R = 0.36m$
Малый радиус	$a = 0.24m$
Тороидальное магнитное поле	$B_T < 1T$
Полный ток по плазме	$I_p < 500kA$
Плотность электронов	$n_e < 10^{20}m^{-3}$
Температура электронов	$T_e < 2000eV$
Частота ВЧ волн	$f = 2.45GHz$
Вводимая ВЧ мощность	$P_{cd} < 500kW$
Вытянутость камеры	$k = 2.2$
Треугольность камеры	$\delta = 0.45$

Табл. 3.1.2 Основные характеристики токамака Глобус-М2

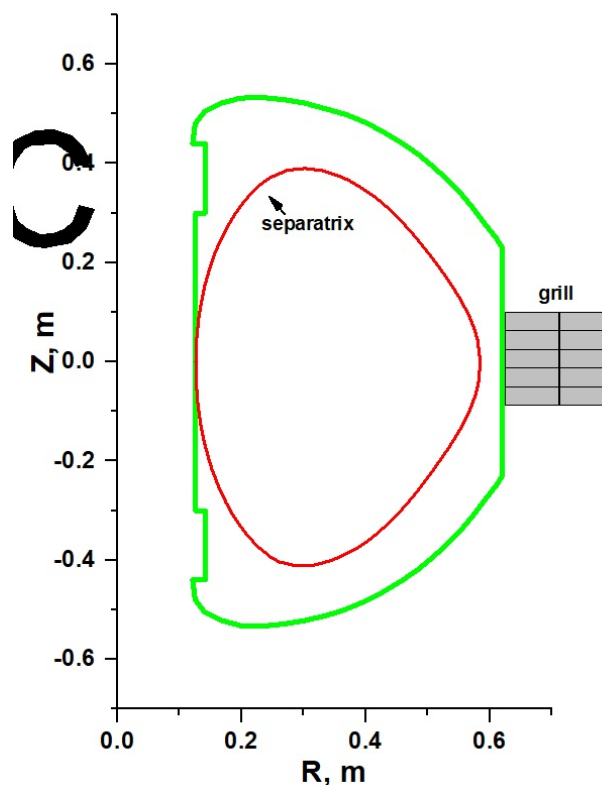


Рис.3.1.3 Полоидальное сечение токамака Глобус-М2. Зеленый контур – камера токамака, красный – сепаратриса, серые пластины – антенна типа грилл

Глобус-М2 оснащен различными системами диагностики плазмы, в том числе: модернизированная система Томсоновской диагностики, Ленгмюровские зонды «прыгающий» и «подвижный», диагностика потоков атомов перезарядки, интерферометр, болометрия. В обновленной системе нижнегибридного нагрева по волноводной линии обеспечивается передача 0.5 МВт ВЧ мощности от клистрона до антенны. Антенна типа грилл состоит из 10 волноводов и может вращаться вокруг своей оси, что позволяет вводить волны как в тороидальном, так и в полоидальном замедлении.

Ввиду особой геометрии плазмы в Глобус-М2, появляются и особые требования к подготовке экспериментальных данных перед проведением расчетов. Для моделирования равновесия плазмы используется код ASTRA. В этом коде основным объектом является лишь половина полоидального сечения плазменного шнура, которая не учитывает всю

геометрию. Исходя из этого необходимо проводить дополнительную обработку профилей плотности и температуры электронов. Сначала код ASTRA автоматически перестраивает введенные значения с полного сечения на его половину, состоящую из усредненных магнитных поверхностей, а затем полученные значения аппроксимируются кривой по формуле:

$$n_e = (n_{e0} - n_{eb})(1 - (r/a)^\alpha)^\beta + n_{eb}$$

Где n_{e0} значение плотности в центре шнура; n_{eb} - на периферии; α и β параметры, которые подбираются под форму профиля из усредненных точек. Температура обрабатывается таким же образом. Данный подход используется во всех расчетах для Глобус-М2, поэтому в качестве входных данных будут приводиться значения плотности и температуры в центре и на периферии. На рис. 3.1.5 изображены экспериментальные профили плотности электронов, жирной кривой – усредненный профиль. На рис.3.1.6 приведен пример перестройки усредненных измеренных точек на половину сечения (отмечены крестиками) и подбора кривой по этим точкам в коде ASTRA.

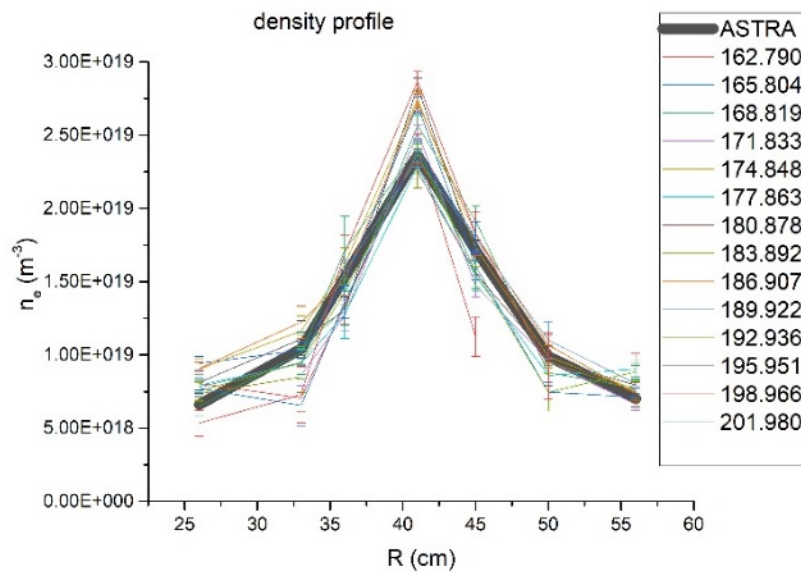


Рис.3.1.4 Экспериментальные профили плотности электронов, жирной линией - результат усреднения

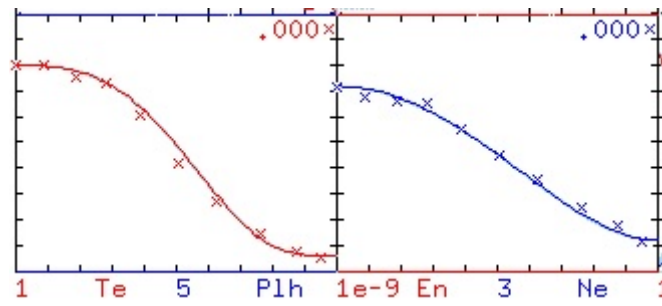


Рис.3.1.5 Подбор кривой для профиля температуры (красным) и плотности (синим) по измеренным точкам.

3.2 Моделирование генерации нижнегибридного тока увлечения с учетом вихревого электрического поля в плазме токамака ФТ-2

В данном разделе приведены результаты численного моделирования с целью оценки влияния вихревого электрического поля на генерацию нижнегибридного тока увлечения для дейтериевой плазмы в токамаке ФТ-2. Результаты моделирования сравниваются с экспериментальными данными.

Представлены результаты моделирования на основе экспериментальных данных разряда №140415 токамака ФТ-2, ВЧ мощность ~60кВт, время ВЧ импульса 6мс. На рис.3.2.1 показана электронная плотность (а) и электронная температура (б) на нескольких временных срезах по экспериментальным данным.

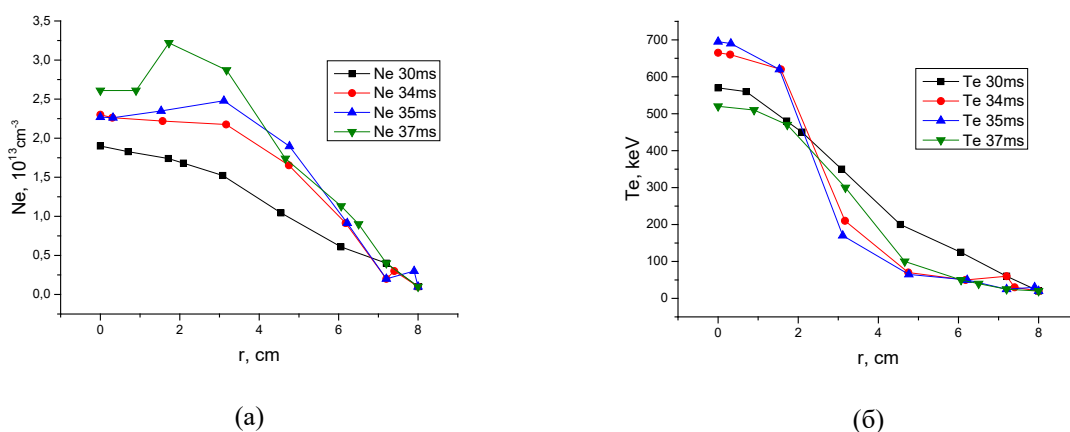


Рис 3.2.1. Электронная плотность (а) и температура (б)

Спектры двухволновой антенны токамака ФТ-2, показанной на рисунке 3.2.2, рассчитываются с использованием кода Grill3D [10]. Заметно, что положительные и отрицательные доли спектров содержат сопоставимые количества входной ВЧ мощности, чем отличаются от стандартных спектров LHCD. Как было показано в [15], для адекватного моделирования экспериментов ФТ-2 должна быть принята во внимание временная эволюция ФР. В НГ экспериментах ФТ-2 изменение фазы от $+\frac{\pi}{2}$ до $-\frac{\pi}{2}$ не меняет характер просадки напряжения на обходе. Такая слабая зависимость напряжения от фазировки антенны может быть объяснена

влиянием индуктивного электрического поля на генерацию тока увлечения. С целью выполнения более точного численного моделирования, мы учитываем эволюцию ФР относительно слабого электрического поля, равновесия и параметров плазмы, рассчитанных по коду ASTRA, и используем зависящее от времени решение уравнения Фоккера-Планка. Вся схема обеспечивает самосогласованное моделирование плазменного разряда, которое можно сравнить с экспериментальными результатами.

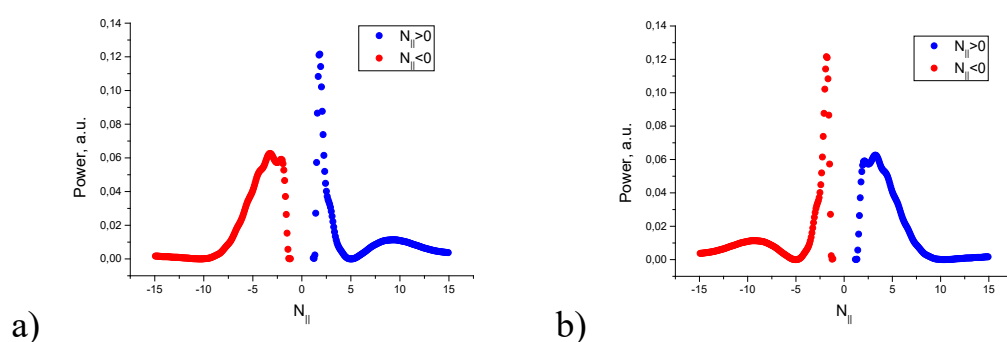


Рис. 3.2.2 Начальные спектры Nz для $-\frac{\pi}{2}$ (a) и $+\frac{\pi}{2}$ (b) фазировок антенны ФТ-2.

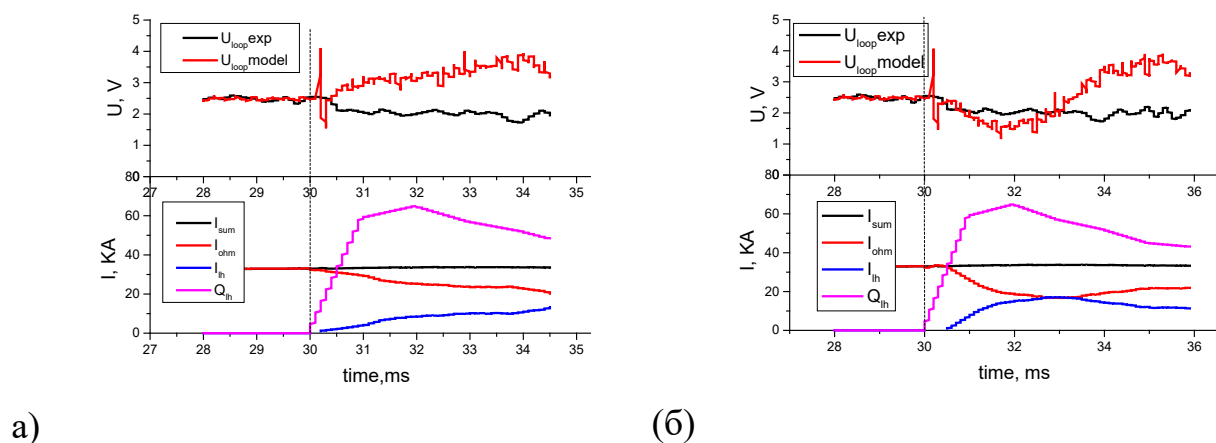


Рис.3.2.3 Напряжение на обходе, экспериментальное (черная) и расчетное (красная); ВЧ ток (синий), омический (красный) и суммарный (черный), вводимая ВЧ мощность (фиолетовый). Временные зависимости для $-\frac{\pi}{2}$ (a) и $+\frac{\pi}{2}$ (b)

На рисунке 3.2.3 изображен результат расчета напряжения на обходе плазменного шнура, демонстрирующий сходство для фазировки $+\frac{\pi}{2}$. Согласованность между моделированием и экспериментом может быть

улучшена путем внесения небольшого изменения в распределение мощности по долям в начальном спектре Nz или небольшое изменение его формы, поскольку спектр известен лишь приблизительно. Несогласие может быть также объяснено увеличением Z_{eff} во время разряда со значения 1,4 при $t=0,03с$ до 2,2 при $t=0,036с$ линейно и пиковой формой температурного профиля при $t=0,034с$ и $t=0,035с$, что приводит к росту напряжения. На рисунке 4 показаны компоненты радиальных профилей плотности тока $J=dI/dS$ на временной точке $t=0,034с$. По сравнению с предыдущими результатами, полученными стационарными расчетами [15, 16], представленный в данной работе динамический во времени подход способен объяснить значительную генерацию НГ тока для фазировки $-\frac{\pi}{2}$, наблюдаемую в экспериментах FT-2. Также важно отметить, что для обеих фазировок (по и против направления плазменного тока) антенны направление полного тока остается одинаковым.

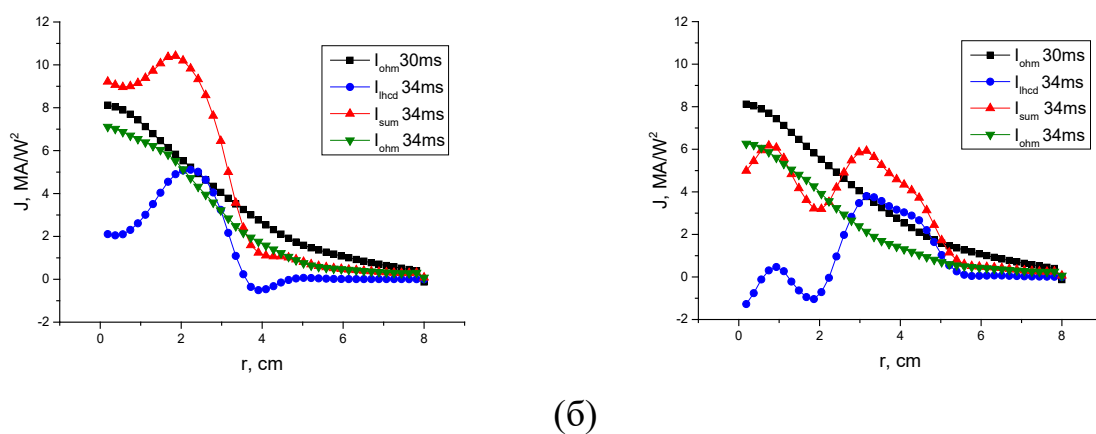


Рис.3.2.5 Профили плотности тока: омический (зеленый), НГ (синий), полный (красный при $t=0,034с$) и омический (черный) при $t=0,03с$ для $-\frac{\pi}{2}$ (а) и $+\frac{\pi}{2}$ (б)

Выводы. Для токамака ФТ-2 были рассчитаны напряжение на обходе и профиль плотности ВЧ тока с использованием кодов FRTC, ASTRA и Grill3D. Сравнение расчетного и экспериментального напряжения с учетом вихревого электрического поля показало сходство для фазировки $+\frac{\pi}{2}$. Отличия напряжения для разных фазировок можно объяснить

особенной динамикой электронной плотности и температуры, а также предварительной обработкой данных разряда для расчета.

3.3 Анализ влияния различных частей спектра на генерацию нижегибридного тока в плазме токамака ФТ-2

Проведены расчеты генерации тока увлечения с целью исследования влияния составной структуры спектра стартовых замедлений на эффективность генерации.

Численное моделирование проводилось на основе экспериментальных данных разряда №140415 токамака ФТ-2. В течение разряда в плазму вводились ВЧ волны суммарной мощностью 60КВт, частотой 920МГц и длиной импульса 8мс. Расчеты проводились для одного временного среза плазмы. Ниже представлены использованные в расчетах профили плотности и температуры электронов:

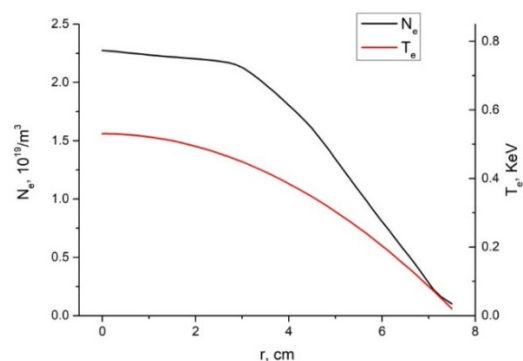


Рис.3.3.1 Профили плотности(черным) и температуры(красным) электронов, использованные в расчетах

Спектр замедления волн был получен с помощью программы Grill3D:

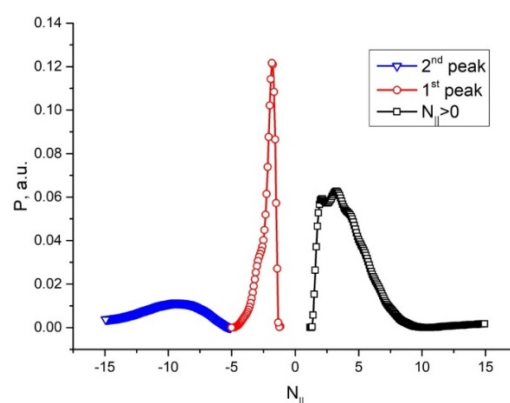


Рис.3.3.2 Используемый спектр ВЧ волн, фазировка антенн $+\pi/2$

Левое крыло спектра представляет собой два различных пика (синий и красный), замедления которых соответствуют положительному вкладу в генерируемый ВЧ ток. Правое крыло соответствует отрицательному вкладу в ток увлечения и на результаты левого не влияет, так как модель предполагает независимые вычисления отрицательного и положительного направлений. Расчеты проводились для обоих пиков как по отдельности (с учетом правого крыла), так и вместе, а также с учетом вихревого электрического поля [17,18] и без него:

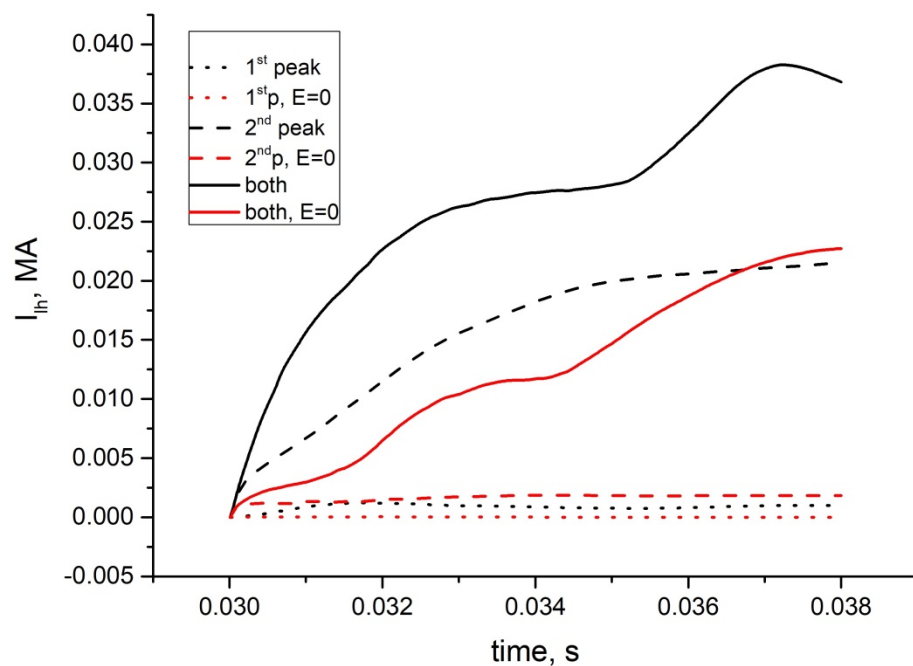


Рис.3.3.3 Временная эволюция ВЧ тока для разных частей спектра

На рис.3.3.3 точками отмечены токи, полученные для первого (красным на рис.3.3.2) пика с учетом электрического поля(черным) и с нулевым электрическим полем(красным). Пунктирной линией представлен аналогичный результат для второго (синим на рис.3.3.2) пика. Сплошные линии соответствуют полному спектру. В случае с нулевым электрическим полем для первого пика генерация нижегибридного тока практически равна нулю, для второго пика это значение на уровне 2.5кА, а для полного спектра значение тока увлечения достигло 23кА. Сумма

токов, полученных для частей спектра по отдельности, оказалась в 9 раз меньше, чем результат при их совместном использовании.

Для объяснения этого эффекта стоит начать с того, что основным методом передачи энергии от волны электронам плазмы является затухание Ландау, вследствие которого электроны, близкие по скорости к нижегибридной волне, ускоряются. Благодаря этому происходит деформация функции распределения электронов по скоростям с образованием квазилинейного плато («плеча») на ней:

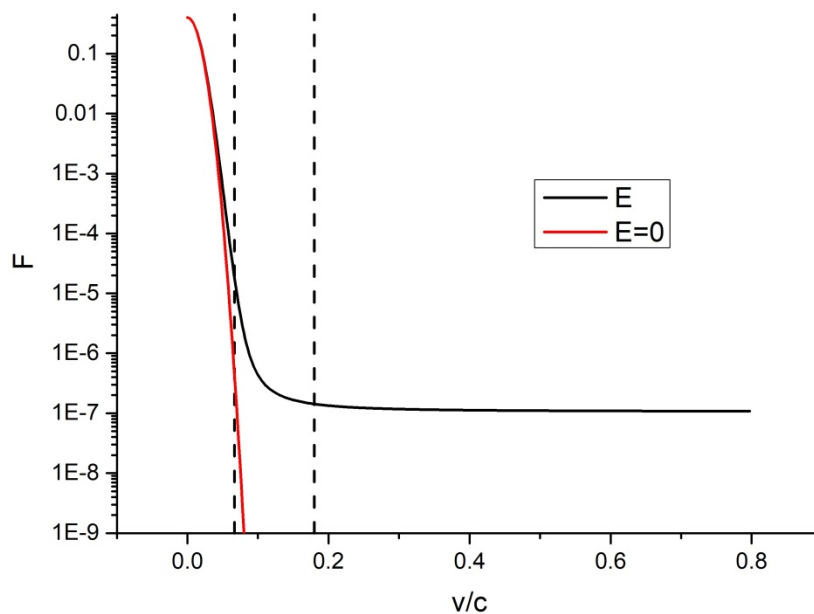


Рис.3.3.4 Функция распределения электронов по скоростям без(красным) и с(черным) учетом электрического поля

Таким образом происходит транспорт электронов в пространстве скоростей. На рис. 3.3.4 пунктирной линией обозначены соответствующие пространству скоростей границы второго пика в левом крыле спектра замедления. По мере взаимодействия волн из второго пика с плазмой, «плечо» начинает отрастать, тем самым перенося электроны в сторону больших скоростей, соответствующих меньшим замедлениям (первому пику).

В случае с ненулевым электрическим полем, разница между суммой полученных токов для пиков по отдельности и их совместным результатом оказалась меньшей – отличие в 1.7 раза: значение, соответствующее первому пику – 1кА, второму – 20кА, вместе – 35кА. Это можно объяснить тем, что наличие электрического поля обеспечивает начальное формирование квазилинейного плато, увеличивая количество электронов для их взаимодействия с волнами, соответствующими второму пику. Разницу в начальных условиях легко увидеть из площади под функцией распределения в интервале пунктирных линий на рис.3.3.4.

Для определения области поглощения на рис.3.3.5, 3.3.6 приведены зависимости плотности сгенерированного тока:

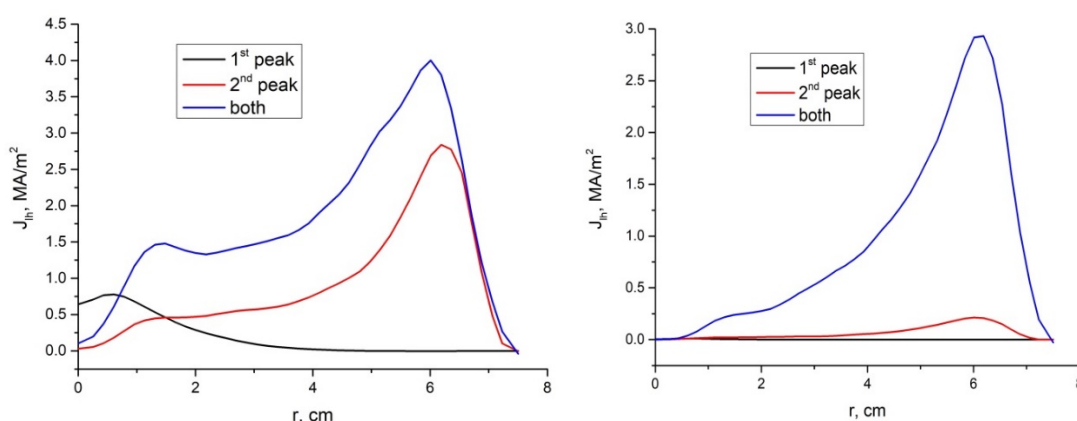


Рис.3.3.5, 3.3.6 Профили плотности тока с(слева) и без(справа) учета электрического поля

Черным цветом обозначены результаты для первого пика, красным – для второго, синим – для полного спектра. Ввиду вышеописанных благоприятных условий для волн, соответствующих второму пику, формирование тока происходит близко к периферии. Волны из первого пика формируют ток увлечения по мере проникновения вглубь плазмы, ближе к ее центру.

Анализ полученных результатов показал, что удалось выявить синергетический эффект разных частей спектра, который заключается в

росте эффективности генерации для НГ волн, соответствующих малым замедлениям. Также удалось определить пространственную локализацию тока увлечения для различных случаев. Продемонстрировано существенное влияние синергетического эффекта на полное значение тока увлечения и его локализацию, как в присутствии электрического поля, так и его отсутствии.

3.4 Сравнение динамической и стационарной версий кодов

Для токамака Глобус-М2 были проведены расчеты с помощью стационарной и динамической версий кода. Результаты, полученные разными версиями кода, сравнивались между собой с целью оценки адекватности расчетов более новой динамической версии кода.

Для численного моделирования НГ эксперимента был выбран дейтериевый разряд #38689 от 14.02.2020 с одним из лучших показателей падения напряжения на обходе $\Delta U/U \approx 60\%$. Полный ток по плазме поддерживался на уровне $I_p = 200\text{kA}$, тороидальное магнитное поле $B_T = 0.8\text{T}$, плотность плазмы в центре $n_{e0} = 2 * 10^{19}\text{m}^{-3}$, плотность плазмы на периферии $n_{eb} = 1.1 * 10^{18}\text{m}^{-3}$, температура плазмы в центре $T_{e0} = 690\text{eV}$, дополнительно вводимая мощность для генерации НГ тока $P_{cd} = 150\text{kW}$ вводилась с частотой 2.45ГГц , длительность импульса 30мс , начиная с 180мс . Геометрические параметры плазменного шнура, вытянутость $k = 1.95$ и треугольность $\delta = 0.48$, рассчитывались с помощью кода EFIT. Спектр замедлений возбуждаемых волн показан на рис.3.4.4. Ниже представлены экспериментальные профили плотности и температуры электронов. Ввиду отсутствия монотонной динамики во времени температуры и плотности для расчетов использовались усредненные профили (отмечены жирной линией на графиках).

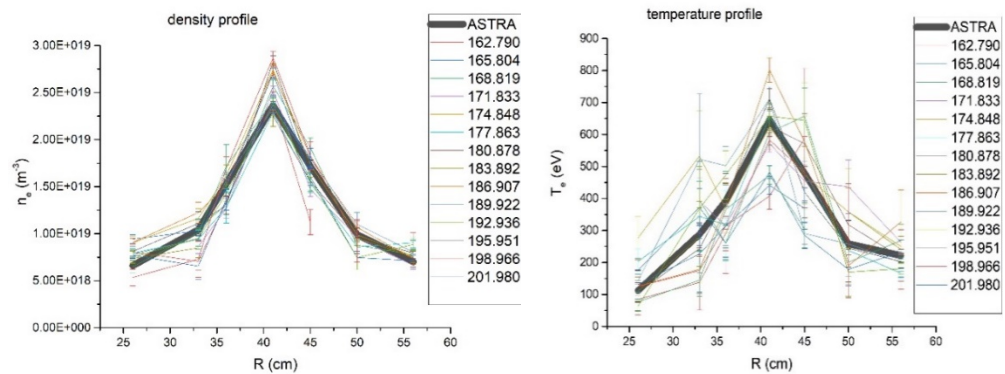


Рис. 3.4.1, 3.4.2 Экспериментальные профили плотности(слева) и температуры(справа)

Ниже приведены аппроксимированные профили плотности и температуры, которые непосредственно заносились в ASTRA и использовались для расчетов. На правом графике приведен спектр замедления ВЧ волн в тороидальном замедлении.

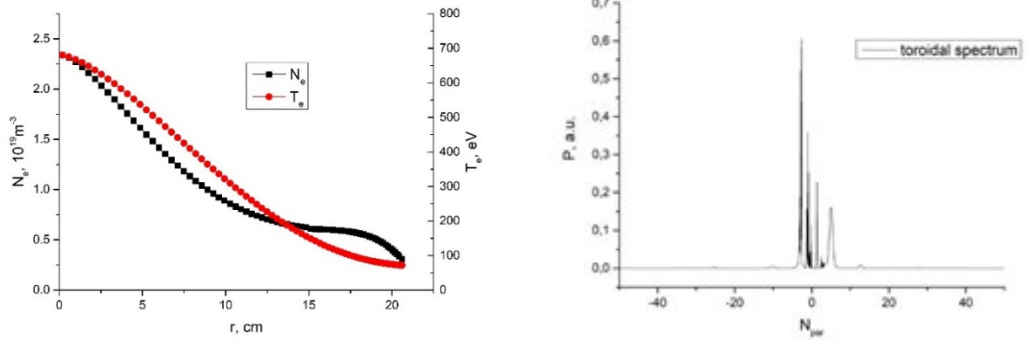


Рис.3.4.3 Профили плотности(черным) и температуры(красным), использованные в расчетах. **Рис.3.4.4** Тороидальный спектр замедления волн

Рассчитанные профили плотности тока увлечения, полученные с помощью стационарной (слева) и динамической (справа) версий кода:

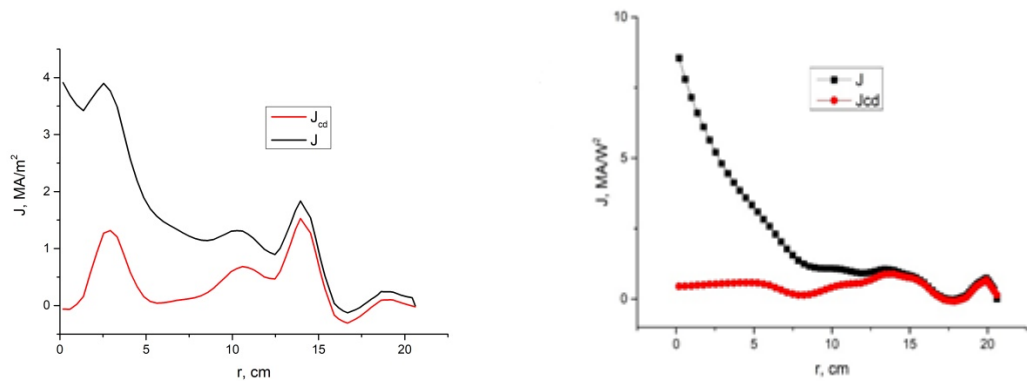


Рис. 3.4.5, 3.4.6 Профили плотности тока увлечения (красным) и полного тока плазмы(черным). Временная эволюция токов.

Ниже представлена временная эволюция нижегибридного(черным), омического(красным) и полного(фиолетовым) токов в плазме. Синей линией отмечена вводимая ВЧ мощность.

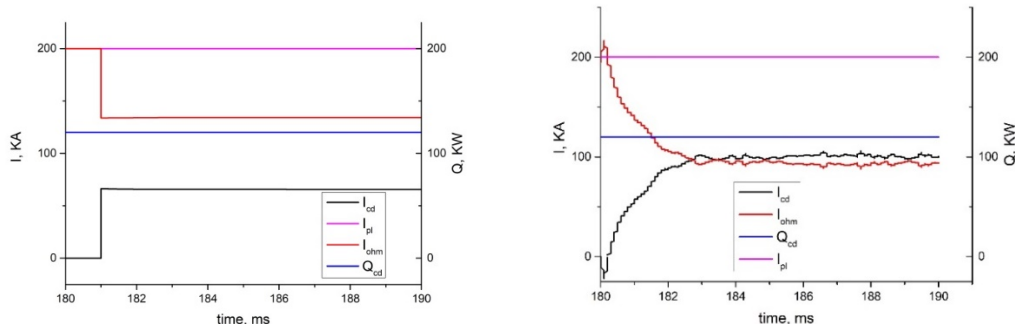


Рис.3.4.7, 3.4.8 Временная эволюция токов в плазме для стационарного(слева) и динамического(справа) расчетов

Сравнения экспериментального и расчетного напряжений для стационарного(слева) и динамического(справа) расчетов:

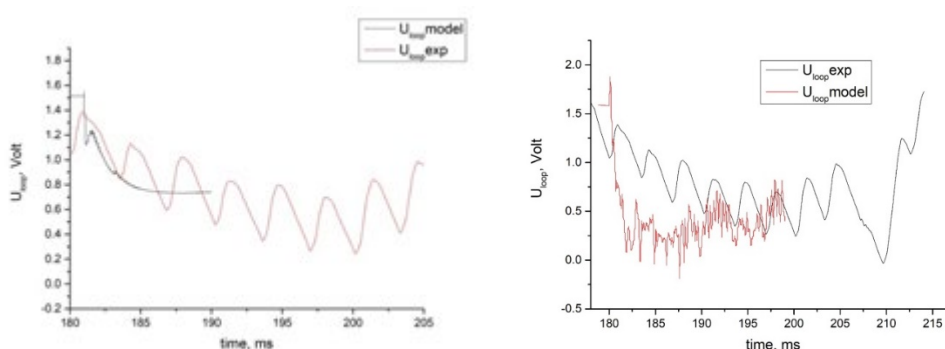


Рис.3.4.9, 3.4.10 Сравнение экспериментального(черным) и расчетного(красным) напряжений на обходе

Проведенное численное моделирование на основе экспериментальных параметров токамака Глобус-М2 продемонстрировало хорошее совпадение расчётного поведения напряжения на обходе с данными эксперимента в динамическом и стационарном расчетах, что позволяет с доверием отнестись к результатам моделирования распределения плотности НГ тока по радиусу.

Стоит отметить, что стационарная версия кода подходит лишь для грубой оценки величины НГ тока. Это связано с тем, что в этой версии кода используется упрощенная модель функции распределения

электронов по скоростям, которая дает заниженную оценку тока увлечения. Динамическая версия кода больше подходит для более качественной оценки и расчета эволюции тока.

3.5 Подбор наиболее эффективного стартового замедления для генерации тока увлечения для токамака Глобус-М2

Для токамака Глобус-М2 была проведена серия расчетов с целью выбора наиболее эффективного стартового замедления нижегибридных волн. Для численного моделирования были подготовлены модельные параметры типичного разряда Глобус-М2 с нижегибридным нагревом, а также два варианта распределения электронной плотности и температуры по радиусу.

Было проведено 4 варианта расчетов:

1. Экспериментальная форма профилей плотности и температуры + широкий спектр
2. Экспериментальная форма профилей плотности и температуры + узкий спектр
3. Параболические формы профилей + широкий спектр
4. Параболические формы профилей + узкий спектр

Магнитное поле 1 Тл, вводимая ВЧ мощность 120кВт. Плотность в центре – $3 \cdot 10^{19}$, на периферии – $0.1 \cdot 10^{19}$.

Спектр сдвигался на -0.5 по Nz в каждом последующем расчете, на графиках в легенде указана координата центра пика (начиная с -2).

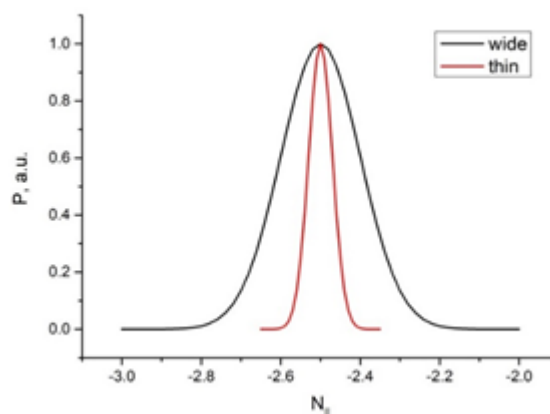


Рис 3.5.1 Используемые спектры: широкий(черный) и узкий(красный)

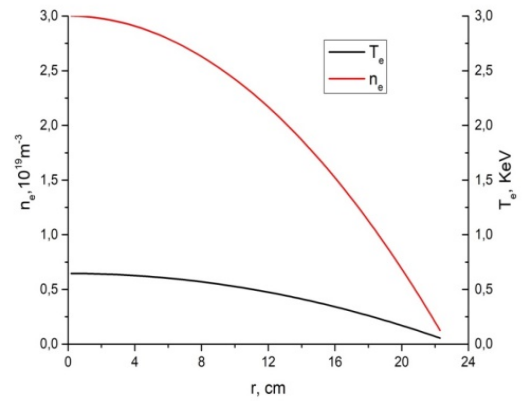
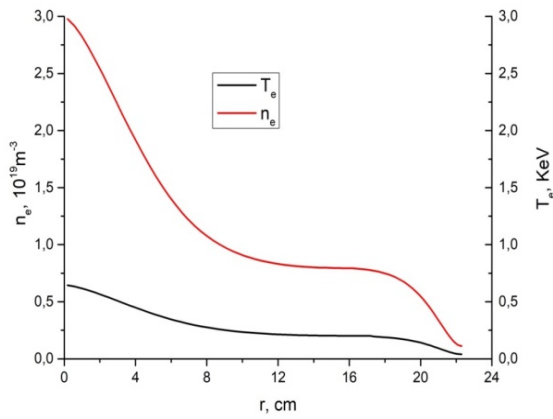


Рис 3.5.2, 3.5.3 Параболические (слева) и экспериментальные (справа) профили температуры и плотности

Результаты расчетов:

Вариант 1

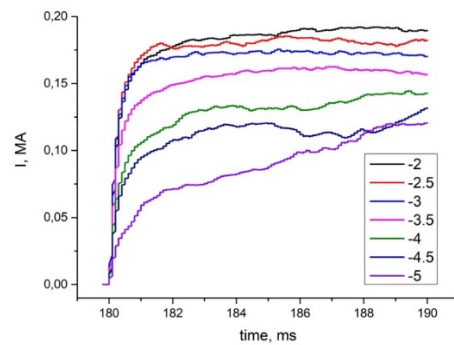
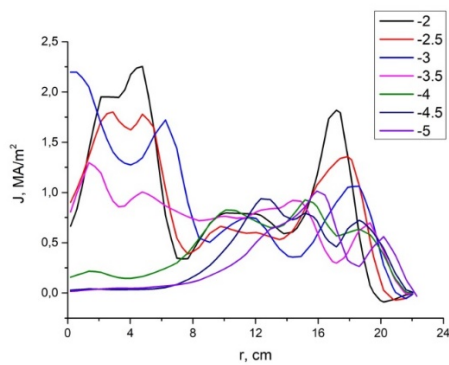


Рис 3.5.4, 3.5.5 Профили НГ тока. Временная эволюция НГ тока.

Вариант 2

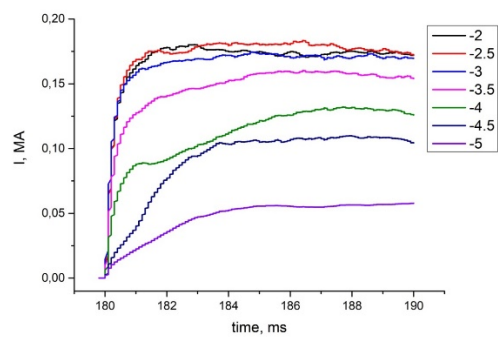
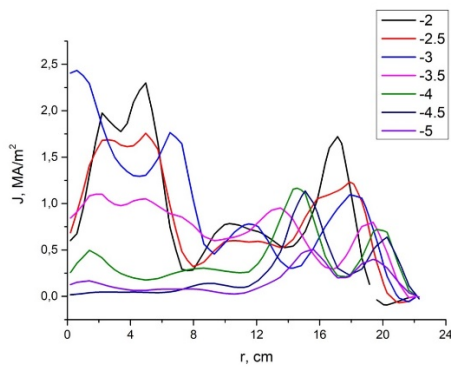


Рис 3.5.6, 3.5.7 Профили НГ тока. Временная эволюция НГ тока.

Вариант 3

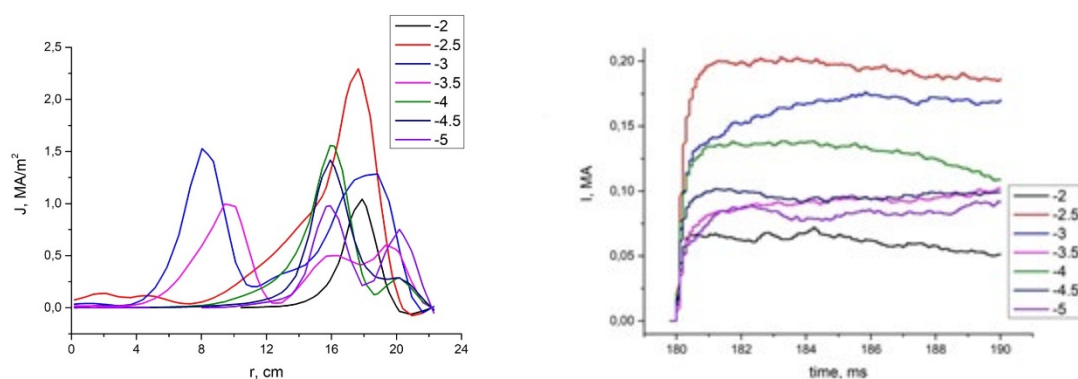


Рис 3.5.8, 3.5.9 Профили НГ тока. Временная эволюция НГ тока.

Вариант 4

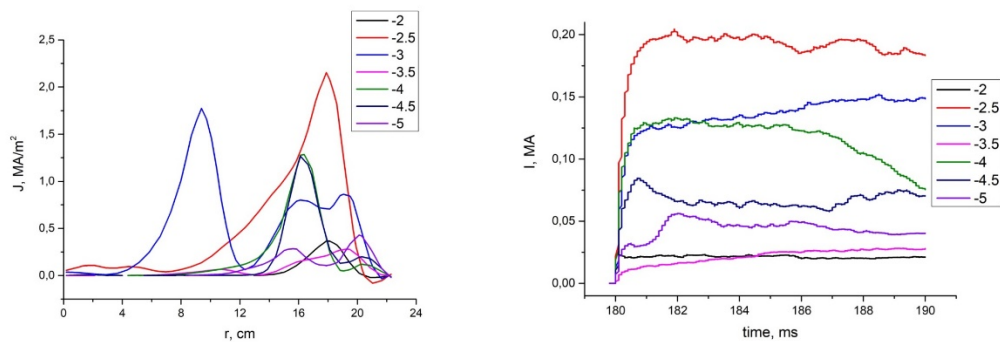


Рис 3.5.10, 3.5.11 Профили НГ тока. Временная эволюция НГ тока.

Наиболее эффективную генерацию тока увлечения на Глобусе-М2 обеспечил спектр стартовых замедлений с пиком на $N_z = -2.5$.

3.6 Проведение моделирования с целью сравнения с экспериментальными данными разряда Глобус-М2

Для токамака Глобус-М2 был проведен расчет с целью сравнения расчетного и экспериментального напряжений на обходе плазменного шнура. Впервые получена качественная согласованность результатов численного моделирования с экспериментальными данными. Такой результат достигнут в результате применения новой методики обработки и подготовки к расчетам экспериментальных данных разряда.

Для численного моделирования НГ эксперимента был выбран дейтериевый разряд №38689 от 14.02.2020 с одним из лучших показателей падения напряжения на обходе $\Delta U/U \approx 60\%$. В таблице ниже приведены параметры разряда:

Длительность ВЧ импульса	$\tau = 30ms$
Полный ток по плазме	$I_p = 200kA$
Тороидальное магнитное поле	$B_T = 0.8T$
Среднехордовая плотность	$\langle n \rangle = 1.17 * 10^{19}m^{-3}$
Плотность в центре	$n_{e0} = 2.5 * 10^{19}m^{-3}$
Плотность на периферии	$n_{eb} = 1.1 * 10^{18}m^{-3}$
Температура в центре	$T_{e0} = 720eV$
Температура на периферии	$T_{eb} = 40eV$
Вводимая ВЧ мощность	$P_{cd} = 200kW$
Частота НГ волн	$f = 2.45GHz$
Вытянутость плазмы	$k = 1.95$
Треугольность	$\delta = 0.48$
Эффективный заряд плазмы	$Z_{eff} = 1.7$

Табл. 3.6.1 параметры разряда №38689

Геометрические параметры плазменного шнура такие, как вытянутость и треугольность были рассчитаны с помощью программы EFIT. Для

расчета они были усреднены по времени. Ввиду отсутствия монотонной динамики в профилях электронных температуры и плотности, они также были усреднены:

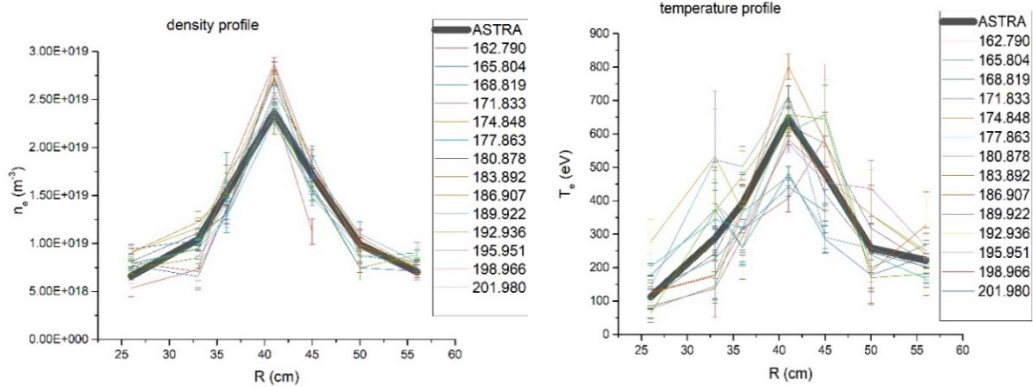


Рис.3.6.1, 3.6.2 Измеренные профили плотности(слева) и температуры(справа) электронов

На рис.3.6.1,3.6.2 жирной кривой отмечены результаты усреднения профилей температуры и плотности по времени. Острый пик в центре плазмы объясняется малым количеством измеренных точек томсоновской диагностикой, что немного отдаляет результат от типичной формы профилей для Глобус-М2. Используемые в вычислениях температура и плотность электронов:

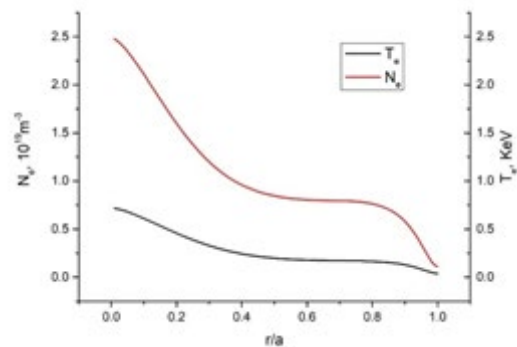


Рис 3.6.3 Профили плотности(красным) и температуры(черным), используемые в расчете

При более детальном рассмотрении динамики температуры в разряде выяснилось, что в конце ВЧ импульса наблюдается «выхолаживание» плазмы, то есть ее падение:

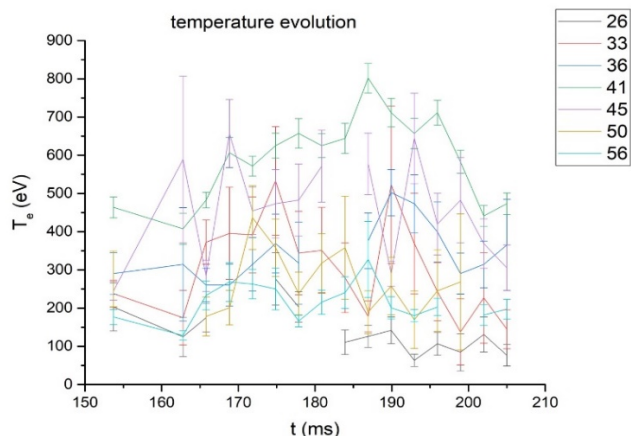


Рис.3.6.4 Динамика температуры во времени по точкам на радиусе

На рис.3.6.4 изображена динамика температуры во времени по точкам на радиусе, можно заметить, что примерно на 200 мс начинается охлаждение плазмы ближе к центру шнура. Этот эффект был учтен в расчете.

В данном эксперименте использовалась тороидальная ориентация грилла (угол между широкой стороной волновода и тороидальным направлением в камере токамака 90°), спектр стартовых замедлений волн антенны был рассчитан с помощью кода Grill3D:

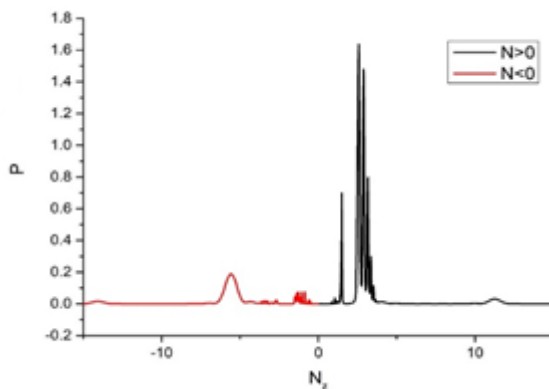


Рис. 3.6.5 Спектр стартовых замедлений.

На рис.3.6.5 изображен спектр стартовых замедлений НГ волн, интегрированный по параллельному направлению к линиям магнитного поля. Вводимая ВЧ мощность распределена по всему спектру. Отрицательная часть (красным) соответствует волнам, генерирующим ток увлечения в направлении полного тока плазмы, положительная часть (черным) соответствует противотоку.

В ходе проведения численного моделирования были получены пространственные распределения плотности токов в плазме:

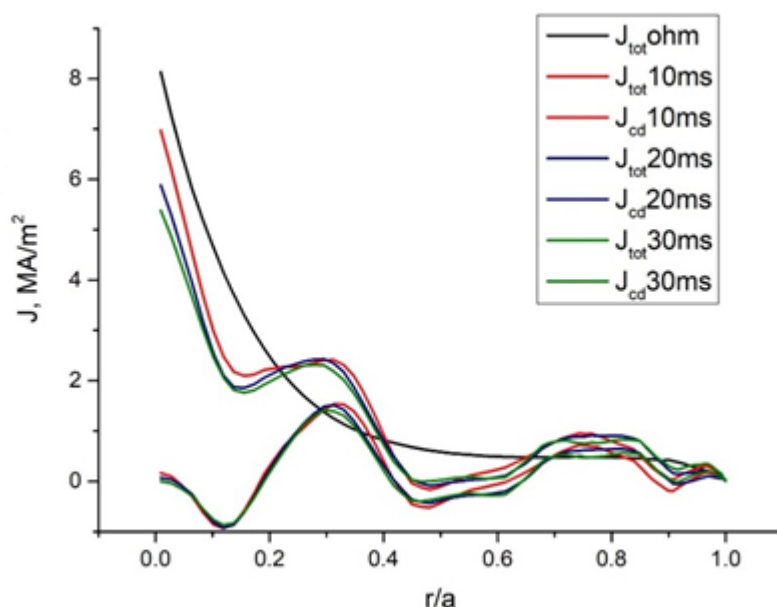


Рис. 3.6.6 Профили плотности токов в плазме

Здесь черной кривой отмечен профиль плотности полного тока плазмы непосредственно перед началом ВЧ импульса. Красным, зеленым и синим цветами отмечены профили плотности полного (группа сверху) и нижнегибридного (группа снизу) токов через 10, 20 и 30 мс после начала импульса соответственно. Видно, что динамика минимальна, кроме самого начала импульса:

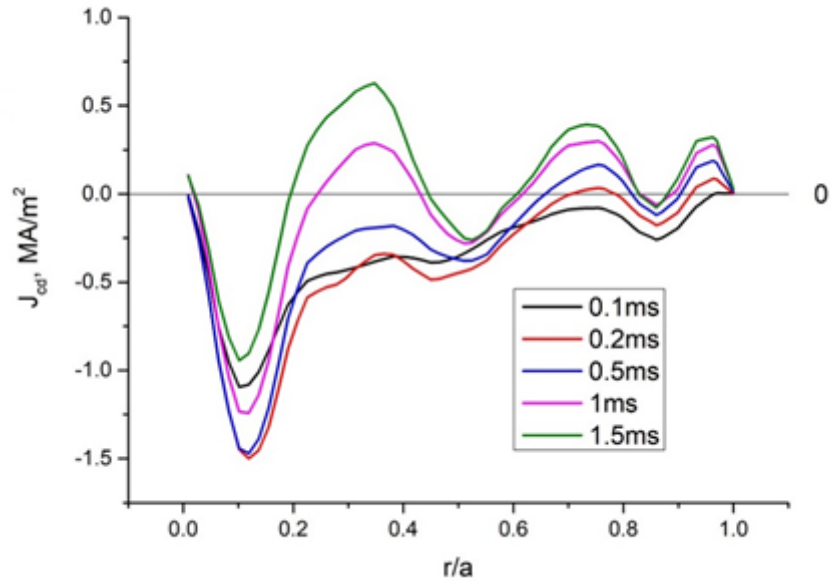


Рис.3.6.7 Профили плотности НГ тока в начале ВЧ импульса

Схожим образом себя ведет и интегральное значение тока увлечения:

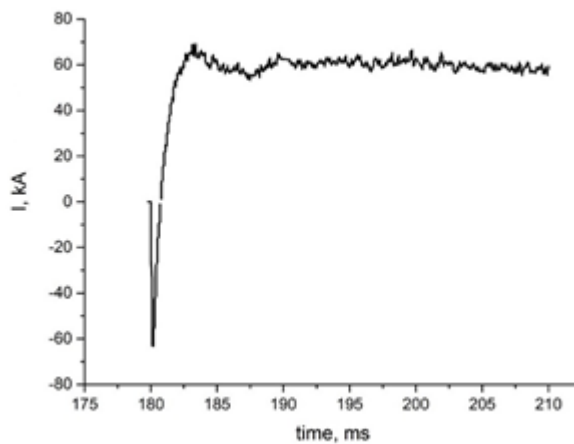


Рис.3.6.8 Интегральное значение НГ тока

В начале импульса в расчете преобладает правое (черное) крыло спектра и соответствующих ему волн, что создает отрицательный ток, но со временем сказывается эффект вихревого электрического поля, которое замедляет электроны в противоположном к полному току направлении и ускоряет параллельные. Этот эффект хорошо заметен на функции распределения электронов (ФРЭ) по скоростям:

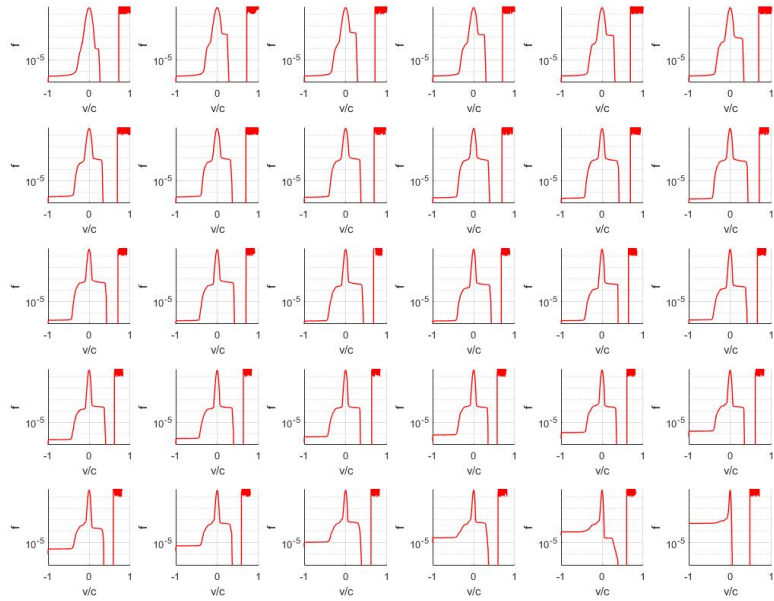


Рис.3.6.9 ФРЭ через 0.2мс после начала импульса

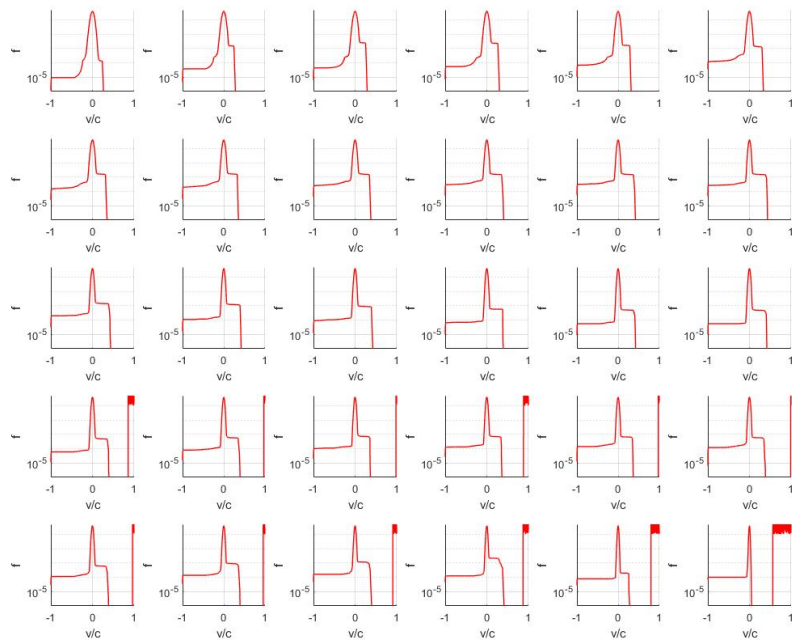


Рис.3.6.10 ФРЭ через 10мс после начала импульса

На рисунках 3.6.8, 3.6.10 изображены функции распределения электронов по скоростям на разных радиусах. График верхнем левом углу соответствует центру плазменного шнура, далее слева направо построчно

идет переход к периферии. В самом начале импульса хорошо заметна разница между квазилинейными плато в левой (положительный ток) и правой (противоток) половинах ФРЭ, что демонстрирует отрицательное суммарное значение тока увлечения. Спустя 10мс плечо в правых половинках немного опускается и сужается на одинаковых радиусах, а в левой части как раз благодаря электрическому полю заметно отрастает по ширине и высоте.

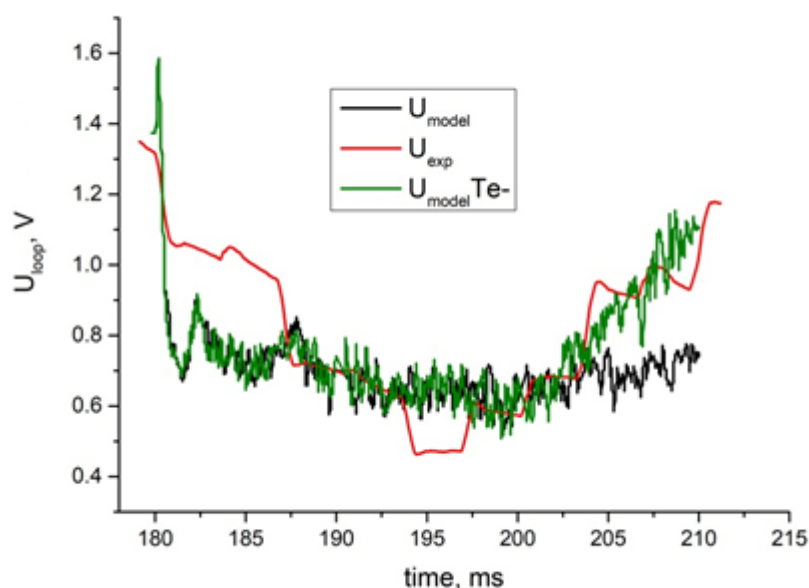


Рис.3.6.11 Сравнение экспериментального и расчетного напряжений на обходе

В моделировании такого типа сравнение с экспериментальными параметрами возможно только для напряжения на обходе плазменного шнура. На рис.3.6.11 приведено такое сравнение. Красным цветом изображено измеренное значение, черным рассчитанное с постоянной температурой, зеленым — с учетом падения. Разницу значений в начале импульса можно объяснить наличием системы обратной связи в токамаке, которая обеспечивает плавную динамику напряжения на обходе плазмы. В нашей модели отсутствует учет этого эффекта. Тем не менее, вариант расчета с «выхолаживанием» демонстрирует хорошее совпадение

экспериментального напряжения с расчетным, что позволяет с доверием относиться к результатам моделирования.

3.7 Модификация алгоритма рей трейсинга с учетом ввода двумерного спектра стартовых замедлений волн

Спектр стартовых замедлений для вычисления лучевых траекторий рассчитывается с помощью программы Grill3D. На выходе мы получаем двумерный спектр замедления по тороидальному и полоидальному направлению, пример которого приведен на рисунке 3.7.1. В качестве начального условия в алгоритме рей трейсинга FRTC использовался упрощенный одномерный спектр стартовых замедлений волн, полученный путем интегрирования по одному из направлений. Лучи запускаются только с одной модой – тороидальной или полоидальной, вторая обнуляется. Такое упрощение допустимо в случае классического токамака, где полоидальное поле слабое, и направление полного магнитного поля практически совпадает с тороидальным направлением. В сферическом токамаке, например Глобус-М2, полоидальное магнитное поле довольно сильное, что создает дополнительные возможности для затухания волн, которые надо учитывать. Одним из методов учета геометрических особенностей сферического токамака в вычислении лучевых траекторий является переход к вводу двумерного спектра замедлений.

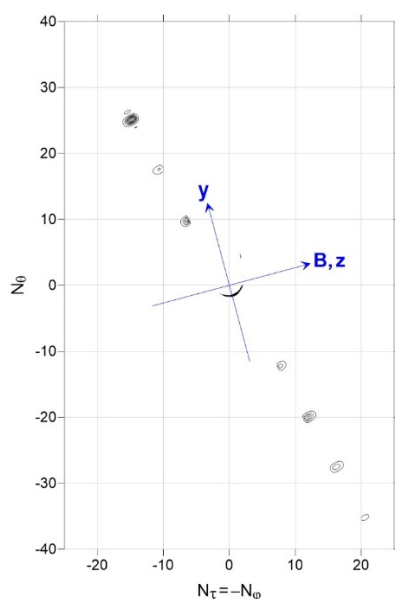


Рис.3.7.1 Двумерный спектр замедления волн

На рис.3.7.2 изображен одномерный спектр стартовых замедлений, который используется для вычислений. В актуальной версии алгоритма рей трейсинга одномерный спектр проходит несколько стадий обработки. В коде FRTC все вычисления, соответствующие разным половинам спектра ($Nz > 0$, $Nz < 0$) проходят отдельно, поэтому последующие высказывания будут подразумевать отдельное крыло.

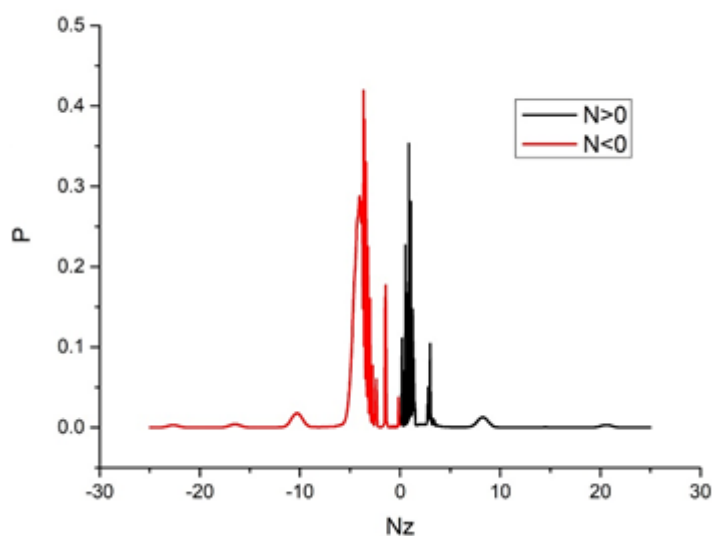


Рис.3.7.2 Одномерный спектр стартовых замедлений

Количество запускаемых лучей определяется двумя параметрами – дроблением по полоидальному углу $Ntet$ (имитирующему антенну) и дроблением по самому спектру Nnz . Увеличение числа лучей увеличивает и точность вычислений, но также и время этих вычислений, поэтому необходимо подбирать оптимальные значения. В первую очередь спектр интерполируется кубическим сплайном, который затем интегрируется. Полученный интеграл делится на Nnz , тем самым определяя порцию мощности, которая распределена на один луч. Следующим шагом при прохождении спектра слева направо определяются отрезки, интеграл которых соответствует значению для отдельного луча. На участках спектра, которые содержат максимумы, таких отрезков больше, чем в

других частях спектра. Таким образом структура спектра отражается количеством лучей в конкретных областях замедлений.

В случае двумерного спектра мы сталкиваемся с тем, что возможность просто интерполировать кубическим сплайном и посчитать одномерный интеграл пропадает. Появляется необходимость модифицировать метод обработки и ввода спектра. В обновленной версии алгоритма предполагается последовательно вводить прореженные значения двумерного спектра. На выходе из Grill3D двумерный спектр представляет из себя набор из относительно большого ($\sim 10^6$) числа точек, многие из которых содержат пренебрежимо малые значения. С помощью программного пакета matlab осуществляется прореживание сетки – отбрасываются все точки с мощностью ниже заданного значения. Значение подбирается таким образом, чтобы количество точек было минимальным, но сохранялась изначальная структура спектра. Также новый алгоритм предполагает переход к равномерной сетке, что позволяет вводить лучи с различными значениями мощности. Пример такой обработки спектра приведен на рис.3.7.3.

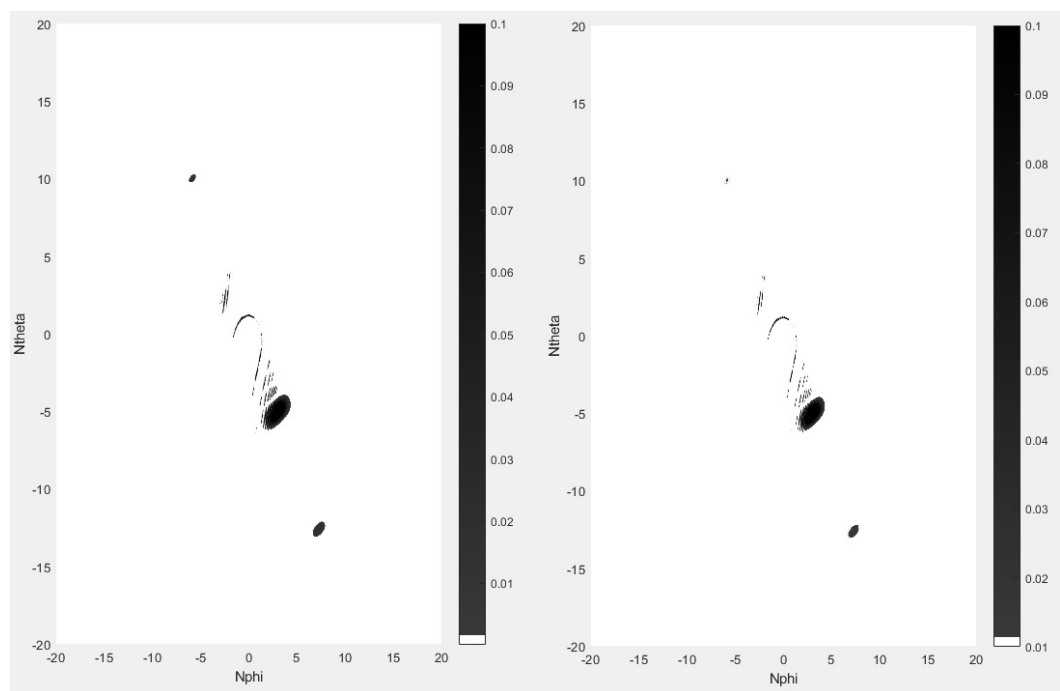


Рис.3.7.3 Двумерный спектр до (слева) прореживания и после (справа)

В конечном итоге мы получаем двумерный спектр стартовых замедлений без значительной потери информации. Количество лучей в новом алгоритме хоть и больше, чем в старом, но сравнимо в пределах одного порядка. Также вся обработка спектра теперь осуществляется один раз в пакете `matlab`, а не в каждой итерации реи трейсинга в коде `FRTC`, что значительно уменьшает время вычислений и частично компенсирует возросшее число лучей. Следующим этапом данной задачи будет внедрение разработанного алгоритма в код `FRTC` и тестирование точности.

3.8 Расчет траектории лучей и поглощенной мощности для геликонов и сравнение с результатами расчетов, полученных с помощью полноволнового кода

Для токамака Глобус-М2 было проведено численное моделирование генерации тока в плазме сферического токамака Глобус-М2 с помощью быстрой моды промежуточного частотного диапазона (геликона). Код FRTC был адаптирован под данную задачу. Проведено сравнение с результатами, полученными с помощью полноволнового кода.

Параметры плазмы, использованные в расчете:

Длительность ВЧ импульса	$\tau = 5ms$
Полный ток по плазме	$I_p = 500kA$
Тороидальное магнитное поле	$B_T = 0.8T$
Плотность в центре	$n_{e0} = 6 * 10^{19}m^{-3}$
Плотность на периферии	$n_{eb} = 10^{19}m^{-3}$
Температура в центре	$T_{e0} = 2000eV$
Температура на периферии	$T_{eb} = 200eV$
Вводимая ВЧ мощность	$P_{cd} = 200kW$
Частота волн	$f = 150 - 300MHz$
Вытянутость плазмы	$k = 1.8$
Треугольность	$\delta = 0.4$
Газ	Водород

Табл.3.8.1 Используемые в расчете параметры плазмы

Спектр замедлений антенны, использованный в расчетах рейтрейсинга, показан на рисунке 3.8.1. Полноволновые расчёты проводились для одной тороидальной моды, соответствующей замедлению $N_{tor} = -8$ у антенны, спектр по полоидальным модам представлял собой Фурье-образ полоидального электрического поля на антенне.

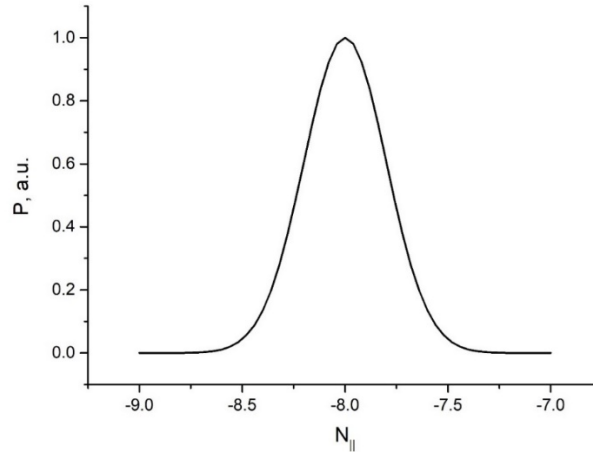
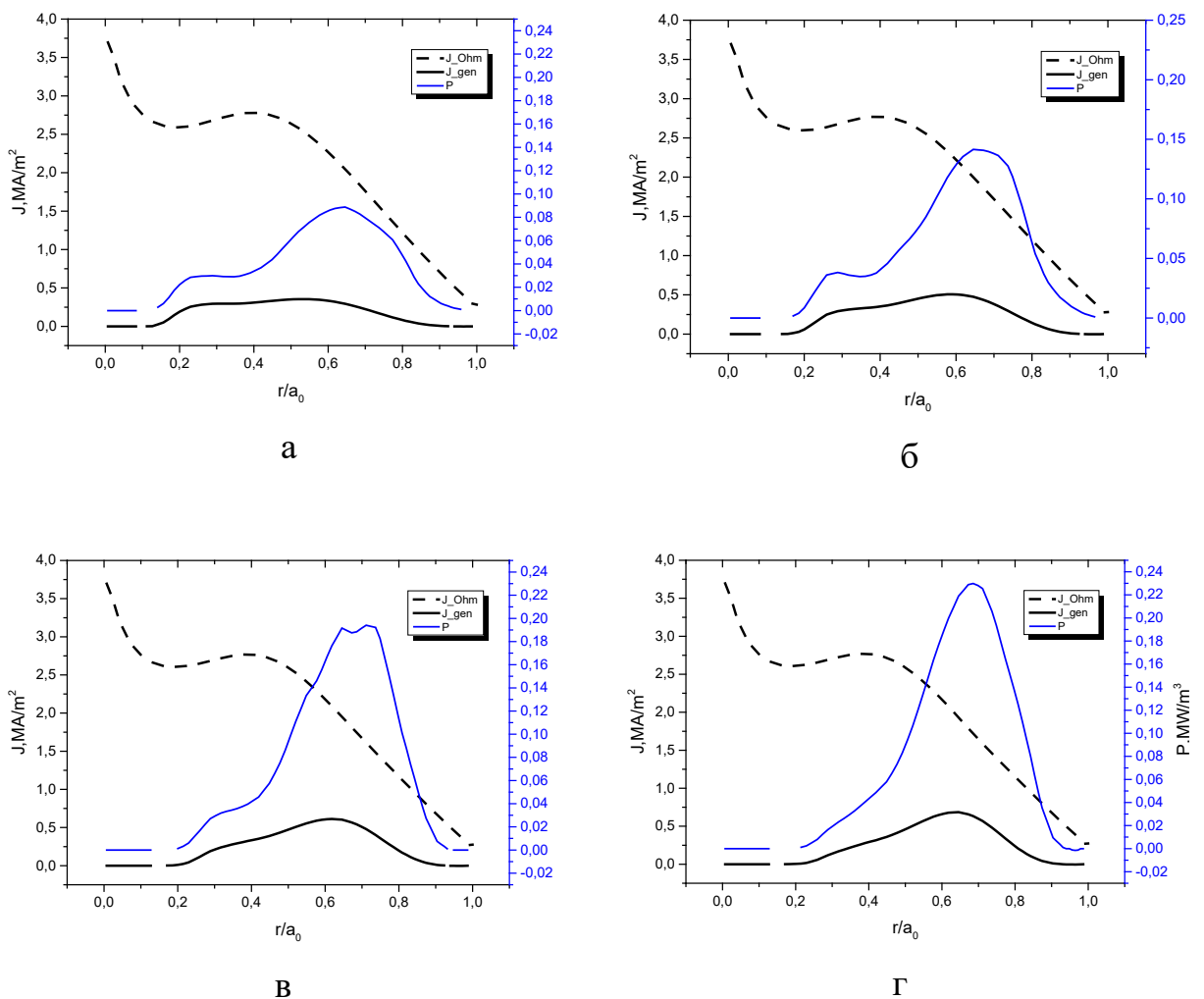


Рис. 3.8.1 Спектр замедлений антенны, использованный в расчете рей-трейсинга.

Указанные параметры находятся в пределах диапазона планируемого эксперимента на токамаке Глобус-М2, но выбор некоторых из них нуждается в дополнительных комментариях. В частности, частота 200 МГц и мощность 200 кВт обусловлены имеющимся в наличии в ФТИ ВЧ генератором. Выбор большой величины граничной плотности плазмы (10^{13}см^{-3}) связан с двумя важными обстоятельствами. Во-первых, при частоте ~ 200 МГц, выбранной для возбуждения геликона, на периферии плазмы, в области малых плотностей всегда присутствует нижнегибридный резонанс (НГР), а антенна, возбуждающая быструю волну, неизбежно генерирует и примесь медленной волны, мощность которой поглотится вблизи НГР. Двумерное полноволновое моделирование распространения и поглощения ВЧ волны с прохождением НГР, хотя и возможно в принципе, но требует значительных компьютерных мощностей из-за очень мелкомасштабной структуры поля медленной волны вблизи резонанса. Поэтому на границе плазмы задавалась достаточно высокая плотность (10^{13}см^{-3}) – такая, что НГР во всём объёме плазмы отсутствовал. Во-вторых, в области малых плотностей на периферии плазмы для геликона имеется область непрозрачности, расположенная между границей плазмы и поверхностью отсечки для быстрой волны. Выбор большой поверхностной плотности

плазмы решает и эту проблему – область распространения геликона начинается непосредственно от границы.

На рисунке 3.8.2 приведены результаты расчета плотности тока увлечения, выделенной мощности и омического тока с помощью комбинации кодов FRTC и ASTRA для частоты 150МГц, 200МГц, 250МГц и 300МГц. Из рисунка видно, что в результате моделирования получается очень низкий ток увлечения (10-24 кА при токе по плазме 500кА). Основная мощность выделяется в диапазоне 0.2-0.8а0, при этом пик энерговыделения приходится на 0.4-0.8а0.



(а) 150МГц, ток увлечения 10кА , (б) 200 МГц, ток увлечения 15кА,
 (в) 250МГц, ток увлечения 21кА, (г) 300 МГц, ток увлечения 24кА

Рис. 3.8.2 - Профили полного омического тока (черный пунктир), тока увлечения (черная сплошная линия) и поглощенной мощности в единице объема (синяя сплошная линия).

На рис.3.8.3 изображено распределение поглощенной ВЧ мощности на магнитной поверхности для частоты 250МГц, полученное с помощью полноволнового кода. Здесь мощность распределена равномерно практически на всем радиусе, кроме пристеночной зоны. Поглощение в этой области — это искусственно введенное пристеночное затухание, для подавления отраженной от основной плазмы волны. При сравнении с рис.3.8.2в можно заметить схожесть в локализации основного пика на 0.6-0.8а.

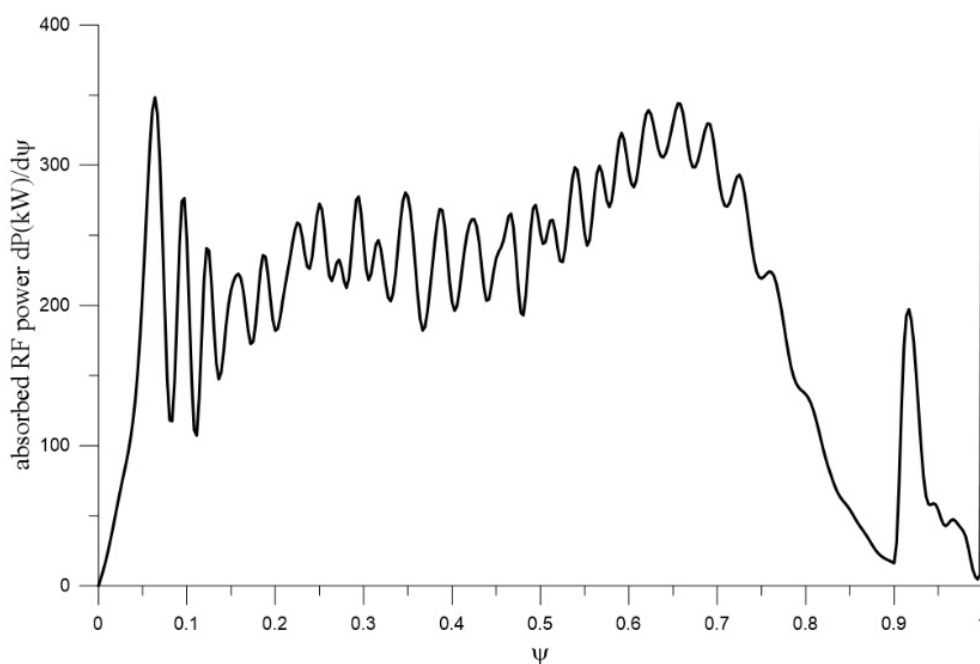


Рис.3.8.3 Одномерный радиальный профиль мощности, выделенной на магнитной поверхности для частоты 250МГц.

На рис.4,5 изображено пространственное распределение поглощенной ВЧ мощности в полоидальном сечении, полученное с помощью полноволнового кода и FRTC соответственно. Из рисунка видно, что в первом случае поглощение происходит равномерно на всем пути волн кроме пристеночной зоны, в то время как в расчете методом лучевых траекторий основная часть мощности поглощается уже на середине радиуса.

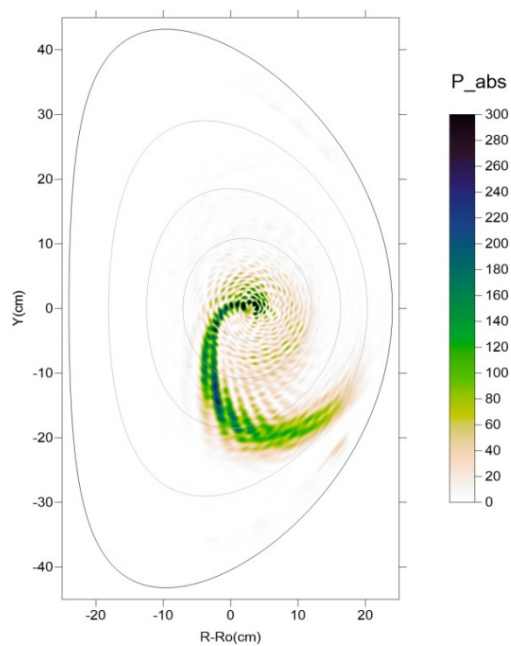


Рис. 3.8.4 Двумерный профиль энерговыведения для частоты 250МГц. Полноволновой код.

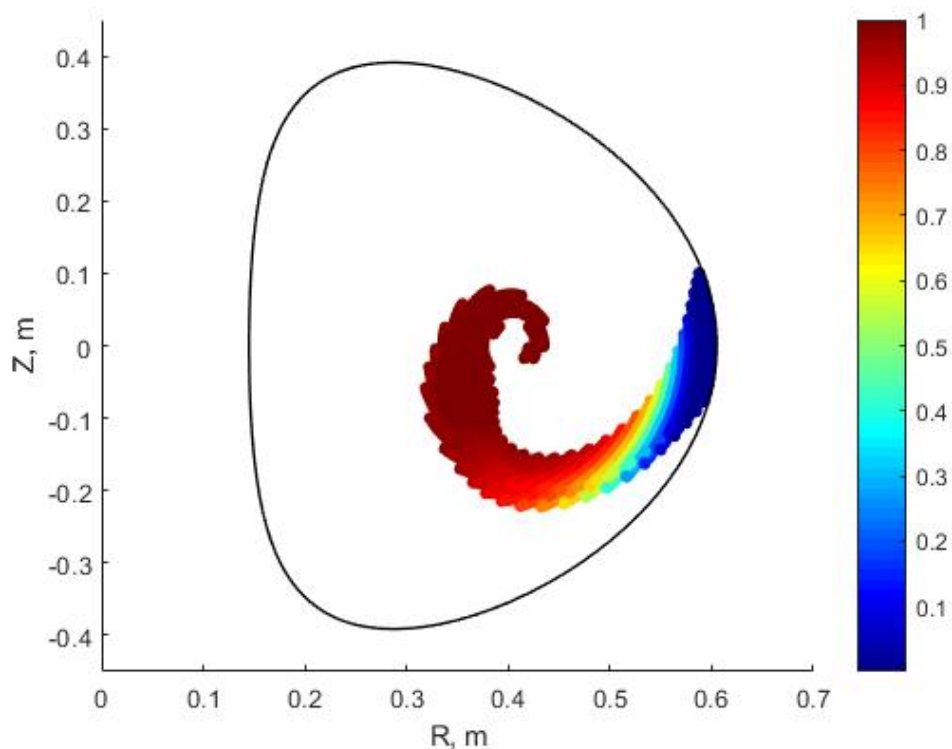


Рис.3.8.5 Двумерный профиль энерговыведения для частоты 250МГц. Код FRTC.

На рисунке 3.8.6 приведен результат двумерного полноволнового расчета модуля полного электрического поля волны. На рисунке 3.8.7 представлен результат расчета лучевых траекторий с помощью кода FRTC.

На рисунке 3.8.8 приведено сравнение рис.3.8.6, 3.8.7. Для наглядности лучевые траектории были прорежены, показана каждая сотая траектория.

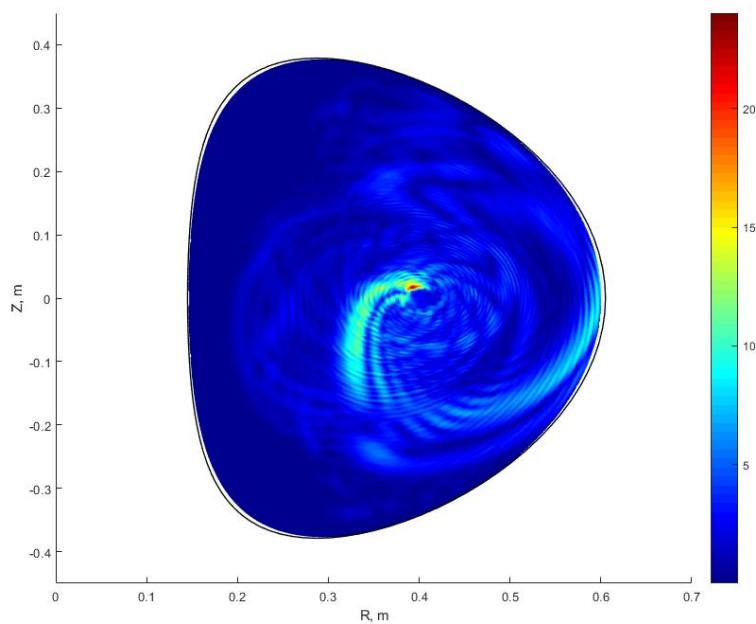


Рис. 3.8.6 Распределение модуля полного электрического поля волны $|E|$ для 250МГц. Расчет проведен с помощью двумерного полноволнового кода.

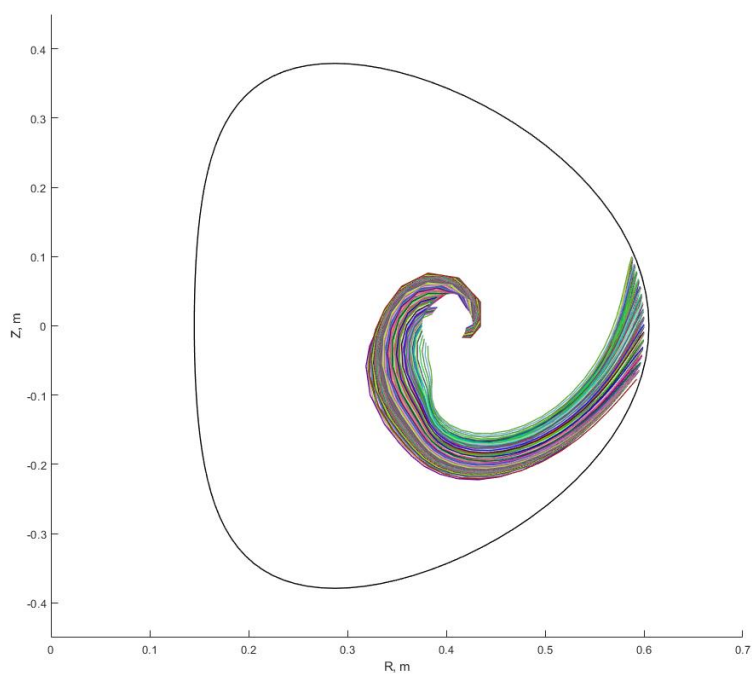


Рис. 3.8.7 Лучевые траектории, частота 250МГц. Расчет с помощью FRTS.

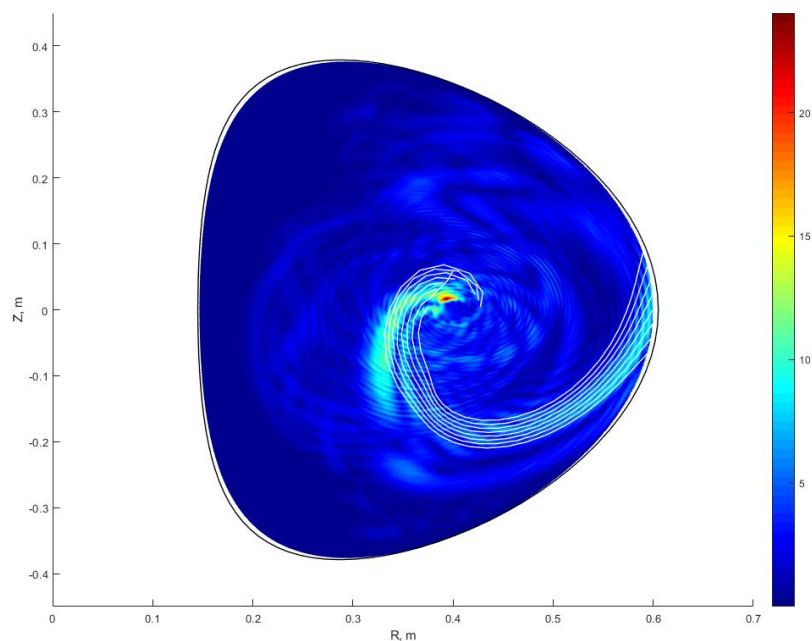


Рис.3.8.8 – Результат совмещения рисунков 3.8.6 и 3.8.7.

Из рисунка 3.8.8 видно, что лучевые траектории хорошо описывают распространение электромагнитной волны в плазме токамака и при наложении на распределение модуля полного электрического поля хорошо согласуются с полноволновым расчетом.

Распределения поглощенной мощности оказались похожими в локализации основного максимума – $0.6-0.8a$, но при углублении в плазму начинают отличаться. В полноволновом расчете на основной максимум приходится около половины мощности, остальное более или менее равномерно распределено от него и до центра плазмы. Расчет методом лучевых траекторий демонстрирует практически полное поглощение к середине радиуса.

В коде FRTC алгоритм рей трейсинга предполагает запуск лучей с ненулевым замедлением лишь в одном направлении – тороидальном или полоидальном. В данном случае использовалось тороидальное замедление и, как следствие, полоидальное замедление было равно нулю.

Полноволновой код рассчитывает волновой конус, который содержит полный спектр полоидальных замедлений, который возбуждает ВЧ антенна, и дельта-функцию при тороидальном замедлении. Ввиду сильного полоидального магнитного поля в плазме Глобус-М2, волны с разным полоидальным замедлением имеют существенно отличающиеся замедления вдоль линий магнитного поля. Также алгоритм рей трейсинга не предполагает учета влияния сильной радиальной и полоидальной неоднородности плазмы Глобус-М2 (градиентные члены в дисперсионном уравнении) на распространение волн. Выполненные ранее расчёты с помощью полноволнового кода показали, что эти эффекты могут приводить к заметному изменению профиля поглощенной мощности.

В данном сравнении код FRTC продемонстрировал себя как простой и быстрый инструмент для расчета траекторий геликонов, однако требует доработки по части моделирования поглощения ВЧ мощности. Рассчитанный ток увлечения геликонов получился сравнительно маленьким и требует дальнейших уточнений. Предполагается, что эффективность генерации тока возрастет с уширением спектра в сторону малых замедлений.

3.9 Моделирование генерации тока увлечения с учетом и в отсутствии вихревого электрического поля для Глобус-М2

Для токамака Глобус-М2 были проведены расчеты с целью оценки влияния вихревого электрического поля на генерацию тока увлечения. Расчеты проводились на основе экспериментальных данных разряда №40802 Глобус-М2. В данной серии расчетов было реализовано четыре варианта:

1. Ненулевое электрическое поле и спектр стартовых замедлений, рассчитанный с фазовым сдвигом между волноводами грилла +120 градусов.
2. Нулевое электрическое поле и спектр стартовых замедлений, рассчитанный с фазовым сдвигом между волноводами грилла +120 градусов.
3. Ненулевое электрическое поле и спектр стартовых замедлений, рассчитанный с фазовым сдвигом между волноводами грилла - 120 градусов.
4. Нулевое электрическое поле и спектр стартовых замедлений, рассчитанный с фазовым сдвигом между волноводами грилла - 120 градусов.

Положительный фазовый сдвиг предполагает спектр, части которого суммарно генерируют положительный ток увлечения, а отрицательный фазовый сдвиг – отрицательный ток. Вспомним используемое в коде FRTC уравнение Фоккера-Планка:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v} \left\{ D(v) \frac{\partial f}{\partial v} \right\} + \frac{\partial}{\partial v} \left\{ \frac{1}{v^3} \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{f}{v^2} \right\} \pm E \frac{\partial f}{\partial v}$$

Где $E \frac{\partial f}{\partial v}$ слагаемое, отвечающее за электрическое поле. Оно заменялось на ноль в случае с нулевым полем. Параметры разряда приведены в таблице ниже:

Длительность ВЧ импульса	$\tau = 10ms$
Полный ток по плазме	$I_p = 220kA$
Тороидальное магнитное поле	$B_T = 0.8T$
Плотность в центре	$n_{e0} = 2 * 10^{19}m^{-3}$
Плотность на периферии	$n_{eb} = 3 * 10^{18}m^{-3}$
Температура в центре	$T_{e0} = 800eV$
Температура на периферии	$T_{eb} = 60eV$
Вводимая ВЧ мощность	$P_{cd} = 150kW$
Частота НГ волн	$f = 2.45GHz$
Вытянутость плазмы	$k = 1.8$
Треугольность	$\delta = 0.4$

Табл.3.9.1 Параметры разряда №40802 Глобус-М2

На рис.3.9.1, 3.9.2 приведены спектры стартовых замедлений с фазировками +120 и -120 градусов соответственно. Из них видно, что в первом случае чуть большая часть мощности заложена в отрицательной части спектра (которая соответствует положительному току увлечения), а во втором – в положительной.

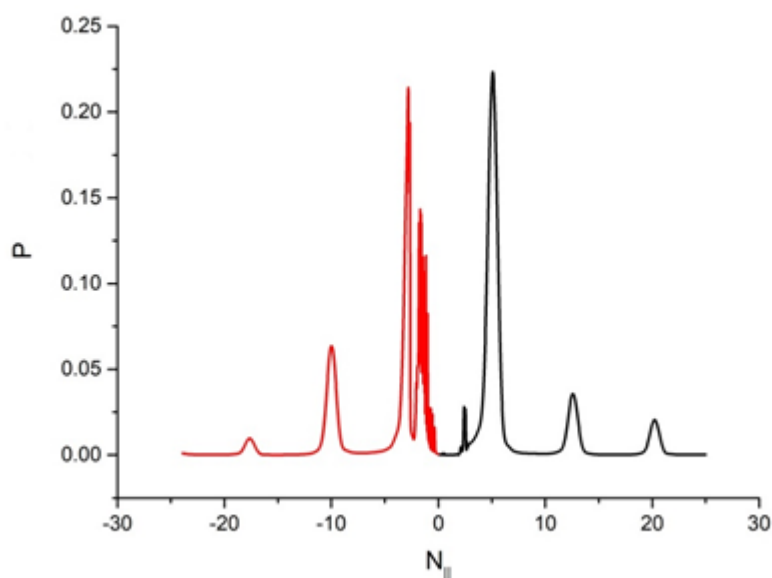


Рис.3.9.1 Спектр замедлений с фазировкой +120 градусов

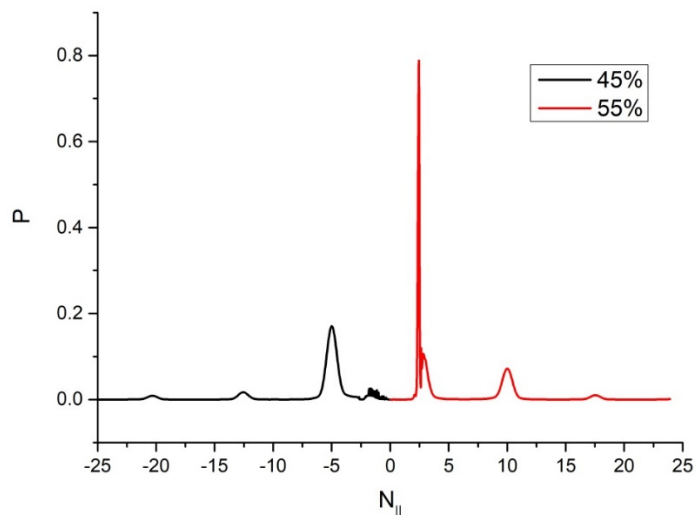


Рис.3.9.2 Спектр замедлений с фазировкой -120 градусов

На рисунке 3.9.3 приведены временные эволюции интегральных значений тока увлечения для всех четырех случаев. Красной кривой отмечен вариант с нулевым электрическим полем и фазировкой -120 градусов, конечный ток увлечения -100кА. Фиолетовая кривая соответствует варианту с нулевым полем и фазировкой +120, ток увлечения около 20 кА. Синей и черной кривой отмечены варианты с ненулевым полем, ток увлечения получился практически одинаковым - около 100кА.

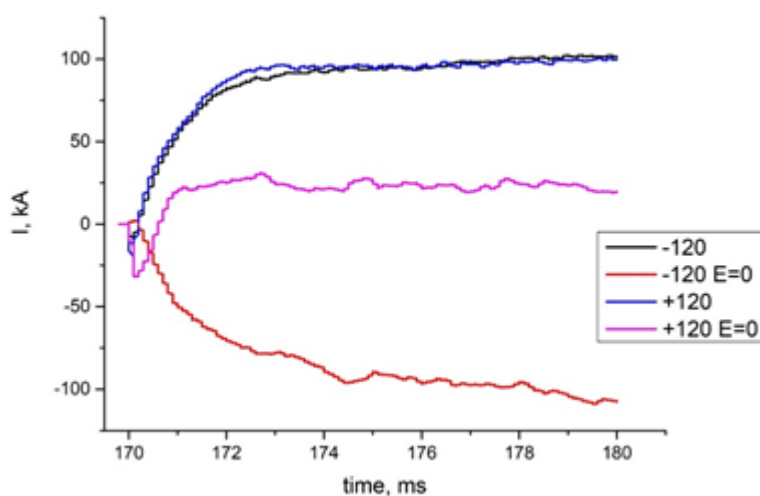


Рис.3.9.3 Временная эволюция тока увлечения

На рисунке 3.9.4 приведены профили плотности тока увлечения. Соответствие цветов такое же, как и в рис.3. Можно заметить, что в случаях с фазировкой +120 градусов распределение тока при добавлении учета электрического поля просто «поднимается» вверх, не меняя структуры. С фазировкой -120 градусов с учетом поля колебательная структура профиля плотности становится более заметной, и появляются три четких максимума.

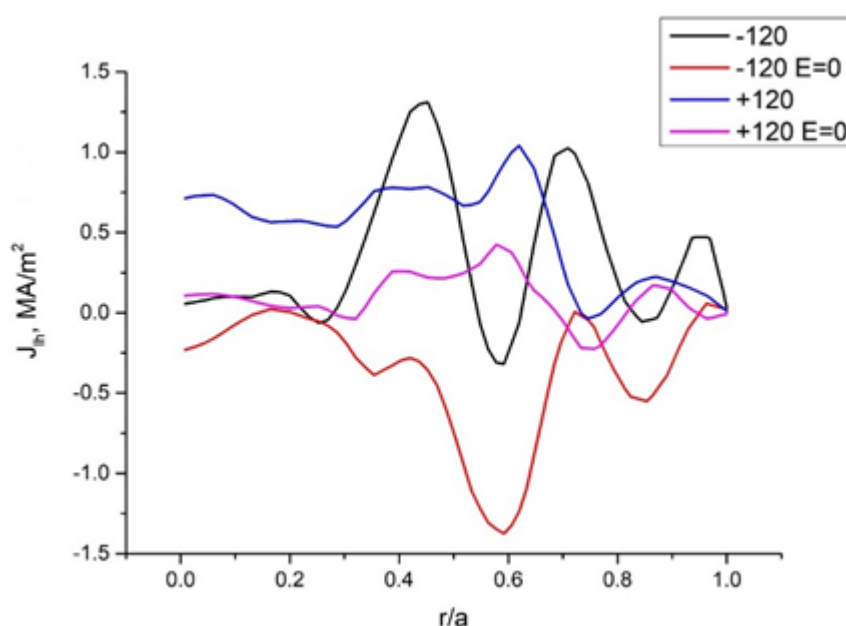


Рис.3.9.4 Профили плотности тока увлечения

Особенно хорошо эффект влияния электрического поля заметен на функции распределения электронов (ФРЭ) по скоростям. На рис.5,6 приведены ФРЭ для фазировки -120 градусов. График верхнем левом углу соответствует центру плазменного шнура, далее слева направо построчно идет переход к периферии:

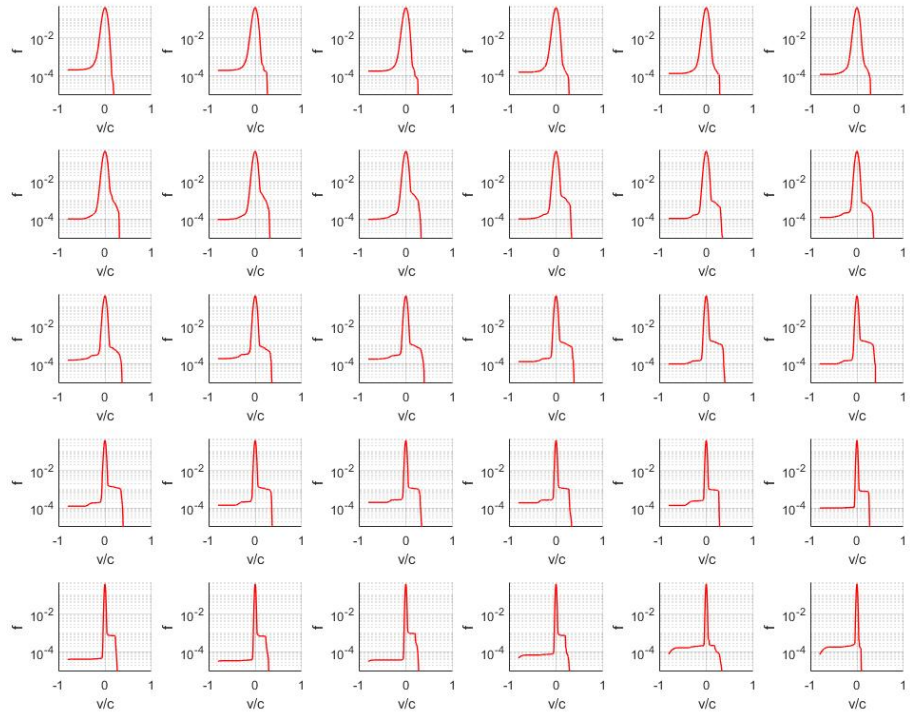


Рис.3.9.5 ФРЭ для нулевого поля и фазировки -120 градусов

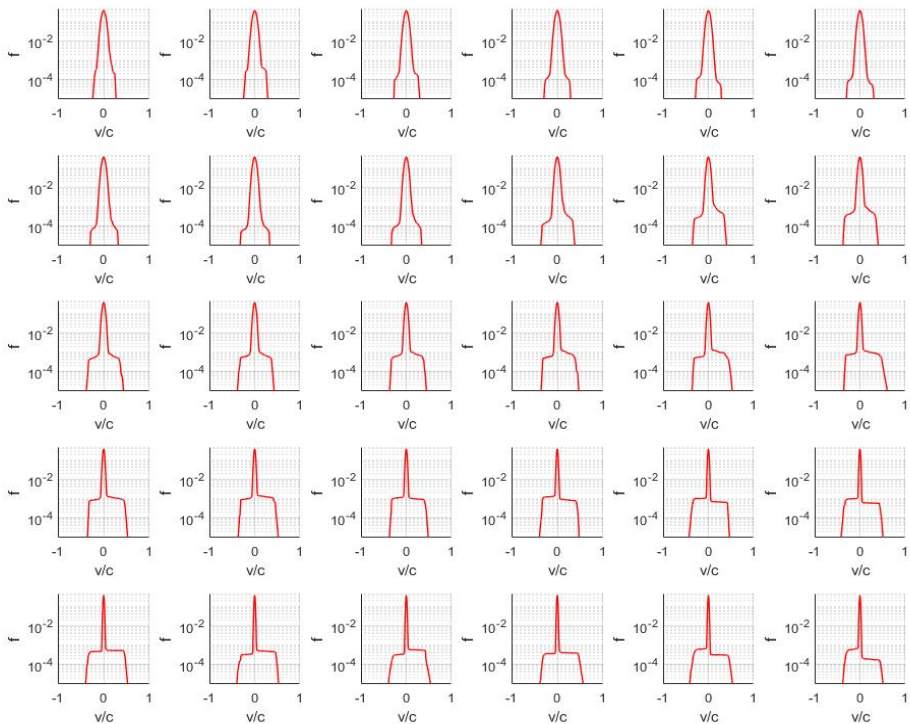


Рис.3.9.6 ФРЭ для ненулевого поля и фазировки -120 градусов

На рис.3.9.5 в случае нулевого поля хорошо видно, что квазилинейное плато правого крыла чаще всего сравнимо по ширине с плато в левом крыле, но находится на порядок-два выше, что означает гораздо больший ток, который в нем заключается. При добавлении вихревого электрического поля на рис.3.9.6 явно заметен эффект «подтягивания» и уширения квазилинейного плато из левого крыла и его преобладание над правым плечом. Также можно увидеть регулярную смену преобладания левого крыла над правым и наоборот в течение прохода от центра плазмы к периферии, что полностью отражает тонкую структуру профиля плотности тока увлечения на рис.3.9.4.

Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод о существенном влиянии электрического поля на рассчитанный ток увлечения. В случае фазировки -120 градусов этот эффект особенно заметен, электрическое поле полностью «подавило» отрицательный ток и разогнало существенный положительный. В конечном итоге с учетом поля разница между фазировками не замечена, что соответствует опыту экспериментов. Также стоит отметить, что при наличии вихревого электрического поля в левом крыле ФРЭ отрастает плечо, которое доходит до скорости света, где находятся убегающие электроны. Они не несут вклад в ток плазмы, это нужно учитывать. В актуальной версии алгоритма решения уравнения Фоккера-Планка используется вся ФРЭ, что не совсем точно. В будущем планируются работы по оценке энергии убегающих электронов и модификации алгоритма решения уравнения ФП для их учета.

3.10 Модификация кода FRTC – ускорение вычислений, работа с системой ввода и вывода данных

На момент начала работы с кодом среднее время вычислений одного разряда равнялось восьми часам. Такое продолжительное время расчетов существенно затрудняло процесс работы, ведь нужно учитывать, что работа с вычислениями предполагает итеративного достижения результата. Таким образом, конечное выполнение моделирования разряда могло занимать дни. При анализе временных затрат на отдельные блоки расчетов стало известно, что самым ресурсоемким является решение уравнения Фоккера-Планка. При дальнейшем уточнении выяснилось, что внутри цикла вычислений выполняется процедура поиска соответствия значения коэффициента диффузии электронов из одной сетки к другой. Коэффициент диффузии электронов по скоростям рассчитывается в алгоритме рей трейсинга, в котором используется неравномерная сетка по скоростям с увеличенным количеством точек вблизи пиковых значений диффузии. В то же время, в решении уравнения Фоккера-Планка используется равномерная сетка по скоростям. Процедура поиска соответствия заключается в последовательном сжатии границ по аргументу вдвое с проверкой на нахождение в них используемого значения. Было принято решение в написании отдельного цикла для осуществления перехода от одной сетки к другой, с записью в массивы. Таким образом, внутри цикла решения уравнения Фоккера-Планка происходит обращение к массиву вместо выполнения процедуры. В конечном итоге общее время вычислений удалось сократить примерно в 10 раз.

В целях оптимизации работы с кодом была модифицирована система ввода и вывода данных в коде. В код FRTC был добавлена и оптимизирована процедура вывода данных рей трейсинга; функции распределения электронов по скоростям; отдельных составляющих тока увлечения и поглощенной мощности, которые соответствуют

положительному и отрицательному току; результата обработки спектра стартовых замедлений; слагаемых дисперсионного уравнения; коэффициента диффузии; вихревого электрического поля и других параметров плазмы; технических параметров сеток, алгоритмов, и процедур, а также геометрии для диагностики работы кода. Для оптимизации ввода данных была проведена работа по модернизации входного файла, содержащего информацию об антенне, спектре и начальных условиях.

Заключение

В представленной работе изложены материалы по исследованию генерации тока нижнегибридными волнами в плазме токамаков ФТ-2 и Глобус-М2.

В результате работы освоен и доработан мощный инструмент, который позволяет быстро и эффективно рассчитать распространение и поглощение нижнегибридных волн в плазме. Разработан алгоритм предварительной обработки подаваемых на вход экспериментальных данных для наиболее устойчивого расчета магнитного равновесия в коде ASTRA. В ходе исследования решены конкретные задачи:

1. Оптимизация численного кода FRTC:

- ускорение вычислений
- улучшение системы ввода и вывода данных
- модификация алгоритма рей трейсинга для учета двумерного спектра стартовых замедлений

2. Эффекты в токамаке:

- исследовано влияние вихревого электрического поля на генерацию тока увлечения в плазме токамаков ФТ-2 и Глобус-М2
- исследовано влияние различных частей спектра замедлений на эффективность генерации тока в плазме токамака ФТ-2
- проведены расчеты распространения и поглощения волн типа геликон в плазме токамака Глобус-М2

3. Верификация кода:

- проведено сравнение результатов расчетов генерации тока с помощью стационарной и динамической версий кода
- получена хорошая согласованность результатов расчета генерации тока с экспериментальными данными разряда токамака Глобус-М2

- проведено сравнение результатов расчета распространения и поглощения геликона, полученных с помощью кода FRTC и полноволнового кода

Дальнейший план работы предполагает публикацию результатов исследования в научных журналах мирового уровня.

Основные результаты работы опубликованы в следующих статьях:

1) “Simulation of lower hybrid current drive in the presence of inductive electric field in the FT-2 tokamak”, Saveliev,A; Teplova,N; Troshin,G; Gusakov,E; Lashkul,S; Koupienko,D; FT-2_team, 46th EPS Conference on Plasma Physics (2019), ISBN: 979-10-96389-11-7

2) “Simulation of lower hybrid current drive in the presence of inductive electric field in the FT-2 tokamak”, Saveliev,A; Teplova,N; Troshin,G; Gusakov,E; Lashkul,S; Koupienko,D; FT-2_team, RFPPC (2020),

3)47th EPS “Dynamic and stationary modeling of lower hybrid current drive in the FT-2 and the Globus-M2 tokamaks”. Teplova,NV; Troshin,GA; Khavin,VE; Gusakov,EZ; Kononov,AN; Saveliev,AN. В книге (сборнике): 47TH EPS CONFERENCE ON PLASMA PHYSICS, EPS 2021 , страницы: 477-480

4) 47th EPS “Sample analysis of the influence of different parts of the spectrum on the lower hybrid current drive in the FT-2 tokamak” Troshin,G; Gusakov,E; Teplova,N; Khavin,V; Lashkul,S; Koupienko,D; FT-2_team. В книге (сборнике): 47TH EPS CONFERENCE ON PLASMA PHYSICS, EPS 2021 , страницы: 657-660

5) «Численное моделирование нижнегибридного тока увлечения с помощью динамического кода FRTC и кода ASTRA» Хавин,ВЭ; Трошин,ГА; Теплова,НВ; В книге (сборнике): СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ ВСЕРОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ “НЕДЕЛЯ НАУКИ ИФНИТ”, страницы: 258-261

6) «Исследование сильного изотопного эффекта в удержании энергии на токамаке ФТ-2» Куприенко,ДВ; Алтухов,АБ; Гурченко,АД; Гусаков,ЕЗ; Есипов,ЛА; Каледина,ОА; Тропин,НВ; Лашкул,СИ; Трошин,ГА; Шаталин,СВ; 2019, Физ. плазмы, т.45, 12 страницы: 1103-1108

Список литературы

1. P.T. Bonoli “Review of recent experimental and modelling progress in the lower hybrid range of frequencies at ITER relevant parameters” *Physics of plasmas* 21, 0651508, 2014
2. Y. Kazakov, D. Van Eester, J.Ongena “Plasma heating in present-day and future fusion machines”, *Proceedings of 12th Carolus Magnus Summer School on Plasma and Fusion Energy Physics, CMSS12, Leuven, Belgium, 24 Aug 2015 - 4 Sep 2015*
3. Fisch, N.J., *Reviews of Modern Physics* 59, 175 (1987)
4. Bonoli, P.T., in *Radio Frequency Power in Plasmas*, AIP Conf. Proc. 159 (AIP, NY, 1987) p. 85
5. Peysson, Y., in *Radio Frequency Power in Plasmas*, AIP Conf. Proc. 485 (AIP, NY, 1999) p. 183.
6. A.D. Piliya, A.N. Saveliev, JET Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire, OX14 3EA, 1998
7. В.В. Дьяченко и др. // *Физика Плазмы*, 2013, том 39, №2 с. 141-150
8. Gusakov E.Z., Dyachenko V.V., Irzak M.A. et al. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2010. V. 52. P. 075018.
9. J. S. Chang and G. A. Cooper, "Practical difference scheme for Fokker—Planck equations," *J. Comp. Phys.*,6, 1–16 (1970)
10. M.A. Irzak and O.N Shcherbinin, *Nucl. Fusion* 35, 1341 (1995)
11. <https://alltheworldstokamaks.wordpress.com/gallery-of-external-views/dcf-1-0-2/>
12. Lashkul, S.I., Altukhov, A.B., Gurchenko, A.D. et al. Poloidal inhomogeneity of the particle fluctuation induced fluxes near the LCFS at lower hybrid heating and improved confinement transition at the FT-2 tokamak. *Czech J Phys* 55, 341–348 (2005). <https://doi.org/10.1007/s10582-005-0045-7>
13. “Spherical tokamak Globus-M2: design, integration, construction” V.B. Minaev et al 2017 *Nucl. Fusion* 57 066047
14. https://globus.rinno.ru/pages/sfericheskiy_tokamak_globus-m-9.html?from=article_link
15. Савельев А.Н., *EPJ Web of Conferences* 157, 03045 2017
16. С. И. Лашкул и др. *Отчеты по физике плазмы*, 36(9), 751 (2010)
17. A. Saveliev, V. Zakharov «LHCD in the presence of electric field» *EPJ Web of Conferences* 157, 03045 (2017)
18. A.Saveliev, N.Teplova, G.Troshin, E.Gusakov, S.Lashkul, D. Kouprienko and FT-2 team «Simulation of lower hybrid current drive in the presence of inductive electric field»