

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
(ИПФ РАН)

**НАУЧНЫЙ ДОКЛАД  
ОБ ОСНОВНЫХ РЕЗУЛЬТАТАХ ПОДГОТОВЛЕННОЙ  
НАУЧНО-КВАЛИФИКАЦИОННОЙ РАБОТЫ (ДИССЕРТАЦИИ)**

**«Формирование плотных широкоапертурных потоков плазмы из ЭЦР разряда в поле  
одиночного соленоида»**

**Аспирант:** Шапошников Роман Анатольевич

---

*(подпись аспиранта)*

**Научный руководитель:**

Скалыга Вадим Александрович, д.ф. - м.н.,  
заведующий отделением физики плазмы и  
электроники больших мощностей\_\_\_\_\_

---

*(подпись научного руководителя)*

**Направление подготовки:**

03.06.01 Физика и астрономия

**Направленность (профиль) подготовки:**

01.04.08 Физика плазмы

**Форма обучения:** очная

**Актуальность.** В связи с активным развитием открытых магнитных систем удержания плазмы для различных физических приложений возникает задача разработки и создания теоретической модели, которая бы достоверно описывала разлет потока плазмы из магнитной пробки на металлическую стенку, ограничивающую область разлета. В имеющихся на данный момент моделях не произведен совместный учет двух физических эффектов: ускорения ионов амбиполярным потенциалом и изменения режима течения электронной компоненты плазмы со столкновительного на бесстолкновительный, что приводит к расхождению экспериментальных результатов и численных расчетов. Следовательно, актуальной является задача по созданию теоретической модели, согласованно учитывающей указанные выше эффекты. К практическим приложениям открытых магнитных ловушек относится управляемый термоядерный синтез. Одним из методов нагрева плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза является инжекция высокоэнергичных нейтралов. На первом этапе создания такого рода инжектора требуется получить плотный поток плазмы, из которого в дальнейшем формируется широкоапертурный пучок ионов. Следовательно, возникает задача по разработке и созданию систем, позволяющих получить плотные потоки плазмы, а также многоапертурных систем экстракции ионов.

#### **Цели исследования:**

- 1) Разработка и создание теоретической модели разлета плазмы из пробки прямой магнитной ловушки на металлическую стенку.
- 2) Расчет конвективных потерь из открытых магнитных систем.
- 3) Формирование плотных широкоапертурных потоков плазмы.
- 4) Расчет многоапертурной системы экстракции ионного пучка.

**Личное участие автора** заключается в разработке теоретической модели, проведении численного моделирования и экспериментальных исследований, обработке экспериментальных данных.

#### **Научная новизна:**

- 1) Представленная в работе теоретическая модель разлета плазмы из магнитной пробки на металлическую стенку согласованно учитывает эффект ускорения ионов амбиполярным потенциалом и переход между столкновительным и бесстолкновительным течением электронов. В работах предшественников данные эффекты рассматривались лишь по отдельности, а результаты расчетов на основании предыдущих моделей не совпадали с экспериментальными данными. Результаты расчетов на основании данной работы показывают хорошее совпадение с измерениями, что свидетельствует о достоверности проведенного исследования.
- 2) Ранее получение широкоапертурных потоков плазмы на основе ЭЦР разряда осуществлялось с использованием прямых магнитных ловушек. В данной работе, в отличие от предыдущих исследований, предлагается использовать систему на основе ЭЦР разряда в магнитном поле

одиноким соленоидом, как наиболее простую с инженерной и материальной точки зрения по сравнению с открытой ловушкой.

**Практическая значимость** работы заключается в возможности использовать представленную модель в исследованиях, направленных на разработку систем открытых магнитных ловушек для различных практических приложений. Предложенная система по формированию плотных широкоапертурных потоков плазмы и многоапертурная система экстракции могут быть использованы в проектах по созданию инжекторов нейтральных частиц.

## Содержание работы

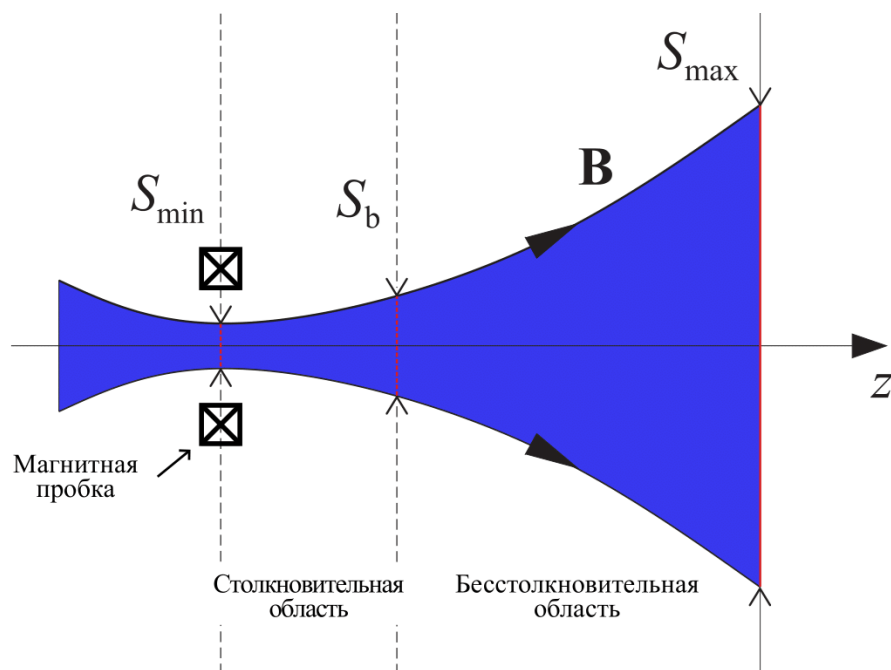
### Введение.

Во введении описывается постановка задачи, актуальность исследования, обзор литературы, научная новизна представленной работы и ее отличие от работ предшественников.

### Глава 1.

Первая глава посвящена разработке и созданию теоретической модели выноса плазмы из прямой магнитной ловушки на металлическую стенку, ограничивающую область разлета плазмы. В данной модели рассматривается плазма, которая в некоторой области около магнитной пробки является достаточно плотной, что позволяет описывать ее уравнениями гидродинамики. В данной области функция распределения электронов по скоростям является Максвелловской, что приводит к Больцмановской зависимости концентрации от амбиполярного потенциала. Так как в данной задаче плазма разлетается вдоль силовых линий магнитного поля, то сечение потока плазмы является монотонно возрастающей функцией. Таким образом, в качестве пространственной переменной, от которой строились распределения характеристик потока плазмы в области экспандера (область за магнитной пробкой, ограниченная металлической стенкой), было выбрано сечение потока, что позволяет создать универсальную модель, справедливую для любого конкретного распределения магнитного поля по продольной координате.

В процессе разлета плотность плазмы спадает, в результате чего длина свободного пробега электронов становится сопоставимой с характерным размером системы, что приводит к необходимости использовать кинетическое описание для электронов. Для простоты в рамках данной модели переход между областями столкновительного и бесстолкновительного течения электронной компоненты плазмы является резким и характеризуется сечением  $S_b$ . Значение данного сечения в экспериментальных установках зависит от параметров плазмы, однако при создании модели его удобно считать входным параметром задачи. Другим входным параметром задачи является сечение  $S_w$ , соответствующее положению металлической стенки. На рисунке 1 представлено схематичное изображение области экспандера.



**Рисунок 1.** Схематичное изображение области экспандера. Синим цветом обозначен поток плазмы, вытекающий из магнитной пробки, сечение  $S_{\min}$  соответствует магнитной пробке,  $S_b$  – границе между областями столкновительного и бесстолкновительного течения плазмы,  $S_{\max}$  – положению металлической стенки, ограничивающей область разлета плазмы.

Для нахождения характеристик потока плазмы в столкновительной области используется система уравнений из уравнения непрерывности потока (1) и уравнения Эйлера (2):

$$\frac{d}{ds}(Snu_i) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{d}{ds}(Sm_i nu_i^2) = -Sne \frac{d\varphi}{ds} \quad (2)$$

В качестве граничных условий в пробке (минимум сечения) в столкновительной области было выбрано равенство нулю амбиполярного потенциала  $\varphi(S_{\min}) = 0$  и значение скорости равное скорости ионного звука  $u_i(S_{\min}) = c_s$ .

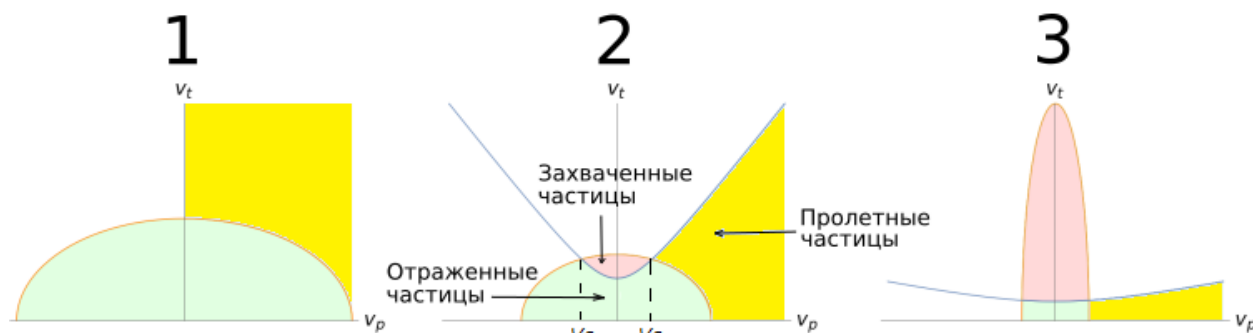
В бесстолкновительной области функция распределения электронов по скоростям становится анизотропной. Из бесстолкновительного уравнения Больцмана следует, что функция распределения является произвольной функцией от двух аргументов, которыми являются два интеграла движения:

$$\epsilon = \frac{m_e v_p^2}{2} + \frac{m_e v_t^2}{2} - e\varphi \quad (3)$$

$$\mu = \frac{m_e v_t^2 S}{2}, \quad (4)$$

где (3) - закон сохранения энергии, (4) - закон сохранения адиабатического инварианта. Далее предполагается, что в сечении, соответствующем слову гидродинамического решения, функция распределения является полумаксвелловским для электронов, летящих к стенке. Также есть

электроны с низкой энергией, которые отражаются от потенциального барьера. Таким образом, были определены области в пространстве скоростей, заполненные частицами, в сечении  $S_b$ . Далее, в соответствии с интегралами движения, становится возможным определить области, заполненные частицами для любого сечения в бесстолкновительной области. Схематичное изображение функции распределения представлено на рисунке 2.



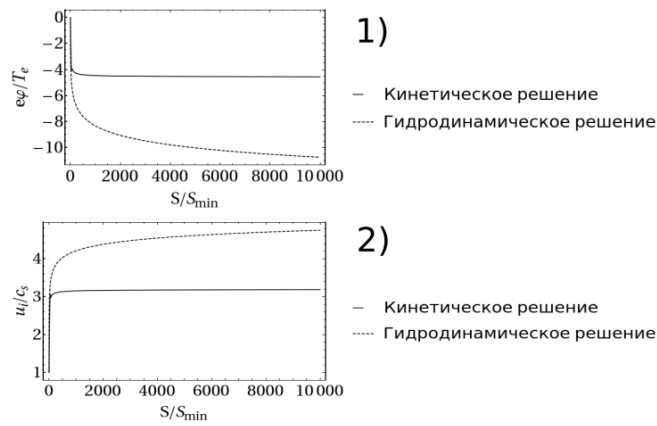
**Рисунок 2.** Схематичное изображение функции распределения электронов по скоростям на плоскости продольной и поперечной скорости для различных продольных пространственных координат. 1 соответствует функции распределения в точке слома гидродинамического решения, 2 – промежуточной координате между точкой слома гидродинамики и стенкой, 3 соответствует координате, близкой к стенке. Зеленым цветом обозначены отраженные частицы (отразившиеся от скачка амбиполярного потенциала и вернувшиеся в столкновительную область), желтым цветом – пролетные (достигнувшие стенки), красным – захваченные (запертые между границей слома гидродинамического решения и стенкой).

Интегрирование функции распределения электронов по скоростям позволяет определить зависимость концентрации от амбиполярного потенциала в бесстолкновительной области. Неизвестными параметрами остаются нормировка функции распределения  $f_0$  и значение потенциала на стенке  $\varphi_w$ , которые могут быть найдены из условия равенства потоков электронов и ионов на стенку (5) и условия квазинейтральности (6):

$$S n_i u_i = S \int f_e v_p d^3 v \quad (5)$$

$$n_i = n_e \quad (6)$$

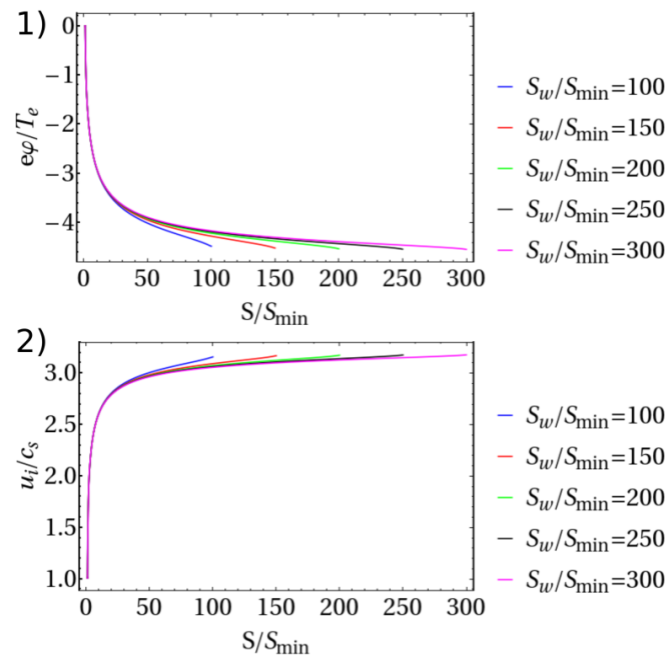
В качестве граничных условий в бесстолкновительной области были выбраны значения характеристик потока плазмы на границе двух областей, полученные из гидродинамического решения. Таким образом, после того, как задача полностью определена, становится возможным найти распределение скорости потока и амбиполярного потенциала во всей области экспандера. На рисунке 3 приведено сравнение решения, полученного с учетом перехода между столкновительным и бесстолкновительным режимом течения электронов, и решением, полученного с помощью использования гидродинамического описания во всей области разлета.



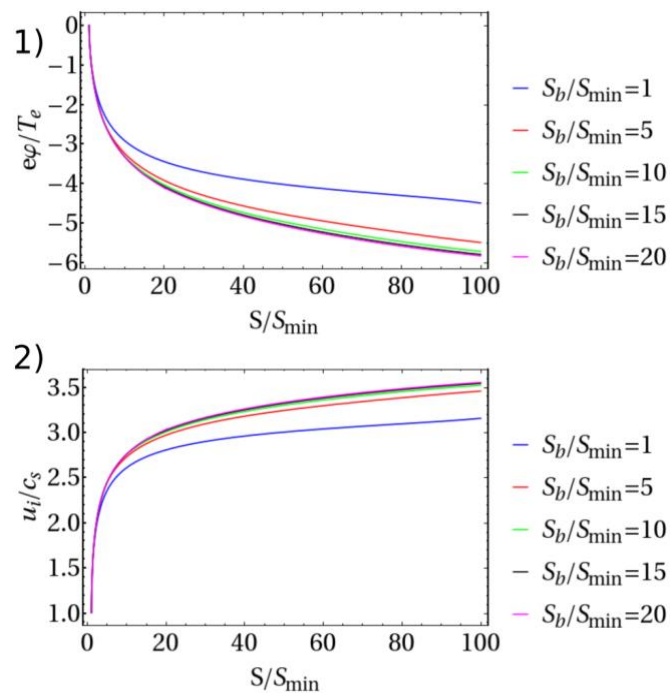
**Рисунок 3.** Зависимость нормированного на температуру электронов амбиполярного потенциала (1) и нормированной на скорость ионного звука скорости потока (2) от поперечного сечения потока, нормированного на сечение в магнитной пробке. Сплошная кривая соответствует случаю, когда в расчете был произведен учет перехода от гидродинамического к кинетическому описанию электронов. Пунктирная кривая соответствует случаю, когда во всей области расчета было использовано гидродинамическое описание.

Приведенный расчет показывает важность совместного учета эффекта ускорения ионов амбиполярным потенциалом и перехода от гидродинамического к кинетическому описанию электронов. По результатам расчета видно, что скорость потока в процессе его расширения превышает скорость ионного звука до трех раз. В то же время учет слома гидродинамического решения позволяет избежать нефизичного результата, который заключается в неограниченном возрастании скорости потока.

На рисунках 4 и 5 продемонстрированы распределения характеристик потока плазмы в области экспандера при различных значениях параметров  $S_b$  и  $S_w$ .



**Рисунок 4.** Зависимость нормированного на температуру электронов амбиполярного потенциала (1) и нормированной на скорость звука скорости потока (2) от поперечного сечения потока, нормированного на сечение в магнитной пробке, для различных значений сечения, соответствующего положению стенки: 100 (синяя кривая), 150 (красная кривая), 200 (зеленая кривая), 250 (черная кривая), 300 (фиолетовая кривая).



**Рисунок 5.** Зависимость нормированного на температуру электронов амбиполярного потенциала (1) и нормированной на скорость звука скорости потока (2) от поперечного сечения потока, нормированного на сечение в магнитной пробке, для различных значений сечения, соответствующего слову гидродинамического решения: 1 (синяя кривая), 5 (красная кривая), 10 (зеленая кривая), 15 (черная кривая), 20 (фиолетовая кривая).

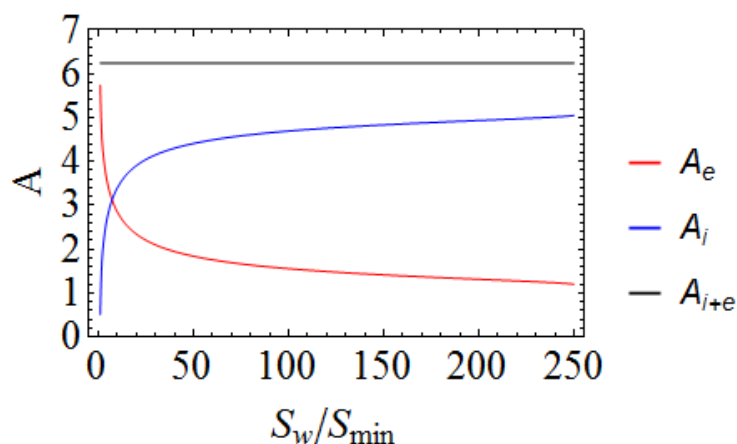
Разработанная модель также позволяет провести расчет конвективных потерь из системы, то есть той энергии, которую заряженные частицы выносят на стенку. Поток энергии электронов можно получить путем интегрирования функции распределения электронов по скоростям с весом:

$$Q_e = S \int 2\pi v_t v_p (v_p^2 + v_t^2) f_e dv_t dv_p \quad (7)$$

Выражение для потока энергии ионов имеет вид:

$$Q_i = S n u_i \left( \frac{m_i u_i^2}{2} + T_i \right) \quad (8)$$

Для описания конвективных потерь удобно использовать безразмерный параметр  $A$ , определяемый следующим образом:  $Q_e = G A_e T_e$ ,  $Q_i = G A_i T_e$ ,  $A_{i+e} = A_i + A_e$ , где  $G$  - поток частиц,  $T_e$  — температура электронов. Для значения  $S_b = 1$  на рисунке 6 представлен расчет параметра  $A$ .

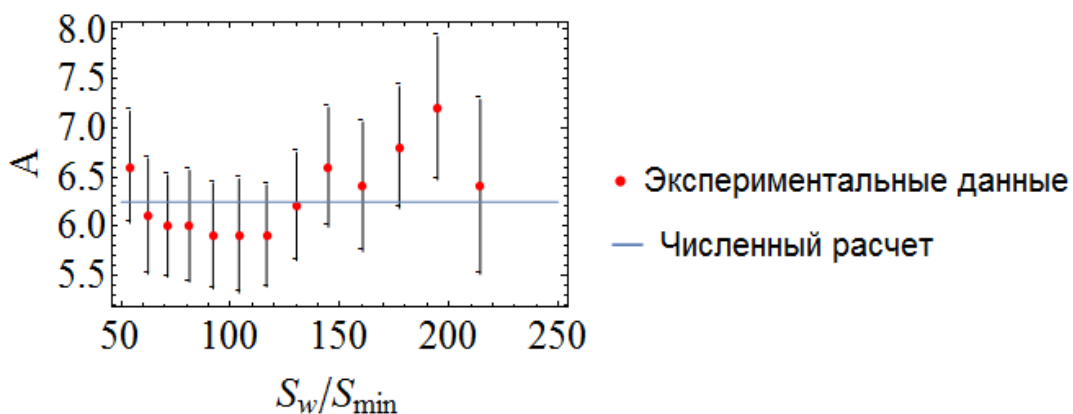


**Рисунок 6.** Результаты численного расчета коэффициента, характеризующего вынос энергии из системы электронами  $A_e$  (красная кривая), ионами  $A_i$  (синяя кривая), а также общие потери энергии, характеризующиеся коэффициентом  $A_{i+e}$  (черная линия).

Представленные на рисунке 6 кривые демонстрируют 2 факта: сохранение потока энергии, которое выражается в константном значении коэффициента  $A_{i+e}$ , а также эффект перекачки энергии от электронной компоненты плазмы к ионной, который выражается в уменьшении параметра  $A_e$  и увеличении параметра  $A_i$ . Также на основании приведенного расчета можно сделать вывод, что положение стенки не оказывает влияние на конвективные потери из системы. Данный факт подтверждается сравнением с экспериментальными данными, полученными на установке ГДЛ в г. Новосибирске в ИЯФ СО РАН.

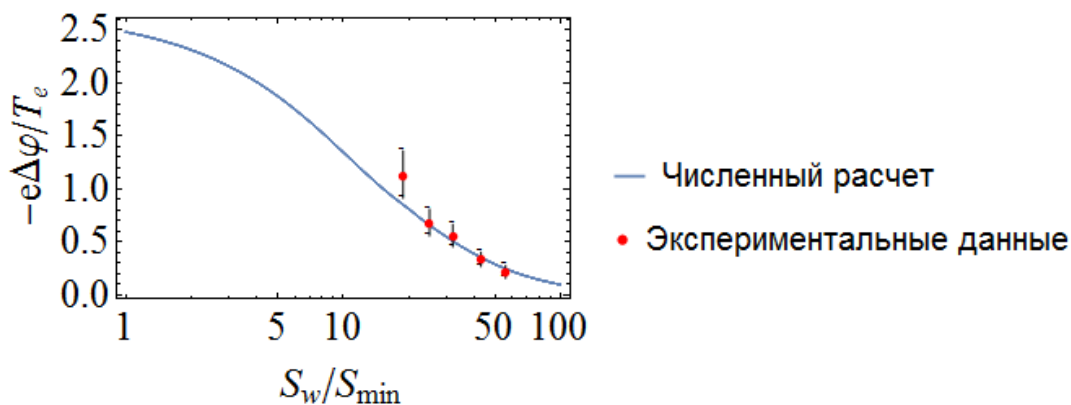


**Рисунок 7.** Результаты экспериментальных измерений коэффициента  $A$  в зависимости от



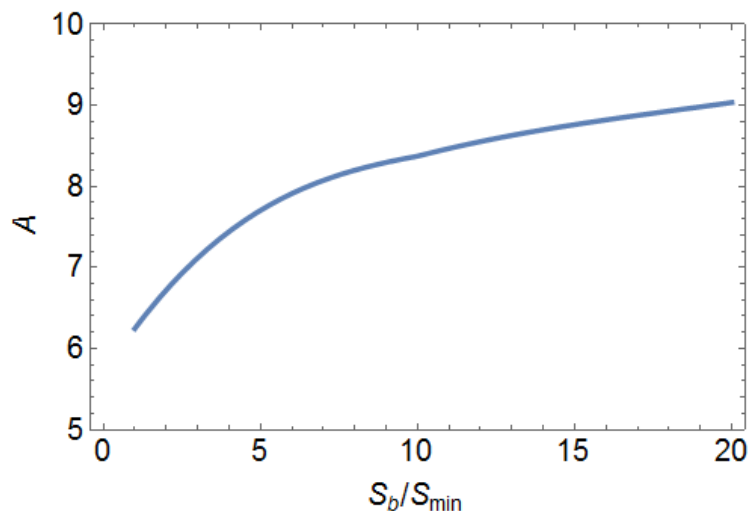
коэффициента расширения. Красные точки соответствуют экспериментальным данным, синяя кривая соответствует численному расчету.

Также на установке ГДЛ было проведено измерение скачка амбиполярного потенциала в пристеночной области, которое показывает хорошее соответствие результатам численного расчета, выполненного на основании предложенной модели (рисунок 8).



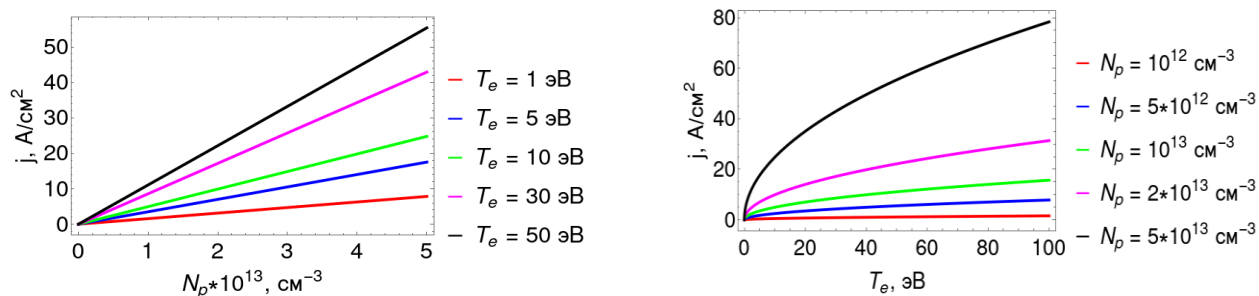
**Рисунок 8.** Скачок амбиполярного потенциала в пристеночном слое. Красные точки соответствуют экспериментальным данным. Синяя кривая соответствует численному расчету.

Параметром, в наибольшей степени влияющим на вынос энергии из системы, является размер столкновительной области. На рисунке 9 продемонстрирована зависимость конвективных потерь от значения границы между столкновительным и бесстолкновительным течением электронов.



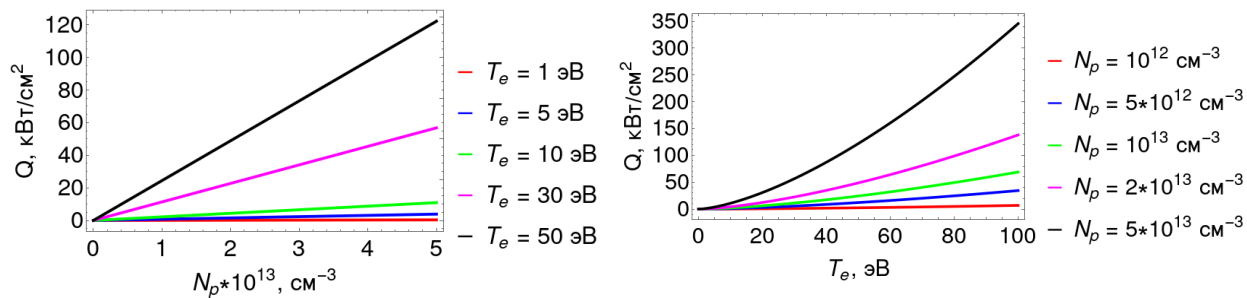
**Рисунок 9.** Зависимость конвективных потерь, описываемых безразмерным параметром  $A$ , от размера столкновительной области, характеризующейся параметром  $S_b$ .

Как было отмечено выше, важным параметром, определяющим характеристики ионного пучка, является плотность потока плазмы, из которой происходит экстракция ионов. При этом от параметров плазмы, при которых реализуется заданная плотность потока, зависят конвективные потери из системы. Для достижения требуемой плотности потока энергозатрат в плазму от внешних источников должен превышать конвективные потери. На рисунке 10 приведен пример расчета плотности потока плазмы в магнитной пробке при различных значениях концентрации и температуры электронов.



**Рисунок 10.** Расчет плотности потока плазмы в магнитной пробке в зависимости от концентрации плазмы при заданной температуре электронов (слева) и в зависимости от температуры электронов при заданной концентрации (справа).

Расчет соответствующих конвективных потерь приведен на рисунке 11.



**Рисунок 11.** Расчет конвективных потерь в зависимости от концентрации плазмы при заданной температуре электронов (слева) и в зависимости от температуры электронов при заданной концентрации (справа).

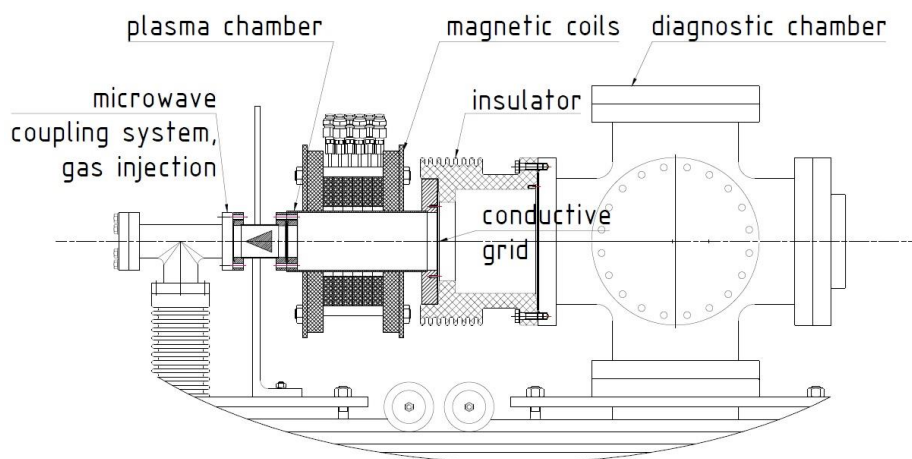
При использовании ЭЦР методов нагрева плазмы максимальная плотность, реализуемая в разряде, пропорциональна квадрату частоты греющего излучения:  $n_{cr} = m_e \omega^2 / 4\pi e^2$ , где  $n_{cr}$  — критическая концентрация плазмы,  $\omega$  — частота излучения,  $e$  — заряд электрона. Для частоты греющего излучения 37.5 ГГц максимальное значение плотности плазмы составляет  $1.7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . При значениях электронной температуры порядка десятков электронвольт плотность потока плазмы в магнитной пробке находится на уровне 10-20 А/см<sup>2</sup>. Соответствующие конвективные потери при таких параметрах плазмы не превышают 100 кВт/см<sup>2</sup>, что открывает возможности для использования имеющихся на данный момент в ИПФ РАН гиротронов для поддержания ЭЦР разряда с целью формирования плотных потоков плазмы в открытой магнитной системе и дальнейшей экстракции сильноточного ионного пучка.

Таким образом, в рамках данной работы был проведен расчет конвективных потерь энергии из открытой магнитной системы. Продемонстрировано, что в процессе разлета потока плазмы в области экспандера происходит перекачка энергии из электронной компоненты в ионную при сохранении полного потока энергии. В результате исследования влияния параметров системы на потери энергии показано, что положение стенки не оказывает влияния на потери, в то время как параметром, определяющим рост конвективных потерь является размер области, в которой справедливо гидродинамическое описание электронов. Также численный расчет конвективных потерь показал перспективность применения гиротронов с мощностью 100 кВт и частотой греющего излучения 37.5 ГГц для создания сильноточного ионного источника.

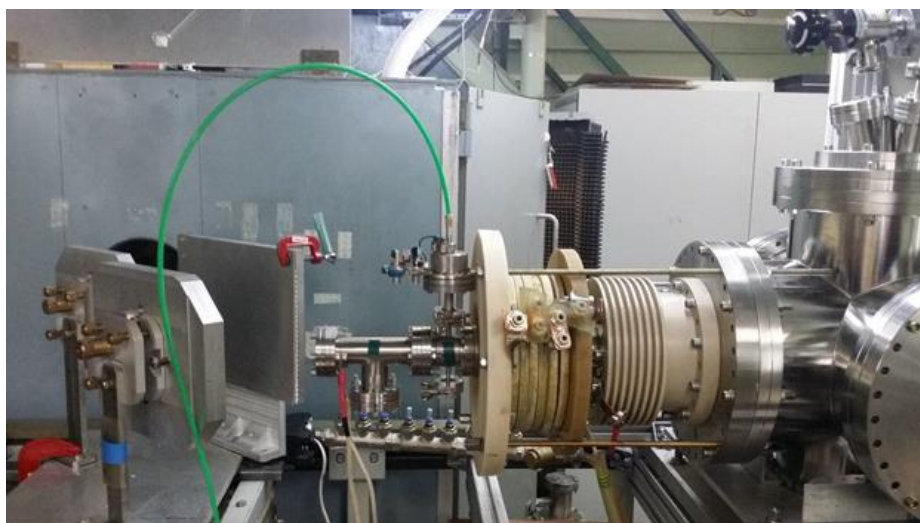
## Глава 2.

Вторая глава посвящена исследованию формирования плотных широкоапертурных потоков плазмы на основе ЭЦР разряда. В отличие от предыдущих работ, проведенных в ИПФ РАН, предлагается перейти от прямых магнитных ловушек к использованию одной магнитной катушки. Продольное удержание плазмы в такой системе обеспечивается только распределением амбиполярного потенциала, который ускоряет ионы и замедляет электроны. При этом отсутствует

продольный механизм удержания плазмы магнитным полем. Тем не менее, использование для нагрева плазмы излучения гиротрона с мощностью до 100 кВт позволяет получить значения плотности потока, требуемые в современных нейтральных инжекторах. Предложенная система выглядит более привлекательной с технической и технологической точки зрения, а также более простой в масштабировании. Схема установки приведена на рисунке 12. Фотография установки представлена на рисунке 13.



**Рисунок 12.** Схема экспериментальной установки SMIS 37.



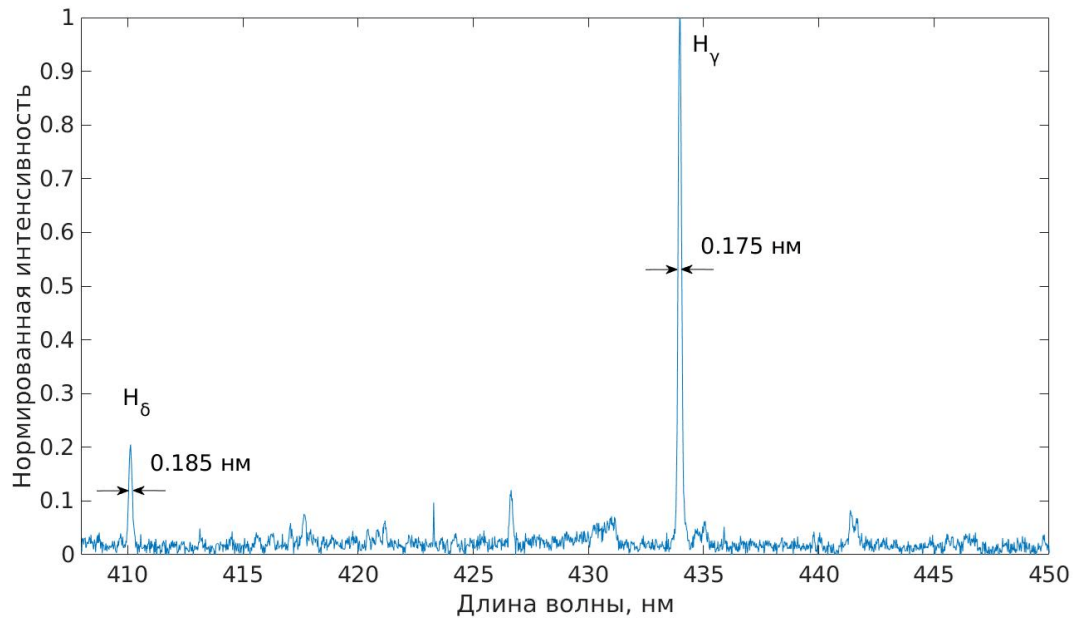
**Рисунок 13.** Фотография экспериментальной установки SMIS 37.

Для зажигания и поддержания разряда использовалось излучение гиротрона с частотой 37.5 ГГц, мощностью до 100 кВт и длительностью импульса 1.5 мс. Фокусировка СВЧ излучения в центр разрядной камеры осуществлялась с помощью электродинамической системы ввода. На ближнем к гиротрону крае разрядной камеры располагалось кварцевое окно, через которое излучение попадало в вакуумный объем. Разрядная камера представляла собой металлический цилиндр с внутренним диаметром 68 мм. В рамках проведенных экспериментов разрядная камера находилась под земляным потенциалом. На конец разрядной камеры, противоположный по отношению к

вводу СВЧ излучения, была установлена металлическая сетка с прозрачностью 70% с целью создания резонатора для улучшения эффективности нагрева плазмы. Сетка являлась частью разрядной камеры и, соответственно, также находилась под земляным потенциалом. Магнитное поле создавалось катушкой, работающей в импульсном режиме. Длительность импульса поля составляла 5.5 мс. Условие электронно-циклотронного резонанса имеет вид  $\omega_H = \omega$ , где  $\omega_H$  – электронная гирочастота,  $\omega$  – частота СВЧ излучения. Для использовавшейся в экспериментах частоты излучения 37.5 ГГц, величина магнитного поля, соответствующая условию резонанса, равняется 1.34 Тл. Во время экспериментальных исследований величина магнитного поля в центре катушки варьировалась от 1 до 3 Тл. В качестве рабочего газа в проведенных экспериментах был использован водород. Напуск нейтрального газа в разрядную камеру был осуществлен через специальную систему, совмещенную с СВЧ вводом. Система напуска газа была организована следующим образом: газовый резервуар (газовая колба), наполненный нейтральным газом, был соединен с помощью трубки с импульсным клапаном, размещенным на разрядной камере. Момент начала ввода рабочего газа в вакуумный объем определялся приходом синхронизирующего импульса, который открывал клапан. После открытия клапана синхроимпульсы последовательно запускали включение источника питания магнитного поля катушки и ввод СВЧ излучения в разрядную камеру. Таким образом, давление в разрядной камере зависело от двух параметров: давления газа над клапаном и временной задержки между моментом открытия клапана и началом импульса СВЧ излучения. Измерения давления в разрядной камере были проведены с помощью газоразрядной лампы до начала экспериментов с целью калибровки системы напуска газа. Тем самым, во время экспериментов давление газа в разрядной камере контролировалось путем изменения указанных выше параметров. Диапазон давлений рабочего газа составлял  $2 \cdot 10^{-4}$ - $8 \cdot 10^{-4}$  торр. Давление остаточных газов в диагностической камере находилось на уровне  $10^{-6}$ - $10^{-7}$  торр.

Для определения концентрации плазмы были проведены эксперименты по исследованию плазмы ЭЦР разряда методами оптической спектроскопии. Спектр излучения плазмы регистрировался с помощью монохроматора-спектрографа MS5204i, изготовленного фирмой SOL Instruments. Излучение плазмы проходило через оптический фланец, специально размещенный для данных исследований на правом краю диагностической камеры, и собиралось кварцевой линзой в световод, соединенный со входной щелью спектрографа. Таким образом, было проанализировано излучение плазмы, полученное вдоль оси системы. Определение плотности плазмы было произведено по Штарковскому уширению линий серии Бальмера атомов водорода. Измерения показали, что уширение линии  $H_\alpha = 656.3$  нм составляет 0.16 нм, что соответствует значению аппаратной функции, в результате чего определение плотности по уширению данной линии не представлялось возможным. Таким образом, для измерения плотности плазмы выбирались более коротковолновые линии, так как ширина линии растёт с увеличением главного квантового числа

пропорционально  $n^2$  ( $n=5$  для  $H_\gamma$ ,  $n=6$  для  $H_\delta$ ). При этом ширина входной щели спектрографа была уменьшена, чтобы избежать засветки ввиду сильной интенсивности излучения. В этом случае в качестве аппаратной функции было выбрано уширение линии  $H_\gamma$  (434.1 нм), а плотность плазмы определялась по линии  $H_\delta$  (410.1 нм). Значения плотности плазмы, полученные таким образом, являются оценкой снизу. Пример части спектра излучения плазмы, содержащего линии  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  приведен на рисунке 14.

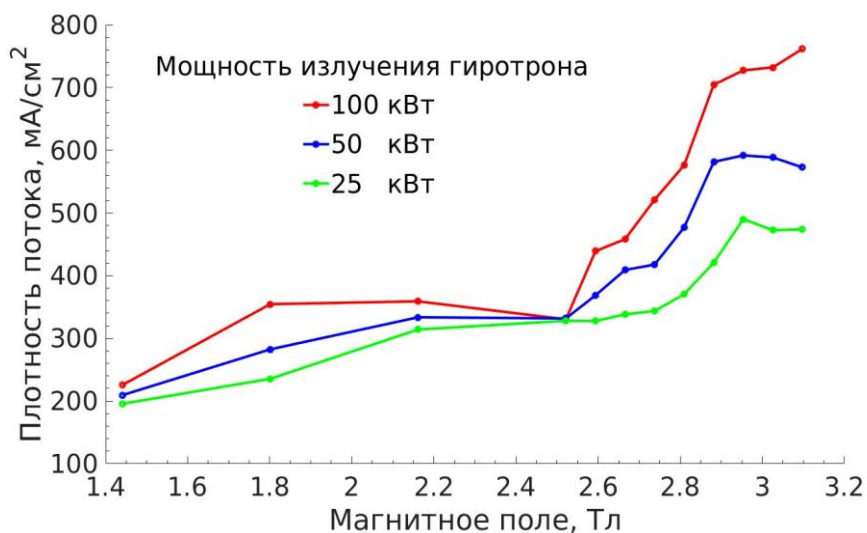


**Рисунок 14.** Часть спектра излучения плазмы, содержащая линии  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ .

По анализу представленного спектра было заключено, что ширина линии на половине от максимума интенсивности равняется 0.175 нм для  $H_\gamma$  и 0.185 нм для  $H_\delta$ . Реальное уширение линии определялось, как  $\Delta\lambda = (\Delta\lambda_{\text{meas}}^2 - \Delta\lambda_{\text{inst}}^2)^{0.5}$ , где  $\Delta\lambda_{\text{meas}}$  — измеренная ширина линии на половине максимума интенсивности,  $\Delta\lambda_{\text{inst}}$  — аппаратная функция. В проводимых исследованиях эффект Штарка является основным эффектом, влияющим на уширение спектральных линий. По результатам измерений реальная ширина линии составляла 0.06 нм, в то время как оценки уширения в силу эффекта Доплера дают на порядок меньшую величину - 0.005 нм, что свидетельствует о том, что наблюдаемое уширение вызвано эффектом Штарка. В этом случае для атома водорода полуширина на половине максимума интенсивности связывается с плотностью плазмы соотношением  $\Delta\lambda = C \cdot N_e^{3/2}$ , где  $C$  — константа, слабо зависящая от плотности и температуры электронов. Критическое значение плотности плазмы, которое может быть реализовано разряде, пропорционально квадрату частоты греющего излучения  $n_{cr} = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}$ , где  $n_{cr}$  — критическая плотность плазмы,  $m$  — масса электрона,  $e$  — заряд электрона,  $\omega$  — частота греющего излучения. Для ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением гиротрона с частотой 37.5 ГГц, критическое

значение плотности составляет  $1.7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Измерения показали, что плотность плазмы находится на уровне  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует представлениям о ее ожидаемых значениях.

Измерения профиля потока плазмы были проведены с помощью зонда Ленгмюра, закрепленного на подвижном трехкоординатном вводе, что позволяло получать распределения плотности потока по поперечной координате на различных расстояниях от центра катушки. На зонд подавалось напряжение  $-40 \text{ В}$ , соответствующее ионному току насыщения. Для изучения влияния параметров системы на плотность потока плазмы, были проведены измерения плотности потока в зависимости от магнитного поля в катушке при различных значениях мощности излучения гиротрона. Во время измерений зонд Ленгмюра располагался на оси системы на расстоянии  $0.5 \text{ см}$  металлической сетки, что соответствовало расстоянию  $7.4 \text{ см}$  от максимума магнитного поля (центра магнитной катушки). Данные измерений представлены на рисунке 15. Давление рабочего газа при этом составляло  $3 \cdot 10^{-4} \text{ торр}$ .

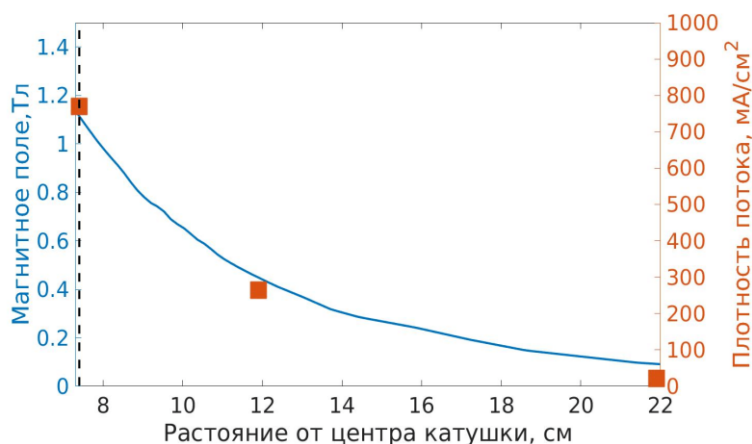


**Рисунок 15.** Зависимость плотности потока плазмы от величины магнитного поля в центре катушки при мощности гиротрона 100 кВт (красная кривая), 50 кВт (синяя кривая) и 25 кВт (зеленая кривая).

Как и ожидалось, увеличение мощности греющего СВЧ излучения приводит к повышению плотности потока плазмы. При использовании максимальной мощности излучения 100 кВт, которое может сгенерировать использовавшийся в экспериментах гиротрон, были получены потоки с плотностью  $750 \text{ mA/cm}^2$ . Из представленных зависимостей видно, что резкий рост плотности потока наблюдается при увеличении магнитного поля, начиная со значения 2.5 Тл в центре катушки. Расчет магнитного поля в программном пакете COMSOL показал, что при данном значении поля зона ЭЦР резонанса на второй гармонике проникает внутрь волновода, по которому

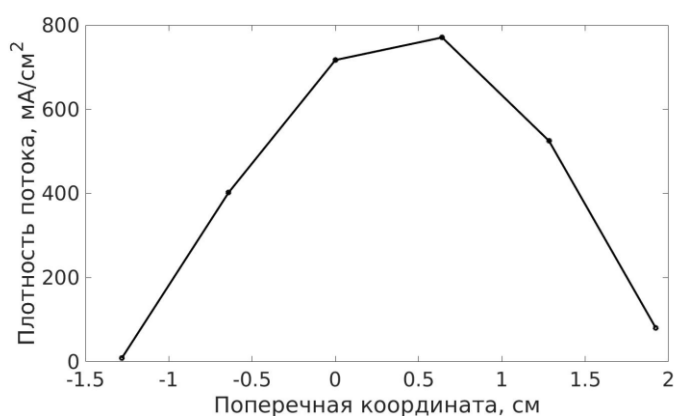
греющее СВЧ излучение гиротрона вводится в разрядную камеру. Для более строгого объяснения данного эффекта в дальнейшем будут проведены дополнительные исследования.

Результаты измерений плотности потока плазмы на различных расстояниях от центра магнитной катушки при оптимальных параметрах приведены на рисунке 16 совместно с распределением магнитного поля вдоль оси системы.



**Рисунок 16.** Зависимость плотности потока плазмы (красные квадраты) и магнитного поля (синяя кривая) от продольной координаты.

Распределение плотности потока плазмы по поперечной координате, полученное близко к сетке при оптимальных параметрах (магнитное поле в центре катушки 3.1 Тл, мощность излучения гиротрона 100 кВт), продемонстрировано на рисунке 17.



**Рисунок 17.** Поперечный профиль плотности потока плазмы на расстоянии 7.4 см от центра катушки при мощности излучения гиротрона 100 кВт, величине магнитного поля в центре катушки 3.1 Тл и давлении газа в разрядной камере  $3 \cdot 10^{-4}$  торр.

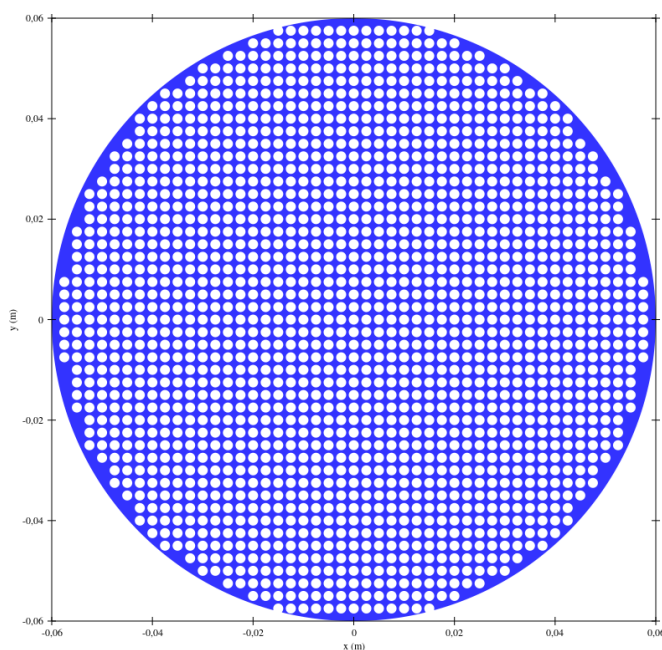
Таким образом, на основе ЭЦР разряда в магнитном поле одиночного соленоида были получены потоки плазмы с плотностью  $750 \text{ мА/см}^2$  и полным током на уровне 5 А.



### Глава 3.

Третья глава посвящена моделированию многоапертурной системы экстракции для формирования слаборасходящегося ионного пучка с высокой плотностью. Моделирование было осуществлено с помощью кода, написанного на языке программирования C++ с использованием открытого набора библиотек IBSimu. В рамках данного моделирования входными параметрами задачи являются геометрия электродов системы экстракции, потенциалы на электродах, начальная плотность тока ионного пучка, масса, заряд и температура ионов. Расчет позволяет найти траектории ионов, а также распределение плотности тока ионного пучка в области экстракции.

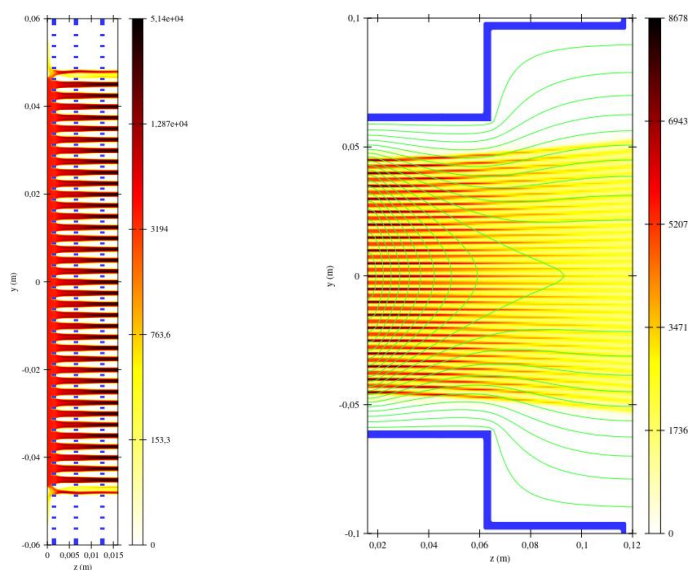
Для формирования широкоапертурного пучка ионов было предложено использовать многоапертурную систему экстракции, состоящую из трех электродов, каждый из которых представляет собой круглый диск с круглыми отверстиями радиусом 1 мм и расстоянием между центрами отверстий 2.5 мм. Изображение такого электрода представлено на рисунке 18.



**Рисунок 18.** Изображение многоапертурного электрода в плоскости XY, перпендикулярной оси системы.

Расчет показал, что в случае, если градиент потенциала между вторым и третьим электродом существенно превышает градиент потенциала между первым (находящимся в контакте с плазмой) и вторым электродом, то в области второго электрода возникает фокусирующее поле, которое снижает расходимость пучка. Таким образом, выбора параметров системы экстракции осуществляется исходя из двух критериев. Во-первых, необходимо сформировать параллельный пучок между первым и вторым электродом. Во-вторых, необходимо осуществить

последовательное увеличение градиента потенциала между электродами. Учитывая написанное выше, предлагается использовать систему из трех электродов со следующими потенциалами и межэлектродными расстояниями:  $U_1 = 90$  кВ,  $U_2 = 70$  кВ,  $U_3 = 0$  кВ,  $d_1 = 7$  мм (расстояние между первым и вторым электродом),  $d_2 = 5$  мм (расстояние между вторым и третьим электродом). Для таких параметров оптимальное значение плотности плазмы в области первого электрода составляет  $j = 400$  мА/см<sup>2</sup>. Расчет предложенной системы экстракции с распределением плотности тока ионного пучка представлен на рисунке 19. Такая система позволяет сформировать ионный пучок с полным током 12.7 А.



**Рисунок 19.** Трехэлектродная система экстракции (электроды отмечены синим) с распределением плотности тока ионов (отмечено цветовым градиентом).

### Публикации по теме работы

- 1) I. S. Abramov, E. D. Gospodchikov, R. A. Shaposhnikov, and A. G. Shalashov, *Rev. Sci. Instrum.* (2019) **90**; DOI: 10.1063/1.5127574
- 2) V. A. Skalyga, S. V. Golubev, I. V. Izotov, R. A. Shaposhnikov, S. V. Razin, A. V. Sidorov, A. F. Bokhanov, M. Yu. Kazakov, R. L. Lapin, and S. S. Vybin, *Rev. Sci. Instrum.* (2019) **90**; DOI: 10.1063/1.5128458
- 3) Abramov, I.S., Gospodchikov, E.D., Shaposhnikov, R.A., Shalashov, A.G., *Nuclear Fusion* (2019), **59** (10); DOI: 10.1088/1741-4326/ab2ef8
- 4) Abramov, I.S., Shaposhnikov, R.A., Gospodchikov, E.D., Shalashov, A.G., *46th EPS Conference on Plasma Physics* (2019); DOI: 10.1088/1741-4326/ab2ef8
- 5) Skalyga, V.A., Golubev, S.V., Izotov, I.V., Razin, S.V., Shaposhnikov, R. A., *AIP Conference Proceedings* (2018); DOI: 10.1063/1.5053264

6) V.A. Skalyga, S.V. Golubev, I.V. Izotov, M.Yu. Kazakov, R.L. Lapin, S.V. Razin, A.V. Sidorov, R.A. Shaposhnikov, A.F. Bokhanov, O. Tarvainen *AIP Conference Proceedings* (2018) **2011** 020018; DOI: 10.1063/1.5053260

7) Shaposhnikov, R. A., Golubev, S. V., Izotov, I. V., Razin, S. V., and Skalyga, V. A. *EPJ Web of Conferences* (2017) **149** 2006; DOI:10.1051/epjconf/201714902006