

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Объединенный институт высоких температур
Российской академии наук

На правах рукописи



Лизякин Геннадий Дмитриевич

**Создание управляемого стационарного
электрического поля в плазме
масс-сепаратора**

01.04.08 – Физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

к.ф.-м.н., доцент

Гавриков Андрей Владимирович

Москва – 2018

Оглавление

Список использованных сокращений	4
Введение	6
Глава 1 Литературный обзор	13
1.1 Методы измерения электрического поля в плазме в магнитном поле ..	13
1.2 Радиальное электрическое поле в аксиальных системах. Торцевые электроды.	27
1.3 Заключение к главе 1	43
Глава 2 Экспериментальная установка ЛаПлаС	45
2.1 Вакуумная камера	46
2.2 Система генерации магнитного поля	47
2.3 Система генерации буферной плазмы	49
2.4 Торцевые электроды	54
2.5 Заключение к главе 2	59
Глава 3 Распределение потенциала плазмы в отражательном разряде	61
3.1 Экспериментальная установка.....	62
3.2 Методы диагностики.....	63
3.3 Результаты экспериментов.....	64
3.3.1 Влияние давления, магнитного поля, и разрядного напряжения на потенциал плазмы	64
3.3.2 Влияние геометрии катодов на потенциал плазмы	69
3.3.3 Создание радиального распределения потенциала плазмы, необходимого для осуществления разделения компонентов (160 и 240 а.е.м.) обработавшего ядерного топлива	73
3.4 Комментарии к результатам.....	75
3.5 Заключение к главе 3	75

Глава 4	Распределение потенциала плазмы в ВЧ разряде	77
4.1	Экспериментальная установка	78
4.2	Методы диагностики	78
4.3	Методика эксперимента	80
4.4	Профиль электрического потенциала в замагниченной плазме ВЧ разряда, созданный торцевыми электродами	81
4.5	Заключение к главе 4	86
Заключение		88
Список публикаций		90
Список использованной литературы		93

Список сокращений и обозначений

Сокращения

ВЧ – Высокочастотный разряд

ОЯТ – Отработавшее ядерное топливо

РАО – Радиоактивные отходы

Обозначения

m – масса электрона

M – масса иона

v – скорость частицы

Z – заряд частицы

B – индукция магнитного поля

e – элементарный заряд

E – напряженность электрического поля

r_0, φ_0, z_0 – начальные координаты частицы

v_{z0} – проекция начальной скорости частицы на ось Z

k – постоянная Больцмана

T_e – температура электронов

i_i – ионный ток насыщения

S – площадь поверхности зонда

n – концентрация плазмы

n_i – концентрация ионов

n_e – концентрация электронов

V_{fl} – плавающий потенциал

V_a – потенциал анода

λ – длина волны

$\Delta\lambda$ – сдвиг спектральной линии

c – скорость света

E_i – энергия пучка тяжелых ионов зондирующих плазму

v_c – критическая скорость вращения плазмы

φ_i – потенциал ионизации

j_r – радиальная компонента плотности электрического тока

V_E – скорость дрейфа в скрещенных $E \times B$ полях

V_s – потенциал невозмущенной плазмы вблизи измерительной головки зонда

d_c, r_c – диаметр и радиус катода

d_a, r_a – диаметр и радиус анода

r_d – радиус Дебая

P – давление газа

U – напряжение на электродах

I – ток разряда

V_p – потенциал плазмы

Введение

Актуальность темы исследований

В настоящее время одной из задач атомной энергетики является переработка отработавшего ядерного топлива (ОЯТ). Переработка необходима для перехода к замкнутому топливному циклу с целью более полного вовлечения ресурсов топлива реакторов. Более полное вовлечение осуществляется за счет выделения продуктов распада урана из отработавшего топлива для повторного использования рефабрикованного топлива.

Кроме традиционно применяемых и вновь разрабатываемых химических методов переработки весьма многообещающими являются плазменные методы переработки ОЯТ [1]–[7]. Плазменные методы предполагают перевод конденсированного вещества ОЯТ в плазменное состояние и последующее разделение компонентов в электрических и магнитных полях.

Ключевыми преимуществами метода плазменной сепарации являются: работа с твердым и газообразным веществом ОЯТ, отсутствие дополнительных химических реагентов, нет увеличения объемов радиоактивных отходов (РАО), невозможно выделение оружейных материалов, потребность исключительно в электроэнергии. Кроме того, используя плазменные методы переработки ОЯТ, возможна реализация пристанционной переработки и рефабрикации топлива. Реализация пристанционной переработки резко сократит объем перевозок высокоактивных РАО и повысит безопасность и экологическую приемлемость атомной энергетики. Для пристанционной переработки необходимы технологии, отвечающие требованиям минимизации радиоактивных отходов и размеров оборудования.

Энергетические затраты на сепарацию ОЯТ в плазме зависят от приведенной цены ионов, учитывающей все затраты на преобразование вещества ОЯТ в плазму и разделение. По оценкам затраты составят доли процента от

электрической мощности реактора, а цена иона 500 – 1000 эВ. Ионный ток равновесия, при котором сравниваются скорости наработки и переработки ОЯТ для реактора с электрической мощностью 1 ГВт ~ 100 – 200 А. Приведенные оценки являются приемлемыми для атомных электростанций, так как потребляемая мощность может быть включена в расходы на собственные нужды станции. В особенности, это подходит для пристанционной переработки, где цена электричества существенно ниже отпускной.

Важнейшее отличие плазменного подхода от общепринятых электромагнитных способов разделения ионов в магнитном поле [8], состоит в том, что ионы сепарируемых элементов все время движутся в условиях компенсированного объемного заряда. При таком движении снимается ограничение на величину ионного тока и может быть достигнута производительность, необходимая для практического применения в промышленности.

Не смотря на то, что на сегодняшний день предложено большое число различных физических способов разделения вещества по массам с помощью плазмы все они находятся в стадии научных исследований, а не промышленного применения.

Одним из ключевых вопросов, для плазменных методов, базирующихся на применении масс-фильтра Окавы Т. [2], [9] и сепаратора Смирнова В.П., [7], [10] является создание заданного пространственного распределения электростатического потенциала в плазме с замагниченными электронами. В цилиндрической камере, заполненной плазмой и помещенной в магнитное поле параллельное ее оси, должно быть создано радиальное электрическое поле заданной конфигурации. Для этого применяются электроды, расположенные на торцах цилиндрической камеры. Возможность создания электрического поля в плазме существует благодаря различию подвижности электронов поперек и вдоль магнитного поля. К торцевым электродам прикладывается заданное стационарное распределение электрического потенциала, этот потенциал вдоль магнитных

силовых линий распространяется вглубь плазмы. Возможность такого подхода была описана ранее, в частности в [11], [12]. Однако до сих пор практически отсутствуют экспериментальные работы, определяющие границы применимости подобного рассмотрения. Данная работа посвящена исследованию именно этого вопроса.

Цель диссертационной работы

Основной целью работы является экспериментальное исследование механизмов создания управляемого стационарного электрического поля погруженного в замагниченную плазму и ориентированного поперек линий магнитного поля.

Научная новизна

1. Разработан и создан экспериментальный блок установки плазменного масс-сепаратора для изучения и генерации электрических полей в плазме с замагниченными электронами.
2. Получены новые экспериментальные данные о пространственном распределении электрического потенциала в плазменном столбе отражательного разряда со сложной геометрией катода. Размер разрядной ячейки 200×85 см, отношение диаметра анода к диаметру катода $\frac{d_a}{d_c} = 17 - 1.7$.
3. Найдены экспериментальные режимы отражательного разряда, при которых возможно создание в плазме пространственного распределения электростатического поля, необходимого для осуществления разделения компонентов (160 и 240 а.е.м.) отработавшего ядерного топлива.
4. Получены новые экспериментальные данные о пространственном распределении электрического потенциала в замагниченной плазме высокочастотного разряда с погруженными в нее торцевыми электродами и градиентом потенциала порядка 10 В/см.

Анализ литературных данных показал, что проблема создания распределения электрического потенциала в плазме уже изучалась ранее. Существуют данные об исследованиях радиального профиля потенциалов в центробежных термоядерных ловушках с характерными полями в 0.3-10 кВ/см при полном перепаде напряжения 10-500 кВ [13]–[15]. Исследованы фундаментальные проблемы влияния потока плазмы с поперечным градиентом скорости (shear flow) на турбулентный транспорт частиц поперек магнитного поля [16], [17]. Характерный перепад напряжения в них составляет 200 В и величина электрических полей 10 В/см. Кроме того исследовано влияние радиального профиля электрического потенциала на удержание плазмы в газодинамической ловушке [18], [19]. В этих экспериментах эффективное удержание плазмы реализовалась при полном перепаде напряжения на торцевых электродах 150 В и максимальным значением электрического поля 25 В/см.

Несмотря на сходство настоящей работы с имеющимися на сегодняшний день, она обладает существенными отличиями, как условий эксперимента, так и их направленности. Эти отличия во многом обусловлены предполагаемым практическим применением плазменного сепаратора. Хотя в уже существующих работах радиальный профиль регистрировался, при этом не велось детального исследования влияния различных параметров на форму этого профиля. В настоящей работе исследуется влияние магнитного поля, давления газа, разрядного напряжения, формы и количества электродов на генерируемый профиль потенциала. Исследуется случай, когда плазма создается внешним безэлектродным ВЧ разрядом.

Обзор также выявил, что все исследованные устройства являются импульсными работающими в квазистационарном режиме с характерным временем импульса 1-10 мс. Таким образом, в этих исследованиях не учитываются различные особенности, которые могут проявиться при создании стационарного устройства. В частности, характерное время рекомбинации плазмы оказывается

значительно больше импульса [20], [21]. В настоящей работе представлены исследования стационарного разряда.

Практическая значимость

Выполненные исследования продемонстрировали возможность создавать различные конфигурации электрических полей в плазме отражательного разряда, в частности реализована конфигурация, необходимая для метода плазменной переработки ОЯТ. При создании плазмы внешним источником ионизации показана возможность передачи потенциала электродов в плазменный объем. Данные исследования кроме фундаментального интереса, связанного с расширением представлений о физике плазмы отражательного разряда и, прежде всего, особенностях поведения потенциала плазмы в широком диапазоне параметров разряда, представляют интерес и для прикладных задач физики плазмы, связанных с необходимостью реализации в плазменном объеме профиля потенциала заданной конфигурации. Как уже отмечалось, последнее является крайне актуальным для вопросов плазменного разделения элементов различных масс, в том числе и для переработки ОЯТ и РАО.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Экспериментальный блок установки плазменного масс-сепаратора для изучения и генерации электрических полей в плазме с замагниченными электронами.
2. Новые экспериментальные данные о пространственном распределении электрического потенциала в плазменном столбе отражательного разряда со сложной геометрией катода. Размер разрядной ячейки 200×85 см, отношение диаметра анода к диаметру катода $d_a/d_c = 17-1.7$.
3. Режимы отражательного разряда, при которых возможно создание в плазме пространственного распределения электростатического поля, необходимого для осуществления разделения компонентов (160 и 240 а.е.м.) отработавшего ядерного топлива.

4. Новые экспериментальные данные о пространственном распределении электрического потенциала в замагниченной плазме высокочастотного разряда с погруженными в нее торцевыми электродами и градиентом потенциала порядка 10 В/см.

Апробация работы

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях: XXXIII International Conference On Phenomena In Ionized Gases (ICPIG), Estoril, Portugal. 9-14 July 2017; 5th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE), Tomsk, Russia, October 2–7, 2016; XLII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС; г. Звенигород 9-13 февраля 2015; Научная сессия НИЯУ МИФИ, Москва, 16-21 февраля, 2015; 57 научная конференция МФТИ, Долгопрудный, ноябрь 2014; XXXI International Conference on Equations of State for Matter (EOS), Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia, 1-6 March, 2016; The 42nd IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS), Belek, Turkey, 24-28 May, 2015;

Публикации

Материалы диссертации опубликованы в 15 печатных работах, из них 5 статей в рецензируемых журналах [A1,A2,A3,A4,A5], 10 публикаций в сборниках трудов конференций [A1,A2,A3,A4,A5,A6,A7,A8,A9,A10].

Личный вклад автора

Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены при непосредственном участии автора.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 4-х глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации 100 страниц, включая 52 рисунка и 8 таблиц. Библиография включает 71 наименование на 8 страницах.

Благодарности

Автор искренне признателен научному руководителю к.ф.-м.н. Гаврикову А.В. за постановку задач и постоянное внимание к работе. Автор выражает благодарность коллеге-экспериментатору и другу Усманову Р.А. за искреннее участие и помощь при проведении экспериментов, Антонову Н.Н., к.ф.-м.н. Вороне Н.А., к.ф.-м.н. Тимирханову Р.А., Мурзаеву Я.А., за полезные обсуждения практические советы, помощь в проведении экспериментов и создание экспериментального стенда. Отдельно Автор благодарен Смирнову В.П. за создание условий благоприятствующих проведению всей работы.

Глава 1

Литературный обзор

1.1 Методы измерения электрического поля в плазме в магнитном поле

Для эффективного плазменного разделения продуктов деления урана от актиноидов, в методах, базирующихся на применении масс-фильтра Окавы Т. [2], [9] и сепаратора Смирнова В.П. [7], [10], необходимо создать электрическое поле заданной конфигурации. Электрическое поле должно быть ориентированно перпендикулярно магнитному полю. В работе [10] рассчитан профиль электрического поля, приводящий к разделению. Это поле неоднородно, на периферии оно составляет порядка 5 В/см, а на удалении в 10 см от цилиндрической поверхности камеры оно возрастает до 10-15 В/см. Таким образом создается локализованная в пространстве потенциальная яма, которая затрагивает только тяжелые компоненты разделяемой смеси. Для реализации подобного профиля в эксперименте необходимо это поле диагностировать.

Обширный материал по измерению электрических полей в плазме накоплен при исследовании отражательного разряда [22]. Наиболее полный обзор работ по отражательному разряду представлен в [23].

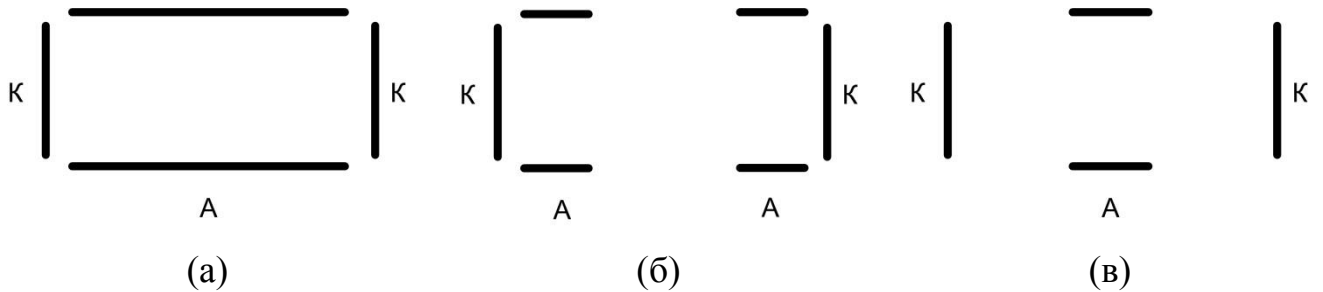
Отражательный разряд имеет геометрию электродов, представленную на рисунке 1.1. Заряженные частицы в нем движутся в скрещенных электрических и магнитных ($E \times B$) полях. Уравнение движения для таких частиц имеет вид [24]:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{Ze}{c} [\vec{v}\vec{B}] + e\vec{E}, \quad (1.1)$$

где m – масса частицы, v – скорость частицы, Z – заряд частицы, B – индукция магнитного поля, e – элементарный заряд, E – напряженность электрического поля.

В общем случае это уравнение не решается аналитически. Однако для отражательного разряда можно положить $E = E(E_r, 0, 0)$, $B = B(0, 0, B_z)$ в таком случае векторное уравнение записывается в координатах:

$$\begin{cases} \ddot{r} = -\frac{e}{m}(E_r + v_\varphi B_z) \\ \ddot{\varphi} = \frac{e}{m}v_r B_z \\ \ddot{z} = 0 \end{cases} \quad (1.2)$$



Цилиндрический анод (а). Два кольцевых анода (б). Кольцевой анод (с).

Магнитное поле направлено параллельно оси трубки.

Рисунок 1.1. Типичные геометрии отражательного разряда.

Если положить начальные скорости $v_{r0} = v_{\varphi 0} = 0$, тогда решением уравнения (1.1) будет:

$$\begin{cases} r = r_0 - \frac{E_r}{m B_z^2} - \frac{E_r}{m B_z^2} \cos(\omega t) \\ \varphi = \varphi_0 - \frac{E_r}{B_z} t - \frac{E_r}{m B_z^2} \sin(\omega t) \\ z = z_0 + v_{z0} t \end{cases} \quad (1.3)$$

Где r_0, φ_0, z_0 – начальные координаты частицы, v_{z0} – проекция начальной скорости частицы на ось Z.

Из уравнения 1.3. видно, что движение заряженных частиц можно разбить на три составляющие: Равномерное движение вдоль оси Z со скоростью v_{z0} ,

движение по окружности с радиусом $r_0 - \frac{E_r}{\frac{e}{m} B_z^2}$ и центром в начале координат со

скоростью E_r/B_z , а также движение по окружности с радиусом $\frac{E_r}{\frac{e}{m} B_z^2}$ и центром в

точке имеющей координату $r = r_0 - \frac{E_r}{\frac{e}{m} B_z^2}$, $\varphi = \varphi_0 - \frac{E_r}{B_z} t$.

Всего существует множество методов измерения электрического поля в отражательном разряде, тут перечислены лишь часть из них. В таблице 1.1. представлен список работ, посвященных измерению электрического поля. В таблице также указаны параметры эксперимента и методика измерения.

Одним из наиболее распространенных методов является зондовый метод измерения [25], [26]. Этот метод позволяет определить такие параметры плазмы как концентрация и температура электронов, концентрация ионов и потенциал пространства. Суть метода заключается в измерении тока заряженных частиц на малый заряженный электрод, помещенный в плазму. Зависимость этого тока от потенциала электрода называется зондовой характеристикой. Из зондовой характеристики при определенных условиях можно вычислить основные параметры плазмы

Однако в отражательном разряде движение электронов поперек магнитного поля существенно ограничено и интерпретация электронной ветки зондовой характеристики существенно осложнена. Остается возможность измерять этим методом плавающий потенциал, который отличается от потенциала пространства на несколько единиц $\frac{kT_e}{e}$.

Плавающий потенциал это потенциал изолированного тела помещенного в плазму. Когда электронный и ионный токи на зонд сравниваются, тогда зонд

можно считать изолированным телом. Приравнивая электронный и ионный токи получим:

$$i_i = Sen\sqrt{\frac{kT_e}{M}} = i_e = S\left(\frac{en\bar{v}_e}{4}\right)\exp\left(\frac{eV_{fl}}{kT_e}\right) \quad (1.4)$$

где

$$\bar{v}_e = \left(\frac{8kT_e}{\pi m}\right)^{1/2},$$

тогда

$$V_{fl} = \frac{kT_e}{e} \ln\left(\frac{1}{2\pi} \frac{M}{m}\right)^{1/2} \quad (1.5)$$

Здесь i_i – ионный ток насыщения, S – площадь поверхности зонда, n – концентрация плазмы, V_{fl} – плавающий потенциал, m – масса электрона, M – масса иона, k – постоянная Больцмана, T_e – температура электронов. Таким методом определялся потенциал пространства в работах [27]–[29].

Достоинством этого метода является относительная простота измерений и то, что с помощью этого метода можно получить локальные характеристики плазмы т.е. привязанные к конкретному месту в пространстве. Недостатком этого метода является, во-первых, предположение о связи плавающего потенциала и потенциала пространства, а, во-вторых, то, что при некоторых условиях зонд может существенно возмущать плазму разряда, а, следовательно, и изменять искомое распределение электрического поля.

От первого недостатка избавлен метод термозонда. Измерения потенциала пространства в отражательном разряде данным методом производилось в работах [29]–[31]. Суть метода состоит в том, что зонд разогревается до температуры, при которой ток термоэмиссии с поверхности зонда сопоставим с током электронов из плазмы. Если потенциал зонда меньше потенциала пространства, то термоэлектроны свободно покидают поверхность зонда, если же потенциал зонда больше потенциала пространства, то электроны не могут покинуть зонд. Варьируя потенциалом зонда можно определить момент, когда термоэлектроны начинают покидать поверхность зонда, это и будет потенциал пространства.

Некоторые предположения о потенциале плазмы на оси разряда можно сделать из анализа энергий ионов, вылетающих в отверстие, сделанное в центре одного из катодов. Энергии ионов определяют либо методом задерживающего потенциала [32] либо с помощью секторного масс-анализатора [33]. Энергия вылетевшего иона равна разности потенциалов, которые он прошел с момента своего рождения до вылета за пределы разряда. Поскольку спектр вылетевших ионов имеет достаточно крутой максимум, разброс энергий составляет лишь 10% от средней энергии, то можно предположить, что ионы в основном рождаются на оси разряда. В работе [32] при напряжении на катоде в 3 кВ средняя энергия ионов составляла 1 кэВ. Следовательно, оставшиеся 2 кВ это падение напряжения вдоль радиуса разряда. Таким образом этот метод позволяет следить за потенциалом плазмы на оси отражательного разряда и исследовать влияние различных параметров на этот потенциал [34].

Достоинством этого метода является, то, что он не возмущает плазму. К недостатку метода можно отнести, то, что с его помощью нельзя определить распределение потенциала плазмы вдоль радиуса.

Еще одним методом измерения электрических полей в отражательном разряде может служить электронное зондирование плазмы [35]. Этот метод основан на том, что в вакууме 10^{-6} - 10^{-4} Торр и при продольном размере анода 2,5 см длина свободного пробега электронов много больше размеров разряда. Вольфрамовая проволока (рисунок 1.2) разогревается до температуры, при которой она эмитирует достаточное количество термоэлектронов для их регистрации. После этого электроны ускоряются напряжением V_a и проходят через сетчатый катод. Далее электроны проходят через разряд и сетчатый антикатод. После этого они ускоряются к фосфоресцирующему экрану, на котором выводится изображение пучка. Если разряд выключен, то на экране отображается прямая линия. Если разряд функционирует, то в нем присутствует радиальное электрическое поле и в совокупности с магнитным полем оно обеспечивает вращательный дрейф зондирующего пучка. Поскольку дрейф прямо

пропорционален электрическому полю (которое не известно) и обратно пропорционален магнитному полю (которое известно), то электрическое поле в принципе может быть измерено.

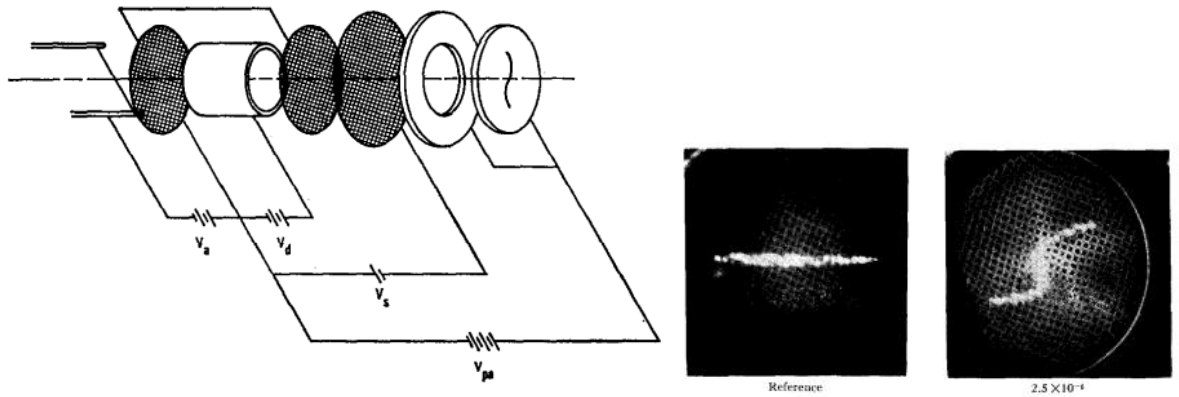


Рисунок 1.2. Схема эксперимента для электронного зондирования разряда Пеннинга и изображение электронного пучка на фосфоресцирующем экране [35].

Обработывая экспериментальные картинки можно измерить угол $\Delta\varphi$ на который сместились электроны на данном радиусе. Тогда измеренную длину дуги, на которую сместились электроны можно представить в виде:

$$\Delta l = r\Delta\varphi = \int_{t_1}^{t_2} v_\varphi dt = \int_{z=-l/2}^{z=l/2} \frac{E_r}{B_z} \frac{dz}{v_z} \quad (1.6)$$

$$v_z = \left[\frac{2e}{m_e} (V(r, z) + V_a) \right]^{\frac{1}{2}}$$

Тогда,

$$\Delta l = \int_{z=-l/2}^{z=l/2} \frac{E_r(r, z)}{B_z} \frac{dz}{\left[\frac{2e}{m_e} (V(r, z) + V_a) \right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (1.7)$$

В этом выражение l – длина разрядной ячейки, φ – измеряемый угол, r – радиальная координата. Если предположить, что в разряде отсутствует

электрическое поле вдоль оси, то есть компонента $E_z = 0$, тогда интегрирование дает:

$$r\Delta\varphi = \frac{E_r(r, z)}{B_z} \frac{l}{\left[\frac{2e}{m_e} (V(r, z) + V_a) \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (1.8)$$

Разрешая это выражение относительно E_r , получаем:

$$E_r(r) = \frac{\left[\frac{2e}{m_e} (V(r, z) + V_a) \right]^{\frac{1}{2}} B_z r \Delta\varphi}{l} \quad (1.9)$$

Таким образом, Разбив радиус на конечное число отрезков, можно последовательно рассчитать весь профиль электрического поля, двигаясь по отрезкам от периферии к центру. Другими словами, решая это выражение для $r = a$, можно найти $E_r(a)$. Для соседней точки $V_a - V(r_1) = E_r(a)(a - r_1)$ отсюда находим $V(r_1)$ и т.д.

Преимуществом данного метода, является то, что он слабо возмущает плазму, при этом с его помощью можно померить не только потенциал на оси разряда, но и радиальное распределение электрического поля. Существенным недостатком этого метода является то, что в нем не может быть учтено электрическое поле, направленное вдоль оси z . В некоторых случаях область падения напряжения вблизи катода может внести значительный вклад в азимутальный дрейф в виду того, что в этой области электроны движутся медленней, чем в центральной части разряда, а значит и вклад в суммарное смещение в направление φ окажется большим. Данным методом можно измерять электрическое поле лишь в случаях, когда длина свободного пробега электрона много больше размеров разряда.

Для определения потенциала пространств кроме электронного зондирования, также применяется зондирование пучком тяжелых ионов [36]–[38].

Суть метода состоит в том, чтобы пропускать пучок тяжелых ионов через плазму, поперек линий магнитного поля и измерять изменение их кинетической энергии. Проходя через плазму часть пучка ионизуется, и появляются ионы с зарядом $+2$ они называются вторичными ионами. Поскольку разряд находится в магнитном поле то вторичные ионы отделяются от основного пучка из-за зависимости ларморовского радиуса от заряда частицы. Основной пучок ионов обладает энергией E_i до попадания в плазму. Ионы этого пучка ионизируются в точке где потенциал плазмы равен V_p . Следовательно, их энергия становится $E = E_i - eV_p$. После ионизации вторичные ионы покидают плазму и могут быть зарегистрированы с энергией $E = E_i - eV_p + 2eV_p = E_i + eV_p$. Измеряя эту энергию можно определить потенциал плазмы.

Доказана чувствительность такого метода на уровне $10^{-4} E_i / e$. Данные измерения возможны из-за сохранения полной энергии иона при прохождении пучка через электростатическое распределение потенциала. Поскольку вторичный пучок отделяется магнитным полем от основного на коротком участке траектории основного пучка, следовательно, такое измерение потенциал является локальным.

Если энергия основного пучка много больше потенциала пространства $E_i \gg eV_p$ [37], [38], то можно предположить что его траектория почти не изменится относительно той, по которой он проходит только через магнитное поле без плазмы. Таким образом зная угол под которым вылетает вторичный пучок по отношению к траектории основного пучка можно однозначно судить о том в какой точке пространства произошла ионизация.

Удовлетворить условие $E_i \gg eV_p$ не всегда представляется возможным. Например, в работе [36] отражательный разряд функционирует при разрядном напряжении 20 кВ. Следовательно, энергия основного пучка должна быть порядка 1 МэВ. Формирования подобного пучка сложная и дорогостоящая задача. Однако как показано в работе [36] вычислить профиль потенциала можно и в случае, когда энергии основного пучка и потенциала пространства сопоставимы.

Для определения профиля потенциала в случае, когда энергия основного пучка и потенциала пространства сопоставимы, необходимо задаться некоторой моделью распределения потенциала в пространстве. На рисунке 1.3 представлена модель распределения потенциала в пространстве. В этой модели присутствуют четыре основных участка. На участке вне анода $R_0 < r < R_{GRAUND}$ предполагается, что плазма отсутствует за пределами анода, тогда расчет электростатического потенциала для вакуумного поля показывает, что зависимость потенциала от радиуса является линейной. При радиусах близких к радиусу анода $R_i < r < R_0$ потенциал задается константой на некотором уровне φ_{MAX} . На участке радиуса внутри анода можно предположить, что объемный заряд в разряде распределен однородно по радиусу начиная с некоторого $r = R_r$, тогда потенциал должен иметь квадратичную зависимость от радиуса $\varphi(r^2)$. Ну и наконец, внутри центральной области потенциал задается также константой φ_{IN} . Таким образом, модель содержит пять свободных параметров профиля: $\varphi_{MAX}, R_r, \varphi_{IN}, R_0, R_i$.

Основной пучок запускается в камеру под известным углом и с известной скоростью (рисунок 1.3). Угол подбирается таким образом, чтобы вторичный пучок пришел на входную щель энергоанализатора. Таким образом, известны следующие параметры траектории: начальный угол основного пучка, энергия основного пучка, угол вылета вторичных ионов, энергия вылета вторичных ионов. Процедура поиска истинного профиля потенциала состоит в том, чтобы решать уравнение движения заряженной частицы в известном магнитном поле и задаваемом моделью электрическом поле. При этом рассчитанная траектория должна удовлетворять известным из эксперимента параметрам траектории. Систематически варьируя параметры модели можно определить минимум величины:

$$M = \sum_{i=1}^n (\varphi_{ci} - \varphi_{mi})^2 \quad (1.10)$$

где φ_{ci} и φ_{mi} это рассчитанный и измеренный углы пересечения касательных к траектории пучка на входе и выходе из исследуемого объема, а это число проведенных экспериментов с различными начальными углами пучка.

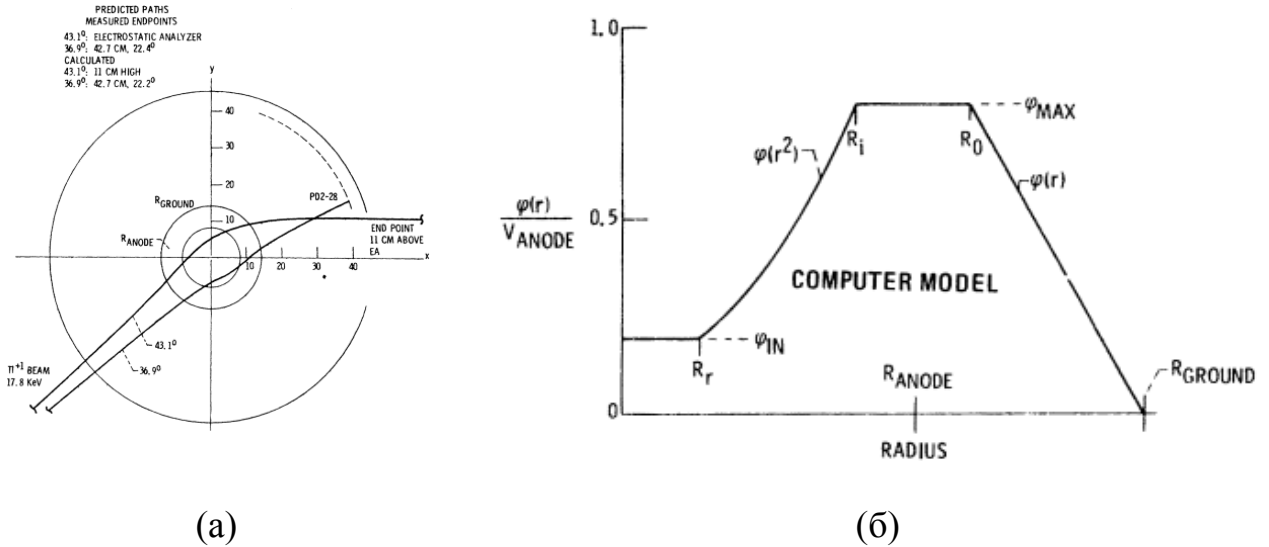


Рисунок 1.3. (а) Рассчитанные траектории для модели потенциалов и (б) параметры для итерационного расчета орбит ионов основного пучка [36].

Применяется также спектральный метод измерения электрических полей, основанный на эффекте Штарка. Суть эффекта состоит в том, что в атомах наблюдается вырождение термов с разными значениями орбитального квантового числа, а при наложении электрического поля это вырождение снимается. Для водородоподобных атомов величина расщепления спектральных термов пропорциональна первой степени напряжённости электрического поля (в СГС):

$$\Delta\lambda = \frac{3}{8\pi} \frac{b\lambda^2}{etc} E, \quad (1.11)$$

здесь $\Delta\lambda$ – сдвиг спектральной линии, λ – длина волны, c – скорость света. Этим методом, в работе [39] измерялись электрические поля в отражательном разряде в водороде на уровне 2-6 кВ/см.

В работе [32] показано, что в отражательном разряде объемный заряд распределен однородно. Таким образом, электронное облако внутри анода вращается с постоянной угловой скоростью. Если катоды разряда заземлены, а

падение потенциала вдоль оси разряда составляет V_0 тогда форма параболической потенциальной ямы задается формулой $V' = V_0(r/a)^2$, где « a » это радиус анода. Следовательно, радиальное электрическое поле и угловая частота вращения равны:

$$E_r = 2V_0r / a^2 \Rightarrow \omega_r = E_r / rB = 2V_0 / Ba^2. \quad (1.12)$$

Иными словами электрическое поле перпендикулярное к магнитному приводит к вращению всего плазменного объема вдоль оси ϕ . Скорость этого вращения определяется отношением $v_\phi = E_r / B_z$. Поэтому если известна скорость вращения и магнитное поле, то можно определить величину E_r . В работе [32] для измерения скорости вращения плазмы использовался отражательный разряд с цилиндрическим анодом, разделенным на две половины вдоль образующей (рисунок 1.4). Повышая давление в разряде, начиная с некоторого момента, появляются спонтанные осцилляции. На каждом из полуцилиндров измеряется соответствующий сигнал спонтанных осцилляций разряда. Измеряя запаздывание этих осцилляций между полуцилиндрами можно определить круговую частоту вращения плазмы, а, следовательно, и линейную скорость заряженных частиц.

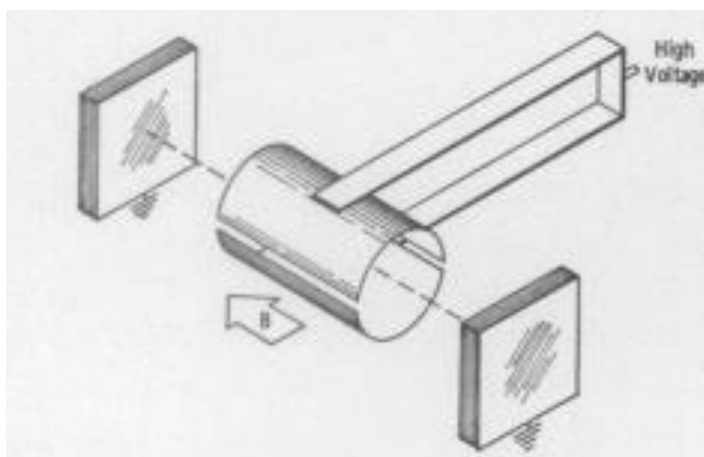


Рисунок 1.4. Схема измерения задержки спонтанных осцилляций в отражательном разряде [32].

Электрическое поле также измерялось по скорости вращения плазмы следующими методами: диагностика Доплеровского уширение спектральной

линии атома [40], анализ нейтральных атомов перезарядки [40], [41], Зонд Маха [42], и корреляция сигналов с двух зондов [43], по измерению зависимости времени пролета отрицательных ионов элегаза SF_6^- от их начальной энергии [13], [44].

Таблица 1.1. Сравнительная таблица экспериментальных работ по измерению электрических полей в отражательном разряде.

Автор, год	Метод измерения	Давление, мТорр	Магнитное поле, кГс	Разрядное напряжение, кВ	Тип катода	Тип газа	Размер анода	Соотношение d_c/d_a	Ток разряда	Получены зависимости
Ноуаух [27]	Зонд Ленгмюра (цилиндрический и плоский)	10	7А	0.250	эмиссионный	ртуть	35мм	≥ 1	0.5мА	$U(r^2)$ - прямая линия $N_i(r^2)$ прямая линия
Gabovich [30]	Термозонд	5	0-4	0.280	горячий	водород	1-4см 1-4см	≥ 1	80мА	$U(H, d_a^2)$
Hellmer [32]	Анализ вылетающих ионов	0.025-0.00003	1.2	2-8	холодный		D ½ дюйм L 7/8 дюйм	≥ 1		$\langle Ei \rangle (U, P)$ рожденных на оси $1кВ \Rightarrow U = 2кВ$
Salz [29]	Теория, Эмиссионный зонд, зонд Ленгмюра, эмиссия ионов	$2.25 \cdot 10^{13}$		0.300	горячий		1 см	≥ 1	0,125	$U(r)$
Chen [28]	Зонд, теория	3	4	0.070	горячий	He	Da=10cm, L=300cm	≥ 1	15	$U(r)$

Продолжение таблицы 1.1

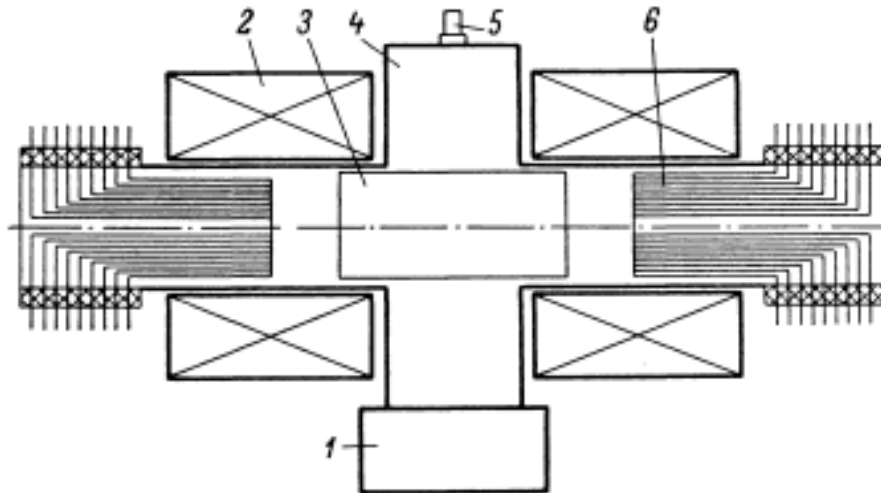
Dow [35]	Электронное зондирование	0.45- 0,0015мТорр	0,8	3	холодный	N ₂	0.9in L=1in	≥1		<i>U(r,P)</i>
Кнауер [45]	Эффект р-штарка	0.2	1.5	3	холодный		1.6	≥1		<i>U(r)</i>
Datlov [31]	Термозонд от габовича	1-0.1	0.01-1.5		хот	h	10см 100		2	<i>U(r)</i>
Kambic [36],	Пучок тяжелых ионов	0.8 - 50×10 ⁻³		13,2 и 10,4	Модифици рованный PIG					<i>U(r)</i>
Rohwer [34]	Анализ энергий ионов	30-0,3	1,5	2 и 1,75	холодный	Ar	0,5см 2см	≥1	<1	<i>U(P,B,V)</i>
Liziakin [46]	Плавающий зонд	100-1	0-2	1	холодный	he	858 180	<1	<1	<i>U(r,P,B,U,Form)</i>

1.2 Радиальное электрическое поле в аксиальных системах. Торцевые электроды.

Вопросам распространения потенциала электродов вдоль магнитных силовых линий уделено внимание в работах связанных с открытыми ловушками. Использование коаксиальных колец-электродов на торцах открытых ловушек приводит к вращению плазмы и способствует подавлению желобковой неустойчивости [11], [13]. В работе [13] рассматривается установка ПСП-1 (рисунок 1.5). На торцевые электроды прикладывается напряжение порядка 10 – 15 кВ, магнитное поле 0,5 Тл, напускается газ (дейтерий) и загорается разряд типа Пеннинга. Характерная концентрация которая реализовалась в разряде $n_e = 10^9 \text{ см}^{-3}$, электрическое поле в центральной плоскости 0,3 – 1 кВ/см, время жизни разряда порядка 5 мс, а скорость вращения плазмы порядка $(1 - 1,5) \times 10^7 \text{ см/с}$.

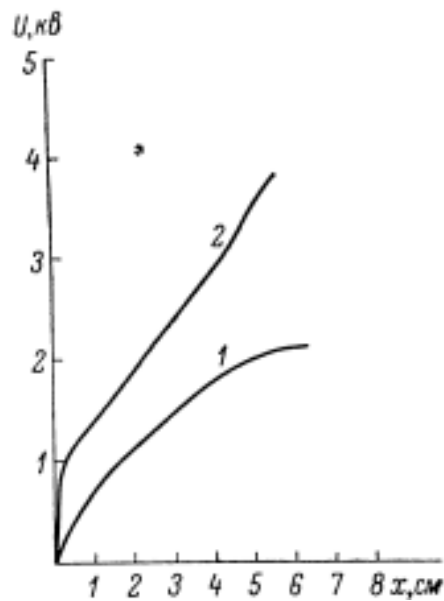
В этой работе отмечается, что на эффект стабилизации разряда (подавление желобковой неустойчивости) не влияет вид радиального распределения потенциала на торцах. Однако важен контакт с проводящими торцами. В контрольном опыте торцевые электроды, снимались, и потенциал для зажигания разряда подавался на металлический стержень диаметром 1.5 см, расположенный на оси разрядной камеры. В этом случае стабилизации разряда не было.

Эксперименты показали, что напряженность электрического поля в центральной плоскости намного меньше той, которая соответствовала бы эквипотенциальности силовых линий магнитного поля. Контакт с торцами (достаточный для срыва колебаний) все же мал для обеспечения низкого катодного падения потенциала в разряде. Для улучшения контакта были смонтированы инжекторы, состоящие из импрегнированных катодов и анодных трубок. На рисунке 1.6 представлено сравнение профиля потенциала в центральной плоскости с дополнительной инжекцией электронов и без нее.



1 – вакуумный насос, 2 – катушки магнитного поля, 3 – лайнер, 4 – вакуумная камера, 5 – импульсный клапан, 6 – торцевые электроды.

Рисунок 1.5. Схема установки ПСП-1[13].



Координата x отсчитывается от стенки камеры. Напряжение торца 10 кВ, магнитное поле 0,5 Тл, давление газа (дейтерий) 3×10^{-5} мм. рт. ст. 1- без инжекции электронов, 2 – ток каждого инжектора – 1 мА.

Рисунок 1.6. Распределение потенциала в центральной плоскости [13].

Помимо стабилизации неустойчивостей торцевые электроды также помогают увеличить скорость вращения плазмы. Длительное время считалось [47], [48], что в термоядерных установках существует максимальная скорость вращения плазмы в квазистационарном режиме:

$$v_c = (2e\varphi_i / M)^{1/2}, \quad (1.13)$$

где φ_i – потенциал ионизации.

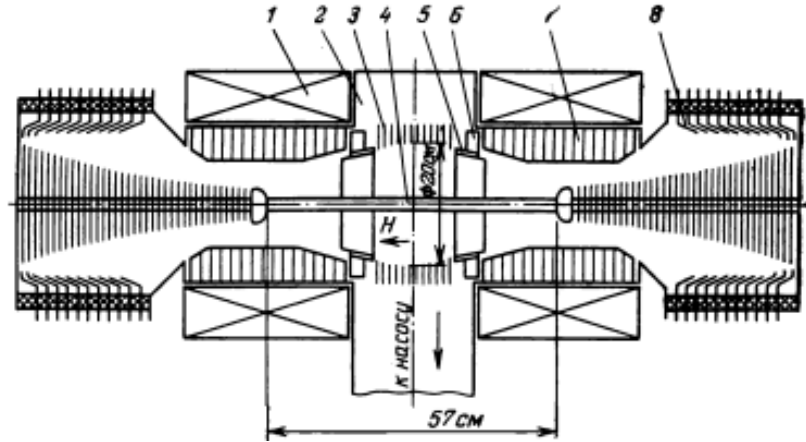
Такое ограничение возникает из-за взаимодействия плазмы с нейтральным газом [49]. Плазма тормозится на нейтральном газе за счет его ионизации. Объяснение этого явления, по-видимому, состоит в том, что в какой-то момент возникает неоднородность азимутального электрического поля. Неоднородность эта связана с появлением не термолизованных ионов, возникающих вследствие перезарядки ионов с нейтральными частицами в слое возле стенки. Такая неоднородность приводит к увеличению взаимодействия между плазмой и нейтральным газом. Нейтральный газ возникает из-за рекомбинации плазмы на стенке. Нейтральные частицы в слое возле стенки формируют обратный поток вещества (back-flux) который становится ионизированным до поступления в полностью ионизованную плазму. В работе [49] предложили решить проблему неоднородности азимутального поля установкой концентрических металлических колец на поверхность изолятора. Это приведет к созданию контакта между кольцами и плазмой в направлении вдоль линий магнитного поля. Тогда азимутальное поле в плазме будет «закорочено» через торцевой электрод и не сможет более существовать.

На установке ПСМ-1М (рисунок 1.7) [14] также исследовали влияние торцевых электродов на удержание плазмы в открытой ловушке. На этой установке установлены торцевые электроды, что позволило добиться высоких скоростей

вращения. Авторы пришли к выводу, что наблюдавшееся ранее ограничение скорости вращения плазмы связано с газоотделением со стенок камеры. Подобное газоотделение вызвано действием потоков частиц из плазмы. Таким образом, принятие даже относительно простых мер (тренировка в аргоне, выбор геометрии и материала электродов) позволило получить плазму с достаточно большой плотностью (10^{13} см^{-3}) и скоростью вращения ($5 \times 10^7 \text{ см/с}$) в квазистационарном режиме, несмотря на присутствие в плазме желобковых колебаний. Кроме того, авторы отмечают, что плазма оказывалась оторванной от торцов. Практически весь ионный ток тек поперек магнитного поля на перезарядке с нейтралами. Хотя отношение концентрации плазмы к концентрации нейтралов составляло порядка 10. Характерные параметры условий эксперимента представлены в таблице 1.2.

Таблица 1.2. Параметры установки ПСМ-1М.

Параметр	Величина
Характерный размер области заполненной плазмой, см^2	60×20
Магнитное поле, Тл	0,5-1
Длительность импульса, мс	0-5
Напряжение на электродах (отрицательное), кВ	20-25
Характерная концентрация плазмы, см^{-3}	10^{13}
Концентрация нейтралов, см^{-3}	10^{12}
Ток разряда, А	3-5
Скорость вращения, см/с	5×10^7



1 – катушки магнитного поля; 2 – вакуумная камера; 3 – лайнер; 4 – центральный электрод (вольфрам); 5 – диафрагма (молибден); 6 – кольцевой импульсный клапан; 7 – встроенный магнетронный насос; 8 – защитные кольца торцевых изоляторов, $H=7-10$ кЭ.

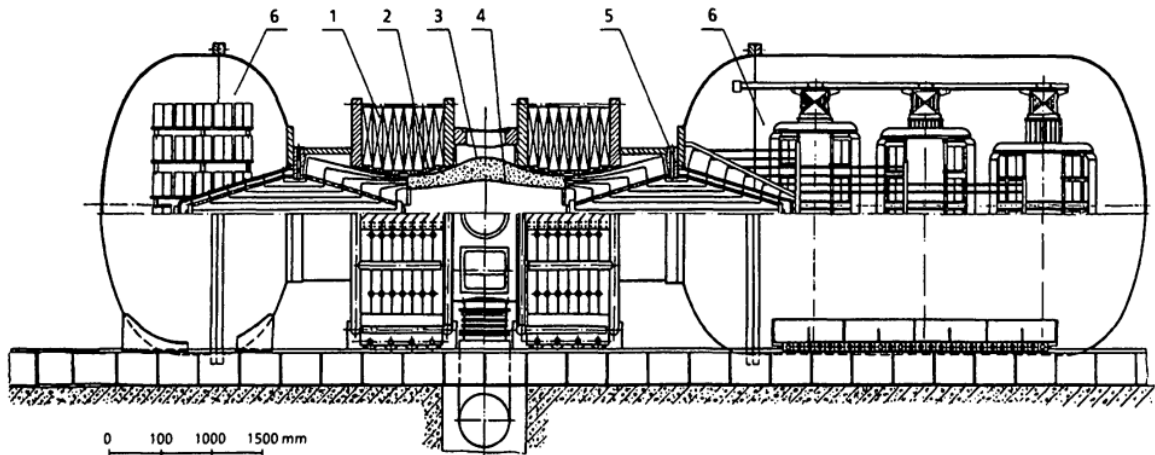
Рисунок 1.7. Схема установки ПСМ-1М [14].

В работе [50] предпринята попытка теоретического осмысления процесса формирования радиальных электрических полей во вращающейся плазме. Рассматриваются уравнения непрерывности для плотности ионов и электронов с учетом столкновений с нейтральными атомами. Выделяются два предельных случая: 1. Распределение потенциалов в основном определяется продольными токами, т. е. этих токов достаточно для установления в плазме потенциалов, близких к потенциалам на торцевых электродах. Это означает, что $E(r)$ и $n(r)$ независимы и, кроме того, профиль $n(r)$ может быть оторванным от стенок, 2. продольные токи малы, профиль $E(r)$ определяется поперечной проводимостью, т. е. $E(r)$ и $n(r)$ связаны условием $I_r(r) = 2\pi r j_r(n, E) = const$ кроме того, величина $n(r)$ должна быть отлична от нуля на границах плазмы.

В итоге авторы приходят к выводу, что для получения плазмы с достаточно высокими энергиями ионов в первом предельном случае необходимо в процессе создания плазмы иметь достаточно высокую степень ионизации. Это связано с радиальными потерями частиц за счет ионизации и перезарядки. Так при $n_i/n_0=1$ максимальная энергия ионов может составлять 50 эВ при $n_i/n_0=10^3$ и 10^7

соответственно 800 и 10^5 эВ. Во втором предельном случае в диапазоне энергий ионов 20-60 кэВ отсутствуют устойчивые решения для $E(r)$. Кроме того жесткая связь между профилем $n(r)$ и $E(r)$ приводит к ряду особенностей желобковых колебаний. Таким образом, из-за условий формирования радиальных электрических полей в плазме, практически невозможно создать равновесную и устойчивую вращающуюся плазму с достаточно высокой энергией ионов, если не принимать каких-либо дополнительных мер. В случае 1 это происходит из-за жестких требований к степени ионизации. В случае 2 это связано с целым рядом особенностей, затрудняющих его использование при $V_E > 10^8$ см/с.

Несмотря на неплохие результаты по стабилизации разряда и увеличению скорости вращения плазмы, полученные на установках ПСП-1 и ПСМ-1М достигнутых параметров явно не хватало для реализации термоядерного синтеза. Волосов [15], [51] проанализировал, какие должны быть параметры у реального термоядерного реактора, в основе которого находится открытая ловушка с торцевыми электродами. Он рассмотрел какой должна быть конструкция торцевых электродов с электрическим полем порядка 100 кВ/см и полным перепадом напряжения 5 МВ. В результате была создана установка PSP-2 (рисунок 1.8, таблица 1.3) и проведены на ней эксперименты [40]. Эксперименты показали, что средняя температура ионов превышает 20 кэВ, а скорость вращения намного выше критической $\sim 10^8$ см/с. Кроме того получено распределение электрического потенциала по радиусу в центре камеры и на торцевых электродах (рисунок 1.9). Из рисунка видно хорошее соответствие между потенциалом приложенным к торцевым электродам и тем который воспроизвелся в центральной плоскости камеры.



1 – катушки магнитного поля; 2 – область плазмы; 3 – внешняя граница плазмы; 4 – внутренняя граница плазмы; 5 – система торцевых электродов; 6 – высоковольтный блок.

Рисунок 1.8. Схема установки PSP-2 [40].

Таблица 1.3. Параметры установки PSP-2.

Параметр	Величина
Характерный размер области заполненной плазмой, см ²	160×50
Магнитное поле, Тл	1
Длительность импульса, мс	0-5
Напряжение на электродах (отрицательное), кВ	500
Характерная концентрация плазмы, см ⁻³	10 ¹²
Энергия ионов, кэВ	20
Ток разряда, А	30-70
Скорость вращения, см/с	2×10 ⁸

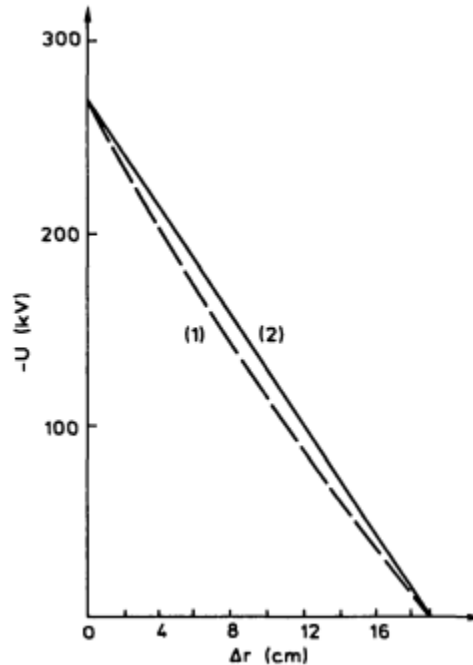


Рисунок 1.9. Распределение потенциалов в центральной плоскости $U(r)$ (1) и потенциал, приложенный к торцевым электродам (2) [40].

В описанных выше установках торцевые электроды выполняли одновременно и функцию создания радиальных электрических полей в плазме и функцию создания самой плазмы, то есть являлись катодом для разряда в скрещенных $E \times B$ полях. На установке ГДЛ (газодинамическая ловушка) [18], [19] плазма создавалась независимым инжектором расположенным за пределами пробкотрона. В рабочую область плазма поступала через одну из пробок. Главной частью установки является осесимметричный пробкотрон длиной 7 м с пробочным отношением $K=33$, предназначенный для удержания двухкомпонентной плазмы (рисунок 1.10). Одна из компонент - столкновительная мишенная плазма - имеет температуру электронов и ионов до 100 эВ и плотность $\sim 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Другая компонента - быстрые ионы со средней энергией 10 кэВ и плотностью до $2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ - образуется в результате мощной атомарной инжекции. Параметры установки представлены в таблице 1.4. В расширителях реализована конфигурация обратного пробкотрона для МГД

устойчивости, но в экспериментах когда на плазмоприемники подано $0...+300$ В распределение потенциалов, в расширителях не включены магнитные катушки с обратным направлением магнитного поля.

Торцевые электроды в данной установке применяются для подавления МГД неустойчивости. Экспериментально установлен хороший контакт плазмы с торцевыми электродами. Если на электроды не подавать напряжение, то они не оказывают влияние на МГД устойчивость удержания плазмы. Однако было замечено, что время удержания плазмы существенно увеличивалось если между одной или несколькими парами электродов реализовывался перепад потенциала $90 \text{ В} < \delta\varphi < 300 \text{ В}$ (рисунок 1.11). Это явления называют вихревое удержание (vortex confinement).

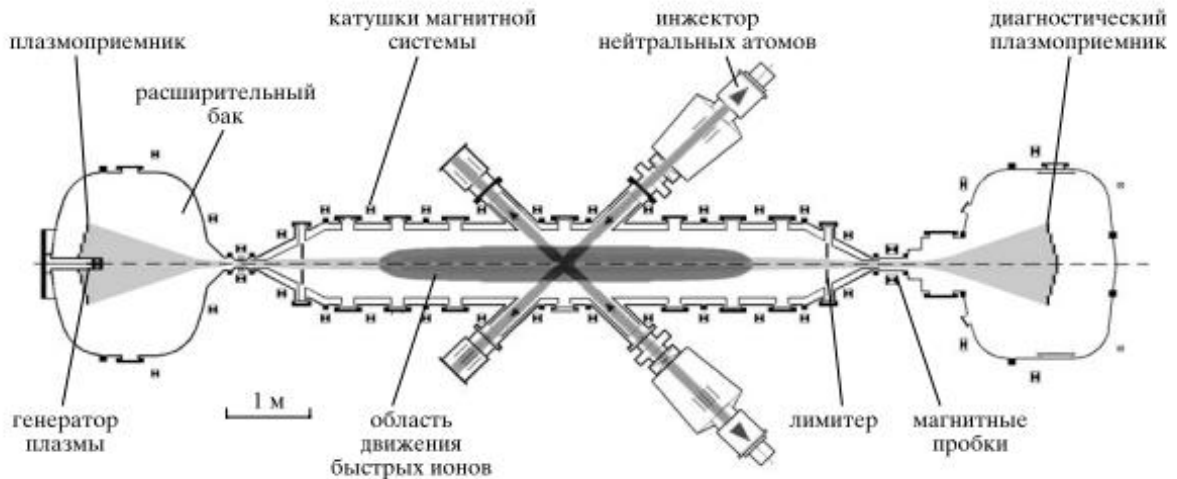


Рисунок 1.10. Схема установки ГДЛ [19].

Таблица 1.4. Параметры установки ГДЛ.

Параметр	Величина
Характерный размер области заполненной плазмой, см ²	700×100
Магнитное поле, Тл	0,2
Длительность импульса, мс	3
Напряжение на электродах (отрицательное), В	+300
Характерная концентрация плазмы, см ⁻³	5×10^{13}
Энергия ионов, кэВ	10
Энергия электронов, эВ	200-900
Тип нагрева	Нейтралы E = 15 – 18 кэВ; ЭЦР
Вкачиваемая мощность, МВт	4

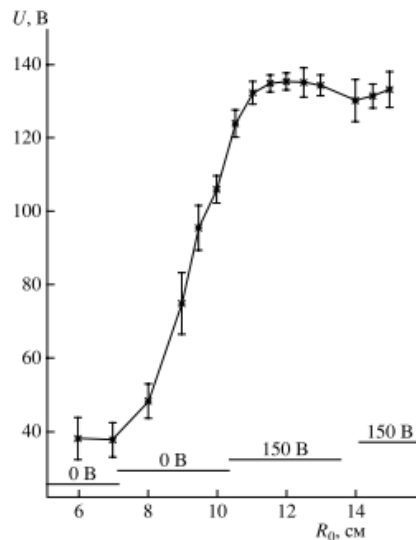
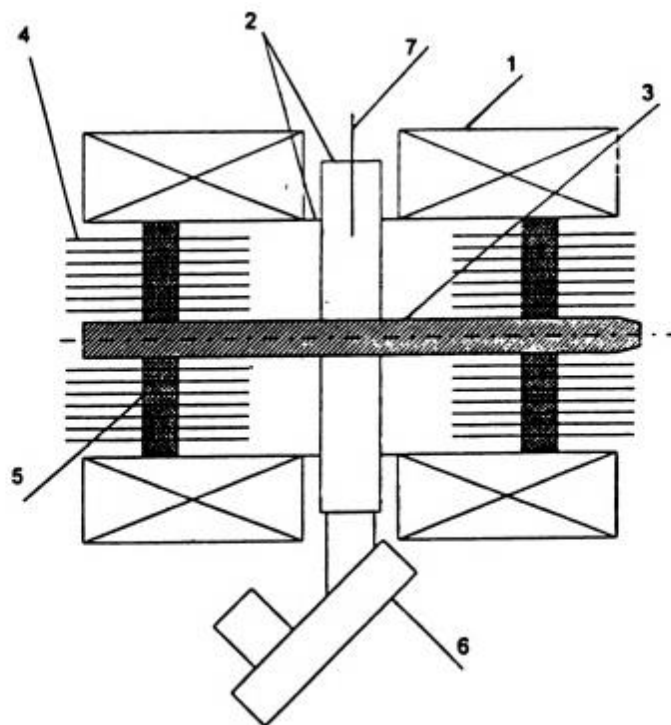


Рисунок 1.11. Радиальный профиль плавающего потенциала в центральной плоскости ГДЛ в устойчивом режиме [19].

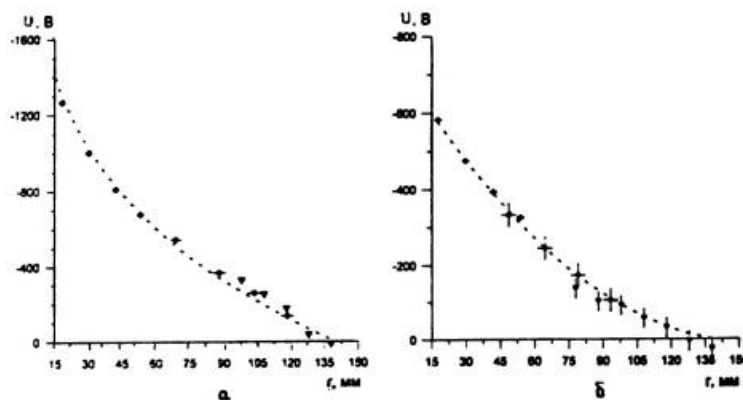
Также существовали и менее масштабные проекты по созданию радиального электрического поля с помощью торцевых электродов [41], [52]. Установка ИСП (рисунок 1.12) основана на открытой ловушке, но создана не для применения в

области термоядерного синтеза, а для напыления функциональных покрытий. Параметры этой установки представлены в таблице 1.5. В середине установки размещен цилиндрический катод. В процессе горения разряда катод распыляется. Распыленные атомы попадают в плазму и затем ионизируются. Радиальное распределение электрических полей в этой установке измерялось методом анализа нейтралов перезарядки, а также зондовым методом. Рисунок 1.13 демонстрирует хорошее соответствие между двумя методами диагностики.



1 – катушки магнитного поля; 2 – вакуумная камера – анод; 3 – катод; 4 – торцевые электроды; 5 – изолятор; 6 – диагностическая система; 7 – одиночный электрический зонд.

Рисунок 1.12. Схема установки ИСП [41].



▼ – распределения потенциала, измеренные одиночным электрическим зондом; ◆ – распределения, восстановленные из энергетических спектров атомов перезарядки.

Рисунок 1.13. Радиальные распределения электрического потенциала в режиме (а) – S-разряда и (б) – H-разряда [41].

Таблица 1.5. Параметры установки ИСП.

Параметр	Величина
Характерный размер области заполненной плазмой, см ²	30×28
Магнитное поле, Тл	0,2-0,8
Длительность импульса, мс	4-10
Напряжение на электродах (отрицательное), кВ	0,6; 1,4
Характерная концентрация плазмы, см ⁻³	10 ¹²
Энергия ионов, эВ	20-80
Энергия электронов, эВ	40-60
Ток разряда, А	50
Скорость вращения, см/с	2-3×10 ⁵
Исследованные вещества	Cu, Ni, Ti

Отдельно следует упомянуть группы, занимающиеся фундаментальными вопросами транспорта частиц поперек магнитного поля в скрещенных E×B полях. Побудительным мотивом к данным исследованиям послужили проблемы удержания плазмы в магнитных ловушках тороидального типа. Значительного прогресса в удержании удалось достигнуть при открытии H-моды в термоядерных реакторах. В H-моде спонтанное формирование краевого транспортного барьера происходит

после превышения некоторого порога по накачке мощности. Ключевой характеристикой такого транспортного барьера является наличие локализованного неоднородного радиального электрического поля с соответствующим потоком в $E \times B$ направлении и сдвигового потока.

На установке Large Plasma Device (LAPD) [17], [53] (рисунок 1.14) изучают влияния потока плазмы с поперечным градиентом скорости (shear flow) на турбулентный транспорт частиц поперек магнитного поля. Длина цилиндрического замагниченного плазменного столба составляет 17 м, а диаметр 60 см. Плазма с характерной плотностью $(1 - 5) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при давлении 0,1 мТорр создается разрядом в скрещенных $E \times B$ полях с термоэмиссионным катодом из оксида бария, напыленного на никелевую подложку размером 50×50 см. Максимальная температура электронов достигает 8 эВ. Однородное магнитное поле соленооида составляет 0,1 Тл.

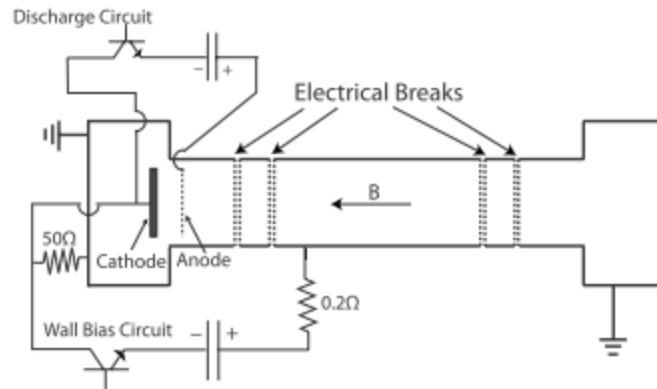


Рисунок 1.14. Схема установки LAPD [16].

Электроны, вылетев с термокатода, ускоряются к аноду разностью потенциалов 40-60 В. Характерное значение разрядного тока составляет 3–6 кА, а типичное время импульса составляет 4 мс. Анодом является молибденовая сетка с прозрачностью 50%. Центральная часть камеры находится под положительным относительно источника электронов потенциалом. При напряжении между

центральной обечайкой и источником плазмы 100 В, течет радиальный ток порядка 100 А. Измеряемый ток состоит из ионов текущих к центру благодаря ион-атомным столкновениям (проводимость Падерсона [20]). Ионный ток течет до тех пор пока не достигнет линий магнитного поля, которые соединяются с катодом в источнике плазмы, там ток замыкается благодаря току электронов текущему вдоль магнитного поля.

Авторами отмечается, что градиент давления и азимутальный поток плазмы обеспечивают свободную энергию для неустойчивостей. В установке, как правило, генерируются Альфвеновские волны. Они имеют самую быструю скорость нарастания, но при сильном потоке с поперечным градиентом скорости проявляется неустойчивость Кельвина-Гельмгольца [54]. Из-за большой длины установки скорость поперечных потерь частиц может быть сравнима со скоростью продольных потерь, поэтому изменения в поперечном переносе отражаются на радиальном профиле концентрации плазмы.

На рисунке 1.15а представлены результаты измерения плавающего потенциала и концентрации плазмы в случае, когда на центральную часть камеры подано положительное смещение и когда она находится под плавающим потенциалом [16]. Из зависимости плавающего потенциала от радиальной координаты видно, что при приложенном напряжении радиальное электрическое поле существует лишь за краем катода в сторону периферии, в центре же разряда потенциал постоянен. Зависимость концентрации от радиальной координаты при подаче напряжения становится ступенчатой, причем ширина этой ступеньки зависит от напряжения, приложенного между центральной частью камеры и источником плазмы (рисунок 1.15б). Если без смещения радиальные потери частиц скорее описывались диффузией Бома, то при наложении азимутального вращения они стали практически классическими.

Потенциал плазмы в этих работах измерялся методом тройного зонда и зондом Маха. На рисунке 1.16 представлено сравнение измерений двумя методами из

которого видно, что потенциалы совпадают в области плазмы, где градиент давления пренебрежимо мал.

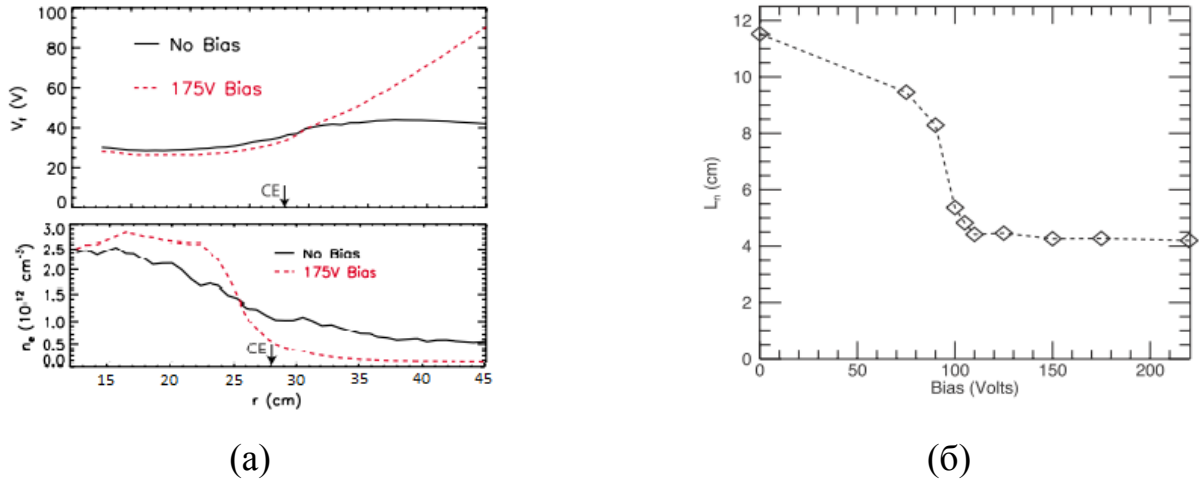
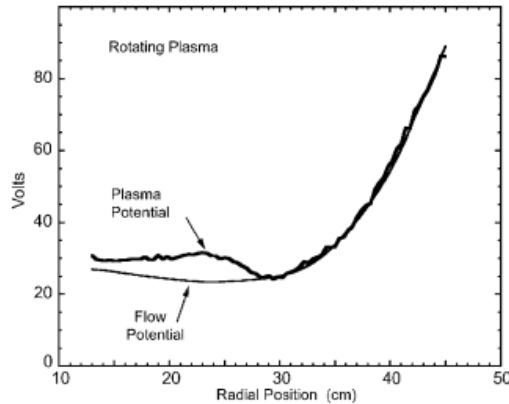


Рисунок 1.15. (а) Радиальный профиль потенциала и концентрации плазмы при (б) характерный масштаб градиента плотности как функция от разности потенциалов [16].



Вращательная разность потенциалов 220 В, магнитное поле 40 мТл.

Рисунок 1.16. Сравнение потенциалов плазмы, полученные тройным зондом и зондом Маха [20].

В работе [55] изучается влияние потока плазмы с поперечным градиентом скорости на осцилляции в плазме. Авторы выделяют два типа осцилляций: реактивные и диссипативные. В диссипативном режиме слабый потока плазмы с поперечным градиентом скорости может изменить диссипативные свойства

однородной плазмы и следовательно может повлиять на взаимодействие частиц с волнами по типу затухания Ландау. В реактивном режиме достаточно сильный градиент может индуцировать осцилляции благодаря созданию в соседних областях пространства волны с плотностью энергии различных знаков.

Для экспериментов используется установка Space Physics Simulation Chamber (SPSC) рисунок 1.17. Диаметр установки 1,8 м длина 5 м. Плазма с концентрацией $3,5 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$ и температурой электронов 1 эВ генерируется СВЧ источником при магнитном поле 4 мТл. В установку вставлена система электродов состоящая из 11 кольцевых электродов с внешним диаметром 30 см. Система удалена от источника плазмы на 2 м. На рисунке 1.18 представлен типичный профиль потенциала и электрическое поле, измеренное на расстоянии 14.5 см от электродной сборки. На четыре внутренних электрода приложено -10 В, на 7 внешних электродов приложено +20 В.

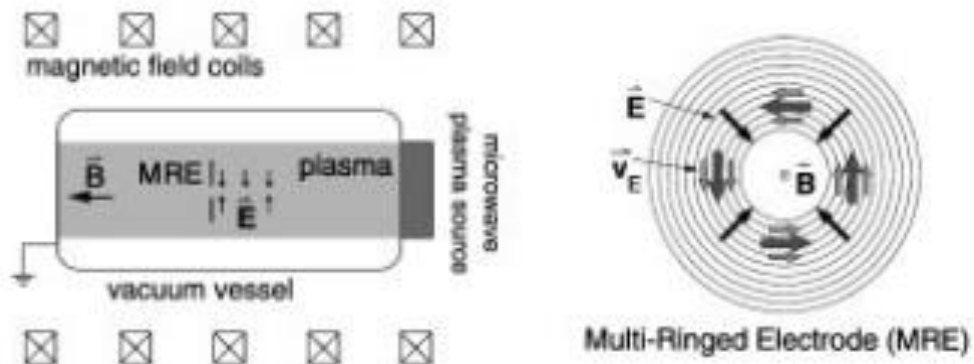


Рисунок 1.17. Схема установки SPSC [55].

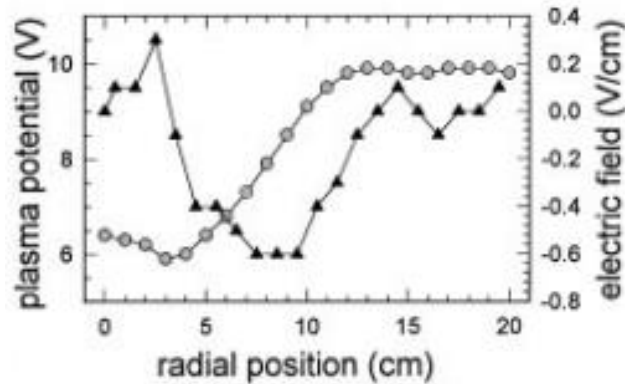


Рисунок 1.18. Радиальный профиль потенциала плазмы (круги) и электрическое поле (треугольники) [55].

1.3 Заключение к главе 1

Из представленного обзора методик измерений потенциала плазмы в $E \times B$ полях видно, что на сегодняшний день их существует достаточно много. Однако не все из представленных методов применимы при исследованиях на плазменном сепараторе. В итоге учитывая преимущества и недостатки каждого из методов, а также большой размер создаваемой установки был выбран зондовый метод диагностики.

Обзор устройств использующих торцевые электроды для создания радиального электрического поля в замагниченной плазме показал, что много различных аспектов этой темы хорошо изучены. В частности исследованы вопросы создания открытых ловушек с высокими энергиями ионов в разряде со скрещенными полями. Исследованы вопросы влияния азимутально вращения плазмы в скрещенных полях на удержание высокотемпературной плазмы. Также продолжают исследование влияние азимутального вращения на транспорт плазмы поперек магнитного поля для плотной и разреженной низкотемпературной плазмы.

Обзор выявил также, что все исследованные устройства являются импульсными работающими в квазистационарном режиме с характерным временем импульса 1-10 мс. Таким образом, в этих исследованиях не учитываются различные

особенности, которые могут проявиться при создании стационарного устройства. В частности, характерное время рекомбинации плазмы оказывается значительно больше импульса [20], [21].

Глава 2

Экспериментальная установка ЛаПлаС

Для экспериментальной проверки метода плазменной сепарации была создана установка ЛаПлаС. Основными составляющими этой установки являются: вакуумная система, система генерации магнитного поля, система генерации буферной плазмы и система формирования электрического потенциала в плазме. В конструкции установки заложены возможности варьирования параметров эксперимента в широком диапазоне. В таблице 2.1 приведены параметры установки. На рисунке 2.1 представлены основные узлы установки.

Таблица 2.1. Параметры установки ЛаПлаС.

Параметр	Величина
Магнитное поле в центре установки, Тл	0,2
Объем вакуумной камеры, м ³	1,1
Объем плазмы, м ³	0,4-0,7
Система охлаждения, кВт	160
Предельный вакуум, Торр	10 ⁻⁵
Температура камеры плавления разделяемого вещества, кК	1,1
Система формирования электрических полей, кВ	1,3
Система электропитания, кВт	385
Система генерации буферной плазмы, кВт	40

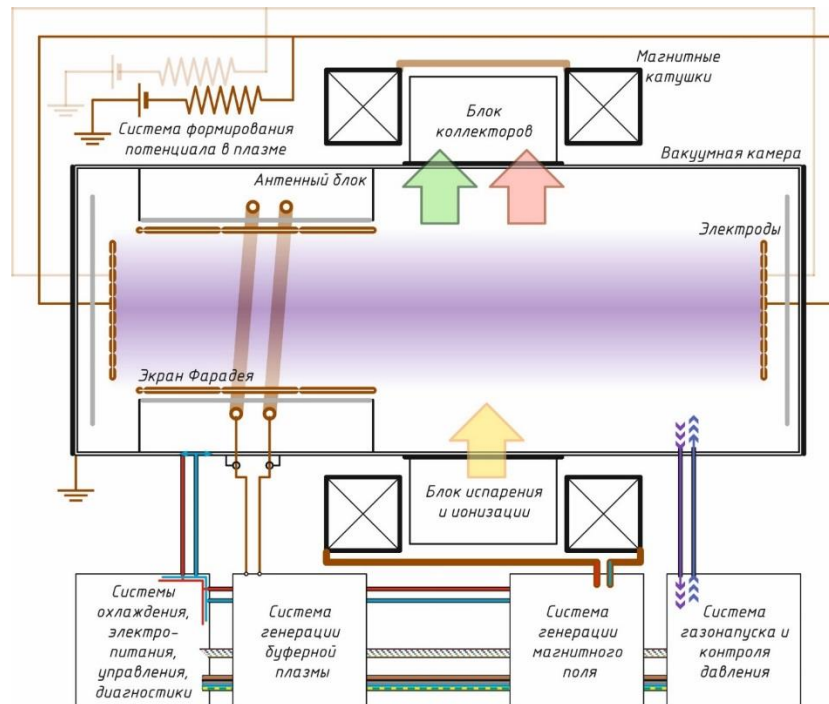


Рисунок 2.1. Блок-схема установки ЛаПлаС с основными узлами.

2.1 Вакуумная камера

Вакуумная камера создавалась таким образом, чтобы имелась возможность секционного наращивания размеров установки, а, следовательно, ее производительности.

Толщина стенок вакуумной камеры, крышек и заглушек выбрана на основании анализа статических напряжений при получении вакуума в собранной камере сепарации. Составная вакуумная камера, крышки, заглушки и все вакуумные сварные швы, соединения, уплотнения и средства откачки обеспечивают предельное остаточное давление в камере 10^{-5} Торр при скорости откачки более 300 л/с.

Разрядная камера, откачивается двух уровневой вакуумной системой рисунок 2.2. На первой стадии работают два форвакуумных насоса 2НВР-60Д. С их помощью камера откачивается от 750 до $5 \cdot 10^{-3}$ Торр. Более глубокий вакуум вплоть до $1 \cdot 10^{-5}$ Торр обеспечивается благодаря диффузионному паромасляному насосу НВДМ 160. Давление регистрируется по датчикам ПМИ-10-2 и ПМТ-6-3М-1. Напуск

газа осуществляется с помощью расходомера MKS Digital Mass Flow Controller 1179B в диапазоне 0-50 ст. куб. см./мин.

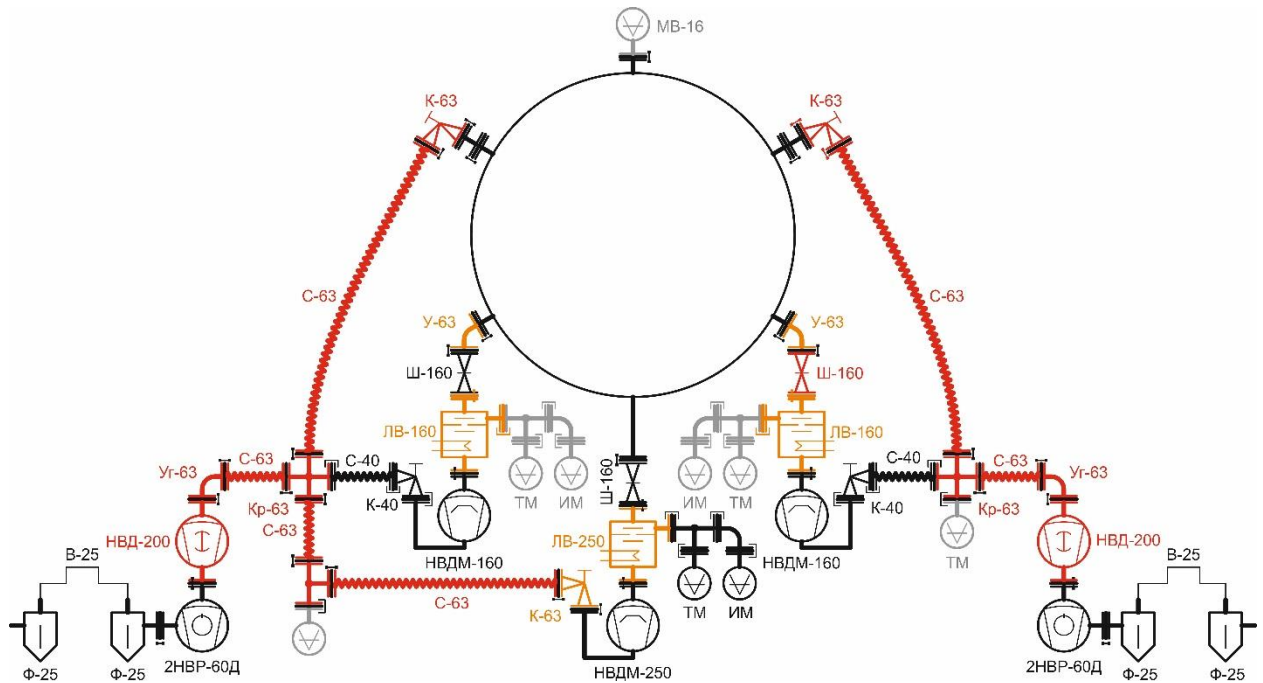


Рисунок 2.2. Схема вакуумной системы.

2.2 Система генерации магнитного поля

Система генерации магнитного поля включает в себя соленоид, состоящий из двух катушек, крепежного каркаса и источника питания. Расположение катушек основано на анализе системы колец Гельмгольца, обеспечивающей максимальную однородность поля в области между катушками.

Катушки намотаны шиной квадратного сечения со стороной 20 мм, внутри которой имеется канал диаметром 9 мм, предназначенный для протекания охлаждающей жидкости. Шина изготовлена из бескислородной меди высокой чистоты, которая обладает высокой электропроводностью (не менее 58,0 МСм/м, теплопроводностью, превосходной паяемостью и свариваемостью. Таким образом, сечение шины по меди составляет 335,5 мм².

Конструктивно катушка состоит из пяти секций, представляющих собой двухслойные плоские галеты, содержащие по 20 витков. Полное число витков в катушке составляет 100 штук. Отдельные секции катушки соединены между собой последовательно внешними перемычками.

Для питания магнитных катушек был выбран регулируемый источник питания PS 1080 фирмы Elektro-automatik. Источник обеспечивает до 1.5 кА постоянного тока при максимальном напряжении 80 В. Такой источник питания обеспечивает стабилизацию заданного значения выпрямленного тока для генерации продольного однородного магнитного поля с магнитной индукцией до 0,2 Тл. На рисунке 2.3 отмечена область однородного магнитного поля (отклонение величины магнитного поля на расстоянии до 30 см от оси соленоида не превышает 10% от среднего значения поля на оси соленоида).

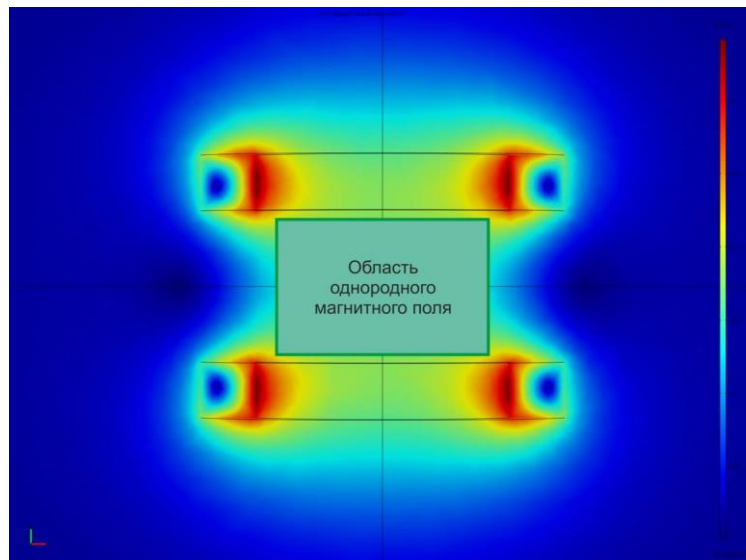


Рисунок 2.3. Анализ распределения вектора индукции магнитного поля двухкатушечной линейной системы.

На рисунке 2.4 представлен сборный эскизный чертеж системы генерации магнитного поля и трехсекционной вакуумной камеры, а так же продемонстрирована возможность расширения системы для размещения необходимого количества

источников плазмы и удобного размещения всех внутренних и периферийных систем экспериментального стенда.

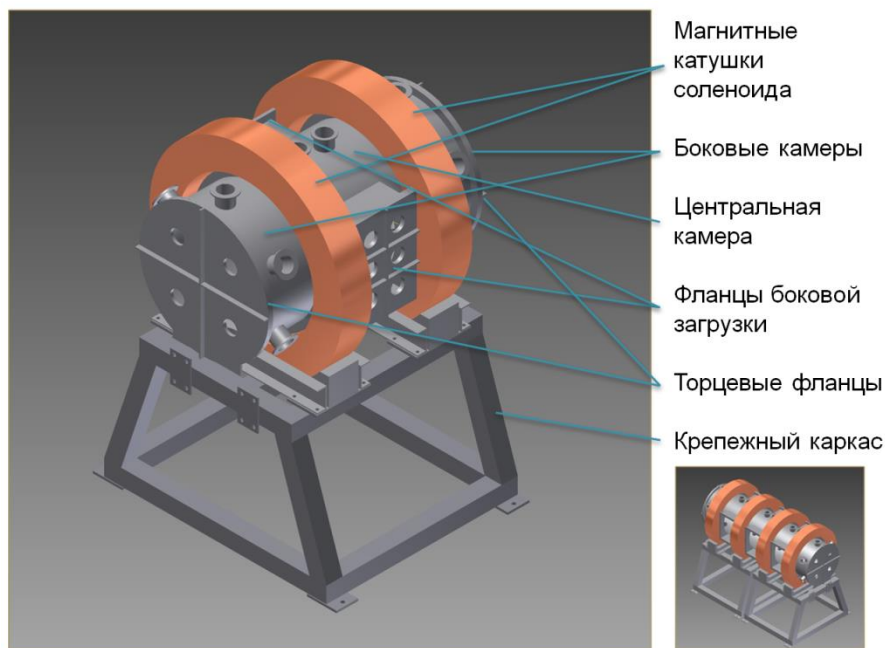


Рисунок 2.4. Линейная система плазменной сепарации и демонстрация возможности расширения системы.

2.3 Система генерации буферной плазмы

Разделение компонентов ОЯТ предполагает создание специальной конфигурации электрического и магнитного полей, а также нейтрализацию объемного заряда в потоке сепарируемого вещества. Для решения этих задач рабочий объем сепаратора должен быть заполнен низкотемпературной плазмой. С этой целью было предложено использовать высокочастотный индукционный разряд, создаваемый винтовой антенной на частоте не выше 13,56 МГц, с возможностью передачи в плазму мощности до 40 кВт. Исходя из этих предпосылок, была создана система генерации буферной плазмы, в состав которой входят следующие элементы: ВЧ генератор, высокочастотные антенны, вакуумные вводы, согласующие

устройства, фидерная линия, КСВ-метр. Основные технические характеристики системы приведены в таблице 2.

Таблица 2.2. Технические характеристики системы генерации плазмы.

Параметр	Величина
Напряжение питающей сети	380 В
Частота питающей сети	50 Гц
Мощность, потребляемая от сети	84 кВт
Рабочая частота	5,28± 0,13 МГц
Выходная максимальная мощность	>40 кВт
Расход охлаждающей воды	3,0 м ³ /час
Температура охлаждающей воды	от +15 до +50 оС
Удельное электрическое сопротивление охлаждающей воды	>20 кОм·см
Буферные газы	воздух, аргон, гелий

ВЧ генератор конструктивно выполнен в виде трех блоков: блок питания, блок фильтров, высокочастотный блок. Блок питания представляет собой стальной шкаф с двумя лицевыми дверьми для доступа к аппаратуре, расположенной внутри блока: силовой автомат, токовые автоматы, индикаторы трехфазного напряжения, пусковые и коммутирующие контакторы, силовой контактор, регулятор мощности трехфазный тиристорный (рисунок 2.5а), трехфазный высоковольтный выпрямитель, конденсаторы и сопротивления фильтров, анодный трансформатор (рисунок 2.5б).

Блок фильтров представляет собой стальной шкаф с одной лицевой дверью. Внутри шкафа расположены: дроссель, фильтрующие конденсаторы, сопротивление гридлика, трансформатор накала генераторной лампы, сопротивления ступенчатого включения накала генераторной лампы.



(а)



(б)

Рисунок 2.5. Регулятор мощности трехфазный тиристорный (а) анодный трансформатор (б).



Рисунок 2.6. Генераторная лампа ГУ-23А.

Блок высокочастотный представляет собой стальной шкаф с встроенным внутри алюминиевым экранирующим корпусом со съемными экранирующими щитами. Внутри экранирующего корпуса находятся элементы высокочастотного анодного контура: генераторная лампа ГУ-23А (рисунок 2.6), фильтрующие дроссели, регулятор мощности, регулятор обратной связи, конденсаторы проходные, конденсаторы сеточные, конденсатор анодно-проходной, конденсатор вакуумный

переменный. В правой части алюминиевого корпуса имеется отверстия для выхода высокочастотной шины к четырем радиочастотным кабелям фидерной линии. На рисунке 2.7 представлена принципиальная электрическая схема ВЧ генератора.

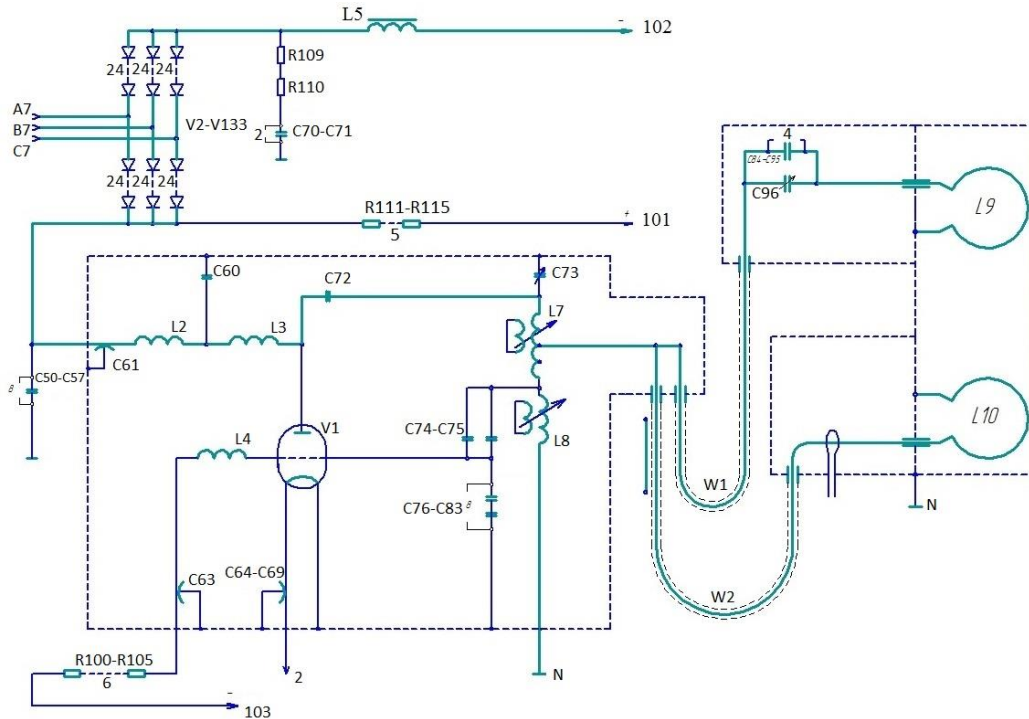
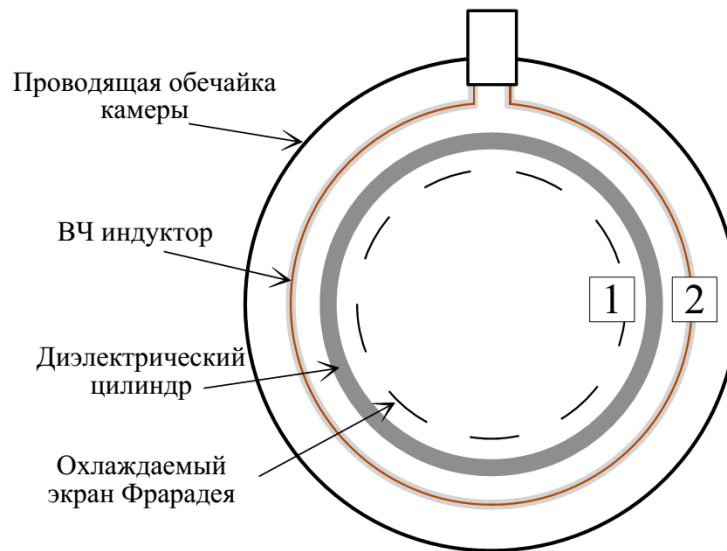


Рисунок 2.7. Электрическая схема ВЧ генератора.

Цепи управления ВЧ генератора предусматривают его включение в строгой последовательности при условии: наличия трехфазного напряжения, подачи охлаждающей воды с рабочими параметрами к элементам генератора, включения блокировок дверей генератора, полностью включенного накала генераторной лампы.

В системе генерации плазмы Сепаратора используется антенна соленоидального типа, при такой антенне отсутствует скачок в зависимости эквивалентного сопротивления плазмы от вкладываемой мощности, а само сопротивление оказывается большим по сравнению с другими типами рассматриваемых индукторов [56], что заметно упрощает процедуру согласования.

Схема установки антенны в камеру приведена рисунке 2.8, а 3D-модель, построенная на базе конструкторской документации, на рисунке 2.9.



1 — часть рабочего объема сепаратора, 2 — герметичная камера, в которой располагается ВЧ индуктор.

Рисунок 2.8. Схема конструкции двухкамерной секции сепаратора ОЯТ.

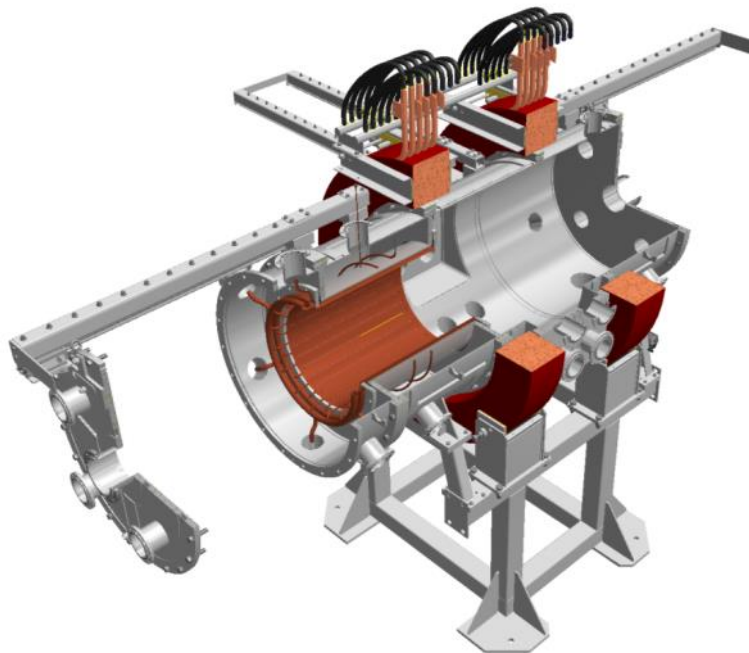


Рисунок 2.9. 3 D модель сепаратора с установленной антенной и экраном фарадея.

Объем 1 на рисунке 2.8 является непосредственной частью рабочего объема плазменного сепаратора (т.е. области, в которой генерируется плазма, создается необходимая конфигурация скрещенных электрических и магнитных полей, и идет

процесс разделения элементов разных масс). Объем 2 герметично отделен от объема 1 при помощи диэлектрического цилиндра, пропускающего ВЧ излучение. В этом объеме располагается соленоидальный индуктор-антенна. Система регулирования расхода газа и давления в объеме 2 подразумевает возможность как создания вакуума (до 10^{-6} Торр), так и создания заданного избыточного давления (до 4 атм.) в атмосфере инертных газов. Такой подход позволяет избежать возникновения пробоев между индуктором и проводящей обечайкой камеры при повышении мощности генератора и достижении на индукторе максимального ожидаемого напряжения до 20 кВ (при мощности ВЧ источника 40 кВт) за счет смещения вдоль одной из ветвей кривой Пашена.

2.4 Торцевые электроды

Электрическое поле в плазменном объеме Сепаратора, необходимое для разделения траекторий ионов, создается при помощи системы торцевых электродов, на которые опираются магнитные силовые линии, проходящие через объем плазмы с замагниченными электронами. Из-за существенной анизотропии замагниченной плазмы, а именно, из-за отличия на несколько порядков проводимостей вдоль магнитного поля и поперек, плазма вблизи линии магнитного поля принимает (с точностью до температуры) потенциал электрода, на который опирается эта магнитная линия. Таким образом, задав распределение потенциалов на системе электродов, становится возможным задать распределение электростатического потенциала в объеме плазмы.

Были разработаны и реализованы три типа систем торцевых электродов. Все они обладали следующими свойствами:

— Поперечные размеры конструкции ограничены внутренним диаметром камеры. Конструкция вынимается из камеры вместе с торцевыми фланцами для

обеспечения доступа внутрь камеры. Размещению конструкции не препятствуют ВЧ антенны генерации буферной плазмы.

— Электроды имеют непосредственный контакт с буферной плазмой и минимально ограничивают её объем в вакуумной камере, т.е. максимально удалены от области сепарации для устранения краевых эффектов. Поэтому расстояние от торцевых фланцев до плоскостей электродов выбрано минимальным, но обеспечивает защиту электродов от пробоя на заземлённый корпус, удобный монтаж и вывод проводов питания.

— Обеспечена эргономичность в сборке, обслуживании и эксплуатации электродов. В процессе подготовки к экспериментам может возникнуть необходимость развакуумирования камеры и внесения изменений в конфигурацию электродов, поэтому конструкция не мешает частой разгерметизации камеры и позволяет заменять отдельные элементы не разбирая всю систему.

Первый тип системы торцевых электродов предназначен для исследования конфигураций электрических полей в широком диапазоне геометрических параметров. Он предусматривает возможность создания несимметричных профилей электрического потенциала. Электродами в такой системе являются большое число (до 200 штук) электрически изолированных отдельных элементов, питание которых обеспечивается через отдельные вакуумные вводы электричества (рисунок 2.10). Вакуумные электрические вводы выполнены на основе блочных 33-х контактных герметичных соединителя 2РМГД33Б32Ш5Е2Б вмонтированных в вакуумный фланец ISO-K DN160.

Возможны два подхода в эксплуатации такой системы. Первый подход состоит в том, чтобы крепить на торцевой изолятор лишь те элементы, которые участвуют в создании профиля потенциала (рисунок 2.11а). Второй подход состоит в том, чтобы покрыть весь торцевой изолятор электродами, исключив тем самым контакт изолятора с плазмой (рисунок 2.11б). Электрический контакт между соседними

элементами исключен за счёт размещения электродов на разном расстоянии от пластины крепления. Электроды, обозначенные одним цветом, находятся на одинаковом уровне относительно пластины.

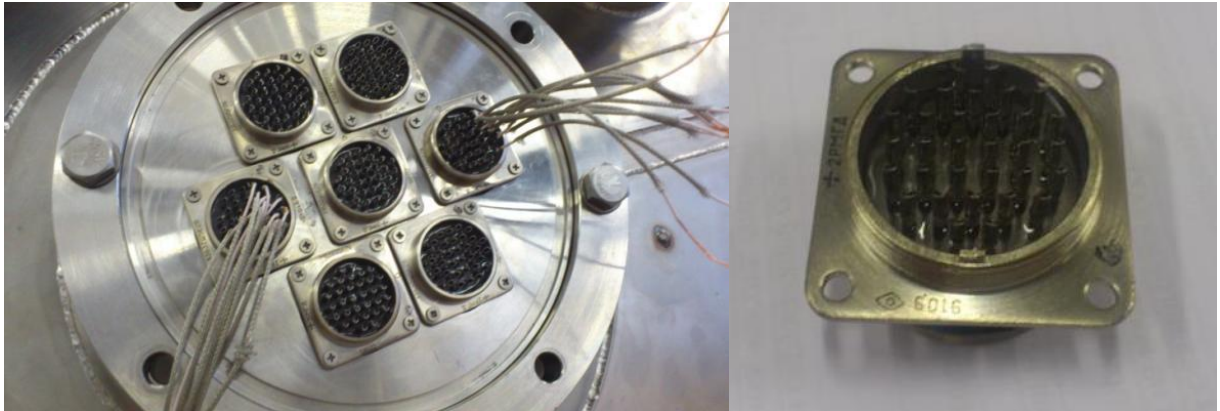
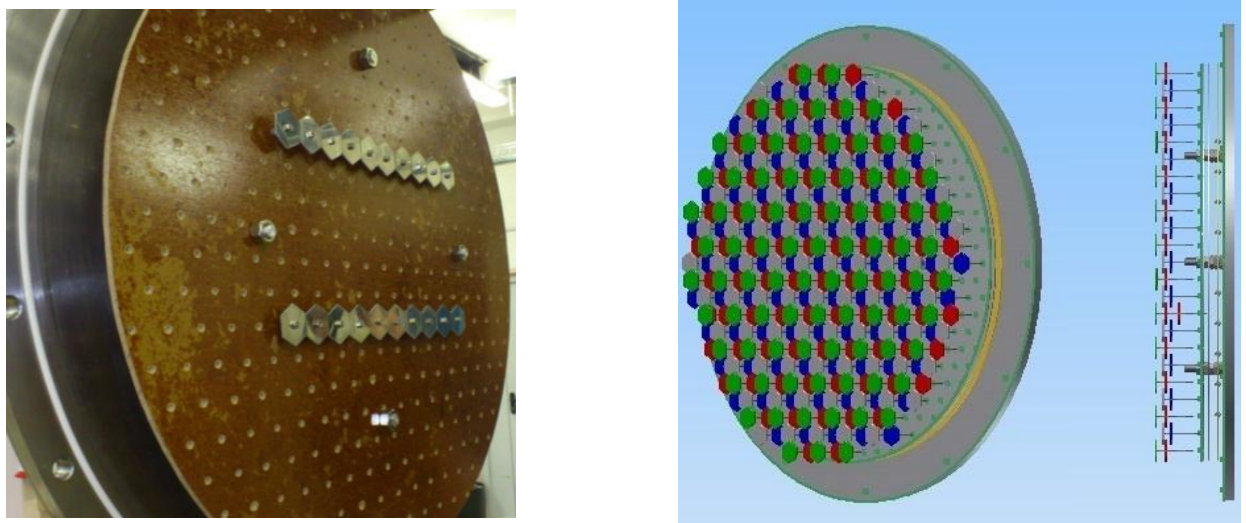


Рисунок 2.10. Вакуумный электрический ввод питания электродов.



(а)

(б)

Рисунок 2.11. Сотовая система электродов на торцевых фланцах вакуумной камеры.

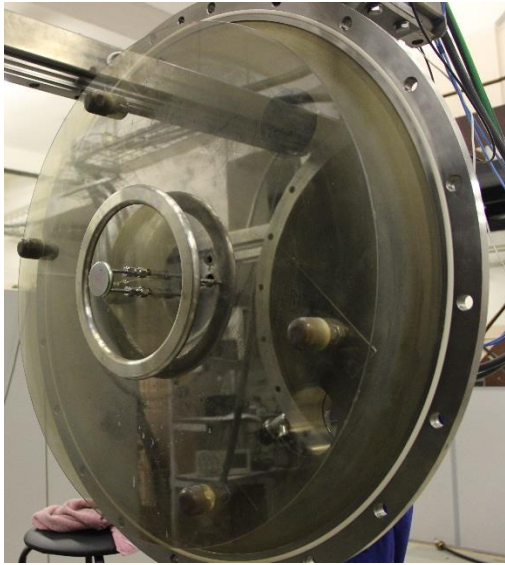
Достоинством такой системы является возможность осуществлять итерационный подбор максимально эффективного профиля плазмы, т.е. менять области однородного потенциала и их величину на электродах в процессе

проведения экспериментов. Такое решение позволяет изменять геометрию электрических полей без разгерметизации вакуумной камеры.

Второй тип системы торцевых электродов состоит из цельных электродов фиксированной геометрии рисунок 2.12. Этот тип электродов предназначен для работы в условиях высоких плотностей потоков энергии на торец камеры. Внутри кольцевого и кругового электрода реализован замкнутый контур водяного охлаждения с одновременной подачей питания от источников постоянного напряжения.

Для изоляции открытых поверхностей торцевых фланцев вакуумной камеры изготовлены два экрана диаметром 800 мм и толщиной 5 мм из огнеупорной стеклокерамики Robax.

Третий тип системы торцевых электродов состоит из 7 соосных электродов (внешний диаметр сборки 780 мм), каждый электрод имеет форму усеченного конуса рисунок 2.13а. Напряжение каждого из электродов может варьироваться независимо от остальных электродов сборки. Главной особенностью такой системы это то, что в ней отсутствуют части торцевого изолятора обращенные к плазме. Вся поверхность торцевого изолятора экранируется от плазмы металлическими электродами. Угол между образующей конуса и его основанием подбирался таким образом, что бы линии криволинейного магнитного поля не огибал электроды, и не опирались на изолятор (рисунок 2.13б).



(a)

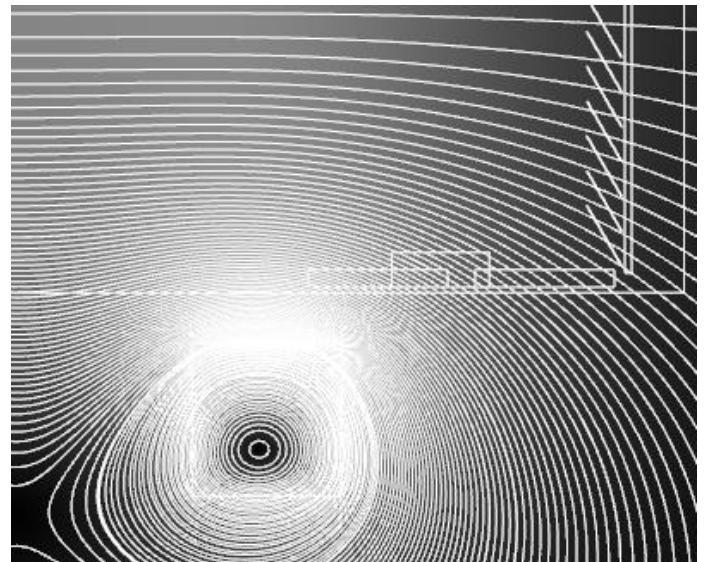


(б)

Рисунок 2.12. Вакуумный электрический ввод питания электродов.



(a)



(б)

Рисунок 2.13. Торцевые электроды. (а) сборка из семи концентрических усеченных конусов (б) распределение линий магнитного поля в камере сепаратора.

Поскольку часть линий магнитного поля опирается на цилиндрическую поверхность вакуумной камеры, поэтому необходимо было разработать и установить

дополнительную обечайку, изолированную от потенциала земли. Поскольку таких линий в камере сепаратора достаточно много, то необходимо чтобы эта обечайка состояла из нескольких составных частей изолированных друг от друга. В итоге была разработана и создана система цилиндрических электродов, состоящая из трех цилиндров (рисунок 2.14.). Цилиндры располагались на изоляторах. Взаимное расположение цилиндров подбиралось таким образом, чтобы ни одна линия магнитного поля не прошла между соседними электродами, не задев хотя бы одного из них.



Рисунок 2.14. Цилиндрические электроды.

2.5 Заключение к главе 2

Создана экспериментальная установка для исследования физических процессов плазменной масс-сепарации. Установка состоит из вакуумной камеры с возможностью секционного наращивания размеров установки, системы генерации магнитного поля способной создавать магнитное поле на оси камеры вплоть до 0,2 Тл отклонение величины магнитного поля на расстоянии до 30 см от оси соленоида не превышает 10% от среднего значения поля на оси соленоида, системы генерации

буферной плазмы с возможностью передачи в плазму мощности до 40 кВт, системы торцевых электродов различных конфигураций.

Важной частью этой установки является система торцевых электродов. Реализовано три типа такой системы. Все три типа системы размещаются на торцевых фланцах вакуумной камеры и обеспечивают эргономичность в сборке, обслуживании и эксплуатации системы. Электроды имеют непосредственный контакт с буферной плазмой. Первый тип системы предназначен для исследования конфигураций электрических полей в широком диапазоне геометрических параметров. Он предусматривает возможность создания несимметричных профилей электрического потенциала. Электродами такой системы являются большое число (до 200 штук) электрически изолированных отдельных элементов, питание которых обеспечивается через отдельные вакуумные вводы электричества. Такое решение позволяет изменять геометрию электрических полей без разгерметизации вакуумной камеры. Второй тип системы торцевых электродов предназначен для работы в плотной плазме под воздействием больших температурных нагрузок. Торцевой изолятор в такой системе выполнен из жаропрочной стеклокерамики (до 750°C), а электроды обеспечены водяным охлаждением. Третий тип электродной системы исключает контакт плазмы с торцевым изолятором. Электроды в такой системе имеют форму усеченного конуса. Конусность системы равна 2 и подобрана таким образом, чтобы ни одна линия магнитного поля не опиралась на торцевой изолятор или заземленную часть камеры.

Глава 3

Распределение потенциала плазмы в отражательном разряде

Создать заданное распределение электрического поля в плазме возможно с помощью отражательного разряда [46], [57]. Однако, как следует из обзора литературы, на сегодняшний день отсутствуют систематические исследования зависимости потенциала плазмы от различных параметров. Поэтому невозможно до эксперимента, предсказать – какие параметры разряда необходимо использовать, чтобы получить профиль потенциала схожий с тем, что представлен в [10] [рисунок 11]. Кроме того в исследуемой установке имеется ряд существенных отличий от большинства работ сделанных ранее. Эти отличия обусловлены предполагаемым практическим применением плазменного сепаратора. Во-первых, это большой размер установки. Как правило, отражательный разряд исследовался в установках линейные размеры которых, составляли несколько сантиметров [23], в нашем случае он порядка метра. Во-вторых, это сложная геометрия катода. Как правило, ранее исследовались разряды, в которых диаметр катода превышал диаметр анода. Однако в таком разряде все падение потенциала происходит в узком слое вблизи анода, а вблизи оси разряда потенциал постоянен. Нам же для создания заданного распределения потенциалов необходимо создавать электрическое поле во всем объеме камеры, поэтому мы использовали катоды меньшего диаметра. Также мы исследовали катоды различных форм и комбинаций подключения, что ранее не применялось.

3.1 Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 3.1а. Цилиндрическая вакуумная камера диаметром 856 мм имеет длину 1900 мм. Соосно с камерой располагаются катушки Гельмгольца. Катоды диаметром $d_c = 55 - 490$ мм крепятся на торцах камеры на диэлектрических пластинах. Расположение катодов на противоположных торцах во всех опытах абсолютно идентично. В связи с этим далее в тексте всегда рассматривается расположение электродов только на одном торце, подразумевая при этом, что на другом торце расположение, точно такое же. Диэлектрические пластины экранируют проводящие торцы камеры от разрядного промежутка. Таким образом, анодом разряда служит цилиндрическая поверхность заземленной камеры.

Через балластное сопротивление 1,5 кОм на катоды подается отрицательное напряжение. Рабочий газ – гелий. Поскольку размер магнитных катушек сопоставим с размерами камеры, то магнитное поле внутри разряда неоднородное. В тексте ниже в качестве магнитного поля приводится величина магнитного поля в центре камеры. На рисунке 3.2 представлено распределение магнитных силовых линий и напряженности магнитного поля вдоль оси r и z .

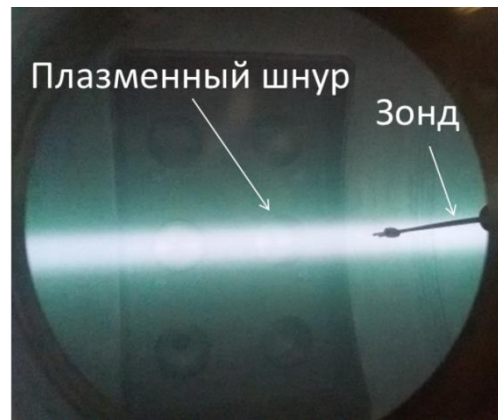
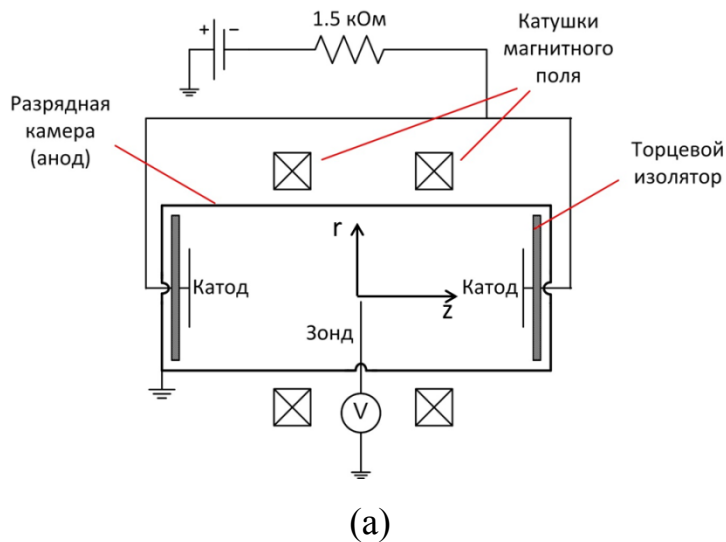


Рисунок 3.1. (а) Схема экспериментальной установки. (б) Фотография разряда.

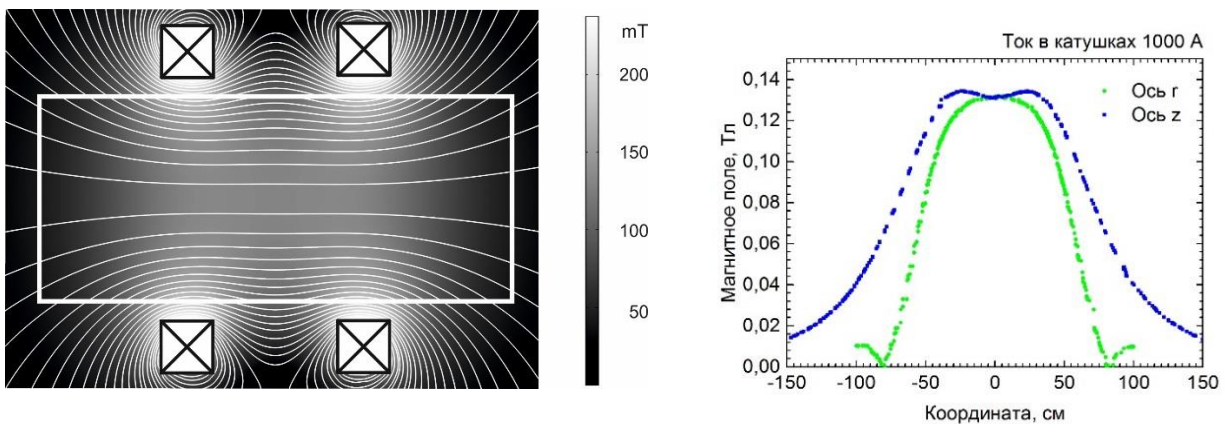


Рисунок 3.2. Распределение магнитного поля в разрядной камере.

3.2 Методы диагностики

Для измерения радиального распределения потенциала плазмы используется плавающий зонд, представляющий собой вольфрамовую проволоку диаметром 0.35 мм, выступающую на 10 мм из керамической трубки длиной 50 см, которая крепится на металлической трубке. Металлическая трубка может двигаться в радиальном направлении. Зонд заземляется через вольтметр. Отсутствие искажений разряда при введении зонда контролируется по величине тока разряда.

В таком случае показания вольтметра:

$$V = V_p + V_{fl} \quad (3.1)$$

где V_p - потенциал невозмущенной плазмы вблизи измерительной головки зонда, V_{fl} - плавающий потенциал. Согласно [58], [59] плавающий потенциал может быть рассчитан по формуле:

$$\frac{e|V_{fl}|}{kT_e} = \ln \left(0.77 \sqrt{\frac{M}{m}} \right) \quad (3.2)$$

где M – масса иона, m – масса электрона, T_e – температура электронов плазмы. Для гелия плавающий потенциал составляет порядка $4.2T_e$. В рассматриваемых условиях температура электронов не превышает 1-3 эВ, что было измерено с использованием двойного зонда. Указанные значения согласуются с результатами [60], [61]. Таким образом, показания вольтметра есть потенциал плазмы, определенный с точностью до нескольких температур электронов, а погрешность метода измерения потенциала плазмы в представляемой работе составляет порядка 15 В. Обратим внимание, что проведенные двойным зондом измерения, позволили определить также радиус Дебая: $r_d = 3 \cdot 10^{-3} \div 1 \cdot 10^{-1}$ см.

3.3 Результаты экспериментов

3.3.1 Влияние давления, магнитного поля, и разрядного напряжения на потенциал плазмы

Одним из важных параметров влияющим на потенциал плазмы в отражательном разряде является давление газа. Изначально вакуумная камера откачивалась до давления $P = 4 \times 10^{-5}$ Торр после чего, включался напуск гелия. Поток гелия составлял 80 ст.куб.см/мин, а давление варьировалось в диапазоне 1-200 мТорр. На рисунке 3.3а представлена зависимость потенциала плазменного столба от давления. Разрядное напряжение составляло 1 кВ, магнитное поле 40 и

200 мТл. В экспериментах использовались круговые катоды из нержавеющей стали диаметром $d_c = 55$ мм. Край измерительной головки зонда располагался на расстоянии $d_c/2$ от оси симметрии разряда.

На рисунке 3.3а для кривой, полученной при магнитном поле 200 мТл присутствуют два максимума. Для кривой с магнитным полем 40 мТл виден лишь один максимум. По всей видимости, второй реализуется при меньших давлениях. На положение этих максимумов влияет величина магнитного поля. Наличие максимумов важно для управления величиной потенциала плазмы, что необходимо для метода плазменной сепарации. Максимум при низком давлении можно объяснить уменьшением роли столкновений электронов с нейтралами и ионами. Максимум в области высоких давлений, возможно, связан с особенностями электродной геометрии ($r_c \ll r_a$), значительно влияющей на ток разряда и положение областей ионизации в разряде.

Иными словами воспроизведение потенциала плазмы в объеме возможно благодаря тому, что магнитное поле уменьшает способность электронов перемещаться поперек поля на расстояния большие, чем радиус Лармора. Важным параметром, характеризующим разницу в подвижностях электронов вдоль и поперек поля это отношение циклотронной частоты к частоте соударений с нейтралами. При низком давлении столкновения играют незначительную роль, следовательно, электроны двигаются в основном вдоль линий магнитного поля, это приводит к большим значениям потенциала в центральной части камеры. С увеличением давления движение электронов в поперечном направлении упрощается, и магнитное поле не может более удерживать то же число электронов, необходимых для высокого значения потенциала плазмы. С дальнейшим увеличением давления накопление дополнительных электронов осуществляется благодаря увеличению скорости ионизации, что приводит к более высоким значениям потенциала. В конечном счете, последующее увеличение давления приводит к тому, что электроны между

соударениями не успевают набрать достаточную энергию для ионизации и разряд становится неустойчивым.

Ток разряда достигает своего максимума при том же давлении, при котором потенциал плазмы принимает минимальное значение. Для 200 мТл это порядка 8 мТорр, для 40 мТл максимум тока менее выражен и лежит в диапазоне 2-4 мТорр (рисунок 3.3б).

Следует отметить, что во всех измеренных режимах происходят колебания потенциала плазмы с характерной частотой порядка 1кГц, что согласуется с [61]. Отмечается, что одной из причин низкочастотных флуктуаций в диапазоне 1-100 кГц может быть наличие неоднородного распределения температуры электронов имеющей максимум расположенный не на оси разряда. Эта аномальная структура движется вокруг оси с частотой порядка 1 кГц. Также природа таких флуктуаций может быть связана с желобковой неустойчивостью и осцилляциями плазменного столба как целого возле положения равновесия [62]

Режимы, при которых амплитуда колебаний не превышают 10% от самой величины потенциала считались стабильными. Нестабильные режимы, как правило, наблюдаются при давлениях выше 10 мТорр и в некоторых случаях ниже 2 мТорр т.е. вблизи максимумов.

Выполняя сканирование зондом вдоль радиуса камеры в плоскости параллельной катодам и равноудаленной от них, было получено радиальное распределение потенциала плазмы для двух давлений 3.8 и 2.4 мТорр (рисунок 3.4). На рисунке видно, что при большем давлении максимум распределения потенциала в плазме меньше, чем в случае более низкого давления.

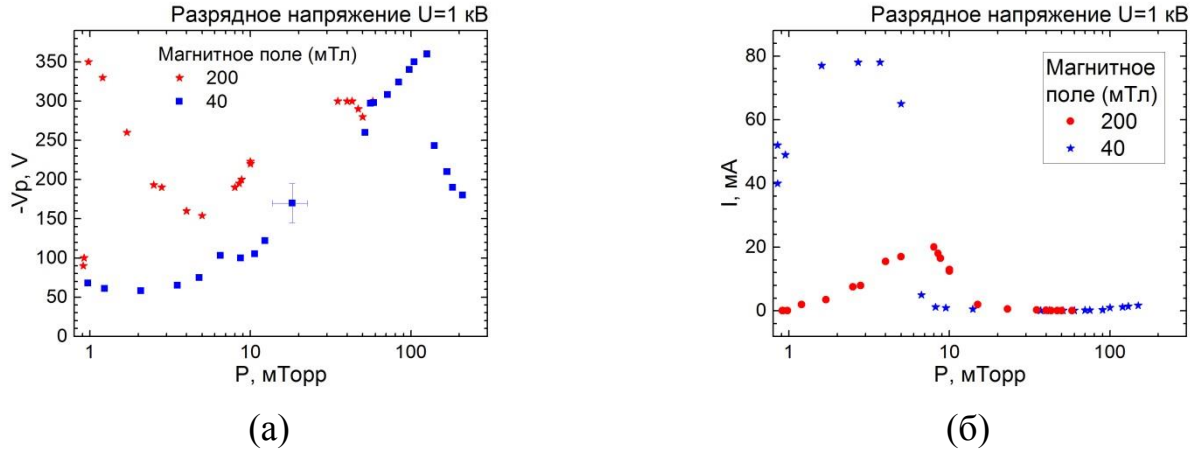


Рисунок 3.3. Зависимость потенциала плазменного столба (а) и тока разряда (б) от давления в камере.

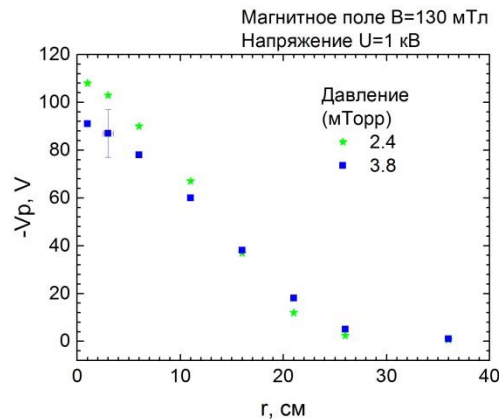
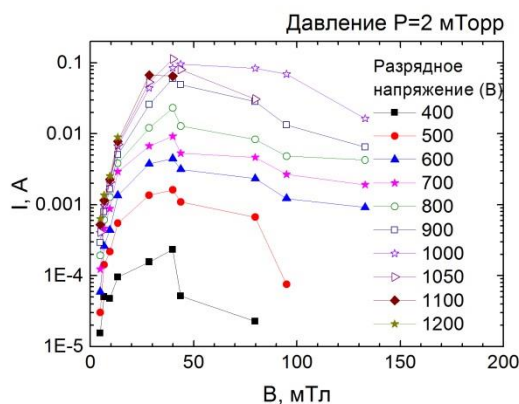


Рисунок 3.4. Радиальное распределение потенциала плазмы при давлении 2.4 и 3.8 мТорр.

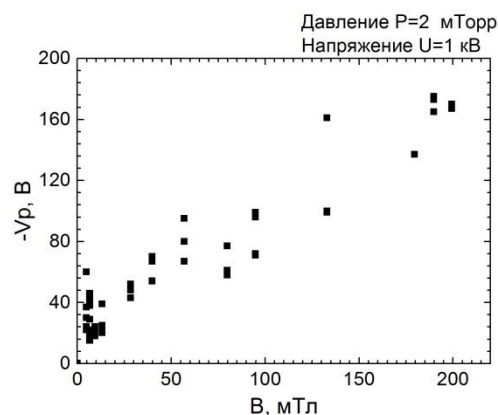
Влияние магнитного поля на разрядный ток [63] и на потенциал плазменного столба представлены на рисунке 3.5. Измерения выполнены при давлении 2 мТорр. На рисунке 3.5а каждой кривой соответствует фиксированное значение напряжения. Зависимость тока разряда от магнитного поля имеет максимум в районе 40 мТл. Увеличение тока разряда, которое происходит при изменении магнитного поля от 0 до 40 мТл, не приводит к снижению потенциала плазменного столба. Наоборот,

потенциал растет линейно с увеличением магнитного поля. На рисунке 3.6а представлены радиальные распределения потенциала при магнитных полях 40, 130 и 200 мТл. С увеличением магнитного поля возрастает значение электрического потенциала на оси разряда и сокращается область, в которой электрическое поле отлично от нуля.

На рисунке 3.6б представлена зависимость потенциала плазмы и тока разряда от напряжения на электродах. Магнитное поле (200 мТл) и давление (3,8 мТорр) поддерживались неизменными. На этом графике можно выделить три области. Область 500-700 В – здесь потенциал растет линейно. Далее вплоть до 1200 В зависимость носит существенно нелинейный характер, а затем выходит на постоянное значение. При определенном напряжении ток разряда выходит на стационар. В это же время насыщается и потенциал плазменного столба. Подобное поведение может быть объяснено тем, что сечение ионизации перестает зависеть от энергии электрона. И процесс накопления объемного заряда останавливается.

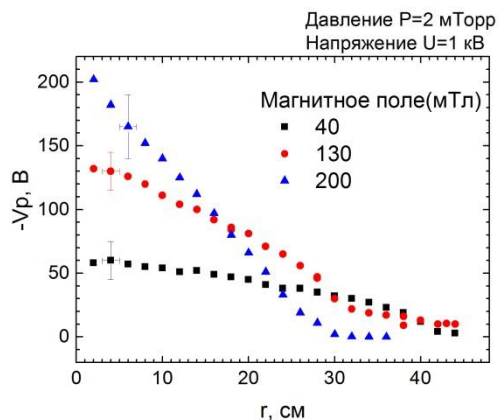


(а)

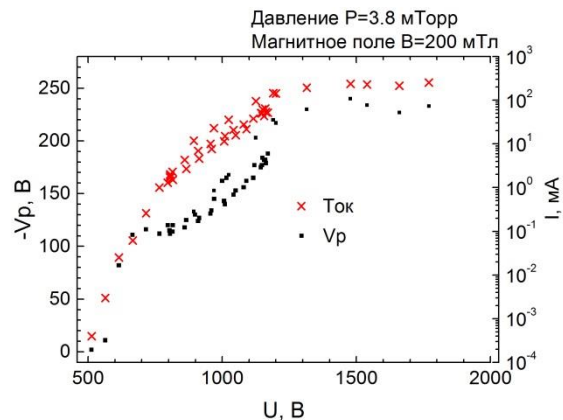


(б)

Рисунок 3.5. Зависимость (а) тока и (б) потенциала плазменного столба от магнитного поля.



(а)



(б)

Рисунок 3.6. (а) Распределение потенциала по радиусу для разных магнитных полей, (б) зависимость тока и потенциала плазменного столба от разрядного напряжения.

3.3.2 Влияние геометрии катодов на потенциал плазмы

Если катод разместить не на оси камеры (в центре диэлектрической пластины), а сдвинуть в радиальном направлении (уменьшить кратчайшее расстояние между анодом и катодом поперек магнитного поля), то максимальное значение потенциала в плазменном столбе уменьшится. На рисунке 3.7 сопоставлены данные для случаев, когда катод располагается симметрично (по центру диэлектрической пластины) и когда он на 130 мм сдвинут от центра. Остальные параметры разряда были одинаковыми ($P = 4$ мТорр, $V = 1$ кВ, $B = 130$ мТл). Несмотря на то, что к ассиметричному катоду также было приложено 1 кВ, плазма вдоль магнитной силовой линии, опирающейся на этот электрод, оказалась под меньшим потенциалом, чем это было у катода, расположенного аксиально симметрично. Это означает, что одним из важных параметров, определяющих максимальное значение потенциала плазменного столба, является кратчайшее расстояние между анодом и катодом. Кроме того, этот эксперимент показал, что невозможно увеличить градиент электрического потенциала простым перемещением катода по поверхности торца.

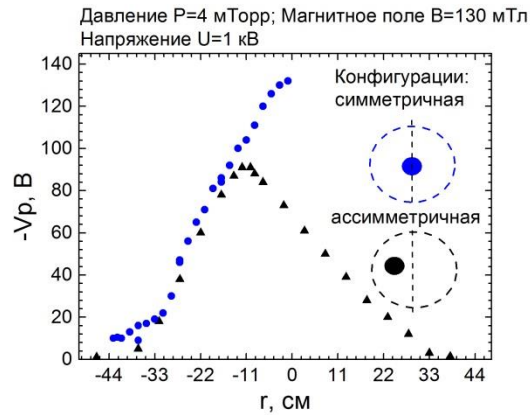


Рисунок 3.7. Распределение потенциала плазмы вдоль радиуса для симметричной и асимметричной конфигураций электродов.

Для проверки степени влияния катод-анодного расстояния на распределение потенциала плазмы исследовался разряд с кольцевыми катодами, расположенными осесимметричным образом. Результат таких исследований представлен на рисунке 3.8. Использовались 3 типа катодов: круговой катод диаметром 55 мм и кольцевые катоды со средними диаметрами 265 и 490 мм шириной 30 и 10 мм соответственно. Из рисунка 3.8 следует, что радиальное распределение потенциала плазмы при радиусах $r > r_c$ где r_c радиус катода, описывается функцией $U(r)$, независимой от r_c . Таким образом, при использовании кольцевых электродов с не слишком большой шириной полосы, максимальное значение потенциала плазмы на радиальном профиле определяется величиной $r_c - r_a$, а градиент потенциала не зависит от размеров катода.

Использование одновременно двух пар вложенных друг в друга кольцевых электродов, при подачи на них одинакового потенциала 1 кВ ($P = 4$ мТорр, $B = 200$ мТл), приводит к увеличению потенциала плазмы на оси разряда по сравнению с потенциалом, приобретаемым плазмой разряда при использовании каждой пары колец по отдельности (рисунок 3.8б). Этот эффект можно объяснить тем, что существуют как бы два вложенных друг в друга разряда. Внешнее кольцо выступает

анодом для внутреннего кольца и позволяет внутреннему кольцу создавать плазму с потенциалом приподнятым не относительно стенок разрядной камеры, а относительно внешнего кольца.

Если увеличивать число вложенных друг в друга колец, то в пределах бесконечное число таких колец это круговой катод с диаметром равным внешнему кольцу.

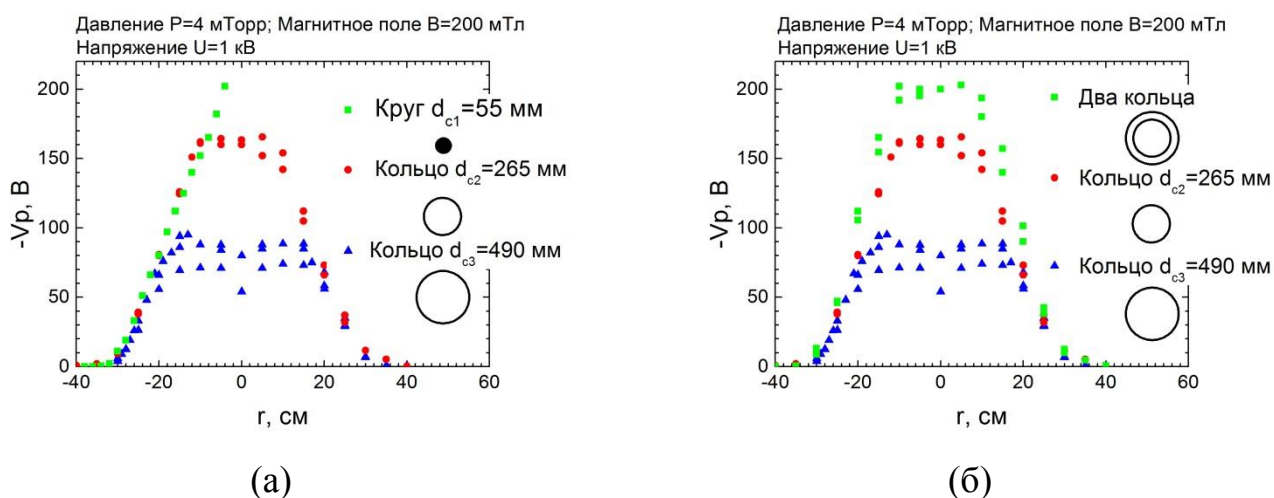


Рисунок 3.8. Радиальное распределения потенциала (а) для катодов различной формы, (б) для двух катодов функционирующих одновременно.

Зависимости потенциала плазмы в центре камеры от давления буферного газа были получены для круговых катодов диаметром 295 мм из нержавеющей стали и из алюминия (рисунок 3.9). Для обоих материалов катода можно отметить, что, характер зависимости остается схожим с тем, что был при малом катоде диаметром 55 мм (рисунок 3.3а). Значения потенциала плазмы увеличились во всем диапазоне давлений, а в области давлений 10-100 мТорр увеличилась и амплитуда колебаний потенциала. В некоторых случаях она достигала 200 В. Отмеченные погрешности, связаны с колебаниями потенциала.

Для катода из алюминия зависимость также носит немонотонный характер и имеет два максимума. Однако обнаружили и новые особенности

поведения потенциала плазмы. Уменьшая давление при значениях $P = 2$ мТорр разряд переходил в «высоковольтную» фазу: потенциал скачкообразно увеличивался на 300 В и достигал значения ~ 800 В. При последующем увеличении давления переход в «низковольтную» фазу происходил при давлении порядка 5 мТорр. Наличие гистерезиса при переходе из одного режима горения разряда в другой также отмечалось в [23].

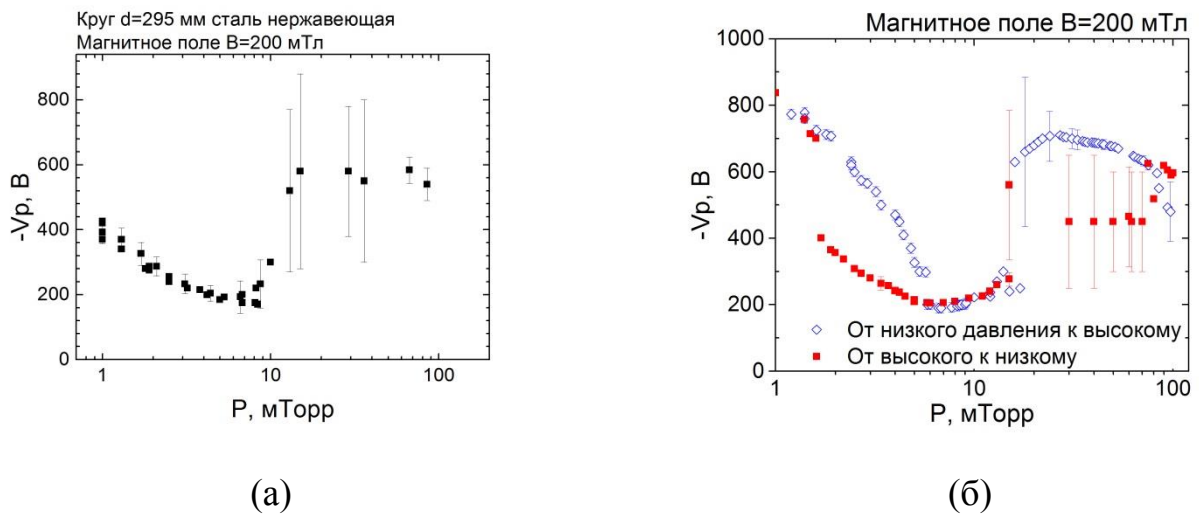


Рисунок 3.9. Зависимость потенциала плазмы от давления для (а) нержавеющей и (б) алюминиевого катодов.

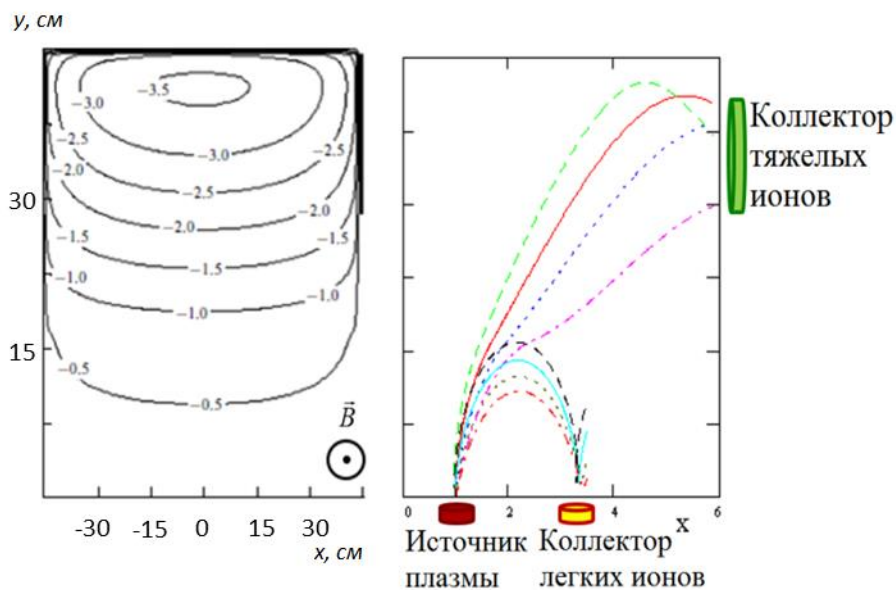
Существование такого скачка важно для практического применения, поскольку для эффективной плазменной сепарации продуктов деления урана и актинидов требуется профиль потенциала плазмы с максимумом в распределении потенциала плазмы ≥ 400 В.

В работах [64], [65] отмечалось, что катод из алюминия обеспечивает тот же ток разряда, что и катод из другого материала, однако при более низком напряжении (на порядок). Такое поведение может быть объяснено формированием оксидной пленки на поверхности металла с чрезвычайно высокой температурой плавления и кипения. Эта оксидная пленка по-видимому играет ключевую роль. Она уменьшает

напряжение требуемое для того чтобы получить данный коэффициент вторичной эмиссии и следовательно равновесное напряжение разряда. Положительные ионы падают из разряда на поверхность катода и заряжают ее положительно. Суммарное электрическое поле пронизывающее поверхность оксида алюминия становится достаточным, чтобы вытягивать электроны через слой оксида в разряд.

3.3.3 Создание радиального распределения потенциала плазмы, необходимого для осуществления разделения компонентов (160 и 240 а.е.м.) отработавшего ядерного топлива

Как отмечалось выше, одной из задач данного исследования является ответ на вопрос о возможности создания в плазме отражательного разряда распределения потенциала, необходимого для реализации метода плазменной сепарации ОЯТ [10]. Рассчитанный в [10] профиль, имеет максимальное значение потенциала плазмы порядка 400 В (рисунок 3.10).



Начальная энергия 0.2-2 эВ, угол $\pm 45^\circ$, магнитное поле 0,1 Тл. Масштаб потенциала 110 В.

Рисунок 3.10. Эквипотенциальные линии электрического поля и траектории

«тяжелых» $m_1 = 240$ а.е.м. и «легких» $m_2 = 150$ а.е.м. частиц [10].

Используя данные, полученные в этой главе, о зависимостях распределения потенциала плазмы от различных параметров удалось реализовать экспериментальные условия, при которых потенциал плазмы отражательного разряда распределен схожим образом, с тем, как это необходимо для реализации метода плазменной сепарации ОЯТ. Использовались следующие параметры: давление 4 мТорр, магнитное поле 200 мТл, ток разряда 370 мА, напряжение на разрядном промежутке 700 В, материал катода – алюминий, форма катода – круг диаметром 295 мм. Сравнение экспериментально полученного распределения потенциала с расчетным распределением [10] представлено на рисунке 3.11. Расчетное распределение бралось следующим образом: на рисунке 3.10 проводилась линия вдоль оси Оу при координате $x = 0$ и точки пересечения этой линии с эквипотенциалами откладывались на графике. При этом координаты вдоль этой прямой считались совпадающими с радиальной координатой.

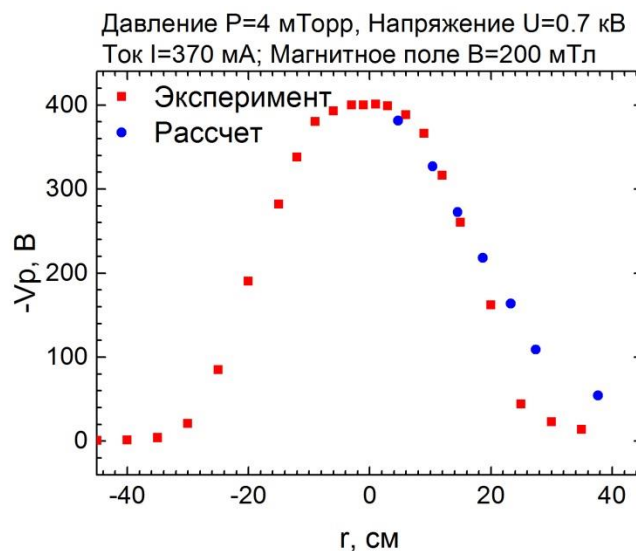


Рисунок 3.11. Сопоставление экспериментально полученного радиального распределения потенциала и потенциала, необходимого для реализации метода плазменной сепарации ОЯТ.

3.4 Комментарии к результатам

Чтобы сопоставить данные различных экспериментов по отражательному разряду Schuurman [66] составил диаграмму в координатах В-Р. На этой диаграмме выделено 4 режима. Каждому режиму соответствует характерное распределение потенциала внутри разрядного промежутка. По всей видимости, условия представленных в настоящей работе экспериментов, в основном соответствуют режиму высокого давления. Для этого режима характерно значительное падение потенциала в катодном слое, и небольшое падение в анодном.

Переход в «высоковольтную» стадию на рисунке 3.9б вероятно связан с переходом из режима высокого давления в переходный режим. Для этого режима характерно небольшое падение в катодном слое и значительное падение потенциала в анодном.

3.5 Заключение к главе 3

В данной главе представлены результаты исследования электростатического потенциала плазмы отражательного разряда в широком диапазоне параметров (магнитного поля 0-0,2 Тл, давления 1-200 мТорр, разрядного напряжения 0-2 кВ). Рассмотрены различные геометрии электродов: осесимметричные конфигурации, состоящие из круговых катодов диаметром 55 и 295 мм, кольцевые электроды со средними диаметром 265 и 490 мм, комбинация из двух кольцевых электродов, а также асимметричная конфигурация, состоящая из кругового катода диаметром 55 мм сдвинутого на 130 мм от оси разряда.

Выполненные исследования показали, что для задач, когда необходимо получить заданное распределение электростатического потенциала в гелиевой плазме в ряде случаев его можно реализовать в отражательном разряде. Для этого стоит работать в диапазоне давлений 2-10 мТорр – при этих давлениях амплитуда колебаний потенциала мала. Для достижения максимальных значений потенциала

целесообразно использовать катоды с большой площадью. Важным параметром является расстояние между анодом и катодом – чем оно меньше, тем меньше электростатический потенциал, воспроизводимый в плазменном объеме. Увеличение разрядного напряжения вплоть до 1,2 кВ приводит к повышению максимального значения потенциала. Однако при дальнейшем увеличении разрядного напряжения потенциал плазмы практически не изменяется. Варьируя величину магнитного поля, можно изменять как потенциал плазмы, так и ток разряда. Потенциал плазмы монотонно увеличивается с ростом магнитного поля, а зависимость тока разряда от магнитного поля имеет максимум при $B = 40$ мТл.

В данной работе также показано, что переход в высоковольтный режим можно осуществить без понижения давления (как в работе [66]), но за счет выбора материала катода и увеличивая его радиус.

Глава 4

Распределение потенциала плазмы в ВЧ разряде

К сожалению энергетика отражательного разряда не велика и концентрация плазмы не превышает 10^{10} см⁻³. Кроме того, существует жесткая связь между разрядным напряжением и концентрацией плазмы, что сильно сужает гибкость системы к различным конфигурациям. От таких недостатков избавлен высокочастотный индукционный разряд. Главными его преимуществами является сравнительно высокая концентрация плазмы $10^{11} \div 10^{13}$ см⁻³ и возможность использовать его вместе с торцевыми электродами, то есть он геометрически не мешает электродам задавать различные профили потенциала [67], [68]. В таком разряде плотность плазмы и профиль электрического поля устанавливаются независимо. Если в отражательном разряде плазма создавалась за счет напряжения на торцевых электродах, то в безэлектродном разряде торцевые электроды выполняют лишь функцию опорных электродов. В отражательном разряде для повышения плотности плазмы необходимо было повысить напряжение на электроде. В ВЧ разряд достаточно повысить мощность, передаваемую от ВЧ генератора к плазме, при этом напряжение на электродах может оставаться прежним. Этот момент критически важен для плазменного метода переработки ОЯТ, так как от концентрации плазмы зависит производительность метода. Это связано с тем, что ионы плазмы ОЯТ необходимо компенсировать электронами буферной плазмы, чем больше электронов в буферной плазме, тем больший поток ионов можно пропустить сквозь нее.

Единственная научная группа, которая до сих пор пыталась пройти по этому пути это Archermes Technology group [3], однако у них не опубликованы результаты экспериментов с использованием торцевых электродов.

4.1 Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 4.1. Во многом она схожа со схемой, описанной в предыдущей главе. Однако здесь добавился дополнительный объем с ВЧ индуктором. В этом объеме поддерживается атмосферное давление. ВЧ генератор работает на частоте ~ 5 МГц. Рабочим газом является аргон. Подвижный зонд также сканирует разряд по радиусу.

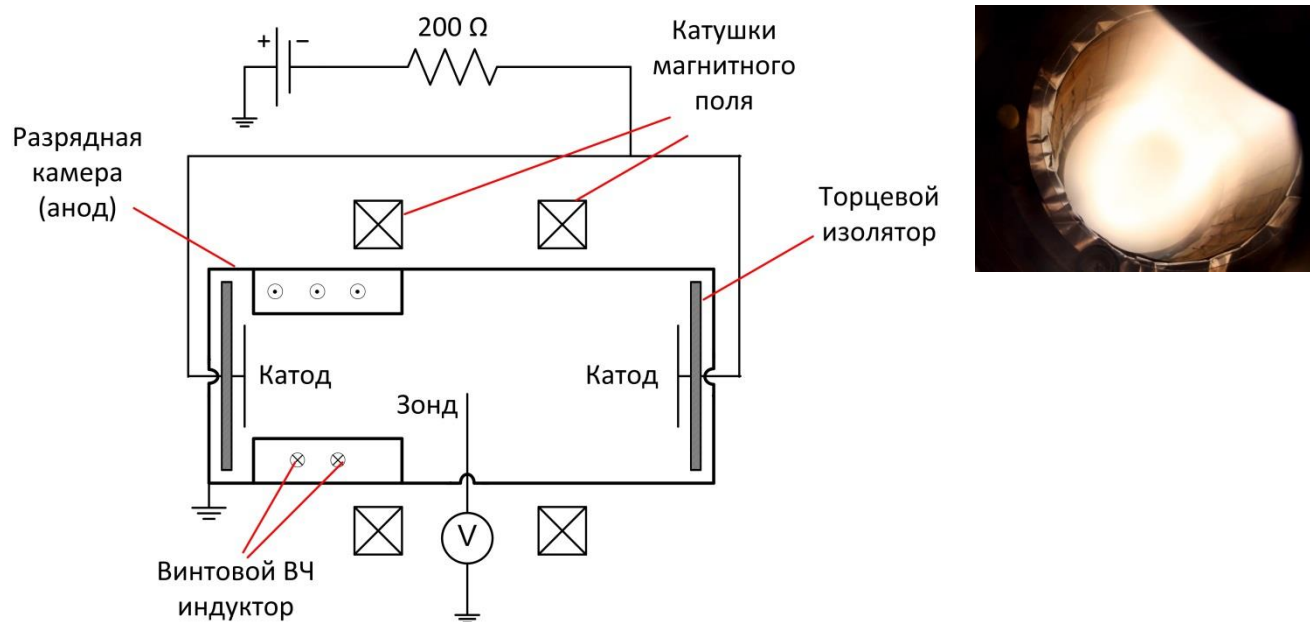


Рисунок 4.1. Схема экспериментальной установки с ВЧ разрядом.

4.2 Методы диагностики

В экспериментах со скрещенными $E \times B$ полями часто используется зонд Ленгмюра для определения параметров плазмы [69]–[71]. В нашем случае зонд может работать, как в режиме двойного зонда для определения температуры

электронов и концентрация ионов, так и в режиме плавающего зонда, определяющего потенциал плазмы с точностью до плавающего потенциала.

Зонд состоит из металлической трубки внешним диаметром 10 мм. На конце трубки располагается фторопластовая втулка, в которую вставляется керамическая трубка диаметром 8 мм. Внутри керамической трубки находится две вольфрамовых проволоки диаметром 0.35 мм (рисунок 4.2). Измерительная головка зонда перемещается в радиальном направлении в плоскости перпендикулярной оси камеры и расположенной на расстоянии 800 мм от одного из ее торцов. Зонд оборудован каскадом резонансных фильтров пробок и фильтром подавления синфазной наводки для компенсации высокочастотных искажений зондовой характеристики (рисунок 4.3).

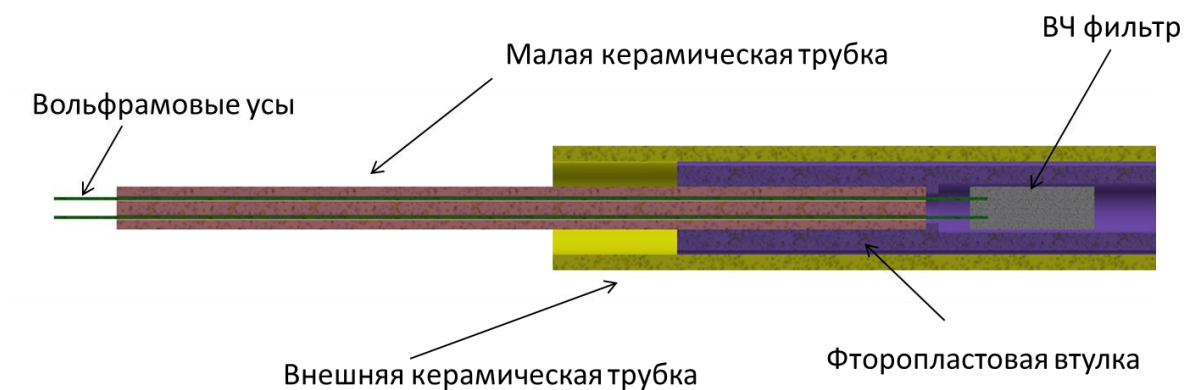


Рисунок 4.2. Конструкция двойного зонда.

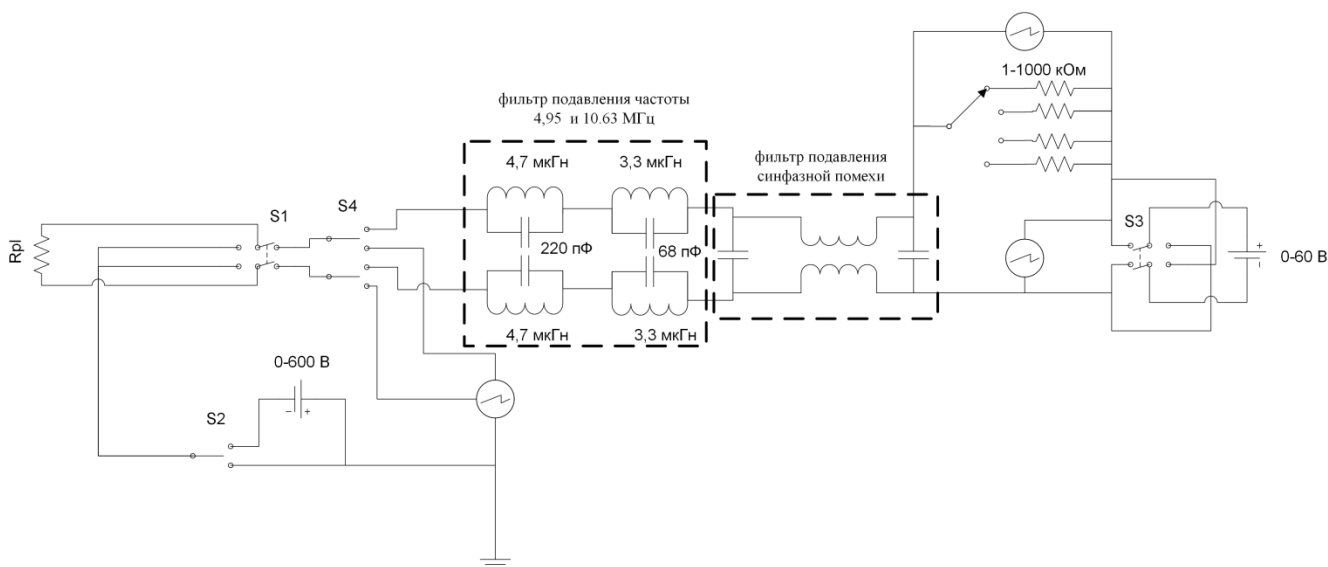


Рисунок 4.3. Электрическая схема двойного зонда с ВЧ фильтром.

4.3 Методика эксперимента

При зажигании ВЧ разряда и подаче постоянного отрицательного напряжения на торцевые электроды возникает суперпозиция двух разрядов: ВЧ и отражательного. Их сочетание приводит к изменению параметров электрической нагрузки, которую представляет для ВЧ генератора антенна и создаваемая ею плазма. Это в свою очередь приводит к тому, что параметры согласующего устройства отличаются для случаев только ВЧ плазмы и плазмы ВЧ с отражательным разрядом, причем при варьировании параметров эксперимента характеристики плазмы могут претерпевать скачкообразные изменения, приводящие к рассогласованию нагрузки и генератора.

Эксперименты проходили по следующей процедуре:

- в камеру напускался аргон до давления $P = 10$ мТорр и зажигался ВЧ разряда;
- камера откачивалась до давления $P = 5$ мТорр и включалось магнитное поле $B = 13$ мТл;
- подавалось напряжение на торцевые электроды;

- изменялись параметры согласующего устройства;
- магнитное поле увеличивалось до 65 мТл.

4.4 Профиль электрического потенциала в замагниченной плазме ВЧ разряда, созданный торцевыми электродами

Исследовались две конфигурации плоских круговых электродов диаметром 55 и 450 мм расположенные концентрически на оси разряда. В 1-й конфигурации электродов при магнитном поле 65 мТл, напряжении на электродах -300 В получены распределения концентрации плазмы, потенциала плазмы и температуры электронов (рисунок 4.4) вдоль радиуса. Также получена зависимость потенциала плазмы на оси разряда от напряжения на торцевых электродах (рисунок 4.5).

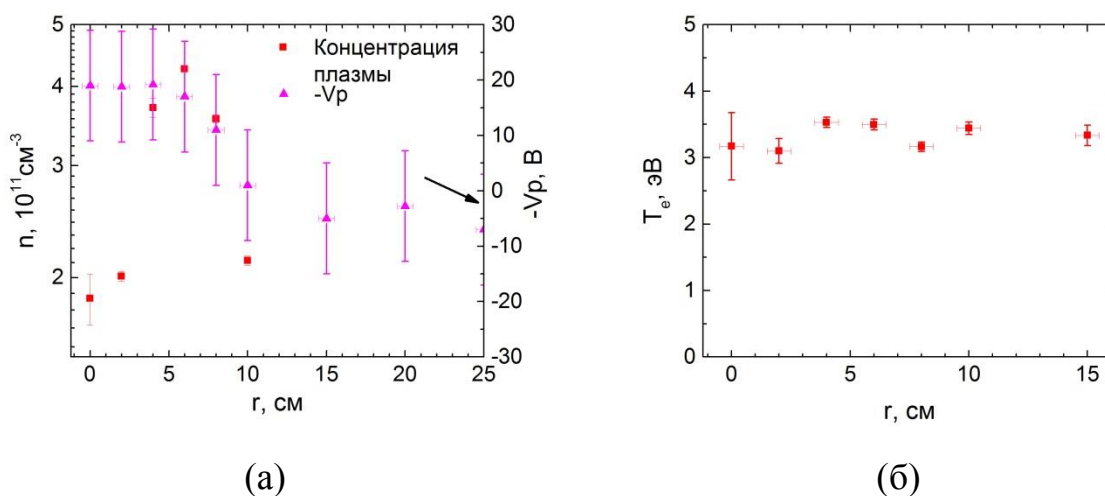


Рисунок 4.4. Распределения концентрации, потенциала плазмы (а) и температуры электронов (б) вдоль радиуса.

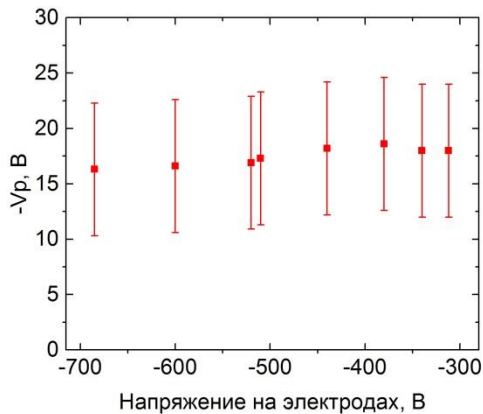


Рисунок 4.5. Зависимость потенциала плазмы на оси разряда от приложенного напряжения.

По рисунку 4.5 можно видеть, что потенциал плазмы на оси камеры в исследуемом диапазоне практически не зависит от напряжения на электродах. Отсутствие эффекта, по всей видимости, можно объяснить малой площадью катода.

Создание электрического поля в плазме становится возможным благодаря ограниченной подвижности электронов поперек магнитного поля. При создании отрицательного потенциала в плазме, т.е. создании избытка отрицательных зарядов, конкурируют два процесса. Первый – гибель ионов на электроде и второй – уход электронов поперек магнитного поля. Уход электронов поперек магнитного поля может осуществляться, как в плазменном объеме за счет столкновений, так и за счет пристеночной проводимости по поверхности торцевого диэлектрика [12]. Таким образом, чем больше первый процесс будет доминировать над вторым, тем большее стационарное электрическое поле может быть получено в плазме. Время жизни электрона в «столбе» отрицательного потенциала в плазме определяется тремя факторами: величиной магнитного поля, давлением газа и поперечным размером «столба».

Для минимизации потерь электронов, как в плазменном объеме, так и вдоль поверхности диэлектрика были проведены эксперименты с электродами большего

диаметра (450 мм). Эксперименты проводились также в магнитном поле 65 мТл и давлении 5 мТорр. Оказалось, что существуют принципиально два разных режима функционирования разряда. Первый режим реализуется при напряжениях на электродах 0...-30 В, второй -50...-220 В. Характерный набор параметров в этих режимах представлен в таблице 4.1.

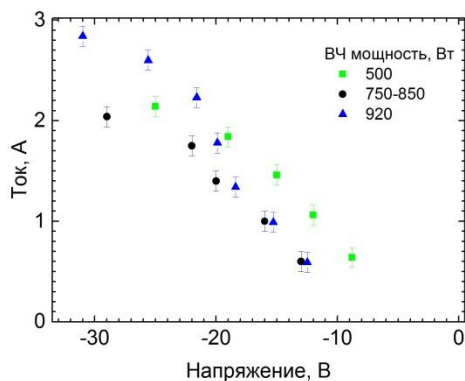
Таблица 4.1. Параметры режимов в ВЧ разряде.

Диаметр электрода, мм	Давление газа, мТорр	Маг поле, мТл	Поглощённая ВЧ мощность, Вт	Напряжение на электродах, В	Ток на электроды, А	Комментарии
55	5	65	510	-300	0.15	
450	5	65	550-920	0...-30	0...2.5	Режим 1
450	5	65	400-500	-50...-200	0...0.5	Режим 2

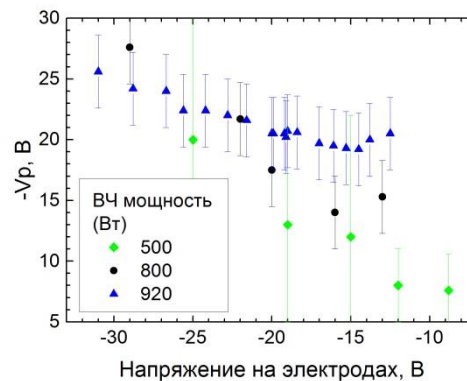
На рисунках 4.6 представлены зависимости тока разряда и потенциала плазмы на оси камеры в зависимости от приложенного напряжения к электродам. По рисунку 4.6а видно, что при достижении -30 В наблюдается тенденция выхода тока электродов на стационарное значение, то есть насыщение. По рисунку 4.6б видно, что с уменьшением напряжения на электродах, потенциал плазмы на оси камеры также уменьшается.

При напряжении менее -30 В параметры ВЧ разряда резко изменяются и разряд переходит во второй режим. Мощность ВЧ излучения поглощаемая плазмой уменьшается примерно на 1/3. При этом полный ток на электроды уменьшается в 4-5 раза. Также изменяется и распределение потенциала по радиусу рисунок 4.7. Видно, что потенциал плавающего зонда на оси системы достигает значений порядка 70 В. К электродам в это время приложено 54 В. При дальнейшем увеличении абсолютного значения напряжения на электродах потенциал плазмы не изменяется. Подобная зависимость потенциала от напряжения на электродах наблюдается и в

отражательном разряде. В статье [46] показано, что при повышении разрядного напряжения потенциал плазмы на оси перестает расти одновременно с выходом тока разряда на насыщение. Это закономерно, поскольку ионный ток перестает расти, следовательно, не появляется больше не скомпенсированных электронов, а значит и потенциал плазмы больше не должен изменяться.



(а)



(б)

Рисунок 4.6. (а) Вольтамперная характеристика торцевых электродов, (б) зависимость потенциала плазмы на оси разряда от напряжения на торцевых электродах в режиме 1.

Таким образом, в обоих режимах можно говорить, о распространении потенциала электродов вдоль линий магнитного поля. Однако в первом режиме потенциалом плазмы можно управлять, изменяя напряжение на катодах, а во втором режиме потенциал перестает зависеть от приложенного напряжения.

В обоих режимах получены профили концентрации и температуры электронов (рисунок 4.8). Из рисунка 4.8а видно, что при переходе из 1-го режима во 2-й профиль концентрации становится более плоским. Во втором режиме плазма в большей степени начинает проникать к оси камеры. Однако, при этом уменьшается пиковое значение концентрации и увеличивается температура приосевой плазмы (рисунок 4.8б).

Используя данные о радиальном распределении температуры электронов, можно уточнить значение потенциала плазмы с учетом плавающего потенциала. Уточненные значения представлены на рисунке 4.9.

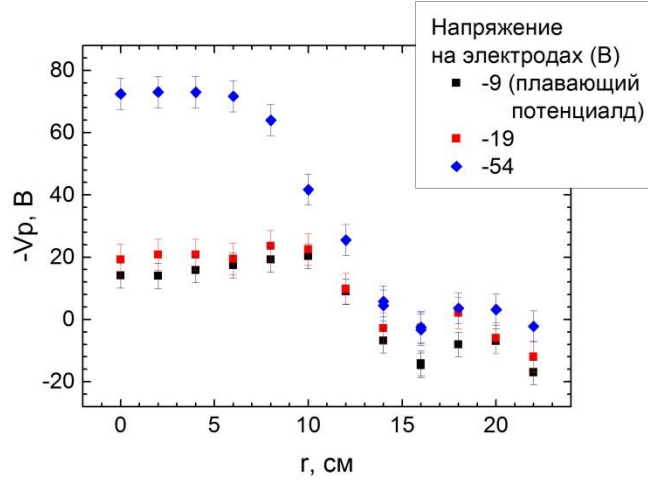


Рисунок 4.7. Распределение потенциала плазмы вдоль радиуса.

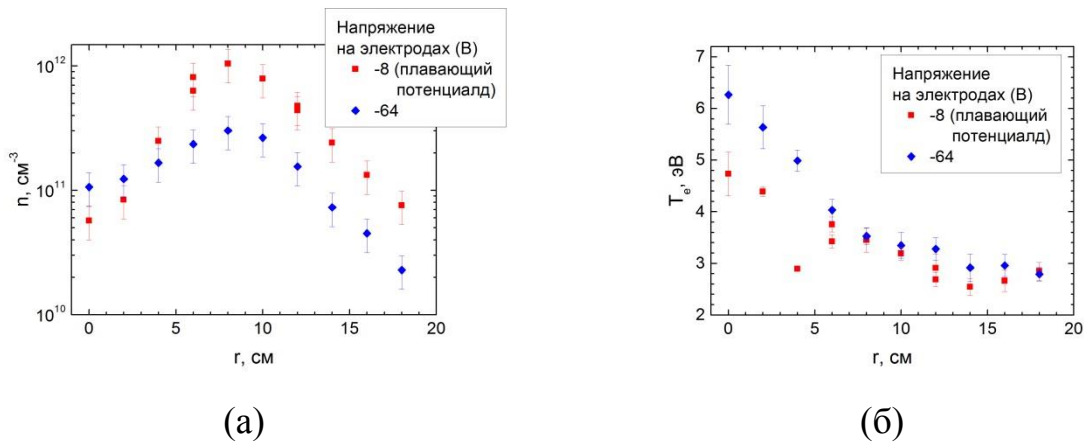


Рисунок 4.8. Распределение концентрации плазмы вдоль радиуса.

Распределение температуры электронов вдоль радиуса.

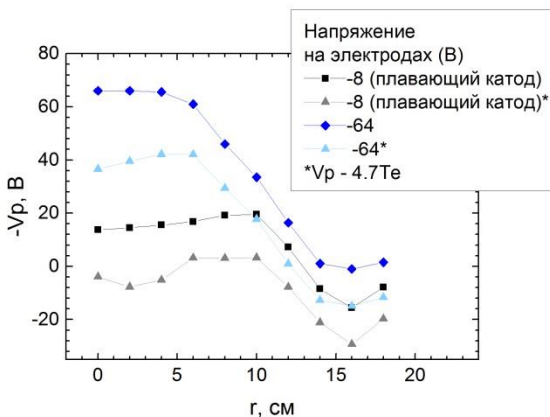


Рисунок 4.9. Распределение потенциала плазмы вдоль радиуса с учетом плавающего потенциала.

4.5 Заключение к главе 4

В данной главе исследована возможность создания электрического поля в плазме ВЧ разряда с помощью торцевых электродов. Исследованы две конфигурации электродов, круглые электроды с диаметрами 55 и 450 мм. Показано, что круговые электроды диаметром 55 мм при давлении 5 мТорр и магнитном поле в центре камеры 65 мТл не оказывают влияния на потенциал плазмы в центральной части камеры. Показано, что круговые электроды с диаметром 450 мм в тех же условиях способны повлиять на потенциал плазмы. Выявлено существование двух режимов функционирования разряда. Режим 1 существует при напряжениях на электродах 0...-30 В и током насыщения 2.5 А. В этом режиме с изменением напряжения на электродах потенциал плазмы также изменяется и при -30 В достигает -28 В. 2-й режим существует при напряжении на электродах -50...-200 В. При переходе во второй режим ток на электроды уменьшается в 4-5 раз. Потенциал плавающего зонда уменьшается до -70 В, однако при дальнейшем уменьшении напряжения на электродах он остается неизменным. Во втором режиме плазма в большей степени начинает проникать к оси камеры. Однако, при этом уменьшается пиковое значение концентрации и увеличивается температура приосевой плазмы.

Данное исследование подтверждает возможность создания в плазменном объеме электрического поля, а также позволяет наметить шаги, необходимые для создания в плазме пространственного распределения потенциала, требуемого для реализации метода плазменной сепарации ОЯТ и РАО.

Заключение

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию механизмов создания управляемого стационарного электрического поля погруженного в замагниченную плазму масс-сепаратора и ориентированного поперек линий магнитного поля.

В диссертации получены следующие основные результаты:

- Разработан и создан экспериментальный блок установки плазменного масс-сепаратора для изучения и генерации электрических полей в плазме с замагниченными электронами.
- Получены новые экспериментальные данные о пространственном распределении электрического потенциала в плазменном столбе отражательного разряда со сложной геометрией катодов в широком диапазоне значения таких параметров как магнитное поле 0-0,2 Тл, давление 1-200 мТорр, разрядное напряжение 0-2 кВ. Размер разрядной ячейки 200 × 85 см, отношение диаметра анода к диаметру катода $\frac{d_a}{d_c} = 17 - 1.7$.
- Изучен эффект увеличения потенциала плазмы с ростом радиуса катода. При давлении 1 мТорр для кругового катода из нержавеющей стали с диаметром 55 мм потенциал плазмы на оси разряда не превышает 350 В, а для катода с диаметром 295 мм не превышает 400 В.
- Показано, что материал катода может оказывать значительное влияние на потенциал плазмы. На катоде из алюминия с диаметром 295 мм потенциал плазменного столба достигал 800 В.

- Найдены экспериментальные режимы отражательного разряда, при которых возможно создание в плазме пространственного распределения электростатического поля, необходимого для осуществления разделения компонентов (160 и 240 а.е.м.) отработавшего ядерного топлива.
- Исследована возможность создания электрического поля в плазме высокочастотного разряда с помощью торцевых электродов. При магнитном поле 65 мТл выявлено существование двух режимов функционирования разряда. Режим 1 существует при напряжениях на электродах 0...-30 В и током насыщения 2.5 А. Режим 2 существует при напряжениях на электродах -50...-200 В. При переходе во второй режим ток на электроды уменьшается в 4-5 раз.

Список публикаций

- A.1. Liziakin G., Gavrikov A., Usmanov R., Timirkhanov R., Smirnov V. Electric potential profile created by end electrodes in a magnetized rf discharge plasma // AIP Advances. 2017. Vol. 7, no. 12, P. 125108.
- A.2. Liziakin G.D., Gavrikov A.V., Murzaev Y.A., Usmanov R.A., Smirnov V.P. Parameters influencing plasma column potential in a reflex discharge // Physics of Plasmas. 2016. Vol. 23, no. 12, Pp. 123502.
- A.3. Samokhin A., Gavrikov A., Liziakin G., Usmanov R., Smirnov V. Experiment and Numerical Simulation of Peculiarities in the Development of Helium DC Discharge in Reflex Geometry // Plasma and Fusion Research. 2016. Vol. 11. P. 1401116.
- A.4. Liziakin G., Usmanov R. Current-voltage characteristics of the high pressure reflex discharge in helium // Physics Procedia. 2015. Vol 71. Pp. 138-141.
- A.5. Liziakin G.D., Gavrikov A.V., Usmanov R.A., Smirnov V.P. Propagation of the end-face electrodes potential in the plasma volume of rf discharge // Journal of Physics: Conference Series. 2018. Vol. 946. P. 012173.
- A.6. Liziakin G., Gavrikov A., Usmanov R., Smirnov V. Formation of electrical potential profile in DC reflex discharge // Proceedings of the XXXIII International Conference On Phenomena In Ionized Gases. Estoril, Portugal. 2017. P. 106.
- A.7. Liziakin G.D., Gavrikov A.V., Usmanov R.A., Smirnov V.P. The propagation of the electrical potential of the butt-end electrodes in the radiofrequency discharge plasma volume// XXXII International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter. Book of Abstracts. Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia. 2017. P. 422.

- A.8. Мурзаев Я.А., Лизякин Г.Д., Гавриков А.В., Смирнов В.П. «Профиль потенциала плазмы в отражательном разряде с секционными катодами» // 60-ая Научная конференция МФТИ. М. МФТИ. 2017.
- A.9. Liziakin G.D. Gavrikov A.V. Usmanov R.A. Smirnov V.P. Measurement Of The Radial Field Distribution In A Penning Discharge By Isolated Probe // 5th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects. Tomsk, Russia. 2016. P 180.
- A.10. Liziakin G.D. Gavrikov A.V. Usmanov R.A. Smirnov V.P. The parameters affecting the potential of the plasma column in the reflex discharge // XXXI International Conference on Equations of State for Matter. Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia, 2016. P.373.
- A.11. Гавриков А.В., Лизякин Г.Д., Усманов Р.А., Самохин А.А., Смирнов В.П. Зависимость радиального профиля потенциала от величины давления и магнитного поля в отражательном разряде большого размера // XLII Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Сборник тезисов докладов. Звенигород. 2015. С. 208.
- A.12. Liziakin G., Gavrikov A., Smirnov V., Usmanov R., Samokhin A. The sag of the potential in low pressure reflex discharge// The 42nd IEEE International Conference on Plasma Science. Belek, Turkey. 2015. P. 265.
- A.13. Мурзаев. Я.А., Лизякин. Г.Д., Гавриков А.В. Расчет и измерение магнитного поля катушек Гельмгольца. Вычисление траекторий заряженных частиц в цифровой модели плазменного сепаратора. // Тезисы 59-й научной конференции МФТИ. М: МФТИ. 2016.

- А.14. Гавриков А.В., Лизякин Г.Д., Смирнов В.П., Усманов Р.А. Провисание потенциала на оси отражательного разряда в гелии // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2015. Аннотации докладов. М.: НИЯУ МИФИ. 2015. Т. 2. С. 146.
- А.15. Гавриков А.В., Лизякин Г.Д., Смирнов В.П., Усманов Р.А. Вольт-амперная характеристика газового разряда постоянного тока в аксиальном магнитном поле. Влияние давления газа в камере на радиальный профиль распределения потенциала // Труды 57-й научной конференции МФТИ. Проблемы современной физики. М: МФТИ. 2014. С. 109.

Список использованной литературы

- [1] V. A. Zhil'tsov *et al.*, "Plasma separation of the elements applied to nuclear materials handling," *At. Energy*, vol. 101, no. 4, pp. 755–759, 2006.
- [2] T. Ohkawa and R. L. Miller, "Band gap ion mass filter," *Phys. Plasmas*, vol. 9, no. 12, pp. 5116–5120, 2002.
- [3] R. Freeman *et al.*, "Archimedes plasma mass filter," in *AIP Conference Proceedings*, 2003, vol. 694, no. 1, pp. 403–410.
- [4] V. L. Paperny, V. I. Krasov, N. V. Lebedev, and N. V. Astrakchantsev, "Mass separation of a multi-component plasma flow travelling through a magnetic transport system," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 20, no. 3, p. 35005, 2011.
- [5] V. M. Bardakov, S. D. Ivanov, and N. A. Strokin, "Advances and problems in plasma-optical mass-separation," *Phys. Plasmas*, vol. 21, no. 3, p. 33505, 2014.
- [6] Y. V. Kovtun *et al.*, "Study of the parameters of hydrogen-titanium plasma in a pulsed reflective discharge," *Plasma Phys. Reports*, vol. 36, no. 12, pp. 1065–1071, 2010.
- [7] N. A. Vorona, A. V. Gavrikov, A. A. Samokhin, V. P. Smirnov, and Y. S. Khomyakov, "On the Possibility of Reprocessing Spent Nuclear Fuel and Radioactive Waste by Plasma Methods," *Phys. At. Nucl.*, vol. 78, no. 14, pp. 1–7, 2015.
- [8] A. J. Dempster, "A new method of positive ray analysis," *Phys. Rev.*, vol. 11, no. 4, p. 316, 1918.
- [9] B. P. Cluggish *et al.*, "Density profile control in a large diameter, helicon plasma," *Phys. Plasmas*, vol. 12, no. 5, p. 57101, 2005.

- [10] V. P. Smirnov, A. A. Samokhin, N. A. Vorona, and A. V. Gavrikov, “Study of charged particle motion in fields of different configurations for developing the concept of plasma separation of spent nuclear fuel,” *Plasma Phys. Reports*, vol. 39, no. 6, pp. 456–466, 2013.
- [11] M. N. Rosenbluth and A. Simon, “Finite Larmor Radius Equations with Nonuniform Electric Fields and Velocities,” *Phys. Fluids*, vol. 8, no. 7, pp. 1300–1322, 1965.
- [12] A. I. Morozov, *Introduction to Plasma Dynamics*. CRC Press, 2012.
- [13] С. Г. Константинов, О. К. Мыскин, А. Ф. Сорокин, and Ф. А. Цельник, “Разреженная вращающаяся плазма в ловушке с магнитными пробками,” *ЖТФ*, vol. XLI, no. 12, pp. 2527–2533, 1971.
- [14] В. Н. Бочаров *et al.*, “О равновесном состоянии вращающейся плазмы в зеркальной ловушке,” *Физика Плазмы*, vol. 4, no. 3, pp. 488–491, 1978.
- [15] A. A. Bekhtenev, V. I. Volosov, V. E. Pal’chikov, M. S. Pekker, and Y. Yudin, “Problems of a thermonuclear reactor with a rotating plasma,” *Nucl. Fusion*, vol. 20, no. 5, pp. 579–598, 1980.
- [16] T. A. Carter and J. E. Maggs, “Modifications of turbulence and turbulent transport associated with a bias-induced confinement transition in the Large Plasma Device,” *Phys. Plasmas*, vol. 16, no. 1, p. 12304, 2009.
- [17] D. A. Schaffner *et al.*, “Modification of turbulent transport with continuous variation of flow shear in the large plasma device,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, no. 13, p. 135002, 2012.
- [18] Е. И. Солдаткина, П. А. Багрянский, and А. Л. Соломахин, “Влияние радиального профиля электрического потенциала на удержание

- двухкомпонентной плазмы с высоким бета в газодинамической ловушке,” *Физика плазмы*, vol. 34, no. 4, pp. 291–296, 2008.
- [19] A. D. Beklemishev, P. A. Bagryansky, M. S. Chaschin, and E. I. Soldatkina, “Vortex confinement of plasmas in symmetric mirror traps,” *Fusion Sci. Technol.*, vol. 57, no. 4, pp. 351–360, 2010.
- [20] J. E. Maggs, T. A. Carter, and R. J. Taylor, “Transition from Bohm to classical diffusion due to edge rotation of a cylindrical plasma,” *Phys. Plasmas*, vol. 14, no. 5, p. 52507, 2007.
- [21] D. R. Bates, A. E. Kingston, and R. W. P. McWhirter, “Recombination between electrons and atomic ions. I. Optically thin plasmas,” *Proc. R. Soc. London. Ser. A. Math. Phys. Sci.*, pp. 297–312, 1962.
- [22] F. M. Penning, “Ein neues manometer für niedrige gasdrucke, insbesondere zwischen 10⁻³ und 10⁻⁵ mm,” *Physica*, vol. 4, no. 2, pp. 71–75, Feb. 1937.
- [23] E. B. Hooper Jr, “A Review of Reflex and Penning Discharges*,” in *Advances in Electronics and Electron Physics*, vol. Volume 27, L. Marton and M. Claire, Eds. Academic Press, 1970, pp. 295–343.
- [24] В. И. Гапонов, *Электроника. Физические основы. Часть I*. Москва: Гос. изд-во физико-математической литературы, 1960.
- [25] H. M. Mott-Smith and I. Langmuir, “The Theory of Collectors in Gaseous Discharges,” *Phys. Rev.*, vol. 28, no. 4, pp. 727–763, Oct. 1926.
- [26] О. В. Козлов, *Электрический зонд в плазме*. Москва: Атомиздат, 1969.
- [27] M. Hoyaux, R. Lemaitre, and P. Gans, “Theory and probe measurements in a

- magnetic ion source,” *J. Appl. Phys.*, vol. 26, no. 1, pp. 110–112, 1955.
- [28] F. F. Chen, “Radial electric field in a reflex discharge,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 8, no. 6, pp. 234–237, 1962.
- [29] F. Salz, R. G. Meyerand, E. C. Lary, and A. P. Walch, “Electrostatic potential gradients in a penning discharge,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 6, no. 10, pp. 523–525, 1961.
- [30] M. D. Gabovich, O. A. Bartnovskii, and Z. P. Fedorus, “Droop in the Axial Potential of a Discharge with Electron Oscillations in a Magnetic Field,” *Sov. Phys.-Tech. Phys.*, vol. 5, p. 320, 1960.
- [31] J. Ďatlov, J. Musil, and F. Žáček, “Characteristics of a reflex discharge in hydrogen in a magnetic field,” *Czechoslov. J. Phys.*, vol. 18, no. 1, pp. 75–85, 1968.
- [32] J. C. Helmer and R. L. Jepsen, “Electrical Characteristics of a Penning Discharge,” *Proc. IRE*, vol. 49, no. 12, pp. 1920–1925, 1961.
- [33] P. Rohwer, H. Baumann, K. Bethge, and W. Schütze, “Ion energy analysis of a penning ion source using a high resolution mass spectrometer,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res.*, vol. 204, no. 1, pp. 245–248, 1982.
- [34] P. Rohwer, H. Baumann, W. Schütze, and K. Bethge, “Studies of the center potential in a penning discharge,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res.*, vol. 211, no. 2–3, pp. 543–546, 1983.
- [35] D. G. Dow, “Electron-beam probing of a penning discharge,” *J. Appl. Phys.*, vol. 34, no. 8, pp. 2395–2400, 1963.
- [36] G. X. Kambic, “Determination Of The Radial Potential Profile In The Modified Penning Discharge With A Heavy Ion Beam Probe,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 4,

- no. 1, pp. 1–5, 1976.
- [37] F. C. Jobses and R. L. Hickok, “A direct measurement of plasma space potential,” *Nucl. Fusion*, vol. 10, no. 2, p. 195, 1970.
- [38] J. C. Hosea, F. C. Jobses, R. L. Hickok, and A. N. Dellis, “Rotation and structure of low-frequency oscillations inside the ST-tokamak plasma,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 30, no. 18, p. 839, 1973.
- [39] W. Knauer and M. A. Lutz, “Measurement of the radial field distribution in a penning discharge by means of the stark effect,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 2, no. 6, pp. 109–111, 1963.
- [40] G. F. Abdrashitov, A. V. Beloborodov, V. I. Volosov, V. V. Kubarev, Y. S. Popov, and Y. N. Yudin, “Hot rotating plasma in the PSP-2 experiment,” *Nucl. Fusion*, vol. 31, no. 7, p. 1275, 1991.
- [41] В. И. Волосов, В. В. Деменев, А. Г. Стешов, and И. Н. Чуркин, “Структура электрических полей в ловушке с вращающейся плазмой,” *Прикладная физика*, vol. 4, pp. 22–28, 2000.
- [42] I. H. Hutchinson, “Ion collection by probes in strong magnetic fields with plasma flow,” *Phys. Rev. A*, vol. 37, no. 11, p. 4358, 1988.
- [43] E. Del Bosco, S. W. Simpson, R. S. Dallaqua, and A. Montes, “Speed of rotation in a vacuum arc centrifuge,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 24, no. 11, p. 2008, 1991.
- [44] С. Г. Константинов and Ф. А. Цельник, “О распределении электрического потенциала в замагниченной плазме,” *ЖТФ*, vol. XLI, no. 3, pp. 493–496, 1971.
- [45] W. Knauer and M. A. Lutz, “Measurement of the radial field distribution in a penning

- discharge by means of the stark effect,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 2, no. 6, pp. 109–111, 1963.
- [46] G. D. Liziakin, A. V. Gavrikov, Y. A. Murzaev, R. A. Usmanov, and V. P. Smirnov, “Parameters influencing plasma column potential in a reflex discharge,” *Phys. Plasmas*, vol. 23, no. 12, p. 123502, 2016.
- [47] L. Danielsson, “Review of the critical velocity of gas-plasma interaction,” *Astrophys. Space Sci.*, vol. 24, no. 2, pp. 459–485, 1973.
- [48] B. Lehnert, “Rotating plasmas,” *Nucl. Fusion*, vol. 11, no. 5, p. 485, 1971.
- [49] B. Lehnert, “On the possibilities of plasmas rotating at super-critical velocities,” *Phys. Scr.*, vol. 9, no. 3, p. 189, 1974.
- [50] A. A. Бехтенов and В. И. Волосов, “О формировании радиальных электрических полей во вращающейся плазме,” *ЖТФ*, vol. 48, no. 8, pp. 1657–1662, 1978.
- [51] V. I. Volosov and M. S. Pekker, “Longitudinal plasma confinement in a centrifugal trap,” *Nucl. Fusion*, vol. 21, no. 10, p. 1275, 1981.
- [52] I. N. Churkin, V. I. Volosov, and A. G. Steshov, “Universal metal ion source,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 69, no. 2, pp. 822–824, 1998.
- [53] W. Gekelman, H. Pfister, Z. Lucky, J. Bamber, D. Leneman, and J. Maggs, “Design, construction, and properties of the large plasma research device- The LAPD at UCLA,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 62, no. 12, pp. 2875–2883, 1991.
- [54] W. Horton, J. C. Perez, T. Carter, and R. Bengtson, “Vorticity probes and the characterization of vortices in the Kelvin--Helmholtz instability in the large plasma device experiment,” *Phys. Plasmas*, vol. 12, no. 2, p. 22303, 2005.

- [55] W. E. Amatucci *et al.*, “Plasma response to strongly sheared flow,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, no. 10, p. 1978, 1996.
- [56] E. A. Kral’kina, “Low-pressure radio-frequency inductive discharge and possibilities of optimizing inductive plasma sources,” *Physics-Uspekhi*, vol. 51, no. 5, p. 493, 2008.
- [57] G. Liziakin and R. Usmanov, “Current-voltage Characteristics of the high Pressure Reflex Discharge in Helium,” *Phys. Procedia*, vol. 71, pp. 138–141, 2015.
- [58] Y. P. Raizer, V. I. Kisin, and J. E. Allen, *Gas Discharge Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 2011.
- [59] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of plasma discharges and materials processing*. John Wiley & Sons, 2005.
- [60] J. Backus, “Studies of Cold Cathode Discharges in Magnetic Fields,” *J. Appl. Phys.*, vol. 30, no. 12, pp. 1866–1869, 1959.
- [61] F. Klan, “Rotational Instability and Cyclotron Harmonic Radiation of a Cold Cathode Reflex Discharge,” *Proc. Intern. Conf Ioniz. Phenom. Gases, 8th*, p. 190, 1967.
- [62] L. V Dubovoi and P. G. Popov, “Stabilization of a Powerful Penning Discharge by a Radially-increasing Magnetic Field,” *Sov. J. Exp. Theor. Phys.*, vol. 22, p. 19, 1966.
- [63] A. Samokhin, A. Gavrikov, G. Liziakin, R. Usmanov, and V. Smirnov, “Experiment and Numerical Simulation of Peculiarities in the Development of Helium DC Discharge in Reflex Geometry,” *Plasma Fusion Res.*, vol. 11, p. 1401116, 2016.
- [64] J. D. Gow and J. S. Foster, “A High-Intensity Pulsed Ion Source,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 24, no. 8, pp. 606–610, 1953.

- [65] J. Backus, “Theory and Operation of a Phillips Ionization Gauge Type Discharge,” *Transuranium Elem. Res. Pap. (McGraw-Hill B. Company, Inc., New York, 1949)*, 1949.
- [66] W. Schuurman, “Investigation of a low pressure penning discharge,” *Physica*, vol. 36, no. 1, pp. 136–160, 1967.
- [67] G. Liziakin, A. Gavrikov, R. Usmanov, R. Timirkhanov, and V. Smirnov, “Electric potential profile created by end electrodes in a magnetized rf discharge plasma,” *AIP Adv.*, vol. 7, no. 12, 2017.
- [68] G. D. Liziakin, A. V. Gavrikov, R. A. Usmanov, and V. P. Smirnov, “Propagation of the end-face electrodes potential in the plasma volume of rf discharge,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 1, no. 1, p. 1, 2018.
- [69] R. S. Dallaqua, E. Del Bosco, R. P. da Silva, and S. W. Simpson, “Langmuir probe measurements in a vacuum arc plasma centrifuge,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 26, no. 3, pp. 1044–1051, 1998.
- [70] R. M. Patrick and E. R. Pugh, “Experimental and Theoretical Study of Magnetohydrodynamic Ionizing Fronts,” *Phys. Fluids*, vol. 8, no. 4, pp. 636–644, 1965.
- [71] D. A. Baker, J. E. Hammel, and F. L. Ribe, “Rotating plasma experiments. i. hydromagnetic properties,” *Phys. Fluids*, vol. 4, no. 12, pp. 1534–1548, 1961.