ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ НАУЧНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
«ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
ИМ. А.В. ГАПОНОВА-ГРЕХОВА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

На правах рукописи

Выбин Сергей Сергеевич

Электронно-циклотронный резонансный разряд в непрерывном режиме горения для получения интенсивных протонных пучков

Специальность 1.3.9 — Физика плазмы

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Скалыга Вадим Александрович

Нижний Новгород — 2026

Содержание

Введение **4**

Глава 1. Исследование параметров электронно-циклотронного резонансного разряда в непрерывном режиме горения с высоким удельным энерговкладом **20**

1.1. Описание экспериментальной установки GISMO 20

1.2. Исследование эффективности согласования микроволнового излучения с плазмой . 28

1.3. Исследование параметров плазмы 31

1.4. Численное моделирование параметров электронно-циклотронного резонансного разряда в водороде с высокой плотностью 48

1.5. Результаты главы 57

Глава 2. Формирование интенсивных ионных пучков из плазмы электронно-циклотронного резонансного разряда с высокой плотностью **58**

2.1. Методы формирования ионных пучков 58

2.2. Формирование ионных пучков из плазмы ЭЦР разряда в водороде на стенде SMIS 37 71

2.2.1. Описание экспериментальной установки 71

2.2.2. Результаты эксперимента 74

2.3. Формирование ионных пучков из плазмы ЭЦР разряда в водороде на стенде GISMO 82

2.3.1. Исследование параметров ионных пучков в непрерывном режиме горения разряда 82

2.3.2. Измерения степени компенсации объемного заряда ионного пучка 90

2.3.3. Измерения эмиттанса протонного пучка 93

2.4. Результаты главы 98

Глава 3. Протонный инжектор для проекта КИН DARIA на основе ЭЦР ионного источника GISMO **100**

3.1. Постановка задачи 100

3.2. Импульсный режим работы источника GISMO 103
3.3. Оптимизация условий горения разряда и системы формирования ионного пучка . . . 105
3.4. Исследования состава и эмиттанса ионного пучка в оптимальном режиме 108
3.5. Получение импульсов тока пучка с требуемой временной структурой 111
3.6. Модернизация магнитной системы удержания плазмы 112
3.7. Результаты главы 114

Заключение **115**

Список литературы **117**

Список публикаций автора по теме диссертации **128**

Введение

Актуальность темы

В настоящее время источники плазмы имеют множество различных применений как прикладной, так и фундаментальной направленности. Среди них можно выделить следующие [1–4]: микроэлектроника (травление, напыление, очистка поверхностей, ионная имплантация и другие), ядерная физика (плазменные источники ионов, в том числе и многозарядных, для инжекции в ускорители заряженных частиц), нагрев плазмы в термоядерных установках (инжекторы нейтральных частиц), создание источников излучения (ультрафиолетового, мягкого и жесткого рентгеновского), лабораторное моделирование астрофизических процессов.

Одно из наиболее интересных приложений плазменных источников ионов связано с разработкой нейтронных генераторов на базе ускорителей частиц различного типа, что является экологически более чистой альтернативой ядерным реакторам. Среди нейтронных генераторов можно выделить наиболее интенсивные источники, использующие реакцию каскадно-испарительного типа [5]. Установки такого типа (LANSCE – Los Alamos Neutron Science Center, США [6], ISIS Neutron and Muon Source, Великобритания [7], SNS – Spallation Neutron Source, США [8], ESS – European Spallation Source, Швеция [9], J-PARC – Japan Proton Accelerator Research Complex, Япония [10], CSNS – China Spallation Neutron Source, Китай [11]) являются одними из крупнейших ускорителей, что накладывает определенные ограничения на доступность данных установок для исследований. Альтернативой для таких установок являются менее интенсивные и более компактные нейтронные источники на основе линейных ускорителей меньших энергий [12]. В качестве примера можно привести следующие проекты: IFMIF – International Fusion Materials Irradiation Facility, Япония [13], SARAF – Soreq Applied Research Accelerator Facility, Израиль [14], FRANZ – Frankfurt Neutron Source at the Stern-Gerlach-Zentrum, Германия [15,16], MUNES – Multidisciplinary Neutron Source, Италия [17], DARIA – Dedicated to Academic Research and Industrial Applications, Россия [18], а также источник на основе тандемного ускорителя [19], разработанный в Институте ядерной физики СО РАН. Еще более компактный (и менее интенсивный) источник нейтронов

можно получить за счет использования реакций $D - D$ или $D - T$ синтеза при бомбардировке мишеней, содержащих дейтерий или тритий, ускоренным пучков ионов дейтерия [20, 21].

Основной путь дальнейшего совершенствования всех подобных генераторов, то есть повышение интенсивности нейтронных потоков, связан с поиском возможностей увеличения тока инжектированного в ускорители пучка ионов без потери качества.

Задача формирования (получения) пучков ионов со все большим током имеет долгую историю развития. Для этих целей использовалась плазма разрядов самых разных типов [22]. Ионные источники на основа электронно-циклотронного резонансного (ЭЦР) разряда [3] обладают сочетанием характеристик, обеспечивающих их широкое распространение. Плазма поддерживается в магнитной ловушке при низких давлениях газа электромагнитной волной, энергия которой поглощается электронами в условиях электронно-циклотронного резонанса. Реализуется неравновесный разряд с высокой температурой электронов и низкой температурой ионов. За счет высокой вкладываемой мощности (на уровне 1 кВт – 100 кВт) при небольшом объеме плазмы (порядка 100 см^3) возможно реализовать разряд с высоким удельным энерговкладом и получить плазму с высокой степенью ионизации. Следствием большого энерговклада является высокий поток плазмы из ловушки (на уровне 1 А см$^{-2}$), что позволяет формировать сильноточные ионные пучки. Для поддержания разряда не требуются электроды, что обеспечивает большой ресурс установки. Есть возможность работы не только в импульсном, но и в непрерывном режиме горения разряда в зависимости от требований к установке. Разряд поддерживается при низком давлении напускаемого газа (10^{-6} Торр – 10^{-4} Торр), что упрощает согласование фоновых давлений в инжекторе и в ускорителе, в котором остаточное давление может достигать 10^{-6} Торр и ниже.

Есть источники, в которых плазма поддерживается путем нагрева электронов излучением радиочастотного диапазона (обычно с частотой от 0.1 МГц до 30 МГц) [23, 24] — это источники ионов на основе высокочастотного (ВЧ) разряда. Электроны колеблются в переменном электрическом поле и могут набирать энергию за счет столкновений с напускаемым газом. На основе ВЧ разряда можно построить крупномасштабные установки. Поэтому разряд данного типа активно применяется при создании инжекторов нейтральных частиц для установок термоядерного синтеза. В индукционном ВЧ разряде так же как и в ЭЦР ионных источниках отсутствуют электроды для поддержания разряда. Однако в ВЧ источниках используется большее давление напускаемого газа, что приводит к образованию более холодной плазмы с меньшей степенью ионизации. Примером использования ВЧ разряда для получения пучков ионов водорода с последующей их нейтрализацией для нагрева плазмы атомарными пучками служит ионный источник, разработанный в Институте ядерной физики СО РАН [25]. Был получен ВЧ разряд с долей ионов H^+, H_2^+ и H_3^+ соответственно 70%, 20% и 10%. Широкоапертурный ионный пучок имел ток более 40 А

при энергии частиц 40 кэВ в квазистационарном режиме работы с длительностью импульса 1 с. Плотность потока плазмы в экстракторе составила около 300 мА см$^{-2}$.

Распространены ионные источники на основе пеннинговского разряда [26, 27]. В них разрядная камера представляет собой полый цилиндрический анод, с торцов которого расположены катоды. Электроны внутри источника осциллируют между катодами, приобретая высокую энергию. Наличие продольного магнитного поля улучшает удержание электронов в поперечном направлении, увеличивая их время жизни, что способствует повышению эффективности ионизации. От анода к катоду течет разрядный ток, который может достигать десятков ампер. В таких режимах работы плотность тока извлекаемого из плазмы ионного пучка может достигать сотен мА см$^{-2}$ [27]. Однако, в этом случае работа ионного источника принципиально импульсная из-за трудностей с охлаждением электродов. Небольшой размер ионного источника позволяет удобно применять его в составе ускорителей заряженных частиц.

Ионные источники на основе лазерной искры [28] могут также рассматриваться в качестве инжекторов ионов в ускорители. В них лазерное излучение попадает на твердотельную мишень, образуется плотная, расширяющаяся плазма, из которой можно извлекать ионы. Преимуществом ионного источника данного типа является наибольший среди рассматриваемых вариантов источников удельный энерговклад за счет малого объема плазмы и высокой интенсивности лазерного излучения. Недостатком плазменного генератора данного типа применительно к использованию в ионных источниках является сравнительно высокий разброс ионов по начальным энергиям. Ведутся исследования по инжекции потока лазерной плазмы непосредственно в линейный ускоритель без предварительного ускорения в системе извлечения ионного пучка [29]. Источники ионов на основе лазерной искры работают только в импульсных режимах с малой длительностью импульса.

Дуоплазматроны также используются в качестве плазменных генераторов для источников ионов [30–32]. Они способны формировать плотные потоки плазмы (плотность тока формируемого пучка достигает сотен мА см$^{-2}$), имеют относительно простую конструкцию и сравнительно недорогие. Однако, их возможности по непрерывной работе ограничены сроком службы катода. Распыление материала катода приводит к образованию примесей в плазме. В качестве примера применения дугового разряда с холодным катодом для получения пучков ионов водорода можно привести установку, разработанную в Институте ядерной физики СО РАН. Она использовалась для инжекции широкоапертурных (с поперечными размерами порядка 10 см) атомарных пучков в амбиполярную ловушку АМБАЛ-М [33]. Плотность потока плазмы в экстракторе достигала 300 мА см$^{-2}$ при энергии частиц 30 кэВ и длительности импульса 0.1 с.

Рассмотрим подробнее группу ЭЦР ионных источников. Ионные источники на основе ЭЦР

разряда, поддерживаемого излучением на частоте 2.45 ГГц [34–37], широко применяются в качестве инжекторов легких ионов в ускорители. Это обусловлено возможностью получения сильноточных ионных пучков высокого качества при сравнительно небольших затратах. Также стоит отметить относительную простоту конструкции таких источников и доступность отдельных компонентов установки. Характеристики некоторых передовых 2.45 ГГц ЭЦР ионных источников представлены в таблице 1.

Проект ускорителя	Ионный источник	Разработчики ионного источника	Ток пучка (вид иона)	Энергия	Эмиттанс (ср. кв. норм.)
IFMIF	SILHI	CEA Saclay (Франция)	125 мА (D^+)	100 кэВ	$0.2\ \pi$ мм мрад
ESS	PS-ESS	INFN (Италия)	75 мА (H^+)	75 кэВ	$0.18\ \pi$ мм мрад
FAIR	SILHI	CEA Saclay (Франция)	100 мА (H^+)	95 кэВ	$0.25\ \pi$ мм мрад
PKUNIFTY	PMECR	Peking University (Китай)	83 мА (D^+)	50 кэВ	$0.18\ \pi$ мм мрад
-	PMECR	Peking University (Китай)	100 мА (H^+)	50 кэВ	$0.13\ \pi$ мм мрад

Таблица 1: Параметры формируемых пучков ионов, получаемых на различных 2.45 ГГц ЭЦР ионных источниках.

Плотность тока ионного пучка на указанных установках достигает сотен мА см$^{-2}$. В этих случаях для получения пучков с током порядка 100 мА используют системы формирования пучка с большим размером отверстия в плазменном электроде (порядка 1 см). Это усложняет формирование ионных пучков высокого качества. В рассмотренных ионных источниках используется излучение с мощностью до 2 кВт, а уровень удельного энерговклада достигает 10 Вт см$^{-3}$, что определяется размером плазменной камеры, который не может быть значительно меньше длины волны излучения в вакууме, приблизительно равной 12 см. Характерная доля атомарных ионов в пучке составляет $80\% - 90\%$, что вынуждает использовать магнитную сепарацию ионов требуемого сорта. Это приводит к ухудшению качества ионного пучка на входе в ускоритель. В ранних экспериментах по формированию ионных пучков на 2.45 ГГц ЭЦР ионных источниках плотность тока пучка ограничивалась из-за сравнительно низкой концентрации плазмы, не превышающей критическое значение для случая изотропной плазмы (приблизительно равное $7 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$ для частоты излучения 2.45 ГГц). В настоящее время ведутся исследования по обходу этого ограничения, связанные с получением закритической плазмы. Например, группа ученых из Италии занимается исследованием возможностей получения плазмы с концентрацией выше критической путем конверсии греющей электромагнитной волны в плазменную Бернштейновскую волну [38], которая не имеет отсечки по концентрации и может свободно распространяться в плазме, поглощаясь в зоне ЭЦР. Были проведены эксперименты, которые показали четырехкратное превышение концентрации плазмы над критическим значением. Другой путь повышения концентрации плазмы предложен группой китайских ученых [39]. Этот подход основан на нагреве плазмы по-

верхностной волной, образующейся на границе плазма-диэлектрик. Излучение поступает в разрядную камеру через диэлектрическое окно, расположенное на одном из ее торцов. Магнитная система устроена таким образом, чтобы зона ЭЦР располагалась вблизи диэлектрического окна. И хотя электромагнитная волна не распространяется внутри разрядной камеры, удается обеспечить эффективное поглощение энергии ослабленной из-за скин-эффекта волны приповерхностной плазмой. Таким образом, возможно получение плазмы с концентрацией выше критической.

Развитие ЭЦР источников ионов связано с применением все более высокочастотного и все более мощного микроволнового излучения [3]. И по сей день этот путь модернизации источников является основным, уже существуют и функционируют 4 поколения ЭЦР ионных источников [40]. Для удержания плазмы применяются различные конфигурации магнитного поля (многокасповая [41], min-B в конфигурации с гексаполем [42], min-B в конфигурации бейсбол [43], простой пробкотрон [44], пробкотрон с объемной резонансной зоной [45], касп [46]). Одним из перспективных способов увеличения тока ионных пучков является использование в качестве основы разряда, поддерживаемого в открытых магнитных ловушках в условиях электронно-циклотронного резонанса мощным микроволновым излучением современных гиротронов. Такой ЭЦР разряд позволяет получать плазму с уникальными параметрами – высокой плотностью (порядка 10^{13} см$^{-3}$ – 10^{14} см$^{-3}$ [47]) и температурой электронов (в диапазоне 10 эВ – 50 эВ), что обеспечивает рекордные плотности потока ионов из ловушки на уровне 10 А см$^{-2}$ [48].

За счет повышения рабочего давления газа и удельного энерговклада в разряд удалось реализовать квазигазодинамический режим удержания плазмы [49]. Он отличается от классического бесстолкновительного меньшим временем жизни разряда и большей плотностью потока плазмы, вытекающей из ловушки.

Квазигазодинамический режим удержания достигается в открытой магнитной ловушке в случае, когда концентрация плазмы достаточно велика и заметную роль в динамике электронов играют кулоновские столкновения. За счет них обеспечивается высокий поток электронов в конус потерь в пространстве скоростей и, следовательно, электроны часто покидают ловушку. Ионный поток, в свою очередь, ограничивается ионно-звуковой скоростью в пробке магнитной ловушки. Следовательно, в условиях, когда движение электронов вдоль силовых линий магнитного поля ничем не ограничивается, потери ионов не могут компенсировать потери электронов. Поэтому плазма приобретает положительный заряд, формируется амбиполярный потенциал, тормозящий электроны и снижающий их поток до тех пор, пока он не сравняется с ионным и не обеспечится условие квазинейтральности потерь из плазмы. При этом конус потерь оказывается заполненным, а вдоль оси ловушки электроны удерживаются электрическим полем.

ЭЦР ионные источники с квазигазодинамическим режимом удержания были предложены и

реализованы в ИПФ РАН. В Институте разработаны две экспериментальные установки. Первая из них – SMIS 37 [48, 50] (Simple Mirror Ion Source), предназначеная для исследования возможности формирования импульсных интенсивных пучков ионов из плазмы разряда, поддерживаемого в простой зеркальной магнитной ловушке мощным микроволновым излучением гиротрона с частотой 37.5 ГГц, мощностью до 100 кВт и длительностью импульса 1 мс. На установке SMIS 37 был получен протонный пучок с током 500 мА высокого качества [21], что существенно превосходит характеристики ЭЦР ионных источников с нагревом на частоте 2.45 ГГц.

Вторая установка – GISMO [51] (Gasdynamic Ion Source for Multipurpose Operation) имеет возможности работы в непрерывном режиме. Магнитная ловушка последней создается постоянными магнитами [52]. Плазма поддерживается микроволновым излучением гиротрона на частоте 28 ГГц с мощностью до 10 кВт. Установка GISMO появилась сравнительно недавно. Она создавалась в рамках данной диссертационной работы. Плазма, полученная на этой установке, является предметом исследований, описанных в данной работе.

Дальнейшее совершенствование работы ЭЦР источников с квазигазодинамическим режимом удержания связано с поиском методов повышения удельного энерговклада в плазму, что может обеспечить оптимальные условия для формирования пучков ионов лучшего качества (уменьшения эмиттанса и повышения чистоты ионного состава пучков) и увеличения тока ионных пучков.

Отдельно необходимо отметить, что формирование качественных ионных пучков из плотных потоков плазмы является сложной задачей, требующей разработок новых систем экстракции с использованием более сильных электрических полей.

Одним из факторов, влияющих на качество формируемого пучка с высокой плотностью тока, является его объемный заряд в межэлектродном пространстве. Увеличение ускоряющего электрического поля приводит к его снижению. Повышение ускоряющего электрического поля путем сближения электродов и увеличения ускоряющего напряжения имеет предел, определяемый электрическим пробоем в межэлектродном пространстве. Ионный пучок имеет высокий объемный заряд на начальном этапе ускорения в области, где ионы имеют небольшую энергию. Именно в этом месте нужно усиливать ускоряющее электрическое поле.

В ходе данной диссертационной работы была предложена новая система формирования ионного пучка, характеризующаяся неоднородным электрическим полем, усиленным вблизи плазменного электрода. При создании такого распределения поля применяется плазменный электрод специальной формы (отличной от традиционной плоской и Пирсовой геометрии), имеющий вытянутую в продольном направлении часть. В такой конфигурации ионы быстрее ускоряются, что способствует уменьшению объемного заряда пучка и упрощению формирования интенсивных

ионных пучков. Также в новой геометрии возможно использовать вытягивающий электрод (пуллер) с большой апертурой (в несколько раз больше апертуры плазменного электрода), что позволяет отдалить электрод от пучка и практически исключить поток ионов на него.

Цели и задачи исследования

Целями диссертационной работы являются: экспериментальное исследование характеристик неравновесного ЭЦР разряда в водороде в непрерывном режиме горения в открытой магнитной ловушке при повышенном (по сравнению с ЭЦР ионными источниками с нагревом на частоте 2.45 ГГц) удельном энерговкладе; поиск оптимальных параметров разряда для получения плазмы в водороде с предельно высокой степенью ионизации и диссоциации; поиск новых способов формирования сильноточных протонных пучков.

Задачи исследования заключались в следующем.

1. Поиск путей увеличения удельного энерговклада в плазму ЭЦР разряда в непрерывном режиме.

2. Исследование параметров водородной плазмы ЭЦР разряда, поддерживаемого в непрерывном режиме в открытой магнитной ловушке излучением гиротрона миллиметрового диапазона длин волн при высоких уровнях удельного энерговклада в зависимости от мощности микроволнового излучения, давления напускаемого газа, размеров разрядной камеры.

3. Разработка электродов системы экстракции ионного пучка, обеспечивающих эффективное извлечение ионного пучка из плазмы с плотностью тока порядка 1 А $см^{-2}$.

4. Исследование характеристик протонных пучков, извлекаемых из плазмы ЭЦР разряда; поиск оптимальных режимов работы ионного источника с точки зрения тока, качества и чистоты протонного пучка.

5. Разработка прототипа импульсного источника протонов для проекта компактного источника нейтронов DARIA.

Научная новизна исследования

Использование для поддержания ЭЦР разряда в магнитной ловушке с объемом плазмы около 50 $см^3$ в непрерывном режиме работы микроволнового излучения гиротрона с частотой 28 ГГц и

мощностью до 10 кВт позволило получить плазму с рекордным уровнем удельного энерговклада (порядка 100 Вт см$^{-3}$). Исследований ЭЦР источников ионов в непрерывном режиме горения разряда с таким уровнем энерговклада ранее не проводилось.

Предложена новая система формирования интенсивных ионных пучков из плазмы, характеризующаяся применением электродов специальной формы. Из-за вытянутой формы плазменного электрода, имеющего заострение на конце, создается неоднородное электрическое поле, которое благоприятно влияет на возможности системы экстракции по формированию интенсивных ионных пучков.

Практическая значимость

Естественный путь повышения эффективности работы нейтронных генераторов связан с увеличением тока пучка ионов на нейтронообразующей мишени. При этом необходимо поддерживать качество ионного пучка на выходе из инжектора на высоком уровне, чтобы обеспечить его минимальные потери при ускорении. В данной работе исследуется разряд, предназначенный для получения интенсивных протонных пучков высокого качества. Разработана новая система формирования интенсивных ионных пучков из плазмы, характеризующаяся использованием электродов, формирующих неоднородное электрическое поле, которая обеспечивает более эффективное формирование сильноточных ионных пучков при умеренном ускоряющем напряжении. С использованием новой системы экстракции удалось получить протонные пучки с током около 140 мА при энергии около 40 кэВ, что удовлетворяет требованиям современных проектов источников нейтронов. Результаты исследования являются актуальными для институтов, разрабатывающих и эксплуатирующих протонные ускорители. Конструкция ионного источника GISMO была оптимизирована для применения в качестве протонного инжектора для компактного источника нейтронов DARIA, разрабатываемого в России.

Апробация и публикация результатов исследования

Результаты выполненных исследований обсуждались на научных семинарах в Институте прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН. Они докладывались на всероссийских и международных конференциях, в том числе на 19-ой научной школе «Нелинейные волны – 2020» (Нижний Новгород, 2020), на 24-ом международном совещании по ЭЦР источникам ионов (International Workshop on ECR Ion Sources, 2020), на 19-й международной конференции по ионным источникам (International Conference on Ion Sources, 2021), на международной Звенигородской кон-

ференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (Звенигород, 2022, 2023, 2026), на международной конференции ФизикА.СПб (Санкт-Петербург, 2023, 2024), на симпозиуме по ионным источникам, плазме и гиротронам (Symposium on Ion Sources, Plasmas and Gyrotrons, Чэнду, Китай, 2025), на Курчатовском форуме «Исследования с применением синхротронного излучения, нейтронов и электронов» (Москва, 2025).

Результаты работы были изложены в ведущих российских и зарубежных высокорейтинговых научных журналах: «Письма в журнал технической физики», «Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования», «Plasma Sources Science and Technology», «Physics of Plasmas». На основании работ, представленных в диссертации, был получен 1 патент на изобретение.

Список публикаций по теме диссертации приведен ниже.

1A. Polyakov A.V., Izotov I.V., Skalyga V.A. et al. Probe experiment on basic plasma parameter investigation in a quasi-gasdynamic ion source GISMO // Physics of Plasmas, 30 (4), 043519 (2023)

2A. Vybin S. S., Izotov I. V., Golubev S. V. et al. Pure proton beams production using dense ECR plasma // Physics of Plasmas, 33 (3), 033508 (2026)

3A. Скалыга В.А., Изотов И.В., Выбин С.С. и др. Применение плотной плазмы электронно-циклотронного резонансного разряда для генерации положительных и отрицательных ионов водорода // Письма в журнал технической физики, 49 (24), 35 (2023)

4A. Vybin S.S., Skalyga V.A., Izotov I.V. High current ion beam formation with strongly inhomogeneous electrostatic field // Plasma Sources Science and Technology. 29 (11), 11LT02 (2020)

5A. Vybin S.S., Skalyga V.A., Izotov I.V. et al. Experiments on intense ion beam formation with an inhomogeneous electric field // Plasma Sources Science and Technology. 30 (11), 125008 (2021)

6A. Патент RU 2726143 C1. Источник интенсивных пучков ионов на основе плазмы ЭЦР разряда, удерживаемой в открытой магнитной ловушке / Выбин С. С., Изотов И.В., Сидоров А.В. и др. Заявл. 26.12.2019. Опубл. 09.07.2020.

7A. Skalyga V.A., Izotov I.V., Vybin S.S. et al. Design of the Proton Injector for Compact Neutron Source DARIA // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 16 (3), 427-433 (2022)

8A. Выбин С.С., Изотов И.В., Миронов Е.А. и др. Оптимизация систем протонного инжектора компактного нейтронного источника DARIA // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, №7, стр. 4-19 (2023)

9A. Vybin S. S., Izotov I. V., Skalyga V. A. et al. Ion Beam Emittance Measurements of Proton Injector for Compact Neutron Source DARIA // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 18, 1615-1622 (2024)

10A. Vybin S. S., Bokhanov A. F., Izotov I. V. et al. Pulsed proton injector for compact neutron source DARIA // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1091, 171735 (2026)

Личный вклад автора

Основные результаты, представленные в диссертации, получены либо лично автором, либо при его непосредственном участии. Вклад соискателя состоял в проведении экспериментов по исследованию параметров водородной плазмы ЭЦР разряда, а также характеристик получаемых ионных пучков. При участии автора проводилась адаптация ионного источника GISMO для работы в качестве протонного инжектора в составе ускорителя компактного источника нейтронов DARIA. Автором лично была предложена новая система формирования ионного пучка, а также разработаны соответствующие системы экстракции. Автором проводились теоретические исследования динамики плазменных процессов ЭЦР разряда. Экспериментальные исследования проводились в составе группы ученых и инженеров, обеспечивающих работу ионного источника. Обработка результатов экспериментов проводилась автором лично. Постановка задач, обсуждение и интерпретация результатов проводилась совместно с научным руководителем и соавторами.

Положения, выносимые на защиту

1. Использование мощного электромагнитного излучения миллиметрового диапазона длин волн для создания ЭЦР разряда в водороде в открытой осесимметричной магнитной ловушке обеспечило возможность поддержания плазмы в непрерывном режиме горения с удельным энерговкладом порядка 100 Вт см$^{-3}$, превышающим аналоги более чем на порядок; плазма такого разряда обеспечивает плотность потока ионов водорода в пробке магнитной ловушки более 1 А см$^{-2}$ при предельно малой доле молекулярных ионов (99.9% H^+, 0.1% H_2^+).

2. Разработанная оригинальная система формирования пучка ионов с неоднородным распределением электрического поля в межэлектродном пространстве позволяет существенно снизить влияние объемного заряда на качество экстрагируемого пучка (повышается эффективность

формирования пучка) и формировать протонные пучки с рекордной плотностью тока до 1.15 А $см^{-2}$.

3. Инжектор протонов на основе ЭЦР разряда, поддерживаемого микроволновым излучением гиротронов, обеспечивает формирование импульсных протонных пучков с током 140 мА, длительностью импульсов на уровне 100 мкс, с частотой следования 100 Гц, содержанием атомарных ионов 99%, что полностью соответствует требованиям проекта российского компактного нейтронного источника на основе линейного ускорителя DARIA.

Краткое содержание диссертации

Во **введении** обоснована актуальность темы исследования, определены цели и задачи работы, указаны научная новизна и практическая значимость полученных результатов, определены положения, выносимые на защиту, а также кратко изложено содержание диссертационной работы.

В **первой главе** приведены результаты исследования параметров непрерывного ЭЦР разряда с высоким удельным энерговкладом и определена степень согласованности СВЧ излучения с плазмой.

В **разделе** 1.1 описывается экспериментальная установка GISMO, включающая в себя гиротрон, разрядную камеру, магнитную ловушку, создаваемую постоянными магнитами, систему формирования ионного пучка и средства диагностики плазмы и пучка. Отмечено, что в такой ловушке есть касп, после которого формируется неоднородное магнитное поле, фокусирующее ионный пучок. В ходе первых экспериментов был обнаружен паразитный разряд в скрещенных полях между плазменной камерой и вытягивающим электродом при подаче высокого напряжения на экстрактор. Он был подавлен путем использования диэлектрической вставки в расширитель плазменной камеры. Приводится описание магнитной линзы, необходимой для управления углом расходимости ионного пучка. Она нужна для эффективного формирования сильноточных слабо расходящихся протонных пучков. В **разделе** 1.2 проводится экспериментальное исследование эффективности согласования микроволнового излучения с плазмой. Для этого определялась поглощенная плазмой мощность СВЧ излучения калориметрическим методом путем измерения разности температур охлаждающей жидкости (воды) на входе и выходе из плазменной камеры при известном ее потоке. Было установлено, что при давлении напускаемого газа более 0.16 мТорр плазма поглощает приблизительно 50% – 60% от вкладываемой мощности вне зависимости от условий горения разряда (мощности вводимого излучения, давления напускаемого газа). При низких давлениях отчетливо проявляются вариации коэффициента поглощения в зависимости от

длины разрядной камеры с периодом, соответствующим расстоянию между пучностями образовавшейся стоячей волны в разрядной камере. При повышении давления указанная зависимость пропадает. В **разделе** 1.3 приводятся результаты исследования зависимости параметров плазмы от различных условий горения разряда. Измерение электронной температуры, плотности и потенциала плазмы в ловушке производилось с помощью электрического зонда Ленгмюра. Разработан способ вычисления указанных параметров плазмы в квазигазодинамическом режиме удержания по вольт-амперной характеристике зонда, расположенного снаружи ловушки на ее оси симметрии. Экспериментально показано, что двухтемпературная (бимаксвелловская) функция распределения реализуется при высоких давлениях напускаемого газа (более 0.16 мТорр). При давлении напускаемого газа 0.3 мТорр температура холодной компоненты электронов составляет 10 эВ, а температура горячей фракции – около 30 эВ. Доля горячих электронов невелика – она на 2 порядка меньше доли холодной фракции. Зависимость концентрации плазмы от длины разрядной камеры наиболее сильно выражена при малых давлениях (0.16 мТорр), а при высоких (0.4 мТорр) она менее выражена. На основании зондовых измерений возможно определить насколько эффективно поглощается микроволновое излучение в приосевой части плазмы. Экспериментально показано, что удельные энергопотери из центральной области плазмы достигают значения в 12 Вт см$^{-3}$, что заметно ниже среднего удельного энерговклада по всей ловушке. Это свидетельствует о неоднородном профиле поглощения СВЧ излучения плазмой – на периферии удельный энерговклад больше, так как излучение в плазму вводится снаружи со стороны боковых стенок разрядной камеры. Ионный состав плазмы измерялся путем извлечения ионного пучка и его анализа с использованием масс-спектрометра на основе поворотного магнита. Было продемонстрировано отсутствие примесей в пучке, что объясняется очищением поверхности разрядной камеры потоком плазмы при высоком удельном энерговкладе в разряд. Было также показано, что доля протонов в пучке составляет более 99% в широком диапазоне параметров разряда. В **разделе** 1.4 приводится теоретическое моделирование процессов образования частиц в ходе реакций в водородной плазме. Модель включает в себя условия баланса энергии и частиц. Учтены наиболее значимые объемные реакции диссоциации, ионизации, диссоциативной рекомбинации с участием электронов. Описаны потери частиц и энергии в плазме в квазигазодинамическом режиме. Модель является глобальной нульмерной. В качестве варьируемых параметров в модель входят удельный энерговклад и начальная концентрация молекул водорода, которые связаны с вкладываемой мощностью СВЧ излучения и давлением напускаемого газа. Результаты расчетов согласуются с экспериментами по измерению параметров разряда (концентрации плазмы, электронной температуры и доли протонов). В **разделе** 1.5 подводятся итоги первой главы.

Во **второй главе** обсуждаются результаты экспериментов по формированию интенсивных

ионных пучков из плазмы ЭЦР разряда с высокой плотностью.

В **разделе** 2.1 описываются аксиально симметричные электродные системы, применяемые в ионных источниках. Они могут включать от двух до пяти электродов. Предложена новая система формирования ионного пучка, характеризующаяся использованием электродов специальной формы, которые образуют неоднородное электрическое поле в межэлектродном пространстве, усиленное вблизи плазменного мениска (условной границы, разделяющей плазму и ионный пучок). Это приводит к снижению пространственного заряда ионного пучка и позволяет эффективно формировать сильноточные ионные пучки. Показано, что в новой геометрии возможно значительное (в несколько раз) увеличение апертуры пуллера по сравнению с плазменным электродом без ухудшения условий формирования ионного пучка. Экстрактор с неоднородным электрическим полем формирует ионные пучки высокой интенсивности с меньшим углом расходимости по сравнению с плоской геометрией. Установлено, что при наличии продольного магнитного поля (что характерно для ЭЦР ионных источников) в новой геометрии при использовании пуллера с широкой апертурой повышается электропрочность межэлектродного зазора за счет эффекта магнитной изоляции. Удалось подать напряжение в 49 кВ при кратчайшем расстоянии между электродами в 3 мм, что на 40% больше предельного пробойного напряжения в 35 кВ для плоского экстрактора с тем же межэлектродным расстоянием. Также был исследован вопрос о влиянии протяженности внутреннего канала плазменного электрода в экстракторе с неоднородным полем на поток плазмы. Был проведен эксперимент по формированию ионных пучков с использованием систем экстракции с неоднородным электрическим полем, у которых варьировалась длина внутреннего канала плазменного электрода. Выяснилось, что увеличение протяженности внутреннего канала с 1 мм до 2 мм при апертуре плазменного электрода 2 мм приводит к снижению тока насыщения на треть, поэтому при разработке плазменного электрода для экстрактора с неоднородным полем необходимо стремиться к снижению протяженности внутреннего канала электрода в месте с наименьшим диаметром. В **разделе** 2.2 описываются эксперименты по формированию ионного пучка на стенде SMIS 37 в импульсном режиме работы. Основной их целью было сравнение режимов формирования ионного пучка в плоском экстракторе и экстракторе с неоднородным электрическим полем. В **подразделе** 2.2.1 приводится краткое описание экспериментального стенда SMIS 37. Плазма удерживается в магнитной ловушке типа пробкотрон, создаваемой парой соленоидов. Нагрев осуществляется излучением гиротрона на частоте 37.5 ГГц при мощности до 100 кВт в импульсном режиме с длительностью импульса до 1 мс. В **подразделе** 2.2.2 приводятся результаты экспериментов по формированию протонного пучка при помощи двухэлектродной системы экстракции в традиционной плоской геометрии и новым экстрактором с неоднородным полем. Были получены зависимости тока пучка на цилиндр Фарадея от напряжения экстракции. Можно выделить

два характерных участка: область степенного роста тока при малых ускоряющих напряжениях (так называемый режим ограничения тока пространственным зарядом) и режим насыщения (область линейного роста тока пучка при высоком напряжении экстракции). В режиме с умеренной эмиссионной способностью плазмы (около 250 мА см$^{-2}$) было показано, что оптимальное напряжение экстракции в новой геометрии в 2 раза ниже, чем в плоской геометрии при одинаковых параметрах экстракторов. Было экспериментально установлено, что зависимость тока пучка на цилиндр Фарадея от напряжения экстракции в области ограничения тока пространственным зарядом не соответствует закону Чайлда-Ленгмюра. При малых напряжениях экстракции плазменный мениск является выпуклым, а ионный пучок сильно расходится и коллимируется электродами. В режиме с высокой эмиссионной способностью плазмы (около 700 мА см$^{-2}$) для плоской геометрии в области доступных напряжений экстракции реализовывался лишь участок степенного роста тока, а для экстрактора с неоднородным полем наблюдался переход к области насыщения. Было показано, что новый экстрактор способен формировать ионные пучки с большим током при заданном ускоряющем напряжении, чем в плоской геометрии. При этом ток пучка на пуллер в геометрии с неоднородным полем был ниже, чем в плоском экстракторе. Отдельно была показана возможность формирования протонных пучков с рекордной для ЭЦР ионных источников плотностью тока, которая составила 1.15 А см$^{-2}$ при ускоряющем напряжении 53 кВ. В **разделе** 2.3 описываются результаты экспериментов по формированию ионных пучков на стенде GISMO. В **подразделе** $2.3.1$ исследуются параметры ионных пучков, получаемых при непрерывном режиме горения разряда. Был проведен эксперимент по формированию ионного пучка. Были записаны зависимости тока пучка на цилиндр Фарадея от напряжения экстракции, на которых можно выделить, по аналогии с установкой SMIS 37, участок со степенным ростом тока и линейный участок. Показатель степени при малых напряжениях экстракции на установке GISMO оказался выше, чем на установке SMIS 37, что связано с большей протяженностью трассы распространения ионного пучка, а также с более сильным влиянием магнитного поля на распространение ионного пучка. При исследовании коэффициента наклона кривой тока в режиме насыщения оказалось, что он практически не зависит от условий горения разряда и определяется апертурой плазменного электрода. Медленный рост тока пучка объясняется деформацией эмитирующей поверхности – плазменный мениск становится вогнутым в сторону плазмы, увеличивая эффективную площадь сбора ионов. При сравнении экстракторов с разной апертурой плазменного электрода выяснилось, что при меньшем диаметре отверстия легче сформировать ионный пучок с той же плотностью тока (оптимальное напряжение экстракции снижается). Далее, было исследовано как длина разрядной камеры влияет на формирование ионного пучка. Напряжение экстракции было заведомо достаточным для работы в режиме ограничения тока эмиссионной способностью плазмы. Показано, что

увеличение давления напускаемого газа с 0.16 мТорр до 0.4 мТорр приводит к снижению вариаций плотности потока плазмы в пробке, что говорит об уменьшении влияния длины резонатора разрядной камеры на условия горения разряда. Также была проведена оптимизация геометрических параметров системы формирования пучка и условий горения разряда с целью максимизации тока формируемого пучка на выходе из ионного источника. Наибольший ток был получен в экстракторе с неоднородным полем, он составил 105 мА. В **подразделе** $2.3.2$ обсуждается вопрос о компенсации пространственного заряда пучка. При извлечении сильноточных ионных пучков значительное влияние на их распространение оказывает собственный объемный заряд, приводящий к разлету ионов и ухудшению качества пучка. Для нивелирования этого эффекта заряд пучка компенсируется электронами. Электроны образуются в ходе процессов ионизации остаточного газа ионным пучком. Была проведена оценка степени компенсации пространственного заряда пучка (отношения концентрации электронов к концентрации ионов в пучке). Для этого была измерена ширина ионного пучка путем фотосъемки. Затем границы пучка восстанавливались в численных расчетах путем подбора степени компенсации, выступающей в качестве свободного параметра. В результате было установлено, что на установке GISMO реализуется высокая степень компенсации пространственного заряда на уровне 80% – 90% при фоновом давлении в диагностической камере на уровне 10^{-6} Торр без дополнительного напуска газа. В **подразделе** $2.3.3$ проводятся измерения функции распределения ионного пучка в фазовом пространстве поперечных координат и скоростей методом pepper-pot. На основе этих данных вычисляется эмиттанс, характеризующий качество ионного пучка, его размер и разброс по поперечным скоростям. Измерения эмиттанса проводились при оптимальной геометрии экстрактора в режиме с максимальным током пучка. Минимальный среднеквадратичный нормализованный эмиттанс пучка составил около $0.2\ \pi$ мм мрад, что сопоставимо с достижениями разработчиков передовых источников легких ионов. В **разделе** 2.4 подводятся итоги второй главы.

В **третьей главе** обсуждается применение ЭЦР ионного источника GISMO в качестве протонного инжектора для компактного источника нейтронов (КИН) DARIA.

В **разделе** 3.1 описываются требования к протонному инжектору с точки зрения характеристик формируемого ионного пучка. В рамках проекта компактного источника нейтронов DARIA задаются допустимые значения энергии пучка (от 40 кэВ до 60 кэВ), его тока (более 100 мА), временной структуры импульсов (длительность около 100 мкс, период следования от 40 Гц до 100 Гц), ионного состава пучка (не менее 99% протонов) и эмиттанса (не более $0.5\ \pi$ мм мрад). В **разделе** 3.2 приводится описание модернизации непрерывного ионного источника GISMO для работы в импульсно-периодическом режиме. Среди возможных реализаций импульсного режима работы источника выбрано импульсное зажигание разряда при непрерывной подаче ускоряющего напря-

жения. Оно осуществлялось путем модуляции напряжения питания гиротрона. Было обнаружено существенное отличие характеристик ионного источника в импульсном режиме от непрерывной работы. Оптимальное давление напускаемого газа оказалось приблизительно в 3 раза ниже оптимума для непрерывного режима, а пиковый ток пучка (140 мА) на 30% превысил максимальное полученное значение для непрерывного режима (105 мА). Это связано с другими газовыми условиями в плазменной камере – изначально в разрядной камере перед подачей СВЧ излучения реализуется повышенное давление газа, за счет чего в первые несколько сотен микросекунд образуется плотная плазма и происходит формирование сильноточного ионного пучка. Затем избыточный газ эффективно выводится из разрядной камеры, что приводит к снижению концентрации плазмы и установлению стационарного режима работы уже с меньшим током приблизительно через 0.6 мс после зажигания разряда. Таким образом, условия импульсного режима работы оптимальны для формирования коротких (с длительностью около 100 мкс) импульсов с высоким током. В **разделе** 3.3 проводилась оптимизация условий горения разряда и геометрических параметров системы формирования пучка. Варьировалось положение плазменного электрода, межэлектродное расстояние, апертура плазменного электрода и пуллера. В каждой конфигурации экстрактора находились оптимальные условия горения разряда. Получены протонные пучки с пиковым током до 140 мА при напряжении экстракции на уровне 44 кВ. В **разделе** 3.4 показано, что сформированный пучок в условиях с максимальным током удовлетворяет требованиям проекта по составу пучка (было достигнуто содержание протонов 99.6%) и по эмиттансу (минимальное значение было равным $0.3\,\pi$ мм мрад). В **разделе** 3.5 продемонстрирована возможность получения импульсов с частотой следования 100 Гц, что необходимо для проекта КИН DARIA. В проекте КИН DARIA предполагается, в перспективе, повышение тока пучка на мишени. Для повышения тока формируемого пучка в инжекторе была разработана новая магнитная система для модернизированной установки GISMO, описанная в **разделе** 3.6. Пробка ловушки со стороны извлечения ионного пучка перенесена в расширитель плазменной камеры, что позволяет более удобно формировать пучок. Магнитная система была изготовлена и установлена на стенд. В перспективе, это позволит повысить напряжение экстракции и эффективно извлекать сильноточные ионные пучки. В **разделе** 3.7 подводятся итоги третьей главы.

В **заключении** сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе.

Глава 1. Исследование параметров электронно-циклотронного резонансного разряда в непрерывном режиме горения с высоким удельным энерговкладом

1.1. Описание экспериментальной установки GISMO

Эксперименты по исследованию ЭЦР разряда в непрерывном режиме проводились на установке GISMO (Gasdynamic Ion Source for Multipurpose Operation) [51,52], схема которой приведена на рисунке 1. Экспериментальный стенд включает в себя источник электромагнитного излучения – гиротрон [53,54] (частота 28 ГГц, мощность до 10 кВт, непрерывный режим работы), водоохлаждаемую разрядную камеру, магнитную ловушку, создаваемую постоянными магнитами, систему формирования ионного пучка и диагностическую камеру, необходимую для размещения средств диагностики плазмы и пучка. К средствам диагностики относятся: цилиндр Фарадея, магнитный масс-спектрометр, схема измерения эмиттанса методом pepper-pot, схема для фотосъемки поперечного профиля пучка.

Ввод СВЧ излучения в разрядную камеру устроен следующим образом. Излучение гиротрона направляется в зеркальный квазиоптический преобразователь, на выходе из которого формируется Гауссов пучок с линейной вертикальной поляризацией. Затем это излучение распространяется в воздушном промежутке и поступает в приемный рупор, где преобразуется в моду TE_{11} круглого волновода. Далее, электромагнитная волна проходит через вакуумное диэлектрическое окно (изготовленное из нитрида бора) и попадает на узел согласования СВЧ излучения с плазмой, выполненный в виде клина. Его геометрические параметры были ранее оптимизированы для обеспечения практически полного прохождения СВЧ излучения в разрядную камеру. На основание клина опирается плазма, вытекающая из магнитной пробки, а своим углом клин обращен наружу, в сторону вакуумного окна. Наличие клина предотвращает попадание плазмы непосредственно на вакуумное СВЧ-окно, что защищает его от эрозии и разрушения. Чертеж плазменной камеры приведен на рисунке 2. На рисунке 3 показана трехмерная модель плазменной камеры.

Разрядная камера, в которой поддерживалась плазма, представляет собой цилиндрический резонатор круглого сечения (ограниченный с одной стороны основанием клина, а с другой – плазменным электродом) с диаметром 36 мм и длиной от 130 мм до 170 мм, которая варьируется в

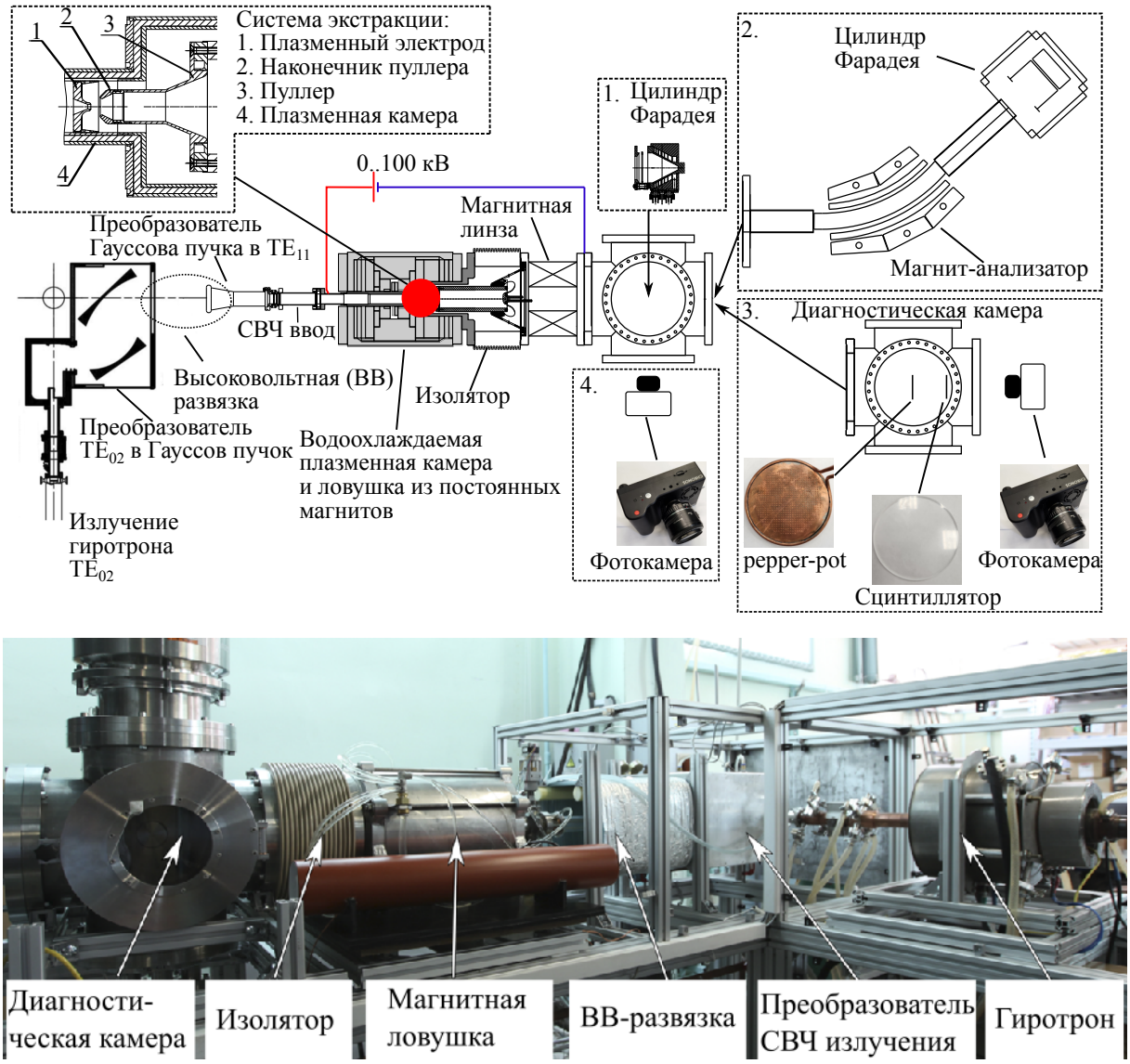


Рисунок 1: Схема установки GISMO и ее фотография. Обозначения средств диагностики: 1 — цилиндр Фарадея для измерения тока пучка, 2 — магнитный масс-спектрометр для определения ионного состава пучка, 3 — схема измерения эмиттанса пучка методом pepper-pot, 4 — схема фотосъемки поперечного профиля пучка для определения степени компенсации пространственного заряда.

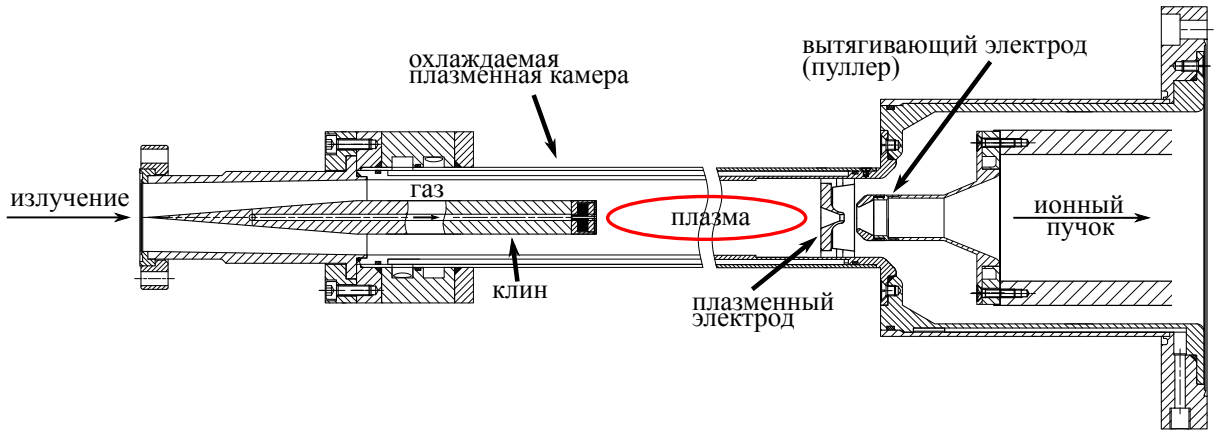


Рисунок 2: Чертеж плазменной камеры с системой формирования ионного пучка. Канал напуска газа встроен внутрь клина.

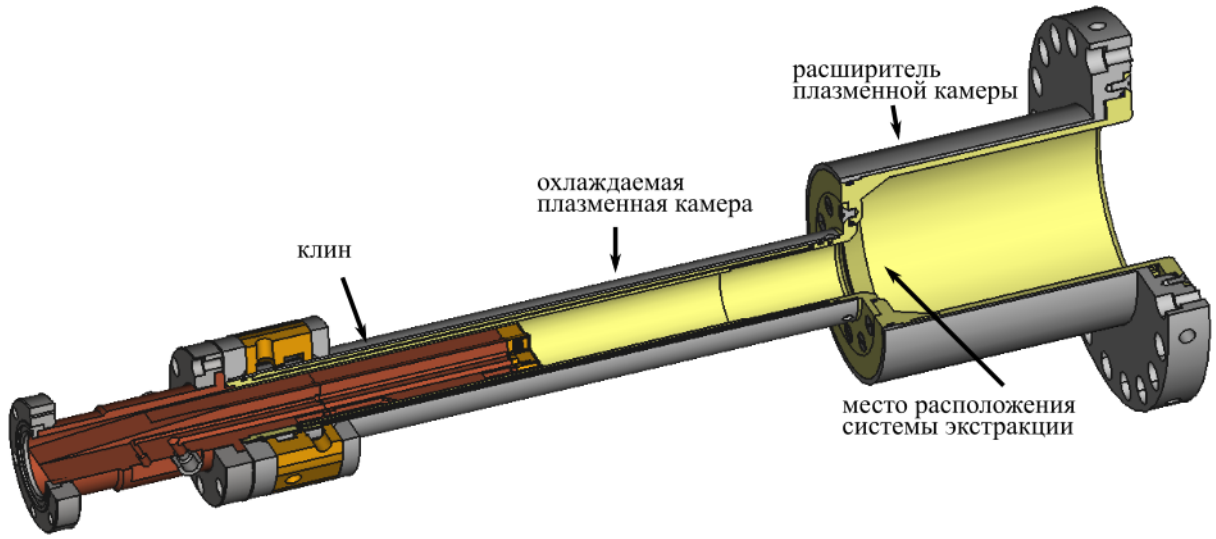


Рисунок 3: Трехмерная модель плазменной камеры.

зависимости от положения плазменного электрода. С противоположной стороны от ввода СВЧ излучения имеется расширение внутреннего диаметра разрядной камеры до 98 мм, необходимое для размещения системы экстракции ионного пучка. Плазмообразующий газ подается непосредственно в плазму через канал напуска газа, расположенный внутри клина. Между входным окном и клином в СВЧ вводе также реализована откачка газа турбомолекулярным насосом Pfeiffer HiPace80 со скоростью откачки до 67 л/с. Входной порт насоса присоединяется к плазменной камере через изолятор. Измерение давления напускаемого газа осуществляется на заземленной части вакуумного объема, непосредственно перед вакуумным насосом. Расположить вакуумметр ближе к области горения разряда не представляется возможным из-за наличия сильного магнитного поля ловушки, которое искажает данные измерения давления.

Плазма удерживается в ловушке, создаваемой набором постоянных неодимовых магнитов (см. рисунок 4) имеющих аксиальное и «радиальное» направления намагниченности. Используются Nd-Fe-B магниты марки $N48$. Они обладают высокой остаточной намагниченностью (1.38 Тл), коэрцитивной силой (12 кЭ) и способны сохранять намагниченность при температуре до 80 °C. При работе с максимальной вкладываемой в разряд мощностью температура наружной стенки

плазменной камеры (которая находится в контакте с магнитом) заведомо ниже порога размагничивания.

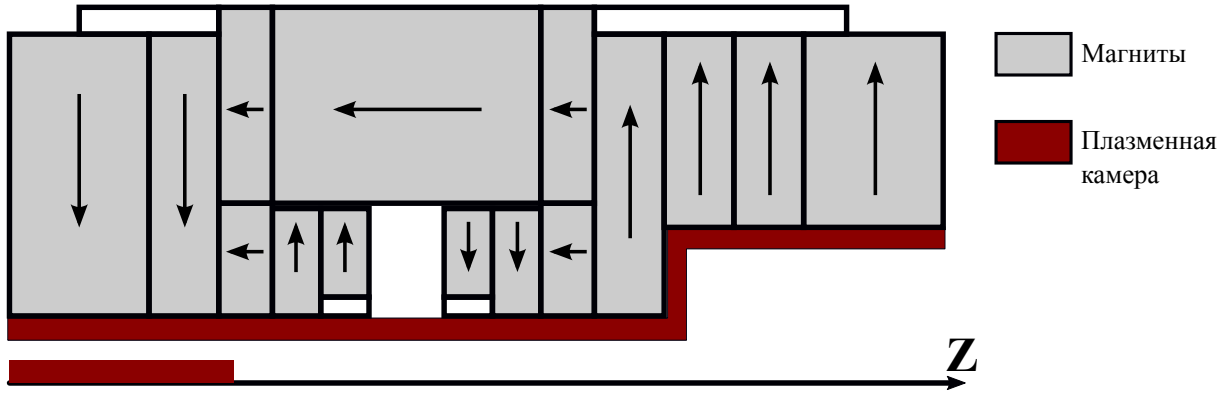


Рисунок 4: Схема расположения магнитов относительно плазменной камеры с указанием направления намагниченности. Ось Z является осью симметрии магнитов.

Магниты представляют собой кольца. «Радиально» намагниченное кольцо состоит из 12 сегментов, каждый из которых намагничен однородно, что вносит небольшую азимутальную асимметрию лишь на периферии, а вблизи оси симметрии этим можно пренебречь. Внутренние аксиально намагниченные кольца являются цельными, а внешние состоят из сегментов. Наличие сегментов у аксиально намагниченных магнитов не влияет на распределение магнитного поля. Измеренный с помощью датчика Холла профиль магнитного поля показан на рисунке 5.

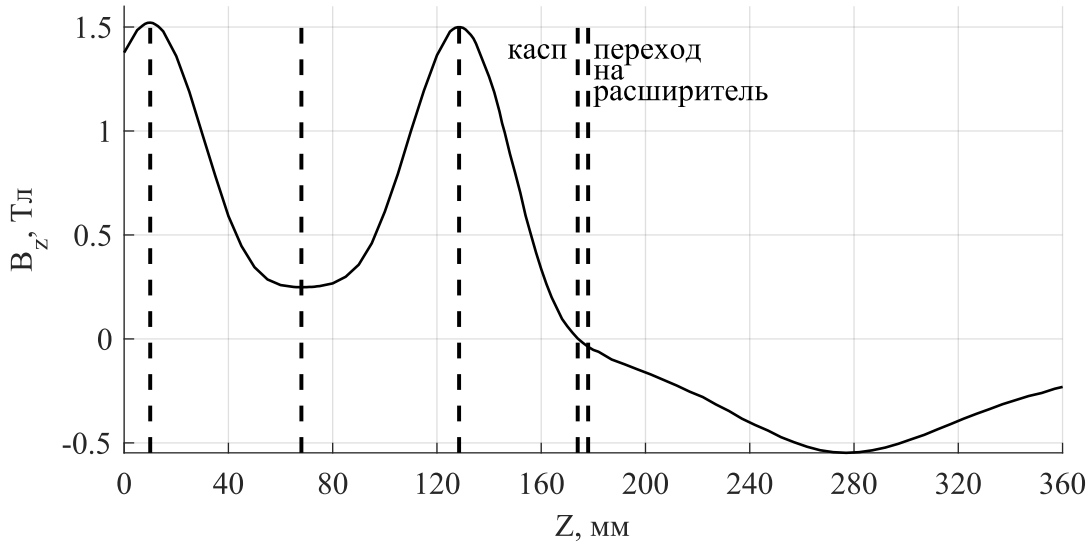


Рисунок 5: Зависимость продольной компоненты магнитного поля от координаты Z. Начало отсчета расположено на торце клина. Вертикальными линиями отмечены положения пробок, локального минимума поля и каспа, а также показан переход к расширителю. В области неоднородного магнитного поля при $Z > 180$ мм формируется магнитная линза для ионного пучка.

Основная часть магнитной ловушки имеет конфигурацию типа пробкотрон. Она дополнена снаружи каспами, что является особенностью использования постоянных магнитов. Магнитное поле в пробках составляет 1.5 Тл, а в минимуме между пробок на оси – 0.25 Тл (значение поля электронного циклотронного резонанса для греющего излучения с частотой 28 ГГц составляет

приблизительно 1 Тл). Пробочное отношение, соответственно, равно 6. Расстояние между пробками составляет около 120 мм. После каспа со стороны экстракции в области транспортировки ионного пучка распределение магнитного поля имеет максимум, приблизительно равный 0.5 Тл по абсолютной величине. Данное распределение поля за каспом по виду напоминает поле магнитной линзы. Таким образом, магнитное поле ловушки кроме удержания плазмы обеспечивает фокусировку ионного пучка. Цветовая карта модуля магнитного поля вместе с силовыми линиями внутри резонатора показаны на рисунке 6. В случае, когда плазменный электрод располагается в пробке ловушки, объем силовой трубки, заполненной плазмой, составляет 47.5 см^3.



Рисунок 6: Цветовая карта z-компоненты магнитного поля внутри разрядной камеры и набор магнитных силовых линий.

Для формирования ионного пучка необходимо подать на разрядную камеру высокое напряжение (в проводимых экспериментах оно достигает десятков кВ), поэтому камера должна быть изолирована от заземленных элементов ионного источника. Магнитная система имеет электрический контакт с плазменной камерой и, соответственно, находится под высоким потенциалом. Она помещена на изолирующую диэлектрическую подставку. Между плазменной камерой и зеркалами квазиоптического ввода микроволнового излучения есть воздушный промежуток, играющий роль высоковольтной развязки. Длина воздушного промежутка составляет 20 см. Пробойное напряжение такого промежутка в воздухе при атмосферном давлении превышает 700 кВ (согласно закону Пашена), что заведомо достаточно для предотвращения высоковольтных пробоев в этом месте. Плазменная камера соединяется с диагностической через высоковольтный изолятор. Он изготовлен из пластика PEEK. Его длина составляет 155 мм и выбрана таким образом, чтобы с запасом исключить электрический пробой при напряжении до 100 кВ.

Для формирования ионного пучка используется двухэлектродная система экстракции, состоящая из плазменного электрода и вытягивающего электрода (пуллера). Электроды имеют аксиальную симметрию, следуя симметрии магнитного поля. В ходе проведения исследований использовались электроды с разными геометрическими параметрами и формой.

В ходе первых экспериментов был обнаружен заметный рост тока на пуллер при напряжении между плазменной камерой и пуллером более 20 кВ (см. рисунок 7) при том, что излучение гиротрона не подавалось и плазма не зажигалась. При осмотре поверхности пуллера был замечен след от кольцевого разряда (равномерный по всей окружности), который загорался в остаточном газе между плазменной камерой и пуллером. В этой области магнитное поле ловушки преимущественно направлено вдоль оси симметрии, а электрическое направлено радиально. Таким образом, электрическое и магнитное поля перпендикулярны друг другу. То есть, зажигается разряд в скрещенных полях. По величине ток разряда достигает сотен мА, что приводит к излишнему нагреву пуллера и дополнительной нагрузке на высоковольтный источник питания экстрактора.

Для подавления паразитного разряда была изготовлена диэлектрическая вставка в расширитель (см. рисунок 8). Она была изготовлена на фотополимерном 3D принтере из смолы марки Gorky Liquid «Force» (НПП «3Д Аддитивные технологии»). Отдельно были проведены эксперименты по исследованию электропрочности, которые показали, что материал выдерживает воздействие электрического поля с напряженностью более 40 кВ/мм. В результате ток разряда был существенно снижен и не превышал 5 мА, что является допустимым уровнем.

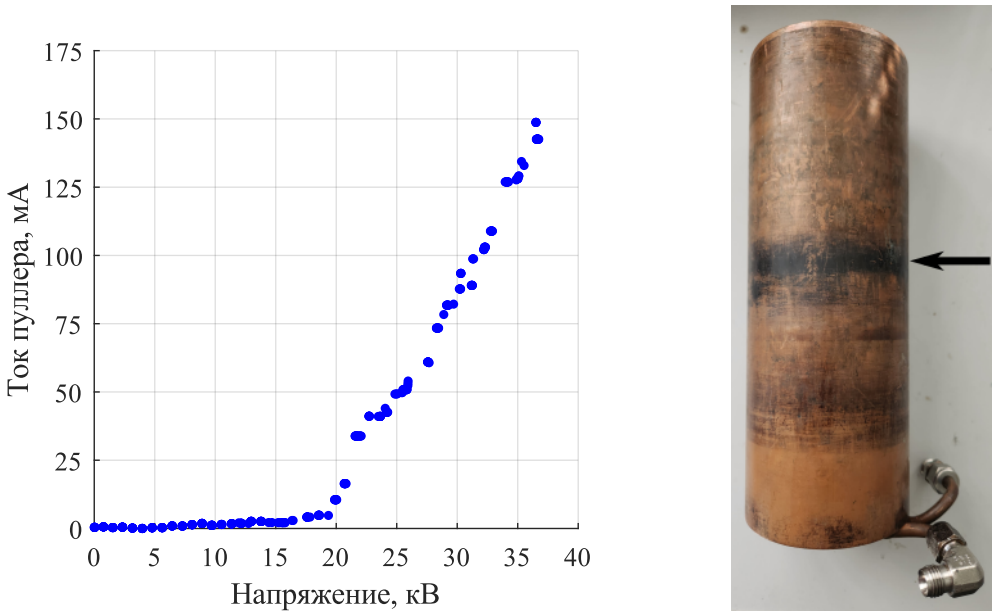


Рисунок 7: Слева показана зависимость тока пуллера от напряжения экстракции без зажигания плазмы. Справа показана широкая часть пуллера (стрелкой отмечен след от разряда между плазменной камерой и пуллером).

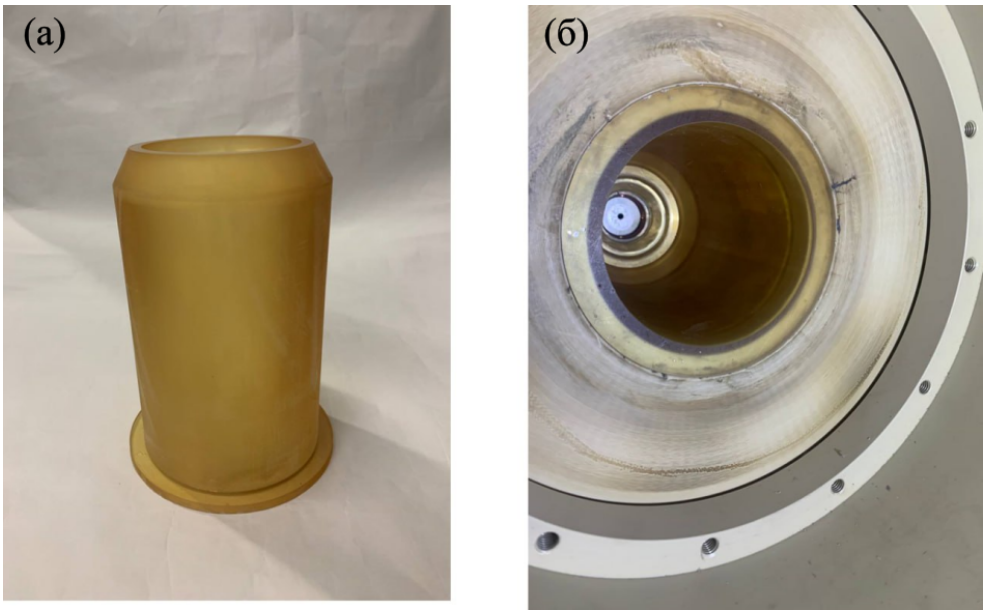


Рисунок 8: Фотография диэлектрической вставки в расширитель плазменной камеры, подавляющей паразитный разряд (а). Фото установленной вставки в плазменную камеру (б).

Диагностическая камера имеет шесть портов, к которым присоединяется различное оборудование. Через один из портов осуществляется откачка газа турбомолекулярным насосом Shimadzu

TMP-V2304LM с производительностью до 2100 л/с, что позволяет поддерживать фоновое давление в диагностической камере на уровне 10^{-6} Торр при давлении напускаемого газа в разрядной камере порядка 10^{-4} Торр.

В ходе экспериментов было установлено, что угол расходимости ионного пучка в центре диагностической камеры зависит от энергии пучка: при малых энергиях реализуется сходящийся ионный пучок, а при больших – расходящийся. Это обусловлено распределением напряженности магнитного поля за каспом. Эффект фокусировки пучка магнитным полем ловушки проиллюстрирован на рисунке 9, где приведены расчеты распространения ионного пучка различной энергии внутри пуллера.

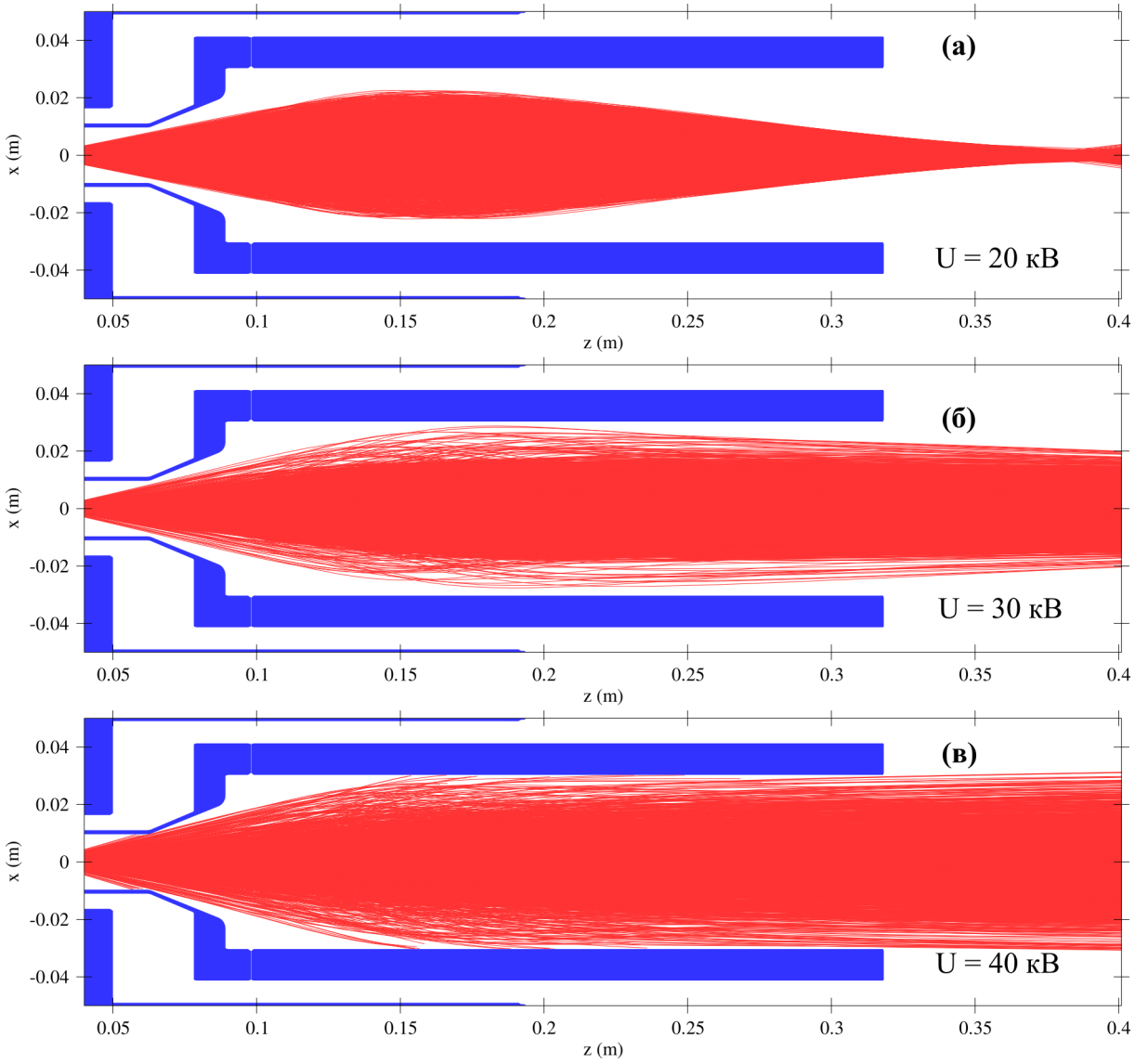


Рисунок 9: Формирование ионного пучка при разных ускоряющих напряжениях (20 кВ, 30 кВ и 40 кВ). Синим цветом обозначены электроды, красным – траектории пучка. Ускоряющий зазор между плазменным электродом и пуллером находится слева от расчетной области (на рисунке не показан).

На установке GISMO протонный пучок с малым углом расходимости формируется при ускоряющем напряжении около 30 кВ. При таком напряжении трудно получить интенсивный ионный пучок, а также обеспечить его эффективную транспортировку из-за негативного влияния про-

странственного заряда пучка. Следовательно, необходимо работать в режимах с большим ускоряющим напряжением. Для формирования протонных пучков с малым углом расходимости при энергии более 30 кэВ в ионный тракт была добавлена магнитная линза (см. рисунок 10). Она представляет собой водоохлаждаемый соленоид с внутренним диаметром проходного отверстия 100 мм. Соленоид включает в себя набор медных колец, которых насчитывается 4 ряда по 40 штук в каждом. При максимальном токе через соленоид, магнитное поле в его центре достигает 0.8 Тл, а потребляемая мощность составляет 30 кВт. Оптической силы магнитной линзы достаточно для формирования слабо расходящегося протонного пучка с энергией 100 кэВ.

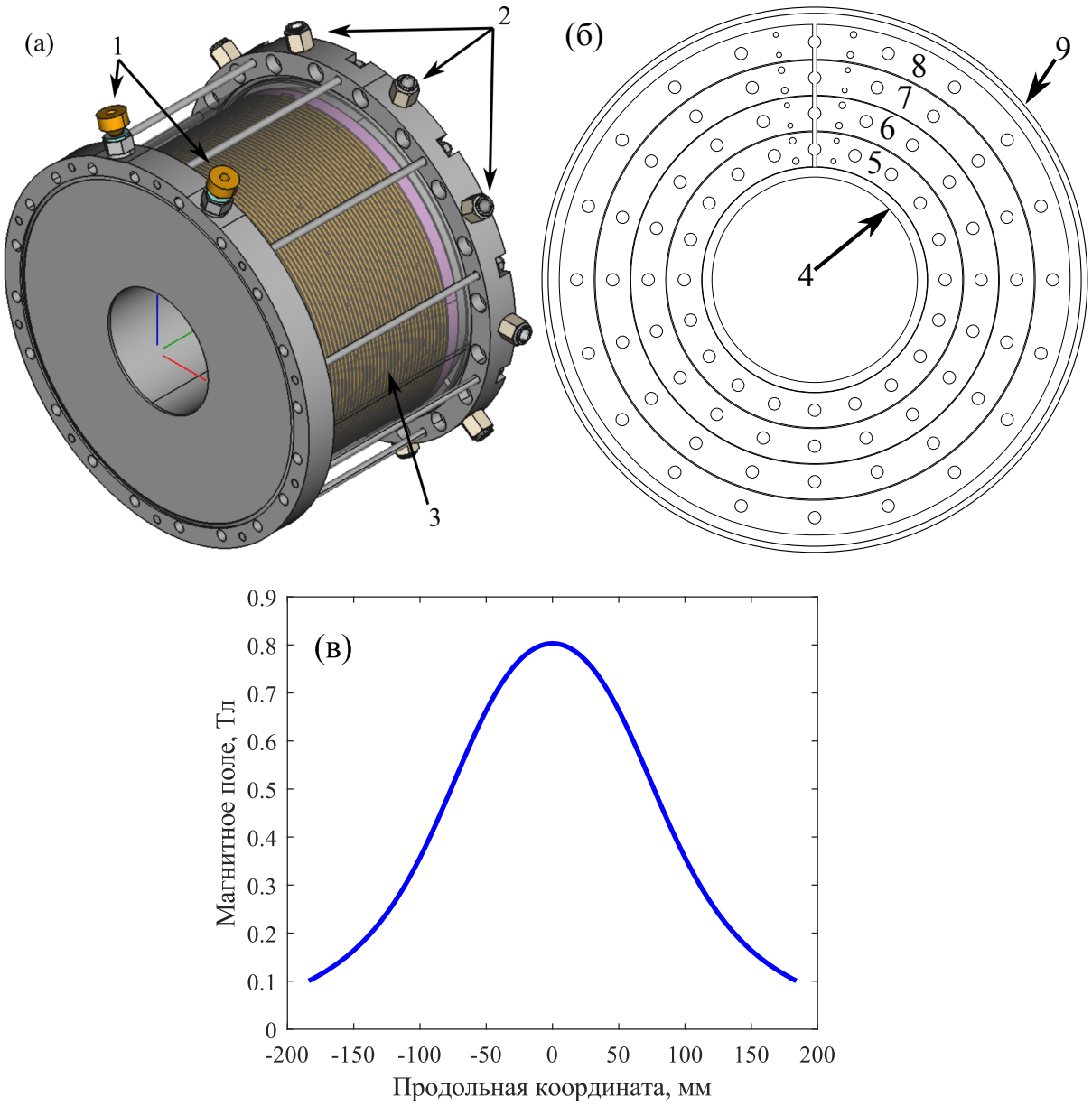


Рисунок 10: На рисунке (а) показана трехмерная модель соленоида магнитной линзы. На рисунке (б) изображено поперечное сечение соленоида. На рисунке (в) показано распределение модуля магнитного поля соленоида на его оси при токе 900А. Обозначения: 1 – токовводы, 2 – вход и выход водяного охлаждения, 3 – кольца соленоида, 4 – внутренняя труба, 5, 6, 7, 8 – токоведущие кольца, 9 – внешняя труба.

1.2. Исследование эффективности согласования микроволнового излучения с плазмой

Для определения поглощенной мощности СВЧ излучения плазмой используется калориметрический метод. В стационарном режиме реализуется баланс вклада энергии в разряд и ее потери на стенку плазменной камеры в виде тепла. Далее, теплоотвод осуществляется за счет системы охлаждения плазменной камеры. Определение количества теплоты, переданной охлаждающей жидкости (ОЖ) в единицу времени (P_{abs}), осуществляется при помощи измерения температуры ОЖ на входе (T_{in}) и выходе (T_{out}) из плазменной камеры, а также ее объемного расхода ($\dot{V}$) по следующей формуле:

$$P_{abs} = C\rho\dot{V}(T_{out} - T_{in}), \tag{1}$$

где C и ρ – удельная теплоемкость и плотность ОЖ, соответственно. В качестве охлаждающей жидкости на установке GISMO используется вода, которая циркулирует в замкнутом контуре. Входная температура воды поддерживается на уровне $15 - 20$ градусов Цельсия за счет наличия теплообменника. Входная температура зависит от температуры воды в общей системе водяного охлаждения института. Таким образом, довольно широкий диапазон значений температуры на входе определяется внешними условиями. В рамках конкретного эксперимента по измерению поглощенной мощности температура воды на входе практически не меняется. Отличия значений входной температуры в разные дни проведения эксперимента не критичны, так как для измерения важна лишь разность температур на входе и на выходе. Погрешность измерения поглощенной мощности является приемлемой и составляет 50 Вт, что обусловлено нестабильностью входной температуры воды во время проведения эксперимента.

Плазма образуется в силовой трубке, ограниченной в поперечном направлении разрядной камерой. Об этом свидетельствует эрозионный след на торце клина (см. рисунок 11). Его размер соответствует размеру силовой трубки, вложенной в разрядную камеру.

Естественно предположить, что основная доля мощности поглощается плазмой внутри силовой трубки, ограниченной в поперечном направлении стенками разрядной камеры. Следовательно, зная объем силовой трубки, можно корректно определить средний удельный энерговклад в разряд.

Был проведен эксперимент по измерению полной мощности СВЧ излучения, поглощенной плазмой. В ходе эксперимента варьировались условия горения разряда, а также исследовалось влияние положения плазменного электрода на эффективность поглощения. На рисунке 12 показаны зависимости доли поглощенной мощности от давления напускаемого газа и от мощности СВЧ излучения при фиксированном положении плазменного электрода. Можно заметить, что коэффициент поглощения достигает 60% при увеличении давления напускаемого газа, начиная с 0.16 мТорр, при мощности от 2 до 5 кВт (см. рисунок 12а). В области малых давлений (до 0.12 мТорр) коэффициент поглощения меньше 60%.

При малых давлениях напускаемого газа его плотность в ловушке недостаточна для форми-

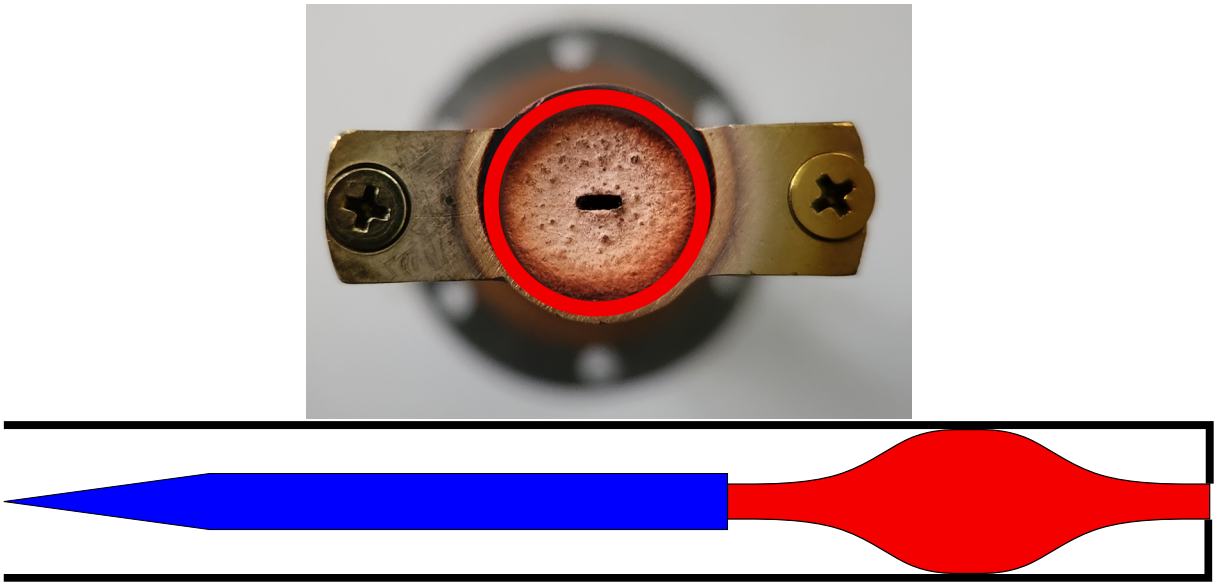


Рисунок 11: Фотография торца клина после длительной работы (верхний рисунок). В центральной части присутствуют следы эрозии из-за влияния плазмы (область отмечена красной окружностью). Изображение силовой трубки, заполненной плазмой и опирающейся на клин (нижний рисунок). Красным обозначена силовая трубка, синим – клин.

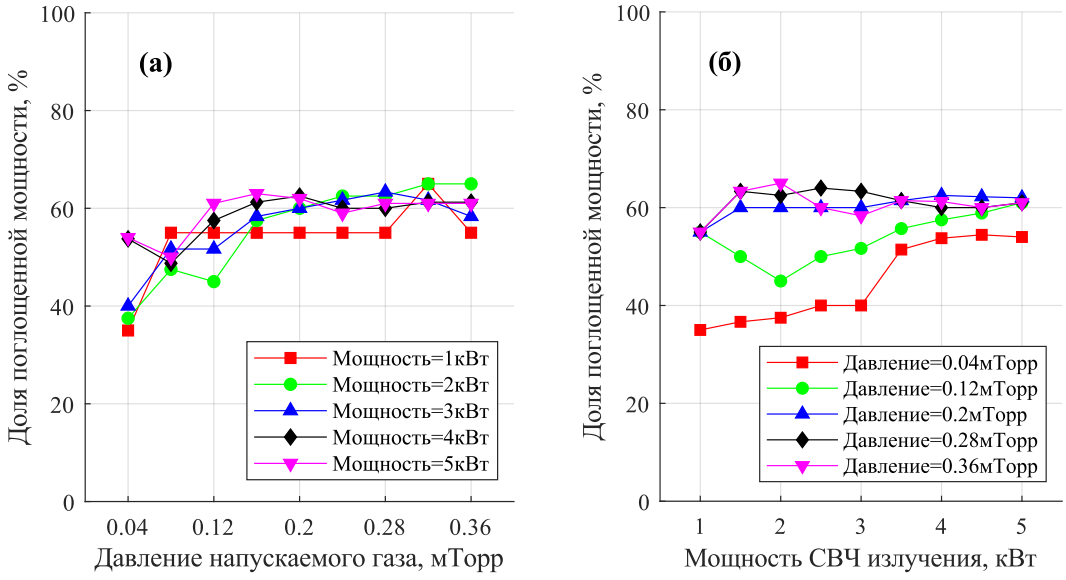


Рисунок 12: Зависимость доли поглощенной мощности от давления напускаемого газа (а) и от мощности СВЧ излучения (б). Плазменный электрод располагается на расстоянии 12 мм от пробки магнитной ловушки.

рования плазмы с концентрацией близкой к критической. Излучение может свободно распространяться во всем объеме разрядной камеры, в которой формируется стоячая волна. Эффективность поглощения определяется совпадением пучностей электрического поля с положением зон ЭЦР. На рисунке 12б показано, что при давлении 0.04 мТорр с ростом мощности происходит скачкообразное изменение коэффициента поглощения с 40% до 50%. Предположительно, это может быть связано с перестройкой возбуждаемой моды резонатора, заполненного плазмой, приводящей к изменению распределения электромагнитного поля в зонах ЭЦР.

При увеличении давления напускаемого газа его количества становится достаточно для формирования плотной плазмы с концентрацией, близкой к критической. Плотная плазма оказывает значительное влияние на распределение электромагнитного поля в резонаторе. Исходя из общих представлений, предполагается, что плотная плазма экранирует электромагнитное излучение и основная доля мощности СВЧ излучения поглощается на периферии разряда в ближней к клину ЭЦР зоне. Как будет показано далее, это предположение не противоречит результатам экспериментов.

На рисунке 13 представлена зависимость коэффициента поглощения от длины разрядной камеры (L) при различных давлениях напускаемого газа. При давлении 0.04 мТорр прослеживаются вариации коэффициента поглощения с расстоянием между минимумами около 6 мм, что приблизительно соответствует расстоянию между пучностями стоячей волны в резонаторе разрядной камеры. При повышении давления до 0.16 мТорр зависимость коэффициента поглощения от длины разрядной камеры практически исчезает, что говорит об ослаблении влияния параметров резонатора на поглощение излучения.

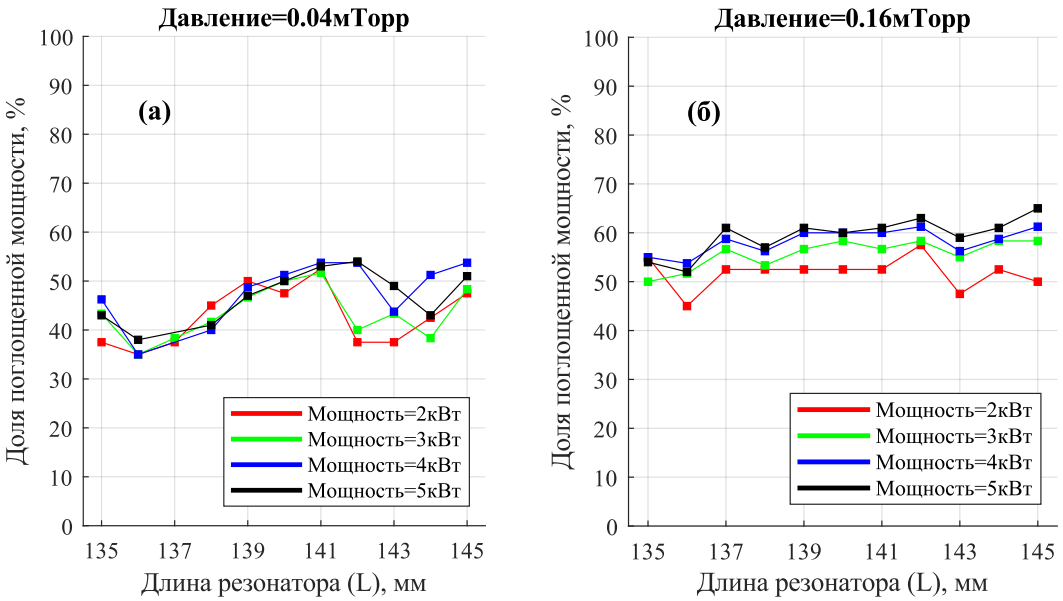


Рисунок 13: Зависимость доли поглощенной мощности от длины разрядной камеры для давлений 0.04 мТорр (а) и 0.16 мТорр (б) при мощности СВЧ излучения гиротрона от 2 до 5 кВт.

Изначально, при разработке клина проводилась оптимизация коэффициента прохождения микроволнового излучения в плазменную камеру путем численного моделирования, а процесс поглощения СВЧ волны плазмой не исследовался. В экспериментах удалось реализовать коэффициент поглощения 60%, что является хорошим значением при условии, что в плазменную камеру вводится излучение с линейной поляризацией. В дальнейшем планируется проведение исследования процесса взаимодействия СВЧ излучения с плазмой, целью которого является разработка системы согласования с лучшей эффективностью. В экспериментах, описанных ниже, реализуется выходная мощность гиротрона до 10 кВт, что соответствует поглощенной мощности в плазме 6 кВт, то есть среднему по объему плазмы удельному энерговкладу более 120 Вт см$^{-3}$. Таким образом, достигается рекордный для ЭЦР ионных источников с непрерывным режимом горения

разряда удельный энерговклад.

1.3. Исследование параметров плазмы

В этом разделе получены зависимости температуры электронов, концентрации плазмы, потенциала плазмы в центре ловушки, ионного состава плазмы при различных условиях горения разряда и размерах разрядной камеры. Для определения первых трех характеристик используется зонд Ленгмюра, а последняя определяется путем исследования ионного состава извлекаемого пучка при помощи магнитного масс-спектрометра.

Схема для измерения характеристик плазмы на установке GISMO методом зонда Ленгмюра представлена на рисунке 14. Зонд Ленгмюра в экспериментах располагается в области слабого магнитного поля (по величине в 15 раз меньше, чем в пробке). Это вызвано необходимостью снижения тепловой нагрузки на зонд, предотвращения его оплавления в режимах с высокой поглощенной мощностью СВЧ излучения.

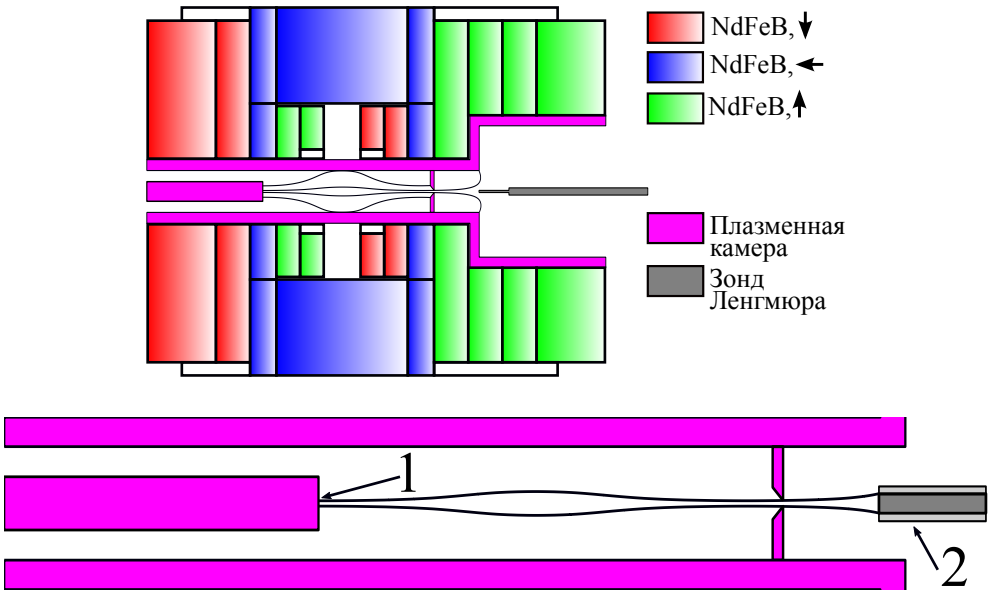


Рисунок 14: Схема установки GISMO в эксперименте по измерению характеристик плазмы при помощи зонда Ленгмюра: общий вид (верхний рисунок) и вид крупным планом (нижний рисунок). Обозначения: 1 – поверхность противозонда, 2 – керамическое покрытие сердечника зонда.

Характерная вольт-амерная характеристика зонда представлена на рисунке 15. Существенное отличие измерений в рассматриваемом случае от идеализированной ситуации заключается в соизмеримой площади зонда и противозонда. На первый взгляд, в случае разряда в магнитной ловушке (при образовании замагниченной плазмы) реализуется одномерный режим протекания тока в силовой трубке, которая опирается на зонд. Тогда области насыщения на электронной и ионной ветвях должны иметь одинаковую амплитуду тока. Однако, в экспериментах ток электронной ветви вольт-амперной характеристики существенно превышает ток ионной ветви. Это можно связать с нарушением одномерности задачи внутри магнитной ловушки, так как увеличение потенциала зонда на электронной ветке приводит к изменению распределения потенциала плазмы в силовой

трубке, опирающейся на зонд. Следовательно, за счет столкновений в плазме, потенциал в соседних силовых трубках также меняется и образуется дополнительный ток на противозонд. Это приводит к увеличению эффективной площади сбора ионов около противозонда. На ионной ветке такой эффект не реализуется из-за того, что увеличение напряжения (по абсолютной величине) в этом случае приводит к изменению падения потенциала в дебаевском слое вблизи поверхности зонда и не затрагивает распределение потенциала в ловушке.

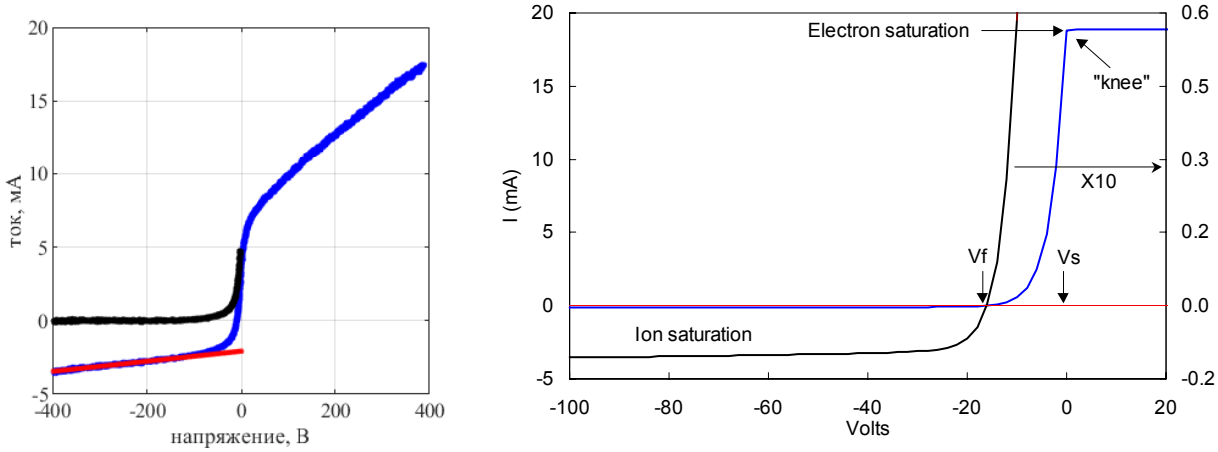


Рисунок 15: Левый график: пример вольт-амперной характеристики зонда, полученной в эксперименте (синяя линия). Красной прямой показан вклад ионов в ток. Черная кривая соответствует электронной составляющей тока. Правый график: идеализированная вольт-амперная характеристика плоского зонда (синяя кривая). Рисунок взят из работы [55]. Черной линией показана ионная ветка крупным планом (масштаб по вертикальной оси увеличен в 10 раз).

Следовательно, по электронной ветке в нашем случае нельзя корректно определить параметры плазмы. Поведение ионной ветки также отличается от идеализированного случая плоского зонда – в эксперименте более явно выражен линейный рост тока ионов. Это объясняется увеличением эффективной площади сбора ионов, что подтверждается путем сравнения эксперимента с расчетами динамики ионов в плазме вблизи зонда (см. рисунок 16). Моделирование проводилось при помощи программного кода, написанного с использованием библиотеки IBSimu, описание которой будет дано в разделе 2.1. На рисунке 16а представлена область расчета, включающая в себя источник плазмы (1), керамический изолятор зонда (2) и сердечник зонда (3). Изолятор находится под плавающим потенциалом, на сердечник подается напряжение, также задан потенциал плазмы. При подаче отрицательного напряжения на зонд (ниже плавающего) формируется выпуклая эквипотенциальная поверхность, соответствующая нулевому потенциалу. Создается поперечное электрическое поле, приводящее к смещению траекторий ионов в сторону зонда и увеличению тока на него. На рисунке 16б показано сравнение зависимостей токов на зонд в расчете и в эксперименте. Наблюдается хорошее согласование результатов.

Таким образом, по ионной ветке можно корректно определить параметры плазмы. Ионный ток насыщения определяется в точке с потенциалом, равным плавающему, так как в этом случае эффективная собирающая поверхность совпадает с поверхностью сердечника зонда.

При повышении потенциала зонда поведение ВАХ становится нелинейным – появляется вклад электронов в ток. Его можно выделить для дальнейшего анализа путем вычитания ионного

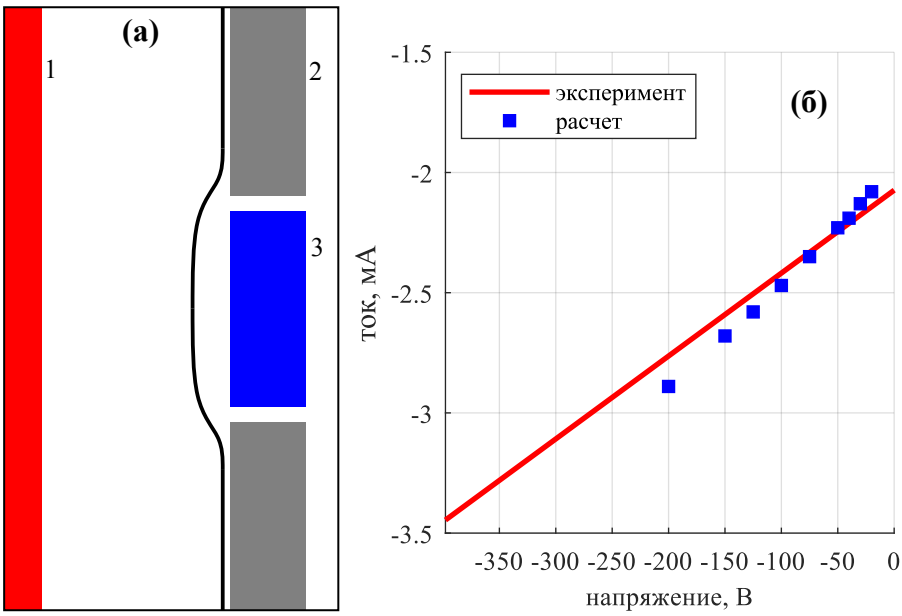


Рисунок 16: Геометрия расчетной области крупным планом вблизи зонда (рисунок слева). Обозначения: 1 – источник плазмы, 2 – керамический изолятор, 3 – вольфрамовый сердечник. Черной линией показана эквипотенциаль, соответствующая нулевому потенциалу в случае, когда на зонд подано отрицательное напряжение (ниже плавающего потенциала). Сравнение расчетного тока ионов на зонд с полученным экспериментально из ВАХ зонда (рисунок справа).

тока из вольт-амперной характеристики.

Для вычисления параметров плазмы внутри ловушки по ВАХ зонда, расположенного вне магнитной ловушки, необходимо разработать модель истечения плазмы из открытой магнитной ловушки. Данный процесс исследовался ранее. Например, влияние расширителя ловушки на параметры плазмы в ней изучалось в Институте ядерной физики СО РАН [56]. Еще одним примером является работа [57], где разработана теория распространения потока неравновесной плазмы за пробкой магнитной ловушки. Она позволяет вычислить распределение скорости потока ионов, концентрации и амбиполярного потенциала плазмы в области расширения силовой трубки. В постановке задачи из работы [57] параметры плазмы в пробке (температура ионов и электронов, концентрация плазмы, скорость потока ионов) предполагаются известными. В данной работе применяется схожий подход к вычислению функции распределения электронов за пробкой в бесстолкновительном режиме, однако постановка задачи иная. По измерениям параметров потока плазмы вытекающего из ловушки необходимо определить характеристики плазмы внутри ловушки. Для этого рассмотрим теорию разлета плазмы ЭЦР разряда с параметрами, наблюдаемыми в наших экспериментах.

Предположим, для проведения оценок, что в условиях ЭЦР разряда концентрация плазмы в ловушке близка к критической, приблизительно равной 10^{13} см$^{-3}$ для греющей частоты 28 ГГц, характерная температура электронов равна 10 эВ, а температура ионов составляет 1 эВ [58].

Вычислим время газодинамического выноса плазмы через пробки магнитной ловушки с ионно-звуковой скоростью для электрон-протонной плазмы (по определению, оно равно отношению количества ионов в ловушке к их суммарному потоку через пробки):

$$\tau_g = \frac{V_{plasma} N}{2 S_{plug} (N e^{-1/2}) c_s} \approx 6 \text{ мкс}, \tag{2}$$

где V_{plasma} – объем силовой трубки, заполненной плазмой, N – концентрация электронов в центре ловушки, S_{plug} – площадь поперечного сечения силовой трубки с плазмой в пробке магнитной ловушки, c_s – ионно-звуковая скорость, e – основание натурального логарифма. Коэффициент 2 указывает то, что плазма теряется через пробки с обеих сторон ловушки. Множитель $e^{-1/2}$ учитывает падение концентрации плазмы в пробке по сравнению с центром ловушки. Вычислим время кулоновского рассеяния электронов в конус потерь [59]:

$$\tau_c = \frac{ln R_{mirror}}{\nu_{ee} + \nu_{ei}} \approx 0.1 \text{ мкс}, \tag{3}$$

где ν_{ee} и ν_{ei} – частоты электрон-электронных и электрон-ионных кулоновских столкновений. Сравнение этих времен позволяет получить информацию о режиме удержания плазмы в ловушке, который с большим запасом можно считать квазигазодинамическим [49, 60]. Следовательно, потенциал плазмы в центре ловушки положителен относительно стенок и монотонно спадает к стенкам разрядной камеры. Эксперименты по измерению параметров плазмы, описанные ниже, показали, что значение отношения потенциала плазмы в центре ловушки к электронной температуре (выраженной в эВ) равно 4 с точностью 25%. Конус потерь в квазигазодинамическом режиме удержания оказывается заполненным, а функцию распределения электронов, удерживаемых в ловушке, можно считать близкой к максвелловской. Это можно показать сравнив время жизни плазмы со временем максвеллизации электронного газа, которое по порядку величины соответствует обратной частоте кулоновских соударений:

$$\tau_M = \frac{1}{\nu_{ee}} \approx 0.1 \text{ мкс}. \tag{4}$$

Среднее время между столкновениями для электронов и ионов оказывается меньше времени жизни плазмы:

$$\tau_e = \frac{1}{\nu_{ee} + \nu_{ei}} \approx 0.05 \text{ мкс}, \tag{5}$$

$$\tau_i = \frac{1}{\nu_{ii}} \approx 0.2 \text{ мкс}, \tag{6}$$

где ν_{ii} – частота ион-ионных кулоновских столкновений. Следовательно, электроны и ионы в плазме являются столкновительными.

Рассмотрим область вблизи зонда, где концентрация плазмы меньше, чем в пробке магнитной ловушки, по крайней мере, в 15 раз, за счет расширения силовой трубки. Ионы в плазме, которые прилетают на зонд, нейтрализуются на его поверхности. Нейтральные частицы могут ионизоваться в силовой трубке и дать дополнительный вклад в ток в цепи зонда. Этот ток можно оценить, зная заряд ионов dQ, образовавшихся в силовой трубке за единицу времени dt:

$$I_{ion} = \frac{dQ}{dt} = q_e A l \frac{dn_i}{dt} = q_e A l \nu_{ion} n_{gas}, \tag{7}$$

где I_{ion} – вклад в ток заряженных частиц, образовавшихся в ходе ионизации, q_e – элементарный заряд, A – площадь зонда, l – длина силовой трубки от пробки до поверхности зонда, n_i – концентрация образованных ионов на поверхности зонда, ν_{ion} – частота ионизации, n_{gas} – концентрация нейтрального газа. Найдем частоту ионизации электронным ударом:

$$\nu_{ion} = k_{ion} n_e \approx 3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}, \tag{8}$$

где k_{ion} – константа ионизации атома водорода электронным ударом при температуре 10 эВ, n_e – концентрация электронов. При давлении нейтрального газа в расширителе ловушки 1 мТорр получаем дополнительный вклад в ток в цепи зонда $I_{ion} \approx 0.1\mu$А, что на несколько порядков меньше тока ионного насыщения (он составляет единицы мА). Таким образом, влиянием процесса ионизации нейтрального газа в силовой трубке вне ловушки на ток в цепи зонда можно пренебречь.

Электроны в области между пробкой и зондом распространяются в бесстолкновительном режиме, что можно понять, сравнив расстояние между зондом и пробкой с длиной свободного пробега электронов

$$\lambda_e = \frac{v_{Te}}{\nu_{ee} + \nu_{ei}} \approx 23 \text{ см}, \tag{9}$$

где v_{Te} – тепловая скорость электронов.

При пересчете параметров плазмы в пробку магнитной ловушки предполагается, что плазма вылетает вдоль силовых магнитных линий. Для того, чтобы доказать это, было проведено измерение ВАХ при различных продольных положениях зонда и фиксированных условиях горения разряда. Мощность СВЧ излучения гиротрона была выбрана относительно небольшой и составила 600 Вт, чтобы тепловая нагрузка на зонд оставалась допустимой при его расположении близко к пробке. Давление напускаемого газа равнялось 0.5 мТорр. На рисунке 17 показана зависимость ионного тока насыщения зондовой характеристики от продольного положения зонда. Для наглядности на тот же график была наложена зависимость магнитного поля от продольной координаты. Видно, что указанные графики с хорошей точностью совпадают. Иными словами, плотность потока плазмы пропорциональна величине магнитного поля. Следовательно, приближение о вмороженности потока плазмы, вытекающего из ловушки, выполнено.

После определения используемых допущений перейдем непосредственно к описанию методики определения параметров разряда. Нас интересуют три параметра плазмы, которые можно получить из зондовых измерений: электронная температура и концентрация, а также потенциал плазмы в центре ловушки. В первую очередь определяется температура электронов непосредственно по зависимости электронного тока от потенциала зонда. Далее восстанавливается потенциал плазмы и концентрация электронов в пробке. А затем производится пересчет этих параметров в центр ловушки.

Электроны в расширителе магнитной ловушки можно разделить на три фракции. Первая – отраженные в пробкотрон частицы, для которых существует точка разворота между пробкой и зондом. В этой группе учитываются частицы, как уже отразившиеся, так и еще только движущиеся к точке разворота. Эти частицы дают основной вклад в концентрацию плазмы в пробке и в

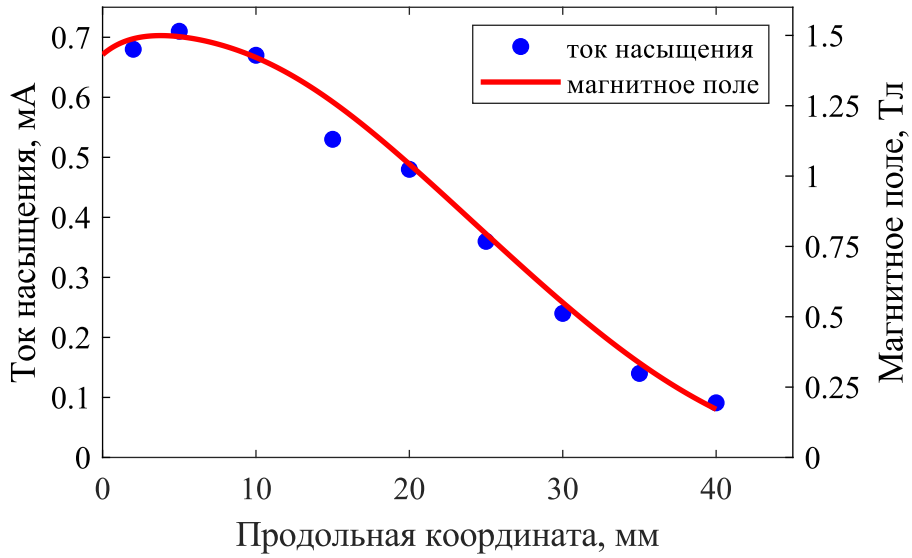


Рисунок 17: Зависимость ионного тока насыщения от положения зонда и его сравнение с профилем магнитного поля вдоль оси ловушки. Давление напускаемого газа равнялось 0.5 мТорр, а мощность СВЧ излучения – 600 Вт.

центре ловушки. Вторая фракция – вылетающие из ловушки электроны. Они попадают на зонд и дают вклад в ток. Вылетающие электроны образуются в результате столкновений, причем они имеют значительную энергию (существенно надтепловую), необходимую для преодоления амбиполярного потенциального барьера. В основном, столкновения происходят с низкоэнергичными электронами. Характерное время между такими соударениями – 1 мкс, что много меньше характерного времени вылета электрона из ловушки (порядка 0.1 мкс). Поэтому вылетающие электроны покидают ловушку в бесстолкновительном режиме. Следовательно, у этих электронов сохраняется полная энергия и поперечный адиабатический инвариант. Третья группа электронов – запертые снаружи ловушки между пробкой и зондом. Они не дают вклада ни в концентрацию электронов в пробке, ни в ток в цепи зонда, но могут влиять на распределение амбиполярного потенциала в расширителе. Однако, для простоты, последняя фракция электронов не учитывается в данной модели.

Сначала рассмотрим функцию распределения электронов по скоростям на поверхности зонда, которую достигают только вылетевшие электроны. Ее можно описать как функцию от интегралов движения электрона (полной энергии ε и поперечного адиабатического инварианта $J_\perp$):

$$\varepsilon = \frac{m_e v_{||}^2}{2} + \frac{m_e v_\perp^2}{2} - q_e\varphi, \quad J_\perp = \frac{m_e v_\perp^2}{2B}, \tag{10}$$

где $v_{||}$ и $v_\perp$ – продольная и поперечная скорости, φ – потенциал в некоторой точке пространства (для противозонда положим $\varphi = 0$), B – модуль магнитного поля. Предполагается, что функция распределения однородна по фазе циклотронного вращения вокруг силовой линии магнитного поля. Конкретный вид функции распределения определяется по зависимости электронного тока от потенциала зонда. Согласно определению:

$$I_e(\varphi) = q_e A \int\limits_{v_{||}>0} v_{||} f_e(\vec{v}) d^3\vec{v}, \tag{11}$$

где A – площадь зонда, q_e – элементарный заряд. Потенциал зонда входит в функцию распределения через полную энергию. Отыскание $f_e(\vec{v})$ по известной зависимости $I_e(\varphi)$ в общем случае является трудной и не является корректно поставленной задачей. Можно существенно упростить задачу отыскания параметров плазмы, взяв модельную функцию распределения, при подстановке которой в определение электронного тока получается тождество. Такая функция была подобрана путем анализа ВАХ зонда. Она является суммой произвольного количества фракций, каждая из которых является максвелловской функцией распределения со своей температурой:

$$f_e = \sum_{k=1}^{n} a_k e^{-\varepsilon/T_k}, \tag{12}$$

где a_k и T_k – некоторые коэффициенты. На практике реализуются случаи $n = 1$ и $n = 2$. Данная функция распределения описывает вылетевшие электроны во всем полупространстве скоростей ($v_{||} > 0$). Так как предполагается, что вторичная электронная эмиссия с поверхности зонда отсутствует, то функция распределения электронов обращается в нуль при $v_{||} < 0$. Подставим указанную функцию распределения в интеграл электронного тока:

$$I_e(\varphi) = q_e A \sum_{k=1}^{n} a_k \int\limits_0^\infty dv_{||} \int\limits_0^\infty dv_\perp 2\pi v_\perp v_{||} e^{-m_e v_{||}^2/(2T_k) - m_e v_\perp^2/(2T_k) + q_e\varphi/T_k} =$$

$$= q_e A \sum_{k=1}^{n} a_k \frac{2\pi T_k^2}{m_e^2} e^{q_e\varphi/T_k} \equiv \sum_{k=1}^{n} b_k e^{q_e\varphi/T_k}. \tag{13}$$

Получаем, что зависимость электронного тока от потенциала зонда имеет тот же вид, что и сама функция распределения. Следовательно, можно определить значения b_k и T_k по аппроксимации экспериментальной кривой, а затем найти a_k по следующей формуле:

$$a_k = \frac{b_k m_e^2}{2\pi q_e A T_k^2}. \tag{14}$$

Для того, чтобы определить параметры плазмы в пробке и в центре ловушки, необходимо сделать предположение о связи между функциями распределения вылетающих и отраженных электронов. Оно состоит в том, что функция распределения для группы отраженных в пробкотрон электронов в пробке имеет ту же зависимость от энергии и поперечного адиабатического инварианта, что и для вылетающих электронов.

При пересчете функции распределения в пробку, зависимость от интегралов движения сохраняется, но меняется область существования фракций в пространстве скоростей. Границу области удерживаемых частиц можно найти по тем частицам, которые имеют нулевую продольную скорость на поверхности зонда. Граница является решением системы уравнений, которая вытекает из законов сохранения:

$$\begin{cases} \frac{m_e}{2}(v_{||0}^2 + v_{\perp 0}^2) - q_e\varphi_0 = \frac{m_e}{2}v_{\perp pr}^2 - q_e\varphi_{pr}, \\ \frac{v_{\perp 0}^2}{B_0} = \frac{v_{\perp pr}^2}{B_{pr}}, \end{cases} \tag{15}$$

где величины с индексом «0» вычисляются в пробке, а с индексом «pr» – на поверхности зонда. Отсюда получаем уравнение границы, которая является эллипсом (так как $B_0 > B_{pr}$):

$$\frac{m_e}{2q_e(\varphi_0 - \varphi_{pr})}v_{||0}^2 + \frac{m_e(1 - \frac{B_{pr}}{B_0})}{2q_e(\varphi_0 - \varphi_{pr})}v_{\perp 0}^2 = 1. \tag{16}$$

Обозначим область в пространстве скоростей, соответствующей отраженным электронам, через $R(\varphi_0, \varphi_{pr})$, а область, соответствующую вылетающим, как $T(\varphi_0, \varphi_{pr})$. По форме эта область R является половиной эллипса, ограниченной его осью $v_\perp = 0$. Объединение вылетающих и отраженных частиц в пробке обозначим как $S(\varphi_0, \varphi_{pr})$. На рисунке 18 показано пространство скоростей и отмечены области отраженных и вылетевших частиц.

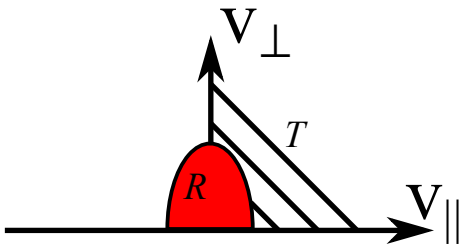


Рисунок 18: Фазовое пространство в пробке магнитной ловушки. Область отраженных в пробкотрон частиц обозначена красным. Область вылетевших частиц отмечена штриховкой.

Для восстановления концентрации плазмы в пробке магнитной ловушки необходимо знать потенциал плазмы φ_0 в этом месте. Найдем его значение из условия квазинейтральности, а также из равенства плотности потоков ионов и электронов при плавающем потенциале ($\varphi_{pr} = \varphi_{fl}$). Так как режим удержания плазмы квазигазодинамический, то скорость ионов в пробке равна ионно-звуковой, выражение для которой в общем виде представлено ниже:

$$c_s(\varphi_0) = \sqrt{\frac{q_e n_e(\varphi_0)}{M\frac{dn_e}{d\varphi}\Big|_{\varphi=\varphi_0}}}. \tag{17}$$

где M – масса протона. Это выражение для скорости ионно-звуковых волн было получено по стандартной процедуре [61, с. 153] на основе уравнения Эйлера, уравнения непрерывности и условия квазинейтральности в длинноволновом приближении и в пренебрежении давлением ионов. Запишем уравнения на φ_0 в явном виде:

$$\begin{cases} n_{i0} = n_e(\varphi_0) = n, \\ \Gamma_i = n_{i0}c_s(\varphi_0) = \Gamma_e, \\ n_e(\varphi_0) = \int\limits_{S(\varphi_0,\varphi_{fl})} f_e(\vec{v})d^3\vec{v}, \end{cases} \tag{18}$$

где параметры Γ_e, φ_{fl} – плотность потока электронов (при $\varphi_{pr} = \varphi_{fl}$) и плавающий потенциал

зонда – берутся из экспериментальных данных. Здесь уже функция $f_e(\vec{v})$ рассчитывается в пробке. Таким образом можно узнать потенциал $\varphi_0(\Gamma_e, \varphi_{fl})$ и концентрацию плазмы $n(\Gamma_e, \varphi_{fl})$ в пробке. Кроме того, потенциал и концентрация зависят от параметров a_k и T_k функции распределения.

Для модельной функции распределения можно вычислить явным образом функцию $n_e(\varphi_0)$:

$$n_e(\varphi_0) = \sum_{k=1}^{n} n_e^{(k)}(\varphi_0) = \sum_{k=1}^{n} a_k e^{q_e\varphi_0/T_k} \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi T_k}{m_e}\right)^{3/2} \Big\{1 + \mathrm{Erf}\Big[\sqrt{\frac{q_e(\varphi_0 - \varphi_{fl})}{T_k}}\Big] - \\ -\exp\left(-\frac{q_e(\varphi_0 - \varphi_{fl})}{T_k\left(1 - \frac{B_{pr}}{B_0}\right)}\right) \sqrt{\frac{B_0}{B_{pr}} - 1}\,\mathrm{Erfi}\Big[\sqrt{\frac{q_e(\varphi_0 - \varphi_{fl})}{T_k}\frac{B_{pr}}{B_0 - B_{pr}}}\Big]\Big\}, \tag{19}$$

где $\mathrm{Erf}[x]$ – функция ошибок Гаусса, $\mathrm{Erfi}[x] = -i\mathrm{Erf}[ix]$ – мнимая функция ошибок, i – мнимая единица. Формулы заметно упрощаются в предположении $q_e(\varphi_0 - \varphi_{fl}) \gg T_k$:

$$n_e(\varphi_0) \approx \sum_{k=1}^{n} a_k e^{q_e\varphi_0/T_k} \left(\frac{2\pi T_k}{m_e}\right)^{3/2}, \tag{20}$$

$$\frac{dn_e}{d\varphi}\Big|_{\varphi=\varphi_0} \approx \sum_{k=1}^{n} a_k e^{q_e\varphi_0/T_k} \frac{q_e}{T_k} \left(\frac{2\pi T_k}{m_e}\right)^{3/2}. \tag{21}$$

Приближенное выражение для концентрации соответствует интегрированию функции распределения по всему пространству скоростей $(v_\perp, v_{||})$. Замена области интегрирования правомерна, если интеграл по добавленному к $S(\varphi_0, \varphi_{fl})$ участку пренебрежимо мал.

Далее, необходимо вычислить концентрацию плазмы в центре ловушки. Для этого найдем разность потенциалов между центром ловушки (φ_c) и пробкой (φ_0), которую можно определить из того факта, что ионы с пренебрежимо малой начальной энергией в центре ловушки ускоряются электрическим полем до ионно-звуковой скорости:

$$q_e(\varphi_c - \varphi_0) = \frac{Mc_s^2}{2}. \tag{22}$$

Концентрация электронов в центре ловушки может быть найдена из распределения Больцмана по разности потенциалов между центром ловушки и пробкой:

$$n_e = \sum_{k=1}^{n} n_e^{(k)}(\varphi_0) e^{q_e(\varphi_c - \varphi_0)/T_k} \tag{23}$$

Ниже приведен алгоритм вычисления параметров плазмы на основе ВАХ.

Для начала рассматривается ионная ветка вольт-амперной характеристики и на ней выбирается участок определенного размера по напряжению, который меньше всего отклоняется от своей линейной аппроксимации. Таким образом определяется линия ионного вклада в ток. Далее, он вычитается из ВАХ. Получившаяся зависимость электронного тока от напряжения аппроксимируется экспонентами. Для этого используется стандартная функция «fit» программного пакета MATLAB. На выходе функция выдает значения коэффициентов формулы аппроксимации и их до-

верительные интервалы с уровнем доверия 95%. Сначала производится попытка аппроксимации данных бимаксвелловской функцией. Если для какого-либо из параметров размер доверительного интервала больше его значения, то аппроксимация признается неудавшейся и следующим шагом производится аппроксимация максвелловской функцией с одной компонентой. Затем, по известным параметрам функции распределения (a_k, T_k) и значениям Γ_e, φ_{fl} восстанавливается потенциал и концентрация плазмы в пробке путем решения соответствующей системы уравнений. Далее, по известной ионно-звуковой скорости восстанавливается потенциал в центре ловушки и, соответственно, определяется концентрация электронов.

В завершение описания методики измерения приведем способ вычисления погрешности измерения параметров плазмы. Источниками ошибки при вычислении температуры, концентрации и потенциала плазмы являются:

- Погрешность при позиционировании зонда в продольном направлении. Положение зонда выставляется с точностью 0.5 мм, что дает относительную погрешность величины магнитного поля на поверхности зонда в 10%.

- Ошибки аппроксимации данных. Учитывается погрешность, вносимая шумом сигналов тока и напряжения. Она вычисляется следующим образом. На вольт-амперной характеристике производится разбиение кривой на небольшие участки по напряжению, в каждом из которых проводится усреднение тока. Также выбираются минимальные и максимальные значения тока на указанных интервалах для оценки погрешности. Аппроксимация усредненной кривой дает значения параметров, а аппроксимации для кривых, составленных из точек минимума и максимума задают интервалы погрешностей параметров.

Абсолютная погрешность температуры электронов вычисляется явным образом по результатам обработки ВАХ. Для концентрации и потенциала плазмы ситуация сложнее за счет зависимости искомых величин от нескольких параметров. В этом случае определим отдельно вклад каждого из параметров если другие зафиксированы:

$$\Delta y_P = \frac{1}{2}|y(P + \Delta P, \mathbf{x}) - y(P - \Delta P, \mathbf{x})|, \tag{24}$$

где P и ΔP – некоторый параметр и его погрешность, $\mathbf{x}$ – набор остальных параметров, Δy_P – «частная» погрешность по параметру P. Для вычисления общей погрешности Δy произведем суммирование по параметрам:

$$\Delta y = \sum_P \Delta y_P. \tag{25}$$

Таким образом, разработана теория, позволяющая по данным зондовых измерений на установке GISMO в условиях высокой плотности плазмы восстановить параметры разряда в центре ловушки.

Основные эксперименты были проведены при фиксированном положении зонда (он находился на расстоянии 40 мм от пробки магнитной ловушки) и различных условиях горения разряда (мощности СВЧ излучения гиротрона и давления напускаемого газа). Прежде всего, было определено в каких условиях реализуется бимаксвелловская функция распределения электронов.

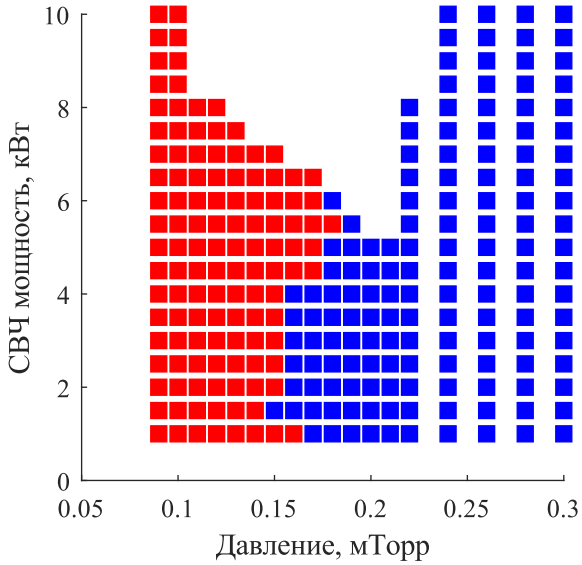


Рисунок 19: Вид функции распределения в зависимости от условий горения разряда. Красным квадратам соответствует максвелловская функция распределения, а синим – бимаксвелловская.

На рисунке 19 показано разделение по виду функции распределения в зависимости от параметров разряда. Двухтемпературная функция распределения реализуется в области высоких давлений напускаемого газа (более 0.16 мТорр).

В остальных случаях функция распределения является максвелловской. Наиболее наглядно наличие дополнительной фракции электронов показано на графике зависимости логарифма тока электронов от потенциала зонда (см. рисунок 20). При увеличении давления напускаемого газа наблюдается качественное изменение графика электронного тока, заключающееся в появлении дополнительного линейного участка.

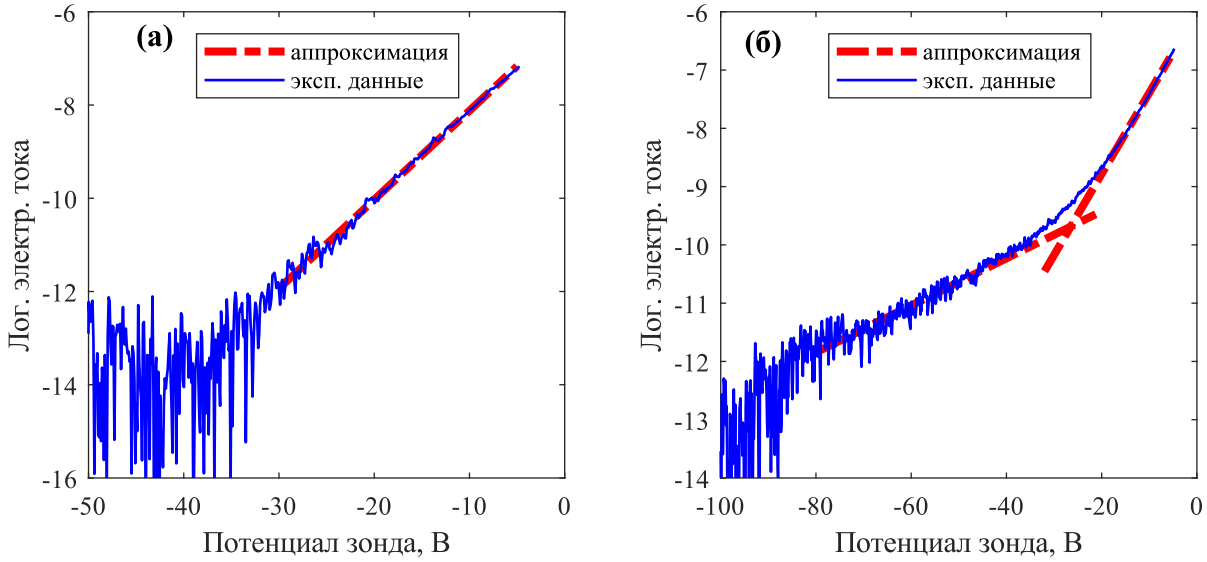


Рисунок 20: Зависимость логарифма электронного тока от потенциала зонда для максвелловского распределения (а) и для бимаксвелловского (б). В обоих случаях мощность СВЧ излучения равнялась 6 кВт, но отличалось давление напускаемого газа: в случае (а) оно равнялось 0.15 мТорр, а в случае (б) – 0.22 мТорр.

Для того, чтобы охарактеризовать бимаксвелловское распределение была введена средняя температура следующим образом:

$$T = \frac{n_1 T_1 + n_2 T_2}{n_1 + n_2}, \tag{26}$$

где n_i, T_i $(i = 1, 2)$ – концентрация и температура соответствующих электронных фракций. Цветовые карты средней температуры и концентрации плазмы представлены на рисунке 21. Белое пятно на цветовой карте соответствуют нестабильным режимам горения разряда, в которых не удается записать вольт-амперную характеристику.

Рассмотрим диапазон давлений (0.24 мТорр – 0.3 мТорр), в котором реализуется высокая концентрация плазмы (см. рисунок 21). При мощности СВЧ излучения выше 5 кВт практически не происходит увеличения температуры и концентрации плазмы с ростом поглощаемой мощности. Предположительно, в этом случае растет энерговклад в периферийную часть плазмы, а поглощенная мощность в приосевой области разряда остается на неизменном уровне.

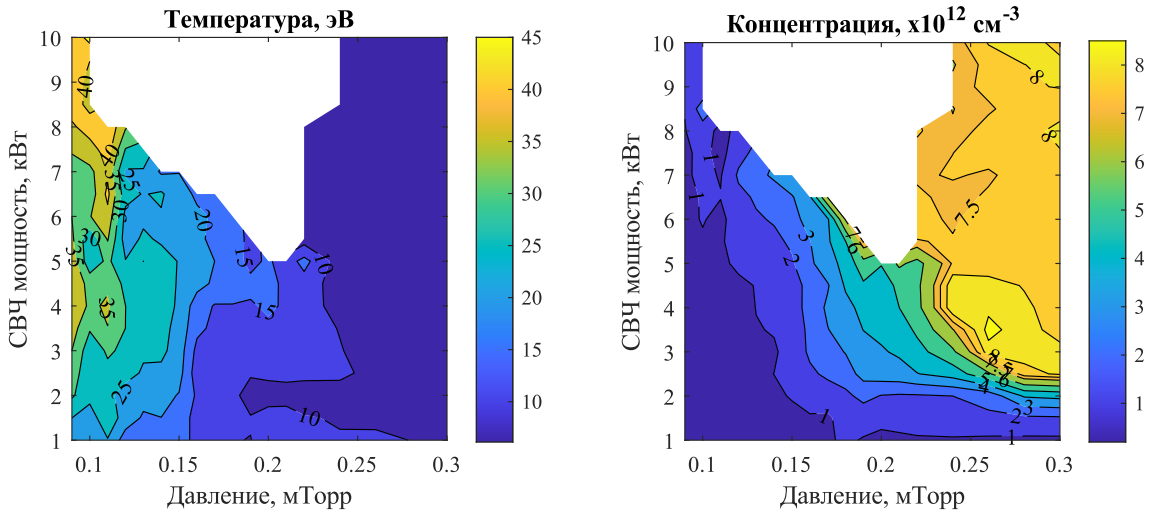


Рисунок 21: Цветовые карты средней температуры (слева) и концентрации (справа) электронов в зависимости от условий горения разряда. Белым пятнам соответствуют неустойчивые режимы.

По данным средней температуры и концентрации удалось определить границу между бесстолкновительным и квазигазодинамическим режимами удержания – при давлении напускаемого газа более 0.15 мТорр реализуется квазигазодинамический режим удержания. Последний представляет практический интерес, поскольку он обеспечивает формирование интенсивных ионных пучков.

Рассмотрим зависимость потенциала плазмы в центре ловушки от параметров разряда. Она по виду повторяет зависимость средней температуры. Если построить цветовую карту отношения потенциала к температуре (выраженной в эВ), то оно равно 4 с отклонением 25% (см. рисунок 22). Этот факт будет использован далее при построении теоретической модели энергетического баланса в плазме (раздел 1.4).

Можно построить одномерные графики зависимости концентрации и температуры электронов обеих фракций от мощности СВЧ излучения при фиксированном давлении напускаемого газа (см. рисунок 23). Концентрация горячей фракции электронов более чем на 2 порядка меньше,

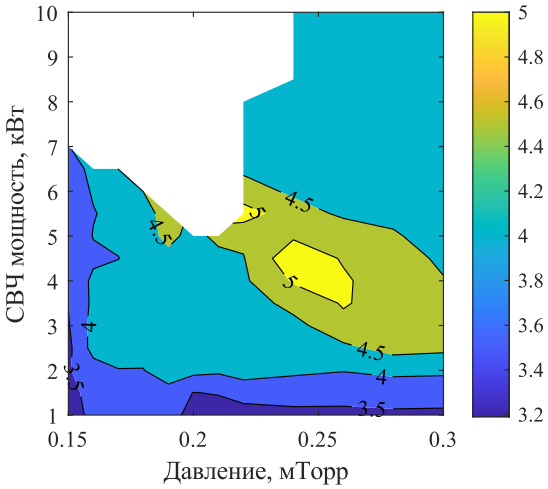


Рисунок 22: Зависимость отношения потенциала плазмы к температуре электронов (выраженной в эВ) от условий горения разряда.

чем холодной. Полученный результат можно объяснить следующим образом. Зависимость тока на зонд от его потенциала устроена так, что при малых напряжениях зонда электронный ток резко растет. Этот резкий рост тока соответствует вкладу холодной компоненты, тогда как ток горячей фракции электронов имеет более плавную зависимость от напряжения на зонде. При малых напряжениях вклад в ток холодной компоненты выше, чем горячей. К тому же, холодные электроны более эффективно, по сравнению с горячей фракцией, тормозятся амбиполярным потенциалом вне ловушки. Поэтому отношение концентрации в пробке отраженных в пробкотрон электронов к вылетевшим для холодной компоненты выше, чем для горячей. То есть, более высокий ток при малых напряжениях и более резкий рост концентрации электронов от зонда к пробке обеспечивают кратное превышение концентрации холодных электронов над горячей фракцией.

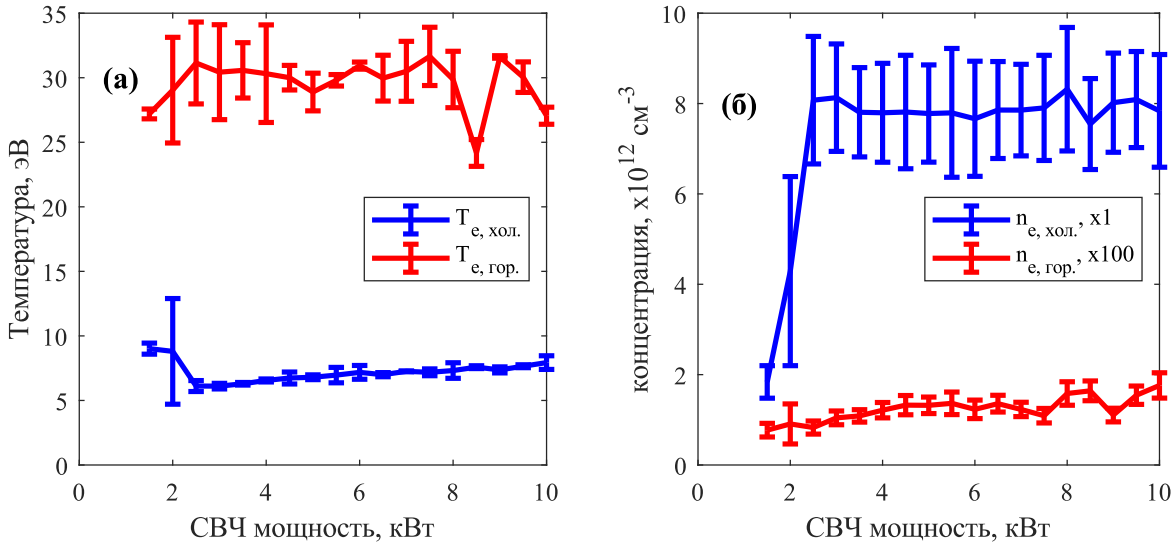


Рисунок 23: Зависимость температуры (а) и концентрации (б) электронов от мощности СВЧ излучения при давлении напускаемого газа 0.3 мТорр. Синей линией показаны данные основной (холодной) компоненты, а красной – горячей компоненты.

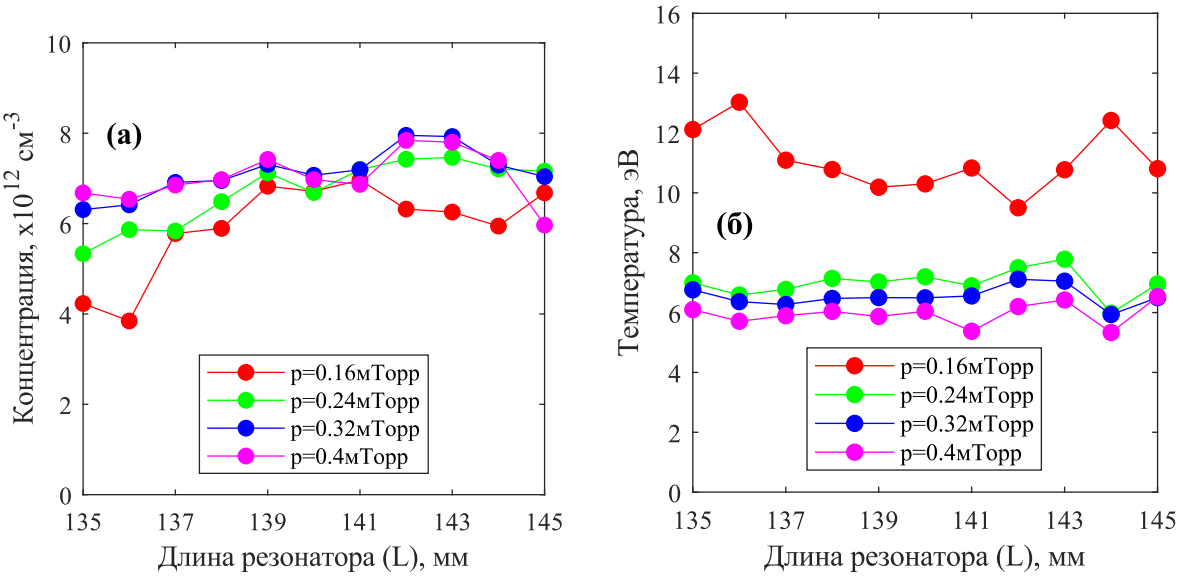


Рисунок 24: Зависимость концентрации плазмы (а) и средней температуры электронов (б) от длины резонатора разрядной камеры при фиксированной мощности СВЧ излучения гиротрона, равной 5 кВт.

Рассмотрим эксперимент с переменной длиной разрядной камеры (она обозначена переменной L). При этом положение зонда в пространстве оставалось фиксированным относительно магнитного поля. На рисунке 24 показана зависимость концентрации плазмы и средней электронной температуры в центре ловушки от длины резонатора разрядной камеры при фиксированной мощности СВЧ излучения и различных давлениях напускаемого газа. Электронная температура практически не зависит от длины резонатора плазменной камеры. С ростом давления напускаемого газа концентрация плазмы слабее зависит от длины резонатора разрядной камеры. Следовательно, влияние характеристик резонатора плазменной камеры ослабевает при увеличении давления напускаемого газа.

Результаты зондовых измерений позволяют определить энерговклад в центральную часть разряда. Это важно, поскольку именно из приосевой области плазмы извлекается ионный пучок.

Рассмотрим потери энергии в электрон-протонной плазме вблизи оси. Энергия теряется из-за выноса плазмы через пробки магнитной ловушки на стенки разрядной камеры (предполагается, что положение торцов разрядной камеры совпает с положением пробок магнитной ловушки). При этом процессе электрон-ионная пара превращается в нейтральный атом водорода. Следовательно, в пересчете на одну пару частиц теряется не только их кинетическая энергия, но и энергия связи, равная потенциалу ионизации атома водорода. Рассмотрим вклады кинетической энергии ионов и электронов в потери. Ионы ускоряются амбиполярным потенциалом и набирают энергию, которая много больше их начальной тепловой, когда они находились в плазме. Соответственно, кинетические потери энергии ионов можно записать следующим образом:

$$p_{loss}^{(i)} = \frac{n_i}{\tau_i} q_e \varphi_c \tag{27}$$

где $p_{loss}^{(i)}$ – вклад ионов в удельные потери энергии, n_i – концентрация протонов в плазме (в центре

ловушки), τ_i – время жизни протонов, φ_c – потенциал плазмы в центре относительно стенок. Вклад электронов в потери энергии можно вычислить по определению на основе их функции распределения около стенки (предполагается Максвелловское распределение электронов по скоростям):

$$p_{loss}^{(e)} = \frac{S_{face}}{V_{plasma}} \int\limits_{v_z>0} f_e(\vec{v}) v_z \frac{m_e v^2}{2} d^3\vec{v} \tag{28}$$

где $f(\vec{v}) \sim exp(-m_e v^2/2T_e)$ – функция распределения электронов по скоростям у стенки плазменной камеры, T_e – температура электронов, m_e – масса электрона, S_{face} – суммарная площадь участков поверхности на торцах плазменной камеры (с двух сторон), на которые налетает плазма, V_{plasma} – объем плазмы, ось z сонаправлена с нормалью к одной из торцевых стенок плазменной камеры и направлена наружу. Область интегрирования по скоростям охватывает вылетающие из ловушки электроны, которые достигли стенки плазменной камеры. Введенный интеграл можно свести к интегралу потока электронов из ловушки путем интегрирования по частям:

$$p_{loss}^{(e)} = 2T_e \frac{S_{face}}{V_{plasma}} \int\limits_{v_z>0} f_e(\vec{v}) v_z d^3\vec{v} = 2T_e \frac{n_e}{\tau_e}, \tag{29}$$

где n_e – концентрация электронов в плазме (в центре ловушки), τ_e – время жизни электронов. С учетом условия квазинейтральности, выражение для общих потерь энергии записывается следующим образом:

$$p_{loss} = \frac{n_i}{\tau_i} \left(q_e \varphi_c + 2T_e + E_i \right) \tag{30}$$

где E_i – энергия ионизации атома водорода из основного состояния. Выражения для величин, входящих в формулу, можно получить на основе измерений параметров плазмы с помощью зонда Ленгмюра. Для времени жизни ионов в квазигазодинамическом режиме удержания применяется следующая формула:

$$\tau_i = \frac{1}{2e^{-1/2}\sqrt{T_e/M}} \int \frac{B_{plug}}{B(z)} dz \tag{31}$$

где M – масса протона, B_{plug} – величина напряженности магнитного поля в пробке, $B(z)$ – зависимость величины магнитного поля на оси ловушки от продольной координаты, интегрирование производится по отрезку вдоль оси между пробками магнитной ловушки. Время жизни вычислялось по стандартной процедуре, как отношение количества ионов в силовой трубке магнитной ловушки к потоку ионов из нее. Интеграл появляется в формуле для объема силовой трубки. Основные потери частиц происходят через пробки магнитной ловушки, так как поток частиц, покидающих центральную силовую трубку в поперечном направлении, на 2 порядка меньше по сравнению с потоком частиц через торцы силовой трубки.

По результатам зондовых измерений можно провести оценку эффективности вклада энергии СВЧ излучения в приосевую область разряда. В качестве свободных параметров, варьируемых в эксперименте, выступали выходная мощность СВЧ излучения гиротрона и давление напускаемого газа. Для удобства вычислим средний по объему плазмы удельный энерговклад, используя

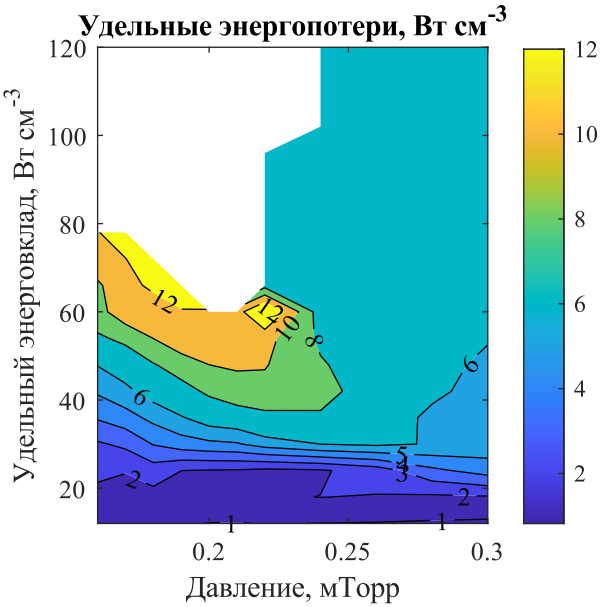


Рисунок 25: Зависимость удельных энергопотерь в приосевой области разряда от давления напускаемого газа и среднего удельного энерговклада в плазму. Показана область параметров при квазигазодинамическом режиме удержания. Белым цветом обозначены неустойчивые режимы горения плазмы, в которых не удалось измерить ее параметры.

коэффициент поглощения 60% и объем плазмы около 50 см$^{-3}$. На рисунке 25 показана цветовая карта удельных потерь энергии. Видно, что вычисленные потери энергии в несколько раз ниже, чем соответствующий усредненный удельный энерговклад.

СВЧ излучение поглощается локально в зонах электронного циклотронного резонанса. Затем электроны переносят поглощенную энергию вдоль силовых линий магнитного поля. Поэтому удобно оценивать энергию, вкладываемую в отдельную силовую трубку, заполненную плазмой. Из представленных данных можно сделать вывод о том, что поглощение энергии в плазме неоднородно по силовым трубкам и в периферийной части удельный энерговклад больше, чем в приосевой. Качественно, это можно объяснить экранировкой СВЧ излучения периферийной плазмой, так как микроволновая энергия поступает в плазму снаружи со стороны боковых стенок разрядной камеры.

Ионный состав пучка определялся при помощи магнитного масс-спектрометра, схема которого показана на рисунке 26. Ионный пучок пролетает через поворотный магнит, после которого попадает на цилиндр Фарадея. При фиксированном напряжении экстракции и некотором токе в магните ионы с разным отношением заряда к массе отклоняются на разный угол. Цилиндром Фарадея регистрируются только те ионы, угол отклонения которых совпал с углом поворота ионного тракта (он равен 42 градусам). Ионный спектр пучка удается измерить за счет варьирования тока магнита: при его увеличении на цилиндр Фарадея начинают попадать ионы с уменьшающимся отношением заряда к массе, если ускоряющее напряжение фиксировано. Разрешающей способности анализатора было достаточно для выделения фракции протонов и молекулярных ионов водорода, а также примесей тяжелых ионов (азота, кислорода).

Рассмотрим эксперимент по определению состава извлекаемого ионного пучка. Для начала было проверено наличие примесей тяжелых ионов в пучке. На рисунке 27 показан полный ионный

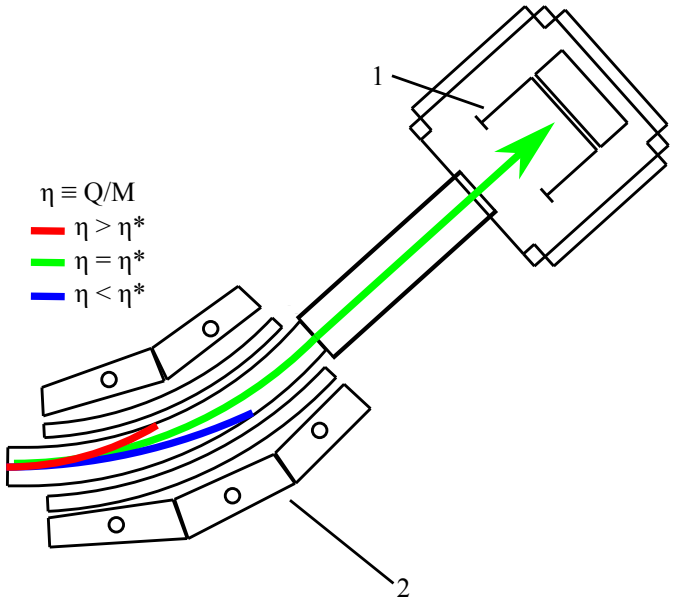


Рисунок 26: Схема магнитного масс-спектрометра. Обозначения: 1 – цилиндр Фарадея, 2 – поворотный магнит. Цветными линиями обозначены траектории ионных пучков с различным отношением заряда к массе (больше, равного, и меньше целевого).

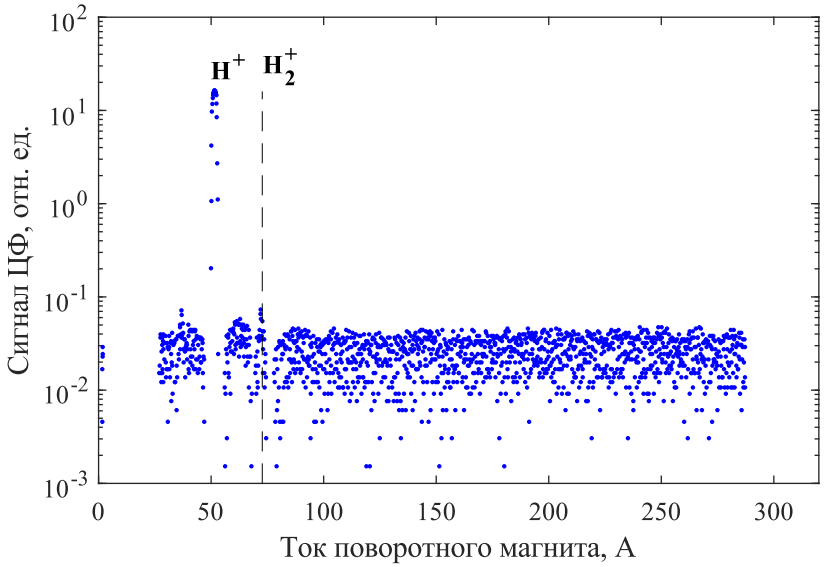


Рисунок 27: Зависимость сигнала ионного пучка на цилиндре Фарадея анализатора от тока поворотного магнита. Давление напускаемого газа равнялось 0.3 мТорр, мощность СВЧ излучения гиротрона равнялась 4.6 кВт.

спектр. Диапазон токов поворотного магнита подобран таким образом, чтобы через него пролетали ионы с отношением массы (выраженной в атомных единицах массы) к заряду (выраженному в элементарных зарядах) от 1 до 32 (от H^+ до O_2^+). Отчетливо виден пик, соответствующий протонам. Сигналы от остальных видов ионов не удается различить на фоне шумов, что говорит о низком содержании примесей в пучке. Это обусловлено большим удельным энерговкладом, что позволило очистить вакуумную камеру за счет интенсивного потока плазмы на стенку. Далее будем рассматривать только соотношение между протонами и молекулярными двухатомными ионами водорода в пучке, а вкладом остальных ионов пренебрежем. На рисунке 28 показана цветовая

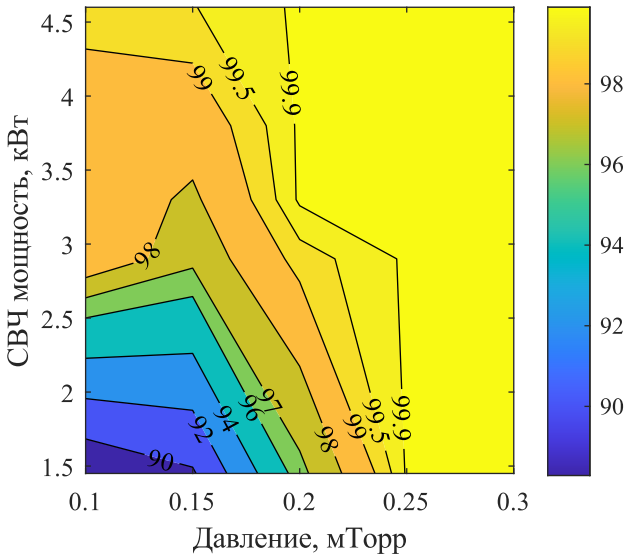


Рисунок 28: Зависимость доли протонов в ионном пучке от условий горения разряда (давления напускаемого газа и мощности СВЧ излучения).

карта содержания протонов в пучке в зависимости от давления напускаемого газа и мощности СВЧ излучения. Видно, что с ростом мощности при фиксированном давлении доля протонов растет. Это согласуется с результатами численных расчетов глобальной модели (будет показано в разделе 1.4). В широком диапазоне параметров доля протонов в пучке превышает 99.9%.

Столь высокое содержание протонов в ионном пучке (более 99.9%) на других установках ранее не достигалось.

1.4. Численное моделирование параметров электронно-циклотронного резонансного разряда в водороде с высокой плотностью

В этом разделе будет рассмотрена теоретическая модель плазменных процессов для однородной плазмы, призванная показать, что при экспериментально реализуемых условиях горения разряда содержание протонов в плазме близко к 100%.

Моделирование плазменных процессов позволяет определить параметры плазмы, недоступные для измерения зондовыми методами. В зависимости от сложности конкретной модели, она позволяет определить, например (для водородной плазмы), доли ионов различных сортов в плазме, температуру ионов и нейтрального газа, распределение возбужденных молекул водорода по колебательным уровням. В данной работе используется глобальная нульмерная модель, которая позволяет подтвердить (еще одним способом, кроме измерения спектра ионного пучка) высокое содержание протонов в плазме при условиях горения разряда, характерных для установки GISMO.

Математически, нульмерная модель оформлена в виде системы дифференциальных и алгебраических уравнений, которые будут введены ниже. Система уравнений устроена таким образом, что параметры плазмы со временем стремятся к стационарному значению, которое и будет ис-

пользовано в качестве выходных данных для сравнения расчетов с экспериментом.

Глобальная модель описывает временную динамику концентрации электронов, протонов, молекулярных ионов водорода (H_2^+ и H_3^+), нейтральных атомов и молекул водорода в основном состоянии, а также температуры электронов. Функция распределения электронов была выбрана максвелловской, что является хорошим приближением для плазмы газодинамического ЭЦР ионного источника с точки зрения анализа эффективности процессов ионизации. В модели не учитываются возбужденные атомы и молекулы водорода, а также отрицательные ионы водорода. Наличие возбужденных частиц в разряде влияет на баланс частиц и энергии в плазме. Например, молекулы водорода с колебательными возбужденными уровнями проще ионизуются и диссоциируют по сравнению с молекулами в основном состоянии. Учет этих реакций в модели приведет к смещению равновесного состояния в сторону увеличения степени ионизации и диссоциации, если пренебречь потерями энергии на излучение. Оценка этих потерь энергии приведена далее. Удельная мощность излучения может быть оценена на основе простого уравнения баланса между возбуждением атома водорода в состоянии $1s$ электронным ударом с переходом в состояние $2p$ и обратным радиационным переходом. Уравнение баланса записывается следующим образом:

$$k_{ex.} n_e N_1 = \frac{N_{ex.}}{\tau_{21}}, \tag{32}$$

где $k_{ex.}$ – константа реакции возбуждения $1s \to 2p$, n_e – концентрация электронов, N_1 – концентрация атомов водорода в основном состоянии, $N_{ex.}$ – концентрация атомов водорода в состоянии $2p$, $\tau_{21} = 1.6$ нс – радиационное время жизни возбужденного атома водорода. При температуре электронов, равной 10 эВ, $k_{ex.} = 8 \cdot 10^{-9}$ см$^{-3}$ с$^{-1}$. Следовательно, $N_{ex.} \approx 1.3 \cdot 10^9$ см$^{-3}$ при характерных концентрациях $n_e \approx 10^{13}$ см$^{-3}$ и $N_1 \approx 10^{13}$ см$^{-3}$ (в качестве значений выбраны верхние границы). Концентрация возбужденных атомов водорода в состоянии $2p$ пренебрежимо мала. Удельная мощность излучения ($p_{h\nu}$) может быть оценена следующим образом:

$$p_{h\nu} = E_{21} \frac{N_{ex.}}{\tau_{21}}, \tag{33}$$

где $E_{21} = 10.2$ эВ – энергия фотона, излученного при переходе $2p \to 1s$. При указанных значениях параметров $p_{h\nu} \approx 1.3$ Вт см$^{-3}$, что пренебрежимо мало по сравнению с другими каналами потерь энергии (величина потерь в них порядка 10 Вт см$^{-3}$).

Рассматриваются плазменные процессы, протекающие в силовой трубке в приосевой области разряда. В модели учитываются 10 основных реакций, которые представлены в таблице 2. Они были выбраны как доминирующие из сравнения с другими реакциями в диапазоне электронных температур, реализуемом в расчетах. Среди них есть двухчастичные реакции ионизации, диссоциации, рекомбинации, а также реакция образования иона H_3^+ (реакция №10). Вклад от трехчастичных реакций пренебрежимо мал из-за сравнительно небольшой концентрации плазмы. Значения констант реакций взяты из книг [62, 63] и базы данных ALADDIN [64]. В некоторых реакциях среди продуктов встречаются возбужденные атомы водорода. Следует продолжить такие реакции до снятия возбуждения и записать вклад от этих реакций в атом водорода в электронном состоянии $1s$. Дело в том, что радиационное время жизни возбужденного атома водорода в

состоянии $2p$ составляет 1.6 нс. Следовательно, практически сразу после образования $H(2p)$ происходит переход в основное состояние. Возбужденный атом водорода $H(2s)$ является метастабильным с временем жизни 120 мс. Однако, в результате электронного удара происходит переход $H(2s) \rightarrow H(2p)$. Константа этой реакции как минимум на 2 порядка больше остальных. Следовательно, атом в состоянии $2s$ быстро превращается в атом в состоянии $1s$ по двухступенчатой реакции $H(2s) \rightarrow H(2p) \rightarrow H(1s) + h\nu$.

N	Уравнение реакции	Порог реакции (E_N), эВ
1	$e + H(1s) \rightarrow e + H^+ + e$	13.6
2	$e + H_2 \rightarrow e + H(1s) + H(1s)$	4.5
3	$e + H_2 \rightarrow e + H(1s) + H(2s)$	14.7
4	$e + H_2 \rightarrow e + H_2^+ + e$	15.4
5	$e + H_2^+ \rightarrow e + H^+ + H(1s)$	2.4
6	$e + H_2^+ \rightarrow e + H^+ + H(n = 2)$	14
7	$e + H_2^+ \rightarrow H(1s) + H(n > 1)$	0
8	$e + H_3^+ \rightarrow H + H + H$	0
9	$e + H_3^+ \rightarrow e + H^+ + H + H$	14
10	$H_2 + H_2^+ \rightarrow H_3^+ + H$	0

Таблица 2: Список используемых реакций.

Значения констант реакций (k_N) зависят от температуры электронов (для реакций №1 – №9) и от температуры ионов (для реакции №10). Последняя оценивается на уровне 0.5 эВ, что характерно для плазмы ЭЦР разряда [65]. На рисунке 29 показаны графики зависимости констант реакции от температуры. Можно заметить, что в достигаемом в экспериментальных условиях диапазоне температур преобладают реакции диссоциации молекулярных ионов водорода (их константы реакции достигают значений порядка 10^{-7} см^3 с$^{-1}$).

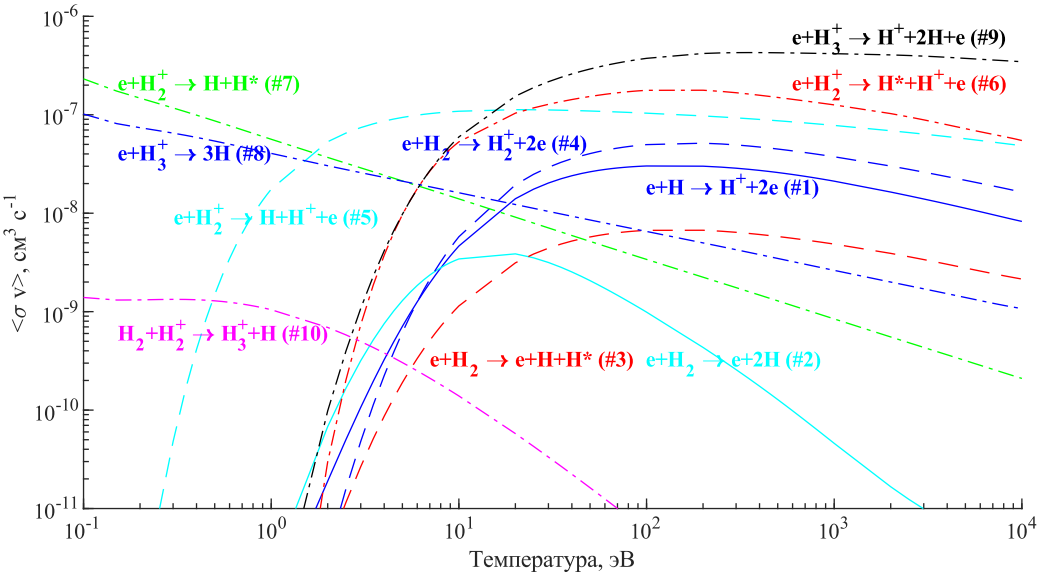


Рисунок 29: Зависимость констант реакций от температуры.

Рассмотрим потери плазмы из приосевой области ловушки. С одной стороны центральная силовая трубка опирается на клин, а с другой – проходит через отверстие в плазменном электроде.

Поэтому половина продольного потока плазмы достигает клина, где происходит поверхностная рекомбинация ионов, а вторая часть безвозвратно теряется из ловушки. В стационарном состоянии потери частиц из ловушки компенсируются напуском нейтрального газа. Предположим, что безвозвратно теряемые из ловушки ионы поступают в приосевую область разряда только в виде нейтральных молекул водорода. Рассматривается квазигазодинамический режим удержания. Плазма покидает ловушку, в основном, через торцы силовой трубки. Плазма считается квазинейтральной (в основной области), а потери определяются движением ионов под действием амбиполярного потенциала (который монотонно спадает от центра ловушки к стенкам). Считается, что заряженные частицы с вероятностью 100% нейтрализуются на стенке разрядной камеры. Ионы преобразуются в нейтралы по следующим каналам:

$$H^+ + \text{стенка} \rightarrow H + \text{стенка}, \tag{34}$$

$$H_2^+ + \text{стенка} \rightarrow H_2 + \text{стенка}, \tag{35}$$

$$H_3^+ + \text{стенка} \rightarrow H_2 + H + \text{стенка}. \tag{36}$$

Для вычисления скорости потерь удобно использовать время жизни ионов и электронов. Его можно определить как количество частиц в плазме, деленное на полный поток потерь. В квазигазодинамическом режиме удержания ионы от центра ловушки к пробке ускоряются амбиполярным потенциалом приблизительно до Бомовской скорости

$$v_i = \sqrt{\frac{T_e}{M_i}}, \tag{37}$$

где T_e – температура электронов, M_i $(i = 1, 2, 3)$ – масса иона определенного сорта (H^+, H_2^+, H_3^+). При этом разность потенциалов ($\Delta\varphi$) между центром ловушки и пробкой составляет

$$\Delta\varphi = \frac{T_e}{2q_e}. \tag{38}$$

Согласно определению, время жизни ионов вычисляется следующим образом:

$$\tau_i = \frac{V_{plasma} n_i}{2S_{plug}(n_i e^{-1/2}) v_i}, \tag{39}$$

где S_{plug} – площадь одного из торцов пробок, через которые вытекает плазма, n_i – концентрация иона H_i^+ в центре ловушки, τ_i – время жизни иона H_i^+, V_{plasma} – объем силовой трубки, заполненной плазмой. Коэффициент 2 появился из-за того, что плазма вытекает в двух направлениях, а коэффициент $e^{-1/2}$ отражает падение концентрации плазмы в пробке по сравнению с центром ловушки. В формулу для времени жизни входит отношение объема плазмы к площади поперечного сечения силовой трубки в пробке, которое можно выразить через интеграл от отношения магнитного поля в пробке (B_{plug}) к магнитному полю в ловушке на оси ($B(z)$), если считать магнитное поле однородным в поперечном сечении силовой трубки:

$$\frac{V_{plasma}}{S_{plug}} = \int \frac{B_{plug}}{B(z)} dz. \tag{40}$$

Поэтому время жизни не зависит от конкретной формы области интегрирования по поперечным координатам, но важно, чтобы силовая трубка имела небольшой поперечный размер по сравнению с размером всей ловушки. Одной из характеристик пробкотрона является пробочное отношение. Можно проанализировать то, каким образом пробочное отношение входит в интеграл. Для этого рассмотрим параболический профиль магнитного поля (так как распределение магнитного поля на установке GISMO близко к параболическому) с расстоянием между пробками L и пробочным отношением R_{mirror}. Зависимость магнитного поля от координаты выглядит следующим образом:

$$B(z) = \frac{B_{plug}}{R_{mirror}} \left(1 + \frac{4z^2}{L^2} \left(R_{mirror} - 1\right)\right). \tag{41}$$

Для введенного модельного распределения можно вычислить интеграл в выражении (40):

$$\int_{-L/2}^{L/2} \frac{B_{plug}}{B(z)} dz = L R_{mirror} \frac{arctg\sqrt{R_{mirror} - 1}}{\sqrt{R_{mirror} - 1}}. \tag{42}$$

Полученное выражение будет полезным при определении влияния пробочного отношения на параметры разряда в расчетах.

Время жизни электронов вычисляется на основе времен жизни ионов из условия квазинейтральности потерь плазмы

$$\frac{n_e}{\tau_e} = \frac{n_1}{\tau_1} + \frac{n_2}{\tau_2} + \frac{n_3}{\tau_3}, \tag{43}$$

где τ_e – время жизни электрона, а n_e, n_1, n_2, n_3 – концентрации электронов и ионов H^+, H_2^+, H_3^+, соответственно. Безвозвратные потери ионов выражаются следующим образом: для H_i^+ они равны $n_i/(2\tau_i)$. С учетом количества тяжелых ядер в атомах и молекулах, эффективная скорость замещения ионов нейтральными молекулами водорода составляет $n_1/(4\tau_1) + n_2/(2\tau_2) + 3n_3/(4\tau_3)$.

Далее рассмотрим уравнение баланса энергии. В плазме энергия, в основном, сосредоточена в электронной компоненте и составляет

$$W = \frac{3T_e}{2} n_e \tag{44}$$

в пересчете на единицу объема. Энергия частиц тратится на эндотермические реакции, а также теряется вместе с выносом плазмы на стенку. Из-за высокого потенциала плазмы (как было установлено ранее, численно равного 4 электронным температурам, выраженным в эВ – см. рисунок 22) основная доля потерь энергии связана с ионами, которые, соответственно, приобретают энергию, равную перепаду потенциала между стенкой плазменной камеры и центром плазмы. Долю потерь энергии со стороны электронов также стоит учитывать. Как было показано в разделе 1.3, потери кинетической энергии частиц из плазмы записываются для ионов ($p_{loss}^{(i)}$) и электронов ($p_{loss}^{(e)}$) следующим образом:

$$p_{loss}^{(i)} = q_e \varphi_c \left(\frac{n_1}{\tau_1} + \frac{n_2}{\tau_2} + \frac{n_3}{\tau_3}\right) = q_e \varphi_c \frac{n_e}{\tau_e} \approx 4T_e \frac{n_e}{\tau_e}, \tag{45}$$

$$p_{loss}^{(e)} = 2T_e \frac{S_{face}}{V_{plasma}} \int\limits_{v_z>0} f_e(\vec{v}) v_z d^3\vec{v} = 2T_e \frac{n_e}{\tau_e}. \tag{46}$$

При написании формулы для ионов было учтено условие квазинейтральности потерь. В итоге, суммарные потери энергии из плазмы путем выноса частиц записываются следующим образом:

$$p_{loss} = p_{loss}^{(i)} + p_{loss}^{(e)} \approx 6T_e \frac{n_e}{\tau_e}. \tag{47}$$

Электроны приобретают энергию от СВЧ излучения. Мерой поглощения в этом случае является удельный энерговклад в плазму:

$$p_{heat} = \frac{P}{V_{plasma}}, \tag{48}$$

где p_{heat} – удельный энерговклад, P – поглощенная мощность СВЧ излучения. Удельный энерговклад в плазму является свободным параметром модели.

Запишем в явном виде систему балансных уравнений модели на основе рассуждений, представленных выше:

$$\begin{cases} \frac{dW}{dt} = -\frac{6T_e n_e}{\tau_e} + p_{heat} - n_e(k_1 E_1 N_1 + (k_2 E_2 + k_3 E_3 + k_4 E_4) N_2 + (k_5 E_5 + k_6 E_6) n_2 + k_9 E_9 n_3), \\ \frac{dn_e}{dt} = -\frac{n_e}{\tau_e} + n_e(k_1 N_1 + k_4 N_2 - k_7 n_2 - k_8 n_3), \\ \frac{dn_1}{dt} = -\frac{n_1}{\tau_1} + n_e(k_1 N_1 + (k_5 + k_6) n_2 + k_9 n_3), \\ \frac{dn_2}{dt} = -\frac{n_2}{\tau_2} + n_e(k_4 N_2 - (k_5 + k_6 + k_7) n_2) - k_{10} N_2 n_2, \\ \frac{dn_3}{dt} = -\frac{n_3}{\tau_3} - n_e(k_8 + k_9) n_3 + k_{10} N_2 n_2, \\ \frac{dN_1}{dt} = \frac{n_1}{2\tau_1} + \frac{n_3}{2\tau_3} + n_e(-k_1 N_1 + (2k_2 + 2k_3) N_2 + (k_5 + k_6 + 2k_7) n_2 + (3k_8 + 2k_9) n_3) + k_{10} N_2 n_2, \\ \frac{dN_2}{dt} = \frac{n_1}{4\tau_1} + \frac{n_2}{\tau_2} + \frac{5n_3}{4\tau_3} - n_e(k_2 + k_3 + k_4) N_2 - k_{10} N_2 n_2, \\ \frac{n_e}{\tau_e} = \frac{n_1}{\tau_1} + \frac{n_2}{\tau_2} + \frac{n_3}{\tau_3}, \\ \tau_i = \frac{V_{plasma}}{S_{plug} 2e^{-1/2} \sqrt{T_e / M_i}}, (i = 1, 2, 3) \end{cases} \tag{49}$$

где N_1 и N_2 – концентрации нейтральных атомов и молекул водорода, соответственно. У системы уравнений есть два интеграла: закон сохранения количества ядер и условие квазинейтральности:

$$N_\Sigma = n_1 + 2n_2 + 3n_3 + N_1 + 2N_2 = const = N_\Sigma(t = 0), \tag{50}$$

$$n_{qn} = n_e - n_1 - n_2 - n_3 = const = 0, \tag{51}$$

где значения констант следуют из начальных условий. Эти законы сохранения используются для контроля точности расчетов. Предположим для удобства, что в нулевой момент времени присутствует затравочная плазма с очень малой степенью ионизации: $n_1 = n_e = 10^8$ см$^{-3}$, $T_e = 10$ эВ, $N_2 = N_2(0)$. В качестве свободного параметра выступает начальная концентрация молекул водорода. При этом значения параметров плазмы в стационарном состоянии практически не зависят от

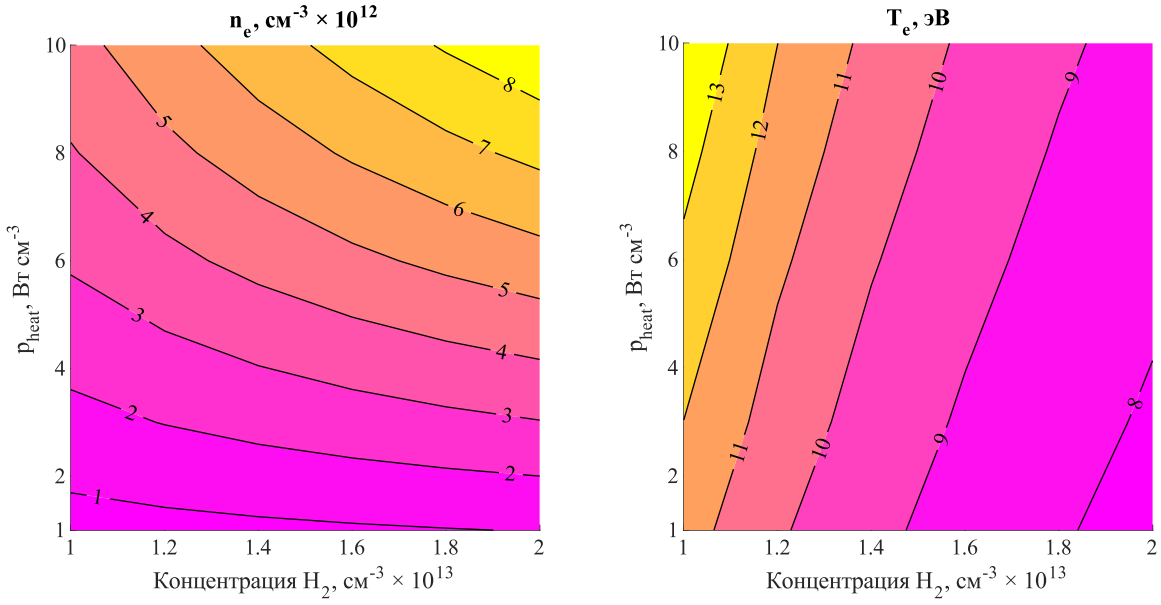


Рисунок 30: Цветовые карты зависимости концентрации плазмы (слева) и электронной температуры (справа) от параметров модели.

концентрации и температуры затравочной плазмы, так как характерная начальная концентрация молекул водорода составляет 10^{13} см$^{-3}$.

Система уравнений решается методом Рунге-Кутты 4 порядка с фиксированным шагом по времени, равным 0.4 нс (и достаточным для обеспечения сходимости расчета при малых концентрациях плазмы на стадии развития разряда), при полном времени эволюции модели 0.2 мс, что заведомо достаточно для перехода системы в стационарное состояние.

Таким образом, в модели есть два параметра: удельный энерговклад в плазму и начальная концентрация нейтрального газа. Начальная плотность молекул водорода может быть выведена из давления напускаемого газа с использованием уравнения для идеального газа при комнатной температуре ($T = 293$ K) [66]:

$$N_2(t=0)[\text{см}^{-3}] \approx 3.3 \cdot 10^{16}[\text{см}^{-3} \cdot \text{Topp}^{-1}] \cdot p_{gas}[\text{Topp}], \tag{52}$$

где p_{gas} – давление напускаемого газа.

Перейдем к результатам расчетов. На рисунке 30 приведены цветовые карты вычисленных концентрации электронов и электронной температуры. В указанном диапазоне параметров концентрация плазмы и температура электронов оказались близки к полученным экспериментально распределениям.

При тех же параметрах была построена цветовая карта содержания протонов в плазме (см. рисунок 31). При удельном энерговкладе более 6 Вт см$^{-3}$ и концентрации электронов более $5 \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$ доля протонов в потоке плазмы из ловушки превышает 99%, что позволяет использовать приближение электрон-протонной плазмы для вычисления параметров разряда путем обработки результатов зондовых измерений.

Важно, что эти результаты согласуются с данными, полученными в ходе эксперимента по измерению состава ионного пучка (см. рисунок 32). Стоит отметить, что, в рамках численной мо-

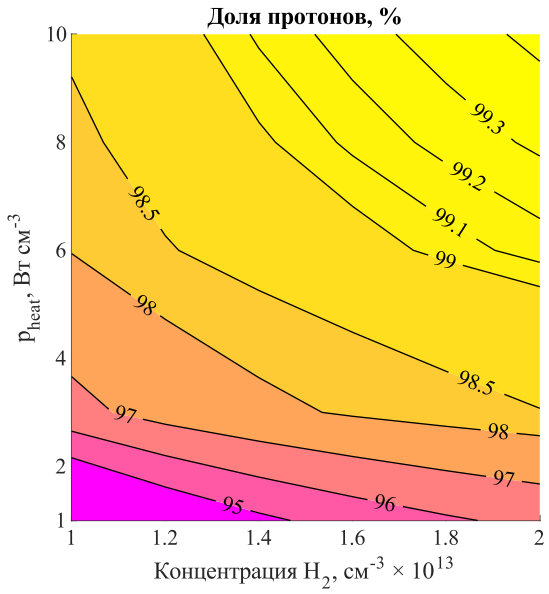


Рисунок 31: Зависимость доли протонов в потоке плазмы, вытекающего из ловушки от параметров модели.

дели, ионы, нейтрализованные на стенке, мгновенно заполняют рассматриваемую центральную силовую трубку. В условиях эксперимента на реальной установке нейтралы должны пройти некоторое расстояние до центра плазменной камеры, откуда извлекаются ионные пучки. В ходе своего движения они участвуют в реакциях ионизации и диссоциации. Это объясняет слегка заниженное значение доли протонов в расчетах по сравнению с экспериментальными данными, полученными при измерениях состава ионного пучка.

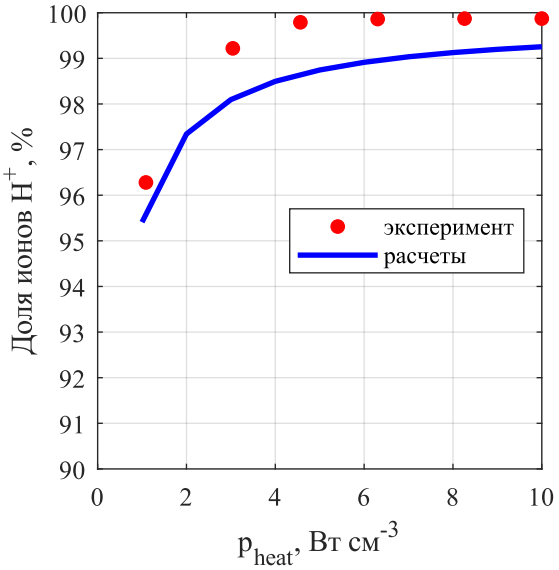


Рисунок 32: Зависимость доли протонов и молекулярных ионов водорода в ионном пучке от параметра p_{heat}.

Полученное соотношение протонов и молекулярных ионов является стационарным решением системы балансных уравнений (49) при некотором наборе внешних параметров задачи. Для определения причин высокого значения доли протонов в плазме рассмотрим схему превращений

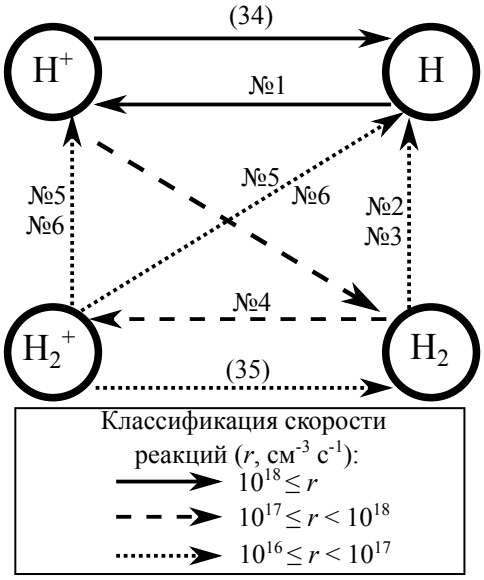


Рисунок 33: Схема основных превращений частиц в плазме с классификацией по интенсивности реакций на основе расчетов при начальной концентрации молекул водорода $2{\cdot}10^{13}$ см$^{-3}$ и удельном энерговкладе 10 Вт см$^{-3}$. Ионы H_3^+ не включены в схему из-за пренебрежимо малых значений интенсивности реакций с их участием. Номера объемных реакций обозначены со знаком «№», а поверхностных указаны в скобках.

тяжелых частиц разного сорта за счет объемных и поверхностных реакций (см. рисунок 33). Основной цикл превращений включает в себя протоны и атомы водорода, которые связаны между собой реакцией потери протона на стенке и ионизацией атома водорода в объеме плазмы. Также есть цепочка превращений $H^+ \rightarrow H_2 \rightarrow H_2^+$, которая замыкается реакциями диссоциации молекулярного иона водорода №5 и №6. Значения констант реакций k_5 и k_6 имеют максимальные значения среди остальных реакций в диапазоне температур, реализуемых в расчетах. Это обеспечивает низкую концентрацию молекулярных ионов водорода.

Структура магнитного поля ловушки оказывает значительное влияние на стационарное состояние разряда. От пробочного отношения зависит время удержания плазмы: есть прямая монотонная зависимость. Увеличение времени жизни частиц повышает концентрацию электронов, что влияет на скорость реакций диссоциации и смещает баланс частиц в сторону увеличения доли протонов. На рисунке 34 показана зависимость доли протонов и концентрации электронов от пробочного отношения. Доля протонов значительно (с 87% до 99.7%) увеличивается с повышением пробочного отношения от 1 до 10 при начальной концентрации молекул водорода $2 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$ и удельном энерговкладе 7 Вт см$^{-3}$.

Отметим, что в ЭЦР ионных источниках с нагревом на частоте 2.45 ГГц реализуется удельный энерговклад до 10 Вт см$^{-3}$ [65]. Однако, используемые магнитные ловушки имеют близкое к единице пробочное отношение. Это обеспечивает слабое удержание плазмы в продольном направлении. Следовательно, как показывают результаты моделирования, на этих источниках реализуется низкая концентрация плазмы, а содержание протонов не превышает 90%.

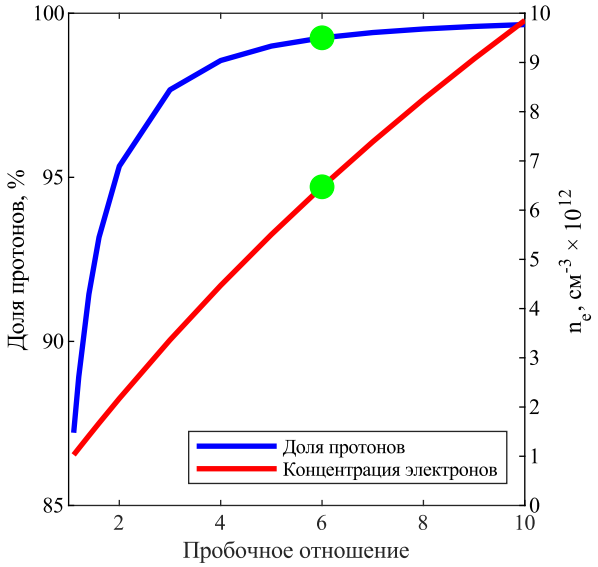


Рисунок 34: Зависимость доли протонов (синяя линия) и концентрации электронов (красная линия) от пробочного отношения при фиксированной начальной концентрации молекул водорода, равной $2 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, и удельном энерговкладе 7 Вт см$^{-3}$. Зелеными кружками обозначены значения величин при пробочном отношении, равном 6, что соответствует условиям для установки GISMO.

1.5. Результаты главы

Приведем основные результаты исследований, изложеных в главе 1.

Показано, что система ввода СВЧ излучения в плазму обеспечивает при всех используемых мощностях излучения (от 2 кВт до 10 кВт) эффективность согласования на уровне 60% в условиях высокой плотности плазмы, близкой к критической.

Разработан метод определения параметров сильно неравновесной плазмы внутри магнитной ловушки ионного источника с квазигазодинамическим режимом удержания плазмы по вольт-амперной характеристике одиночного зонда, находящегося за пределами ловушки в потоке вытекающей плазмы.

Экспериментально и теоретически исследованы зависимости доли содержания атомарных ионов водорода в экстрагированных пучках ионов в зависимости от условий поддержания ЭЦР разряда (мощности, потока напускаемого газа), найдены оптимальные режимы работы стенда GISMO, в которых доля атомарных ионов составляет 99.9%.

Результаты, описанные в этой главе диссертации, опубликованы в работах [1А-3А].

Глава 2. Формирование интенсивных ионных пучков из плазмы электронно-циклотронного резонансного разряда с высокой плотностью

2.1. Методы формирования ионных пучков

Для извлечения ионного пучка из плазмы используют систему, состоящую как минимум из двух электродов [67–69] (см. рисунок 35а). Один из электродов называют плазменным, так как на него опирается плазма. Второй электрод экстрагирует ионы из плазмы и поэтому называется извлекающим электродом или вытягивающим (пуллером). Между электродами создается высокая напряженность электрического поля (достигая величины до 100 кВ/см).

Основной задачей экстракции является формирование пучка с большим током и малым разбросом по скоростям. Качество пучка характеризуется распределением частиц в пространстве координат и скоростей в некотором сечении вдоль трассы распространения пучка. Распределение частиц в пространстве «поперечная координата-поперечная скорость» в получаемых экспериментально пучках часто по форме напоминает эллипс. Для количественного определения качества ионного пучка используют среднеквадратичный эмиттанс, выражение для которого будет введено в подразделе 2.3.3 (формула (72)). Здесь важно отметить, что величина эмиттанса пропорциональна площади эллипса, покрывающего ионный пучок на фазовой плоскости. Чем меньше эмиттанс, тем проще управлять пучком (в том числе ускорять его с минимальными потерями). Нулевой эмиттанс имеют идеально сфокусированный в точку ионный пучок и строго параллельный пучок. Разработчики ионных источников для ускорителей стремятся к получению пучка с минимальным углом расходимости ограниченного поперечного размера для удобства его транспортировки.

Конкретной задачей в рамках определенного проекта, поставленной перед разработчиками

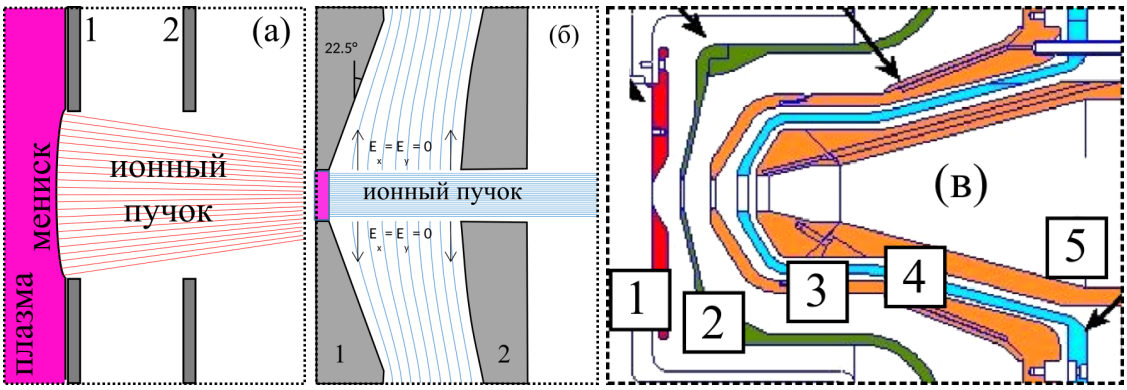


Рисунок 35: Схематичные изображения различных систем формирования ионного пучка: (а) – двухэлектродная плоская, (б) – геометрия Пирса, (в) – 5-электродный экстрактор, используемый в ионном источнике SILHI (CEA Saclay). Обозначения: 1 – плазменный электрод, 2 – вытягивающий электрод (пуллер), 3 и 5 – заземленные электроды, 4 – запирающий электрод (репеллер). Рисунки (а) и (б) взяты из работы [70], а рисунок (в) – из [71].

систем экстракции ионного пучка для инжекторов ионов в ускорители, является создание системы электродов, способных извлекать из плазмы пучки определенной энергии с заданным током, малой угловой расходимостью и как можно лучшего качества. При проектировании экстракторов в качестве входных данных учитываются характеристики плазмы (ионный состав и эмиссионная способность) и геометрические параметры ионного источника. Современные проекты ускорителей требуют получения ионных пучков со все более высоким током при заданной энергии и эмиттансе не выше некоторого значения.

Ниже приведен краткий обзор используемых систем формирования ионного пучка и инструментов для их разработки.

Джоном Робинсоном Пирсом [72] (см. рисунок 35б) была разработана электродная система формирования электронного пучка, включающая в себя два электрода специальной формы (для случая круглых и щелевых отверстий). Она была предложена для формирования строго параллельного электронного пучка ограниченного размера. Её отличительной чертой является значение угла между поверхностью плазменного электрода и осью симметрии, равное $67.5°$. Эта система стала классической. Она часто применяется и для формирования ионных пучков. Однако, есть несколько ограничений, не позволяющих формировать строго параллельные ионные пучки [73]: 1) электроды должны быть бесконечно тонкими (по крайней мере, вблизи пучка), 2) требуется однородное распределение плотности потока ионов по всей эмиссионной поверхности, что невозможно, так как вблизи электродов плазма менее плотная, 3) эквипотенциальные линии, соответствующие потенциалу вытягивающего электрода не являются плоскими, а искривлены наружу (так называемый апертурно-линзовый эффект), 4) ионы в плазме имеют конечную температуру, на порядок большую, чем электроны, вылетевшие с разогретого катода.

Зачастую количество электродов не ограничивается двумя. Например, добавляют третий, заземленный электрод после пуллера, а на сам пуллер подают отрицательный потенциал по отношению к заземленному электроду [74–84]. В этом случае пуллер дополнительно исполняет роль запирающего электрода (репеллера). Он создает потенциальный барьер для вторичных электронов, находящихся в пучке вне экстрактора и препятствует их проникновению в плазму. Так обеспечивается высокий уровень компенсации пространственного заряда в пучке, снижающий его расходимость при транспортировке. Также используется 4-электродная система, в которой пуллер заземлен и есть отдельный электрод-репеллер [32, 85–87]. Такая конфигурация отличается практически нулевым током на запирающий электрод, что позволяет использовать маломощный высоковольтный источник для подачи запирающего напряжения. Если ускоряющее напряжение между электродами достигает значения порядка 100 кВ и расстояние между плазменным электродом и пуллером относительно велико, то между ними добавляют промежуточный электрод [88–90] для снижения риска развития пробоев. В такой конфигурации можно добиться большей напряженности электрического поля по сравнению со случаем, когда пуллер заземлен, так как минимальное расстояние между электродами, при котором экстрактор может функционировать без пробоев, пропорционально напряжению в степени $3/2$ [91]. Наличие промежуточного электрода позволяет выполнить тонкую подстройку режима работы экстрактора для уменьшения искажений пучка [92]. Например, разработанный в CEA Saclay (Франция) источник легких ионов (H^+, D^+) [93] имеет 5-электродную систему экстракции (плазменный электрод, пуллер, заземленный электрод, репеллер, заземленный электрод – см рисунок 35в). Данный экстрактор непрерывно совершенствуется, например, его протяженность уменьшилась на 30 см по сравнению с первыми версиями [89].

Кроме количества электродов, системы экстракции отличаются формой, числом и размером отверстий в плазменном электроде. Например, в системах с осевой симметрией обычно используют экстракторы с круглыми отверстиями. Для увеличения полного тока пучка могут использоваться экстракторы, которые имеют несколько круглых отверстий, расположенных симметрично. В качестве примера можно привести экстракторы, электроды которых имеют 9 или 13 отверстий [79, 94].

Зачастую, конфигурация системы экстракции определяется в ходе численного исследования с использованием широкого спектра программ для расчета экстракции ионного пучка (PBGUNS [80, 82, 85, 95, 96], KOBRA3-INP [79, 87], IBSimu [67, 74, 97–100], AXCEL [86, 92, 101], SIMION [96, 102] и другие). Также можно проводить оптимизацию и исследование системы экстракции непосредственно в рамках эксперимента [103, 104].

Численное моделирование формирования ионного пучка из плазмы в данной диссертацион-

ной работе проводилось с использованием программного пакета IBSimu (Ion Beam Simulator) [105–107], который представляет собой набор библиотек, написанных на языке C++. С их помощью осуществляется решение задачи о распространении ионного пучка во внешнем магнитном поле и в самосогласованном электрическом поле. Ищется стационарное решение при фиксированных потенциалах на электродах. В качестве модели в IBSimu используется система уравнений Власова-Пуассона:

$$\begin{cases} \Delta\varphi = -4\pi\rho, \\ \vec{v}\cdot\nabla f + \frac{q}{m}(-\nabla\varphi + \left[\frac{\vec{v}}{c}, \vec{B}\right])\cdot\frac{\partial f}{\partial\vec{v}} = 0, \\ \rho = q\int f d^3\vec{v} + \rho_{\text{пл}}, \end{cases} \tag{53}$$

где φ – электрический потенциал, ρ – плотность заряда, f – функция распределения ионов, $\vec{B}$ – внешнее магнитное поле, q и m – заряд и масса ионов, $\rho_{\text{пл}}$ – плотность заряда электронов плазмы. В приведенной системе, для простоты, описываются только ионы одного сорта. Однако, систему можно обобщить на случай большего числа сортов ионов, добавив соответствующие функции распределения и уравнения Власова, а также учитывая вклад разных ионов в плотность заряда. В модели используется следующее распределение плотности заряда электронов:

$$\rho_{\text{пл}} = \rho_0 exp\left(\frac{q_e(\varphi - \varphi_{\text{пл}})}{T_e}\right) \tag{54}$$

где $\varphi_{\text{пл}}$ – потенциал плазмы, ρ_0 – плотность заряда ионов внутри плазмы (вычисляется из условия нейтральности плазмы и соответствует концентрации ионов, которая определяется на основе заданной начальной энергии ионов и начальной плотности тока). В указанной выше системе уравнений ионы представлены в эйлеровом описании. Однако, удобнее перейти к лагранжевому описанию и рассматривать движение отдельных частиц под действием силы Лоренца в заданных электрическом и магнитном полях. В стационарной задаче вводятся траектории ионов. Они берут свое начало внутри плазмы, затем распространяются до условной границы плазма-ионный пучок, которую называют плазменным мениском. В данной работе под мениском подразумевается эквипотенциальная поверхность, покрывающая отверстие плазменного электрода и соответствующая потенциалу на нем. После этого траектории попадают в межэлектродное пространство и заканчиваются либо на границе расчетной области, либо на стенке электрода. Каждая траектория дает вклад в плотность заряда. Распределение потенциала описывается на дискретной прямоугольной сетке. Система уравнений Власова-Пуассона решается итерационным методом. Один итерационный цикл включает в себя: решение уравнения Пуассона с заданным распределением

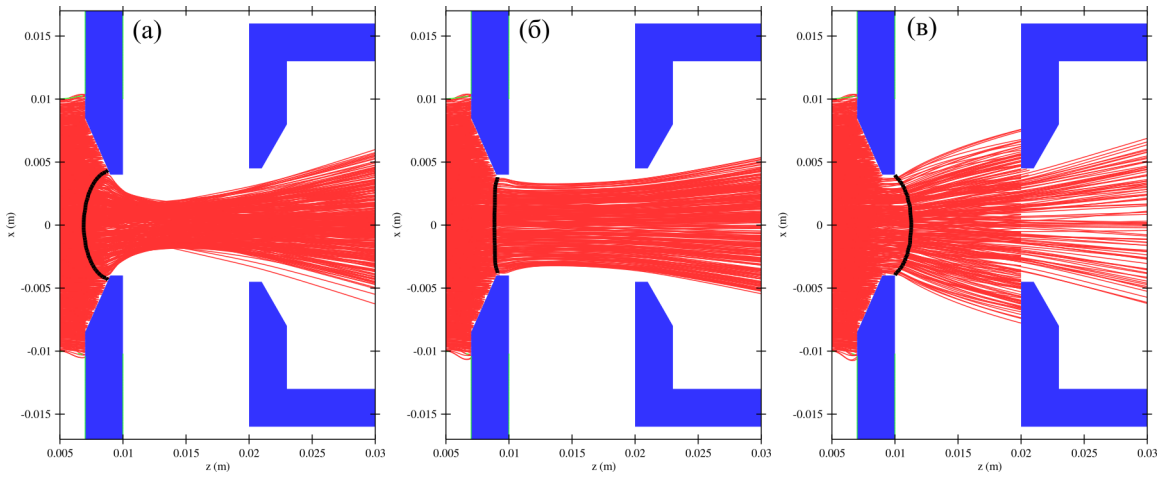


Рисунок 36: Расчеты формирования ионных пучков в плоском экстракторе при фиксированном ускоряющем напряжении и разных начальных плотностях тока пучка: ниже оптимальной (а), оптимальной (б) и выше оптимальной (в). Синим цветом обозначены электроды, красным – траектории ионов, черной линией отмечен плазменный мениск.

объемного заряда; вычисление электрического поля; расчет траекторий ионов в заданных электрических и магнитных полях; вычисление распределения объемного заряда пучка по траекториям и пространственного заряда электронов, исходя из представленной модели. Уравнение Пуассона решается методом конечных разностей. После дискретизации получается система линейных уравнений, которая решается стабилизированным методом бисопряженных градиентов. Расчет траекторий частиц осуществляется путем решения уравнений движения частиц методом Рунге-Кутты с коэффициентами Кэша-Карпа. Начальное электрическое поле задается путем решения уравнения Лапласа при отсутствии пространственного заряда. В качестве примера на рисунке 36 приведены расчеты формирования пучка протонов в плоской двухэлектродной геометрии. Показано как меняется форма мениска при увеличении начальной плотности тока формируемого пучка. При распространении ионного пучка внутри вакуумной камеры в области вне сильных электрических полей присутствует компенсация пространственного заряда пучка за счет электронов, образовавшихся при ионизации остаточного газа пучком. В IBSimu не моделируются процессы взаимодействия ионного пучка с фоновым газом. Однако, компенсацию пространственного заряда можно учесть, искусственно введя коэффициент и умножив на него рассчитанное распределение объемного заряда пучка. Данная процедура правомерна в области пространства после экстрактора, где нет сильных электрических полей, поэтому расчеты формирования ионного пучка в экстракторе проводились с нулевой компенсацией пространственного заряда.

Вернемся к вопросу о получении интенсивных ионных пучков для ускорителей. Одним из способов повышения тока пучка является увеличение площади эмитирующей поверхности при фиксированной плотности потока плазмы. В этом случае растет начальный фазовый объем ион-

ного пучка, что приводит к увеличению эмиттанса. Другой способ состоит в увеличении начальной плотности тока формируемого пучка при фиксированной площади эмиттера. Однако, в этом случае проявляется негативное влияние пространственного заряда пучка в межэлектродном пространстве, которое также приводит к росту эмиттанса. Кроме того, в случае, когда эмиссионная способность плазмы больше оптимальной для конкретных условий формирования пучка, эмиссионная поверхность плазмы (плазменный мениск) становится выпуклой, что приводит к сильной расходимости ионного пучка (см. рисунок 36). Для извлечения ионного пучка в оптимальном режиме при фиксированной высокой начальной плотности тока необходимо повышать электрическое поле вблизи мениска. Этого можно добиться путем увеличения напряжения экстракции или сближения электродов. Оба способа ограничиваются электрическим пробоем в межэлектродном пространстве.

В данной диссертационной работе предлагается новая система экстракции ионных пучков, в которой формируется неоднородное распределение электрического поля в межэлектродном пространстве, обеспечивающее повышение поля вблизи мениска [4А-6А]. Для создания неоднородного электрического поля, увеличенного вблизи мениска, используются электроды специальной формы, отличной от традиционно используемой плоской и Пирсовой геометрии (см. рисунок 37). Характерная черта экстрактора нового типа – форма плазменного электрода, имеющего вытянутую в продольном направлении часть. За счет перераспределения электрического поля в межэлектродном пространстве (см. рисунок 38) ионы из плазмы ускоряются быстрее, чем в плоской геометрии. Следовательно, объемный заряд пучка становится меньше и его негативное влияние на эмиттанс снижается. Для иллюстрации сказанного, на рисунке 37 приводится сравнение расчета формирования ионного пучка для экстракторов плоской и Пирсовой геометрии, а также экстрактора с неоднородным полем. Показано, что при одинаковых условиях в новой геометрии лучше формируется пучок (не оседает на пуллере и имеет меньшую расходимость). Также в последнем случае форма мениска ближе к оптимальной. Электроды Пирсовой геометрии не подходят для формирования интенсивных ионных пучков из-за неблагоприятного распределения электрического поля (оно ослаблено вблизи мениска и усиливается в сторону пуллера). Поэтому в дальнейшем будет проводиться сравнение плоского экстрактора и экстрактора с неоднородным полем.

После разработки электродной системы путем численного моделирования необходимо провести экспериментальную проверку способности экстрактора формировать ионные пучки с требуемыми характеристиками. При поиске оптимальных режимов работы ионного источника может возникнуть ситуация, когда ток извлекаемого ионного пучка не является оптимальным для данной геометрии. Пучок может, например, задевать край пуллера, что вызовет локальный разогрев поверхности электрода и вторичную электронную эмиссию. Образовавшиеся электроны ускоряются

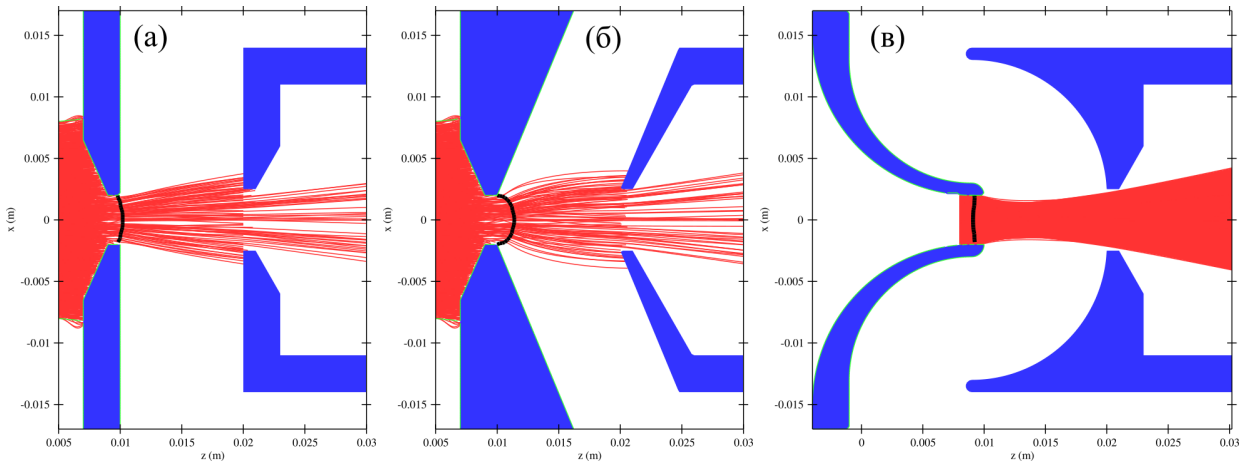


Рисунок 37: Формирование ионного пучка в одинаковых условиях (ускоряющее напряжение, начальная плотность тока, геометрические параметры экстракторов) для плоской (а), Пирсовой (б) геометрий и экстрактора с неоднородным полем (в). Синим цветом обозначены электроды, красным – траектории ионов, черной линией отмечен плазменный мениск.

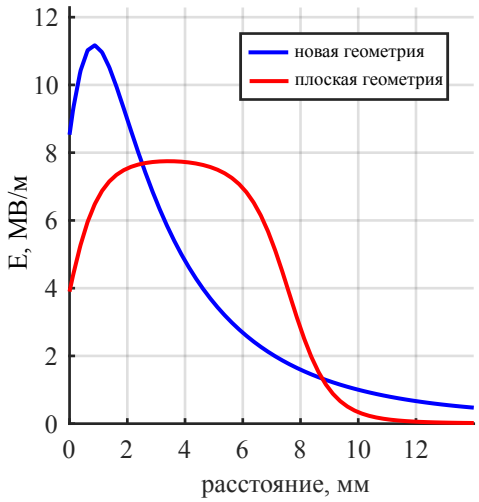


Рисунок 38: Сравнение распределения модуля электрического поля на оси симметрии в экстракторе с новой геометрией и плоской при одинаковых межэлектродном расстоянии и приложенном напряжении.

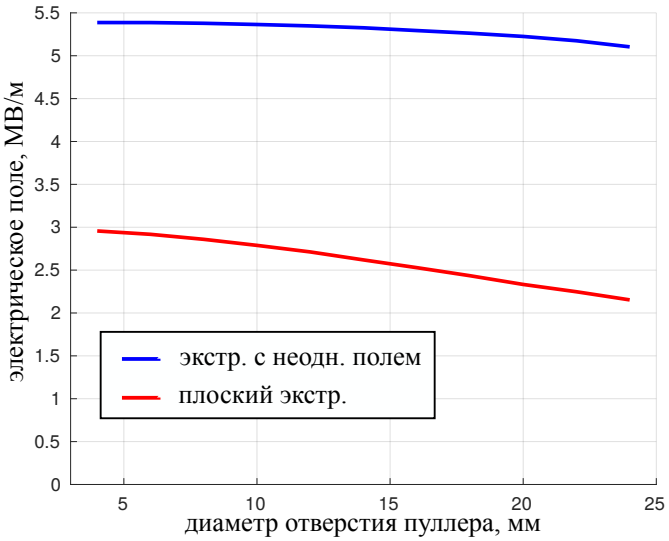


Рисунок 39: Зависимость максимума электрического поля на оси симметрии от апертуры пуллера для старой и новой геометрии экстрактора.

электрическим полем по направлению к плазменному электроду и попадают на него. Этот процесс вызывает дополнительную тепловую нагрузку на электроды, что может привести к их оплавлению в случае формирования интенсивного ионного пучка. В ионных источниках высокой интенсивности необходимо поддерживать некоторое расстояние между пучком и электродами. Для этого увеличивают апертуру пуллера. Однако, это приводит к проникновению электрического поля внутрь пуллера и, следовательно, к уменьшению электрического поля в межэлектродном пространстве. Рассмотрим как меняется максимум электрического поля на оси в зависимости от размера отверстия в пуллере для плоской геометрии и экстрактора с неоднородным полем. Из рисунка 39 видно, что при увеличении апертуры пуллера от 4 мм до 24 мм максимум поля уменьшается менее чем на 10% для новой системы экстракции и на 30% для плоского экстрактора. Это объясняется тем, что в случае новой геометрии пуллер находится в области более слабого электрического поля по сравнению с плоской геометрией. Рассмотрим влияние апертуры пуллера на формирование ионного пучка. Сравним случаи с минимальной и максимальной апертурой пуллера для плоской и новой геометрии экстракторов. Из рисунка 40 видно, что размер пучка на правой границе расчетной области для плоского экстрактора заметно изменился, а для экстрактора с неоднородным полем изменение незначительно. Таким образом, использование нового экстрактора позволяет существенно увеличить апертуру пуллера. Оптимальная минимальная апертура может выбираться так, чтобы ионный пучок гарантированно не оседал на пуллере. Отсутствие потока ионов на пуллер существенно увеличивает срок службы электрода на непрерывных установках с интенсивным ионным пучком.

В плоском экстракторе эквипотенциальные поверхности, в основном, плоские, если не учи-

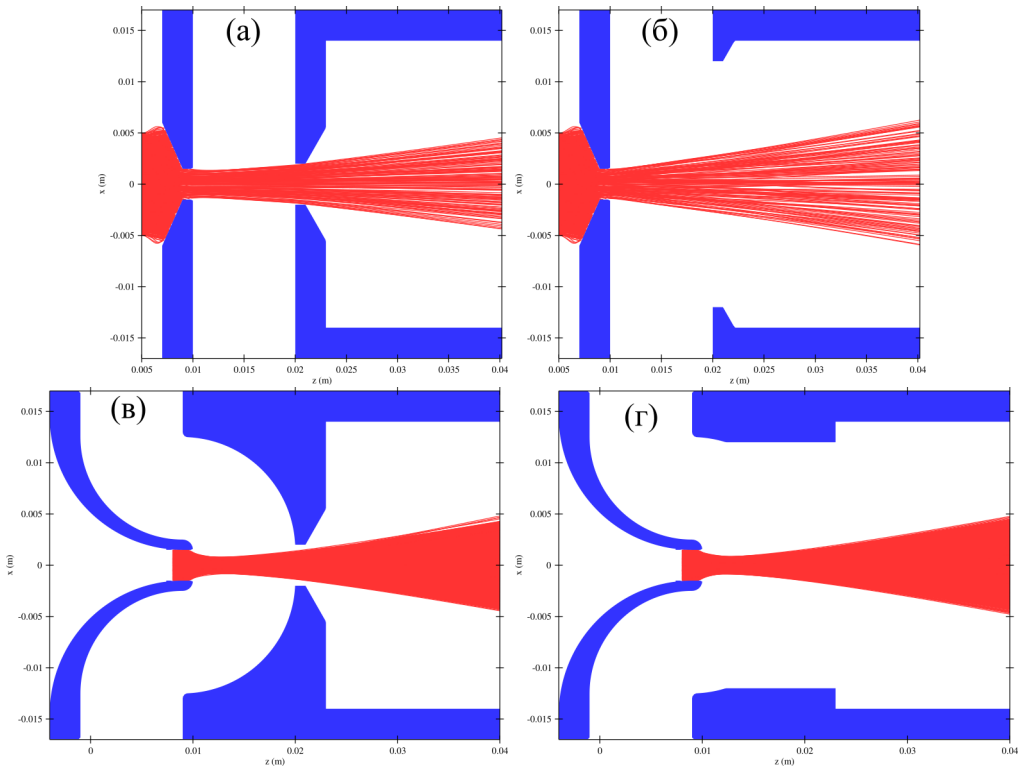


Рисунок 40: Расчеты формирования ионного пучка для двух значений апертуры пуллера (4 мм и 24 мм) в плоской геометрии (а, б) и для экстрактора с неоднородным полем (в, г). Апертура плазменного электрода была равной 3 мм, а межэлектродное расстояние – 10 мм.

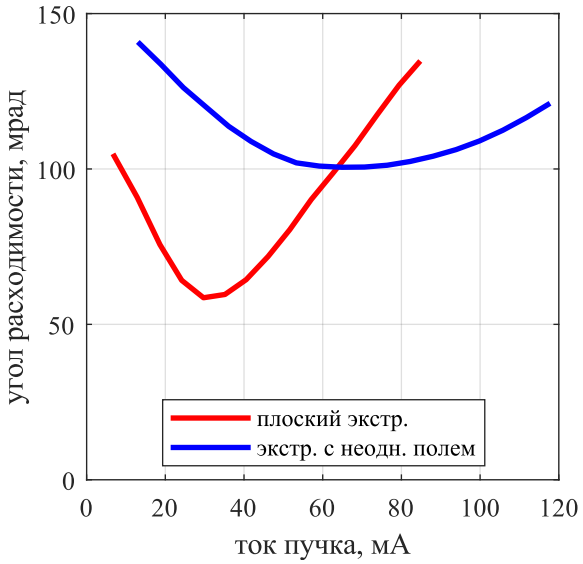


Рисунок 41: Зависимость угла расходимости пучка на выходе из экстрактора от полного тока пучка для плоского экстрактора (красная кривая) и для экстрактора с неоднородным полем (синяя кривая). Апертура плазменного электрода составляла 3 мм, апертура пуллера – 6 мм, межэлектродное расстояние равнялось 10 мм.

тывать влияние апертуры электродов и пространственного заряда пучка. В экстракторе с неоднородным полем, даже без учета пространственного заряда пучка, существует ненулевая поперечная компонента электрического поля, если отклониться от оси, причем это поле расталкивает ионный пучок. В этих условиях, в области с высокой интенсивностью ионного пучка, экстрактор с неоднородным полем формирует ионный пучок с меньшим углом расходимости, чем плоский экстрактор (см. рисунок 41). В плоской геометрии рост угла расходимости связан с действием пространственного заряда пучка.

Рассмотрим вопрос об электрических пробоях в межэлектродном пространстве, так как их возникновение является существенным фактором, ограничивающим рост ускоряющего электрического поля. Для повышения тока формируемого ионного пучка без ухудшения его качества необходимо извлекать пучки с большей плотностью тока. Одним из очевидных путей увеличения интенсивности ионных пучков является повышение электрического поля в межэлектродном зазоре экстрактора, чего можно добиться путем увеличения напряжения экстракции в заданной геометрии экстрактора или сближения электродов при фиксированном напряжении. Однако этот подход ограничен развитием межэлектродного пробоя. В экстракторе с неоднородным полем при использовании пуллера с широкой апертурой возможна ситуация, когда кратчайшее геометрическое расстояние между электродами (см. рисунок 42, расстояние «d») оказывается существенно меньше, чем расстояние, отсчитываемое вдоль магнитного поля (см. рисунок 42, расстояние «L»). В этом случае электропрочность экстрактора повышается (по сравнению с плоским экстрактором с тем же межэлектродным расстоянием), так как пробой по кратчайшему расстоянию поперек магнитного поля затруднен. На рисунке 43 видны следы от пробоев, образовавшихся при тренировке экстракторов установки GISMO. Они образуют круг, который соответствует поверхности пуллера, обращенной к плазменному электроду. При этом, в плоской геометрии пробои видны по всей внутренней области круга (наиболее часто следы образуются на периферии – там, где находится закругление пуллера, на котором образуется усиление поля). Для экстрактора с неоднородным полем следы пробоев в области ближе к центру (около вытянутой области) отсутствуют, что свидетельствует о развитии разряда вдоль направления магнитного поля.

Прямые измерения пробойных напряжений для традиционных плоских экстракторов и экстракторов с неоднородным полем подтвердили повышение электрической прочности нового типа экстрактора. Так, в случае экстрактора с неоднородным полем с межэлектродным расстоянием 3 мм, диаметром плазменного электрода 4 мм, апертурой пуллера 10 мм максимальное напряжение экстракции достигло 49 кВ. Это на 40% больше предельного пробойного напряжения в 35 кВ для плоского экстрактора с тем же межэлектродным расстоянием $d = 3$ мм [91]. Таким образом, при использовании новой системы формирования пучка повышается пороговое напряжение про-

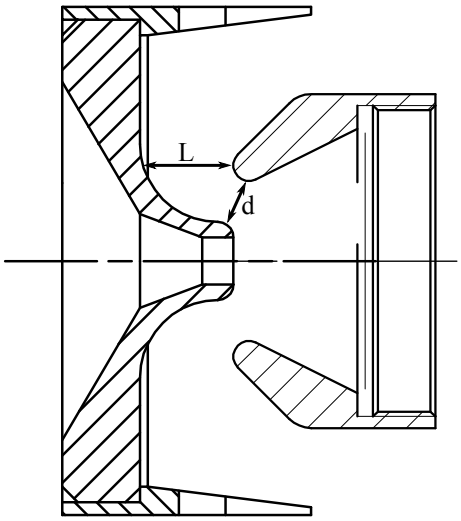


Рисунок 42: Чертеж экстрактора с неоднородным полем с указанием кратчайшего расстояния (d) и расстояния вдоль силовых линий магнитного поля (L).

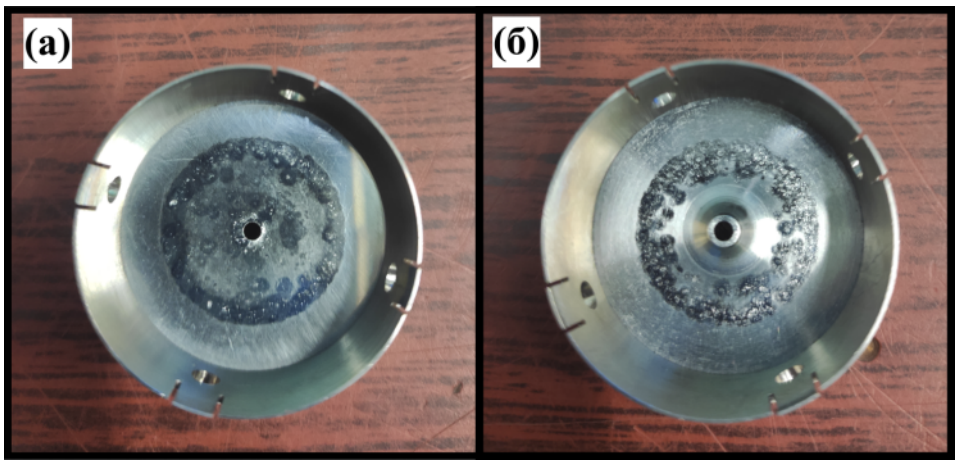


Рисунок 43: Фотографии поверхности плазменных электродов со следами от пробоев в плоском экстракторе (а) и в экстракторе с неоднородным полем (б).

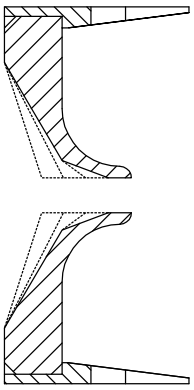


Рисунок 44: Чертеж плазменного электрода. Пунктирными линиями показана вариация длины внутреннего канала.

боя. Это позволяет прикладывать большее напряжение экстракции к ускоряющему промежутку и формировать более интенсивные ионные пучки.

Отметим еще одну особенность работы нового типа экстрактора, связанную с вытянутой формой плазменного электрода. Реализация такого электрода имеет некоторые ограничения, связанные с конечной толщиной стенок. Толщина должна быть достаточной для обеспечивания механической прочности и отвода тепла с кончика электрода (если применять экстрактор на непрерывных установках). Поэтому минимальный радиус кривизны кончика плазменного электрода составляет радиус отверстия плюс толщина стенки. Чем меньше радиус кривизны, тем лучше, так как обеспечивается большая неоднородность электрического поля. Также, конструкция плазменного электрода такова, что наружная поверхность становится плоской, начиная с некоторого отдаления от оси. Остается неопределенность в том, как организовать переход от острия к плоскости. Было решено сделать переход в виде дуги окружности из соображений достижения постоянного межэлектродного расстояния. Если выбрать достаточно большой радиус перехода от острия к плоскости, то внутренняя поверхность электрода на кончике будет иметь длинный канал. Рассмотрим влияние длины этого внутреннего канала на формирование ионных пучков. Для этого возьмем плазменные электроды с апертурой 2 мм и длиной внутреннего канала от 1 мм до 4 мм. При этом наружная поверхность оставалась фиксированной (см. рисунок 44). На рисунке 45 показаны зависимости тока пучка на цилиндре Фарадея от напряжения экстракции. Видно, что увеличение длины с 1 мм до 2 мм снижает ионный ток насыщения на треть. Следовательно, при использовании плазменных электродов новой геометрии с малой апертурой (например, 1 мм) плотность тока пучка ограничивается по сравнению с плоской геометрией из-за повышенных потерь плазмы на внутреннюю стенку электрода.

Таким образом, при создании плазменного электрода для экстрактора с неоднородным полем необходимо учитывать предполагаемое межэлектродное расстояние (которое задает радиус

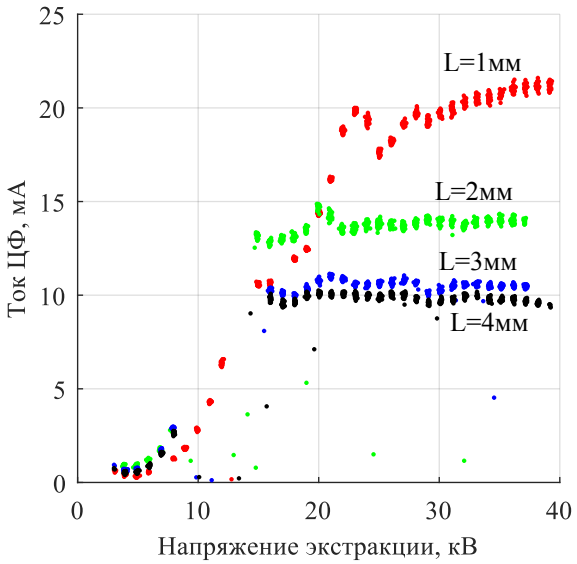


Рисунок 45: Зависимость тока на цилиндр Фарадея от напряжения экстракции для плазменных электродов с разной длиной внутреннего канала (L). Апертура плазменного электрода равнялась 2 мм.

кривизны перехода с плоскости на кончик) и стремиться к снижению протяженности внутреннего канала электрода в самом узком месте.

Эффект влияния протяженного внутреннего канала плазменного электрода на ток ионного пучка был ранее исследован в ЭЦР ионных источниках с бесстолкновительным типом удержания [108]. Было показано, что наличие узкого канала с длиной до 30 мм (при апертуре плазменного электрода 8 мм) незначительно влияет на ток ионов. Отношение длины канала к радиусу отверстия плазменного электрода в этом случае достигает 7.5, что заведомо больше рассматриваемого в данной работе. Различие в поведении тока пучка на двух установках (ЭЦР ионных источниках с бесстолкновительным и квазигазодинамическим режимами удержания) может быть объяснено более высокой плотностью потока плазмы в последней. Плазма, которая попадает на внутренний канал плазменного электрода, нейтрализуется на стенке. Образовавшиеся нейтралы могут долгое время находиться внутри плазменного электрода с длинным каналом. Повышенная концентрация нейтрального газа внутри плазменного электрода может приводить к значительному ослаблению потока ионов за счет столкновений.

Новый способ построения систем экстракции может быть применен к экстракторам с любым количеством электродов, так как затрагивает только плазменный электрод и пуллер. Для многоапертурных систем экстракции данный подход также может быть применим, однако, необходимо увеличить расстояние между отверстиями плазменного электрода по сравнению с плоским случаем, так как необходимо создать острие на плазменном электроде для каждого отдельного пучка. Это ведет к меньшей прозрачности плазменного электрода. Но, с другой стороны, новая геомет-

рия может использоваться в случаях, когда есть дополнительные ограничения на прозрачность электрода (например, требования по охлаждению плазменного электрода).

2.2. Формирование ионных пучков из плазмы ЭЦР разряда в водороде на стенде SMIS 37

2.2.1. Описание экспериментальной установки

Апробация системы формирования ионного пучка с неоднородным электрическим полем была проведена в экспериментах с импульсном режимом поддержания ЭЦР разряда. Эксперименты проводились на установке SMIS 37, схема которой представлена на рисунке 46. Плазма поддерживается СВЧ излучением импульсного гиротрона на частоте 37.5 ГГц при мощности до 100 кВт и длительности импульса 1 мс. Излучение гиротрона вводилось в разрядную камеру с помощью электродинамической системы, в которую также был встроен канал подачи газа. Нейтральный газ подается вдоль оси плазменной камеры. Плазменная камера имеет внутренний диаметр 38 мм. Для удержания плазмы используется простая магнитная ловушка. Пробочное отношение равно $R_{mirror} = 5$. Расстояние между пробками составляет $L_{plug} = 250$ мм. Магнитное поле создается катушками в импульсным режиме. Максимальное магнитное поле в пробке достигает 4 Тл. Значение магнитного поля, при котором реализуется электронно-циклотронный резонанс для частоты 37.5 ГГц, составляет приблизительно 1.34 Тл. Период следования импульсов составляет около 20 с.

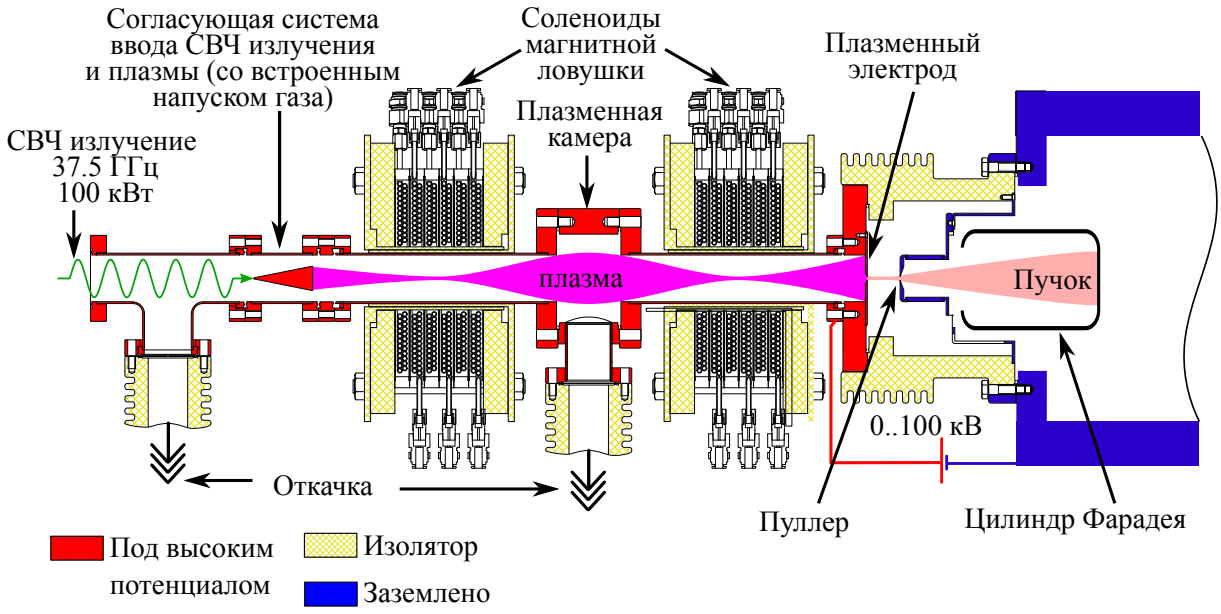


Рисунок 46: Схема экспериментальной установки SMIS 37.

Приведем параметры плазмы, характерные для данной установки [60]. В качестве рабочего газа используется водород. С помощью греющего излучения создается плазма с плотностью на уровне $2 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, температурой электронов порядка 50 эВ и степенью ионизации, близкой к 100%. Такое сочетание температуры и плотности обеспечивает высокую плотность потока плазмы из ловушки и соответствует квазигазодинамическому режиму удержания. Высокая концентрация плазмы и малое время жизни (около 20 мкс) обеспечивает плотность ионного тока в пробке, превышающую 10 А см$^{-2}$. Для снижения плотности потока до приемлемого для формирования пучка уровня, система экстракции вынесена от пробки в область более слабого магнитного поля. Расстояние от пробки магнитной ловушки до плазменного электрода составило около 12 см. Значение магнитного поля на срезе плазменного электрода примерно в 10 раз меньше, чем в пробке.

В эксперименте использовалась двухэлектродная система формирования ионного пучка, состоящая из плазменного электрода и пуллера. Максимальное доступное напряжение экстракции на экспериментальном стенде составляет 100 кВ. Измерения тока экстрагированного пучка проводились при помощи цилиндра Фарадея (ЦФ), который состоит из маски (входной апертуры), сетки (запирающей вторичные электроны) и коллектора, на котором оседает ионный пучок. На сетку подавалось отрицательное напряжение -100 В, которого было достаточно для возврата вторичных электронов в коллектор.

Одноапертурные двухэлектродные системы экстракции характеризуются тремя параметрами: диаметром отверстия плазменного электрода (D_1 – в мм), межэлектродным расстоянием (L – в мм), диаметром отверстия пуллера (D_2 – в мм).

В одной из используемых систем экстракции межэлектродное расстояние в несколько раз больше апертуры плазменного электрода. При этом в неоптимальных режимах экстракции (когда плотность тока слишком высока для данного ускоряющего напряжения) ионный пучок имеет сильную расходимость в межэлектродном пространстве и оседает на пуллере, вызывая вторичную электронную эмиссию.

Использование системы формирования ионного пучка с неоднородным полем позволяет значительно увеличить D_2 без существенного снижения качества формирования пучка, в то время как плоская система экстракции заметно теряет эффективность при увеличении апертуры пуллера.

На рисунке 47 представлены фотографии используемых электродов и схемы экстракторов. Плазменный электрод в плоской геометрии имеет значительную толщину (см. рисунок 47б). Это необходимо для того, чтобы обеспечить одинаковые граничные условия для потока плазмы в сравниваемых случаях.

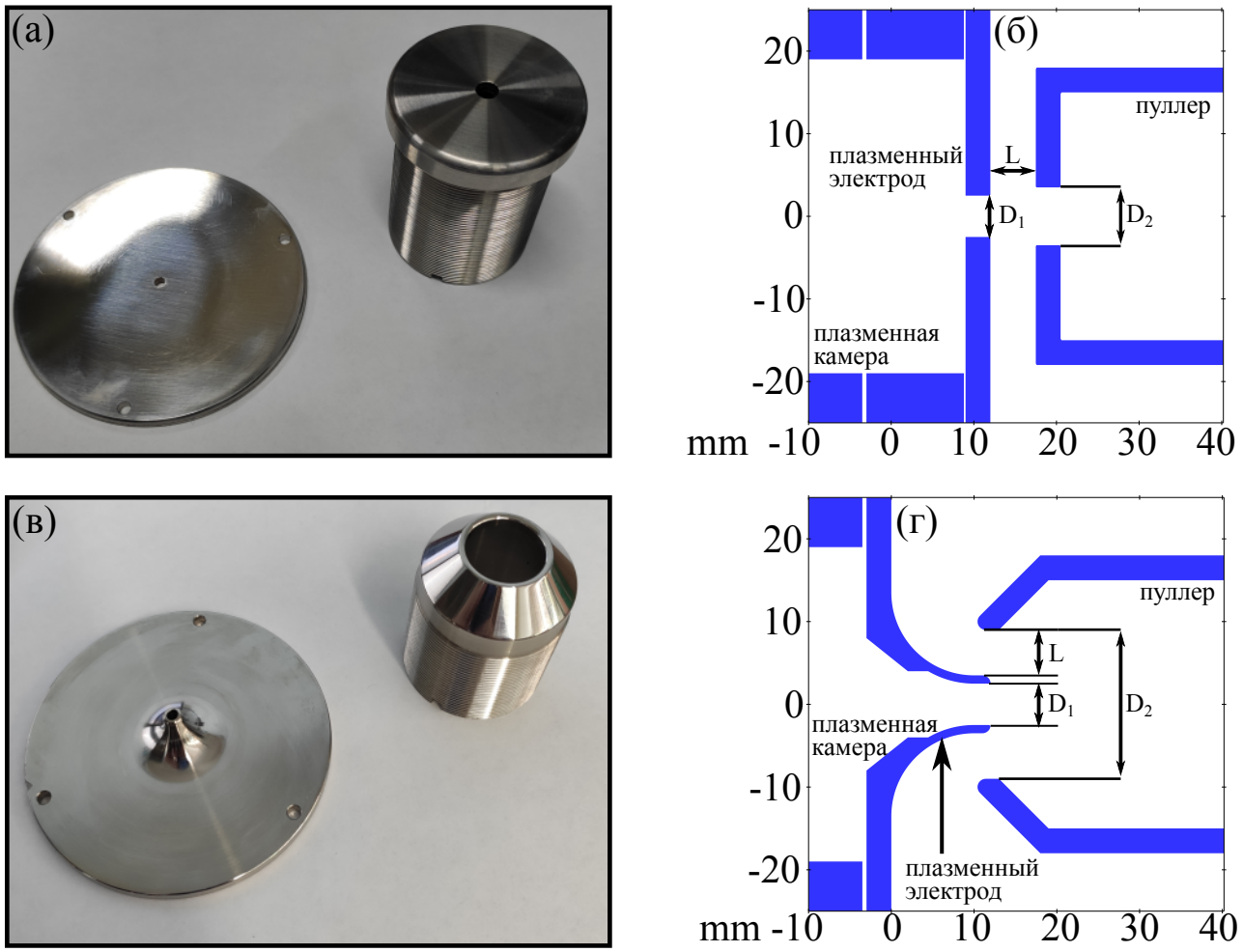


Рисунок 47: Фотографии электродов и их сечения для плоской геометрии (а, б) и экстрактора с неоднородным полем (в, г). Апертуры плазменного электрода D_1 и межэлектродные расстояния L одинаковые, но апертура пуллера D_2 в плоском случае в несколько раз меньше, чем для новой геометрии.

2.2.2. Результаты эксперимента

Ранее, в ходе проведения расчетов, было показано, что новая система экстракции способна эффективно формировать ионные пучки при заданном напряжении экстракции с большей интенсивностью, чем в плоском случае. Также, использование экстрактора с неоднородным полем позволяет снизить оптимальное напряжение экстракции при фиксированной эмиссионной способности плазмы. Этот факт подтверждается путем проведения эксперимента, в ходе которого сравнивались зависимости тока пучка на цилиндр Фарадея от напряжения экстракции для экстракторов плоской и новой геометрии. Результаты эксперимента приведены на рисунке 48.

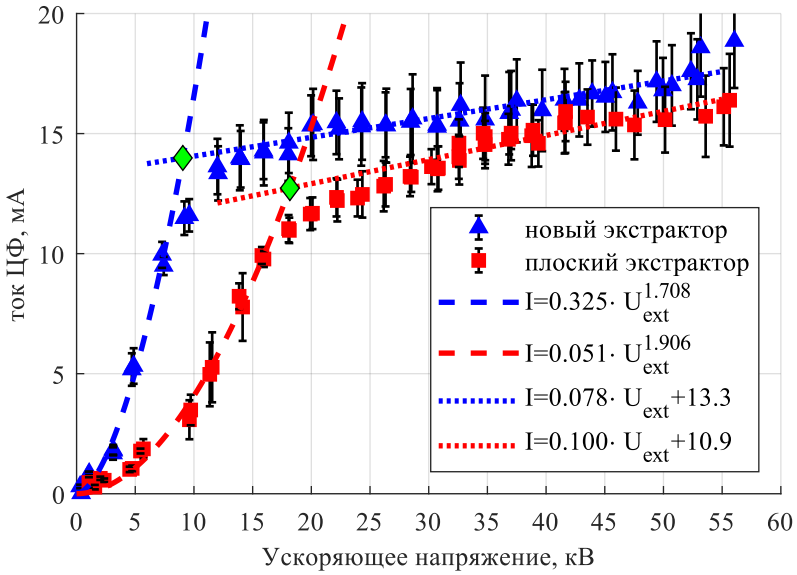


Рисунок 48: Зависимость ионного тока на цилиндр Фарадея от напряжения экстракции. Синий график соответствует случаю экстрактора с неоднородным полем, а красный - плоской геометрии. Величина погрешности на графике соответствует среднеквадратичному отклонению сигнала тока на промежутке усреднения. Аппроксимационные линии отмечены пунктиром. Зеленым ромбом отмечены характеристические точки для каждого графика. Максимальная плотность тока пучка составила 250 мА см$^{-2}$.

В общем случае зависимость тока на цилиндр Фарадея от напряжения экстракции $I_{FC}(U_{ext})$ имеет 2 участка, которые отвечают различным режимам формирования пучка. При малых напряжениях экстракции наблюдается так называемый режим ограничения тока пространственным зарядом, который характеризуется ростом тока по степенному закону, общий вид которого можно записать следующим образом:

$$I_{FC} = a \cdot U_{ext}^{b}, \tag{55}$$

где a и b – постоянные коэффициенты, U_{ext} – напряжение экстракции, I_{FC} – ток пучка на цилиндр Фарадея. При дальнейшем увеличении напряжения характер роста тока меняется и становится

линейным. Эта зависимость в общем виде описывается следующим образом:

$$I_{FC} = k \cdot U_{ext} + I_0, \tag{56}$$

где k и I_0 – постоянные коэффициенты. Такая зависимость тока пучка от напряжения экстракции соответствует режиму ограничения тока эмиссионной способностью плазмы. Для зависимости тока пучка от напряжения экстракции можно указать характеристическую точку на плоскости $U - I$, являющуюся пересечением аппроксимационных кривых для указанных режимов экстракции.

В эксперименте использовались экстракторы с апертурой плазменного электрода $D_1 = 3$ мм и межэлектродным расстоянием $L = 7.5$ мм. При этом реализовывались такие условия горения разряда, которые обеспечивали умеренную интенсивность плазменного потока. Это позволило реализовать оба режима экстракции в доступном диапазоне напряжений (см. рисунок 48).

Применение новой системы формирования пучка позволяет существенно снизить оптимальное напряжение экстракции. Рассмотрим точку пересечения аппроксимационных кривых двух описанных выше участков одного графика. Для плоского случая напряжение в этой точке составляет 18 кВ, а для новой геометрии – 9 кВ. Таким образом, характерное напряжение снижено в 2 раза при использовании новой геометрии электродов.

Рассмотрим подробнее первый участок зависимости тока пучка от ускоряющего напряжения. Поведение тока пучка в режиме ограничения тока пространственным зарядом часто связывают с законом Чайлда-Ленгмюра (или законом $3/2$):

$$J \sim U_{ext}^{3/2}, \tag{57}$$

где J – плотность тока пучка, U_{ext} – напряжение экстракции. Однако в эксперименте показатель степени «b» отличается от $3/2$.

Закон $3/2$ первоначально был получен для электронного тока в вакуумном диоде. В оригинальных работах были рассмотрены случаи плоской [109, 110], цилиндрической [111] и сферической [112] геометрии электродов. Для случая ограниченного размера пучка была введена поправка к закону (сохраняющая соотношение $J \sim U_{ext}^{3/2}$), но с использованием дополнительного геометрического фактора [113]. Суть эффекта ограничения тока пространственным зарядом состоит в том, что при извлечении электронного пучка ускоряющее поле на катоде экранируется электронами, которые покинули катод. В модельной задаче при достижении максимально возможного тока электрическое поле на поверхности катода обращается в нуль. Строго говоря, для ионных источников нельзя применять этот закон, так как ионный пучок извлекается не с поверхности фиксированного электрода, а с границы плазмы, которая определяется согласованным образом. Принципиальным

отличием между извлечением электронов с катода и ионов из плазмы является квазинейтральность последней, то есть наличие частиц с зарядом противоположного знака.

Рассмотрим одномерный плоский случай – однородная холодная бесстолкновительная плазма заполняет полупространство и на некотором расстоянии от границы плазмы есть плоскость, на которой поддерживается некоторый потенциал. Создается электрическое поле, ускоряющие ионы, образуется четкая граница раздела между квазинейтральной плазмой и ионным пучком. Предположим, что достигнута ситуация ограничения ионного тока пространственным зарядом (в том же смысле, что и в законе $3/2$ для вакуумного диода). Тогда на границе плазмы ускоряющее электрическое поле будет равным нулю. Заметим, что это состояние равновесия является неустойчивым. Действительно, если в какой-то момент плотность тока пучка превысит критическую величину (из-за флуктуаций, например), то это породит электрическое поле на границе плазмы, которое будет отталкивать ионы. Но в то же время, это же самое поле будет ускорять электроны. Следовательно, электронная компонента плазмы сместится ближе к плоскости, на которой поддерживается потенциал, а вместе с ней сместится и граница плазмы. Электрическое поле на границе раздела «плазма» – «пучок» перестанет быть равным нулю. В трехмерной геометрии с конечным размером пучка происходит аналогичный процесс – плазменный мениск меняет свою форму (см. рисунок 36).

В недавно проведенном эксперименте [114] было показано, что степенной закон нарастания тока пучка с ростом напряжения является следствием того, что ионный пучок коллимируется пуллером. Зависимость полного тока пучка, проходящего через плазменный электрод, от напряжения не описывается законом 3/2 (при фиксированных параметрах плазмы). Величина тока резко увеличивается при подаче даже небольшого напряжения – это связано с формированием границы плазмы. В нашем случае зависимость тока пучка на цилиндр Фарадея измерялась при фиксированных параметрах разряда. Степенной рост тока вызван коллимацией ионного пучка пуллером, а также ограниченным размером входной апертуры цилиндра Фарадея – при малых энергиях ионный пучок имеет большой угол расходимости из-за влияния пространственного заряда.

Вопрос о применимости закона $3/2$ для описания извлечения пучков из плазмы был исследован подробнее в работах [115, 116]. Утверждается, что закон $3/2$ справедлив, если подстраивать параметры разряда таким образом, чтобы ионный пучок всегда получался слабо расходящимся. С учетом этого, и несмотря на существенные качественные отличия, формирование пучков заряженных частиц в вакуумном диоде и извлечение ионного пучка из плазмы описывается одинаковой по виду системой уравнений Власова-Пуассона. То есть, для формирования ионных пучков из плазмы также существует закон подобия. Выведем его и определим необходимые условия для его выполнения.

Будем считать плазму вблизи эмитирующей поверхности бесстолкновительной, полностью ионизованной и состоящей из двух компонент – электронов и ионов одного сорта. Также будем предполагать наличие внешнего магнитного поля, пренебрегая при этом собственным магнитным полем, создаваемым токами в плазме и в пучке. В таком случае, взаимодействие магнитоактивной плазмы с сильным электростатическим полем, при котором происходит формирование ионного пучка описывается системой уравнений Власова-Пуассона:

$$\begin{cases} (\vec{v}, \frac{\partial f_{e,i}}{\partial \vec{r}}) + \frac{q_{e,i}}{m_{e,i}}(-\nabla\varphi + [\frac{\vec{v}}{c}, \vec{B}], \frac{\partial f_{e,i}}{\partial \vec{v}}) = 0, \\ \Delta\varphi = -4\pi\rho, \\ \rho = \int (q_i f_i + q_e f_e) d^3\vec{v}. \end{cases} \tag{58}$$

Пусть известно решение этой задачи при заданном распределении магнитного поля $\vec{B} = \vec{B}_0(\vec{r})$:

$$f_{e,i} = f_{e,i}^{(0)}(\vec{r}, \vec{v}), \tag{59}$$

$$\varphi = \varphi^{(0)}(\vec{r}). \tag{60}$$

Здесь и далее функции с нулевым индексом соответствуют величинам некоторого существующего решения. На основе этого решения сконструируем новое. При этом изменим масштаб по координате и скорости, а также произведем изменения величины функций следующим образом:

$$f_{e,i} = \alpha f_{e,i}^{(0)} \left(\frac{\vec{r}}{L}, \frac{\vec{v}}{V} \right), \tag{61}$$

$$\varphi = \beta \varphi^{(0)} \left(\frac{\vec{r}}{L} \right), \tag{62}$$

$$\vec{B} = \gamma \vec{B}_0 \left(\frac{\vec{r}}{L} \right), \tag{63}$$

где $\alpha, \beta, \gamma, L, V$ – безразмерные величины. Подставим полученные функции в систему уравнений, откуда можно вычислить соотношения между константами, при выполнении которых уравнения обращаются в тождества:

$$\frac{\alpha V}{L} = \frac{\alpha\beta}{VL} = \alpha\gamma, \tag{64}$$

$$\frac{\beta}{L^2} = \alpha V^3. \tag{65}$$

В качестве независимых переменных удобно взять β и L. Первая соответствует масштабированию потенциала, а вторая – пространственному масштабу. Остальные параметры выражаются следующим образом:

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{\beta}L^2}, \tag{66}$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{\beta}}{L}, \tag{67}$$

$$V = \sqrt{\beta}. \tag{68}$$

Таким образом, на основе существующего решения вводится класс связанных с ним решений. По известному решению можно находить распределения некоторых физических величин. В качестве примера можно найти распределение плотности тока ионов для нового решения:

$$\vec{j}(\vec{r}) = \int q_i f_i \vec{v} d^3\vec{v} = \alpha V^4 \vec{j}^{(0)}\left(\frac{\vec{r}}{L}\right) = \frac{\beta^{3/2}}{L^2}\vec{j}^{(0)}\left(\frac{\vec{r}}{L}\right). \tag{69}$$

Это выражение напоминает закон Чайлда-Ленгмюра для вакуумного диода (плотность тока прямо пропорциональна напряжению в степени $3/2$ и обратно пропорциональна характерной длине в квадрате). Также можно найти и другие моменты функции распределения. Например, концентрацию и температуру электронов:

$$n_e = \int f_e d^3\vec{v} = \alpha V^3 n_e^{(0)} = \frac{\beta}{L^2} n_e^{(0)}, \tag{70}$$

$$T_e = \frac{2}{3}\int \frac{m_e v^2}{2} f_e d^3\vec{v} = \alpha V^5 T_e^{(0)} = \frac{\beta^2}{L^2} T_e^{(0)}. \tag{71}$$

Изменение напряжения экстракции соответствует некоторому значению β и $L = 1$. Следовательно, для выполнения закона подобия нужно изменить величину магнитного поля в $\sqrt{\beta}$ раз. Также необходимо подстроить характеристики плазмы (например, концентрацию плазмы надо изменить в β раз, а температуру электронов – в β^2 раз) для сохранения формы эмитирующей поверхности. Однако, в ходе измерения зависимости тока пучка от ускоряющего напряжения параметры плазмы и распределение магнитного поля обычно остаются фиксированными. Таким образом,

необходимые для выполнения закона подобия условия не выполняются. Это объясняет несоответствие показателей степени на ВАХ экстрактора значению $3/2$ в режиме ограничения тока пучка объемным зарядом.

Новая система экстракции позволяет получать ионные пучки с большим током по сравнению с плоской геометрией при заданном ускоряющем напряжении. Эффект увеличения тока пучка был рассмотрен в эксперименте по формированию ионного пучка в режиме с высокой эмиссионной способностью плазмы (около 700 мА см$^{-2}$). В этом режиме для плоского экстрактора был реализован только первый участок зависимости без выхода на насыщение. На рисунке 49 приведены зависимости тока на цилиндр Фарадея и тока на пуллер от ускоряющего напряжения для случая экстракторов с апертурой плазменного электрода $D_1 = 5$ мм и межэлектродным расстоянием $L = 5.5$ мм.

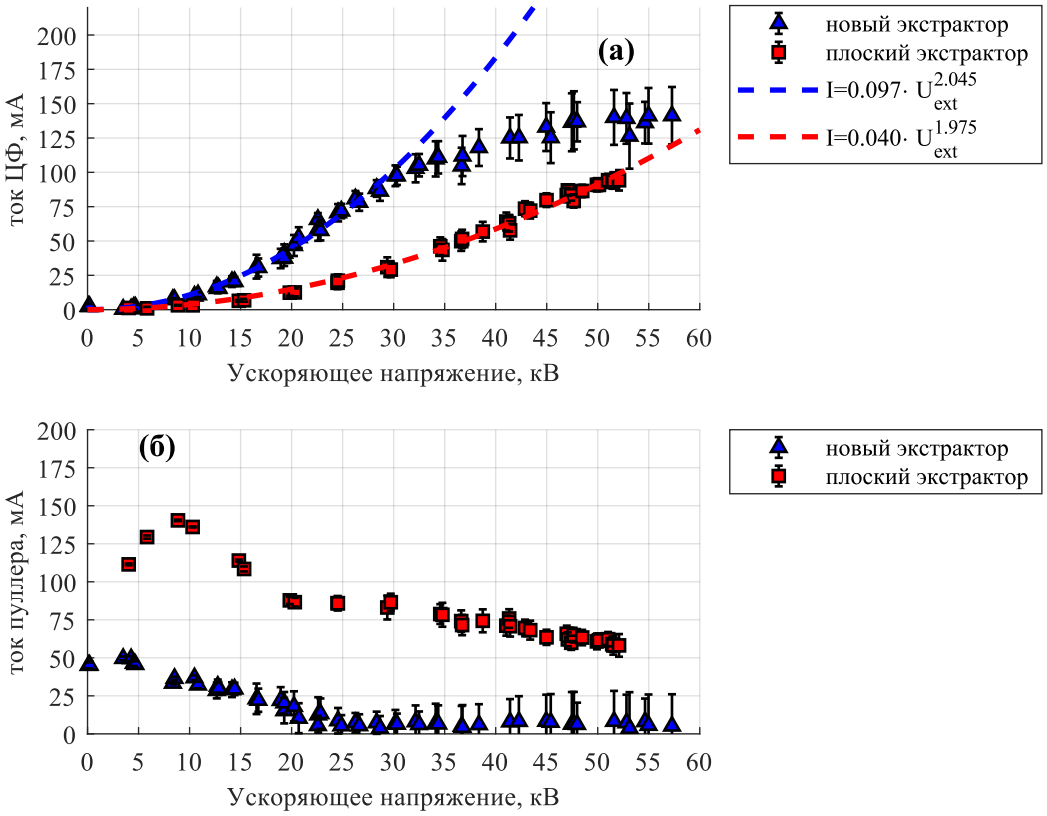


Рисунок 49: Зависимость ионного тока на ЦФ (а) и тока на пуллер (б) от напряжения экстракции. Величина погрешности на графике соответствует среднеквадратичному отклонению сигнала тока на промежутке усреднения. Плотность тока формируемого пучка составила более 700 мА см$^{-2}$.

Хорошо видно, что в данном случае плоская система электродов не позволила полностью использовать доступный поток плазмы, в то время как новая система обеспечила достижение насыщения тока извлекаемого пучка и его существенно больше значение. Использование в новой геометрии трубчатого пуллера с большой апертурой позволило не только увеличить ток пучка, но

и существенно снизить поток ионов на пуллер, что показано на рисунке 49б. Начиная с напряжения 25 кВ, ток пуллера в плоской геометрии в несколько раз превышает ток пуллера для нового экстрактора. Эффект снижения тока пуллера является значительным технологическим преимуществом разработанной системы экстракции.

Для получения сильноточных ионных пучков высокого качества важно обеспечить высокую эмиссионную способность плазмы и осуществить эффективное формирование пучка с высокой начальной плотностью тока. Решающим экспериментом, доказывающим преимущества предложенной системой экстракции с неоднородным распределением электрического поля, является демонстрация возможности формирования ионных пучков с рекордной плотностью тока. Ионный пучок извлекался при оптимальных условиях горения разряда, обеспечивающих высокую эмиссионную способность плазмы. На рисунке 50 приведены графики зависимости тока на цилиндр Фарадея и тока на пуллер для экстрактора с $D_1 = 5$ мм, $L = 5.5$ мм и $D_2 = 18$ мм.

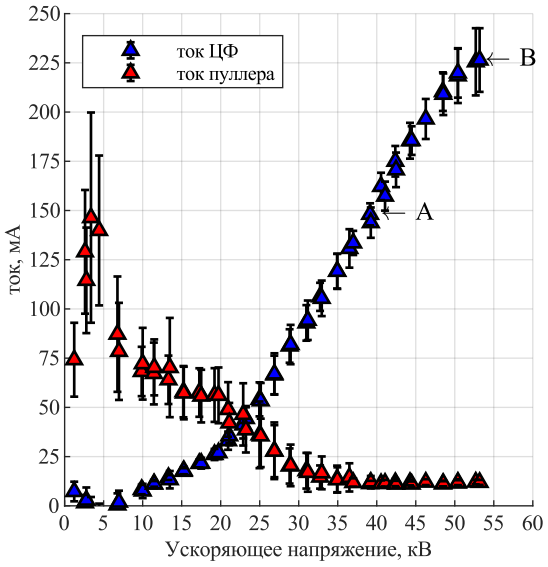


Рисунок 50: Зависимость тока на ЦФ и тока на пуллер для новой геометрии в режиме формирования ионного пучка с максимальной плотностью тока. В точках A и B построены осциллограммы тока на рисунке 51. Величина погрешности на графике соответствует среднеквадратичному отклонению сигнала тока на промежутке усреднения.

Начиная с напряжения около 35 кВ, ток на пуллер выходит на свое постоянное значение. В этой конфигурации получены ионные пучки с током от 150 мА (что соответствует средней плотности тока 0.77 А см$^{-2}$) при напряжении экстракции 40 кВ до 225 мА (что соответствует средней плотности тока 1.15 А см$^{-2}$) при напряжении 53 кВ. Осциллограммы токов для точек A, B из рисунка 50 представлены на рисунке 51. Резкий фронт нарастания тока соответствует приходу СВЧ излучения в плазменную камеру и зажиганию разряда. Затем концентрация и температура плазмы по мере ее нагрева увеличивается, что приводит к повышению тока пучка. На осциллограммах

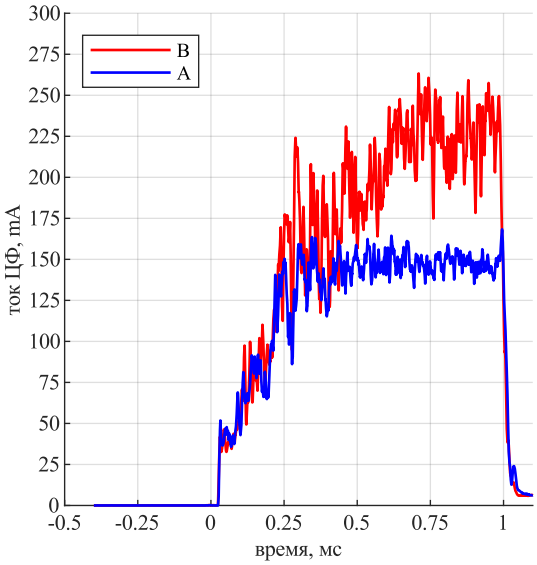


Рисунок 51: Осциллограммы токов на ЦФ для точек A и B из рисунка 50. В нулевой момент времени происходит запуск гиротрона на генерацию СВЧ излучения.

отчетливо можно различить 2 режима формирования пучка. На интервале времени от 0 мс до 0.25 мс сигналы тока для точек A и B совпадают, что соответствует режиму ограничения тока эмиссионной способностью плазмы. Затем синяя кривая выходит на насыщение при токе около 150 мА, а красная кривая продолжает рост примерно до момента времени 0.6 мс, после чего также выходит на насыщение (при среднем токе 225 мА). Режим насыщения соответствует ограничению тока пучка пространственным зарядом.

Преимущества системы формирования ионного пучка с неоднородным полем были подтверждены экспериментально. Показано снижение оптимального напряжения, необходимого для формирования качественного пучка, при использовании электродов новой геометрии по сравнению с плоским случаем. Применение экстрактора новой геометрии позволяет значительно повысить ток пучка в системах с заданным уровнем его энергии при достаточной эмиссионной способности плазмы. Продемонстрировано снижение тока пучка на пуллер по сравнению с плоской геометрией. Увеличение апертуры пуллера, а также применение пуллера в форме трубы, обеспечило возможность минимизации контакта электрода с ионным пучком, исключения вторичной эмиссии с пуллера. В ходе испытаний новой системы получен протонный пучок с рекордной для ЭЦР ионных источников плотностью тока на уровне 1.15 А см$^{-2}$.

2.3. Формирование ионных пучков из плазмы ЭЦР разряда в водороде на стенде GISMO

2.3.1. Исследование параметров ионных пучков в непрерывном режиме горения разряда

Поиск оптимальных режимов формирования ионных пучков проводился в непрерывном режиме горения разряда при импульсной подаче высокого напряжения на экстрактор с характерной длительностью 40 мс. Этого было заведомо достаточно для установления стационарного режима извлечения ионного пучка, так как время жизни плазмы мало (составляет порядка 6 мкс). Высокое напряжение подавалось импульсно, дабы избежать возможного оплавления электродов при не оптимальных условиях формирования ионного пучка. В эксперименте регистрировался ток на цилиндр Фарадея, установленный в диагностической камере. Напряжение экстракции варьировалось в диапазоне, при котором удается получить режим формирования пучка без пробоев.

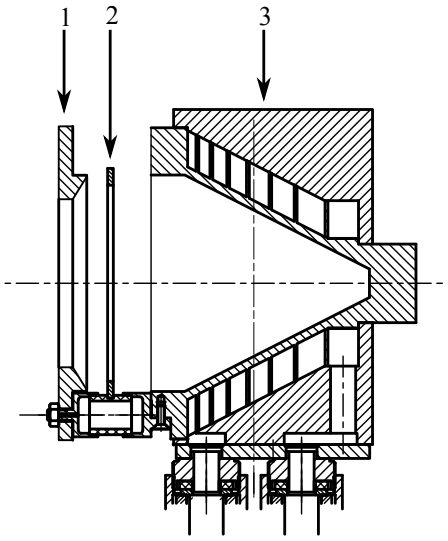


Рисунок 52: Чертеж цилиндра Фарадея. Обозначения: 1 – маска, 2 – запирающая сетка, 3 – коллектор тока.

Ток пучка измеряется водоохлаждаемым цилиндром Фарадея, чертеж которого представлен на рисунке 52. Он состоит из коллектора тока, маски и сетки, на которую подается отрицательное напряжение (порядка -100 В). Сетка необходима для запирания вторичных электронов, образующихся при попадании ионного пучка на коллектор. В случае, когда напряжение на сетке отсутствует, измеренный ток на коллектор увеличивается на 10%. При наличии запирающего напряжения на сетке и повышении его абсолютного значения со 100 В до 500 В практически не оказывается влияние на измеряемый ток. Поэтому можно считать, что все вторичные электроны оказались

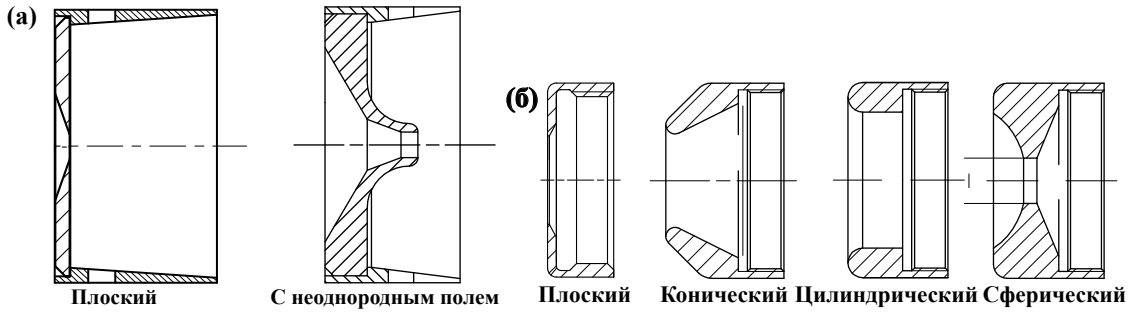


Рисунок 53: Чертежи плазменных электродов (а) и наконечников пуллеров (б), используемых в экспериментах.

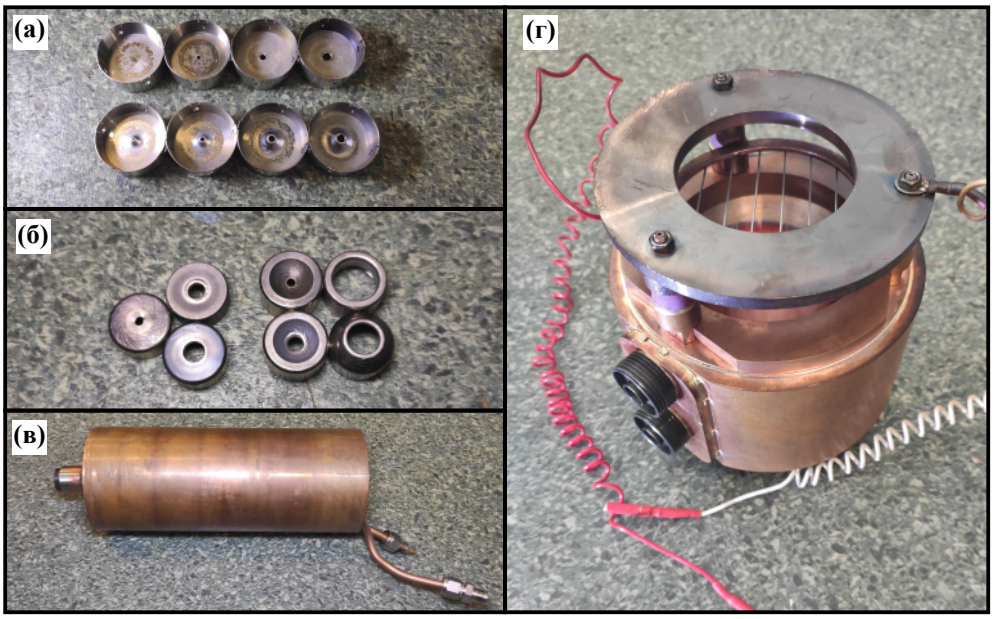


Рисунок 54: Фотографии электродов, используемых в эксперименте: (а) – плазменные электроды, (б) – наконечники пуллера, (в) – охлаждаемый пуллер, (г) – охлаждаемый цилиндр Фарадея.

запертыми при напряжении -100 В и измерения тока ионного пучка цилиндром Фарадея корректны.

Исследовалась зависимость тока пучка на цилиндр Фарадея от напряжения экстракции для различных условий горения разряда. Использовались различные плазменные электроды и наконечники пуллера, представленные на рисунке 53. На рисунке 54 показаны фотографии электродов и цилиндра Фарадея.

Характерный график зависимости тока пучка от ускоряющего напряжения представлен на рисунке 55. Так же, как и в случае экстракции ионного пучка на стенде SMIS 37, на нем можно выделить два участка: область ограничения тока пространственным зарядом пучка (участок со степенным ростом тока при увеличении напряжения) и режим насыщения, в котором кривая тока выходит на линейную зависимость.

График можно охарактеризовать несколькими параметрами: показателем степенной функции на участке быстрого роста тока (b), коэффициентом наклона прямой в области насыщения

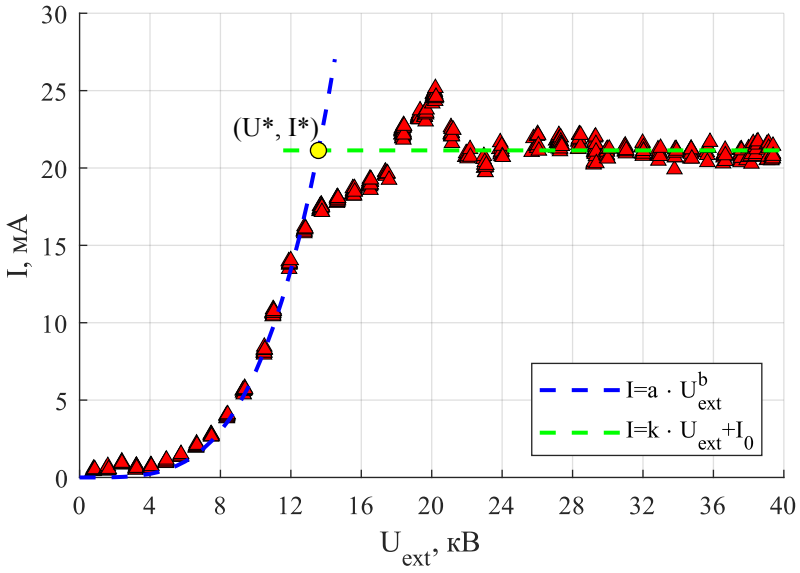


Рисунок 55: Характерная зависимость тока ионного пучка (I) на цилиндр Фарадея от напряжения экстракции (U_{ext}) при фиксированных условиях горения разряда (красные треугольники). Синей кривой отмечена аппроксимация режима ограничения тока пространственного заряда пучка. Зеленая прямая соответствует аппроксимации режима насыщения. Желтым кругом обозначена точка пересечения аппроксимационных кривых (U^*, I^*).

(k), а также напряжением (U^*) и током (I^*) для точки пересечения аппроксимационных кривых. Коэффициент «b» показывает насколько резко растет ток пучка в области малых напряжений экстракции. Коэффициент «k» характеризует изменение эффективной площади эмитирующей поверхности с ростом ускоряющего напряжения в режиме насыщения. Рассмотрим зависимости параметров кривых от условий горения разряда для экстракторов со следующими геометрическими параметрами: апертура плазменного электрода (D_1) – 1 мм и 2 мм, межэлектродное расстояние – 6 мм, апертура пуллера – 5 мм. На рисунке 56 показана зависимость параметра «b» (показателя степенной зависимости) от давления напускаемого газа при различных параметрах установки.

В целом, показатель степени для установки GISMO выше, чем для установки SMIS 37. Это обусловлено двумя факторами: сильной коллимацией пучка на более длинной трассе распространения от экстрактора до цилиндра Фарадея, а также наличием более сильного магнитного поля ловушки, заметно влияющего на распространение протонного пучка.

На рисунке 57 показана зависимость параметра «k» (углового коэффициента прямой в области насыщения) от давления напускаемого газа при различном диаметре отверстий плазменного электрода и мощности СВЧ излучения. Он слабо зависит от условий горения разряда и определяется, в основном, апертурой плазменного электрода. Медленное увеличение тока с ростом напряжения в режиме насыщения появляется из-за деформации эмитирующей поверхности – она становится вогнутой в сторону плазмы, что увеличивает эффективную площадь сбора ионов. Па-

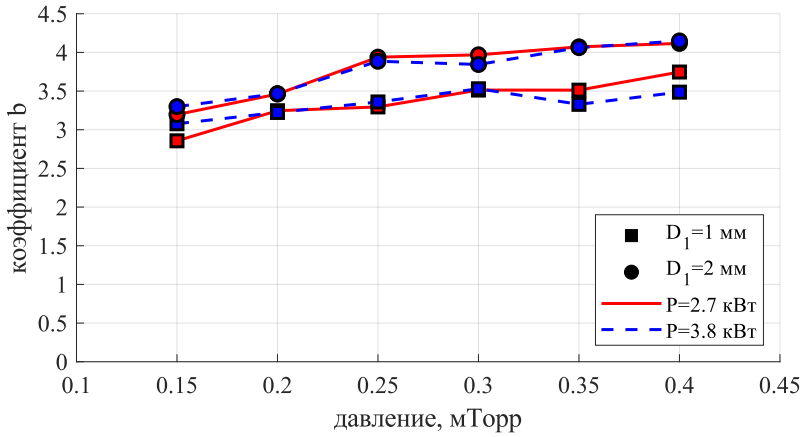


Рисунок 56: Зависимость параметра «b» (показателя степени роста тока пучка в области малых напряжений экстракции) от давления напускаемого газа для экстракторов с апертурой плазменного электрода 1 мм и 2 мм при мощности СВЧ излучения гиротрона 2.7 кВт и 3.8 кВт.

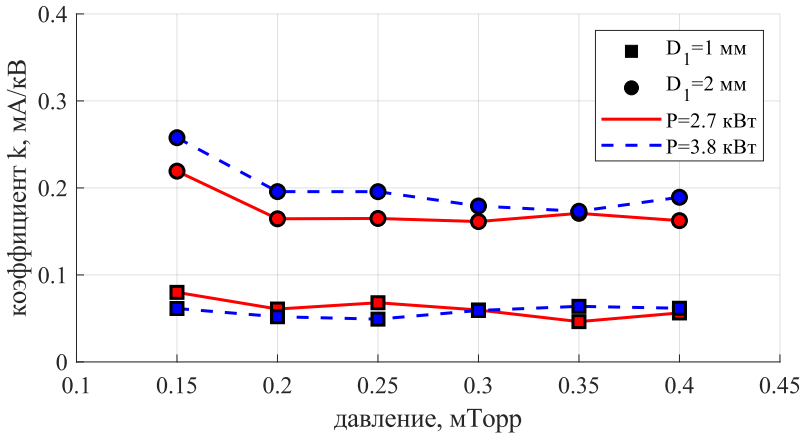


Рисунок 57: Зависимость параметра «k» (коэффициента роста тока пучка в режиме насыщения) от давления напускаемого газа для экстракторов с апертурой плазменного электрода 1 мм и 2 мм при мощности СВЧ излучения гиротрона 2.7 кВт и 3.8 кВт.

раметр «k» для апертуры плазменного электрода 2 мм приблизительно в 4 раза больше, чем для 1 мм, что объясняется разницей площадей эмитирующих поверхностей.

На рисунке 58 показано положение характеристических точек пересечения аппроксимационных кривых. Для удобства сравнения экстракторов с разной апертурой плазменного электрода, вместо значения тока пучка использовалась начальная плотность тока – величина, равная отношению тока к площади отверстия в плазменном электроде. Видно, что плотность тока для разных экстракторов находится в одинаковом диапазоне 600 мА см$^{-2}$ – 1000 мА см$^{-2}$, но характерное напряжение меньше у экстрактора с апертурой плазменного электрода 1 мм.

Такой результат можно объяснить двумя факторами. Во-первых, при меньшей апертуре плазменного электрода сам поперечный размер пучка также меньше. Поэтому пространства для распространения внутри пуллера у него больше. Так как у пучка, формируемого экстрактором с апертурой плазменного электрода 1 мм, меньше полный ток, то при его расширении внутри пуллера

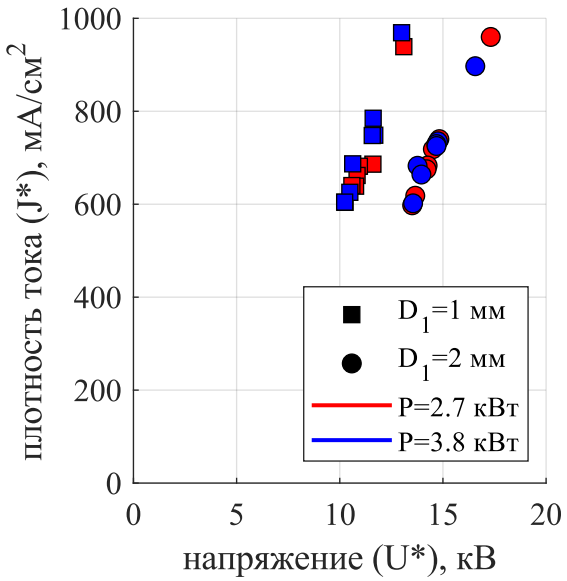


Рисунок 58: Расположение характерных точек пересечения аппроксимационных кривых для экстракторов с апертурой плазменного электрода 1 мм и 2 мм при мощности СВЧ излучения гиротрона 2.7 кВт и 3.8 кВт.

средняя плотность тока становится меньше и, следовательно, такой пучок легче транспортировать. Второй фактор заключается в том, что при формировании ионных пучков с избыточной начальной плотностью тока плазменный мениск в случае экстрактора с малой апертурой плазменного электрода является более плоским по сравнению с экстрактором, у которого плазменный электрод имеет более широкую апертуру. Этот факт подкреплен расчетами формирования ионного пучка в IBSimu (см. рисунок 59). Эти два фактора приводят к тому, что ионный пучок в случае экстрактора с апертурой плазменного электрода 1 мм слабее коллимируется пуллером, чем для плазменного электрода с апертурой 2 мм. То есть, рост тока пучка на цилиндр Фарадея происходит быстрее, что приводит к смещению точки пересечения аппроксимационных кривых в сторону уменьшения напряжения.

Исследование зависимости тока формируемого ионного пучка от напряжения экстракции важно для определения оптимального режима работы ионного источника. Ионный пучок формируется с минимальным углом расходимости в диапазоне напряжений на стыке двух режимов экстракции пучка, когда ток начинает выходить на насыщение. При меньших напряжениях мениск выпуклый – пучок коллимируется пуллером. А при больших напряжениях (когда наблюдается линейный рост тока в режиме насыщения) мениск сильно вогнутый, что также не является оптимумом из-за перефокусировки пучка в межэлектродном пространстве. Расчеты показывают, что при минимальном угле отклонения пучка мениск имеет слегка вогнутую форму.

Далее, было рассмотрено влияние длины разрядной камеры на формирование ионного пучка. Извлечение ионного пучка из плазмы в режиме насыщения позволяет получить информацию

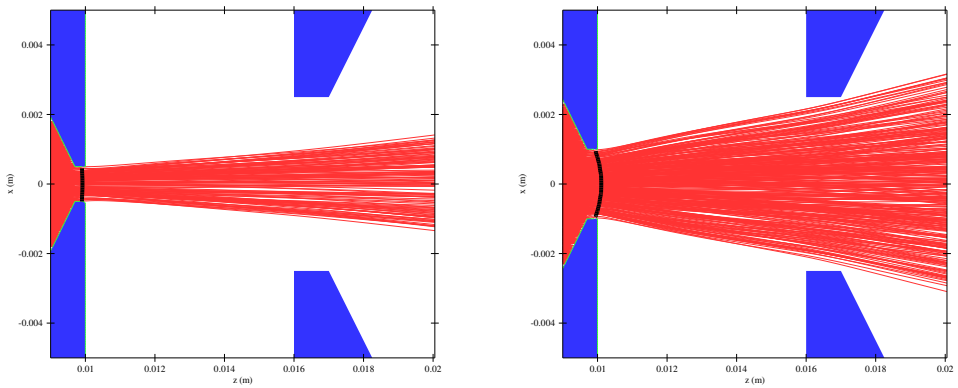


Рисунок 59: Формирование ионных пучков при одинаковых начальной плотности тока и ускоряющем напряжении для экстракторов с апертурой плазменного электрода 1 мм (а) и 2 мм (б). Синим цветом обозначены электроды, красным – траектории ионов, черной линией – плазменный мениск.

о плотности тока ионов плазмы в пробке ловушки. Таким образом, можно узнать связь величины тока ионов из ловушки с длиной разрядной камеры. Это позволит косвенно судить об эффективности поглощения СВЧ излучения плазмой, так как поток плазмы из ловушки напрямую связан с потерями энергии на вынос плазмы (при изменении концентрации и температуры электронов эти величины ведут себя похожим образом).

В эксперименте использовался экстрактор с апертурой плазменного электрода, равной 1 мм, межэлектродным расстоянием 6 мм и апертурой пуллера 7 мм. Экстрактор сдвигался как целое относительно плазменной камеры. Напряжение экстракции было выбрано равным 30 кВ. При этом напряжении реализовывался режим ограничения тока эмиссионной способностью плазмы. По мере отдаления плазменного электрода от пробки уменьшается магнитное поле в месте расположения экстрактора и вместе с ним падает плотность тока ионов в соответствии с условием вмороженности, поэтому для получения корректной зависимости необходимо пересчитать ток пучка в среднюю плотность тока ионов в пробке. На рисунке 60 показаны зависимости плотности тока пучка, пересчитанной в пробку, от длины разрядной камеры, которые были получены при различных условиях горения разряда (давлении напускаемого газа и мощности СВЧ излучения). При увеличении давления напускаемого газа наблюдается уменьшение амплитуды отклонения плотности тока от общего тренда – кривые сглаживаются. Это свидетельствует о том, что влияние длины разрядной камеры на параметры разряда снижается при увеличении давления напускаемого газа.

Была проведена оптимизация параметров экстрактора с целью получения пучка с максимальным током. Рассмотрены системы формирования ионного пучка с различным положением среза плазменного электрода относительно пробки магнитной ловушки (Z), апертурой плазменного электрода (D_1), межэлектродного расстояния (L) и апертуры пуллера (D_2). Конфигурации экстракторов представлены в таблице 3. Для каждого экстрактора были найдены оптимальные

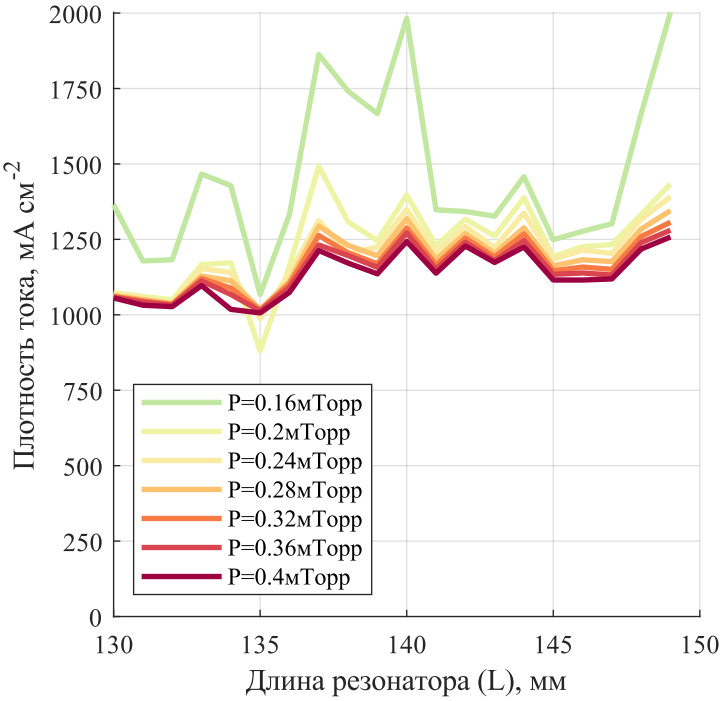


Рисунок 60: Зависимость средней плотности тока пучка в пробке от длины резонатора разрядной камеры (при $L = 130$ мм плазменный электрод находится в пробке магнитной ловушки) при фиксированной мощности СВЧ излучения, равной 5 кВт для различных давлений напускаемого газа.

условия горения разряда. Результаты сравнения эффективности систем формирования ионного пучка представлены на рисунке 61. Максимальный ток пучка достиг 105 мА при напряжении экстракции 40 кВ. Оптимальные условия горения разряда для получения максимального тока пучка следующие (см. рисунок 62): давление напускаемого газа 0.29 мTorp и мощность СВЧ излучения 5 кВт. Для плазменного электрода с апертурой 5 мм начальная плотность тока формируемого пучка в оптимальном режиме превышала 500 мА см$^{-2}$.

N	D_1, мм	L, мм	D_2, мм	Z, мм	Тип экстрактора
1	4	7	7	23	Плоский
2	4	5	7	23	Плоский
3	4	5	7	27	Плоский
4	4	7	7	27	Плоский
5	4	7	7	25	Плоский
6	4	7	7	26	Плоский
7	4	7	10	26	Плоский
8	5	7	10	24	С неодн. полем
9	5	7	10	27	С неодн. полем

Таблица 3: Параметры экстракторов, используемых в эксперименте.

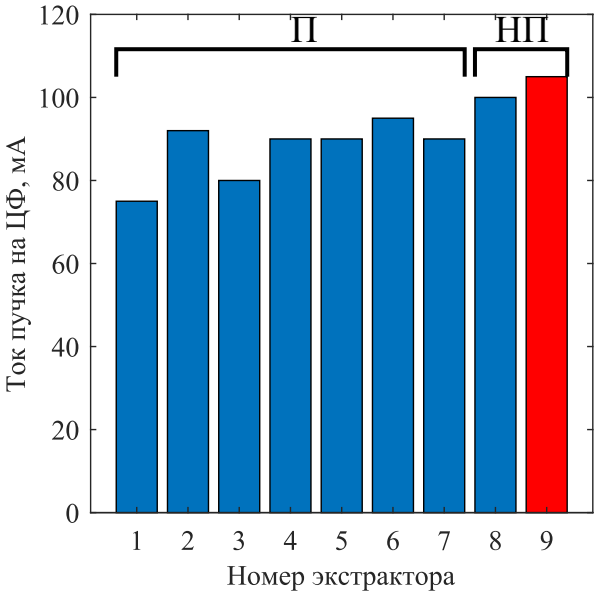


Рисунок 61: Гистограмма зависимости максимального тока пучка на цилиндр Фарадея от номера экстрактора (согласно таблице 3). Обозначения: П – плоский экстрактор, НП – экстрактор с неоднородным полем.

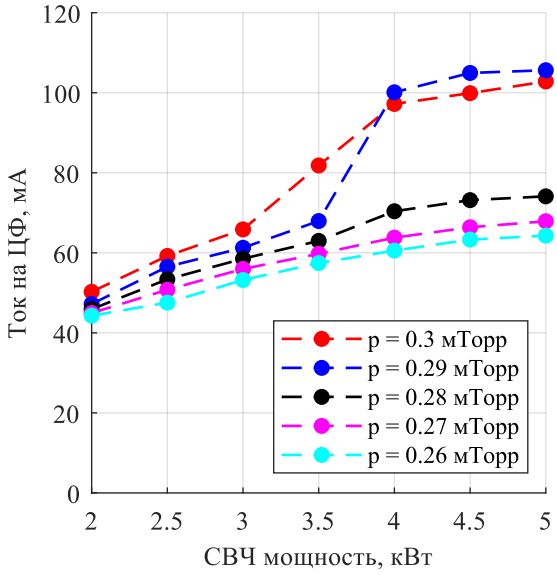


Рисунок 62: Зависимость тока пучка на цилиндр Фарадея от мощности СВЧ излучения при различных давлениях напускаемого газа при оптимальной геометрии экстрактора.

2.3.2. Измерения степени компенсации объемного заряда ионного пучка

Положительно заряженный ионный пучок, пролетая внутри вакуумной камеры, ионизует остаточный газ. При этом образовавшиеся ионы отталкиваются пучком, а электроны, наоборот, притягиваются. За счет последних происходит компенсация объемного заряда пучка, что является положительно влияющим на распространение пучка эффектом. Компенсацию пространственного заряда необходимо учитывать при моделировании распространения пучка в ионном тракте для того, чтобы характеристики получаемых в расчетах ионных пучков были близки к реализуемым экспериментально. Пролетая через остаточный газ, ионный пучок также возбуждает его молекулы, что приводит к свечению газа в месте прохождения пучка. Следовательно, поперечный размер пучка можно определить путем регистрации свечения остаточного газа фотокамерой. Степень компенсации пространственного заряда оценивалась путем сравнения экспериментальных данных с результатами численного моделирования. Расчеты формирования и распространения ионного пучка проводились при известном полном токе пучка и ускоряющем напряжении, а степень компенсации объемного заряда входила в теоретическую модель в качестве свободного параметра. Этот параметр подбирался таким образом, чтобы ширина пучка на входе в область обзора камеры и на выходе из нее, согласно расчетам, совпадала с экспериментом. Таким образом, по результатам численного моделирования оценивалась степень компенсации пространственного заряда пучка, реализуемая в эксперименте.

Перейдем к определению степени компенсации пространственного заряда пучка по фотографиям поперечного профиля. Этот эксперимент был проведен для трех экстракторов, параметры которых представлены в таблице 4.

N	D_1, мм	L, мм	D_2, мм	Z, мм	Тип экстрактора
1	4	6	7	16	Плоский
2	4	6	10	22	С неодн. полем
3	4	6	5	22	С неодн. полем

Таблица 4: Параметры экстракторов, используемых в эксперименте по измерению степени компенсации пространственного заряда пучка.

Мощность СВЧ излучения оставалась фиксированной и равнялась 3.7 кВт. Рассматривались два давления напускаемого газа – 0.15 мТорр и 0.3 мТорр. Измерения проводились для разных ускоряющих напряжений в диапазоне 28 кВ – 38 кВ. В этих режимах, в зависимости от энергии ионов, пучок в диагностической камере имел как малый угол расходимости, так и был сходящимся (см. рисунок 63).

На рисунке 64 показан результат оценки степени компенсации пространственного заряда

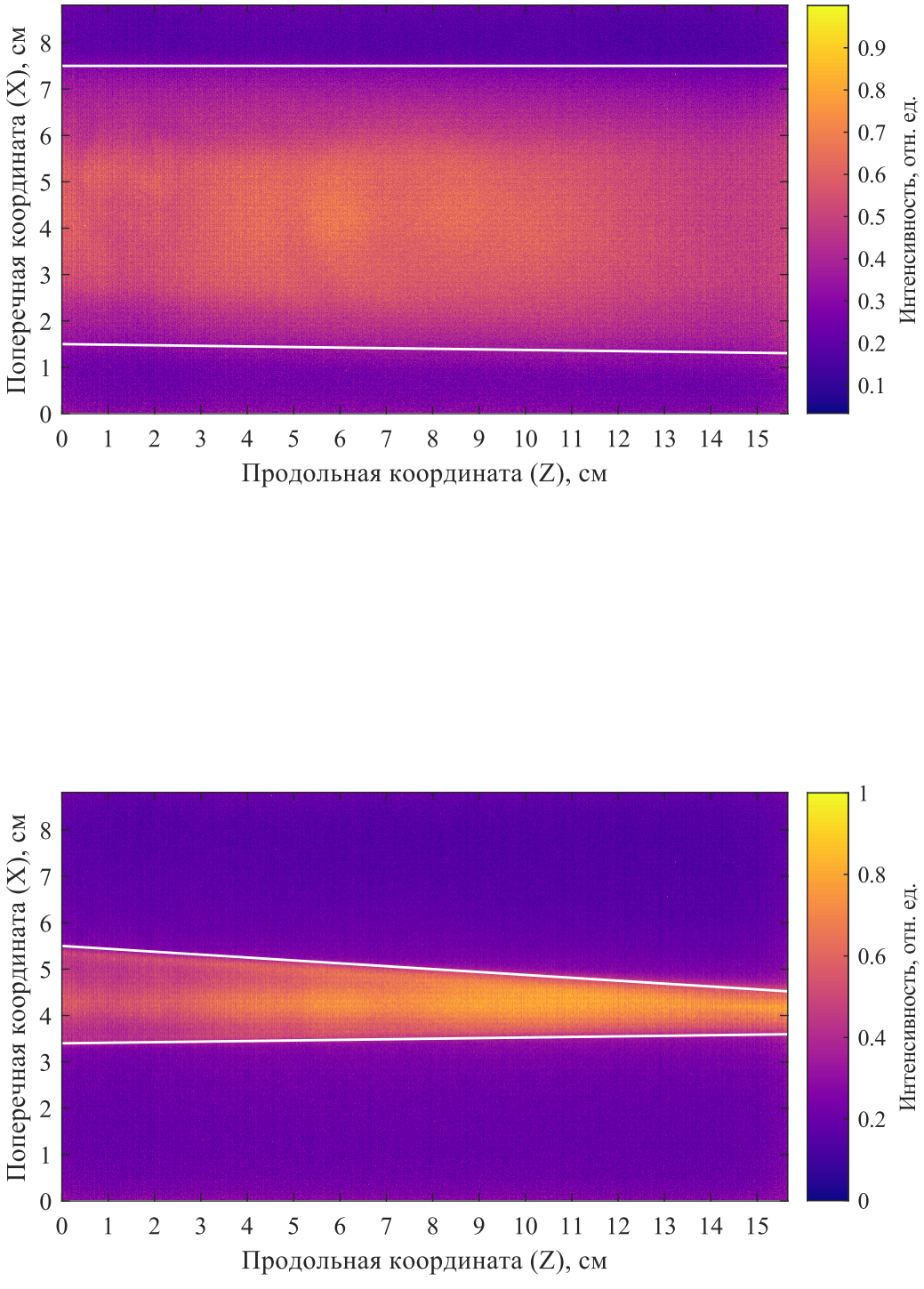


Рисунок 63: Обработанные изображения свечения остаточного газа в диагностической камере при прохождении через него ионного пучка. Верхний рисунок соответствует энергии ионного пучка 38 кэВ, а нижний – 28 кэВ. Ионный пучок распространяется слева направо. Белыми линиями показаны границы пучка.

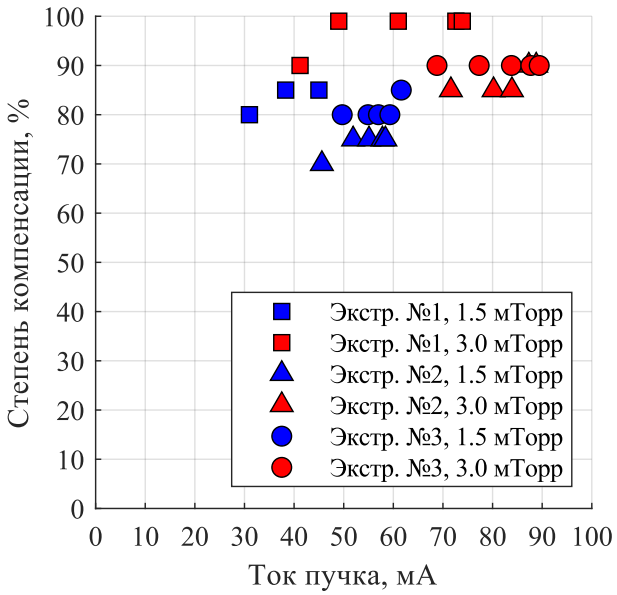


Рисунок 64: Зависимость степени компенсации пространственного заряда пучка от полного тока, реализуемая при различных условиях горения разряда. Номера экстракторов взяты из таблицы 4.

пучка от тока пучка в различных условиях. В целом, степень компенсации пространственного заряда пучка находится на довольно высоком уровне – около 80% – 90%, что является характерным значением для пучков с похожими параметрами на других экспериментальных установках [117, 118]. С увеличением давления напускаемого газа (при фиксированных прочих параметрах) растет степень компенсации пространственного заряда пучка. Это связано как с увеличением тока пучка, так и с повышением давления нейтрального газа в диагностической камере – оба фактора способствуют росту степени ионизации остаточного газа.

Отметим, что дополнительный напуск газа (воздуха) в ионный тракт не приводит к увеличению степени компенсации пространственного заряда. Связанное с этим повышение давления в диагностической камере приводит к снижению тока пучка на цилиндр Фарадея и повышению тока пуллера (см. рисунок 65). Наблюдаемые потери ионного пучка, вероятно, обусловлены процессами перезарядки протонов на нейтральных молекулах азота и кислорода, в результате чего образуются медленные ионы, ускоряющиеся объемным зарядом пучка по направлению к внутренней стенке пуллера. При давлении в диагностической камере 120 мкТорр длина свободного пробега протонов сравнима с длиной пуллера. Таким образом, фонового давления газа уже достаточно для создания высокой степени компенсации пространственного заряда пучка и нет необходимости в дополнительном напуске газа в диагностическую камеру.

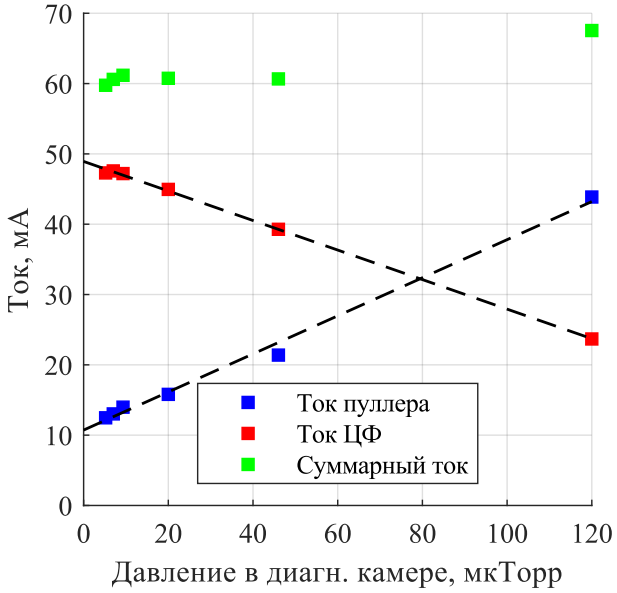


Рисунок 65: Зависимость тока на цилиндр Фарадея и на пуллер от величины давления газа в диагностической камере.

2.3.3. Измерения эмиттанса протонного пучка

Как уже отмечалось, качество ионного пучка определяется по распределению ионов в фазовом пространстве координат и скоростей. В общем случае оно имеет 6 измерений. Однако, пучки, вылетающие из ионного инжектора, имеют большую протяженность. Например, пространственная длина импульса пучка протонов с энергией 40 кэВ и длительностью 100 мкс составляет около 300 метров, что много больше размеров ионного инжектора. Удобно зафиксировать некоторое поперечное сечение, имеющее определенную продольную координату, и отслеживать временную динамику пучка в этом месте. В ЭЦР ионном источнике формируются практически моноэнергетические пучки с малым углом расходимости, поскольку напряжение экстракции много больше температуры ионов. Ионы в таких пучках обладают малым разбросом по продольной скорости. Исходя из этих соображений, можно рассматривать только 4-мерное фазовое пространство поперечных координат и скоростей. Распределение пучка в фазовом пространстве определялось при помощи метода pepper-pot. Суть метода заключается в следующем. На пути следования ионного пучка располагается пластина (маска pepper-pot) с отверстиями, расположенными в узлах прямоугольной сетки, которая разбивает цельный пучок на несколько отдельных частей меньшего размера. Затем пучки попадают на сцинтиллятор (кристалл CsI), где локально генерируется излучение, регистрируемое фотокамерой (Chronos-2.1HD, разрешение 1920×1080 пикселей). Измерительная схема показана на рисунке 66. Зная начальную позицию пучков, а также измеряя расположение пятен на сцинтилляторе, удается найти смещение каждого пучка. При известном расстоянии между

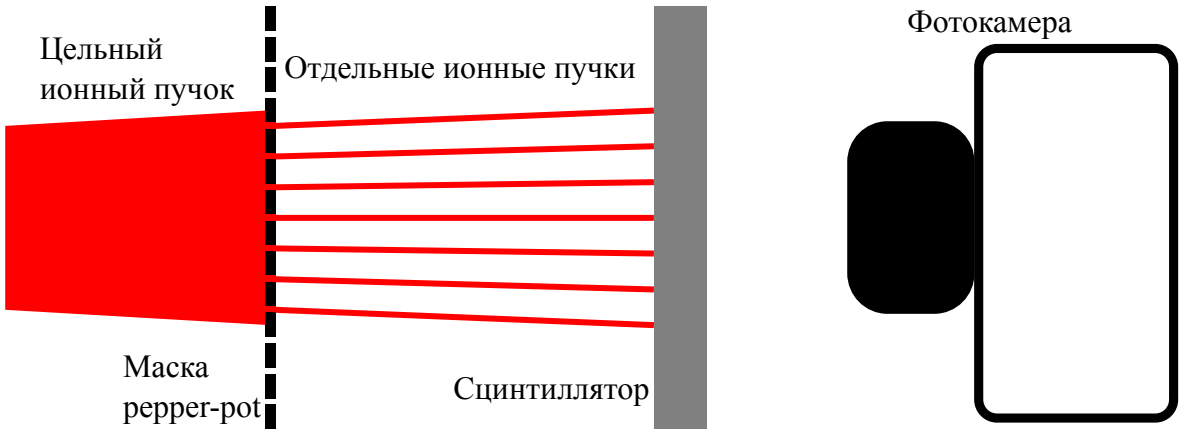


Рисунок 66: Схема измерения эмиттанса методом pepper-pot.

маской и сцинтиллятором это позволяет восстановить угол отклонения пучка. Фазовое распределение пучка строится по известному положению отверстия в маске и соответствующему ему углу отклонения пучка, прошедшего через это отверстие. Данный метод позволяет измерять полное фазовое распределение пучка в поперечных координатах в одном импульсе тока и, следовательно, измерения требуют небольшого количества времени. Однако, разрешающая способность данного метода невелика (по координате, например, она ограничена расстоянием между отверстиями).

В ходе экспериментов по исследованию фазового распределения ионного пучка на установке GISMO использовалась водоохлаждаемая маска pepper-pot толщиной 2 мм с отверстиями диаметром 0.2 мм и расстоянием 2.5 мм между центрами. При такой толщине пластины становятся заметными потери ионов внутри отверстия, налетающих на пластину под некоторым углом к ее нормали. Поэтому за счет наличия фасок в отверстиях толщина канала была снижена до 0.2 мм. Зачастую в качестве маски используется тонкая фольга, но при измерении фазового распределения интенсивных ионных пучков она не выдерживает тепловых нагрузок от попадающего пучка даже в течение одного импульса. Оценим изменение температуры медной пластины толщиной 100 мкм за один импульс пучка с радиусом 2 см, током 100 мА, энергией 50 кэВ и длительностью импульса 100 мс. При указанных условиях медная фольга увеличит свою температуру на 1100 градусов Цельсия. То есть, за один импульс температура увеличивается от комнатной до температуры плавления меди. Использование толстой пластины помогает решить проблему с перегревом. Однако, это накладывает ограничения на предельный измеряемый угол отклонения пучка из-за потерь при его прохождении через отверстие. При указанных геометрических параметрах коэффициент прохождения ионного пучка через отверстие достигает 90% при его угле отклонения от нормали в 80 мрад. За счет использования магнитной линзы удается сформировать ионный пучок с малым углом расходимости (например, в оптимальном режиме формирования ионного пучка угол отклонения не превышает 30 мрад). Поэтому потери частиц при прохождении через отверстие в маске

незначительны и ими можно пренебречь. Расстояние между маской и сцинтиллятором составило 27 мм.

В качестве численной характеристики распределения ионного пучка в фазовом пространстве используется среднеквадратичный эмиттанс, который вычисляется по следующей формуле:

$$\varepsilon_{x-x',RMS} = \sqrt{\langle x^2\rangle\langle x'^2\rangle - \langle xx'\rangle^2} = \frac{1}{\sum\limits_i \rho_i}\sqrt{\sum_i \rho_i x_i^2 \sum_i \rho_i x_i'^2 - \left(\sum_i \rho_i x_i x_i'\right)^2}, \qquad (72)$$

где $\langle ...\rangle$ обозначает усреднение по ансамблю пучков (суммирование производится по всем пучкам, попавшим на сцинтиллятор), переменная x соответствует поперечной координате относительно направления распространения пучка, переменная x' соответствует углу отклонения пучка в соответствующем направлении. Средние величины вычисляются с весовыми коэффициентами ρ_i, соответствующими средней яркости пятна с номером «i» на сцинтилляторе. Предполагается, что распределение центрировано по переменным x, x' (то есть $\langle x\rangle = 0$ и $\langle x'\rangle = 0$). Для корректного сравнения эмиттанса пучков различных энергий вводят нормализацию эмиттанса:

$$\varepsilon^{norm.}_{x-x',RMS} = \frac{p_z}{mc}\varepsilon_{x-x',RMS}, \qquad (73)$$

где p_z – продольный импульс частицы, m – ее масса покоя, c – скорость света в вакууме.

Измерение эмиттанса пучка происходит с некоторой погрешностью. Ее источником являются неточности при измерении координаты (σ_x), угла отклонения ($\sigma_{x'}$) и яркости пятна (σ_ρ). При измерении фазового распределения пучка методом pepper-pot происходит интерполяция данных в тех точках пространства, которые закрыты пластиной. Из-за дискретности входных данных складывается ошибка в координатном пространстве, которая оценивается как расстояние между отверстиями в маске, то есть $\sigma_x = 2.5$ мм. Так как угол отклонения пучка, прошедшего через отверстие, определяется по смещению положения пятна на сцинтилляторе, то погрешность зависит от точности определения этого смещения. Последнюю можно оценить по размеру пятна на сцинтилляторе, который приблизительно соответствует размеру отверстия в маске. Таким образом, с учетом радиуса отверстия в маске в 0.1 мм и расстояния между маской и сцинтиллятором в 27 мм погрешность в определении угла отклонения пучка составляет $\sigma_{x'} = 3.7$ мрад. Ошибка при вычислении средней яркости пятна связана с шумами на фотографии и составляет $\sigma_\rho = 10$ отн. ед. Погрешность эмиттанса вычисляется по следующей формуле [119]:

$$\sigma^2_{RMS} = \frac{\sum_i \left(\rho_i^2 x_i^2 \sigma_x^2 + \frac{1}{4} x_i^4 \sigma_\rho^2\right) \left(\sum_i \rho_i x_i'^2\right)^2}{\varepsilon^2_{x-x',RMS} \left(\sum_i \rho_i\right)^4} + \frac{\sum_i \left(\rho_i^2 x_i'^2 \sigma_{x'}^2 + \frac{1}{4} x_i'^4 \sigma_\rho^2\right) \left(\sum_i \rho_i x_i^2\right)^2}{\varepsilon^2_{x-x',RMS} \left(\sum_i \rho_i\right)^4} +$$
$$+ \frac{\sum_i \left(x_i^2 x_i'^2 \sigma_\rho^2 + \rho_i^2 x_i'^2 \sigma_x^2 + \rho_i^2 x_i^2 \sigma_{x'}^2\right) \left(\sum_i \rho_i x_i x_i'\right)^2}{\varepsilon^2_{x-x',RMS} \left(\sum_i \rho_i\right)^4} - \frac{2 \sum_i \left(\rho_i^2 x_i^4 x_i'^4 \sigma_\rho^2 + \rho_i^4 x_i^2 x_i'^4 \sigma_x^2 + \rho_i^4 x_i^4 x_i'^2 \sigma_{x'}^2\right)}{\varepsilon^2_{x-x',RMS} \left(\sum_i \rho_i\right)^4} +$$
$$+ \frac{\varepsilon^2_{x-x',RMS} \sum_i \sigma_\rho^2}{\left(\sum_i \rho_i\right)^2}. \quad (74)$$

Более подробно процедура вычисления погрешности при измерении эмиттанса методом pepper-pot изложена в работе [119].

Измерение эмиттанса ионного пучка проводилось при оптимальной конфигурации экстрактора в режиме горения разряда с максимальным током ионного пучка. Пример двумерной фазовой диаграммы ионного пучка в переменных «координата-угол отклонения» показан на рисунке 67.

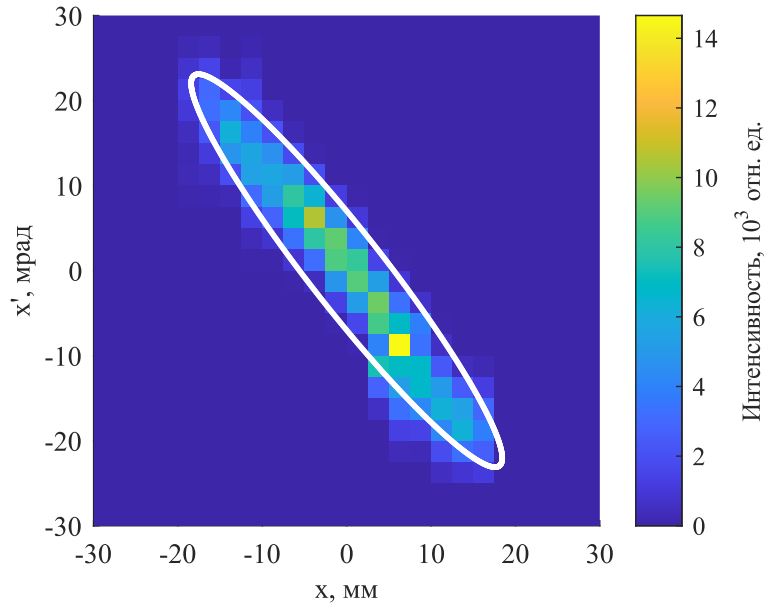


Рисунок 67: Двумерная фазовая диаграмма ионного пучка. Белый эллипс включает в себя долю пучка, равную 95%. Ионный пучок является сходящимся. Давление напускаемого газа было равным 0.29 мТорр, мощность СВЧ излучения – 5 кВт. Напряжение экстракции равнялось 40 кВ, а ток магнитной линзы составлял 190 А. При этих параметрах реализуется минимальный эмиттанс пучка.

Рассмотрим то, как меняется эмиттанс пучка при изменении тока магнитной линзы. Ионный пучок может быть сходящимся или расходящимся в зависимости от оптической силы линзы. В

ходе измерений ток линзы варьировался в пределах от 180 до 300 А с шагом 10 А при фиксированном напряжении экстракции на уровне 40 кВ. Диапазон токов был выбран таким образом, чтобы весь пучок попадал на маску pepper-pot. Зависимость эмиттанса от тока линзы представлена на рисунке 68. Также на графике приведены результаты расчетов по формированию и распространению протонного пучка, выполненные с использованием библиотеки IBSimu. Проводилось моделирование формирования протонного пучка с током 100 мА с энергией 40 кэВ и его фокусировки магнитной линзой. В расчетах учитывалась компенсация пространственного пучка на уровне 95%. Затем производился расчет нормализованного среднеквадратичного эмиттанса пучка в месте расположения маски. На рисунке 68 также приведены результаты численного моделирования. Причина неполного соответствия эксперимента и численного моделирования состоит, предположительно, в использовании упрощенной модели для определения степени компенсации пространственного заряда пучка, которая полагается однородной на трассе его распространения. Минимальный измеренный нормализованный среднеквадратичный поперечный эмиттанс пучка составляет около $0.2\ \pi$ мм мрад при токе магнитной линзы 190 А.

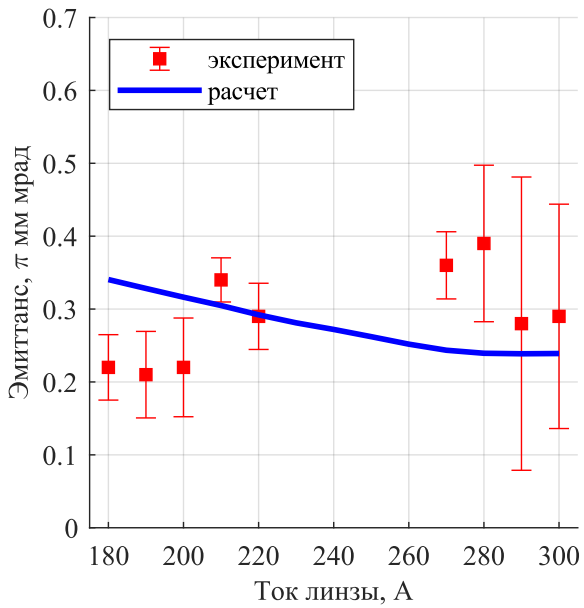


Рисунок 68: Зависимость эмиттанса ионного пучка от тока магнитной линзы.

Отсутствие экспериментальных данных для токов в диапазоне 230 – 260 А объясняется следующим образом. При этих значениях тока линзы ионный пучок имеет небольшие поперечные размеры (около 1 см). Учитывая ток пучка в 100 мА и длительность импульса около 20 мс, плотность энергии, выделяющейся на маске при попадании пучка оказалась достаточной для того, чтобы маска сильно нагрелась и начала светиться в месте попадания пучка. Свечение самой маски также регистрировалось фотокамерой, что не позволило отделить свечение сцинтиллятора и провести обработку полученных фотографий. Таким образом, область перетяжки пучка совпада-

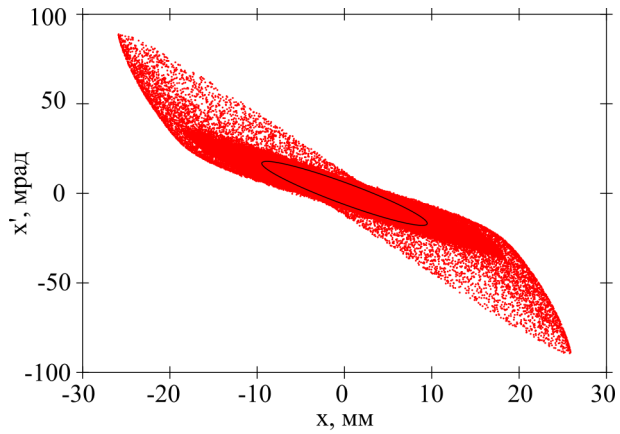


Рисунок 69: Пример фазовой диаграммы протонного пучка после прохождения магнитной линзы, полученный в расчетах. Точки соответствуют моделированным частицам.

ет с маской при токе линзы в диапазоне 230 — 260 А, пучок является сходящимся в диапазоне токов 180 – 220 А и расходится при токах более 270 А из-за перефокусировки.

Наличие сильной зависимости эмиттанса пучка от тока линзы объясняется аберрациями, приводящими к искажениям фазовой диаграммы. В этом случае форма пучка в пространстве «поперечная координата-угол отклонения» отличается от эллиптической (см. рисунок 69). Следовательно, площадь эллипса, покрывающего пучок, увеличивается, несмотря на сохранение фазового объема пучка (согласно теореме Лиувилля). Появление искажений связано с тем, что ионный пучок имеет поперечный размер, сравнимый с внутренним диаметром проходного отверстия магнитной линзы и распространение такого пучка не описывается в рамках параксиального приближения.

2.4. Результаты главы

Приведем основные результаты исследований, изложеных в главе 2.

Предложена и реализована новая система формирования интенсивных ионных пучков с неоднородным распределением электрического поля в зазоре между электродами экстрактора, обеспечивающая возможность, при фиксированном напряжении, формирования ионных пучков с большим по сравнению с плоским экстрактором током. Показана возможность использования пуллера с большой апертурой, что обеспечивает повышение электропрочности межэлектродного зазора (за счет эффекта магнитной изоляции) без ухудшения качества пучка. Теоретические и экспериментальные исследования показали, что при формировании ионных пучков высокой интенсивности угол расходимости пучка в новой геометрии ниже, чем в плоской. С использованием новой системы формирования ионного пучка на стенде SMIS 37 был сформирован протонный пучок с рекордной для ЭЦР ионных источников плотностью тока 1.15 А см$^{-2}$.

Проведена оптимизация условий горения разряда (давления напускаемого газа и мощности СВЧ излучения) и геометрии экстрактора. В непрерывном режиме горения разряда на стенде GISMO был получен пучок с максимальным током 105 мА и среднеквадратичным нормализованным эмиттансом около $0.2\ \pi$ мм мрад при энергии пучка 40 кэВ.

Экспериментально определена степень компенсации пространственного заряда пучков, извлекаемых при помощи двухэлектродной системы экстракции на стенде GISMO, которая оказалась на высоком уровне около 80% – 90%.

Результаты, описанные в этой главе диссертации, опубликованы в работах [4A-6A].

Глава 3. Протонный инжектор для проекта КИН DARIA на основе ЭЦР ионного источника GISMO

3.1. Постановка задачи

Источники нейтронов позволяют проводить уникальные исследования конденсированного состояния вещества методами нейтронного рассеяния [120]. Особый интерес представляют тепловые нейтроны (с энергией от 1 мэВ до 25 мэВ), так как для них длина волны де Бройля сравнима с межатомными расстояниями в твердом теле. Также при неупругом рассеянии эти нейтроны существенно меняют свою энергию, что позволяет эффективно исследовать элементарные возбуждения в твердом теле. Для проведения экспериментов на переднем крае науки требуются нейтронные источники с высокой интенсивностью. Такие источники разрабатываются на основе ускорителей заряженных частиц как более безопасная альтернатива исследовательским ядерным реакторам, которые постепенно выводятся из эксплуатации. В настоящее время, активно развиваются компактные источники нейтронов (КИН) на основе линейных ускорителей [13–15, 17]. В России разработка такого источника нейтронов ведется в рамках проекта DARIA (Dedicated to Academic Research and Industrial Applications) [18, 121]. Компактный источник нейтронов DARIA разрабатывается для прикладных исследований и применения в промышленности. Целью проекта является создание серийного источника нейтронов для размещения в существующих научных центрах и университетах, чего нельзя осуществить в случае с исследовательскими ядерными реакторами. Источник нейтронов DARIA состоит из протонного инжектора, линейного ускорителя (он состоит из ускоряющих структур с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой – ПОКФ/RFQ и резонаторов с трубками дрейфа – РТД/DTL), мишенной сборки, нейтронного замедлителя и станций нейтронного рассеяния (см. рисунок 70).

Схема размещения ключевых элементов КИН DARIA показана на рисунке 71. Первоначаль-

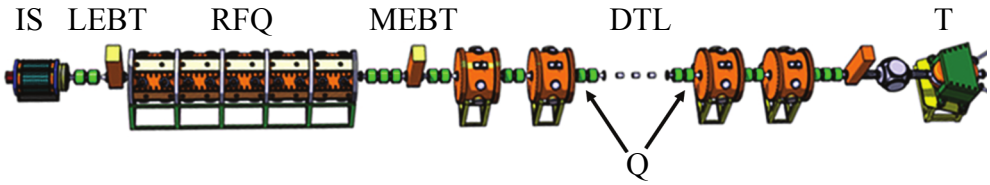


Рисунок 70: Схема ускорительной части КИН DARIA. Обозначения: IS – ионный источник, LEBT – система транспортировки пучка низкой энергии, RFQ – структура с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой, MEBT – система транспортировки пучка средней энергии, DTL – секции ускорителя с трубками дрейфа, Q – квадрупольные линзы, T – мишенная сборка. Рисунок взят из работы [122].

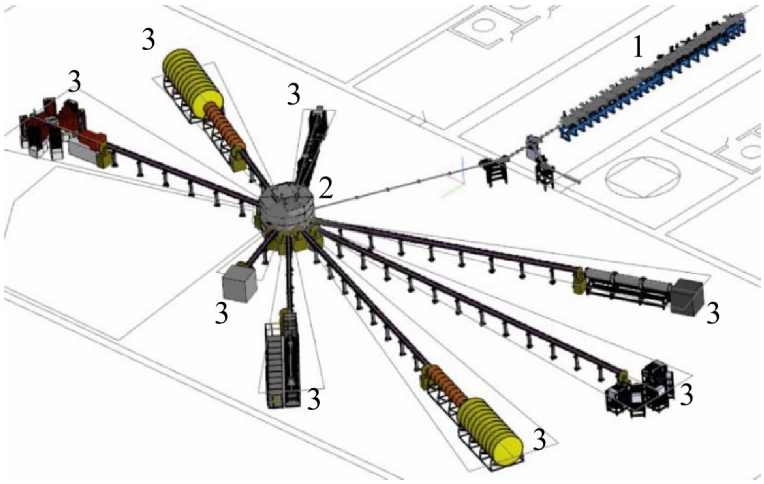


Рисунок 71: Схема размещения элементов КИН DARIA. Обозначения: 1 – линейный ускоритель, 2 – мишенная сборка с биологической защитой, 3 – нейтронные станции. Рисунок взят из работы [123].

ная конфигурация установки предполагает работу с ускоренным пучком протонов с энергией 13 МэВ. В дальнейшем, для увеличения нейтронного выхода, возможно повышение энергии ускоренного пучка до 30 МэВ и даже до 70 МэВ, в отдельных случаях. Повышение энергии пучка достигается за счет увеличения количества ускоряющих структур. В проекте участвуют несколько научных институтов, в том числе ИПФ РАН, который отвечает за разработку протонного инжектора.

Компактные источники нейтронов уступают по интенсивности нейтронного потока высокопоточному ядерному реактору. Однако, переход на импульсно-периодический режим работы в КИН обеспечивает эффективное использование практически всех генерируемых нейтронов в импульсе, так как эксперименты с рассеянием нейтронов можно проводить по времяпролетной методике, используя нейтроны с широком спектром энергий. Для проведения экспериментов по нейтронному рассеянию с использованием непрерывного источника нейтронов необходимо выделить из общего потока нейтронов часть с определенной энергией, поэтому вылетающий из реактора поток нейтронов предварительно пропускается через монохроматор, после чего на образец

поступает пучок с узким спектральным диапазоном. Следовательно, эффективная плотность потока нейтронов на непрерывных установках заметно снижается (из потока исключается от 90% до 99% нейтронов), поэтому в некоторых случаях плотности потока нейтронов на образце в КИН на основе ускорителя и в высокопоточном ядерном реакторе могут сравняться.

При работе в импульсно-периодическом режиме снижается средняя тепловая нагрузка на нейтроногенерирующую мишень, что позволяет использовать сильноточный ускоренный пучок для достижения высокого нейтронного выхода. На данный момент, передовые источники ионов формируют пучки легких ионов (H^+, D^+) с током порядка 100 мА. Эта величина тока была взята в качестве требуемого значения для базовой конфигурации установки [123].

В общем случае, длительность импульса потока нейтронов определяется временными характеристиками тока ионного пучка, поэтому для получения высокого временного разрешения длительность импульса ионного пучка должна быть как можно меньше. Однако, в случае коротких импульсов тока пучка, длительность нейтронного импульса определяется конечным временем их термализации в замедлителе: дальнейшее укорочение импульса тока пучка приводит лишь к снижению интенсивности нейтронного потока. Поэтому существует оптимальная длительность импульса тока ионного пучка, при которой мгновенная интенсивность нейтронного потока на выходе из замедлителя максимальна. Для КИН DARIA она составляет приблизительно 100 мкс. Из этого следует требование к длительности импульса тока. При этом форма импульса тока пучка не обязана быть строго прямоугольной – допустимы небольшие вариации тока. Важно, чтобы количество протонов в импульсе приближенно соответствовало идеальному прямоугольному с током 100 мА и длительностью импульса 100 мкс, чтобы обеспечивать стабильность количества произведенных нейтронов в импульсе.

Для накопления статистических данных при проведении эксперимента на станциях нейтронного рассеяния необходимо генерировать нейтроны в импульсно-периодическом режиме. Требуемая частота следования импульсов для КИН DARIA зависит от конкретной постановки эксперимента по нейтронному облучению и находится в диапазоне 40 Гц – 100 Гц [123].

На входе в ускоритель пучок должен быть высокого качества и иметь высокое содержание протонов. Частицы других сортов, отличных от протонов, не будут ускорены и осядут на стенках. Также, среднеквадратичный нормализованный эмиттанс протонного пучка не должен превышать $0.5\,\pi$ мм мрад, что задается аксептансом ускорителя. Обычно источник ионов включает в себя поворотный магнит-сепаратор, который обеспечивает стопроцентное содержание протонов в пучке. Однако, при его использовании ухудшается качество ионного пучка, поэтому в проекте DARIA отказались от использования сепаратора. Но вместе с этим появилось строгое требование на состав ионного пучка, вылетающего из ионного источника – содержание протонов в нем должно быть не

менее 99%.

Требования к инжектору собраны в таблице 5. Пучки, получаемые на существующих ЭЦР ионных источниках с нагревом на частоте 2.45 ГГц, не удовлетворяют требованиям проекта по длительности импульса и содержанию протонов в пучке.

Характеристика	Величина
Доля протонов в ионном пучке	$\geq 99\%$
Энергия протонов	40 – 60 кэВ
Средний ток пучка в одном импульсе	≈ 100 мА
Длительность импульса	≈ 100 мкс
Частота повторения импульсов	40 Гц – 100 Гц
Среднеквадратичный нормализованный эмиттанс	$\leq 0.5\ \pi$ мм мрад

Таблица 5: Требования, предъявляемые к протонному инжектору в рамках проекта DARIA.

3.2. Импульсный режим работы источника GISMO

Ранее, в ходе исследования непрерывного режима горения разряда, были найдены условия для образования плазмы с высоким (более 99%) содержанием протонов. Также, энергия, эмиттанс и ток пучка в непрерывном режиме горения удовлетворяют требованиям проекта DARIA. Таким образом, установка GISMO формирует протонные пучки, удовлетворяющие всем требованиям проекта DARIA, кроме временной структуры тока пучка. Следовательно, для создания протонного инжектора, удовлетворяющего требованиям проекта DARIA, на основе ЭЦР ионного источника GISMO осталось только реализовать импульсно-периодический режим формирования ионного пучка.

Импульсно-периодический режим работы на непрерывной установке можно реализовать несколькими способами. Первый заключается в непосредственно импульсном зажигании разряда. В этом случае эмиссионная способность плазмы изменяется во времени, включая в себя три стадии: развитие разряда, стационарное горение, распад плазмы. Во втором способе плазма горит непрерывно, но происходит формирование импульсов тока ионного пучка либо за счет модуляции ускоряющего напряжения, либо при использовании прерывателя пучка – устройства, отводящего в нужный момент времени ионный пучок с основного ионного тракта. Также можно использовать комбинации импульсного режима горения разряда и модуляции ионного пучка.

При выборе способа осуществления импульсного режима работы установки GISMO был использован первый вариант как наиболее простой в реализации. Ниже будет показано, что такой режим работы возможен. Технически, импульсный режим горения разряда реализовывался за счет модуляции напряжения источника высоковольтного питания гиротрона. Для этого потребовалась

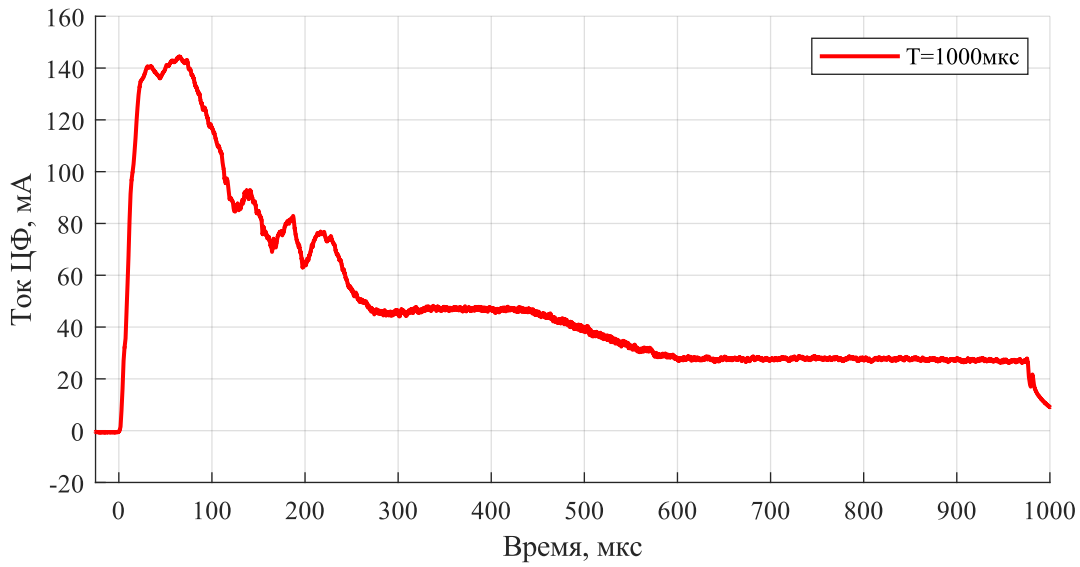


Рисунок 72: Осциллограмма импульса тока на цилиндр Фарадея с длительностью 1 мс. Давление напускаемого газа составило 0.1 мТорр (в 3 раза меньше оптимального давления при непрерывном режиме горения), а мощность СВЧ излучения равнялась 2.3 кВт.

переделка источника питания гиротрона для работы в импульсно-периодическом режиме. Появилась возможность запуска источника от внешнего управляющего сигнала. Минимальная длительность импульса высокого напряжения в гиротроне определяется схемотехникой источника и достигает 80 мкс, что заведомо достаточно для формирования коротких импульсов тока пучка. При этом ускоряющее напряжение в экстракторе подавалось непрерывно.

В ходе проведения экспериментов по формированию ионного пучка в режиме с короткими импульсами (с длительностью порядка 100 мкс) было замечено, что оптимальные значения давления напускаемого газа приблизительно в 3 раза ниже, чем для непрерывного режима горения разряда. Если реализовывать разряд при таком низком давлении в непрерывном режиме, то ток формируемого пучка будет в несколько раз ниже. Этот эффект можно наглядно продемонстрировать, показав переход в стационарный режим горения разряда. Для этого был рассмотрен режим горения с длительностью импульса 1 мс. На осциллограмме тока пучка на цилиндр Фарадея (см. рисунок 72) можно выделить начальную стадию разряда (первые 100 мкс) с пиковым током около 140 мА и выход стационарную фазу разряда после 0.6 мс.

В начальный момент времени, до зажигания разряда, в плазменной камере поддерживается некоторое давление нейтрального газа. Его значение определяется балансом напуска и откачки газа. При давлении 0.1 мТорр скорость откачки составляет $2.2 \cdot 10^{17}$ молекул водорода в секунду. Основная доля нейтрального газа в этом случае проходит через СВЧ-ввод и откачивается турбомолекулярным насосом, расположенным под вводом СВЧ излучения. Соответственно, в вакуумный объем напускается такое же количество частиц. При зажигании плазмы происходит извлечение

ионного пучка – тяжелые частицы (как будет показано ниже, это, в основном, атомарные ионы водорода) быстро покидают объем разрядной камеры. При токе пучка в 140 мА из объема вылетают $8.8{\cdot}10^{17}$ частиц (ионов H^+) в секунду. Эти потери тяжелых частиц не могут быть скомпенсированы напуском газа. Поэтому количество частиц в разрядной камере падает. Вместе с этим уменьшается и ток пучка, достигая стационарного значения 28 мА, что соответствует скорости ионной откачки $1.8 \cdot 10^{17}$ частиц в секунду. В случае, когда плазма горит и ионный пучок извлекается, значительная доля напускаемого газа вылетает из разрядной камеры в виде ионов. Таким образом, пик тока пучка достигается за счет накопившегося перед импульсом газа в разрядной камере.

3.3. Оптимизация условий горения разряда и системы формирования ионного пучка

Экспериментальное исследование динамики развития разряда проводилось по измерениям временных зависимостей тока цилиндра Фарадея с использованием следующей системы экстракции: расстояние от магнитной пробки со стороны экстракции до среза плазменного электрода $Z = 20$ мм, апертура плазменного электрода $D_1 = 5$ мм, межэлектродное расстояние $L = 7$ мм, апертура пуллера $D_2 = 12$ мм, геометрия экстрактора с неоднородным электрическим полем. Установка работала в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения импульсов 5 Гц. В экспериментах варьировалась мощность СВЧ излучения при фиксированном давлении напускаемого газа, равном 0.1 мТорр. Напряжение экстракции составляло 44 кВ, а ток в магнитной линзе был равен 350 А (это оптимальное значение для фокусировки протонного пучка на цилиндр Фарадея). На рисунке 73 показаны усредненные (по 100 импульсам излучения) осциллограммы тока пучка на цилиндр Фарадея и на пуллер в зависимости от мощности излучения.

Осциллограммы по времени синхронизированы с импульсом излучения. Имеется совпадение задних фронтов импульсов, связанное с прекращением подачи СВЧ излучения. При этом положение и форма переднего фронта импульса зависит от вкладываемой в плазму мощности: чем она больше, тем раньше наступает пробой нейтрального газа и тем быстрее происходят процессы ионизации (и, соответственно, быстрее нарастает ток ионного пучка). Импульсы тока пучка на цилиндр Фарадея при мощности СВЧ излучения более 1.5 кВт имеют спад ближе к заднему фронту, что коррелирует с ростом тока на пуллер. В этом случае эмиссионная способность плазмы превышает возможности экстрактора по извлечению ионного пучка: плотность тока формируемого пучка становится слишком большой, что приводит к его разлету под действием пространственного заряда и оседанию на пуллере. Суммарный ток на цилиндр Фарадея и на пуллер при мощности

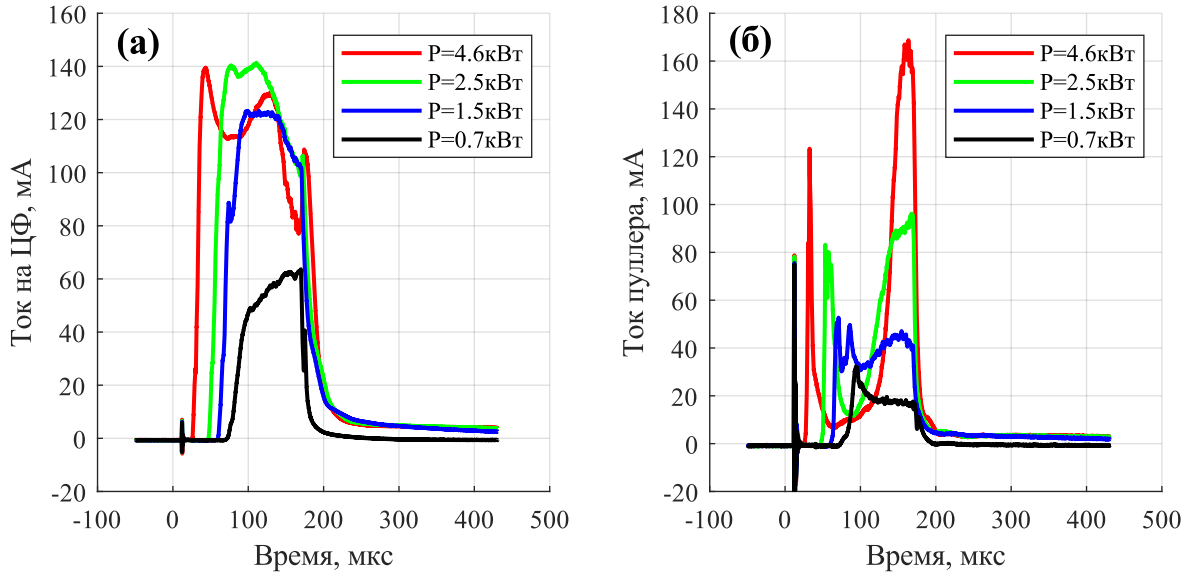


Рисунок 73: Усредненные осциллограммы импульсов тока пучка на цилиндр Фарадея (а) и на пуллер (б) при различных мощностях СВЧ излучения гиротрона. Давление напускаемого газа равнялось 0.1 мТорр.

СВЧ излучения в 4.6 кВт превышает 240 мА, что соответствует начальной плотности тока 1.2 А см$^{-2}$. Уменьшение тока на пуллер возможно при повышении ускоряющего напряжения, что можно сделать в рамках проекта DARIA, так как есть запас по предельной энергии пучка, которая не должна превышать 60 кэВ. Таким образом, существует режим работы ионного источника, в котором формируется пучок с током более 100 мА при энергии пучка в требуемом диапазоне.

На рисунке 74 представлена зависимость среднего тока пучка протонов на цилиндр Фарадея от давления напускаемого газа и мощности СВЧ излучения. Удобно представить полученные данные на двух графиках: зависимости при нескольких фиксированных давлениях (см. рисунок 74а) и при нескольких мощностях (см. рисунок 74б). Ток на цилиндр Фарадея при росте мощности СВЧ излучения выходит на насыщение. Но при заданной мощности существует оптимум по давлению напускаемого газа. Таким образом, в оптимальных условиях (при мощности СВЧ излучения 2.5 кВт и давлении 0.1 мТорр) средний ток пучка достигает 130 мА при длительности квазипрямоугольного импульса тока около 110 мкс (см. рисунок 73а).

Перейдем к экспериментам по оптимизации параметров системы экстракции. Для каждой выбранной конфигурации экстрактора существует оптимальное давление напускаемого газа и мощность СВЧ излучения. Таким образом, для разных экстракторов можно сравнивать токи пучка в оптимальном режиме и находить среди них экстрактор с оптимальной геометрией.

Была проведена серия экспериментов по поиску оптимальных условий горения разряда при разных конфигурациях экстракторов. Результаты приведены в таблице 6, а более наглядно сравнение показано на рисунке 75.

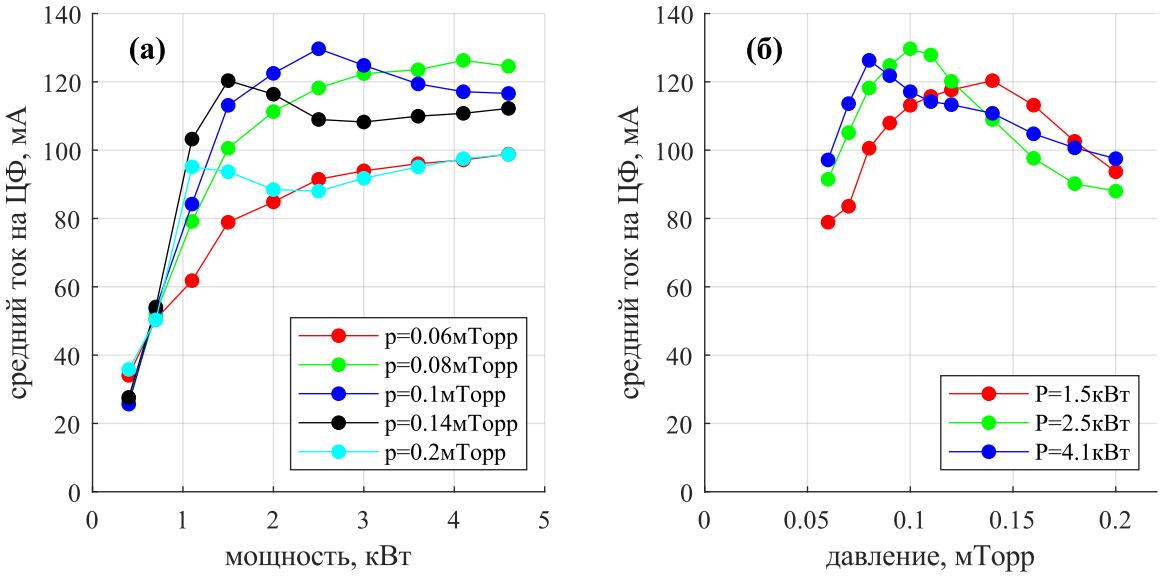


Рисунок 74: Зависимости среднего тока пучка в импульсе от мощности СВЧ излучения при фиксированном давлении напускаемого газа (а) и от давления напускаемого газа при фиксированной мощности СВЧ излучения (б).

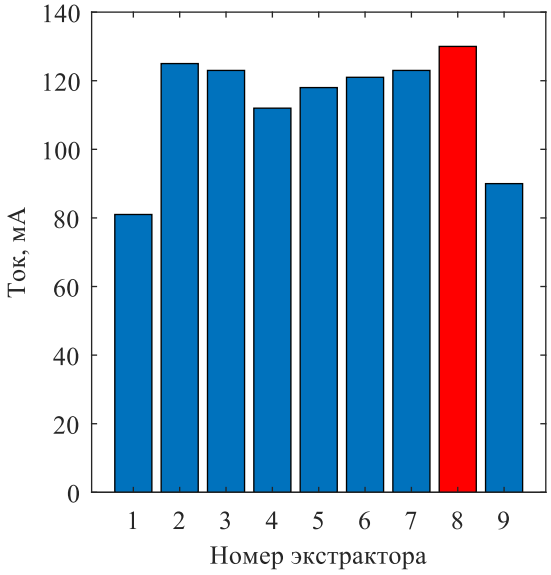


Рисунок 75: Сравнение значений среднего тока пучка в импульсе для различных экстракторов.

N	Z, мм	D_1, мм	L, мм	D_2, мм	p, мТорр	P, мТорр	I, мА
1	11	5	7	7	0.1	2.5	81
2	20	5	7	7	0.07	3	125
3	17	5	10	12	0.07	2.5	123
4	20	5	12	12	0.1	2.5	112
5	20	5	10	12	0.09	2.5	118
6	20	5	7	5	0.09	2.5	121
7	20	5	7	15	0.08	2.5	123
8	20	5	7	12	0.1	2.5	130
9	15	4	8	12	0.09	3	90

Таблица 6: Значения среднего тока пучка на цилиндр Фарадея (I) в оптимальных условиях по давлению (p) и мощности (P) для различных конфигураций (Z, D_1, L, D_2) экстрактора.

Из таблицы следует, что оптимальные условия горения разряда (давление и мощность) слабо зависят от конфигурации экстрактора, а максимальный ток пучка для конкретной геометрии варьируется в пределах 7% от среднего по экстракторам, причем все конфигурации с номерами 2 – 8 удовлетворяют требованиям проекта DARIA и могут быть использованы. В оптимальной геометрии (экстрактор №8), которая и была приведена выше в качестве примера, средний ток пучка равен 130 мА, а пиковый достигает 140 мА (см. рисунок 73).

Таким образом, среди рассмотренных экстракторов выберем оптимальный, который формирует пучок с наибольшим средним током пучка, и будем его использовать при исследовании состава и эмиттанса ионного пучка.

3.4. Исследования состава и эмиттанса ионного пучка в оптимальном режиме

Ионный пучок, получаемый на источнике GISMO в непрерывном режиме горения разряда, удовлетворяет требованиям на содержание протонов в пучке. Как уже отмечалось, большой удельный энерговклад позволяет получать в непрерывном режиме предельно чистые пучки протонов. Формирование пучков с низким содержанием молекулярной фракции позволяет отказаться от сепаратора пучка (поворотного магнита), что снижает протяженность трассы распространения пучка до ускорителя и позволяет сохранить эмиттанс пучка на входе в ускоритель на низком уровне. Найдем условия формирования чистого протонного пучка в импульсном режиме горения разряда.

Для измерения спектра ионного пучка в импульсном режиме работы применяется магнитный масс-спектрометр, описанный в разделе 1.3. В течение одного импульса ток магнита поддерживается на постоянном уровне.

На рисунке 76 показан пример состава ионного пучка при оптимальных условиях горения

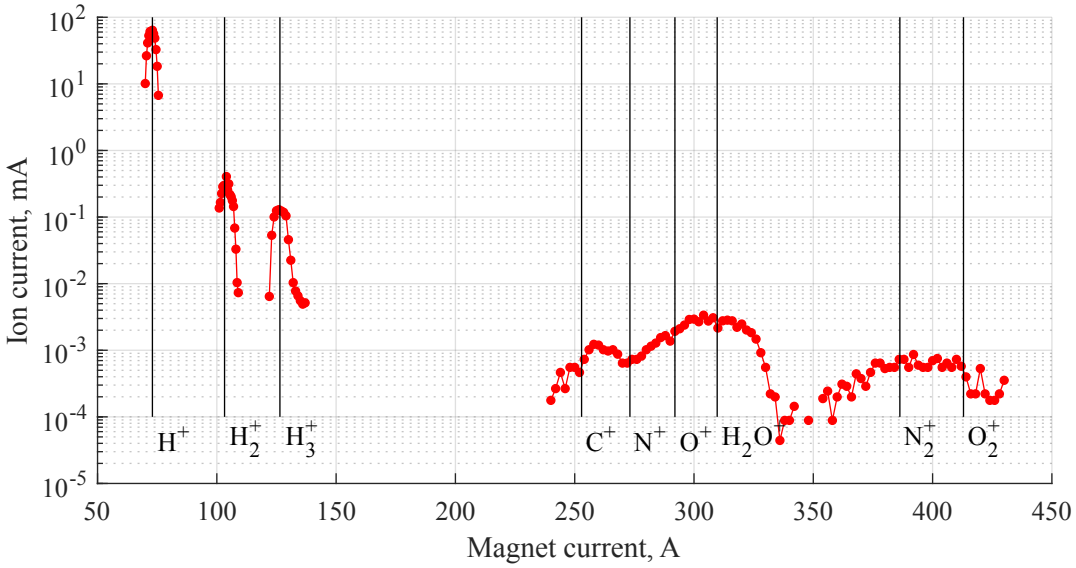


Рисунок 76: Зависимость тока пучка на цилиндр Фарадея анализатора от тока поворотного магнита. Вертикальными линиями отмечены значения тока магнита при котором коэффициент прохождения иона определенного сорта максимален.

разряда. Для этого конкретного случая условия горения разряда были оптимальными с точки зрения получения пучка с максимальным током (давление напускаемого газа было равным 0.1 мТорр, а мощность СВЧ излучения составляла 2.5 кВт). В этих условиях горения разряда средний ток на цилиндр Фарадея, расположенный в диагностической камере, достигал 130 мА. Значение тока протонов на цилиндр Фарадея анализатора было равным 64 мА, а суммарный ток основных примесей (молекулярных ионов водорода) составил 0.4 мА. Токи остальных (более тяжелых) примесей пренебрежимо малы (на графике из рисунка 76 по вертикали отложен ток на цилиндр Фарадея анализатора в логарифмическом масштабе).

Рассмотрим как на содержание молекулярных ионов в пучке влияют давление напускаемого газа и мощность СВЧ излучения. На рисунке 77 представлены зависимости суммарной доли молекулярных ионов от мощности СВЧ излучения при различных давлениях напускаемого газа. Видно, что с ростом мощности снижается доля молекулярных ионов водорода в пучке. Также наблюдается увеличение доли протонов при повышении давления напускаемого газа. В оптимальном случае доля протонов в пучке превышает 99.6%, что удовлетворяет требованиям проекта КИН DARIA по ионному составу пучка. Данный результат является уникальным, не имея аналогов в мире.

Измерения эмиттанса пучка были произведены при различных значениях тока в магнитной линзе (см. рисунок 78). Из рисунка видно, что есть диапазон токов линзы, в котором значение среднеквадратичного нормализованного эмиттанса ниже максимально допустимой величины согласно требованиям проекта DARIA. При оптимальном токе линзы, равном 320 А, эмиттанс пучка составляет около $0.3\ \pi$ мм мрад.

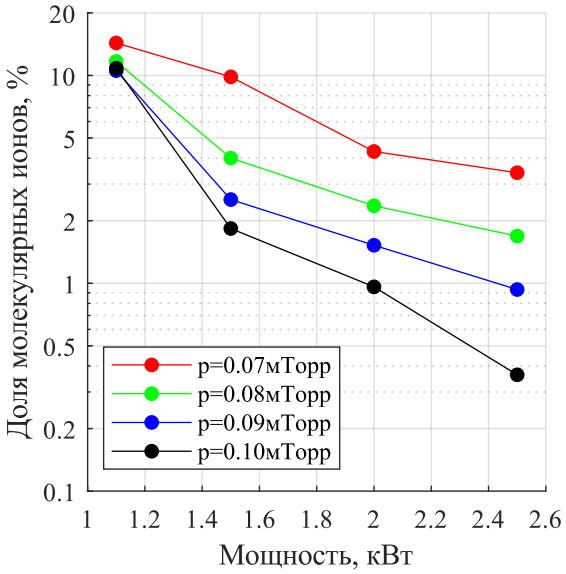


Рисунок 77: Зависимость процентного содержания молекулярных ионов в пучке от мощности СВЧ излучения при различных давлениях напускаемого газа.

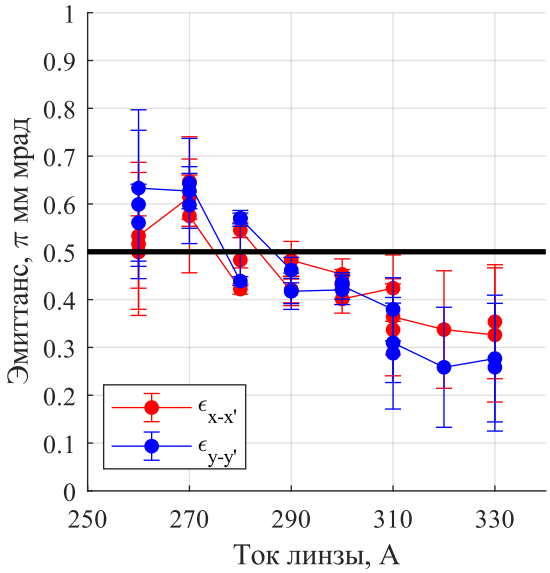


Рисунок 78: Зависимость среднеквадратичного нормализованного эмиттанса (в горизонтальной ($x - x$') и вертикальной ($y - y$') проекциях) от тока линзы. Горизонтальной чертой обозначен верхний предел значения эмиттанса согласно требованиям к пучку в проекте DARIA.

3.5. Получение импульсов тока пучка с требуемой временной структурой

Исследование возможностей реализации источника с импульсно-периодическим режимом работы проводилось с целью демонстрации возможности генерации импульсов тока с необходимой частотой следования. В качестве подтверждения возможностей ионного источника по генерации импульсов тока с необходимой периодичностью, на рисунке 79 приведена осциллограмма серии импульсов с частотой следования 100 Гц. Нестабильность тока пучка в соседних импульсах, предположительно, связана с нестационарностью газовых условий в разрядной камере в момент пробоя. Минимальная реализуемая длительность импульса тока пучка (ограниченная снизу возможностями используемого высоковольтного источника питания гиротрона по формированию коротких импульсов напряжения) в оптимальном режиме составляет 80 мкс. Следовательно, серию импульсов тока пучка с наперед заданной временной структурой можно получить, подстраивая параметры сигнала с задающего генератора. Режим работы источника с частотой повторения импульсов 100 Гц принципиально не отличается от режима с частотой следования импульсов 5 Гц.

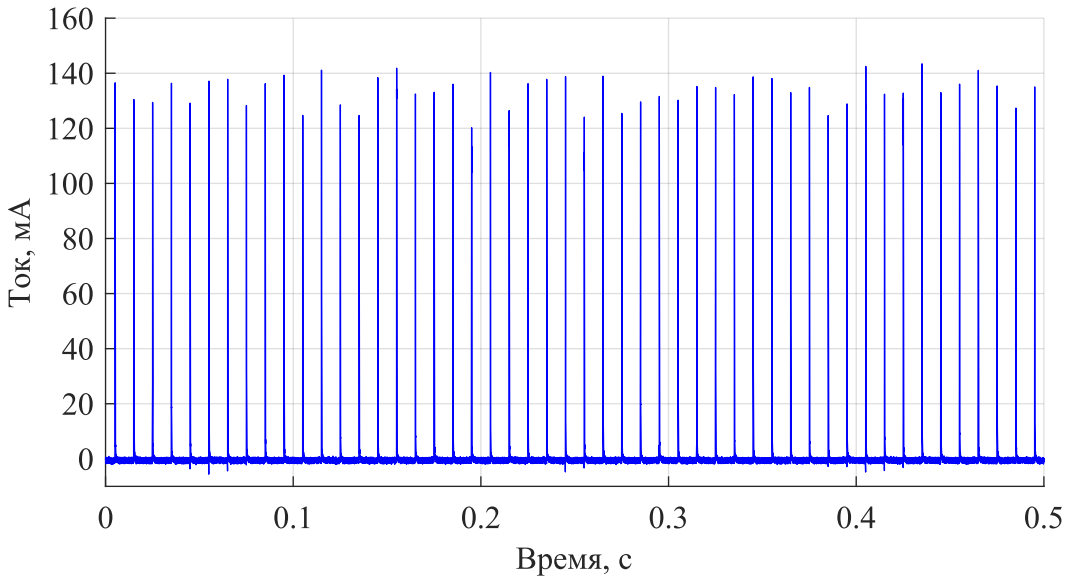


Рисунок 79: Осциллограмма серии импульсов тока пучка на цилиндр Фарадея с частотой повторения 100 Гц в оптимальных условиях.

Таким образом, в результате исследований, описанных в разделах 3.3 – 3.5, было продемонстрировано, что ионный пучок, получаемый в импульсно-периодическом режиме горения разряда на установке GISMO, полностью удовлетворяет требованиям проекта компактного источника нейтронов DARIA.

3.6. Модернизация магнитной системы удержания плазмы

Концепция проекта DARIA, в дальнейшем, предусматривает создание более интенсивных нейтронных источников, чем в базовом сценарии. Повышение нейтронного выхода можно реализовать как за счет увеличения энергии пучка, так и путем повышения тока формируемого пучка. Исходя из этого, требования к протонному инжектору с точки зрения тока пучка в будущем могут кратно повыситься.

В ходе проведенных в разделе 3.3 экспериментов было установлено, что в текущей конфигурации ионного источника GISMO возможно получение плазмы с высокой плотностью потока (более 1 А см$^{-2}$). Но формирование интенсивных ионных пучков затруднено из-за сильной расходимости пучка и его потерь при распространении внутри длинного пуллера. Повысить напряжение экстракции не представляется возможным из-за небольшого зазора между плазменной камерой и пуллером, так как система формирования ионного пучка располагается глубоко внутри магнитной ловушки, в узкой ее части. Таким образом, формирование сильноточных ионных пучков затруднено.

Эту проблему может решить перенос пробки магнитной ловушки ближе к расширителю плазменной камеры так, чтобы область с высоким потоком плазмы находилась вне узкой части камеры. Это обеспечит более удобное расположение экстрактора с возможностью значительного увеличения ускоряющего напряжения. Также длина пуллера станет меньше при прочих равных условиях.

Исходя из этого, была поставлена задача разработки магнитной системы с близкими к существующей конфигурации параметрами магнитного поля (величина поля, расстояние между пробками), но в которой пробка магнитной ловушки со стороны экстракции ионного пучка максимально выдвинута из узкой части магнита.

Разработка новой магнитной ловушки осуществлялась путем численного моделирования в программе COMSOL Multiphysics. Так же как и существующая магнитная ловушка, новый магнит состоит из колец с «радиальной» и аксиальной намагниченностью. Геометрические параметры колец оптимизировались таким образом, чтобы добиться максимума магнитного поля в пробках при заданном положении пробки со стороны экстракции (в плоскости перехода с узкой части к расширителю) и фиксированной массе магнита. В ходе расчетов была разработана магнитная система с массой около 400 кг, значением магнитного поля в пробке со стороны инжекции 1.2 Тл, в локальном минимуме на оси – 0.45 Тл, в максимуме со стороны экстракции – 1.15 Тл (схема магнита показана на рисунке 80).

Магнит был изготовлен и установлен в помещении, где располагается ионный источник (см.

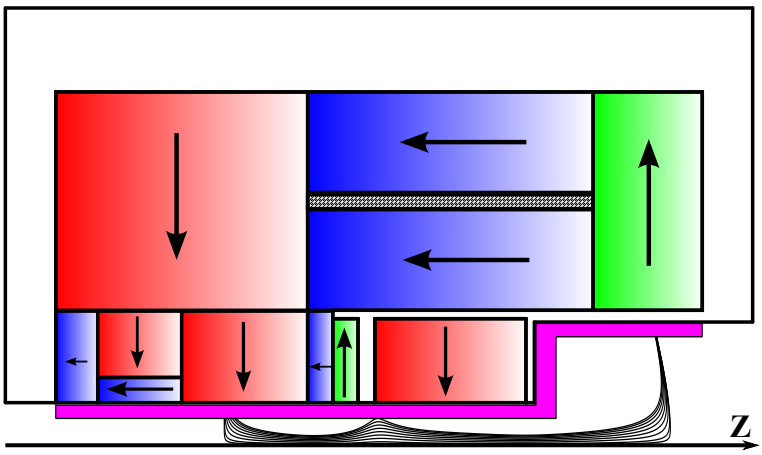


Рисунок 80: Схема расположения колец магнита с указанием направления намагниченности. Черными линиями внутри магнита обозначена силовая трубка, ограниченная узкой частью плазменной камеры.

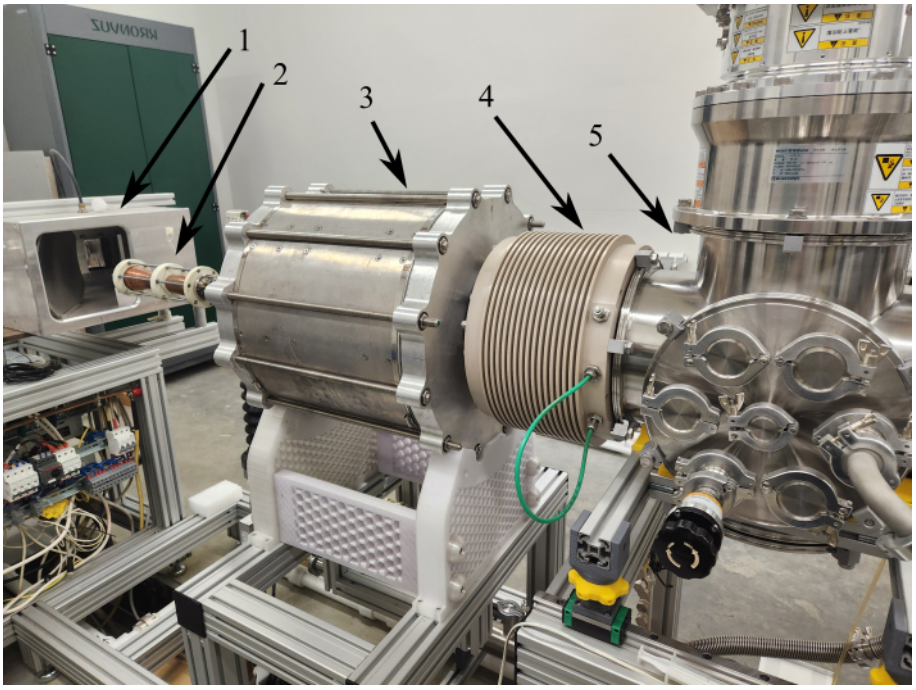


Рисунок 81: Фотография установленной магнитной системы в момент сборки ионного источника. Обозначения: 1 – зеркальный квазиоптический преобразователь, 2 – плазменная камера, 3 – магнит, 4 – изолятор, 5 – диагностическая камера.

рисунок 81). Было измерено распределение магнитного поля на оси симметрии (см. рисунок 82). Магнитное поле в расчете с хорошей точностью совпало с полученным экспериментально.

Плазма, полученная на модернизированном ЭЦР ионном источнике GISMO-II с новой магнитной ловушкой будет являться предметом дальнейших исследований с перспективой получения интенсивных ионных пучков в непрерывном режиме с рекордным током высокого качества.

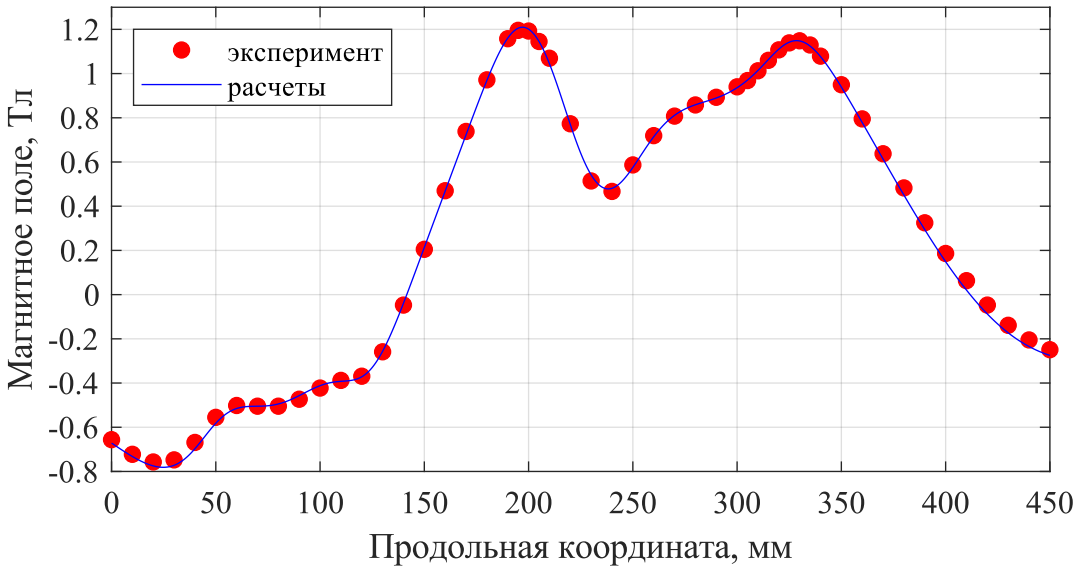


Рисунок 82: Распределение магнитного поля на оси симметрии. Сплошной линией показаны результаты расчета, а кружками отмечены экспериментально полученные точки.

3.7. Результаты главы

Приведем основные результаты исследований, изложеных в главе 3.

Произведена модернизация ЭЦР источника ионов GISMO для работы в импульсно-периодическом режиме в качестве протонного инжектора для российского проекта компактного источника нейтронов DARIA.

Экспериментально исследованы особенности импульсно-периодического режима поддержания разряда, найдены оптимальные по давлению напускаемого газа и мощности СВЧ излучения условия его горения, обеспечивающие формирования протонных пучков с энергией 44 кэВ, в импульсе длительностью 100 мкс, среднеквадратичным нормализованным эмиттансом 0.3π мм мрад, с долей протонов более 99%, с рекордным, по сравнению с аналогами, уровнем тока 140 мА. Продемонстрирована возможность работы в импульсно-периодическом режиме с частотой следования импульсов 100 Гц. Предложенный протонный инжектор полностью удовлетворяет требованиям проекта российского компактного нейтронного источника на основе линейного ускорителя DARIA.

Результаты, описанные в этой главе диссертации, опубликованы в [7A-10A].

Заключение

Полученные в диссертационной работе основные научные результаты заключаются в следующем.

1. Показано, что система ввода СВЧ излучения в плазму обеспечивает при всех используемых мощностях излучения (от 2 кВт до 10 кВт) эффективность согласования на уровне 60% в условиях высокой плотности плазмы, близкой к критической.

2. Разработан метод определения параметров сильно неравновесной плазмы внутри магнитной ловушки ионного источника с квазигазодинамическим режимом удержания плазмы по вольт-амперной характеристике одиночного зонда, находящегося за пределами ловушки в потоке вытекающей плазмы.

3. Экспериментально и теоретически исследованы зависимости доли содержания атомарных ионов водорода в экстрагированных пучках ионов в зависимости от условий поддержания ЭЦР разряда (мощности, потока напускаемого газа), найдены оптимальные режимы работы стенда GISMO, в которых доля атомарных ионов составляет 99.9%.

4. Предложена и реализована новая система формирования интенсивных ионных пучков с неоднородным распределением электрического поля в зазоре между электродами экстрактора, обеспечивающая возможность, при фиксированном напряжении, формирования ионных пучков с большим по сравнению с плоским экстрактором током. Показана возможность использования пуллера с большой апертурой, что обеспечивает повышение электропрочности межэлектродного зазора (за счет эффекта магнитной изоляции) без ухудшения качества пучка. Теоретические и экспериментальные исследования показали, что при формировании ионных пучков высокой интенсивности угол расходимости пучка в новой геометрии ниже, чем в плоской. С использованием новой системы формирования ионного пучка на стенде SMIS 37 был сформирован протонный пучок с рекордной для ЭЦР ионных источников плотностью тока 1.15 А см$^{-2}$.

5. Проведена оптимизация условий горения разряда (давления напускаемого газа и мощности СВЧ излучения) и геометрии экстрактора. В непрерывном режиме горения разряда на стенде GISMO был получен пучок с максимальным током 105 мА и среднеквадратичным нормализованным эмиттансом около $0.2\,\pi$ мм мрад при энергии пучка 40 кэВ.

6. Экспериментально определена степень компенсации пространственного заряда пучков, извлекаемых при помощи двухэлектродной системы экстракции на стенде GISMO, которая оказалась на высоком уровне около $80\% - 90\%$.

7. Произведена модернизация ЭЦР источника ионов GISMO для работы в импульсно-периодическом режиме в качестве протонного инжектора для российского проекта компактного источника нейтронов DARIA.

8. Экспериментально исследованы особенности импульсно-периодического режима поддержания разряда, найдены оптимальные по давлению напускаемого газа и мощности СВЧ излучения условия его горения, обеспечивающие формирования протонных пучков с энергией 44 кэВ, в импульсе длительностью 100 мкс, среднеквадратичным нормализованным эмиттансом 0.3π мм мрад, с долей протонов более 99%, с рекордным, по сравнению с аналогами, уровнем тока 140 мА. Продемонстрирована возможность работы в импульсно-периодическом режиме с частотой следования импульсов 100 Гц. Предложенный протонный инжектор полностью удовлетворяет требованиям проекта российского компактного нейтронного источника на основе линейного ускорителя DARIA.

Список литературы

[1] Svarnas P. Electron cyclotron resonance (ECR) plasmas: A topical review through representative results obtained over the last 60 years // Journal of Applied Physics. — 2025. — Vol. 137, no. 7.

[2] Lieberman M. A., Lichtenberg A. J. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. — Wiley, 2005. — P. 800.

[3] Geller R. Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas. — Taylor & Francis, 1996. — ISBN: 9780750301077.

[4] Mascali D., Santonocito D. The PANDORA project: A setup for in-plasma β-decay studies in nuclei of astrophysical interest // EPJ Web of Conferences. — 2023. — Vol. 275. — P. 01014.

[5] Henderson S. D. Spallation Neutron Sources and Accelerator-Driven Systems // Reviews of Accelerator Science and Technology. — 2013. — Vol. 06. — P. 59–83.

[6] Batygin Y., Garnett R., Rybarcyk L. Emittance Growth and Beam Losses in LANSCE Linear Accelerator // Proceedings of the 61st ICFA ABDW on High-Intensity and High-Brightness Hadron Beams. — 2018. — Vol. HB2018.

[7] Thomason J.W.G. The ISIS Spallation Neutron and Muon Source—The first thirty-three years // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2019. — Vol. 917. — P. 61–67.

[8] Holtkamp N. STATUS OF THE SNS* LINAC: AN OVERVIEW // Proceedings of LINAC2004. — 2004. — P. 837–841.

[9] Eshraqi M., Bustinduy I., Celona L. et al. The ESS Linac // Proceedings of the 5th Int. Particle Accelerator Conf. — 2014. — Vol. IPAC2014.

[10] Friend M. Beam Parameter Measurements for the J-PARC High-Intensity Neutrino Extraction Beamline // Proceedings of the 7th Int. Beam Instrumentation Conf. — 2019. — Vol. IBIC2018.

[11] Li H., Cao X., Chen W. et al. The Status of CSNS Front End // Proceedings of the 29th Linear Accelerator Conf. — 2018. — Vol. LINAC2018.

[12] Kiyanagi Y. Neutron applications developing at compact accelerator-driven neutron sources // AAPPS Bulletin. — 2021. — Vol. 31, no. 1.

[13] Knaster J., Garin P., Matsumoto H. et al. Overview of the IFMIF/EVEDA project // Nuclear Fusion. — 2017. — Vol. 57, no. 10. — P. 102016.

[14] Mardor I., Aviv O., Avrigeanu M. et al. The Soreq Applied Research Accelerator Facility (SARAF): Overview, research programs and future plans // The European Physical Journal A. — 2018. — Vol. 54, no. 5.

[15] Ratzinger U., Basten M., Chau L.P. et al. THE DRIVER LINAC OF THE NEUTRON SOURCE FRANZ // Proceedings of IPAC2011. — 2011. — P. 2577–2579.

[16] Schweizer W., Ratzinger U., Klump B. et al. A high intensity 200 mA proton source for the FRANZ-Project (Frankfurt-Neutron-Source at the Stern-Gerlach-Center) // Review of Scientific Instruments. — 2014. — Vol. 85, no. 2. — P. 02A743.

[17] Pisent A., Fagotti E., Colautti P. MUNES A COMPACT NEUTRON SOURCE FOR BNCT AND RADIOACTIVE WASTES CHARACTERIZATION // Proceedings of LINAC2014. — 2014. — P. 261–263.

[18] Kropachev G., Kulevoy T., Sitnikov A. The Proton Linac for Compact Neutron Source Daria // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. — 2019. — Vol. 13, no. 6. — P. 1126–1131.

[19] Taskaev S., Berendeev E., Bikchurina M. et al. Neutron Source Based on Vacuum Insulated Tandem Accelerator and Lithium Target // Biology. — 2021. — Vol. 10, no. 5. — P. 350.

[20] Huang Z.-W., Wang J.-R., Wei Z. et al. Development of a compact D-D neutron generator // Journal of Instrumentation. — 2018. — Vol. 13, no. 01. — P. P01013–P01013.

[21] Skalyga V., Izotov I., Golubev S. et al. High yield neutron generator based on a high-current gasdynamic electron cyclotron resonance ion source // Journal of Applied Physics. — 2015. — Vol. 118, no. 9. — P. 093301.

[22] Scrivens R. Classification of Ion Sources. — CERN Yellow Report CERN-2013-007, 2013. — P. 9–26.

[23] Zuo Ch., Li D., Chen D. et al. Design of the RF negative hydrogen ion source at HUST // AIP Conference Proceedings. — 2018.

[24] Lei G.J., Yan L.W., Liu D.P. et al. Development of megawatt radiofrequency ion source for the neutral beam injector on HL-2A tokamak // Nuclear Fusion. — 2021. — Vol. 61, no. 3. — P. 036019.

[25] Sorokin A., Belov V., Davydenko V. et al. Characterization of 1 MW, 40 keV, 1 s neutral beam for plasma heating // Review of Scientific Instruments. — 2010. — Vol. 81, no. 2. — P. 02B108.

[26] Rovey J. L., Ruzic B. P., Houlahan Th. J. Simple Penning ion source for laboratory research and development applications // Review of Scientific Instruments. — 2007. — Vol. 78, no. 10. — P. 106101.

[27] Tarvainen O., Abel R., Lawrie S. et al. Extending the pulse length of the ISIS H^- Penning ion source // Review of Scientific Instruments. — 2019. — Vol. 90, no. 10. — P. 103311.

[28] Okamura M. Laser ion source for heavy ion inertial fusion // Matter and Radiation at Extremes. — 2018. — Vol. 3, no. 2. — P. 61–66.

[29] Takahashi K, Sasaki T, Kikuchi T et al. Extraction of ion beam from laser ion source for direct plasma injection scheme // Journal of Physics: Conference Series. — 2024. — Vol. 2743, no. 1. — P. 012060.

[30] Zhou B., Zhang H., Zhang P. et al. Design and optimization study of a duoplasmatron ion source for high-intensity proton beam // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2021. — Vol. 1010. — P. 165550.

[31] Kuzumi T., Wada M. Development of a miniaturized duoplasmatron ion source // Review of Scientific Instruments. — 2020. — Vol. 91, no. 1. — P. 013505.

[32] Fortgang C. M., Batygin Y. K., Draganic I. N. et al. Design and fabrication of a duoplasmatron extraction geometry and LEBT for the LANSCE H^+ RFQ project // Review of Scientific Instruments. — 2016. — Vol. 87, no. 2. — P. 02B907.

[33] Dimov G. I., Morozov I. I. 50-A ion source IK-50 for AMBAL-M device // Review of Scientific Instruments. — 1990. — Vol. 61, no. 1. — P. 401–402.

[34] Gobin R., Beauvais P.-Y., Bogard D. et al. High intensity ECR ion source (H^+, D^+, H^-) developments at CEA/Saclay // Review of Scientific Instruments. — 2002. — Vol. 73, no. 2. — P. 922–924.

[35] Neri L., Celona L. High stability microwave discharge ion sources // Scientific Reports. — 2022. — Vol. 12, no. 1.

[36] Ren H. T., Peng S. X., Lu P. N. et al. Intense beams from gases generated by a permanent magnet ECR ion source at PKU // Review of Scientific Instruments. — 2012. — Vol. 83, no. 2.

[37] Kewlani H.M., Gharat S.H., Roychowdhury P. et al. An experimental investigation of the proton fraction in a three electrode 2.45 GHz ECR ion source // Journal of Instrumentation. — 2024. — Vol. 19, no. 01. — P. T01006.

[38] Castro G., Mascali D., Gammino S. et al. Overdense plasma generation in a compact ion source // Plasma Sources Science and Technology. — 2017. — Vol. 26, no. 5. — P. 055019.

[39] Wu W., Peng Sh., Zhang A. et al. Theoretical and experimental study of the overdense plasma generation in a miniaturized microwave ion source // Journal of Applied Physics. — 2022. — Vol. 132, no. 8.

[40] Lyneis C. M., Leitner D., Todd D. S. et al. Fourth generation electron cyclotron resonance ion sources (invited) // Review of Scientific Instruments. — 2008. — Vol. 79, no. 2. — P. 02A321.

[41] Mathew J. V., Bhattacharjee S. Compact electrostatic beam optics for multi-element focused ion beams: Simulation and experiments // Review of Scientific Instruments. — 2011. — Vol. 82, no. 1. — P. 013501.

[42] Bekhterev V., Bogomolov S., Efremov A. DEVELOPMENT OF THE NEW DECRIS-PM ION SOURCE // Proceedings of HIAT2015. — 2015. — P. 238–240.

[43] Kalvas T., Tarvainen O., Toivanen V. et al. Design of a 10 GHz minimum-B quadrupole permanent magnet electron cyclotron resonance ion source // Journal of Instrumentation. — 2020. — Vol. 15, no. 06. — P. P06016–P06016.

[44] Skalyga V., Izotov I., Razin S. et al. High current proton beams production at Simple Mirror Ion Source 37 // Review of Scientific Instruments. — 2014. — Vol. 85, no. 2. — P. 02A702.

[45] Bilheux H. Initial Testing of the 6 GHz, All-Permanent Magnet, “Volume-Type” ECR ion Source // AIP Conference Proceedings. — 2003.

[46] Bokhanov A. F., Zorin V. G., Izotov I. V. et al. Generation of dense multicharged ion flows from an ECR plasma confined in a quasi-gas-dynamic magnetic cusp trap // Plasma Physics Reports. — 2007. — Vol. 33, no. 5. — P. 347–355.

[47] Skalyga V. A., Izotov I. V., Sidorov A. V. et al. Study of hydrogen ECR plasma in a simple mirror magnetic trap heated by 75 GHz pulsed gyrotron radiation // Review of Scientific Instruments. — 2017. — Vol. 88, no. 3. — P. 033503.

[48] Skalyga V. A., Izotov I. V., Golubev S. V. et al. Gasdynamic electron cyclotron ion sources: Basic physics, applications, and diagnostic techniques // Review of Scientific Instruments. — 2022. — Vol. 93, no. 3. — P. 033502.

[49] Golubev S.V., Razin S.V., Vodopyanov A.V. et al. Formation of Multicharged Ions in Plasma of ECR Discharge Sustained by Powerful Millimeter Wave Radiation in a Mirror Trap // Fusion Technology. — 1999. — Vol. 35, no. 1T. — P. 288–291.

[50] Skalyga V. A., Golubev S. V., Izotov I. V. et al. High-Current Pulsed ECR Ion Sources // Plasma Physics Reports. — 2019. — Vol. 45, no. 10. — P. 984–989.

[51] Skalyga V. A., Bokhanov A. F., Golubev S. V. et al. Status of the gasdynamic ion source for multipurpose operation (GISMO) development at IAP RAS // Review of Scientific Instruments. — 2019. — Vol. 90, no. 12. — P. 123308.

[52] Skalyga V. A., Izotov I. V., Mironov E. A. et al. Design of permanent magnet trap for high current gasdynamic ECR ion sources with plasma heating by gyrotron radiation with frequency up to 45 GHz // AIP Conference Proceedings. — 2016.

[53] Bykov Yu, Denisov G., Eremeev A. et al. 28 GHz 10 kW gyrotron system for electron cyclotron resonance ion source // Review of Scientific Instruments. — 2004. — Vol. 75, no. 5. — P. 1437–1439.

[54] Bykov Yu. V., Eremeev A. G., Glyavin M. Yu. et al. Millimeter-Wave Gyrotron Research System. I. Description of the Facility // Radiophysics and Quantum Electronics. — 2019. — Vol. 61, no. 10. — P. 752–762.

[55] Chen F. Lecture notes on Langmuir Probe Diagnostics // Mini-Course on Plasma Diagnostics, IEEE-ICOPS meeting. — 2003.

[56] Soldatkina E., Anikeev M., Bagryansky P. et al. Influence of the magnetic field expansion on the core plasma in an axisymmetric mirror trap // Physics of Plasmas. — 2017. — Vol. 24, no. 2.

[57] Абрамов, И. С. Формирование неоднородных потоков неравновесной плазмы многозарядных ионов в условиях микроволнового разряда : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 1.3.9 / Абрамов Илья Сергеевич. – Нижний Новгород, 2021. – 116 с.

[58] K. Mayuko, Y. Akira, K. Yoshinobu. Measurement of ion temperature in ECR Ar/N_2 plasma // Surface and Coatings Technology. — 2003. — Vol. 171, no. 1. — P. 216–221.

[59] Вопросы теории плазмы: Сб. статей. Вып. 13 / под общ. ред. акад. Б. Б. Кадомцева. М.: Энергоатомиздат, 1984. – 312 с.

[60] Golubev S. V., Razin S. V., Semenov V. E. et al. Formation of multi-charged ions and plasma stability at quasigasdynamic plasma confinement in a mirror magnetic trap // Review of Scientific Instruments. — 2000. — Vol. 71, no. 2. — P. 669–671.

[61] Электродинамика плазмы / А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер, Р. В. Половин, А. Г. Ситиенко, К. Н. Степанов. – М. : Наука, 1974. – 720 с.

[62] Janev R. K., Langer W. D., Post D. E. et al. Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas. — Springer Berlin Heidelberg, 1987.

[63] Janev R.K., Reiter D., Samm U. Collision Processes in Low-Temperature Hydrogen Plasmas. — Forschungszentrum Jülich, 2003. — P. 188.

[64] URL: https://www-amdis.iaea.org/ALADDIN/.

[65] Wu W., Zhang A., Peng Sh. et al. A global model of 2.45 GHz ECR ion sources for high intensity H^+, H_2^+ and H_3^+ beams // Vacuum. — 2020. — Vol. 182. — P. 109744.

[66] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Научное издание / Райзер Ю.П. — 3-е изд. перераб. и доп. – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект». 2009. — 736 с.

[67] Toivanen V., Kalvas T., Koivisto H. et al. Double einzel lens extraction for the JYFL 14 GHz ECR ion source designed with IBSimu // Journal of Instrumentation. — 2013. — Vol. 8, no. 05. — P. P05003–P05003.

[68] Mordyk S., Miroshnichenko V., Shulha D. et al. Investigation of helicon ion source extraction systems // Review of Scientific Instruments. — 2008. — Vol. 79, no. 2. — P. 02B707.

[69] Šiljegović M., Dobrosavljević A., Beličev P. Optimization of the mVINIS ion source extraction system // Review of Scientific Instruments. — 2004. — Vol. 75, no. 5. — P. 1506–1507.

[70] Faircloth D. C. Particle Sources // Proceedings of the CERN-Accelerator-School: Introduction to Accelerator Physics. — 2019. — P. 1–50.

[71] Chauvin N. Space Charge Effect // Proceedings of the CAS-CERN Accelerator School: Ion Sources. — 2012. — P. 63–83.

[72] Pierce J. R. Rectilinear Electron Flow in Beams // Journal of Applied Physics. — 1940. — Vol. 11, no. 8. — P. 548–554.

[73] Физика и технология источников ионов. / Под ред. Я. Брауна: Пер. с англ. — М.: Мир. 1998. — 496 с.

[74] Toivanen V., Barué C., Feierstein C. et al. Upgrade of the GTS electron cyclotron resonance ion source at GANIL // AIP Conference Proceedings. — 2018.

[75] Hosseinzadeh M., Afarideh H. Optimization and numerical simulation for the extraction system of the H^- multicusp ion source // Chinese Physics C. — 2014. — Vol. 38, no. 5. — P. 057003.

[76] Wu Q., Zhang Z. M., Sun L. T. et al. A 2.45 GHz intense proton source and low energy beam transport system for China Initiative Accelerator Driven Sub-Critical reactor system // Review of Scientific Instruments. — 2014. — Vol. 85, no. 2. — P. 02A703.

[77] Hong I. S., Park B. S., Jang J. H. et al. Design and construction of a compact microwave proton source for a proton linac // Review of Scientific Instruments. — 2010. — Vol. 81, no. 2. — P. 02A314.

[78] Kim Y., Choi S., Hong I. S. Design of the plasma chamber and beam extraction system for SC ECRIS of RAON accelerator // Review of Scientific Instruments. — 2014. — Vol. 85, no. 2. — P. 02A907.

[79] Xiang W., Spädtke P., Hollinger R. et al. Simulation of extraction of high current uranium beams // Review of Scientific Instruments. — 2005. — Vol. 76, no. 6. — P. 063307.

[80] Hahto S. K., Hahto S. T., Ji Q. et al. Multicusp ion source with external rf antenna for production of protons // Review of Scientific Instruments. — 2004. — Vol. 75, no. 2. — P. 355–359.

[81] Toivanen V., Küchler D. Studies of the beam extraction system of the GTS-LHC electron cyclotron resonance ion source at CERN // Review of Scientific Instruments. — 2016. — Vol. 87, no. 2. — P. 02B923.

[82] Zhang M., Peng S. X., Ren H. T. et al. Upgrade of the extraction system of permanent magnet electron cyclotron resonance ion source // Review of Scientific Instruments. — 2010. — Vol. 81, no. 2. — P. 02B715.

[83] Khoshhal M., Habibi M., Boswell R. Evaluation of a novel parabolic plasma electrode advantage in a triode extraction system of a helicon ion source: simulation and experiment // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2020. — Vol. 53, no. 50. — P. 505204.

[84] Delferrière O., De Menezes D., Gobin R. et al. Electron cyclotron resonance 140 mA D^+ beam extraction optimization for IFMIF EVEDA accelerator // Review of Scientific Instruments. — 2008. — Vol. 79, no. 2. — P. 02B723.

[85] Sherman J. D., Figueroa T. L., Hansborough L. D. et al. A 75 keV, 140 mA proton injector // Review of Scientific Instruments. — 2002. — Vol. 73, no. 2. — P. 917–921.

[86] Gobin R., Blideanu V., Bogard D. et al. General design of the International Fusion Materials Irradiation Facility deuteron injector: Source and beam line // Review of Scientific Instruments. — 2010. — Vol. 81, no. 2. — P. 02B301.

[87] Neri L., Celona L., Gammino S. et al. Improved design of proton source and low energy beam transport line for European Spallation Source // Review of Scientific Instruments. — 2014. — Vol. 85, no. 2. — P. 02A723.

[88] Tuske O., Adroit G., Delferrière O. et al. BETSI, a new test bench for ion sources optimization at CEA SACLAY // Review of Scientific Instruments. — 2008. — Vol. 79, no. 2. — P. 02B710.

[89] Delferrière O., Gobin R., Harrault F. et al. Advanced light ion source extraction system for a new electron cyclotron resonance ion source geometry at Saclay // Review of Scientific Instruments. — 2012. — Vol. 83, no. 2. — P. 02A307.

[90] Delferrière O., Gobin R., Harrault F. et al. Improvement of extraction system geometry with suppression of possible Penning discharge ignition // Review of Scientific Instruments. — 2014. — Vol. 85, no. 2. — P. 02A939.

[91] Kilpatrick W. D. Criterion for Vacuum Sparking Designed to Include Both rf and dc // Review of Scientific Instruments. — 1957. — Vol. 28, no. 10. — P. 824–826.

[92] Lagniel J.-M., Beauvais P.-Y., Bogard D. et al. Status and new developments of the high intensity electron cyclotron resonance source light ion continuous wave, and pulsed mode (invited) // Review of Scientific Instruments. — 2000. — Vol. 71, no. 2. — P. 830–835.

[93] Fils J., Berezov R., Bolzon B. et al. Commissioning of the Proton-Linac ECR Source for FAIR // Proceedings of ECRIS2018. — JACoW Publishing, Geneva, Switzerland. — 2019. — Vol. ECRIS2018. — P. Italy.

[94] Skalyga V., Izotov I., Sidorov A. et al. High current proton source based on ECR discharge sustained by 37.5 GHz gyrotron radiation // Journal of Instrumentation. — 2012. — Vol. 7, no. 10. — P. P10010–P10010.

[95] Sun L. T. Theoretical and Experimental Studies of the Extracted MCI Beam from an ECR Ion Source // AIP Conference Proceedings. — 2005.

[96] Han B. X., Welton R. F., Stockli M. P. et al. Evaluation and utilization of beam simulation codes for the SNS ion source and low energy beam transport development // Review of Scientific Instruments. — 2008. — Vol. 79, no. 2. — P. 02B904.

[97] Fink D.A., Kalvas T., Lettry J. et al. H^- extraction systems for CERN's Linac4 H^- ion source // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2018. — Vol. 904. — P. 179–187.

[98] Kalvas T., Welton R. F., Tarvainen O. et al. Simulation of H^- ion source extraction systems for the Spallation Neutron Source with Ion Beam Simulator // Review of Scientific Instruments. — 2012. — Vol. 83, no. 2. — P. 02A705.

[99] Fink D. A., Lettry J., Midttun Ø. et al. Optimization of the beam extraction systems for the Linac4 H^- ion source // AIP Conference Proceedings. — 2015.

[100] Kalvas T., Tarvainen O., Clark H. et al. Application of 3D Code IBSimu for Designing an H^-/D^- Extraction System for the Texas A&M Facility Upgrade // AIP Conference Proceedings. — 2011.

[101] Delferrière O., De Menezes D. Extraction design and low energy beam transport optimization of space charge dominated multispecies ion beam sources // Review of Scientific Instruments. — 2004. — Vol. 75, no. 5. — P. 1659–1661.

[102] Abdelrahman M. M., Basal N. I., Zakhary S. G. Analytical and simulation studies for diode and triode ion beam extraction systems // Chinese Physics C. — 2012. — Vol. 36, no. 4. — P. 344–349.

[103] Lawrie S. R., Faircloth D. C., Letchford A. P. et al. Plasma meniscus and extraction electrode studies of the ISIS H^- ion source // Review of Scientific Instruments. — 2010. — Vol. 81, no. 2. — P. 02A707.

[104] Matsumoto Y., Nishiura M., Yamaoka H. et al. Influence of electric field penetration by a three-electrode beam extraction system on hydrogen negative ion source plasma // Review of Scientific Instruments. — 2014. — Vol. 85, no. 2. — P. 02A720.

[105] T. Kalvas DEVELOPMENT AND USE OF COMPUTATIONAL TOOLS FOR MODELLING NEGATIVE HYDROGEN ION SOURCE EXTRACTION SYSTEMS: Academic Dissertation for the Degree of Doctor of Philosophy / Taneli Kalvas. – Jyväskylä, Finland., 2013. – 159 p.

[106] Kalvas T., Tarvainen O., Ropponen T. et al. IBSIMU: A three-dimensional simulation software for charged particle optics // Review of Scientific Instruments. — 2010. — Vol. 81, no. 2.

[107] URL: https://ibsimu.sourceforge.net/.

[108] Toivanen V., Tarvainen O., Komppula J. et al. The effect of plasma electrode collar structure on the performance of the JYFL 14 GHz electron cyclotron resonance ion source // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2013. — Vol. 726. — P. 41–46.

[109] Langmuir I. The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum // Physical Review. — 1913. — Vol. 2, no. 6. — P. 450–486.

[110] Child C. D. Discharge From Hot Cao // Physical Review (Series I). — 1911. — Vol. 32, no. 5. — P. 492–511.

[111] Langmuir I., Blodgett K. B. Currents Limited by Space Charge between Coaxial Cylinders // Physical Review. — 1923. — Vol. 22, no. 4. — P. 347–356.

[112] Langmuir I., Blodgett K. B. Currents Limited by Space Charge between Concentric Spheres // Physical Review. — 1924. — Vol. 24, no. 1. — P. 49–59.

[113] Koh W. S., Ang L. K., Kwan T. J. T. Three-dimensional Child–Langmuir law for uniform hot electron emission // Physics of Plasmas. — 2005. — Vol. 12, no. 5. — P. 053107.

[114] Kosonen S. T., Kalvas T., Tarvainen O. et al. Empirical study of multidimensional Child-Langmuir law with plasma ion source extraction using round apertures // Journal of Physics: Conference Series. — 2022. — Vol. 2244, no. 1. — P. 012079.

[115] Faircloth D., Kalvas T., Kosonen S. et al. The Child Langmuir Illusion // Journal of Physics: Conference Series. — 2024. — Vol. 2743, no. 1. — P. 012085.

[116] Kosonen S. T., Kalvas T., Toivanen V. et al. Critical assessment of the applicability of the Child-Langmuir law to plasma ion source extraction systems // Plasma Sources Science and Technology. — 2023. — Vol. 32, no. 7. — P. 075005.

[117] Ferdinand R., Sherman J., Stevens R.R. et al. Space-charge neutralization measurement of a 75-keV, 130-mA hydrogen-ion beam // Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference. — IEEE. — 1997. — Vol. 3. — P. 2723–2725.

[118] Chauvin N., Delferrière O., Duperrier R. et al. Transport of intense ion beams and space charge compensation issues in low energy beam lines (invited) // Review of Scientific Instruments. — 2012. — Vol. 83, no. 2.

[119] Jolly S., Pozimski J., Pfister J. et al. DATA ACQUISITION AND ERROR ANALYSIS FOR PEPPERPOT EMITTANCE MEASUREMENTS // Proceedings of DIPAC09. — 2009. — P. 421–423.

[120] Langel W. Introduction to neutron scattering // ChemTexts. — 2023. — Vol. 9, no. 4.

[121] Grigoriev S., Iashina E., Pavlov K. Spin-echo Small Angle Neutron Scattering for a Compact Neutron Source Daria // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. — 2019. — Vol. 13, no. 6. — P. 1132–1134.

[122] Kilmetova I. V., Kozlov A. V., Kropachev G. N. et al. Hybrid Quadrupole Lens for the Focusing Channel of the DARIA Complex // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. — 2023. — no. 7. — P. 40–46.

[123] Kulevoy T. V., Grigoriev S. V., Kovalenko N. A. et al. Compact neutron source DARIA in Russian strategy for developing neutron research // Uspekhi Fizicheskih Nauk. — 2026. — Vol. 196, no. 04. — P. 388–402.

Список публикаций автора по теме диссертации

[1A] Polyakov A.V., Izotov I.V., Skalyga V.A. et al. Probe experiment on basic plasma parameter investigation in a quasi-gasdynamic ion source GISMO // Physics of Plasmas, 30 (4), 043519 (2023)

[2A] Vybin S. S., Izotov I. V., Golubev S. V. et al. Pure proton beams production using dense ECR plasma // Physics of Plasmas, 33 (3), 033508 (2026)

[3A] Скалыга В.А., Изотов И.В., Выбин С.С. и др. Применение плотной плазмы электронно-циклотронного резонансного разряда для генерации положительных и отрицательных ионов водорода // Письма в журнал технической физики, 49 (24), 35 (2023)

[4A] Vybin S.S., Skalyga V.A., Izotov I.V. High current ion beam formation with strongly inhomogeneous electrostatic field // Plasma Sources Science and Technology. 29 (11), 11LT02 (2020)

[5A] Vybin S.S., Skalyga V.A., Izotov I.V. et al. Experiments on intense ion beam formation with an inhomogeneous electric field // Plasma Sources Science and Technology. 30 (11), 125008 (2021)

[6A] Патент RU 2726143 C1. Источник интенсивных пучков ионов на основе плазмы ЭЦР разряда, удерживаемой в открытой магнитной ловушке / Выбин С. С., Изотов И.В., Сидоров А.В. и др. Заявл. 26.12.2019. Опубл. 09.07.2020.

[7A] Skalyga V.A., Izotov I.V., Vybin S.S. et al. Design of the Proton Injector for Compact Neutron Source DARIA // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 16 (3), 427-433 (2022)

[8A] Выбин С.С., Изотов И.В., Миронов Е.А. и др. Оптимизация систем протонного инжектора компактного нейтронного источника DARIA // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, №7, стр. 4-19 (2023)

[9A] Vybin S. S., Izotov I. V., Skalyga V. A. et al. Ion Beam Emittance Measurements of Proton Injector for Compact Neutron Source DARIA // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 18, 1615-1622 (2024)

[10A] Vybin S. S., Bokhanov A. F., Izotov I. V. et al. Pulsed proton injector for compact neutron source DARIA // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1091, 171735 (2026)