

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ НАУЧНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ «ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

На правах рукописи

СКАЛЫГА Вадим Александрович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСНОГО
РАЗРЯДА С ЦЕЛЬЮ ГЕНЕРАЦИИ ИНТЕНСИВНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ**

01.04.08 – физика плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

доктора физико-математических наук

Нижний Новгород – 2017

Оглавление

Введение

Глава 1. Формирование и нагрев сильнонеравновесной плазмы, содержащей многозарядные ионы, в условиях мощного электронно-циклотронного резонансного нагрева в магнитной ловушке со встречными полями.	27
1.1 Проблема МГД-стабильности сильно неравновесной плазмы ЭЦР разряда в открытых магнитных ловушках ионных источников.....	27
1.2 Модель формирования плазмы ЭЦР разряда в магнитной ловушке и процессов многократной ионизации в ней.....	33
1.3 Исследования ЭЦР разряда в ловушке со встречными полями, поддерживаемого излучением гиротрона с частотой 37,5 ГГц.....	44
1.3.1 Описание экспериментальной установки.....	44
1.3.2 Сильноточный источник многозарядных ионов на основе ЭЦР разряда в магнитной ловушке со встречными полями с нагревом плазмы излучением с частотой 37,5 ГГц.....	58
1.4 Исследование ЭЦР разряда в ловушке со встречными полями, поддерживаемого излучением гиротрона с частотой 60 ГГц.....	85
1.4.1 Описание экспериментальной установки SEISM Prototype.....	86
1.4.2 Исследование характеристик ионных пучков, формируемых из плазмы ЭЦР разряда в магнитной ловушке со встречными полями с нагревом излучением с частотой 60 ГГц.....	93
1.5 Выводы главы.....	98
Глава 2. Короткоимпульсный ЭЦР источник многозарядных ионов	99
2.1. Требования к источнику ионов для проекта «Beta Beam».....	99
2.2. Численный анализ влияния частоты и мощности СВЧ нагрева на динамику пробоя газа в ловушке ЭЦР источника ионов и параметры плазмы на стационарной стадии разряда.....	103
2.3. Экспериментальные исследования формирования короткоимпульсных пучков многозарядных ионов из плазмы ЭЦР разряда, поддерживаемого мощным миллиметровым излучением гиротронов.....	110
2.4. Схема короткоимпульсного ЭЦР источника МЗИ для проекта «Beta Beam».....	122
2.5 Выводы главы.....	129

Глава 3. Источник сильноточных пучков ионов водорода для современных ускорителей на основе ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением гиротрона.	130
3.1 Требования к инжекторам ионов водорода для современных ускорителей.....	130
3.2 Описание экспериментального стенда.....	132
3.3 Исследование параметров плазмы ЭЦР разряда в водороде и формирование сильноточных протонных пучков при использовании для нагрева излучения гиротрона с частой 37,5 ГГц.....	155
3.4 Исследование параметров плазмы ЭЦР разряда в водороде и формирование сильноточных протонных пучков при использовании для нагрева излучения гиротрона с частой 75 ГГц.....	169
3.5 Выводы главы.....	181
Глава 4. Генератор нейтронов на основе сильноточного ЭЦР источника ионов дейтерия....	182
4.1 Принципы устройства нейтронных генераторов.....	182
4.2 Исследования генерации нейтронов на мишени, бомбардируемой пучком ионов дейтерия сильноточного газодинамического ЭЦР источника.....	185
4.3 Перспективы применения нейтронных генераторов для бор-нейтронозахватной терапии онкологических заболеваний.	198
4.4 Квазиточечный нейтронный источник для томографии на основе сильноточного газодинамического ЭЦР источника ионов.	202
4.5 Выводы главы.....	206
Заключение	207
Список основных публикаций автора по теме диссертации	209
Библиографический список	213

Введение

Актуальность проблемы

Значительная часть современных технологий используют плазму, поддерживаемую в различных условиях: высокие и низкие давления, равновесный и неравновесный характер ионизации, различный уровень энерговклада и т.д. Источники плазмы нашли широкое применение в фундаментальных и прикладных исследованиях в промышленности, медицине и т.д. Сегодня существует большое число способов создания плазмы, отличающихся методами ее нагрева и удержания, обеспечивающих широкий диапазон ее параметров, плотности и температуры. Одним из традиционных направлений применения плазмы является разработка источников ионов, для чего используют различные типы разряда при пониженных давлениях. Особое место среди прочих методов создания плазмы занимает СВЧ разряд в магнитном поле в условиях электронного циклотронного резонанса (ЭЦР). Для ЭЦР разряда характерны низкие рабочие давления (менее 10^{-4} Торр), высокая степень ионизации и сильная неравновесность плазмы (температура электронов существенно выше температуры ионов). Первоначально изучение ЭЦР разряда было связано, главным образом, с экспериментами в легких газах, проводимыми в рамках исследований по управляемому термоядерному синтезу (см., например, [1-8]). В дальнейшем ЭЦР разряд в открытых магнитных ловушках стал использоваться также в других областях науки и техники.

Широкое применение плазма ЭЦР разряда получила в фундаментальных исследованиях в области ядерной физике, где используются ионные источники на ее основе, позволяющие формировать качественные интенсивные пучки для инъекции в ускорители. Особенно хорошо ЭЦР разряд зарекомендовал себя в качестве источника многозарядных ионов тяжелых элементов [9-12]. Требования к этим источникам постоянно возрастают: необходимо повышать как заряд ионов q (поскольку, например, энергия разогнанных заряженных частиц в циклотронном ускорителе пропорциональна q^2 [13]), так и интенсивность ионных пучков для увеличения вероятности наблюдения реакции. Именно источники многозарядных ионов (источники МЗИ) на основе ЭЦР разряда в открытой магнитной ловушке считаются в настоящее время наиболее перспективными в этом плане [9,10]. Такие устройства позволяют одновременно поддерживать электронную температуру на высоком уровне, необходимом для многократной ионизации газа и достаточно долго удерживать плазму для обеспечения глубокой обдирки ионов. Основные потери плазмы связаны с ее выносом через магнитные пробки ловушки, что позволяет с помощью традиционных систем экстракции формировать качественные интенсивные ионные пучки.

Часто для генерации пучков многозарядных ионов используются ионные источники с электронным пучком [14, 15]. Такие системы позволяют получать более высокозарядные ионы при низком уровне примесей, однако существенно проигрывают по величине тока пучка.

Еще одним эффективным способом получения многозарядных ионов является применение мощного лазерного излучения для облучения мишеней, на котором основаны лазерные источники МЗИ [16-18]. Такие системы имеют целый ряд преимуществ, однако по сравнению с ЭЦР ионными источниками имеют высокую температуру ионов, что затрудняет формирование пучков с низким эмиттансом.

В настоящее время развитие источников многозарядных ионов во многом определяет развитие экспериментальной ядерной физики, для современных исследований требуются ионные источники со все более высокими характеристиками.

Один из путей совершенствования ЭЦР источников МЗИ связан с повышением частоты и мощности СВЧ нагрева плазмы. Это стало очевидным после того, как в работах [19, 20] экспериментально было продемонстрировано значительное увеличение выхода многозарядных ионов из ЭЦР источника при изменении частоты греющего СВЧ излучения с 10 до 18 ГГц – ток ионов со средним по распределению зарядом увеличился пропорционально квадрату частоты излучения. Это связано с тем, что в ЭЦР разряде предельно достижимая плотность плазмы ограничивается критическим значением концентрации для используемой частоты СВЧ излучения, при приближении к которому резко усиливается рефракция излучения вводимого в плазму, оно не доходит до резонансной поверхности и эффективность нагрева резко падает. Критическое значение плотности растет пропорционально квадрату частоты. Повышение концентрации позволяет повышать ток ионного пучка на выходе источника, а при достаточной мощности также повышать эффективность ионизации, в том числе многократной если рассматривается разряд в тяжелых газах. В связи с этим основным направлением развития ЭЦР ионных источников на протяжении последних десятилетий является повышение частоты и мощности источников СВЧ излучения, используемых для нагрева плазмы. Поддержание плазмы с большей плотностью требует повышения энерговклада. В последнее время все чаще для нагрева плазмы в ЭЦР источниках МЗИ применяются гиротроны.

В традиционных ЭЦР источниках МЗИ для удержания плазмы используются открытые магнитные ловушки с конфигурацией магнитного поля «минимум-В» [10], которая формируется комбинацией поля простого пробкотрона (простая зеркальная ловушка) и поля многополюсной магнитной системы (обычно шестиполюсной), являющейся аналогом «палок Иоффе». Данная конфигурация магнитного поля обеспечивает эффективную стабилизацию МГД возмущений плазмы в ловушке. Такие системы позволяют создавать плазму с

концентрацией электронов до $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при их температуре до нескольких кэВ. Основным преимуществом описываемых источников является большое время жизни плазмы в магнитной ловушке, за счет которого обеспечивается глубокая обдирка ионов. Максимальная частота СВЧ нагрева, используемая в традиционных ЭЦР источниках МЗИ, в настоящее время составляет 28 ГГц [21, 22]. Разрабатываемые ЭЦР источники многозарядных ионов с нагревом плазмы излучением свыше 30 ГГц принято относить к, так называемому четвертому поколению [23]. Основные трудности на пути их создания связаны с необходимостью изготовления магнитных систем, обеспечивающих конфигурацию «минимум-В» при величине поля в пробках ловушки до 5-6 Тл. На сегодняшний день единственной возможностью для это является использование сверхпроводников из NbTi и/или Nb₃Sn. Проведенные исследования в этом направлении [24,25] демонстрируют крайне высокую стоимость таких систем и высокий риск их выхода из строя. К сегодняшнему дню ни один из таких проектов не реализован. Альтернативным подходом к созданию ЭЦР источников ионов с мощной высокочастотной накачкой (выше 30 ГГц) является использование для удержания плазмы более простых осесимметричных магнитных ловушек.

Такие исследования были начаты в ИПФ РАН с использованием мощного СВЧ излучения гиротрона на частоте 37,5 ГГц и простой зеркальной ловушки [26]. Первые же результаты подтвердили возможность поддержания плазмы с плотностью до $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при температуре электронов до 300 эВ и сильную зависимость тока ионов от частоты. Причем, в ходе этих исследований экспериментально наблюдался другой характер удержания плазмы в ловушке, отличный, от реализующегося в традиционных ЭЦР источниках. Было продемонстрировано, что при достаточно высокой плотности плазмы может реализовываться так называемый квазигазодинамический режим удержания [27].

Для описания особенностей такого режима следует качественно рассмотреть механизм удержания плазмы в ловушке ЭЦР ионного источника. Основным механизмом, ограничивающим время жизни электронов в магнитной ловушке, являются столкновения, за счёт которых обеспечивается их рассеяние в конус потерь в пространстве скоростей. В случае наличия ЭЦР нагрева взаимодействие электронов с излучением может также приводить к диффузии в пространстве скоростей [28]. Чаще всего ионы в ловушке ЭЦР источника не замагничены (длина свободного пробега много меньше ларморовского радиуса частицы) и поэтому магнитное поле ловушки напрямую не может их эффективно удерживать. Удержание ионов определяется распределением амбиполярного потенциала в ловушке, обеспечивающего равенство потерь ионов и электронов, то есть квазинейтральность плазмы. Структура формирующихся электрических полей качественно описана в [29].

Для ЭЦР нагрева типично формирование сильно анизотропного распределения электронов с поперечной энергией много больше продольной. Горячие электроны замагничены и в случае подавления МГД неустойчивостей значительно лучше удерживаются магнитной ловушкой, чем холодные и тяжёлые ионы. Если температура ионов больше некоей пороговой, то число ионов, покидающих центральную часть ловушки за счет теплового движения, может превысить число теряемых электронов. Следовательно, чтобы потоки ионов и электронов уравнились, в переходной области между центром ловушки и пробкой должно образоваться амбиполярное поле, препятствующее уходу ионов и увеличивающее электронные потери. То есть в этой области амбиполярный потенциал должен возрасти при удалении от центра ловушки. Иная картина за пробкой. Теперь амбиполярное поле должно тормозить электроны и ускорять ионы, иначе электроны, имея гораздо большую скорость, уходили бы через пробки значительно быстрее ионов. Поэтому вблизи пробки амбиполярный потенциал убывает. Таким образом, получается самосогласованный максимум (горбик) амбиполярного потенциала в переходной области. В [29] показано, что требуемый для его появления порог ионной температуры не велик, температура ионов порядка продольной температуры электронов, часто наблюдаемая в экспериментах [30, 31], достаточна для появления этого максимума. В случае такого распределения потенциала вдоль ловушки ионы с более высокой кратностью ионизации будут удерживаться в ловушке более эффективно, нежели малозарядные, что в свою очередь способствует более глубокой обдирке ионов. Такой режим удержания характерен для традиционных ЭЦР источников МЗИ [9, 19, 21, 32, 33] и называется бесстолкновительным или классическим. Классический режим удержания плазмы в ЭЦР ионных источниках был подробно исследован в целом ряде работ [19, 20, 34].

С увеличением плотности плазмы частота рассеяния электронов в конус потерь растёт, время жизни плазмы уменьшается и становится в некоторый момент меньше времени собственного теплового ухода ионов из ловушки. Начиная с этого момента, «горбики» амбиполярного потенциала около пробок пропадают, и амбиполярное поле начинает способствовать ускорению ухода ионов из ловушки. При увеличении плотности время жизни падает пока не достигает предельного значения, определяемого выносом плазмы через пробки ловушки с ионнозвуковой скоростью. В работе [35] показано, что скорость плазменного потока в пробке не может превысить это значение. При дальнейшем повышении плотности удержание определяется газодинамическим выносом ионов, время жизни плазмы перестаёт зависеть от концентрации, в течение него электроны могут испытывать большое число столкновений, однако при этом по-прежнему имеют длину свободного пробега много больше размеров системы. Столкновения приводят к заполнению конуса потерь и изотропизации функции распределения электронов. Такой режим удержания неравновесной плазмы с

холодными ионами и горячими электронами с заполненным конусом потерь и был назван квазигазодинамическим, а возможность его реализации была продемонстрирована в работе [36].

Физические основы удержания плазмы в открытых магнитных ловушках были разработаны в ходе исследований по термоядерному синтезу. В некотором смысле переход к квазигазодинамическому режиму удержания плазмы в ловушке ЭЦР источника аналогичен переходу от классического пробкотрона [37] к газодинамической ловушке [38]. Существенным отличием плазмы ЭЦР ионного источника является обратное по сравнению с термоядерными ловушками соотношение температур электронной и ионной компонент, для многократной ионизации необходима высокая температура электронов, а для низкого значения эмиттанса извлекаемого пучка ионов малая температура ионов.

Отметим, что последнее время ЭЦР нагрев стал применяться и в ГДЛ для создания плазмы [39, 40] и повышения температуры электронов [41-43]. Были разработаны соответствующие модели ЭЦР пробоя и нагрева [44-47], продемонстрировано существенное улучшение характеристик системы, наиболее перспективным приложением которой является создание мощного нейтронного источника [48, 49].

Таким образом, можно выделить два характерных параметра, соотношение которых определяет режим удержания плазмы в ловушке. Это, во-первых, время кулоновского рассеяния электронов в конус потерь

$$\tau_c = \frac{\ln R}{V_e}, \quad (1.1)$$

и, во-вторых, квазигазодинамическое время жизни плазмы, которое для случая прямой зеркальной ловушки может быть записано следующим образом [35]:

$$\tau_g = LR/2V_s. \quad (1.2)$$

Здесь R – пробочное отношение, L – длина ловушки, V_e – частота кулоновского рассеяния электронов, $V_T = \sqrt{T_i/M}$ – тепловая скорость ионов, $V_s = \sqrt{\langle z \rangle \cdot T_e/M}$ – ионно-звуковая скорость, T_e – температура электронов, M – масса иона, $\langle z \rangle$ – средний заряд ионов.

В традиционных ЭЦР источниках время кулоновского рассеяния электронов значительно больше газодинамического времени жизни плазмы в ловушке, т.е.

$$\tau_c > \tau_g. \quad (1.3)$$

При выполнении этого условия будет реализовываться классический режим удержания. Переход от классического к квазигазодинамическому режиму удержания плазмы в ловушке происходит при таких значениях плотности и температуры электронов, когда их скорость

заполнения конуса потерь в пространстве скоростей оказывается выше, чем скорость выноса плазмы из ловушки. Т.е. выполняется условие

$$\tau_c < \tau_g . \quad (1.4)$$

Минимальное время жизни плазмы при квазигазодинамическом режиме при фиксированной концентрации автоматически означает максимально возможную плотность потока частиц из ловушки, так как потери пропорциональны отношению концентрации и времени жизни плазмы. В этом случае плотность потока плазмы из ловушки через ее пробки оказывается на несколько порядков выше, чем в традиционных ЭЦР источниках, что делает возможным получение ионных пучков с рекордно высоким током.

Однако большие потери частиц означают большие потери энергии из системы, и поддержание высокой температуры электронов, достаточной для многократной ионизации, требует существенно большего энергозатрата. Именно поэтому квазигазодинамический режим удержания неравновесной плазмы ЭЦР разряда ранее подробно не исследовался, так как в традиционных ЭЦР источниках МЗИ мощности греющего излучения было не достаточно для обеспечения генерации МЗИ в случае его реализации. Разработки современных мощных высокочастотных гиротронов открывают уникальные возможности для исследования сильноточных ЭЦР ионных источников с квазигазодинамическим режимом удержания плазмы. Такие источники получили название газодинамические ЭЦР ионные источники.

Кроме повышения тока ионного пучка за счет высокой плотности плазмы и малого времени жизни, реализация квазигазодинамического режима удержания позволяют при повышении плотности повысить средний заряд ионов в плазме. Средний заряд ионов в основном определяется параметром ее удержания [9, 10]: произведением плотности плазмы и времени жизни:

$$p_c = N_e \cdot \tau_i \quad (1.5)$$

При классическом режиме удержания этот параметр не зависит от плотности плазмы и длины ловушки, следовательно, средний заряд ионов не меняется с их увеличением. Основным способом его повышения является повышение температуры электронов. В квазигазодинамическом режиме время жизни плазмы явно не зависит от N_e , и в тоже время пропорционально длине ловушки, и, следовательно, p_c растет линейно по обоим рассматриваемым параметрам. Соответственно, средний заряд ионов должен возрастать с их увеличением. Учитывая тот факт, что плотность плазмы в ЭЦР источниках ионов ограничена критическим значением для используемой частоты СВЧ накачки, которое пропорционально квадрату частоты, для газодинамических ЭЦР источников можно ввести следующие законы подобия для параметра удержания. В случае фиксированной температуры (т.е. мощность

накачки для каждого значения частоты должна быть подобрана), зависимость параметра удержания от частоты СВЧ накачки может быть записана следующим образом:

$$p_c \propto \omega^2, \quad (1.6)$$

а в случае фиксированной частоты и мощности СВЧ излучения, зависимость от длины принимает вид:

$$p_c \propto L \quad (1.7)$$

Видно, что данный режим представляется весьма перспективным для создания современных сильноточных ЭЦР источников МЗИ с высокой частотой нагрева плазмы.

Как уже отмечалось ранее, основной проблемой при использовании высокой частоты нагрева является выбор конфигурации магнитной ловушки. Традиционные ловушки типа «минимум-В», рассчитанные на частоты свыше 30 ГГц, становятся слишком сложны конструктивно. В упомянутых исследованиях, проведенных в ИПФ РАН с применением излучения с частотой 37,5 ГГц и простой зеркальной магнитной ловушки, достижению оптимальных условий для генерации пучков МЗИ препятствовало развитие МГД неустойчивости [см. ниже раздел 1.1]. В качестве решения этой проблемы в диссертации предложено использовать для удержания плазмы ловушку со встречными полями или как ее еще называют – касп. Поле такой ловушки создается парой соленоидов с противоположным направлением тока и имеет МГД устойчивую конфигурацию силовых линий.

В экспериментах с такой ловушкой использовалось мощное излучение гиротронов с частотами 37,5, 60 и 75 ГГц. Это позволило создавать плазму с уникальными параметрами: концентрацией электронов до 10^{14} см^{-3} и температурой от нескольких десятков до сотен эВ при низкой температуре ионов. При этом величина параметра удержания составляла не менее $10^8 \text{ с} \cdot \text{см}^{-3}$. В рамках данных работ был детально изучен квазигазодинамический режим удержания плотной плазмы в ловушке ЭЦР источника и продемонстрирована возможность генерации МЗИ даже при малом времени жизни (10^{-5} с). В результате исследований был изучен новый тип ЭЦР источника, использующего квазигазодинамический режим удержания плазмы - газодинамический ЭЦР источник МЗИ. Основным преимуществом такого источника является потенциальная возможность получения ионных пучков с низким эмиттансом и током порядка 1 А, которые необходимы в настоящее время для современных ускорителей тяжелых частиц, например, в таких исследовательских центрах как GSI (Дармштадт, Германия), Институт современной физики Китайской академии наук (Ланьчжоу, Китай), CERN (Швейцария).

Другим примером использования квазигазодинамического режима удержания плазмы может быть короткоимпульсный ЭЦР источник радиоактивных ионов. Малое время жизни

при квазигазодинамическом режиме удержания позволяет реализовывать быстрое развитие ЭЦР разряда и, следовательно, короткое время выхода параметров плазмы на стационарное значение, что открывает путь к созданию короткоимпульсных ЭЦР источников ионов МЗИ. Такие источники с высокой ионизационной эффективностью требуются для создания короткоимпульсных пучков МЗИ короткоживущих изотопов, широко применяющихся в современных исследованиях, например, в рамках проекта «Beta Beam», направленного на исследование осцилляций нейтрино [50]. В рамках диссертационной работы предложена схема требуемого источника, продемонстрирована возможность формирования импульсных пучков МЗИ с длительностью на уровне 50 мкс, показано, что в рамках предложенной схемы источника возможно достижения эффективности использования короткоживущих радиоактивных частиц в диапазоне 60 -90 % в зависимости от желаемого заряда ионов.

В ЭЦР разряде в открытой магнитной ловушке, поддерживаемом мощным излучением гиротрона миллиметрового диапазона длин волн, может быть создана плазма с параметрами близкими к оптимальным для ионизации водорода, что может обеспечить формирование протонных пучков с ранее недоступными параметрами. В ходе работ был исследован разряд в водороде, определены оптимальные конфигурации экстрагирующих систем для формирования сильноточных протонных пучков. Экспериментально были получены протонные пучки с током до 500 мА при нормализованном эмиттансе $0,07 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, что соответствует нормализованной яркости $100 \text{ A}/(\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад})^2$. Пучки ионов водорода с такими характеристиками сейчас необходимы для крупных международных проектов: European Spallation Source (ESS) [51, 52] International Fusion Material Irradiation Facility (IFMIF) [53,54].

Еще одной важной задачей является формирование пучков ионов дейтерия с высокой плотностью тока для создания компактных мощных D-D нейтронных генераторов. В настоящее время потребность с таких системах, которые могли бы в ряде приложений заменить ядерные реакторы и крупные ускорители, достаточно велика. В рамках проведенных исследований показано, что в нейтронном генераторе на основе сильноточного газодинамического ЭЦР ионного источника может быть достигнута плотность нейтронного выхода с мишени до $5 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1} \text{ см}^{-2}$. Полученные результаты демонстрируют перспективность применения такого нейтронного генератора для бор-нейтронозахватной терапии онкологических заболеваний и для нейтронной томографии.

Цели и задачи исследования

Целями диссертационной работы являлись изучение квазигазодинамического режима удержания неравновесной плазмы в открытых магнитных ловушках в условиях мощного ЭЦР нагрева излучением миллиметрового диапазона длин волн, исследование осесимметричных

МГД-стабильных магнитных ловушек для удержания плазмы в ЭЦР источнике МЗИ, поиск методов формирования и определение предельных параметров ионных пучков, которые могут получены из такого разряда, исследование возможных перспективных направлений использования полученных пучков, таких как специализированные сильноточные источники ионов, нейтронные генераторы для медицины и нейтронографии.

Основные задачи исследования заключались в следующем.

1. Исследование параметров плазмы ЭЦР разряда в магнитной ловушке со встречными полями, поддерживаемого излучением гиротронов миллиметрового диапазона длин волн; демонстрация возможности реализации квазигазодинамического режима удержания плазмы в такой системе; исследование возможности генерации многозарядных ионов в плазме, определение методов повышения их среднего заряда; демонстрация возможности извлечения пучков многозарядных ионов с большим током и малым эмиттансом из такой плазмы.

2. Исследование динамики ЭЦР разряда поддерживаемого излучением гиротронов миллиметрового диапазона длин волн; определение минимально возможного времени формирования многозарядных ионов в плазме; проведение анализа возможности применения такого разряда для формирования короткоимпульсных пучков многозарядных ионов; разработка схемы короткоимпульсного ЭЦР источника МЗИ короткоживущих изотопов с высокой эффективностью их использования.

3. Исследование ЭЦР разряд в водороде, поддерживаемого мощным миллиметровым излучением гиротронов; определение возможности достижения оптимальных условий для ионизации водорода в разряде; разработка метода получения ярких протонных пучков для современных ускорителей; определение их предельно достижимых параметров.

4. Исследование ЭЦР разряда в дейтерии; определение предельных параметров пучков ионов дейтерия, которые могут быть получены из такого разряда; определение перспектив применения таких пучков для генерации нейтронов и создания мощного D-D нейтронного генератора для различных приложений, в том числе бор-нейтронозахватной терапии онкологических заболеваний и нейтронной томографии.

Объект исследования

Основным объектом исследований, описанных в диссертационной работе, являлась неравновесная плазма ЭЦР разряда, удерживаемая в открытой осесимметричной магнитной ловушке и поддерживаемая мощным излучением миллиметрового диапазона длин волн. В для удержания плазмы использовалась как ловушка со встречными полями, так и простая зеркальная магнитная ловушка. Эксперименты проводились с использованием электромагнитного излучения миллиметрового диапазона с частотами 37,5, 60 и 75 ГГц, при

этом плотность потока энергии в СВЧ пучке достигала 100 кВт/см^2 . В рамках исследований были получены и изучены пучки ионов водорода и многозарядных ионов тяжелых газов с плотностью тока до 700 мА/см^2 и нормализованной яркостью до $100 \text{ А}/(\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад})^2$.

Научная ценность и новизна результатов

Работы, описанные в диссертации, посвящены исследованию малоизученного объекта – плазмы ЭЦР разряда, поддерживаемого мощным излучением гиротронов с частотами 37,5, 60 и 75 ГГц, с целью поиска методов формирования сильноточных ионных пучков с рекордными характеристиками. Впервые был изучен квазигазодинамический режим удержания плазмы ЭЦР разряда в ловушке со встречными полями. Показана возможность получения пучков МЗИ с высоким средним зарядом, током и яркостью. Продемонстрирована перспективность повышения частоты СВЧ нагрева для увеличения тока и среднего заряда ионов в экстрагируемом пучке, формируемом ЭЦР источником МЗИ с квазигазодинамический режимом удержания плазмы (газодинамические ЭЦР источники).

Реализация квазигазодинамического режима удержания плазмы в ловушке источника МЗИ позволила достичь рекордно малых для ЭЦР источников времен выхода параметров плазмы разряда на стационар - менее 15 мкс, тогда как в традиционных ЭЦР источниках это время составляет более 100 мкс. Полученные результаты открывают возможность создания короткоимпульсных ЭЦР источников МЗИ короткоживущих изотопов с высокой эффективностью, необходимых для ряда крупных проектов в области ядерной физики [55-58].

Впервые была продемонстрирована возможность формирования плазмы ЭЦР разряда, поддерживаемого мощным излучением гиротронов миллиметрового диапазона длин волн, с параметрами оптимальными для формирования протонных пучков с высокой яркостью. Получены протонные пучки с током до 500 мА при нормализованном эмиттансе $0,07 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, что в несколько раз превосходит лучшие существующие аналоги. Такие пучки востребованы в таких ускорительных комплексах и исследовательских центрах, как ESS, IFMIF, CERN, FAIR и др.

В диссертационной работе показано, что применение разработанных газодинамических ЭЦР источников для генерации ярких пучков ионов дейтерия открывает возможность создания мощных компактных нейтронных генераторов с плотностью нейтронного выхода с мишени до $5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ для таких приложений, как бор-нейтронозахватная терапия и нейтронная томография.

Все полученные в диссертационной работе результаты обладают научной ценностью и новизной, что подтверждается публикациями в высокорейтинговых международных научных журналах и выступлениями на профильных международных конференциях.

Достоверность предложенных методов и решений

Все полученные результаты обладают высокой степенью достоверности и являются обоснованными. Достоверность получаемых результатов обеспечивается применением взаимодополняющих как стандартных методов измерения, так и оригинальных методик. Для повышения достоверности получаемых результатов измерения, как правило, проводились несколькими способами. Имеется хорошее качественное и количественное совпадение теоретических результатов с экспериментально полученными данными. Результаты диссертации опубликованы в рецензируемых российских и зарубежных научных журналах, докладывались на международных и всероссийских конференциях, обсуждались на семинарах ИПФ РАН, Лаборатории субатомной физики и космологии (Гренобль, Франция), Лаборатории сильных магнитных полей (Гренобль, Франция), Института современной физики Китайской академии наук (Ланьчжоу, Китай), Института физики плазмы (Милан, Италия).

Практическое значение работы

Как уже говорилось выше, успехи последних лет в ядерной физике во многом обусловлены широким применением ЭЦР источников для инжекции ионов в циклотронные и линейные ускорители. Развитие ускорителей требует, как повышение тока и качества пучка ионов, так и разработки специфических источников ионов для решения новых задач. Исследования таких источников представляются актуальными для институтов, эксплуатирующих ускорители как легких так и тяжелых многозарядных ионов. Исследования продемонстрировали перспективность использования газодинамического ЭЦР источника МЗИ для генерации короткоимпульсных пучков ионов (20-100 мкс), производство которых требуется в рамках проекта «Beta Beam» и исследованиях по термоядерному синтезу на тяжелых ионах. Результаты по генерации пучков ионов водорода открывают новые возможности для исследований на современных сильноточных линейных ускорителях. Сильноточные источники ионов дейтерия имеют значительные перспективы для создания мощных компактных нейтронных генераторов, которые могут обеспечить развитие и внедрение новых медицинских методик лечения онкологических заболеваний, а также сделать более доступными современные методы структурного анализа с помощью нейтронных пучков. Результаты диссертации использовались в работе, Лаборатории субатомной физики и космологии (Гренобль, Франция), Лаборатории сильных магнитных полей (Гренобль, Франция), GSI (Дармштадт, Германия), Института современной физики Китайской академии наук (Ланьчжоу, Китай), Института физики плазмы (Милан, Италия).

Среди наиболее важных примеров практического использования результатов диссертации следует отметить: создание ионного источника радиоактивных короткоживущих изотопов для проекта “Beta Beam” (CERN) на основе ловушки со встречными полями, разработку ионного источника для проекта HIAF (High Intensity heavy ion Accelerator Facility) [59] с нагревом плазмы излучением гиротрона с частотой 45 ГГц, применение полученных дейтронных пучков с высокой плотностью тока для разработки нейтронных генераторов нового поколения.

Личный вклад

Все изложенные в диссертационной работе оригинальные результаты получены автором лично, либо при его непосредственном участии. При получении результатов, описанных в главе 1, автор участвовал в постановке задач, проведении экспериментальных исследований, интерпретации полученных результатов и написании научных статей. Вклад автора в исследование плазмы ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением гиротронов в ловушке со встречными полями, в квазигазодинамическом режиме определяющий, им предложена основная идея, проведены экспериментальные исследования и численное моделирование. В разработке ионного источника, описанного в разделе 1.4 существенную роль сыграли сотрудники Лаборатории субатомной физики и космологии (Гренобль, Франция), а конструкция уникальной мощной магнитной ловушки со встречными полями была разработана сотрудниками Лаборатории сильных магнитных полей (Гренобль, Франция). В работах описанных в главе 2 автором было предложено решение поставленной задачи разработки методов создания короткоимпульсных источников МЗИ, проведены необходимые численные расчеты и экспериментальные исследования. Исследования представленные в главах 3 и 4 были инициированы автором, автор организовывал и проводил эксперименты, проводил обработку экспериментальных данных. Автор участвовал в интерпретации результатов и написании научных статей.

Апробация

Результаты выполненных исследований обсуждались на научных семинарах в Институте прикладной физики РАН, Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова, Институте ядерных физики СО РАН, Объединенном институте ядерных исследований (Дубна), Лаборатории субатомной физики и космологии (Гренобль, Франция), Лаборатории сильных магнитных полей (Гренобль, Франция), GSI (Дармштадт, Германия), Институте современной физики Китайской академии наук (Ланьчжоу, Китай), Институте физики плазмы (Милан, Италия) и в других научных организациях. Они докладывались на Международных и Всероссийских

конференциях, в том числе на Международных совещаниях по ЭЦР источникам ионов (International Workshop on ECR Ion Sources в 2002, 2004, 2006, 2008, 2010, 2012, 2014, 2016 гг.), на Международных конференциях по ионным источникам (International Conference on Ion Sources в 2001, 2003, 2005, 2007, 2009, 2011, 2013, 2015 гг.), на Международных конференциях по открытым магнитным системам для удержания плазмы (International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement в 2004, 2010, 2016 гг.), на Всероссийском семинаре по радиофизике миллиметрового и субмиллиметрового диапазона (2005, 2007, 2016 гг.), на Международных совещаниях “Strong microwaves in plasmas” (2005, 2008, 2011, 2014), на 22-ой международной конференции “International Conference on Atomic Collisions in Solids” (2006, Германия), на 6-ом международном совещании по микроволновым разрядам (International Workshop “Microwave discharges: Fundamentals and Applications”, 2006, Звенигород), на Международной конференции по ускорителям частиц (International Particle Accelerator Conference IPAC’14, 2014), на Международном конгрессе по нейтронозахватной терапии (International Congress for Neutron Capture Therapy, 2014) и др.

Положения выносимые на защиту

1. В плазме, поддерживаемой мощным электромагнитным излучением миллиметрового диапазона длин волн в магнитной ловушке со встречными полями с замкнутой поверхностью электронно-циклотронного резонанса, эффективно генерируются многозарядные ионы, причем ток и средний заряд ионов повышается с ростом частоты и мощности греющего излучения. При мощности излучения 150 кВт и частоте 60 ГГц средний заряд ионов азота достигает +4 при плотности тока ионного пучка до 750 мА/см².
2. Использование мощного излучения миллиметрового диапазона длин волн для пробоя газа в открытой магнитной ловушке в условиях ЭЦР позволяет за время порядка 10 мкс формировать плазму с высокой концентрацией многозарядных ионов. Быстрое формирование многозарядных ионов в плазме обеспечено реализацией квазигазодинамического режима удержания, характеризующегося малым временем жизни, что позволяет получить импульсы тока ионного пучка с длительностью менее 100 мкс при высокой эффективности использования радиоактивных короткоживущих изотопов.
3. Применение мощного излучения миллиметрового диапазона длин волн для поддержания ЭЦР разряда в водороде в открытой магнитной ловушке позволяет формировать плазму с высокой, близкой к критической плотностью, и оптимальной для диссоциации и ионизации температурой основной электронной компоненты (на уровне

100 эВ). Из плазмы такого разряда могут быть сформированы интенсивные протонные пучки с током на уровне сотен мА при нормализованном эмиттансе менее $0,1 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, что обеспечивает рекордную нормализованную яркость на уровне $100 \text{ A}/(\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад})^2$. Протонные пучки с такими параметрами с запасом удовлетворяют требованиям всех существующих и разрабатываемых сильноточных протонных ускорителей.

4. Реализация квазигазодинамического режима удержания плазмы ЭЦР разряда в дейтерии обеспечивает возможность формирования пучков дейтронов с энергией порядка 100 кэВ и рекордной плотностью тока на уровне $1 \text{ A}/\text{см}^2$. Применение таких ионных пучков в D-D нейтронных генераторах позволяет повысить плотность нейтронного выхода с мишени, насыщенной дейтерием, порядка $10^{10} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$, что делает такие устройства перспективными для применения в медицинских и материаловедческих приложениях.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы.

Общий объем диссертации составляет 224 страниц, включая 136 рисунков, 2 таблицы. Список литературы содержит 160 наименований.

Краткое содержание диссертации

Перейдем к краткому изложению содержания диссертации. Во **Введении** обосновывается актуальность темы диссертационной работы, формулируются цели и задачи, перечислены основные положения, выносимые на защиту, обосновывается научная новизна и практическая ценность работы. Кратко излагается содержание работы.

Первая глава диссертация посвящена исследованиям плазмы ЭЦР разряда, удерживаемой в ловушке со встречными полями в квазигазодинамическом режиме, в условиях мощного нагрева излучением гиротронов миллиметрового диапазона длин волн. Рассматривается проблема повышения эффективности генерации многозарядных ионов в такой плазме и их извлечения в виде пучков с высокой яркостью. Описываются результаты разработки сильноточного ЭЦР источника многозарядных ионов на основе ловушки касп с нагревом плазмы излучением гиротрона с частотой 60 ГГц. В **разделе 1.1** обсуждается необходимость стабилизации МГД неустойчивостей в плазме ЭЦР разряда, используемой для формирования пучков МЗИ. Для высоких частот более 30 ГГц предлагается исследовать возможность использования для этого ловушку со встречными полями или касп. В **разделе 1.2** описана теоретическая модель, используемая для численного анализа процессов

многократной ионизации в плазме ЭЦР разряда в магнитной ловушке. Данная модель является нульмерной и основана на решении нестационарной системы дифференциальных уравнений ионизационного баланса. Разработанная модель позволяет не только исследовать эффективность генерации МЗИ в плазме разряда на стационарной его стадии, но и описывать динамику развития ЭЦР пробоя в ловушке источника. Оценки, выполненные с ее использование, используются во всех разделах диссертации. В **разделе 1.3** описываются результаты экспериментального исследования ЭЦР разряда в ловушке со встречными полями, поддерживаемого излучением гиротрона с частотой 37,5 ГГц, рассматриваются особенности формирования многозарядных ионов тяжелых газов в плазме такого разряда и приводятся результаты работ по формированию ионных пучков. В **разделе 1.3.1** описывается экспериментальный стенд, на котором проводились исследования с ловушкой со встречными полями и СВЧ накачкой на частоте 37,5 ГГц, раскрываются особенности функционирования основных систем, представлена применяемая в работе диагностическая аппаратура. Используемый гиротрон имел частоту излучения 37,5 ГГц и мощность до 100 кВт при длительности импульса до 1,5 мс. В экспериментальном стенде реализована квазиоптическая схема ввода СВЧ излучения в магнитную ловушку вдоль магнитного поля системы. Рассмотрены магнитная ловушка, использовавшаяся для удержания плазмы, вакуумная система стенда и система напуска нейтрального газа в ловушку. Подробно описывается разрядная камера. Представлены результаты измерений и теоретических расчетов распределений магнитного поля в магнитной ловушке. Приведены характеристики вакуумной системы откачки стенда. Описан принцип работы и основные параметры системы напуска рабочего газа в ловушку источника. В проведенных экспериментах использовалась традиционная двухэлектродная система экстракции, состоящая из плазменного электрода и пуллера. В экспериментах использовались как одноапертурные так и многоапертурные системы. Максимальное напряжение, которое могло прикладываться между электродами системы формирования ионного пучка, составляло 55 кВ. Для измерения тока экстрагируемого ионного пучка на оси магнитной ловушки устанавливался цилиндр Фарадея с большим входным отверстием (35 мм), перехватывающим весь ионный пучок, прошедший через пуллер. Для спектрального анализа экстрагируемого пучка положительных ионов в эксперименте использовался магнитостатический анализатор, работа которого основана на разделении ионов по отношению масса/заряд. Для определения эмиттанса формируемых пучков был использован “rerreg-pot” метод, в разделе приводится описание его принципов и непосредственная схема измерений. Описана система синхронизации исполнительных устройств стенда. В **разделе 1.3.2** представлены результаты экспериментальных исследований и теоретических оценок, сделанных на основе численного

моделирования, демонстрирующих перспективы создания сильноточных источников МЗИ на основе ЭЦР разряда в магнитной ловушке со встречными полями с квазигазодинамическим режимом удержания плазмы. В разделе демонстрируется стабильность токов которая свидетельствует о большей устойчивости плазмы в ловушке со встречными полями по сравнению с прямой магнитной ловушкой. Основные экспериментальные исследования были направлены на поиск оптимальных условий экстракции ионов из плазмы ЭЦР разряда в ловушке со встречными полями. Продемонстрировано, что при использовании системы экстракции с диаметром апертуры плазменного электрода 1 мм возможно получения пучков многозарядных ионов с током до 5 мА, плотностью тока 650 мА/см^2 и нормализованном эмиттансом $0,01 \text{ п}\cdot\text{мм}\cdot\text{мрад}$, что соответствует нормализованной яркости $50 \text{ А}/(\text{п}\cdot\text{мм}\cdot\text{мрад})^2$. В ходе исследований продемонстрирована возможность применения многоапертурных систем экстракции для формирования ионных пучков с большим током. Установлено, что поток плазмы, вытекающий через магнитную пробку ловушки, имеет однородность масштаба нескольких сантиметров, что позволило применить систему экстракции с 13 апертурами диаметром 3 мм. С помощью такой системы были получены пучки многозарядных ионов с током до 150 мА при нормализованном эмиттансе $0,9 \text{ п}\cdot\text{мм}\cdot\text{мрад}$. Экспериментально исследован состав сильноточных ионных пучков, извлекаемых из плазмы ЭЦР разряда в различных газах. Продемонстрирована возможность генерации многозарядных ионов в плазме, удерживаемой в ловушке со встречными полями, в случае разряда в азоте с зарядом до +4, в аргоне и ксеноне до +6. При это средний заряд ионов азота составлял +2, аргона +3, а ксенона +4. На основе полученных экспериментальных данных и численного моделирования в разделе демонстрируются перспективы дальнейшего повышения частоты и мощности греющего излучения для повышения тока и среднего заряда ионов ионных пучков, извлекаемых из плазмы ЭЦР разряда в ловушке со встречными полями. В **разделе 1.4** приводится описание экспериментальных исследований ЭЦР разряда в ловушке со встречными полями, поддерживаемого излучением гиротрона с частотой 60 ГГц. В **разделе 1.4.1** приводится описание экспериментальной установки “SEISM Prototype”, использованной для проведения данных исследований. Данный экспериментальный стенд был создан в рамках международного сотрудничества трех институтов: Института прикладной физики РАН, Лаборатории субатомной физики и космологии (Франция) и Лаборатории сверхсильных магнитных полей (Франция). Эти работы были проведены в рамках проекта EURO Nu (Beta Beams) для высокоэффективной ионизации и формирования импульсных ионных пучков радиоактивных изотопов с характеристиками, удовлетворяющими требованиям ускорительного комплекса CERN. Среди существующих на сегодняшний день ионных источников “SEISM Prototype” имеет самый высокочастотный и самый мощный СВЧ нагрев

плазмы. Источником СВЧ излучения является гиротрон с частотой излучения 60 ГГц. Мощность излучения в импульсном режиме работы с частотой следования импульсов до 3 Гц при их длительности от 50 до 1000 мкс может достигать 300 кВт. Для удержания используется ловушка касп с уникальными параметрами. Магнитная система “SEISM Prototype” была разработана в Лаборатории сверхсильных магнитных полей. При максимальном токе в катушках магнитное поле на оси системы в пробке со стороны инжекции СВЧ излучения составляет 7 Тл, в пробке со стороны экстракции ионного пучка 3,5 Тл, а в радиальной пробке каспа 4,6 Тл. Распределение магнитного поля обеспечивает наличие замкнутой ЭЦР поверхности для излучения с частотой 60 ГГц внутри разрядной камеры. Для формирования ионного пучка была использована двухэлектродная система экстракции. Апертура отверстия в плазменном электроде имела диаметр 1 мм, в пуллере – 3 мм. В **разделе 1.4.2** приводятся результаты исследований характеристик ионных пучков, формируемых на данной экспериментальной установке. Получены ионные пучки из разряда в азоте при напряжении экстракции на уровне 20 кВ с током до 6 мА, что соответствует плотности тока в отверстии плазменного электрода более 750 мА/см². Продемонстрировано существенно повышение среднего заряда ионов в пучке за счет повышения частоты и мощности нагрева по сравнению с исследованиями с частотой 37,5 ГГц. Экспериментально установлено, что средний заряд ионов азота может достигать +4. В **разделе 1.5** подводятся итоги первой главы.

Вторая глава посвящена исследованиям проблемы быстрого пробоя газа в ловушке ЭЦР источника и динамики формирования МЗИ, а также повышения эффективности извлечения напущенных в ловушку частиц в виде ионов. Целью данных исследований являлась разработка короткоимпульсного (длительность импульса менее 100 мкс) ЭЦР источника МЗИ для проекта «Beta Beam» [50] (в рамках проекта EURISOL), направленного на изучение осцилляций нейтрино. Приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований влияния частоты СВЧ накачки на скорость развития разряда, а также эффективности использования рабочего газа. В **разделе 2.1** описывается постановка задачи. Короткоимпульсный ЭЦР источник многозарядных ионов должен обеспечивать создание мощных короткоимпульсных (от 10 до 100 мкс) пучков многозарядных ионов радиоактивных изотопов гелия ⁶He. В связи с очень высокой стоимостью рассматриваемого изотопа гелия и сильно ограниченной возможностью его производства источник таких ионных пучков должен быть принципиально импульсным и обеспечивать высокую эффективность использования радиоактивных частиц. Применение современных классических ЭЦР источников ионов в данном случае оказывается нецелесообразно ввиду их низкой эффективности из-за большого времени пробоя газа и выхода плотности плазмы на стационарный уровень (более миллисекунды) по сравнению с необходимой длительностью импульса. В **разделе 2.2**

проводится теоретическое исследование влияния параметров СВЧ накачки на время развития пробоя газа в ловушке ЭЦР источника МЗИ. Показано, что наименьшего времени выхода параметров плазмы на стационар можно добиться при реализации квазигазодинамического режима удержания плазмы в ловушке источника. Приводятся результаты расчетов динамики ЭЦР пробоя для различных параметров накачки. Продемонстрировано существенное сокращение времени развития разряда при использовании более высоких частот и мощностей. Результаты расчетов наглядно демонстрируют перспективность использования квазигазодинамического ЭЦР источника для генерации короткоимпульсных пучков многозарядных ионов. В разделе 2.3 описаны результаты экспериментов по достижению минимального времени развития разряда в гелии в ловушке со встречными полями в условиях ЭЦР нагрева излучением гиротронов с частотами 37,5 и 75 ГГц. Представлены типичные осциллограммы токов пучка и распределения ионов гелия по кратностям ионизации в нем. Продемонстрирована возможность выхода параметров плазмы на стационарный уровень в ловушке со встречными полями в условиях мощного ЭЦР нагрева излучением гиротронов за 15 мкс. Продемонстрировано существенное увеличение среднего заряда ионов гелия за счет увеличения частоты накачки при сохранении времени выхода параметров плазмы на стационар. Также продемонстрирована возможность формирования короткоимпульсных пучков многозарядных ионов более тяжелых газов, азота и аргона. Получены импульсные пучки ионов аргона с зарядом до +5 и азота с зарядом до +3 с длительностью менее 100 мкс. Экспериментально с помощью многоапертурной системы экстракции получены короткоимпульсные пучки многозарядных ионов с током до 100 мА. В разделе 2.4 предложена схема короткоимпульсного ЭЦР источника МЗИ для проекта “Beta Beam”. Ввод СВЧ излучения предполагается осуществлять квазиоптическим способом. В рамках данной схемы СВЧ нагрев плазмы предполагается осуществлять на частоте 60 ГГц с помощью используемого на стенде SEISM Prototype гиротрона, что позволит создавать в ловушке плазму с плотностью на уровне $5-8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Удерживаться плазма будет в ловушке со встречными полями с эффективной длиной порядка 10 см, что необходимо для подавления МГД неустойчивостей плазмы, а также обеспечит время выхода разряда на стационарную стадию менее 10 мкс. Мощность СВЧ накачки свыше 200 кВт будет достаточна для поддержания температуры электронов на уровне, достаточном для эффективной многократной ионизации гелия. В ходе численного моделирования показано, что эффективность извлечения инжектированных в источник короткоживущих радиоактивных частиц гелия в виде ионов в предлагаемом концепте может достигать 60% в двукратно ионизованных ионах и 90% если достаточно получение однократно заряженных частиц. В разделе 2.5 подводятся итоги второй главы.

Третья глава посвящена исследованиям, направленным на разработку физических основ источников сильнооточных пучков ионов водорода для современных ускорителей с нагревом плазмы излучением гиротронов в условиях ЭЦР. В **разделе 3.1** описываются актуальные требования к инжекторам ионов водорода в наиболее мощные современные ускорители, представлены сведения о современном состоянии исследований по данной проблеме. Делается акцент на то, что ряд современных проектов, таких как ESS и IFMIF, требуют создания источников пучков ионов водорода с током на уровне сотен миллиампер при нормализованном эмиттансе менее $0,2 \text{ п}\cdot\text{мм}\cdot\text{мрад}$. В **разделе 3.2** описывается экспериментальный стенд, использованный для проведения данных исследований. Эксперименты проводились на экспериментальном стенде, созданном на базе установки, описанной в главе 1. В разделе приведены схема и фотография модернизированного стенда. Источником СВЧ излучения являлись гиротроны с частотой 37.5 либо 75 ГГц, мощностью от 10 до 200 кВт, длительность импульса до 1,5 мс. Гиротроны имели одинаковые внешние размеры резонаторов, что позволило проводить эксперименты с разными частотами нагрева путем простой замены одной лампы на другую в одном криомагните. Для удержания плазмы использовалась прямая осесимметричная ловушка простой пробочной конфигурации. Магнитное поле ловушки создавалось с помощью импульсных соленоидов. Ввод СВЧ излучения осуществлялся квазиоптическим способом через кварцевое окно. За окном в разрядной камере располагалась специальная система согласования микроволнового излучения с плазмой, которая позволила избежать попадания плазмы на входное окно. Напуск водорода в ловушку осуществлялся по оси через систему импульсного напуска газа, совмещенную с электродинамической системой согласования миллиметрового излучения с плазмой. Экстракция ионов и формирование ионного пучка осуществлялись с помощью одноапертурных или многоапертурных двухэлектродных систем. Система экстракции могла располагаться на разном расстоянии от магнитной пробки ловушки, тем самым регулировалась плотность потока плазмы на плазменный электрод. Максимальное значение напряжения экстракции составляло 50 кВ. В эксперименте использовались одноапертурные плазменные электроды с диаметрами отверстий для извлечения пучка 1, 5 и 10 мм. Диаметры апертур лицевой части пуллера составляли 3, 10, 15 и 22 мм. Расстояние между электродами в эксперименте варьировалось в диапазоне 5 – 15 мм в зависимости от используемой геометрии электродов. В качестве многоапертурной системы использовалась система описанная в главе 1. В **разделе 3.3** описаны экспериментальные исследования параметров плазмы ЭЦР разряда в водороде и формируемых ионных пучков в случае, когда источником СВЧ излучения являлся гиротрон с частотой излучения 37.5 ГГц и мощностью до 100 кВт. Основной задачей исследований было определить параметры плазмы разряда в водороде,

сравнить их с оптимальными и в случае необходимости максимально приблизить их к ним. Измерения продемонстрировали, что температура электронов в разряде может достигать 60 эВ, что близко к оптимуму сечений основных ионизационных и диссоциационных процессов в водороде. В ходе работ были оптимизированы конфигурации систем формирования ионного пучка для достижения наибольшего извлекаемого тока ионов. В результате исследований были получены ионные пучки с током до 500 мА, нормализованным эмиттансом $0,07 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, нормализованной яркостью $100 \text{ A}/(\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад})^2$ при доле протонов 94%. Протонные пучки с такими параметрами с запасом удовлетворяют всем существующим и разрабатываемым сильноточным протонным ускорителям, включая ускорительные комплексы проектов ESS и IFMIF. Также продемонстрировано, что в рассматриваемой схеме ионного источника возможно эффективное использование многоапертурных экстракторов и получение пучков с плотностью тока близкой к реализуемой в одноапертурных системах. В **разделе 3.4** представлены исследования по формированию пучков ионов водорода при нагреве плазмы излучением с частотой 75 ГГц. Были также исследованы параметры плазмы разряда. Использование более высокой частоты излучения позволило существенно повысить плотность плазмы, что позволило успешно применить методику ее измерения по уширению спектральных линий атомов водорода серии Бальмера за счет эффекта Штарка. Продemonстрировано, что плотность плазмы в разряде может достигать 10^{14} см^{-3} . При использовании одноапертурных систем экстракции были исследованы параметры формируемых пучков, определены их ток, эмиттанс, пространственное распределение. Основным же результатом является существенное повышение плотности потока плазмы из ловушки при росте частоты излучения. Это может быть эффективно использовано в случае применения многоапертурных систем экстракции, так как для заданной плотности потока в месте расположения плазменного электрода могут быть сформированы потоки плазмы с большим поперечным размером. Это позволит достигать больших значений полного ионного тока за счет использования большего числа отверстий, размещенных на большей площади. В **разделе 3.5** подводятся итоги третьей главы

Четвертая глава посвящена описанию исследований возможности разработки мощных компактных генераторов нейтронов на основе сильноточного ЭЦР источника ионов с нагревом плазмы миллиметровым излучением гиротронов. Предлагается использовать формируемые пучки ионов дейтерия с высокой плотностью тока для бомбардировки нейтронобразующей мишени, насыщенной дейтерием. Т.е. рассматривается возможность существенного повышения нейтронного выхода в схеме D-D нейтронного генератора. В **разделе 4.1** описываются принципы устройства нейтронных генераторов и подчеркиваются их преимущества перед другими типами нейтронных источников. D-D нейтронный генератор

состоит из следующих основных частей: источник плазмы, система формирования и ускорения пучка ионов дейтерия и нейтронообразующая мишень (содержащая дейтерий). В **разделе 4.2** для определения перспектив применения сильноточного ЭЦР ионного источника с квазигазодинамическим удержанием плазмы в схеме D-D нейтронного генератора были проведены эксперименты по генерации нейтронов в импульсном режиме на тестовых мишенях при их бомбардировке ионными пучками с высокой плотностью. Эксперименты проводились на установке подробно описанной в главе 3. Было продемонстрировано, что при разряде в дейтерии возможно достижения тех же параметров ионного пучка, что были получены в водороде. В экспериментах использовалось два типа нейтронообразующих мишеней: из тяжелого льда D_2O и дейтрида титана TiD_2 . Мишени помещались в диагностическую вакуумную камеру на ось системы. Мишень имела электрически контакты, выведенные из вакуумного объема для измерения тока пучка, попадающего на нее. Для измерения нейтронного выхода с мишени использовалась «абсолютно» калиброванная система на основе двух заполненных 3He пропорциональных счетчиков с различными амплитудными характеристиками. Для повышения чувствительности измерительной схемы нейтронные счетчики были помещены между двумя емкостями, заполненными водой. Окружающая вода играла роль термолизатора нейтронного потока. В экспериментах удалось продемонстрировать эффективность использования для генерации нейтронов сильноточных пучков ионов дейтерия, полученных с использованием ЭЦР источников с накачкой мощным миллиметровым излучением гиротронов, причем максимальная достигнутая в экспериментах плотность нейтронного выхода с мишени достигала $10^9 \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2}$. В **разделе 4.3** обсуждаются перспективы применения предложенных нейтронных генераторов на основе сильноточных ЭЦР ионных источников для БНЗТ онкологических заболеваний. В разделе описывается принцип БНЗТ, заключающийся в следующем. Стабильный изотоп бора ^{10}B вводится в организм больного с помощью специального лекарства, которое накапливается в опухоли. Затем пациент облучается потоком тепловых нейтронов (с энергией в диапазоне $0,5\text{eV} < E_n < 30\text{keV}$). В результате захвата нейтрона стабильным изотопом ^{10}B (сечение этой реакции более чем в 3000 раз превосходит сечение захвата нейтрона ядрами ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , H, составляющими основу животных тканей) происходит ядерная реакция и образуются энергичная α -частица, ион 7Li и в 94 % случаев γ -квант. Образующиеся α -частица и ион 7Li быстро тормозятся и выделяют энергию 2,3 МэВ на длине порядка 10 микрон, т.е. на длине размера клетки. Такое быстрое торможение сопровождается сильной ионизацией, приводящей к двуниевым разрывам ДНК, в результате которых клетки теряют возможность к делению и погибают. Т.о., если обеспечить более высокую концентрацию ^{10}B в раковой опухоли по сравнению со здоровой

тканью, бор-нейтронозахватная терапия позволит полностью решить проблему устойчивости злокачественных новообразований к воздействию ионизирующего излучения (радиорезистентности). Для эффективного применения БНЗТ требуется создание нейтронных потоков с указанным энергетическим спектром с плотностью не ниже $10^9 \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2}$. В разделе приводятся оценки ожидаемых характеристик предлагаемого нейтронного генератора. Показано, что при использовании современных мишеней из дейтрида титана и полученных в ходе исследований дейтронных пучков может быть достигнута плотность нейтронного выхода с мишени $5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2}$. Делается вывод о перспективах предложенного подхода в случае разработки соответствующего модератора нейтронного энергетического спектра, который обеспечит снижение энергии нейтронов от 2,5 МэВ до подходящей для БНЗТ. В **разделе 4.4** обсуждаются перспективы создания квазиточечного нейтронного источника для томографии на основе сильноточного газодинамического ЭЦР источника ионов. Нейтронная томография является крайне перспективным методом исследований. Для ее реализации требуются либо параллельные пучки нейтронов, либо потоки нейтронов от источников с малым размером излучающей области. Параллельные пучки обычно получают с помощью ядерных реакторов, что сильно ограничивается возможности применения нейтронной томографии. В диссертационной работе предлагается новый принцип создания мощных квазиточечных источников. Предложение основано на отличительной особенности квазигазодинамического источника ионов, которой является возможность получения сильноточных пучков тонов ионов водорода и иго изотопов с предельно малым эмиттансом (среднеквадратичном нормализованном эмиттансе менее $0,1 \text{ л}\cdot\text{мм}\cdot\text{мрад}$ и током до 500 мА), при этом яркость пучка более чем на порядок превосходит все существующие источники ионов. Представляется весьма перспективным использовать такие пучки для получения нейтронов, так как за счет низкого эмиттанса они могут быть эффективно сфокусированы на дейтерий содержащую мишень, а ток на уровне 500 мА при ускоряющем напряжении 100 кВ обеспечит выход нейтронов в импульсе на уровне $5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Продемонстрировано, что при фокусировки полученных ионных пучков можно ожидать создание нейтронного источника с масштабами излучающей области на уровне 100 мкм. В **разделе 4.5** подводятся итоги четвертой главы

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертации.

Благодарности

Автор благодарен и признателен коллективу лаборатории ионных источников и лаборатории прикладной физики плазмы за сотрудничество и поддержку. Автор признателен А.В. Стрелкову, Т. Lamu, О. Targvainen и коллективам ионных групп Лаборатории субатомной

физики и космологии (Гренобль, Франция) и Физического факультета Университета г. Ювяскюля (Финляндия) за плодотворное долготное сотрудничество. Особенную благодарность автор выражает профессору Сергею Владимировичу Голубеву за всестороннюю поддержку и наставление.

Глава 1. Формирование и нагрев сильнонеравновесной плазмы, содержащей многозарядные ионы, в условиях мощного электронно-циклотронного резонансного нагрева в магнитной ловушке со встречными полями

1.1. Проблема МГД-стабильности сильно неравновесной плазмы ЭЦР разряда в открытых магнитных ловушках ионных источников.

Пожалуй, наиболее важной проблемой магнитного удержания плазмы является его устойчивость. Первичной задачей является подавление магнитно-гидродинамических (МГД) неустойчивостей плазмы.

В настоящее время в большинстве ЭЦР источников ионов для этого используются магнитные ловушки с конфигурацией магнитных силовых линий “min B” [10, 22, 23, 32, 33]. Такая конфигурация создается комбинированием поля простой магнитной ловушки с полем многополюсной магнитной системы (обычно шестиполюсной), являющейся аналогом «палок Иоффе». Однако строительство таких систем, использующих для нагрева плазмы излучение с частотой свыше 30 ГГц, на современном этапе оказывается чрезвычайно сложным из-за необходимости создания сильных магнитных полей (свыше 3 Тл) сложной конфигурации. Поэтому использование более простых осесимметричных систем для удержания плазмы, обеспечивающих ее МГД стабилизацию, представляется весьма актуальным.

Наиболее простой и изученной осесимметричной системой для удержания плазмы является простая зеркальная магнитная ловушка или пробкотрон. Однако без применения специальных методов такая конфигурация магнитного не обеспечивает устойчивости плазмы. Иллюстрацией сказанному могут служить экспериментальные исследования удержания сильнонеравновесной плазмы, поддерживаемой мощным излучением миллиметрового диапазона длин волн в открытой магнитной ловушке с пробочной конфигурацией магнитного поля в условиях электронно-циклотронного резонанса, выполненные в ИПФ РАН. Схема данного эксперимента приведена на рис. 1.1. Источником импульсного СВЧ излучения с частотой 37.5 ГГц, мощностью до 100 кВт, длительностью импульса до 1,5 мс и линейной поляризацией являлся гиротрон. Для удержания плазмы использовалась простая зеркальная магнитная ловушка с пробочным отношением 4. Магнитное поле ловушки создавалось с помощью импульсных соленоидов, находящихся

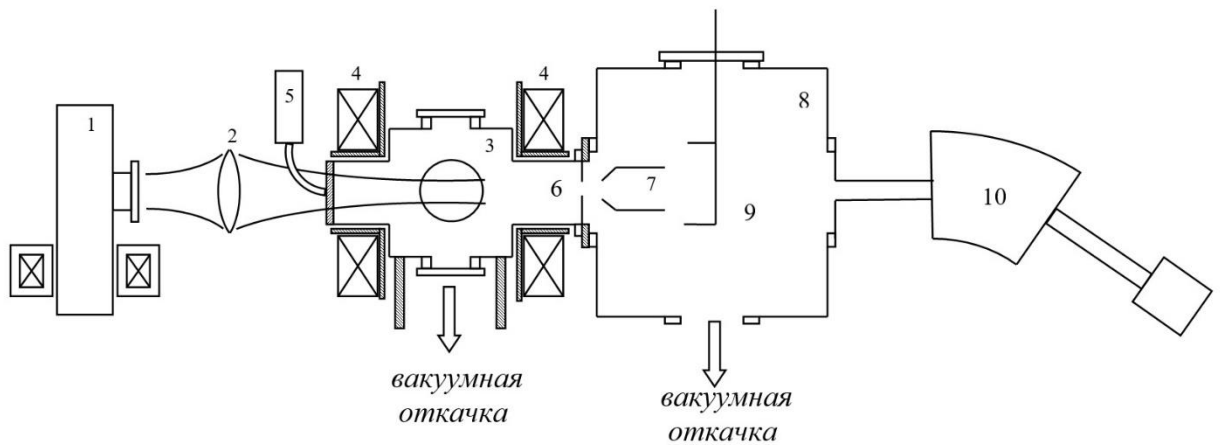


Рисунок 1.1. Схема экспериментов. 1 – гиротрон, 2 – фокусирующая диэлектрическая линза, 3 – разрядная вакуумная камера, 4 – соленоиды магнитной ловушки, 5 – клапан импульсного напуска газа, 6 – плазменный электрод, 7 – пуллер, 8 - диагностическая вакуумная камера, 9 – подвижный цилиндр Фарадея, 10 – анализатор ионов.

на расстоянии 20 см друг от друга. Величина поля в магнитных пробках системы могло достигать 2,5 Тл. Напуск газа (азота) в ловушку осуществлялся по оси магнитной системы через кварцевую трубку длиной около 20 см и внутренним диаметром 5 мм, впаянную по центру входного кварцевого СВЧ окна. Для формирования ионного пучка использовалась традиционная двухэлектродная система экстракции, состоящая из плазменного электрода и пуллера (заземленного электрода). В центре разрядной камеры между импульсными соленоидами располагался оптический фланец, через который были проведены исследования динамики свечения плазмы в оптическом диапазоне, что позволило, получить информацию о развитии разряда и об изменяющейся форме его границ. Регистрация свечения разряда проводилась с помощью скоростного электронно-оптического регистратора СЭР-7. Наблюдение за разрядом осуществлялось вдоль направления, перпендикулярного оси системы. Исследование динамики свечения плазмы проводилось в режиме временной развёртки изображения. Схема получения оптических разверток показана на рис. 1.2. Одновременно с регистрацией свечения плазмы проводилось измерение тока трехкратно ионизованного азота и тока части ионного пучка, попавшей на пуллер. Анализ полученных пространственно-временных характеристик свечения разряда, осциллограмм тока многозарядных ионов и тока на пуллер показывает, что светящаяся плазма в течение некоторого времени (в зависимости от условий эксперимента до 150 мкс) располагается на оси магнитной системы в центре камеры и имеет диаметр около 1 см, а затем быстро (в течение примерно десяти микросекунд) смещается на периферию. При этом ток многозарядных ионов и ток на пуллер резко падают. Это иллюстрируется на рис. 1.3. Такие пульсации свечения и тока многозарядных ионов продолжаются синхронно в течение всей длительности импульса СВЧ излучения гиротрона.

Выброс светящейся плазмы на стенки камеры естественно связать с проявлением МГД неустойчивости, развитие которой нарушает однородное горение разряда. Оценки инкремента развития желобковой МГД неустойчивости для структуры магнитного поля, соответствующей условиям эксперимента, для сильнонеравновесной плазмы $T_e \gg T_i$ приведены на рис. 1.4. Как видно из рисунка, инкремент неустойчивости для плазмы с диаметром в пробке, равным 1 см, менее $2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Нарастание скорости дрейфа от флуктуационных значений до регистрируемой величины происходит за время $t \gg t_i^{-1}$, где t_i – инкремент неустойчивости. Следовательно, период осцилляций, наблюдаемый в эксперименте, не противоречит сделанным оценкам инкремента неустойчивости. Развитие неустойчивости за такое время существенно ограничивает максимально возможный заряд ионов в ловушке. Для эффективного накопления ионов с некоторой кратностью ионизации требуется время, которое можно грубо оценить как произведение времени жизни плазмы

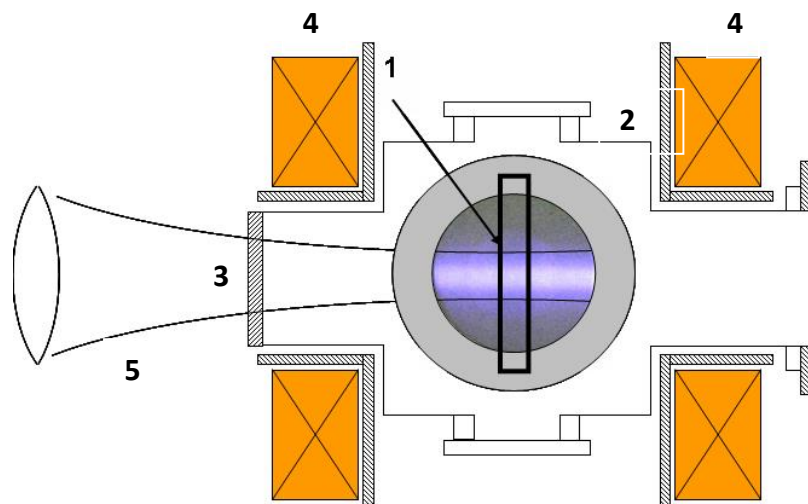


Рисунок 1.2. Схема получения оптических развёрток разряда. 1 – проекция щели фоторегистратора, 2 – разрядная камера, 3 – входное кварцевое СВЧ окно, 4 – соленоиды магнитной ловушки, 5 – СВЧ пучок.

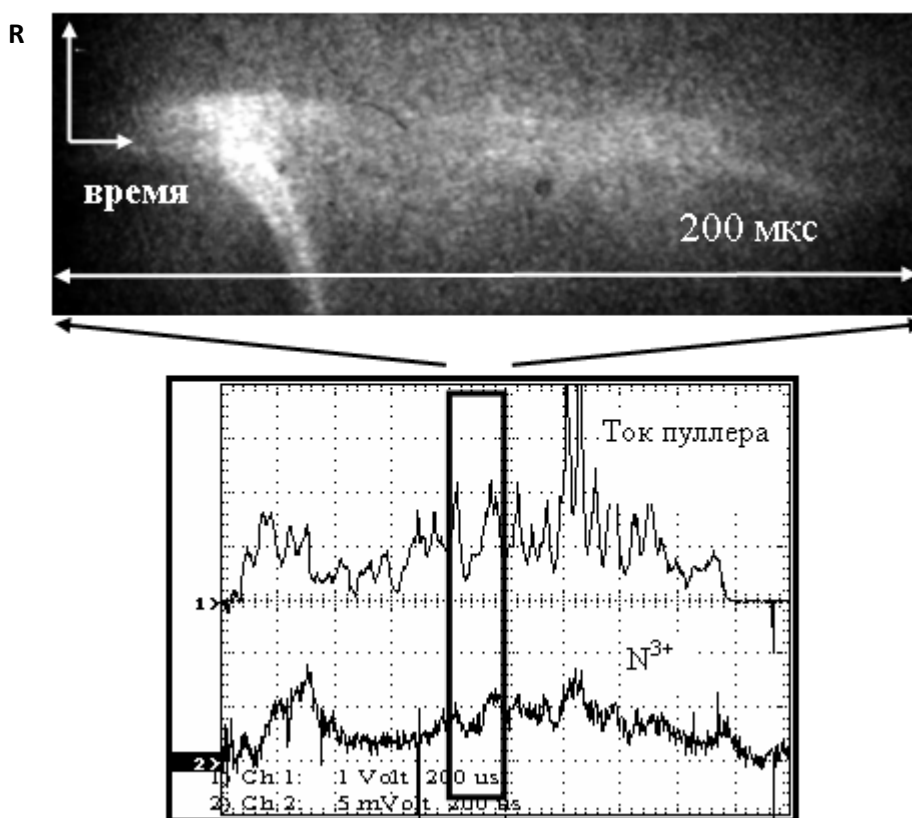


Рисунок 1.3. Сверху - скоростная фотохронограмма (положительное изображение, время течёт слева направо, длительность всей развёртки 200 мкс). Снизу - осциллограммы токов пуллера и ионов азота с зарядом +3, полученные в том же импульсе. Прямоугольник на осциллограммах соответствует развертке фотохронографа.

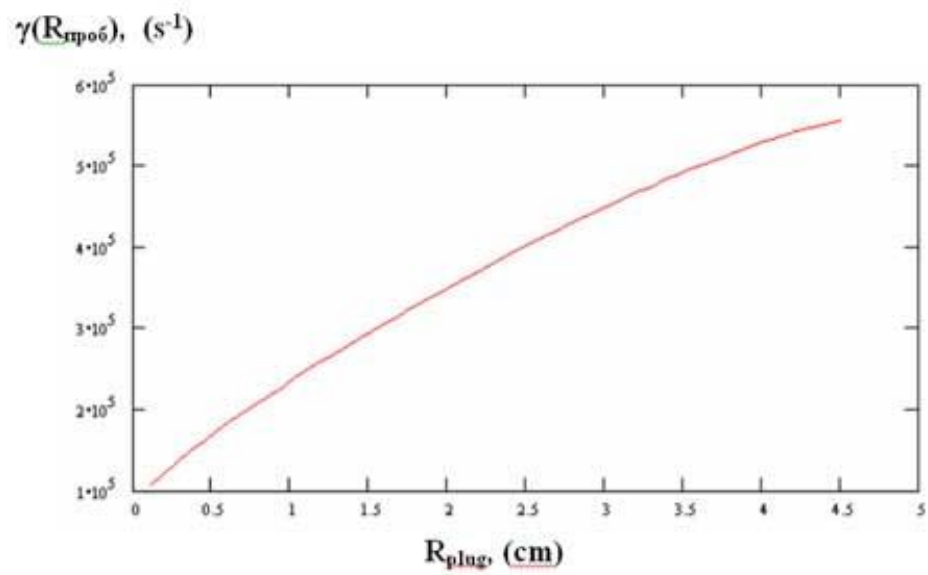


Рисунок 1.4. Инкремент МГД неустойчивости в зависимости от радиуса плазмы в пробке магнитной ловушки.

на величину требуемой кратности ионизации. Для параметров плазмы и магнитной ловушки в описанном эксперименте время жизни составляет около 50 мкс. Т.е. для эффективного накопления в плазме ионов азота с зарядом +5 требуется время не менее 250 мкс. Выполненные оценки и экспериментальные наблюдения развития неустойчивости наглядно демонстрируют, что в исследованном разряде нельзя ожидать существенной фракции ионов с зарядом выше +3, что и наблюдалось на практике.

Развитие МГД неустойчивостей ограничивает возможности источников, основанных на простых зеркальных магнитных ловушках. В этой связи представляется целесообразным использование простых осесимметричных магнитных ловушек с конфигурацией силовых линий, подавляющей МГД неустойчивости плазмы. Системой, удовлетворяющей данным требованиям и позволяющей создавать магнитные поля с величиной, необходимой для ЭЦР нагрева излучением миллиметрового диапазона длин волн, является ловушка со встречными полями или касп.

Наиболее часто данный вид конфигурации магнитного поля используется как дополнительный стабилизирующий элемент в более сложных системах, получивших широкое распространение в области термоядерных исследований на основе открытых магнитных ловушек. В Курчатовском институте проводились исследования удержания и нагрева плазмы мощным излучением гиротронов в каспе на установках ОГРА [60-62], однако в них не затрагивалась проблема применения такой плазмы для формирования ионных пучков. Попытки создания ЭЦР источников многозарядных ионов на основе каспа были предприняты в [63-66] и закончились неудачей. Это было связано с достаточно слабым удержанием, что при невысокой мощности СВЧ нагрева (не более 1 кВт) не могло обеспечить температуру электронов на уровне достаточном для многократной ионизации.

Разработка источников МЗИ с магнитной системой со встречными полями представляет интерес именно в случае нагрева плазмы излучением современных гиротронов миллиметрового диапазона длин волн, когда использование более традиционных МГД стабильных магнитных конфигураций технически затруднительно, а высокая мощность излучения позволяет поддерживать температуру электронов на требуемом уровне даже при больших потерях из ловушки. Исследованию проблемы поддержания и нагрева плазмы, формированию пучков многозарядных ионов при удержании плазмы в ловушках со встречными полями в условиях мощного ЭЦР нагрева излучением гиротронов посвящена первая глава диссертационной работы.

1.2. Модель формирования плазмы ЭЦР разряда в магнитной ловушке и процессов многократной ионизации в ней.

Для анализа перспектив применения тех или иных конфигураций магнитных систем для формирования и удержания плазмы в условиях ее нагрева СВЧ излучением часто является важным на начальном этапе иметь оценки ее ожидаемых параметров, необходимого энерговклада для достижения желаемых результатов, характерных временных масштабов основных процессов. Первые работы по моделированию генерации и удержания многозарядных ионов в ловушках ЭЦР ионных источников описаны в [67,68]. Позднее за счет роста вычислительных возможностей были развиты комплексные подходы к полному трехмерному моделированию процессов, протекающих в плазме, учитывающие распределение электромагнитного поля в разрядной камере ионного источника, особенности функции распределения электронов по скоростям и т.д. [69-71]. Наиболее современный взгляд на проблему ЭЦР нагрева в прямых магнитных ловушках представлен в работах [72-74]. Для определения основных зависимостей параметров ионного источника при его разработке или оптимизации часто удобно использовать упрощенные теоретические модели, качественно описывающие интересующие процессы. В работах [75-79] был предложен и развит подход к моделированию процесса развития ЭЦР разряда в осесимметричных магнитных ловушках, учитывающий многократную ионизацию. Численные расчеты были использованы для оценки параметров плазмы, удерживаемой и нагреваемой в магнитной ловушке со встречными полями, и эффективности генерации в ней многозарядных ионов.

Задача о моделировании динамики ЭЦР пробоя и процессов многократной ионизации в данной работе рассмотрена в рамках 0-мерной нестационарной модели, т.е. рассчитывалась временная эволюция параметров плазмы (в том числе ее состав) в приближении однородного распределения плазмы по объему ловушки.

Начальная стадия пробоя, когда концентрация плазмы достаточно мала, может быть описана в рамках теории СВЧ пробоя разреженного газа в открытых осесимметричных магнитных ловушках в условиях циклотронного резонанса [80]. В указанной работе рассмотрение проводится в пренебрежении влиянием плазмы на характеристики СВЧ излучения, не учитывается также влияние кулоновских соударений на движение электронов (это верно только на временах, существенно меньших характерного времени кулоновского рассеяния, что соответствует начальной стадии пробоя, когда концентрация плазмы очень мала). Важным эффектом, существенно влияющим на вид функции

распределения электронов по энергиям, описанным в [80], является так называемый эффект суперрадиабатики [81]. Суть его в следующем. В случае достаточно большой поперечной скорости электрона возмущения набега фазы циклотронного взаимодействия, возникающие вследствие неадиабатического характера движения в зоне ЭЦР, оказываются малыми. Это приводит к нарушению стохастического нагрева [81], и энергия частицы начинает осциллировать около неизменного среднего значения ε_{st} (так называемый, суперрадиабатический режим). Это означает, что электроны не могут набрать энергию больше указанного значения, поэтому на данной стадии плазма не может поглотить энергию, большую некоторой величины. В работе [80] показано, что при таких приближениях формируется следующая функция распределения электронов по энергиям:

$$F = \frac{N_0}{2} \left(\sqrt{\varepsilon \varepsilon_{st}} \right)^{-1} I(\varepsilon_{st} - \varepsilon) \exp(v_{eff} t), \quad (1.8)$$

$$\varepsilon_{st} \propto \omega^{1/2} E^{3/4}$$

где N_0 – число затравочных электронов, $I(x)$ – единичная функция Хевисайда, $v_{eff} = (\tau^*)^{-1}$, где τ^* – характерное время нарастания концентрации электронов, ε_{st} – граничное значение энергии, определяемое эффектом суперрадиабатичности. При этом, как показано в [80], в условиях СВЧ накачки, характерных для ЭЦР источников, ФРЭЭ (1.1) устанавливается за времена, много меньшие τ^* .

На этой стадии, которой соответствует ФРЭЭ (1.8), может быть введена средняя (эффективная) энергия электронов:

$$\bar{T}_e = \frac{\int F(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon}{\int F(\varepsilon) d\varepsilon}, \quad (1.9)$$

Как видно непосредственно из вида ФРЭЭ, средняя энергия остается постоянной во времени, пока ФРЭЭ сохраняет вид (1.1). Далее под температурой электронов на начальной стадии пробоя будет подразумеваться именно средняя энергия (1.9).

При дальнейшем росте концентрации плазмы наступает момент, когда поглощаемой энергии накачки не хватает для поддержания ФРЭЭ (1.8) при столь большом числе частиц. Это происходит, когда энергия, поглощенная с момента начала пробоя, сравнивается с суммой энергии, вынесенной плазмой из ловушки и энергии, затраченной на ионизацию. Для дальнейшего описания процесса необходимо ввести уравнение баланса энергии для электронов. При этом, в рамках рассматриваемой модели, ФРЭЭ после ухода от суперрадиабатического режима для простоты будем считать максвелловской. Для описания динамики энергии электронов на стадии пробоя с заметной концентрацией плазмы

необходимо воспользоваться законом сохранения энергии. Уравнение баланса энергий можно записать в следующем виде:

$$\frac{dE_e}{dt} = P_{ECR} - P_L - P_{ion}, \quad (1.10)$$

где P_{ECR} - мощность поглощаемого СВЧ излучения, P_L - мощность потерь энергии, выносимой плазмой из ловушки, P_{ion} - мощность потерь энергии, затрачиваемой на ионизацию.

В модели учитывалась только ступенчатая ионизация электронным ударом. Такие каналы ионизации, как ионизация через автоионизационное состояние и многократная ионизация одним электронным ударом, оже-ионизация и ионизация через «стряхивание» (shake-off) в расчетах не учитывались ввиду их сравнительно небольшого вклада в рассматриваемой области высоких энергий электронов. В расчетах не учитывались процессы, связанные с перезарядкой многозарядных ионов на нейтральных атомах, т.к. во всем интересующем нас диапазоне параметров время перезарядки оказывается как минимум на порядок больше времени жизни ионов в ловушке. Например, время перезарядки иона азота N^{5+} при стационарной концентрации нейтралов в разряде $N_0 = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ составляет примерно 4 мс, а характерные времена жизни ионов в ЭЦР источниках с частотами накачки свыше 18 ГГц не превышают нескольких сот микросекунд (а в случае описываемых в данной работе экспериментов время жизни не превышает 50 мкс).

Способ расчета продольного времени жизни зависит от режима удержания плазмы. При квазигазодинамическом режиме удержания это не составляет труда, и они определяются по формуле (1.2). При классическом режиме удержания это существенно более сложная задача, поэтому требуются более простые оценочные методы расчета. В рамках данной модели для расчёта времён жизни ионов всех сортов используется следующее приближенное выражение:

$$\tau_{\alpha}^{class} \approx \tau_T \cdot \exp\left(\frac{z_{\alpha} \cdot e \cdot \Delta\varphi}{T_i}\right), \quad (1.11)$$

где $\Delta\varphi$ – высота «горбика» амбиполярного потенциала (которая будет находится из условия квазинейтральности плазмы), а τ_T - тепловое время жизни ионов в ловушке. Константа перед экспонентой в (1.11) подобрана из условия того, что при нулевой высоте «горбика» потенциала ионы вылетают из ловушки с их тепловой скоростью, т.к. потенциал не оказывает на них никакого воздействия. Данная зависимость качественно правильно описывает удержание ионов с разными зарядами при различных распределениях амбиполярного потенциала.

Для упрощения стыковки решений на границе двух режимов удержания при расчетах время жизни ионов вычислялось следующим образом:

$$\tau_i = \frac{(\tau_i^{class})^2 + (\tau_i^{gd})^2}{\tau_i^{class} + \tau_i^{gd}}, \quad (1.12)$$

где τ_i^{class} и τ_i^{gd} определяются выражениями (1.11) и (1.2) соответственно. Это верно в том смысле, что в области низких концентраций и высоких температур квазигазодинамическое время жизни не дает вклада в сумму, и наоборот, в области высоких концентраций и низких температур, классическое время жизни пренебрежимо мало. Т.е. данное выражение имеет правильные асимптотики и с достаточной точностью гладко описывает переходную область между режимами.

Для моделирования процесса формирования ионов по кратностям ионизации в плазме воспользуемся 0-мерной нестационарной системой дифференциальных уравнений баланса ионизации, представленной в данной главе для некоторого газа с атомным номером n . Уравнения для ионов всех кратностей ионизации i записываются следующим образом:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = (k_{i-1,i} N_{i-1} - k_{i,i+1} N_i) \cdot N_e - \frac{N_i}{\tau_i}. \quad (1.13)$$

Здесь τ_i – времена жизни ионов различных зарядовых состояний, $k_{i,i+1}$ – константы ионизации:

$$k_{i,i+1} = \frac{\int F(\varepsilon) \sigma(\varepsilon) v(\varepsilon) d\varepsilon}{\int F(\varepsilon) d\varepsilon}, \quad (1.14)$$

где σ – сечение ионизации, v – скорость электрона, $F(\varepsilon)$ – ФРЭЭ. Для σ использовалась формула Лотца [82]:

$$\sigma = 8.67 \cdot 10^{-16} q \left(\frac{Ry}{I} \right)^2 \frac{\ln(\varepsilon/I)}{\varepsilon/I}, \quad (1.15)$$

где q – число эквивалентных электронов, $Ry = 13.606$ эВ – постоянная Ридберга, ε – энергия электрона, I – потенциал ионизации.

Уравнение для электронов:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = N_e \cdot \sum_{i=0}^{n-1} k_{i,i+1} N_i - \frac{N_e}{\tau_e}. \quad (1.16)$$

Уравнение для концентрации нейтрального газа:

$$\frac{dN_0}{dt} = I(t) - k_{0,1} N_0 N_e, \quad (1.17)$$

здесь $I(t)$ - скорость напуска нейтрального газа в ловушку. Здесь следует оговориться, что в случае разряда с высокой степенью ионизации баланс нейтральных частиц в плазме всегда в значительной степени обусловлен существенно большим давлением плазмы и выталкиванием нейтральных частиц из области, занимаемой ей. Чаще всего ионизация нейтрального газа происходит уже на периферии разряда. Запись уравнения (1.17) не подразумевает корректного описания концентрации нейтральных частиц в плазме, а используется для описания некоторой усредненной функции источника частиц в системе.

Добавим также в систему уравнений условие квазинейтральности плазмы:

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{N_e} \sum_{i=1}^n \frac{iN_i}{\tau_i} \quad (1.18)$$

Из этого условия можно определить $\Delta\varphi$ – величину горбика амбиполярного потенциала в выражении (1.11).

Далее запишем уравнение баланса энергии для электронов (1.3) более подробно:

$$\frac{3}{2} \cdot \frac{d(N_e \cdot T_e)}{dt} = \frac{P}{L} - \frac{N_e}{\tau_e} \cdot (T_e + \varphi_0) - \sum_{i=0}^{n-1} k_{i,i+1} \cdot N_e \cdot N_i \cdot E_i, \quad (1.19)$$

где P – поглощаемая мощность СВЧ накачки, E_i – потенциал ионизации i -того иона, φ_0 – величина амбиполярного потенциала в центре ловушки.

Т.о. получаем замкнутую систему уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial N_e}{\partial t} = N_e \cdot \sum_{i=0}^{n-1} k_{i,i+1} N_i - \frac{N_e}{\tau_e} \\ \frac{\partial N_i}{\partial t} = (k_{i-1,i} N_{i-1} - k_{i,i+1} N_i) \cdot N_e - \frac{N_i}{\tau_i} \\ \frac{dN_0}{dt} = I(t) - k_{0,1} N_0 N_e \\ \frac{3}{2} \cdot \frac{d(N_e \cdot T_e)}{dt} = \frac{P}{L} - \frac{N_e}{\tau_e} \cdot (T_e + \varphi_0) - \sum_{i=0}^{n-1} k_{i,i+1} \cdot N_e \cdot N_i \cdot E_i \\ \frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{N_e} \sum_{i=1}^n \frac{iN_i}{\tau_i} \end{array} \right. \quad (1.20)$$

Здесь, следует отметить, что в случае реализации квазигазодинамического режима удержания, величина энергии, выносимая парой электрон – ион, оказывается равна

$T_e \cdot \ln \sqrt{\frac{M}{\langle Z \rangle \cdot m_e}}$, и член $\frac{N_e}{\tau_e} \cdot (T_e + \varphi_0)$ в законе сохранения энергии переписется как

$\frac{N_e \cdot T_e}{\tau_e} \cdot \ln \sqrt{\frac{M}{\langle Z \rangle \cdot m_e}}$, где M – масса ядра, m_e – масса электрона.

Плотность полного тока ионов, выносимого плазмой вдоль силовых линий магнитного поля, зависит от концентрации плазмы и времени ее жизни и определяется выражением:

$$J = \frac{N_e \cdot L \cdot e \cdot R}{\tau_e}, \quad (1.21)$$

Плотность потока энергии, выносимой плазмой, можно оценить как:

$$S = J \cdot e^{-1} \cdot (kT_e + \varphi_0) = \frac{N_e \cdot R \cdot L}{2\tau_e} \cdot (kT_e + \varphi_0). \quad (1.22)$$

В работе [10] были предложены законы подобия для классических ЭЦР источников, отражающие качественные зависимости основных характеристик ионных источников от таких параметров, как частота накачки, магнитное поле ловушки и т.д. Во введении уже отмечалось, что в случае ЭЦР источников с квазигазодинамическим режимом удержания законы подобия, основанные на зависимости параметра удержания от концентрации и длины ловушки существенно отличны от предложенных в [10]. Для демонстрации перспектив применения источников с квазигазодинамическим режимом удержания для формирования сильноточных пучков многозарядных ионов на основе описанной модели были выполнены расчеты зависимости среднего заряда от параметров греющего излучения, его частоты и мощности, при различных значениях длины ловушки. Результаты представлены на рисунке 1.5. Из представленного рисунка наглядно видна перспективность использования газодинамических ЭЦР источников с высокой частотой СВЧ нагрева, построенных на основе МГД-стабильных осесимметричных магнитных ловушек для генерации сильноточных пучков многозарядных ионов. Плотность потока ионов с высокой кратностью ионизации достигает уровня 1 А/см^2 , что может быть использовано для формирования пучков с высокой яркостью.

Как отмечалось в начале данного раздела, разработанную модель удобно использовать для оценки ожидаемых результатов в случае замены в экспериментальной установке, описанной в разделе 1.1, ловушки простой пробочной конфигурации на ловушку касп аналогичных размеров. Ниже будут приведены результаты расчетов параметров плазмы и необходимого энерговклада для реализации оптимальных условий в таком эксперименте. Одной из основных характеристик ионного источника является распределение ионов по зарядовым состояниям в экстрагируемом ионном пучке. Оно зависит от температуры и концентрации электронов, а также от размеров ловушки и распределения магнитного поля в ней. Одной из главных задач является поиск оптимальных условий (концентрации и температуры) для достижения наилучших характеристик источника ионов. Описанные в разделе 1.1 эксперименты проводились на стенде где изменение величины концентрации

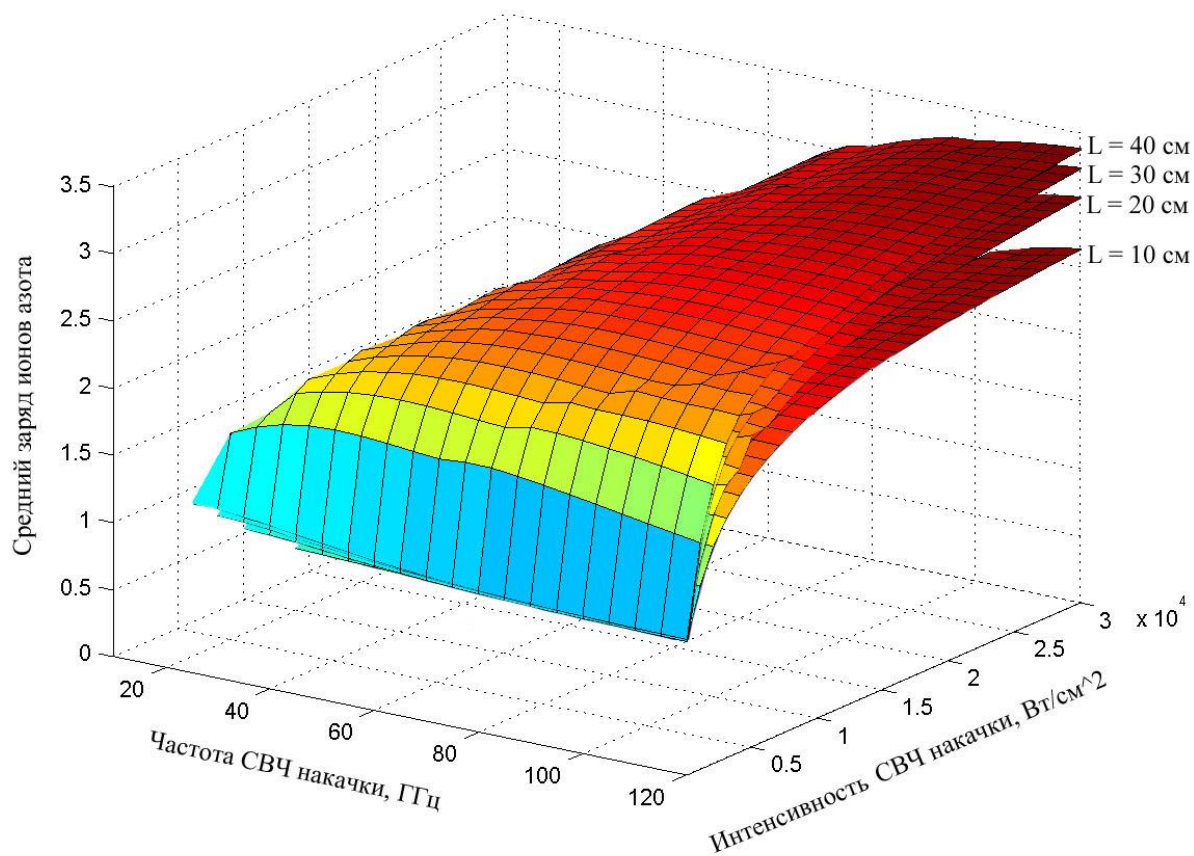


Рисунок 1. 5. Средний заряд ионов азота при различных параметрах СВЧ нагрева и эффективных длинах ловушки.

плазмы возможно достаточно в узких пределах. Ее нижний предел определяется минимальным давлением нейтрального газа в ловушке источника, необходимым для реализации ЭЦР пробоя в течение СВЧ импульса (длительность которого ограничена 1,5 мс).

Для рассматриваемого стенда минимальная концентрация оказывается равна примерно $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Сверху плотность плазмы в эксперименте, как показано в [10], ограничена критическим значением для частоты СВЧ излучения, используемого для создания и нагрева плазмы. Эта величина для частоты 37,5 ГГц равна $1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Ограничение связано с тем, что при квазиоптическом вводе СВЧ в закритическую плазму из-за сильной рефракции излучение не доходит до зоны ЭЦР, и эффективность поглощения существенно падает [83]. Как было показано в ряде экспериментов, реальное значение концентрации, оптимальное для генерации МЗИ в плазме источника, оказывается близко к критической величине плотности плазмы. Это связано с тем, что большая плотность плазмы обеспечивает более высокое значение параметра удержания, а мощности используемого гиротрона хватает для поддержания температуры электронов на уровне, близком к оптимальному при любых возможных в условиях стенда концентрациях плазмы вплоть до критического.

При заданной концентрации плазмы и геометрии магнитной ловушки при квазигазодинамическом режиме удержания существует оптимальная температура электронов, при которой средний заряд ионов максимален. На рис. 1.6 показаны рассчитанные в рамках предложенной модели зависимости отношений тока иона N^{2+} к току N^{3+} и N^{2+} к N^{+} от температуры электронов при их концентрации $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Видно, что для ловушки касп, которую возможно использовать в условиях рассматриваемого эксперимента, оптимальная температура составляет ≈ 100 эВ.

Наличие такого оптимума связано с тем, что при малых температурах электронов очень быстро начинают убывать сечения ионизации, а при больших значениях электронной температуры время жизни плазмы убывает за счет роста ионно-звуковой скорости, и количество ионизирующих столкновений иона с электронами оказывается недостаточным для глубокой его обдирки.

Реальную температуру электронов, имеющую место в экспериментах, можно оценить сверху, используя условие равенства плотностей потоков энергии, поглощаемой плазмой в ловушке, и энергии, выносимой частицами из ловушки на стационарной стадии разряда. Плотность потока энергии выносимой плазмой из ловушки при квазигазодинамическом режиме удержания может быть рассчитана с использованием формул (1.2) и (1.22), которые дают следующее выражение:

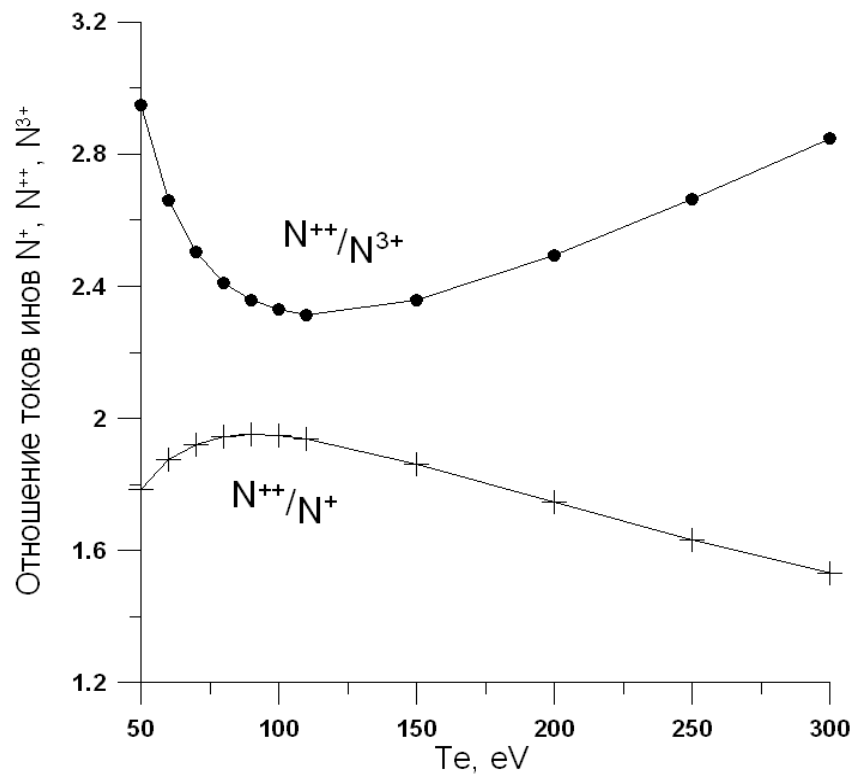


Рисунок 1.6. Отношения тока иона N^{2+} к току N^{3+} и N^{2+} к N^+ от температуры электронов при их концентрации $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

$$P = N_e \cdot V_s \cdot kT_e \cdot \ln \sqrt{\frac{M}{\langle Z \rangle \cdot m_e}}. \quad (1.23)$$

Из (1.23) хорошо видно, что выносимая плазмой энергия при квазигазодинамическом режиме удержания не зависит от длины ловушки. Это означает, что при увеличении длины не требуется увеличения мощности СВЧ накачки для поддержания температуры электронов на прежнем уровне, что является большим преимуществом.

На рис. 1.7 приведены результаты расчетов зависимости плотности потока энергии, выносимой частицами из ловушки, от температуры электронов при их концентрации $N_e = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, в случае, когда рабочим газом является азот. Несколько забегаая вперед отметим, что ловушка касп, использовавшаяся в основной части экспериментов, которые будут описаны ниже в данной главе, имела суммарную площадь поперечных сечений в пробках, через которые вытекает плазма, около 40 см^2 . При этом максимальная мощность гиротрона составляла 100 кВт. Это означает, что при полном поглощении СВЧ плотность потока энергии, выносимой плазмой, не может быть более $2,5 \text{ кВт/см}^2$. Следовательно, температура электронов в экспериментах не могла превышать 70 эВ. Рассчитанное распределение ионов азота по кратностям ионизации для такой температуры электронов при их средней по ловушке концентрации $N_e = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ приведено на рис. 1.8. При этом расчетная плотность полного ионного тока из ловушки через пробку на ее продольной оси составляет примерно $5,5 \text{ А/см}^2$.

Таким образом, приведенные оценки и результаты численного моделирования позволяют рассчитывать на экспериментальную демонстрацию эффективной генерации МЗИ в такой системе в условиях имеющегося экспериментального стенда и получение высокой плотности тока экстрагируемого ионного пучка, более чем на порядок превосходящей соответствующую величину для классических источников МЗИ.

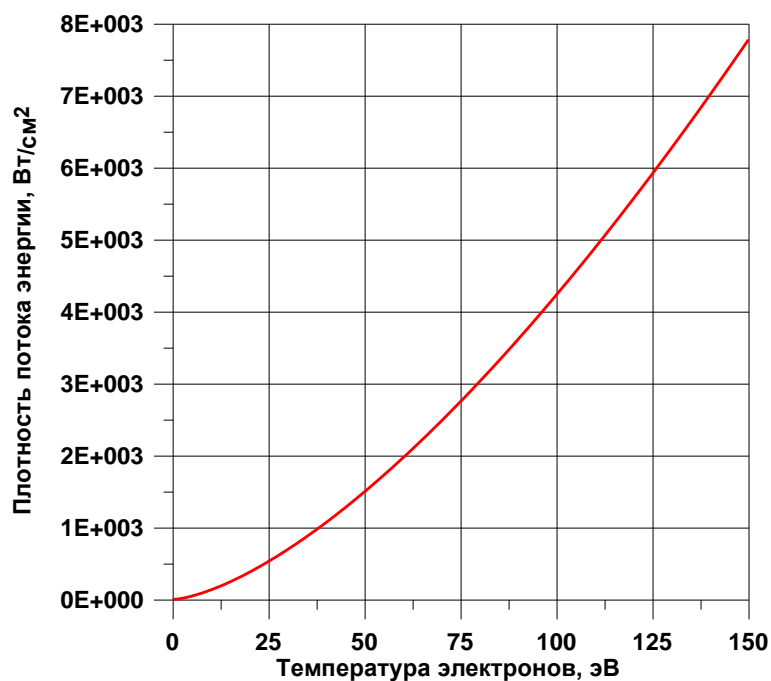


Рисунок 1.7. Зависимость плотности потока энергии, выносимой частицами из ловушки, от температуры электронов при их концентрации $N_e = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

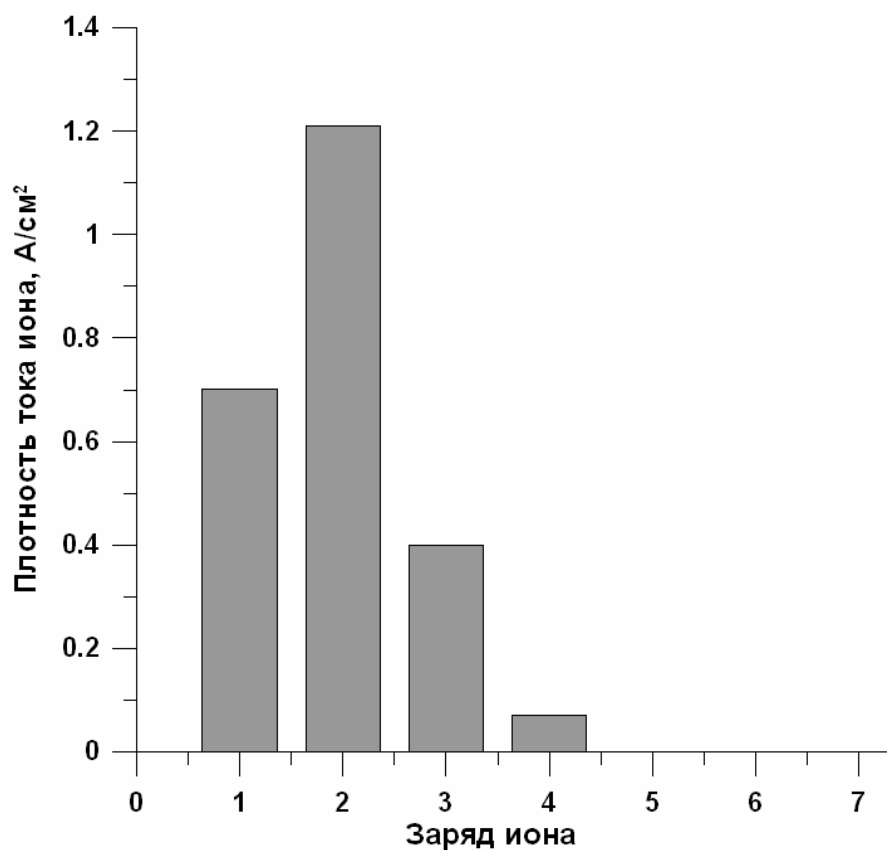


Рисунок 1.8. Теоретическое распределение ионов азота по кратностям ионизации при $N_e = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 70 \text{ эВ}$, для ловушки касп, использованной в экспериментах.

1.3. Исследования ЭЦР разряда в ловушке со встречными полями, поддерживаемого излучением гиротрона с частотой 37,5 ГГц.

1.3.1. Описание экспериментальной установки.

Экспериментальные исследования проводились на экспериментальном стенде, схема которого представлена на рис. 1.9. Эта установка служит для исследования плазмы ЭЦР разряда в магнитных ловушках с различными конфигурациями магнитного поля и накачкой мощным СВЧ излучением миллиметрового диапазона длин волн.

В большинстве ранее проводимых экспериментов по исследованию генерации МЗИ в плазме ЭЦР разряда, удерживаемой в каспе, определяющими были потери частиц из ловушки (а следовательно и энергии) через радиальную пробку в среднем сечении системы (имеющей форму кольца) [63-65]. Величины потерь через радиальную пробку и пробки на продольной оси при квазигазодинамическом режиме удержания соотносятся как значения магнитного поля в них. Если поле в радиальной пробке будет сравнимо с полем в пробках на оси, то потери через нее перестанут быть определяющими. Существенно повысить магнитное поле в ней можно за счет сильного сближения магнитных катушек, образующих ловушку. Именно такой подход был реализован в проведенных экспериментальных исследованиях. Для этого была сконструирована специальная разрядная камера, показанная на рисунке 1.10. Основная часть камеры выполнена в форме диска. Толщина диска, которая определяла расстояние между катушками магнитного поля, выбиралась из условия примерного равенства магнитных полей (а значит и потоков плазмы через соответствующие сечения) в пробке на продольной оси ловушки и в пробке, имеющей форму кольца, на периферии диска. Максимальный диаметр камеры должен быть больше диаметра радиальной магнитной пробки, имеющей форму кольца, в среднем сечении ловушки. Это увеличивает время жизни плазмы (оно зависит от длины ловушки) и препятствует проникновению примесей, образующихся при бомбардировке стенок плазмой, в центр ловушки. Магнитное поле ловушки создавалось с помощью импульсных катушек. Импульс тока, близкий к полупериоду синусоиды, имел длительность 17 мс. Импульс СВЧ излучения с длительностью 1 – 1,5 мс был синхронизован с максимумом тока в катушках, при этом изменение магнитного поля в течение СВЧ импульса не превышало 3%. Максимальное поле в пробках ловушки могло достигать 2,5 Тл.

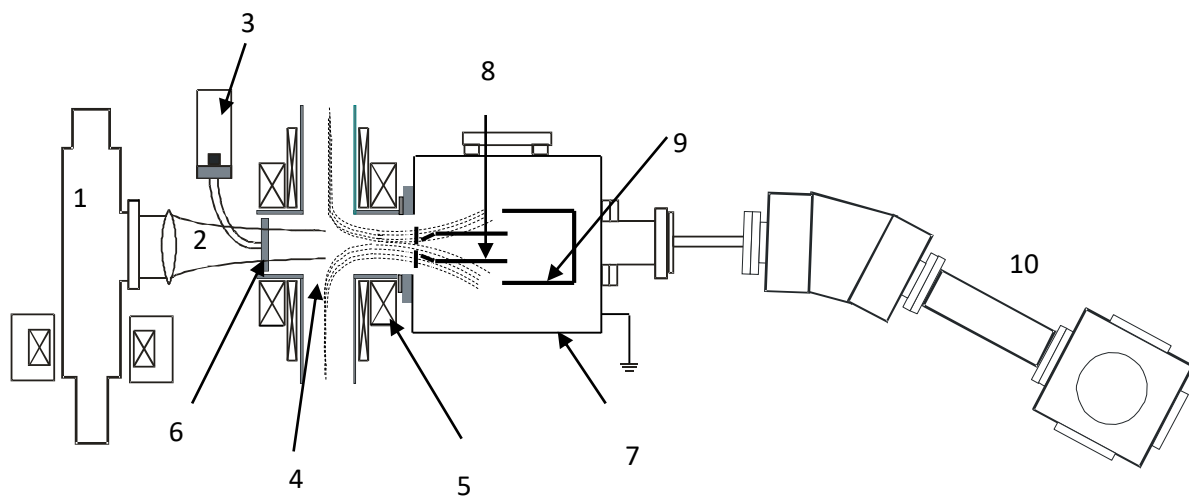


Рисунок. 1.9. Схема экспериментального стенда. 1 – гиротрон, 2 – СВЧ пучок, 3 – клапан напуска газа, 4- магнитная ловушка со встречными полями, 5 – импульсные катушки магнитного поля, 6- входное СВЧ-окно, 7 – диагностическая камера, 8 – система формирования ионного пучка (экстрактор), 9 – цилиндр Фарадея, 10 – ионный анализатор.

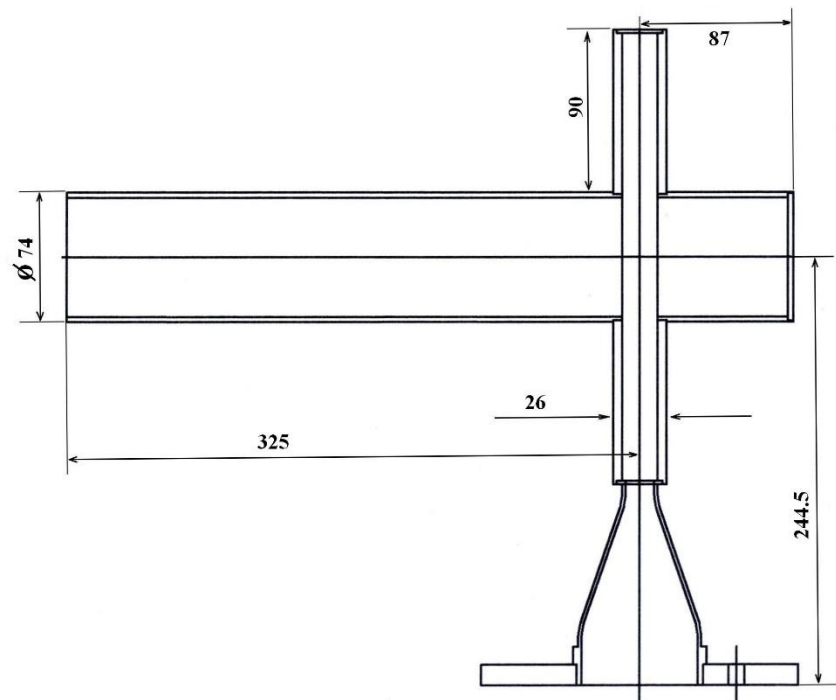


Рисунок 1.10. Чертеж и фотография камеры для работы с ловушкой со встречными полями.

Важным фактором, определяющим параметры ЭЦР разряда в магнитной ловушке, является пространственное положение ЭЦР зоны. Оно определяется условием $\omega_H = \omega$ (частота СВЧ излучения равна гирочастоте электронов). Как уже говорилось выше, в экспериментальной установке в качестве источника СВЧ излучения использовался гиротрон с частотой излучения 37.5 ГГц, соответственно, условие $\omega_H = \omega$ выполняется в тех точках пространства, где напряженность магнитного поля по абсолютной величине равна 1,34 Тл. Теоретический расчет и экспериментально полученные распределения поля на оси камеры, специально изготовленной для экспериментов с ловушкой касп, при рабочем значении тока в катушках (1 кА) представлен на рис. 1.11. Пространственное расположение резонансных зон соответствует точкам пересечения горизонтальной прямой для значения магнитного поля 1.34 Тл с зависимостью магнитного поля системы от продольной координаты.

На рис. 1.12 приведен расчет распределения магнитного поля ловушки во всем объеме вакуумной камеры.

Источником мощного СВЧ излучения в экспериментах являлся разработанный и изготовленный в ИПФ РАН гиротрон БАЛЬЗАМ-3С (частота 37.5 ГГц, мощность до 100 кВт, длительность импульса $\approx 1,5$ мс, линейная поляризация излучения). В экспериментальной установке реализован квазиоптический продольный ввод СВЧ излучения, при котором ось пучка совпадает с направлением магнитного поля ловушки. СВЧ излучение гиротрона фокусировалось диэлектрической линзой в центр вакуумной разрядной камеры. Ввод СВЧ излучения в вакуумный объем осуществлялся через кварцевое окно толщиной 4 мм, диаметром 70 мм. Такой способ ввода СВЧ излучения оказывается наиболее удобным при использовании высоких мощностей СВЧ накачки и при больших плотностях плазмы.

Откачка вакуумного объема на экспериментальном стенде велась двумя турбомолекулярными насосами ВМН-500 из разрядной и диагностической камер соответственно. Остаточное давление в вакуумных камерах составляет менее 10^{-6} Торр.

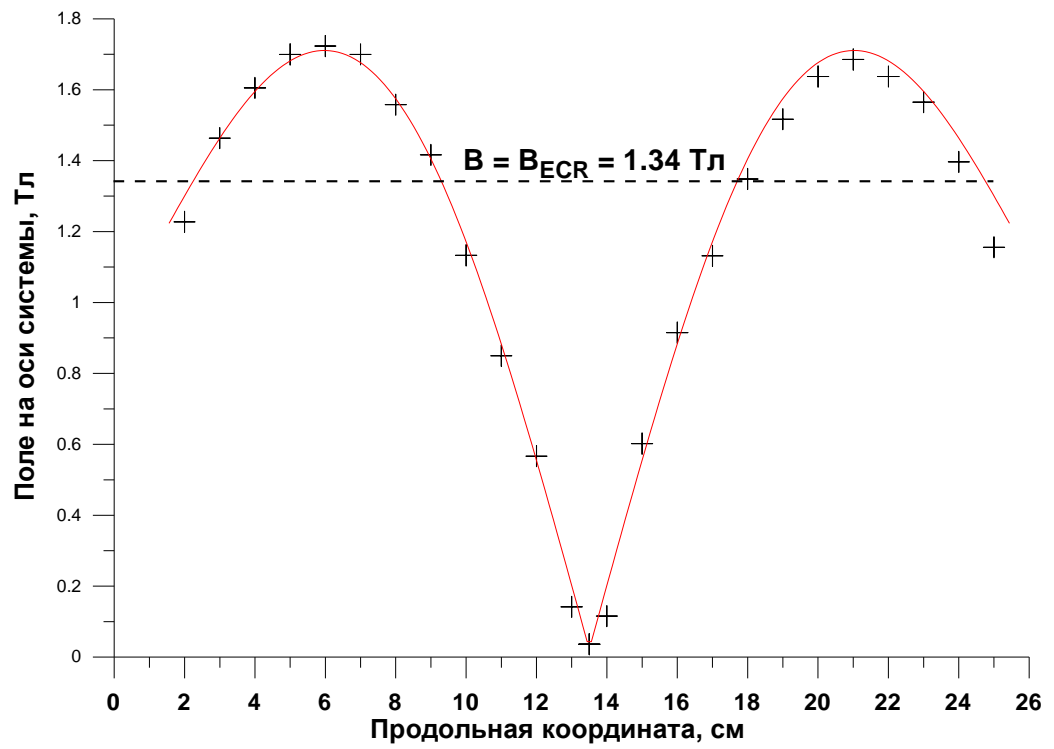


Рисунок 1.11. Магнитное поле на оси камеры, предназначенной для работы с ловушкой со встречными полями. Сплошная линия – теоретический расчет, крестики – экспериментальные измерения, пунктирная линия – величина поля, соответствующая ЭЦР для частоты 37,5 ГГц.

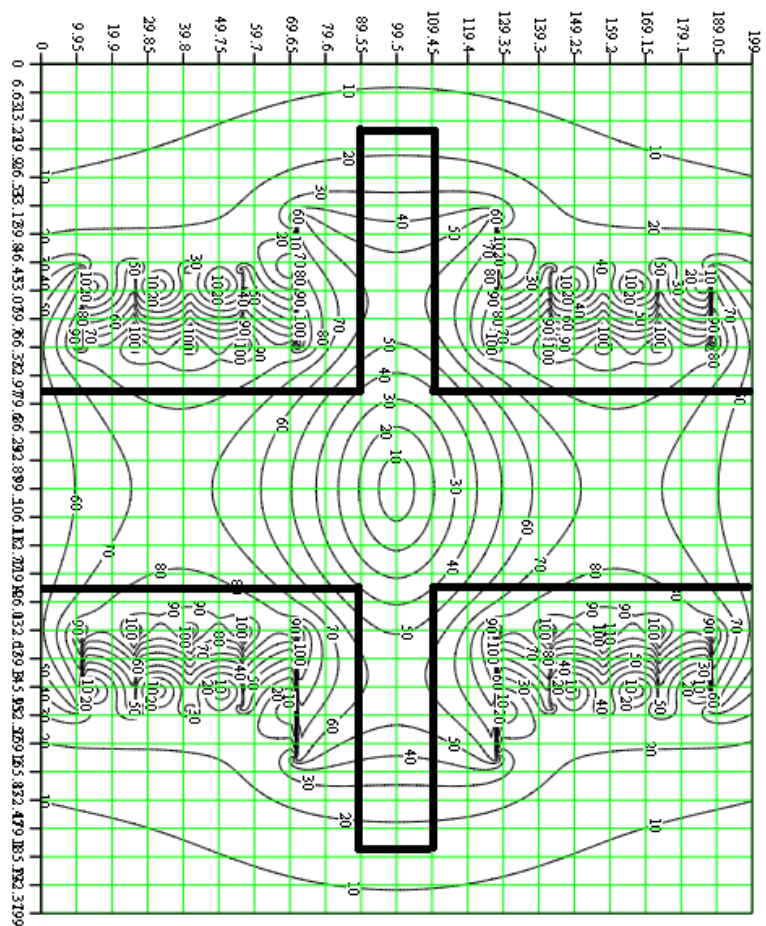


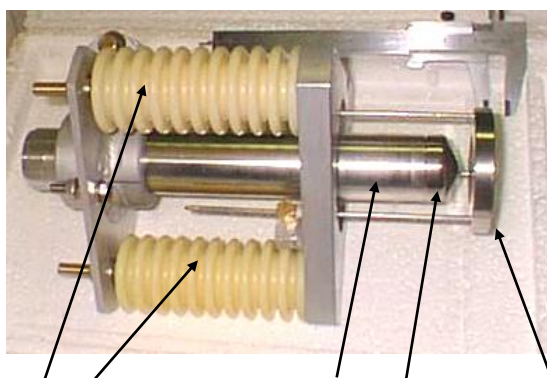
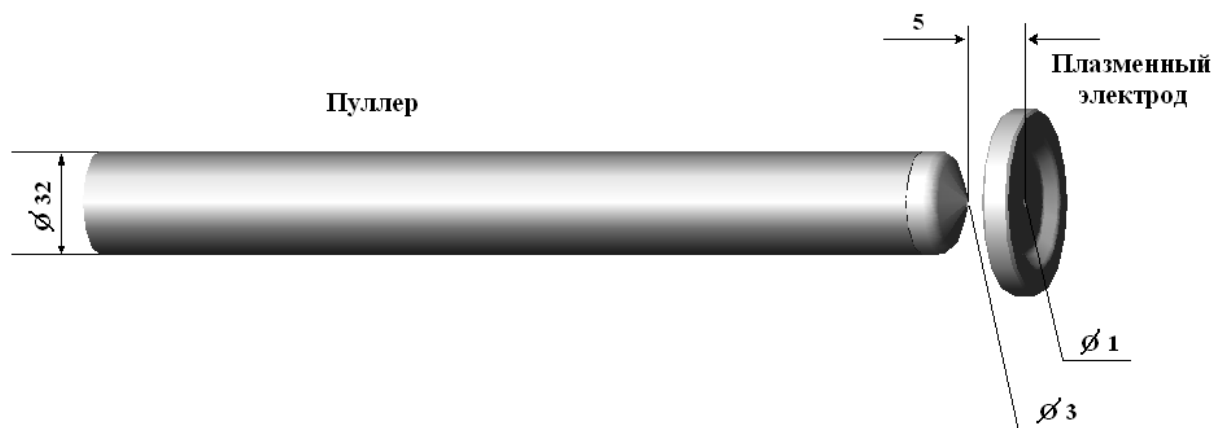
Рисунок 1.12. Линии уровня магнитного поля, величина магнитного поля дана в относительных единицах. Черная жирная линия – контур разрядной камеры, черные тонкие линии – изолинии магнитного поля.

Напуск рабочего газа в ловушку осуществлялся по оси системы через кварцевую трубочку длиной около 20 см и внутренним диаметром 5 мм, впаянную по центру входного СВЧ окна. Поток напускаемого газа определяется режимом работы электромагнитного импульсного клапана и давлением в колбе, из которой поступает газ. Момент открывания клапана определялся синхронизирующим импульсом. Продолжительность нарастания давления в камере много больше длительности СВЧ импульса, что обеспечивает постоянную скорость напуска нейтрального газа в ловушку в течение импульса гиротрона. Давление газа к началу разряда регулируется задержкой между моментом открывания клапана и началом СВЧ импульса. В эксперименте эта задержка обычно составляет величину от 1 - 3 мс.

Экстракция ионов и формирование ионного пучка осуществлялось с помощью традиционной экстрагирующей системы, состоящей из плазменного электрода и пуллера. Плазменный электрод соединен с разрядной камерой и помещен вместе с ней под высокий положительный потенциал, пуллер является заземленным электродом. Таким образом в межэлектродном зазоре образуется электрическое поле, вытягивающее из плазмы положительные ионы. В ходе экспериментов плазменный электрод устанавливался на различных расстояниях от пробки ловушки для регулировки плотности потока плазмы в месте расположения экстрактора.

Исследования проводились с двумя конфигурациями системы формирования ионного пучка. Для получения пучков с высокой яркостью использовалась одноапертурная система с малым диаметром отверстия в плазменном электроде (1 мм). Изображение экстрагирующей системы с указанием основных размеров представлено на рис. 1.13. Для формирования ионных пучков с большим током была изготовлена многоапертурная система, каждый электрод которой имел 13 отверстий диаметром 3 мм. Ее изображение приведено на рис. 1.14. Максимальное ускоряющее напряжение, которое удавалось использовать в эксперименте составляло 55 кВ.

Для измерения полного ионного тока на оси магнитной ловушки устанавливался цилиндр Фарадея с большим входным отверстием (35 мм), перехватывающим весь ионный пучок, прошедший через пуллер. Устройство цилиндра Фарадея показано на рис. 1.15. Ионы, вылетающие из пуллера и попадающие через апертуру защитного электрода на коллектор, нейтрализуются, отдавая свой заряд в измерительную цепь. Небольшой потенциал (-100В), подаваемый на запирающий электрод, практически не оказывает влияния на ионы, ускоренные экстрагирующим напряжением, но запирает внутри цилиндра Фарадея вторичные электроны, образующиеся в результате бомбардировки ионами коллектора, что делает измерения тока пучка более корректными.



высоковольтные изоляторы пуллер наконечник пуллера плазменный электрод

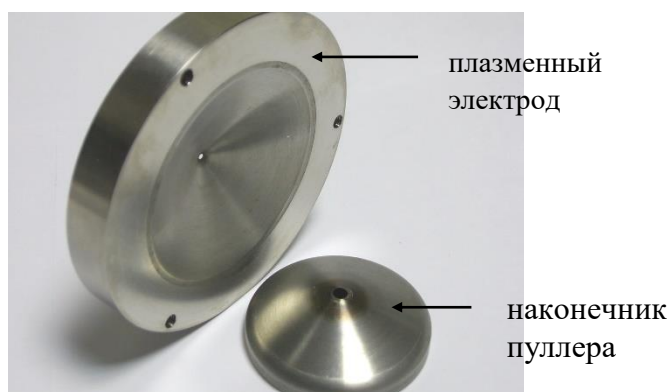
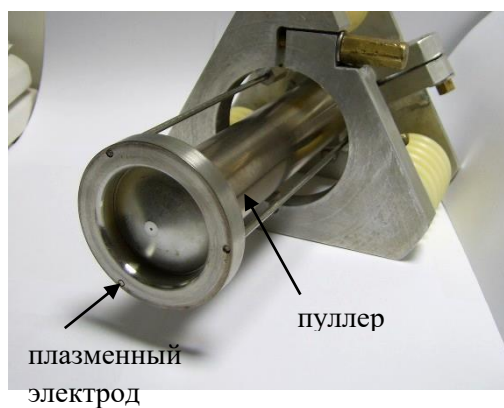


Рисунок 1.13. Двухэлектродная одноапертурная система экстракции.

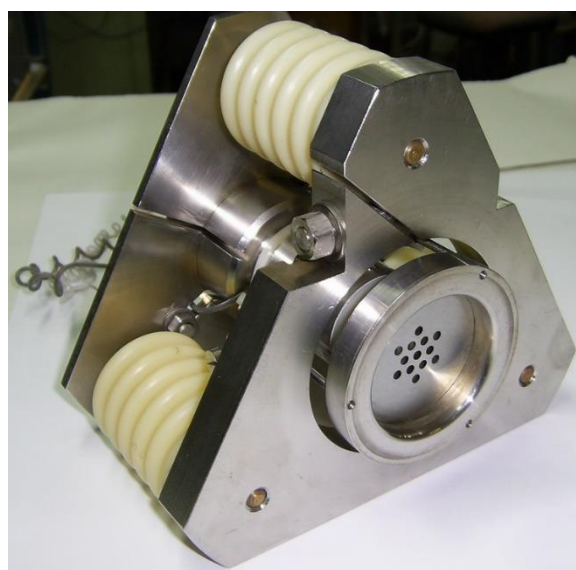


Рисунок 1.14. Фотография многоапертурной системы формирования ионного пучка.
Сверху – плазменный электрод и наконечник пуллера. Снизу – экстрактор в сборе.

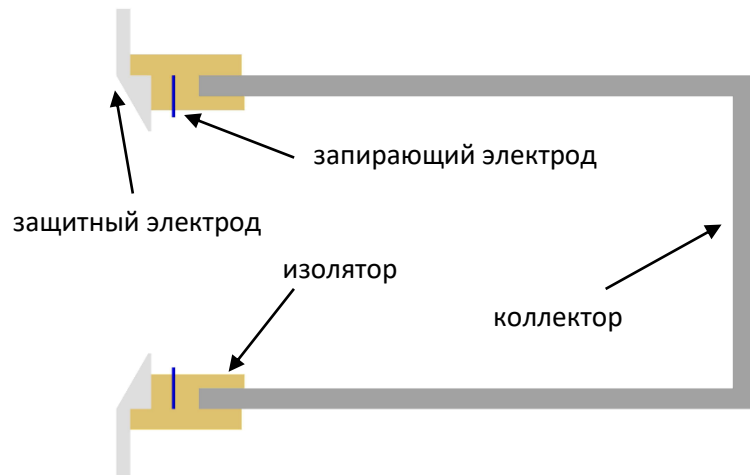


Рисунок 1.15. Устройство цилиндра Фарадея.

Для измерения эмиттанса пучка ионов использовался известный «repper-pot» метод, описанный, например, в [84]. Схематично принцип измерения представлен на рисунке 1.16. Схема эксперимента показана на рисунке 1.17. Перпендикулярно к направлению распространения ионного пучка, на расстоянии l_p от среза пуллера была установлена диафрагма, представляющая из себя металлический экран с девятью отверстиями малого диаметра $d_p=0.3mm$, расположенными (как это показано на рисунке 1.3.10) на расстоянии $S=7mm$ друг от друга. На расстоянии l_s за пластиной был установлен сцинтилляционный экран, изготовленный из CsI. Ионы пучка, проходя сквозь отверстия пластины и попадая на сцинтиллятор, приводили к свечению экрана, которое регистрировалось на фотокамеру.

Типичная картина свечения сцинтиллятора при использовании многоапертурной системы экстракции представлена на рис. 1.18. Изображение было получено для напряжения экстракции равного $U=13.6 kV$ и представляет собой девять групп, состоящих из тринадцати пятен. Группы пятен отвечают 9 отверстиям в диафрагме, а пятна соответствуют 13 отверстиям в плазменном электроде. Схематично процесс формирования пятен показан на рисунке 1.17.

Поперечный размер каждого пятна связан не только с размером отверстий в диафрагме, но и с температурным разбросом по скоростям внутри каждого малого пучка. Детальный анализ изображения позволяет собрать достаточно полную информацию о структуре фазового пространства пучка и, в частности, оценить его поперечный эмиттанс.

Для спектрального анализа экстрагируемого пучка положительных ионов в эксперименте использовался анализатор, изображенный на рис.1.19. Прибор состоит из вакуумной камеры, через которую транспортируется пучок анализируемых ионов, электромагнита, предназначенного для разделения ионов по отношению масса/заряд, источника питания электромагнита и второго цилиндра Фарадея, расположенного в конце ионного тракта, предназначенного для регистрации ионов.

Электромагнит служил для создания участка однородного магнитного поля в ионном тракте. В этом однородном магнитном поле располагалась вакуумная камера, внутри которой пучок анализируемых ионов с определенным отношением заряда к массе делал поворот на 42 градуса и попадал в прямолинейный участок тракта длиной 1 м. Ионы регистрировались с помощью второго цилиндра Фарадея. Ионный тракт дополнительно откачивался абсорбционным насосом производительностью 100 л/с. Массовое разрешение данного прибора при напряжении экстракции свыше 20 кВ составляло примерно 20.

Источник питания импульсного магнитного поля ловушки, клапан напуска рабочего газа, модулятор гиротрона должны были срабатывать последовательно с необходимыми регулируемые задержками (для наглядности см. рис. 1.20). Все устройства, кроме

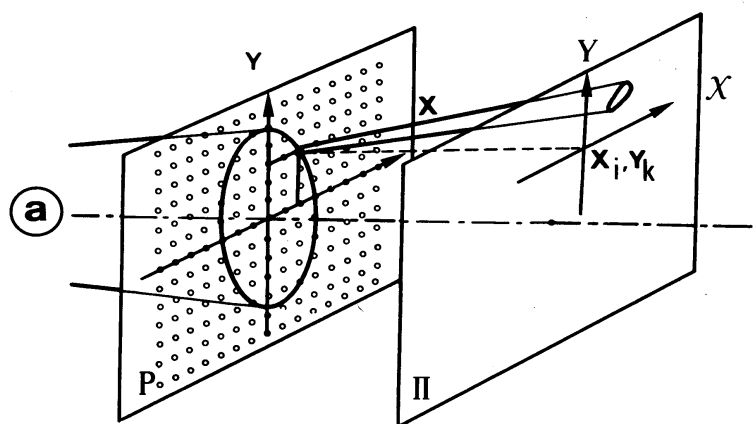


Рисунок 1.16. Схематичное изображение принципа, на котором основан метод “pepper-pot”.

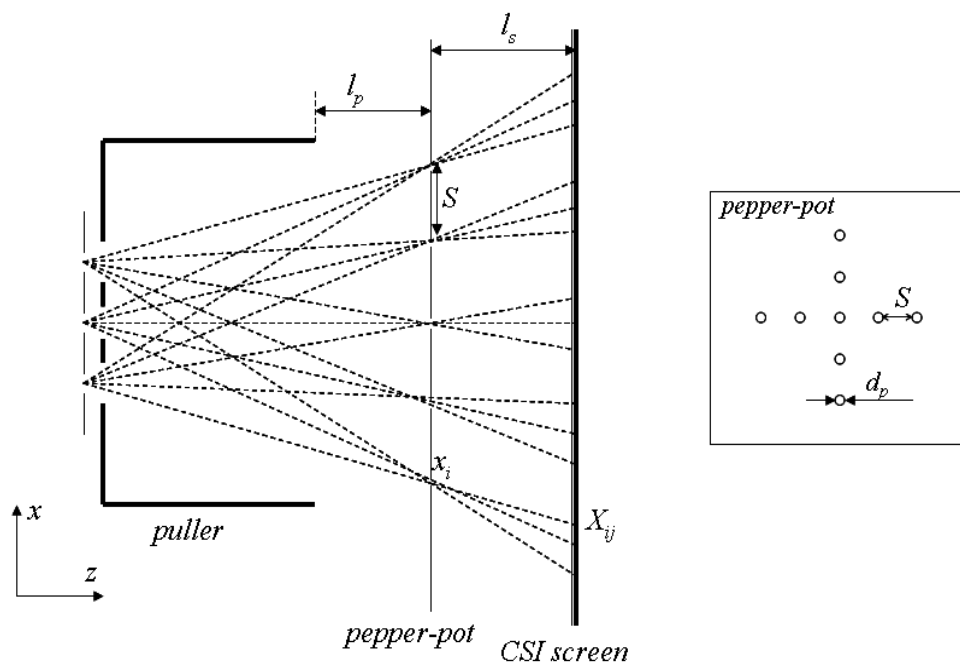


Рисунок 1.17. Схема экспериментов по измерению эмиттанса.

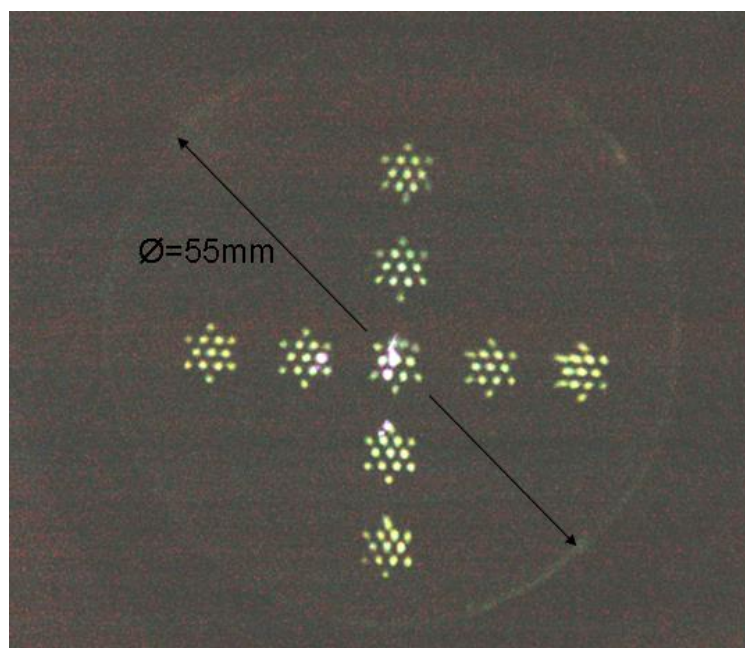


Рисунок 1.18. Фотография свечения сцинтилляционной пластины. Несколько ярких пятен в центре фотографии, связаны с изображением свечения плазмы в ловушке.

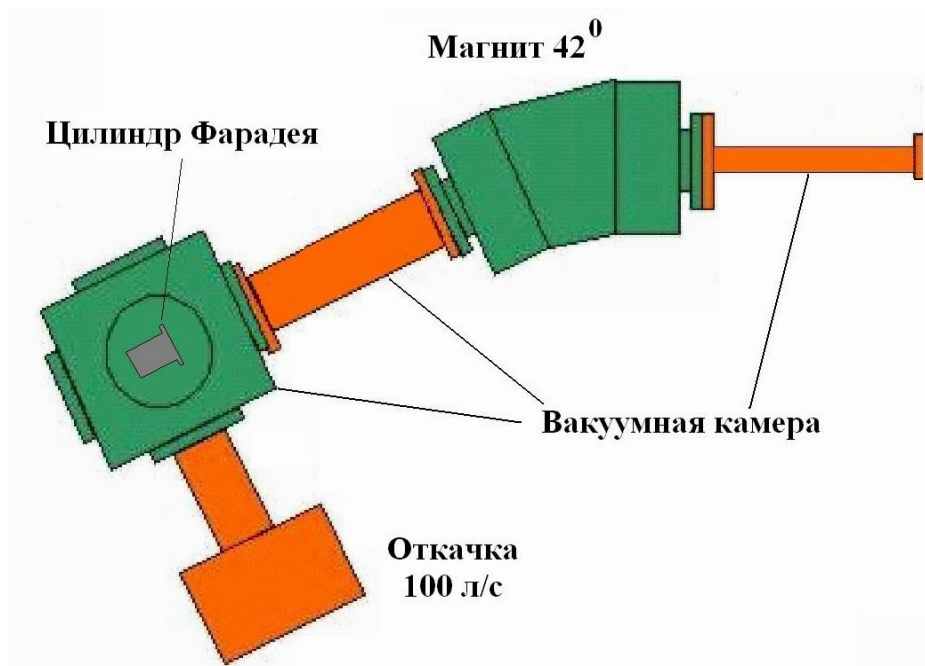


Рисунок 1.19. Магнитостатический анализатор ионов.

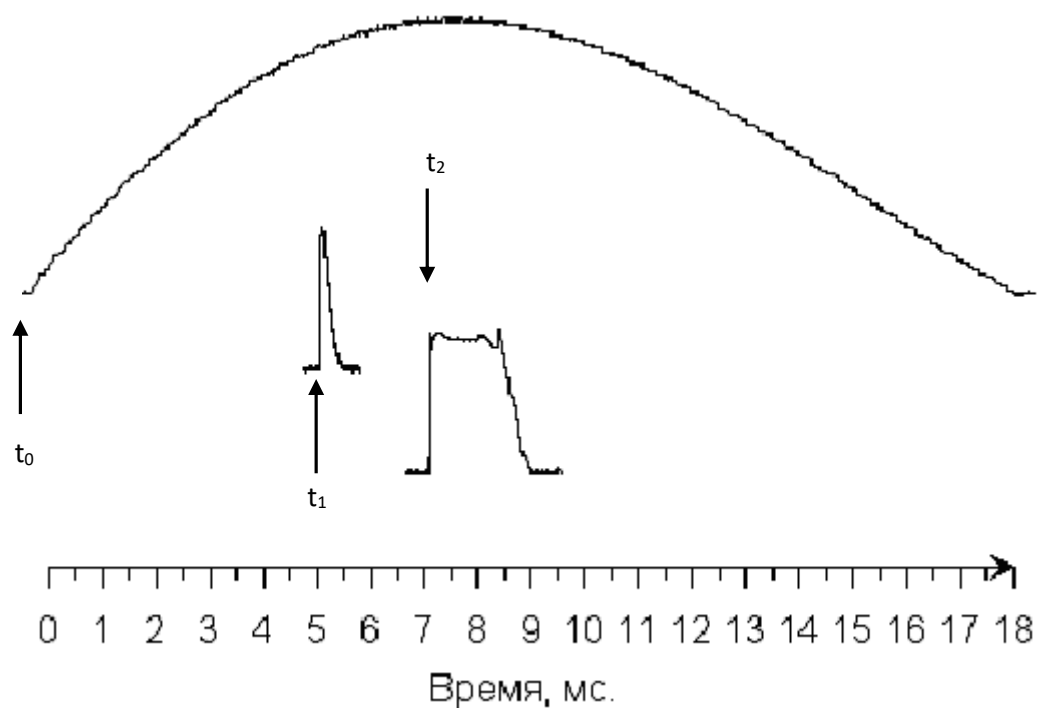


Рисунок 1.20. Порядок синхронизации исполнительных устройств экспериментального стенда. Сверху вниз по порядку: Импульс тока магнитного поля ловушки, ток через электромагнит импульсного клапана напуска газа, форма огибающей падающего СВЧ импульса излучения гиротрона.

модулятора гиротрона, работали в ждущем режиме, запуск устройств производился по мере накопления достаточного заряда в накопителе модулятора гиротрона. Сигнал, пропорциональный напряжению на накопителе, поступал на АЦП компьютера, после выхода напряжения на заданный уровень компьютер формировал импульсы запуска в отдельных каналах с соответствующими задержками, импульсы усиливались и подали на тиристорные ключи соответствующих устройств.

1.3.2 Сильноточный источник многозарядных ионов на основе ЭЦР разряда в магнитной ловушке со встречными полями с нагревом плазмы излучением с частотой 37,5 ГГц.

Для демонстрации устойчивости плазмы в каспе по сравнению с прямой ловушкой были выполнены измерения токов пуллера и цилиндра Фарадея при одинаковых условиях: мощность СВЧ излучения, напуск газа и величина магнитного поля в пробках. Полученные при этом осциллограммы токов пучка и пуллера, а также ток иона N^{2+} представлены на рисунках 1.17 и 1.18. В ловушке касп токи пуллера и цилиндра Фарадея оказываются стабильны как в течении импульса, так и от импульса к импульсу, чем в случае простой зеркальной ловушки, что, скорее всего, является следствием МГД устойчивости плазмы в каспе и ее отсутствия при простой пробочной конфигурации магнитного поля. Из рис. 1.18 хорошо видно не только стабильность полного тока ионного пучка, о которой упоминалось выше, но и стабильность генерации конкретного многозарядного иона.

Основные экспериментальные исследования были направлены на поиск оптимальных условий экстракции ионов из плазмы ЭЦР разряда в ловушке со встречными полями. Были измерены токи ионов, попавших на коллектор цилиндра Фарадея и на пуллер. На первом этапе формирование ионного пучка осуществлялось с помощью одноапертурной системы экстракции, описанной в разделе 1.3.1, диаметр апертура плазменного электрода составлял 1 мм. Плазма разрывалась в промежутке между электродами напряжением экстракции 20 - 50 кВ. Ускоренные ионы попадали на пуллер и цилиндр Фарадея. Характерные осциллограммы токов пуллера и цилиндра Фарадея при магнитном поле в пробке $\approx 1,7$ Тл, при давлении в колбе, из которой производится напуск нейтрального газа (азота) в ловушку, 0,12 атм и при напряжении экстракции 40 кВ приведены на рис. 1.19. Были получены зависимости токов на цилиндр Фарадея и пуллер от напряжения экстракции при различных расстояниях от пробки магнитной ловушки до системы экстракции. Пример такой зависимости при расстоянии между экстрактором и магнитной пробкой ловушки равным 12 см приведен на рис. 1.20.

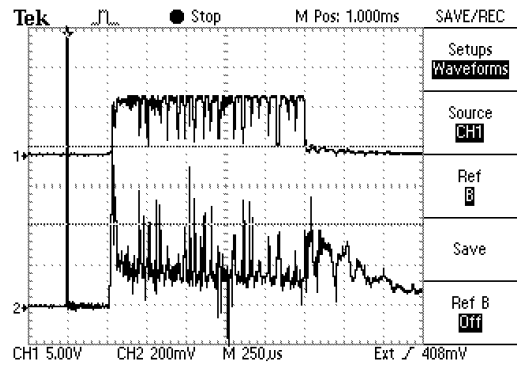
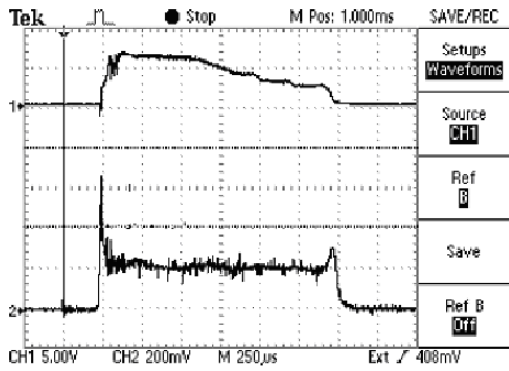


Рисунок 1.21. Осциллограммы токов пуллера и цилиндра Фарадея. Верхний луч – ток пуллера, нижний – ток цилиндра Фарадея. Слева - касп, справа – простая зеркальная ловушка.

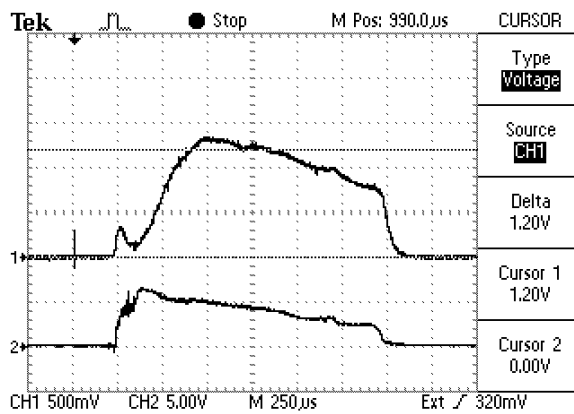


Рисунок 1.22. Осциллограммы токов пуллера и иона N^{2+} . Верхний луч – ток иона N^{2+} , нижний – ток пуллера.

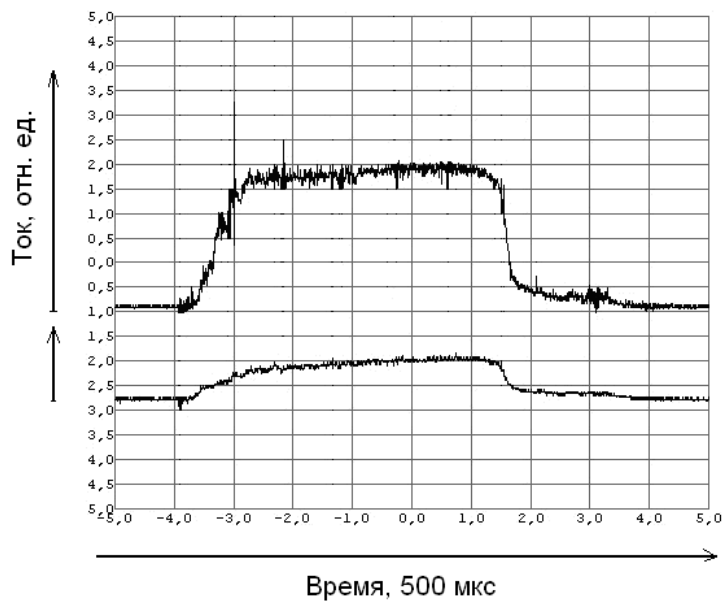


Рисунок 1.23. Осциллограммы ионных токов цилиндра Фарадея (верхний луч) и пуллера.
Напряжения экстракции 40 кВ.

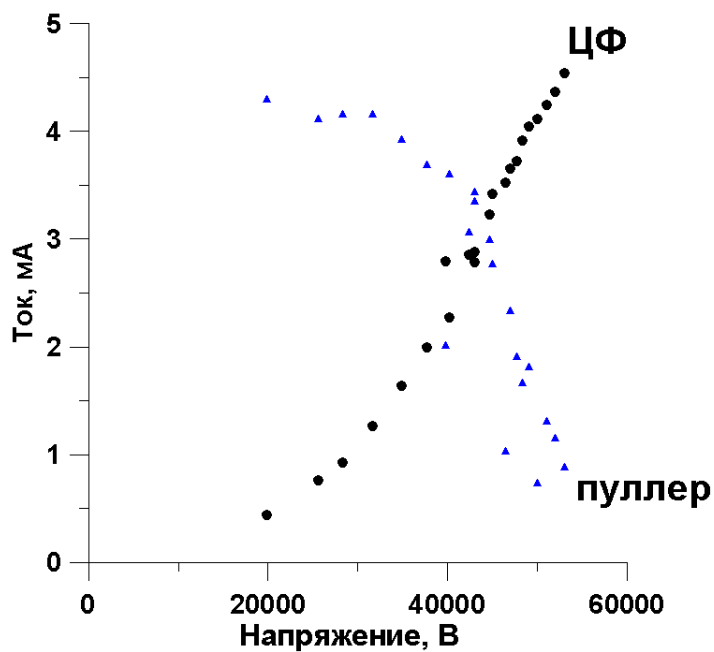


Рисунок 1.24. Зависимости ионных токов экстракции на цилиндр Фарадея (ЦФ) и пуллера от экстрагирующего напряжения при расстоянии между экстрактором и магнитной пробкой ловушки 12 см.

В этом случае плотности полного тока ионов через апертуру плазменного электрода достигала величин порядка 650 mA/cm^2 . Отметим, что плотность тока пучка в случае классических источников многозарядных ионов минимум на порядок ниже, чем полученная в ходе описанных экспериментов.

Как уже упоминалось, измерения экстрагируемых токов были проведены при различных расстояниях между экстрактором и магнитной пробкой. Их результаты приведены на рис. 1.21 вместе с рассчитанной зависимостью. Сплошной линией показан результат расчета потока ионов из ловушки через отверстие диаметром 1 мм. Расчет сделан для параметров плазмы, соответствующих условиям данного эксперимента в предположении, что плотность тока ионов пропорциональна величине магнитного поля (разлет плазмы по силовым линиям магнитного поля). Экспериментальные точки соответствуют измеренной сумме токов на цилиндр Фарадея, расположенного сразу за системой экстракции, и пуллер. На каждом расстоянии измерения проводились для оптимального напряжения экстракции, при котором ток цилиндра Фарадея максимален. Отметим, что полученный в экспериментах ток экстрагируемого ионного пучка является рекордным на сегодняшний день для ЭЦР источников. Произвести измерения при меньших расстояниях между пробкой ловушки и системой экстракции не представлялось возможным из-за необходимости использования слишком высокого напряжения для качественного извлечения ионов из плазмы. Электропрочность ускоряющего промежутка между электродами при помещении системы экстракции в слишком плотную плазму оказывалась недостаточной, что приводило к пробоям между электродами. Однако следует отметить, что при должной модификации системы экстракции возможно дальнейшее повышение тока экстрагируемого ионного пучка за счет смещения ее в область более высоких плотностей потока плазмы.

Кроме тока пучка еще одной важной характеристикой является его эмиттанс, величина которого характеризует качество пучка и его пригодность для дальнейшего использования (транспортировки, ускорения и т.д.). Непосредственные измерения эмиттанса проводились с помощью “perreg-pot” метода. Он отличается сравнительной простотой и позволяет в эксперименте за один импульс получать всю необходимую информацию о фазовой сформированности пучка по обеим поперечным координатам.

В ходе экспериментов пластина “perreg-pot” помещалась непосредственно за срезом пуллера, чтобы заведомо перехватить весь ионный пучок (пластина и экран подробно описаны в первой главе).

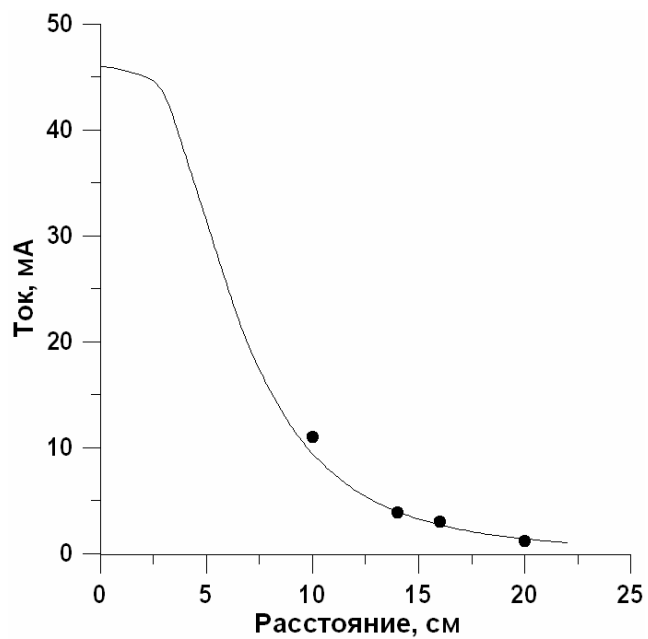


Рисунок 1.25. Сумма токов на цилиндр Фарадея и пуллер при различных расстояниях между магнитной пробкой ловушки и системой экстракции. Точки – экспериментальные данные, сплошная линия – результат расчета.

Сцинтилляционный экран помещался на расстоянии 55 мм от пластины (так, чтобы на нем помещались все элементарные пучки, вышедшие из отверстий пластины). Изображение свечения на экране регистрировалось с помощью цифрового фотоаппарата.

На рисунке 1.26 представлена фотография свечения пластины для случая, когда экстрактор располагался на расстоянии 10 см от магнитной пробки, а величина ускоряющего напряжения составляла 46 кВ. На рисунке 1.27 представлена восстановленная по фотографии свечения диаграмма эмиттанса в одной из поперечных плоскостей. Нормализованная величина эмиттанса составляла $0.01 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$. Полученные результаты измерений тока и эмиттанса экстрагируемого ионного пучка из плотной плазмы ЭЦР разряда, удерживаемой в ловушке со встречными полями, и поддерживаемой мощным СВЧ излучением с частотой 37,5 ГГц, в совокупности определяют яркость полученного пучка. Большая величина тока при малом эмиттансе обеспечивает рекордную для ЭЦР источников многозарядных ионов плотность яркость полученного пучка $50 \text{ A}/(\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад})^2$, на порядок превосходящую лучшие мировые результаты [85,86].

На следующем этапе проводились исследования перспектив применения многоапертурных систем экстракции для формирования ионных пучков с большим током. Интерес к этим работам связан с тем, что при экстракции интенсивного ионного пучка нельзя неограниченно повышать его ток только за счет увеличения отверстия в плазменном электроде из-за роста влияния объемного заряда, который требует повышения напряжения между электродами. Оставаясь в пределах технически реализуемых значений ускоряющих напряжений, существенное увеличение тока пучка может быть достигнуто за счет применения именно многоапертурных систем экстракции, формирующих большое число слабозаимодействующих ионных пучков с малыми апертурами. Недостатком же такого подхода является заметное повышение эмиттанса пучка в связи с его распределенностью по апертуре больших размеров. Для определения перспектив применения такого подхода к формированию сильноточных ионных пучков потребовалось определить радиальное распределение плотности потока плазмы из ловушки на разных расстояниях от магнитной пробки и выбрать расположение плазменного электрода так, чтобы плотность потока слабо менялась на масштабах области, занятой отверстиями в электроде. Степень однородности радиального распределения плазмы в зоне ее разлета из ловушки определялась с помощью одиночного ленгмюровского зонда. Зонд перемещался без нарушения вакуума в радиальном направлении, измерения проводились на различных расстояниях от магнитной пробки. Было обнаружено, что в поперечной (по отношению к оси) плоскости, например на расстоянии 14 см (см. рис. 1.28) от пробки ловушки, область со степенью однородности



Рис. 1.26. Фотография свечения сцинтиллятора при энергии пучка 46 кэВ.

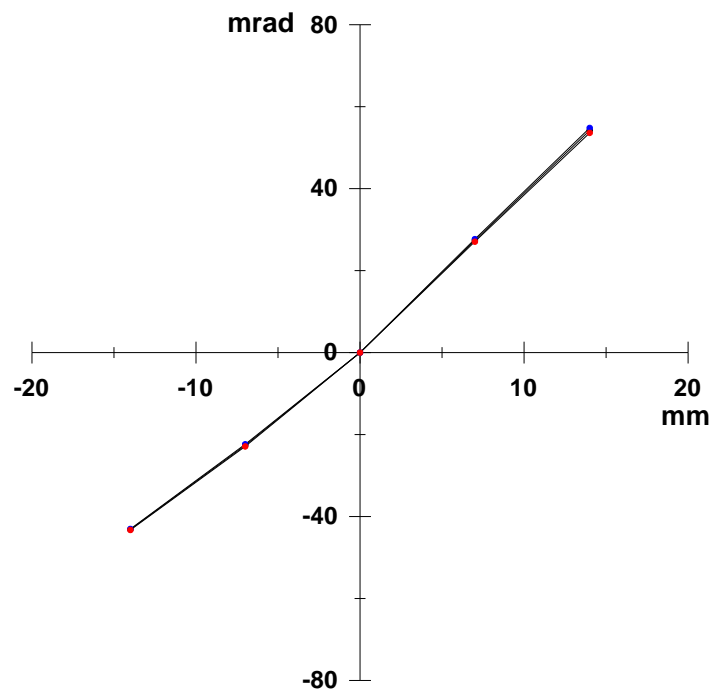


Рисунок 1.27. Диаграмма эмиттанса ионного пучка в горизонтальной плоскости.

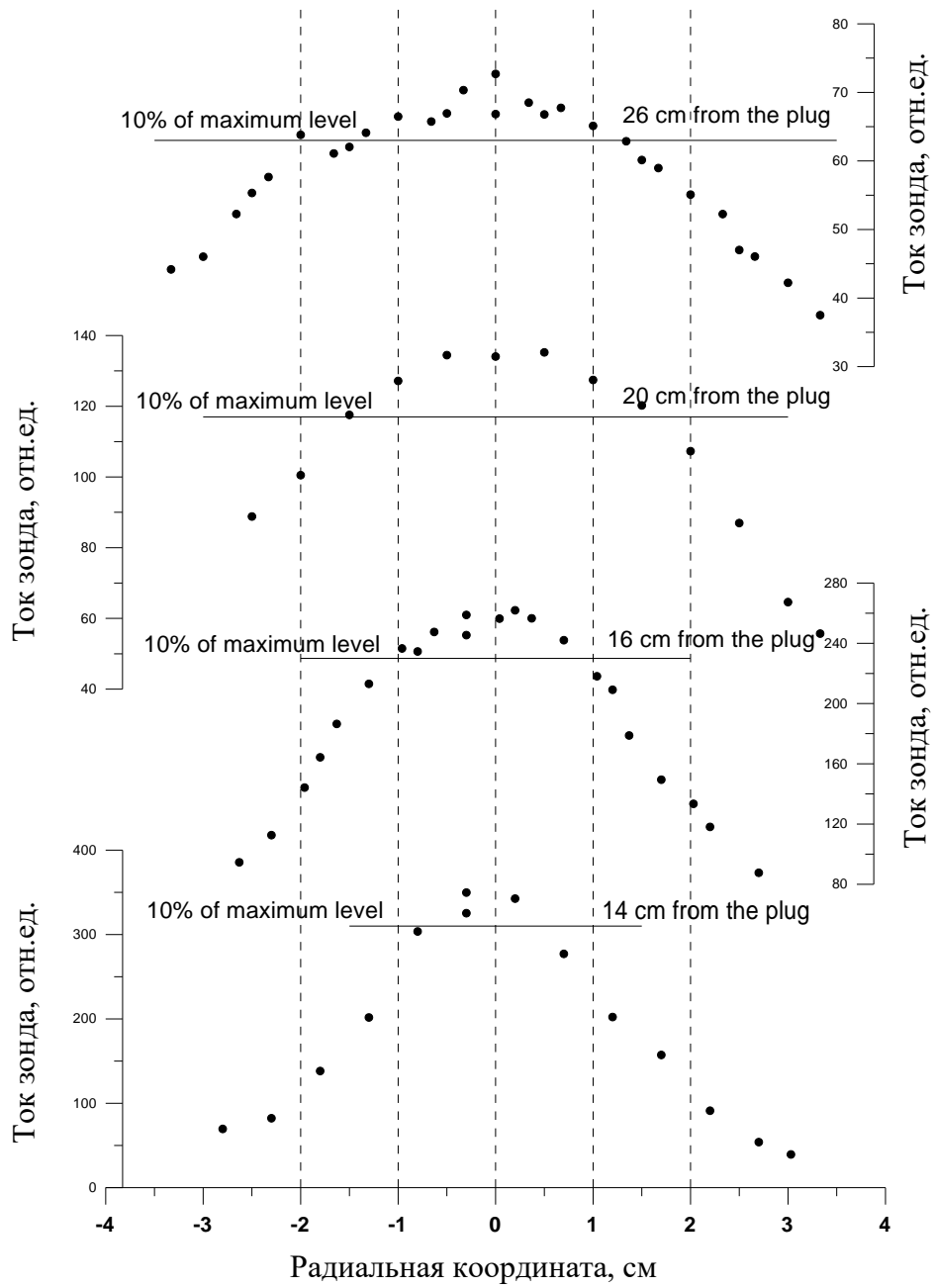


Рисунок 1.28. Зависимость ионного тока насыщения на зонд от радиальной координаты.

ионного тока насыщения зонда на уровне 10% от значения тока на оси системы (максимальный ток) составляла 1.5 см в диаметре, а на расстоянии 26 см – 3 см.

Для формирования сильноточных пучков была сконструирована и изготовлена система экстракции с 13 отверстиями, состоящая из плазменного электрода и пуллера. Фотографии экстрактора в собранном виде, а также отдельных электродов представлены на рис. 1.14. Диаметры апертур в каждом электроде составляли 3 мм. Таким образом, полная площадь извлекающих отверстий составляла $\approx 0.9 \text{ см}^2$. На рисунках 1.29 и 1.30 представлены зависимости токов на ЦФ и пуллер от ускоряющего напряжения для случаев, когда экстрактор располагался на расстояниях 22 и 21 см от пробки соответственно. Зазор между электродами при этом составлял 9 мм. Максимальные величины токов в обоих случаях составляли 110 и 150 мА соответственно.

Эмиттанс, как в случае с одноапертурной системой, измерялся с помощью “reppot” метода. Пластина располагалась непосредственно за срезом пуллера (на расстоянии ~ 1 мм). На расстоянии 55 мм от нее была установлена сцинтилляционная пластина CsI. Фотографии свечения пластины для случая, когда экстрактор устанавливался в 21 см от пробки при напряжениях экстракции 21, 24, 26 и 30 кВ представлены на рисунке 1.31. Здесь каждая из 9 групп пятен соответствует отверстиям в пластине “reppot”, а отдельные пятна в группах – тринадцати отверстиям в плазменном электроде. Из характера изображения свечения (хорошего разрешения изображения каждого пучка, отсутствия «перемешивания» трасс пучков, отсутствия искажений формы свечения эмитирующей поверхности) уже можно сделать вывод, что эмиттанс каждого из 13 пучков не велик. На рисунке 1.32 представлена восстановленная с помощью фотографии свечения диаграмма эмиттанса в одной плоскости V_x/V_z -х для 30 кВ ускоряющего напряжения. Каждая из семи областей на диаграмме соответствует отверстию в плазменном электроде (так координаты некоторых отверстий совпадают, то групп всего семь). Площадь каждого «малого эллипса» мала и составляет около 10 π мм мрад, поэтому эффективный эмиттанс, соответствующий площади фигуры, охватывающей все семь групп, определяется только взаимным расположением отверстий на плазменном электроде и составляет 450 π мм мрад или 0.9 π мм мрад в нормализованных единицах.

Для анализа эффективности генерации МЗИ в плазме ЭЦР разряда, удерживаемой в ловушке со встречными полями, были проведены исследования состава ионного пучка. Эксперименты проводились для различных сортов рабочих газов, таких как гелий, азот, аргон и ксенон. Следует отметить, что основная часть исследований проводилась с использованием азота в качестве рабочего газа. Полученные результаты демонстрируют

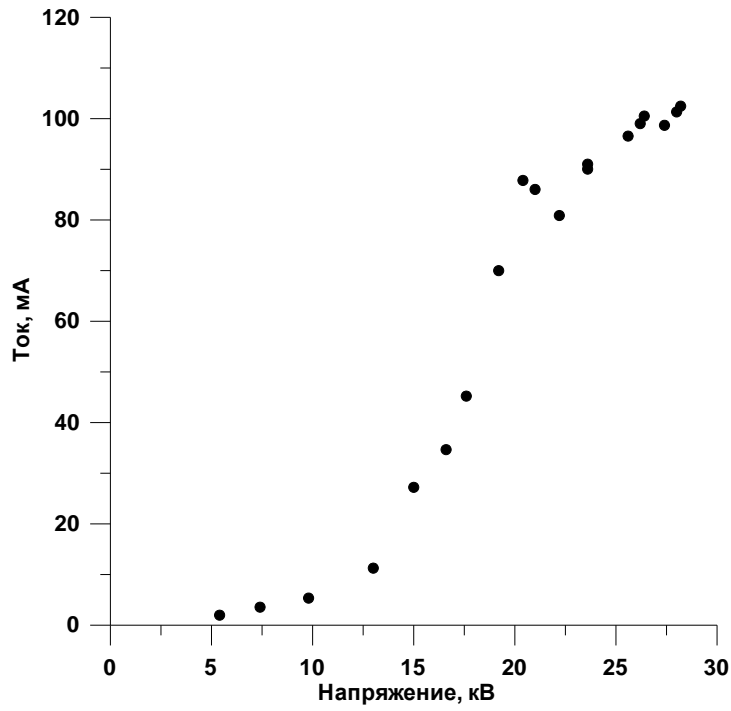


Рис. 1.29. Зависимость тока на ЦФ от напряжения для 22 см от пробки.

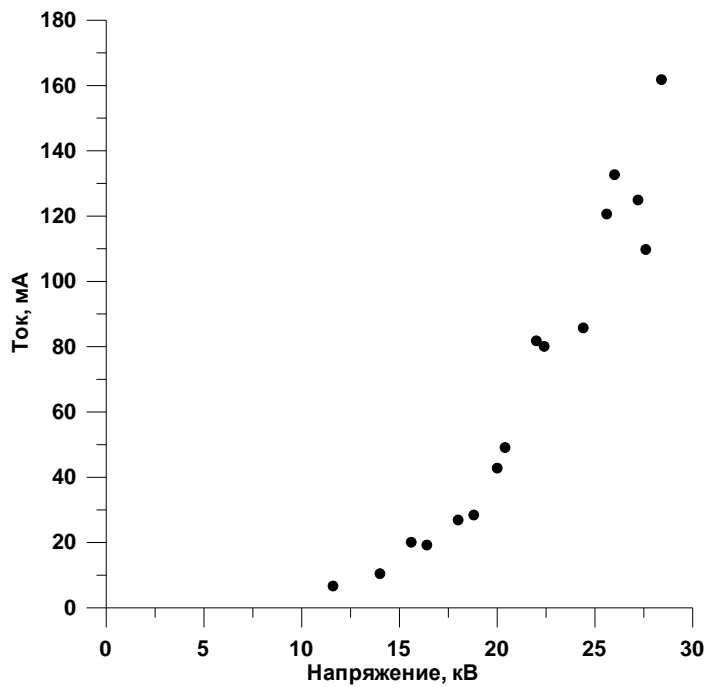


Рис. 1.30. Зависимость тока на ЦФ от напряжения для 21 см от пробки.

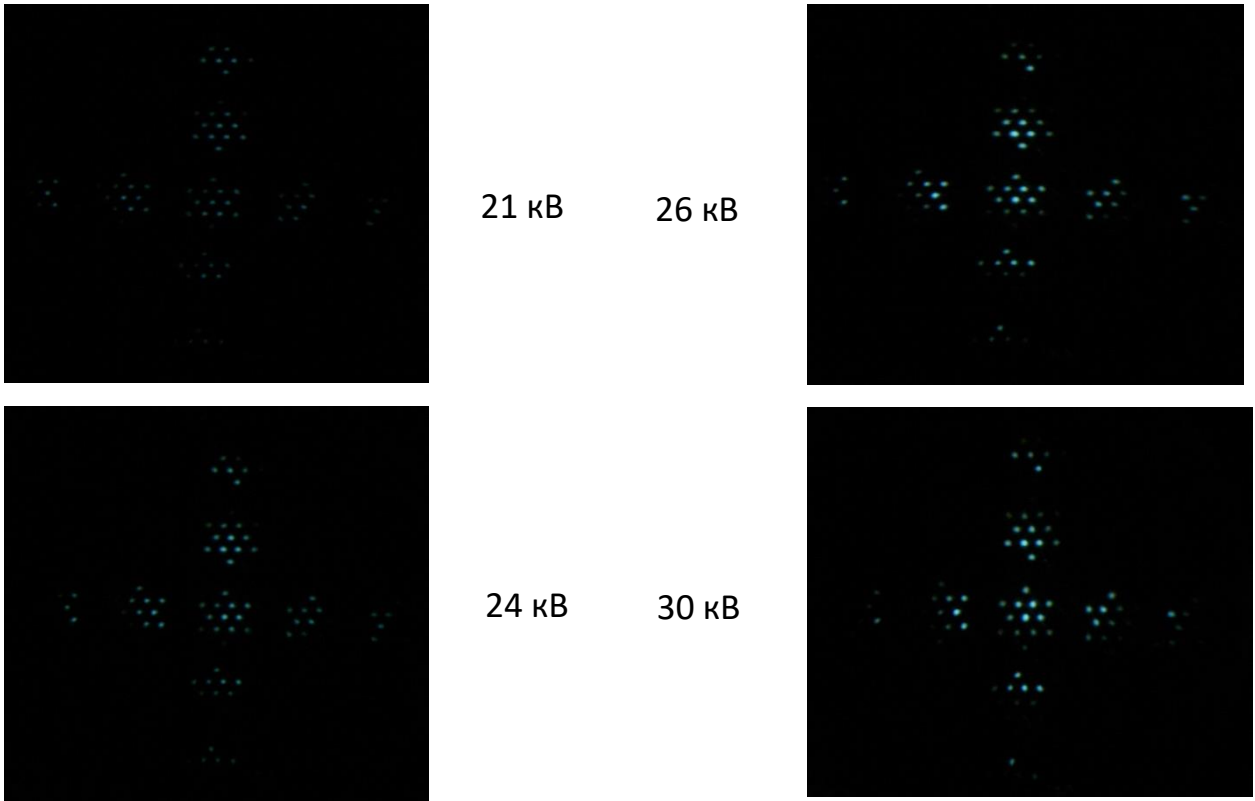


Рис. 1.31. Фотографии свечения пластины CsI для различных энергий пучка ионов.

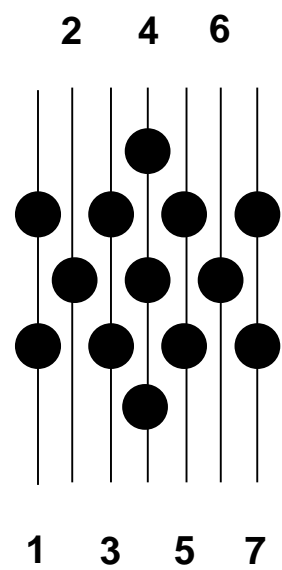
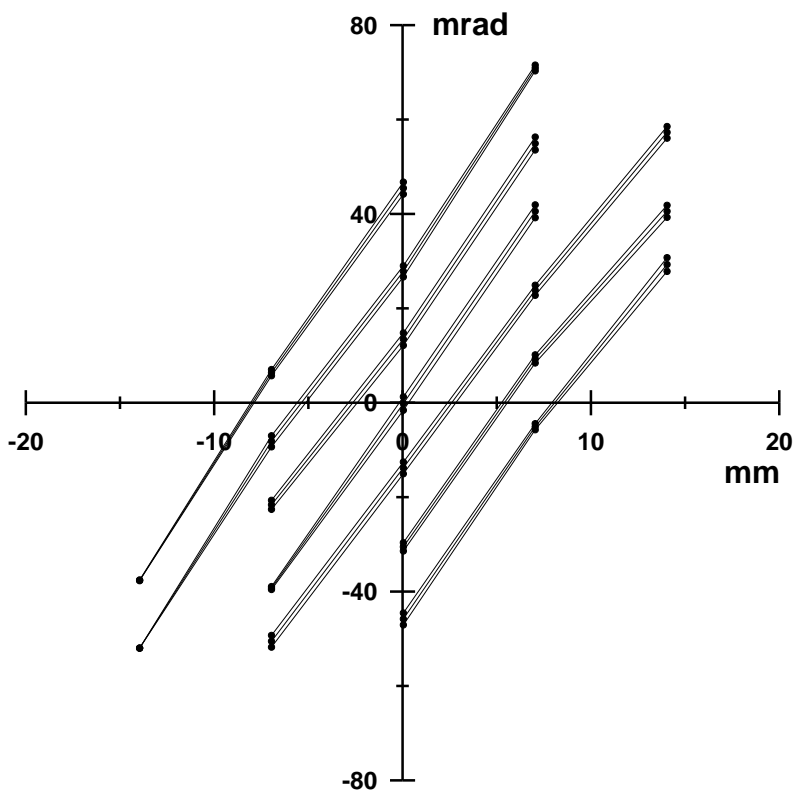


Рис. 1.32. Диаграмма эмиттанса.

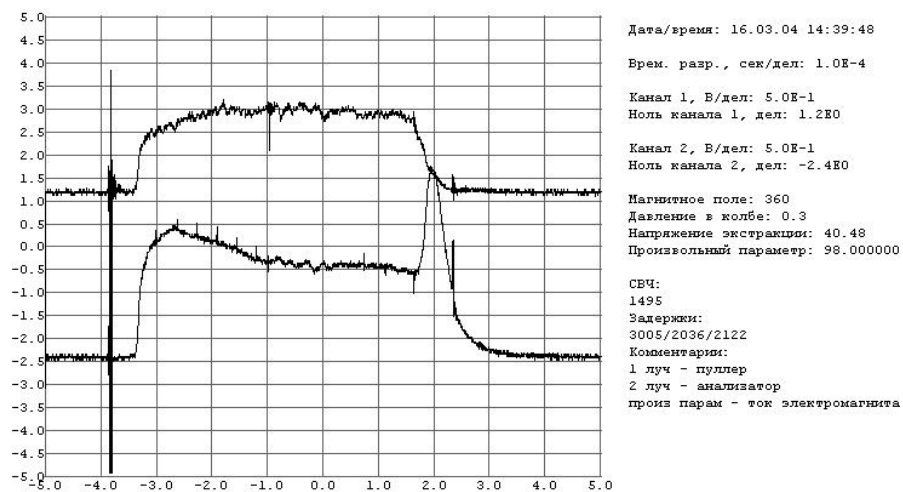
стабильность токов различных ионов. Характерные осциллограммы токов ионов N^{2+} и N^{3+} при напряжении экстракции примерно 40 кВ приведены на рис. 1.33.

Всплески токов ионов в конце импульса объясняются повышением эффективности экстракции при уменьшении плотности плазмы.

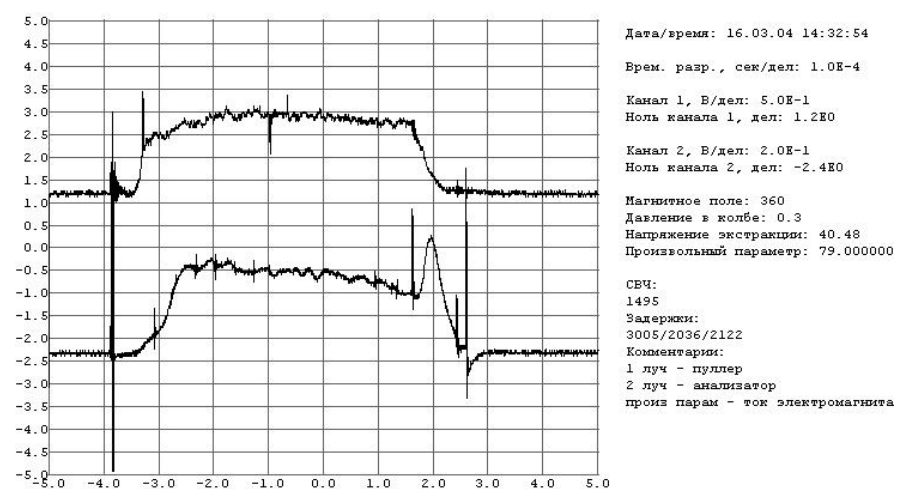
Распределение ионов азота по кратностям ионизации в экстрагируемом пучке при магнитном поле в пробках на продольной оси $\approx 1,7$ Тл и напряжении экстракции 40 кВ при условии напуска газа в ловушку на уровне, соответствующем максимальному значению тока иона N^{3+} (по величине тока данного иона проводилась оптимизация условий эксперимента), приведено на рис. 1.34. Кроме ионов азота в спектре явно присутствуют ионы различных примесей, таких как углерод, кислород и фтор. Наличие примесей обусловлено в основном наличием потока газа со стенок вакуумной камеры при их бомбардировке плазмой.

На рис. 1.34 вместе с экспериментальными результатами приведены теоретически рассчитанные токи ионов азота для случая, когда концентрация электронов $N_e = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и их температура $T_e = 70$ эВ (которые были представлены выше на рис. 1.8 в пункте 1.2). Видно хорошее соответствие экспериментально спектра теоретическим расчетам.

Для демонстрации преимуществ квазигазодинамического режима удержания плазмы были проведены исследования с более тяжелыми газами и различными эффективными длинами ловушек. Из формулы (1.2) для квазигазодинамического режима удержания плазмы видно, что времени жизни возрастает с ростом атомной массы и длины ловушки, что в свою очередь должно приводить к росту среднего заряда ионов. Исследовались распределения ионов по зарядовым состояниям в пучках, сформированных из плазмы ЭЦР разряда в аргоне и ксеноне. На рисунках 1.35 и 1.36 приведены соответствующие ионные спектры, полученные при напряжении экстракции 25 – 30 кВ, магнитном поле в пробках на продольной оси ловушки 1.7 Тл и максимальной СВЧ мощности гиротрона (100 кВт). Условия напуска газа в ловушку были оптимизированы для генерации ионов с максимальным зарядом. Характерные величины токов экстрагируемых пучков в данных экспериментах составляли 1-5 мА.



а)



б)

Рисунок 1.33. Осциллограммы токов пуллера и ионов азота. Верхний луч – ток пуллера (нагрузка 95 Ом), нижний луч – а) ток иона N^{2+} , б) - N^{3+} .

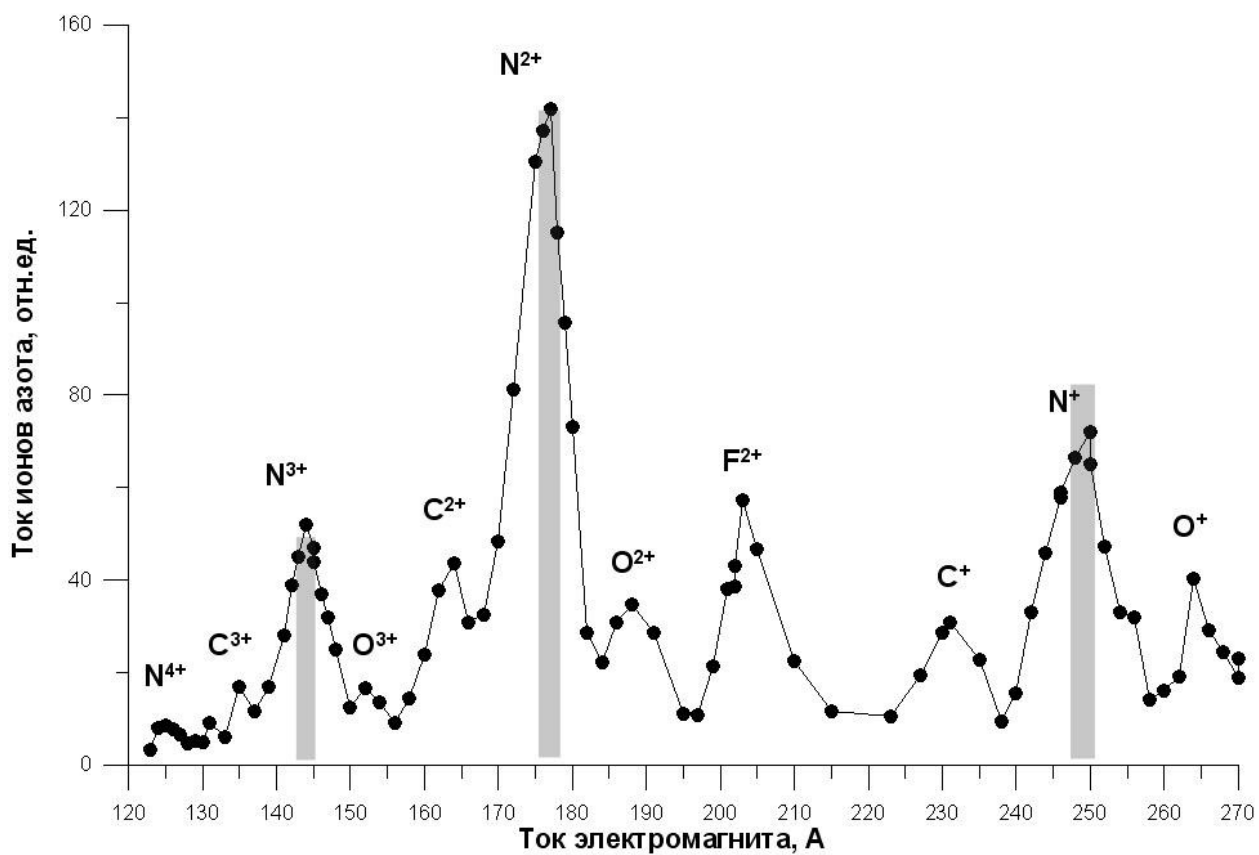


Рисунок 1.34. Распределение ионов по кратностям ионизации в пучке. Напряжение экстракции 40 кВ. Точки – экспериментально измеренный спектр, серые столбцы – результат расчета, величина тока иона N²⁺ отнормирована на экспериментально измеренное значение.

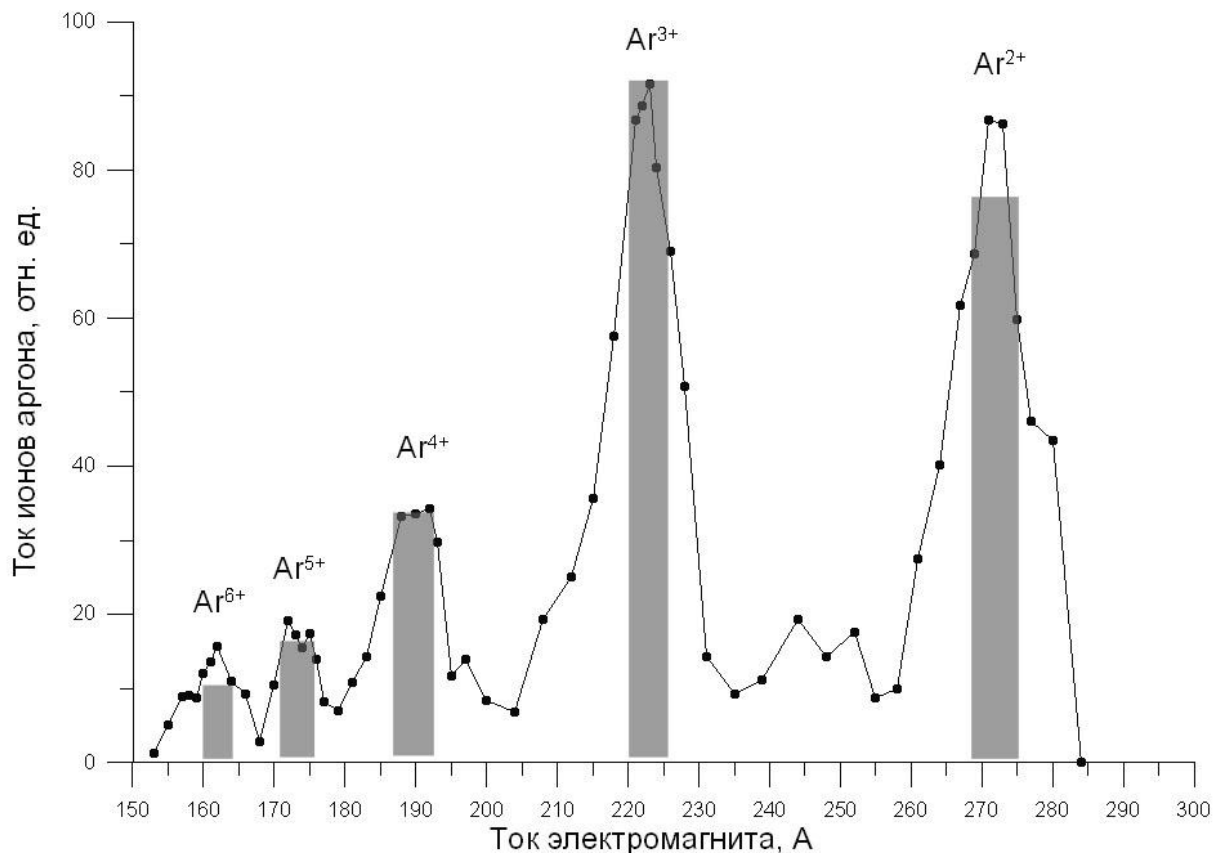


Рисунок 1.35. Распределение ионов аргона по кратностям ионизации в пучке. Напряжение экстракции 30 кВ. Серые столбцы – результат расчета, величина тока иона Ar^{3+} отнормирована на экспериментально измеренное значение.

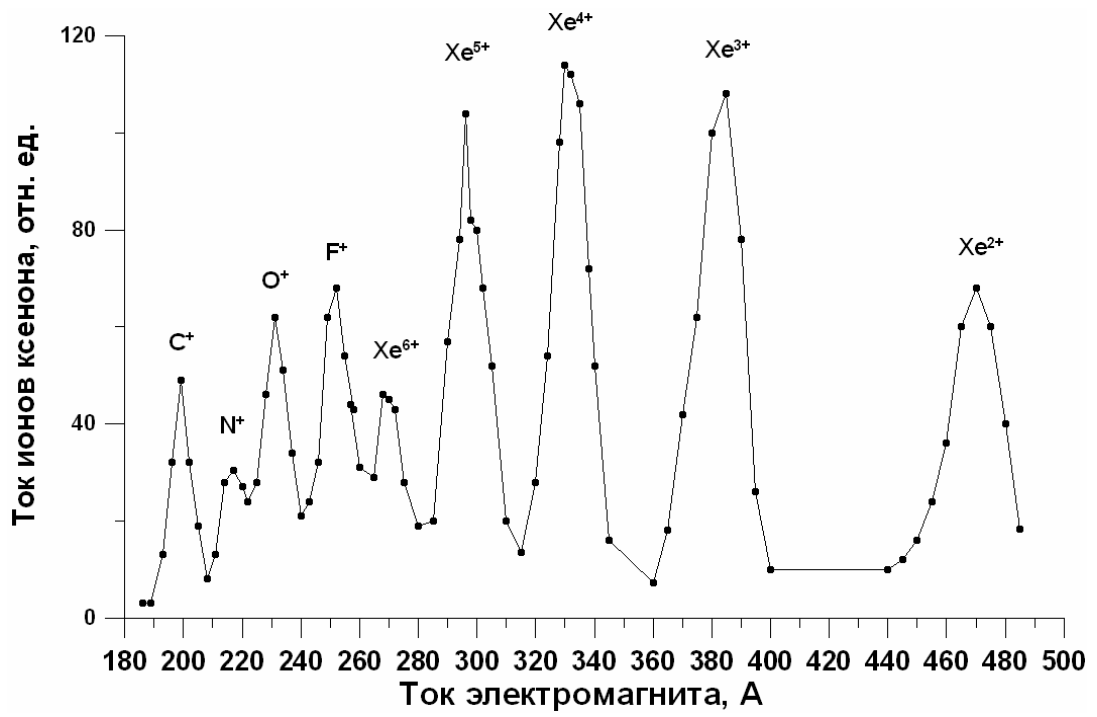


Рисунок 1.36. Распределение ионов ксенона по кратностям ионизации в пучке.
Напряжение экстракции 25 кВ.

Как видно из рисунков, средний заряд ионов в пучках оказывается тем выше, чем больше масса рабочего газа. Отметим хорошее соответствие численного моделирование результатам эксперимента. Расчеты для случая ксеноновой плазмы выполнено не было в связи с отсутствием в тот момент доступа к достоверным данным по сечениям ионизации ксенона в интересующем диапазоне температур.

Для определения зависимости среднего заряда ионов от длины магнитной ловушки были проведены измерения параметров плазмы при различных ее значениях, что реализовывалось за счет применения разных наборов магнитных катушек. На рис. 1.37 представлены экспериментальные и теоретически рассчитанные отношения токов ионов N^{3+} и N^{2+} при разных значениях длин ловушки (где под длиной опять же подразумевается объем силовой трубки, расположенной близко к продольной оси системы, деленный на площадь ее торцевых сечений в магнитных пробках). Хорошо видно повышение среднего заряда ионов в экстрагируемом пучке за счет повышения их времени жизни в ловушке, которое в случае квазигазодинамического режима пропорционально длине ловушки.

Таким образом, полученные результаты наглядно демонстрируют факт реализации именно квазигазодинамического режима удержания плазмы в ловушке со встречными полями в ходе проведенных экспериментов. Представленные зависимости подтверждают перспективность использования таких ловушек с большими эффективными длинами и высокой частоты СВЧ накачки для создания сильноточных ЭЦР источников многозарядных ионов тяжелых элементов с высокой яркостью экстрагируемого пучка.

Для демонстрации роли ЭЦР нагрева плазмы в ловушки со встречными полями были проведены эксперименты при магнитных полях ловушки, меньших резонансного. Спектр, полученный при значении магнитного поля в пробке на оси системы 0,8 Тл, при напряжении экстракции 20 кВ представлен на рис. 1.38. Из сравнения спектров приведенных на рис. 1.34 и рис. 1.38, в случаях ЭРЦ и столкновительного нагревов плазмы соответственно, явно видно влияние мощного ЭЦР нагрева на величину среднего заряда ионов в плазме. В случае разряда в нерезонансном магнитном поле максимум распределения находится на ионе N^+ , а наличие трехзарядного иона азота не удалось зарегистрировать вообще.

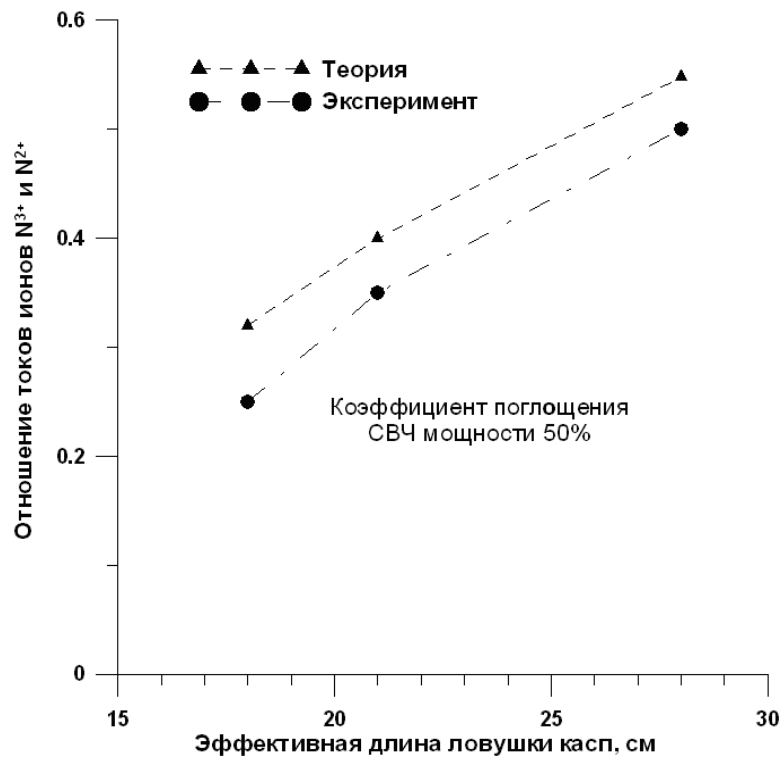


Рисунок 1.37. Зависимость отношения токов ионов N^{3+} и N^{2+} от эффективной длины используемой ловушки со встречными полями.

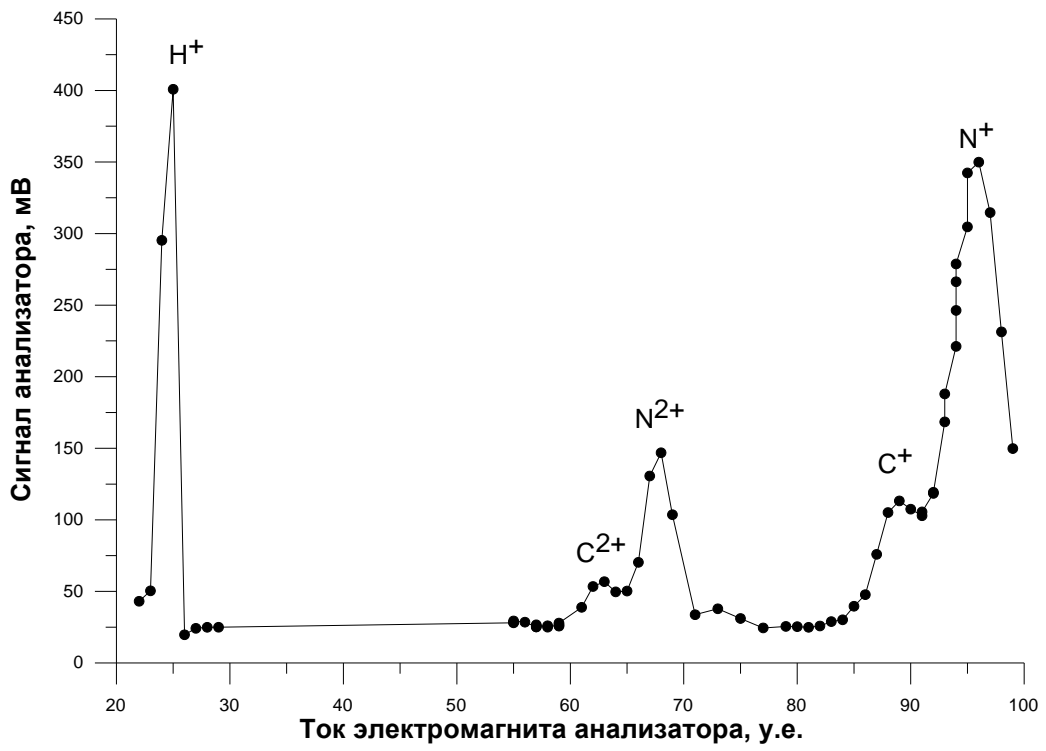


Рисунок 1.38. Распределение ионов по кратностям ионизации в нерезонансном разряде ($B < B_{\text{ECR}}$).

Также при работе ионного источника необходимо знать как зависит ток наиболее многозарядных ионов от различных параметров установки. Ниже будут представлены результаты, демонстрирующие возможность оптимизации тока ионов с высокой кратностью ионизации в случае работы с азотом на примере иона N^{3+} .

Зависимость тока иона N^{3+} от напряжения экстракции, которая приведена на рис. 1.39, как это и должно быть, точно повторяет зависимость тока на цилиндр Фарадея от того же параметра (см. рис. 1.24). Наблюдается рост тока ионов с ростом напряжения, ток ионов увеличивается в 5 раз при увеличении напряжения в 2,5 раза. Такая зависимость связана с уменьшением угла расходимости ионного пучка при увеличении напряжения экстракции.

Также было проведено исследование эффективности генерации иона N^{3+} от мощности СВЧ излучения гиротрона. Соответствующая зависимость, рассчитанная теоретически с нанесенными экспериментальными данными, приведена на рис. 1.40. Видно, что зависимость имеет явное насыщение, что может свидетельствовать о приближении температуры оптимальной для данной ловушки.

Кроме того, были проведены исследования влияния величины напуска нейтрального газа в ловушку на эффективность генерации N^{3+} . Логично предположить, что от интенсивности напуска газа в ловушку напрямую зависит концентрация плазмы в ней. В случае квазигазодинамического удержания концентрация плазмы в свою очередь оказывает существенное влияние на эффективность генерации МЗИ. Удалось получить результаты, демонстрирующие этот факт. Была снята зависимость тока N^{3+} от величины задержки между началом напуска газа и СВЧ импульсом гиротрона, которая определяет давление нейтрального газа в ловушке перед началом разряда. Зависимость, полученная при магнитном поле в пробке ≈ 1.7 Тл и напряжении экстракции 40 кВ, приведена на рис. 1.41.

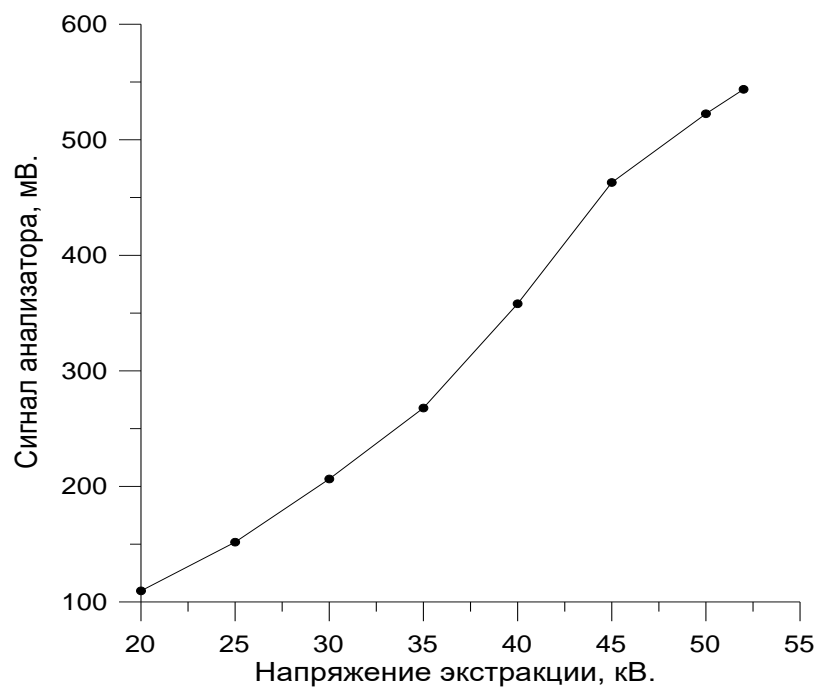


Рисунок 1.39. Зависимость тока ионов N^{3+} от напряжения экстракции.

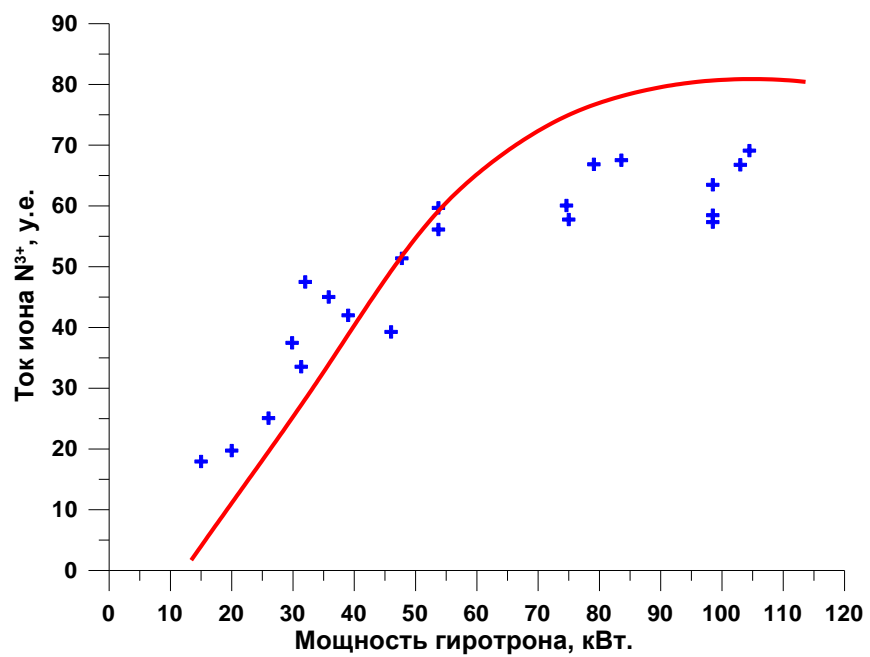


Рисунок 1.40. Зависимость тока ионов N^{3+} от СВЧ мощности. Крестики – экспериментальные данные, сплошная линия – теоретический расчет.

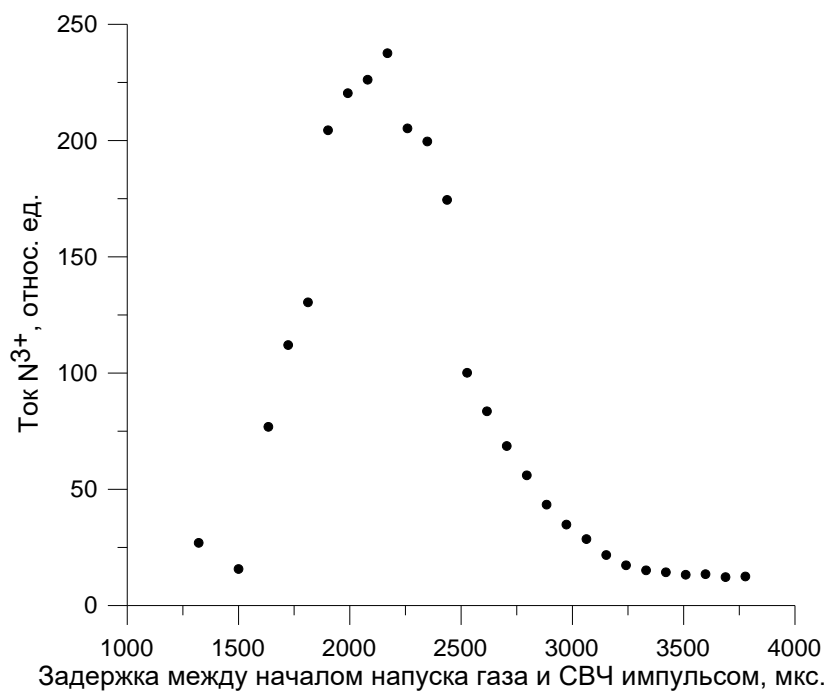


Рисунок 1.41. Зависимость тока N³⁺ от величины задержки между началом напуска газа в разрядную камеру и началом СВЧ импульса гиротрона.

Данные графика, представленного на рис. 1.41, хорошо согласуются с представлениями зависимости концентрации плазмы от напуска нейтрального газа. Действительно, при небольших задержках, когда к моменту СВЧ импульса гиротрона в ловушку поступает небольшое количество нейтрального газа, создается плазма небольшой концентрации, что существенно снижает количество эффективных ионизирующих столкновений за время жизни. В случае же больших напусков газа концентрация плазмы может превышать критическое значение. В этом случае существенным будет влияние рефракции, за счет которой большая часть СВЧ энергии не будет доходить до зоны ЭЦР резонанса, что снижает эффективность поглощения, приводит к понижению температуры электронов и как следствие существенно снижает средний заряд ионов в плазме.

Хорошее соответствие полученных экспериментальных результатов теоретическим оценкам позволяет проводить предварительные расчеты для ЭЦР источника МЗИ с лучшими параметрами на базе ловушки касп больших размеров. Использование гиротрона с большей частотой и мощностью СВЧ излучения и ловушки с большей эффективной длиной может существенно улучшить характеристики источника.

Возможно увеличение времени жизни плазмы без существенного увеличения размеров ловушки. Для этого необходимо увеличить объем силовой трубки без увеличения ее сечения в пробке. Это может быть осуществлено за счет оптимизации системы катушек магнитного поля («модифицированный» касп). Если катушки будут локализованы вблизи магнитных пробок (см. рис. 1.42), то это приведет к «разбуханию» силовой трубки в области между пробками, а, следовательно, приведет к увеличению ее объема и увеличению эффективной длины. Расчет показывает возможность достижения времени жизни плазмы не менее 20 нс при температуре электронов порядка 100 эВ.

Для импульсного источника ионов, в котором для создания плазмы может применяться мощное СВЧ излучение, представляется резонным использовать по возможности более высокую частоту накачки. Для примера ниже приведен расчет эффективности формирования многозарядных ионов азота в ЭЦР источнике с использованием гиротрона с частотой излучения 60 ГГц и плотностью потока энергии в СВЧ пучке до 100 кВт/см². Такой гиротрон с использованием модифицированного каспа, описанного выше, позволит создавать и поддерживать плазму с плотностью $6 \cdot 10^{13}$ см⁻³, температурой электронов не ниже 100 эВ. Такие параметры позволят поднять величину параметра удержания до 10^9 с·см⁻³ и выше. В этом случае можно рассчитывать на получение распределения ионов азота по кратностям ионизации, которое приведено на рис. 1.43. При этом плотность тока ионов через пробку на продольной оси ловушки будет составлять величину порядка 10 А/см². Видно, что в данном случае средний заряд ионов оказывается

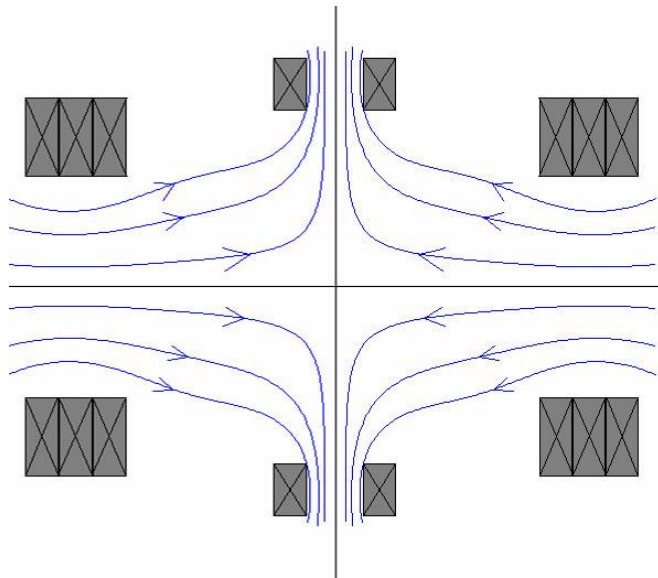


Рисунок 1.42. Схема ловушки со встречными полями с «разбухшими» силовыми трубками магнитного поля («модифицированный» касп).

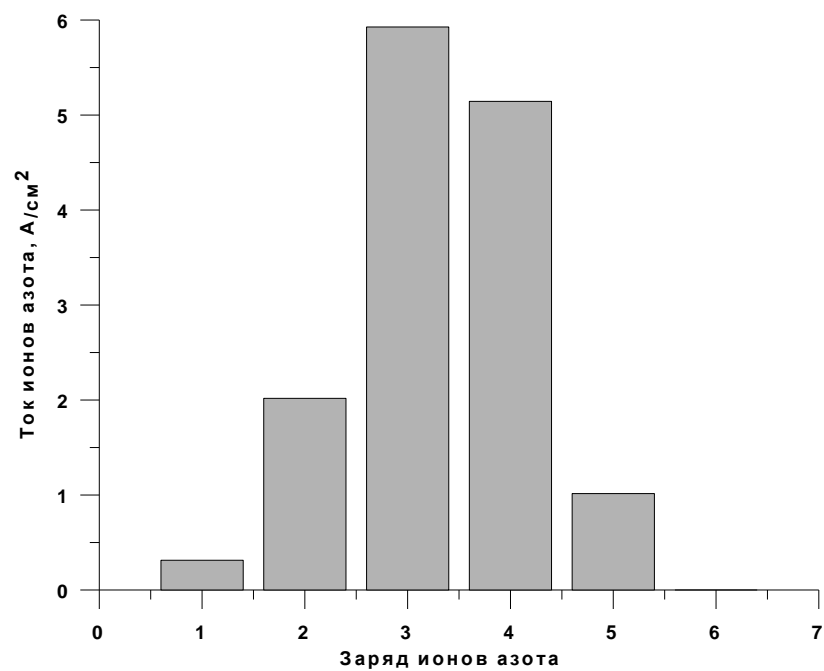


Рисунок 1.43. Расчет распределение ионов азота по кратностям ионизации. СВЧ накачка с частотой 60 ГГц, интенсивностью 100 кВт/см^2 , время жизни плазмы в ловушке 20 мкс.

более чем в два раза выше и уже соответствует мировому уровню развития ЭЦР источников, а максимально возможная плотность тока выносимого ионами из ловушки более чем на два порядка превосходит аналогичную характеристику в классических источниках. Таким образом, представленные результаты наглядно демонстрируют перспективность газодинамических ЭЦР источников МЗИ с высокой частотой накачки. Такие исследования были проведены позже, их результаты представлены в следующем разделе.

1.4 Исследование ЭЦР разряда в ловушке со встречными полями, поддерживаемого излучением гиротрона с частотой 60 ГГц.

Как было показано в рамках численного моделирования, наибольший интерес представляют системы с частотой в диапазоне 50-80 ГГц при мощности излучения на уровне нескольких сотен кВт. Данный раздел посвящен разработкам и исследованиям на основе выше описанных результатов, направленным на создание именно такого ЭЦР ионного источника.

Экспериментальный стенд “SEISM Prototype” был создан в рамках международного сотрудничества трех институтов: Института прикладной физики РАН, Лаборатории субатомной физики и космологии (Франция) и Лаборатории сверхсильных магнитных полей (Франция). Данная установка создавалась в рамках проекта EURO Nu (Beta Beams) для высокоэффективной ионизации и формирования импульсных ионных пучков радиоактивных изотопов с характеристиками, удовлетворяющими требованиям ускорительного комплекса ЦЕРНа. Среди существующих на сегодняшний день ионных источников “SEISM Prototype” имеет самый высокочастотный и самый мощный СВЧ нагрев плазмы (60 ГГц, до 300 кВт), для удержания плазмы используется магнитная ловушка с рекордным значением магнитного поля в пробках (до 7 Тл), конфигурация магнитного поля касп обеспечивает МГД стабилизацию плазмы и позволяет реализовывать нагрев в условиях замкнутой ЭЦР поверхности. Такое сочетание характеристик делает данный ионный источник привлекательным как для прикладных исследований, направленных на создание более мощных ЭЦР ионных источников нового поколения, так и для фундаментальных исследований взаимодействия мощного СВЧ излучения с плазмой, удерживаемой в открытой осесимметричной ловушке, обеспечивающей МГД стабилизацию, в условиях ЭЦР резонанса.

1.4.1. Описание экспериментальной установки SEISM Prototype.

Фотография экспериментального стенда “SEISM Prototype” представлена на рисунке 1.44. Установка состоит из следующих основных элементов: гиротронный комплекс, СВЧ тракт для транспортировки излучения от гиротрона к вакуумной системе источника, система ввода и согласования СВЧ с плазмой, разрядная вакуумная камера, система магнитных катушек, создающая ловушку с конфигурацией касп, система извлечения и формирования ионного пучка, диагностические средства для исследования характеристик извлекаемых ионных пучков (цилиндры Фарадея, магнитостатический анализатор ионного спектра), система охлаждения катушек магнитного поля и источники питания.

Гиротронный комплекс и СВЧ тракт для транспортировки излучения представлены на рисунке 1.45. Источником СВЧ излучения является гиротрон с частотой излучения 60 ГГц. Мощность излучения в импульсном режиме работы с частотой следования импульсов до 3 Гц при их длительности от 50 до 1000 мкс может достигать 300 кВт. Гиротрон также может обеспечивать непрерывную генерацию излучения с мощностью до 20 кВт. Магнитное поле, необходимое для функционирования гиротрона, создается сверхпроводящим соленоидом заливного типа. СВЧ тракт состоит из квазиоптического преобразователя, гофрированного волновода и поляризатора излучения. Дополнительно тракт оснащен переключателем на калориметрическую нагрузку для измерения мощности излучения и арк-детектором для своевременного детектирования СВЧ пробоев в тракте. На выходе из СВЧ тракта СВЧ излучение представляет из себя Гауссов пучок с линейной поляризацией.

Для ввода излучения в плазму была разработана специальная электродинамическая система. На входе в вакуумный объем расположено кварцевое окно диаметром 100 мм. После окна расположен узел вакуумной откачки необходимый для снижения вероятности паразитных пробоев в системе ввода и согласования СВЧ с плазмой. Сама система ввода и согласования излучения с плазмой представляет из себя электродинамический тракт рассчитанный для минимизации отражения от него падающего излучения в форме гауссова пучка и обеспечивающий защиту входного СВЧ окно от попадания плазмы.

Магнитная система “SEISM Prototype” была разработана в Лаборатории сверхсильных магнитных полей. Для удержания плазмы используется открытая магнитная ловушка типа касп. На рисунке 1.46 представлен схематичный вид разрядной вакуумной камеры с нанесенными на него линиями уровня магнитного поля.

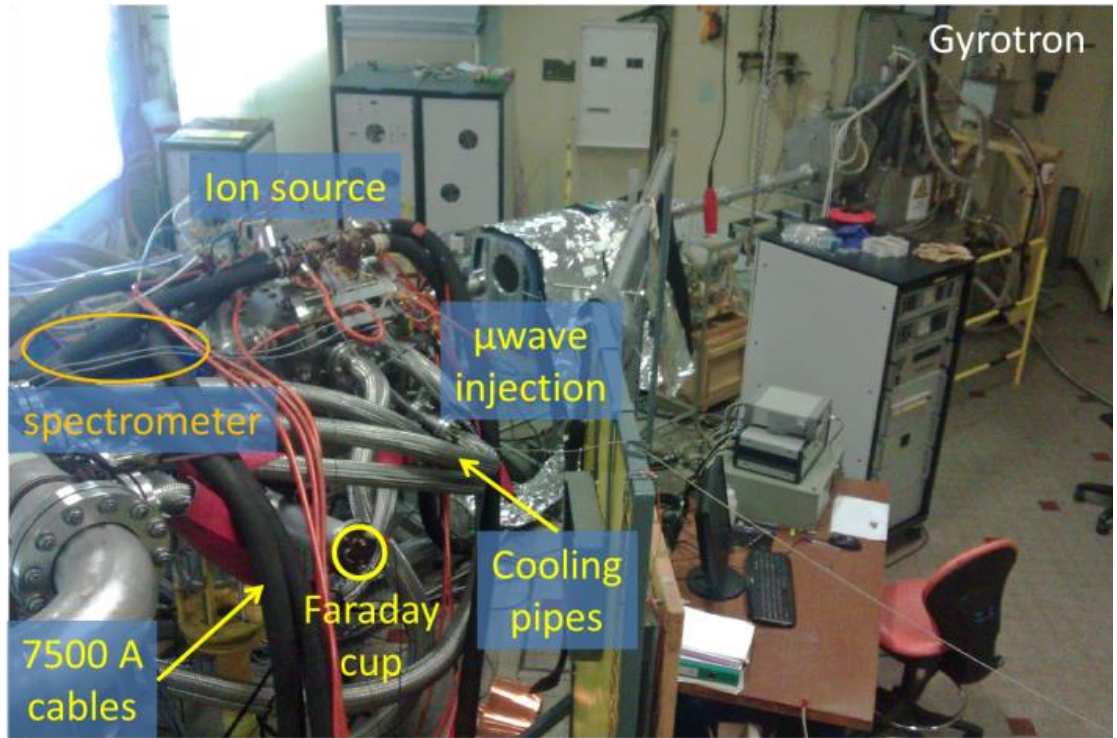


Рисунок 1.44. Фотография экспериментального стенда “SEISM Prototype”



Рисунок 1.45. Гиротронный комплекс и СВЧ тракт на испытаниях в ИПФ РАН

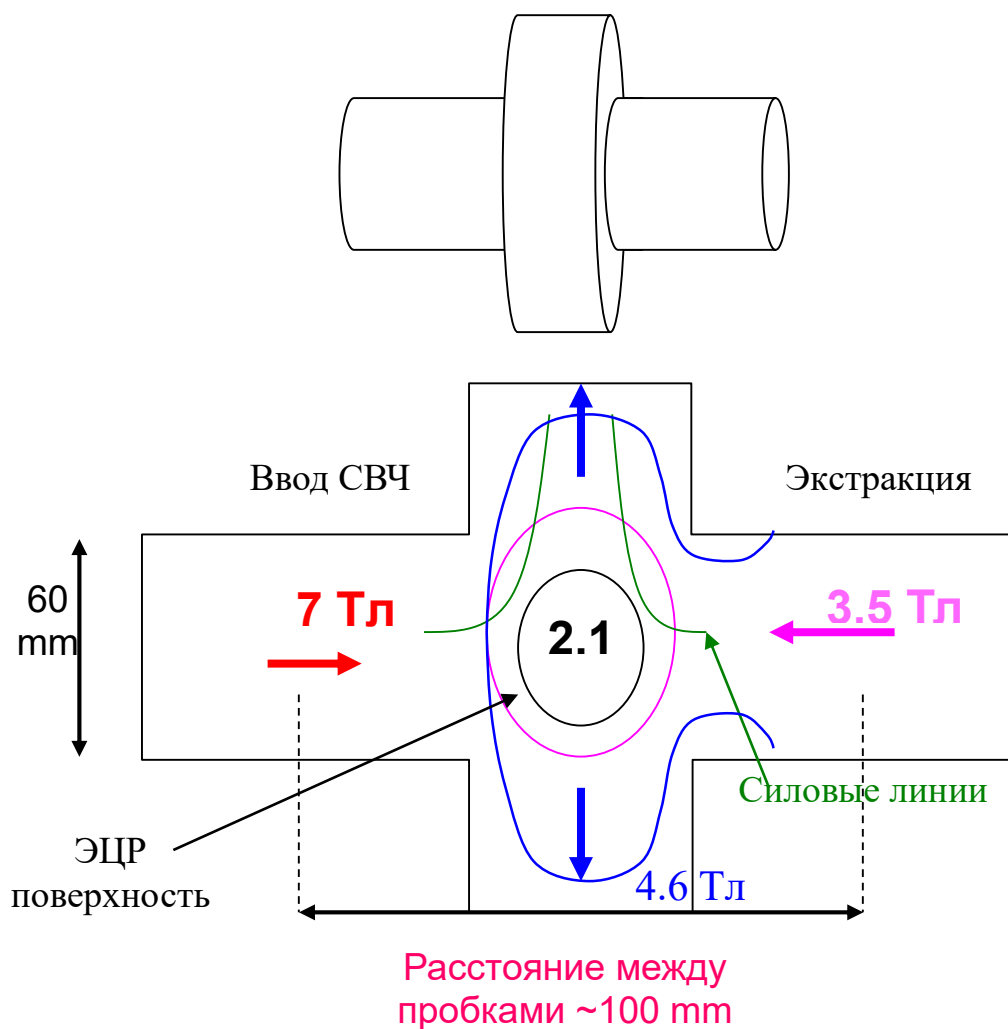


Рисунок 1.46. Схема разрядной вакуумной камеры, линии уровня магнитного поля, значения магнитного поля в пробках ловушки.

Из рисунка видно, что при максимальном токе в катушках магнитное поле на оси системы в пробке со стороны инжекции СВЧ излучения составляет 7 Тл, в пробке со стороны экстракции ионного пучка 3,5 Тл, а в радиальной пробке каспа 4,6 Тл.

Распределение интенсивности магнитного поля во всем объеме вакуумной камеры представлено на рисунке 1.47. Магнитное поле создается четырьмя «катушками» Н1-Н4. Каждая катушка выполнена из цельной медной втулки путем ее проточки по спирали с переменной площадью поперечного сечения каждого витка. Путем изменения шага спирали (т.е. площади поперечного сечения витка) создается требуемая структура магнитного поля с высокой пространственной точностью. Изготовленные таким образом соленоиды могут быть использованы при высоких значениях электрического тока (до 15 кА) и позволяют осуществлять эффективное охлаждение большим протоком воды в том числе через продольные каналы, просверленные непосредственно в соленоиде. Схематическое изображение одного из соленоидов представлено на рисунке 1.48 - а, на котором видна проточка спирали соленоида и продольные каналы охлаждения. На рисунке 1.48 - б представлена фотография фрагмента поверхности соленоида, на которой хорошо виден переменный шаг спирали, а на рисунке 1.48 - в представлен пример фотографии внешнего вида такого соленоида. Разработанные соленоиды работают в непрерывном режиме и для достижения максимального расчетного магнитного поля в системе запитываются током 30 кА, потребляя при этом 6 МВт энергии.

На рисунке 1.49 представлено экспериментально измеренное распределение магнитного поля на продольной оси ловушки при различных токах через соленоидов. Распределение поля наложена на изображение вакуумной камеры, самих соленоидов и системы экстракции ионного пучка.

На рисунке 1.50 представлены схемы и фотография внешнего и внутреннего устройства вакуумной и магнитной систем с разрядной камерой, соленоидами, системами подвода электропитания и охлаждения.

Для формирования ионного пучка была использована двухэлектродная система экстракции. Апертура отверстия в плазменном электроде имела диаметр 1 мм, в пуллере – 3 мм. Относительно малый диаметр отверстия для извлечения пучка был выбран ввиду ограниченной мощности источника питания, подающего высокое ускоряющее напряжение на систему экстракции.

В качестве диагностики ионного пучка были использовались цилиндр Фарадея, который мог располагаться сразу за пуллером, перехватывать весь ионный пучок и измерять его полный ток.

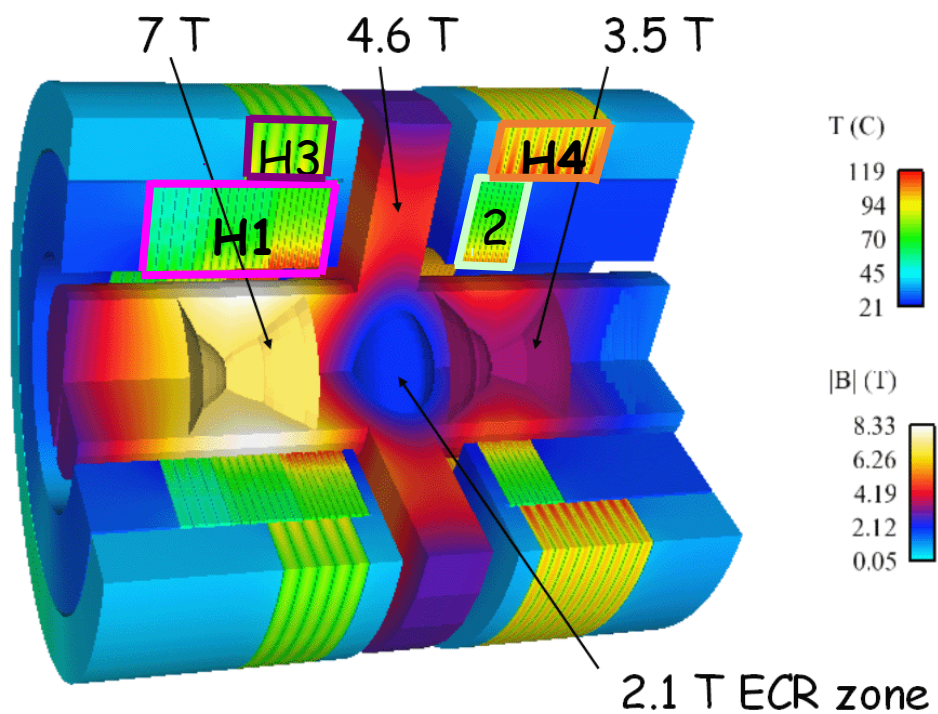


Рисунок 1.47. Распределение модуля индукции магнитного поля в магнитной системе.

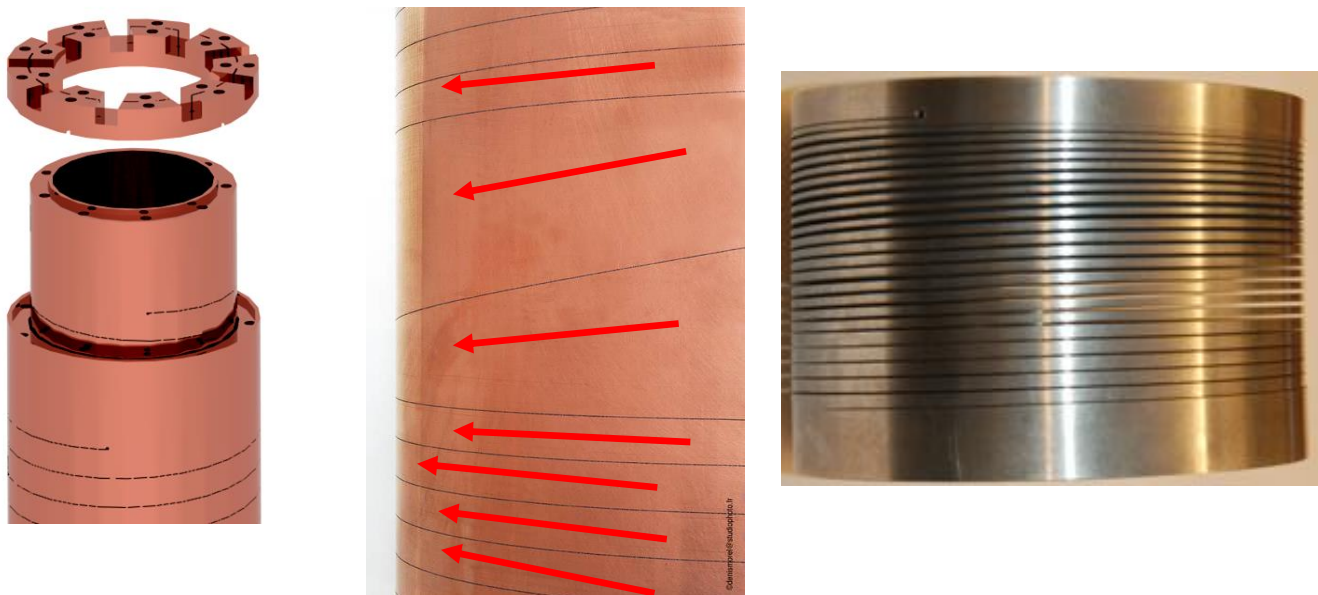
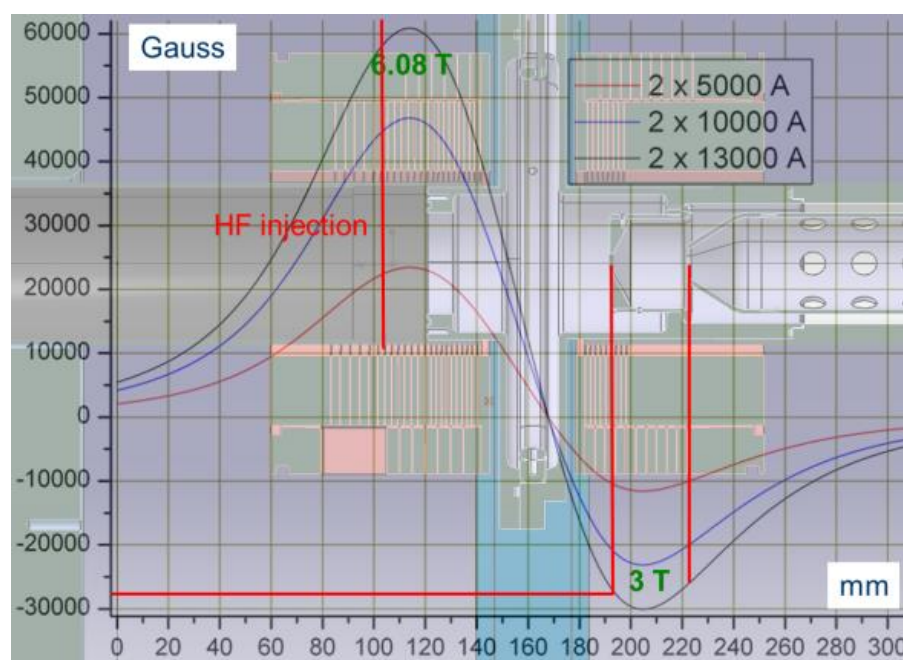


Рисунок 1.48. Изображения магнитных катушек, выточенных из цельной медной втулки. А) – Схематическое изображение с витковой проточкой и каналами охлаждения. Б) – Внешний вид поверхности соленооида с переменным шагом проточки. В) – фотография соленооида целиком.



1.49. Распределение магнитного поля на продольной оси системы при различных токах в катушках.

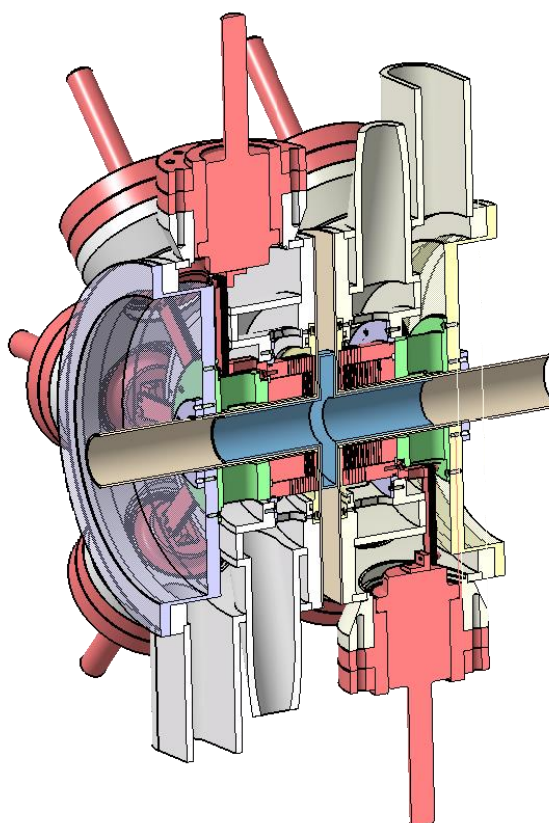
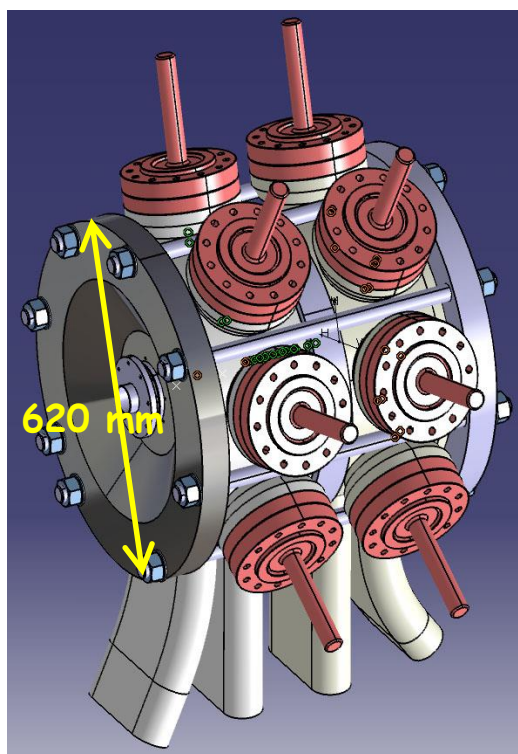
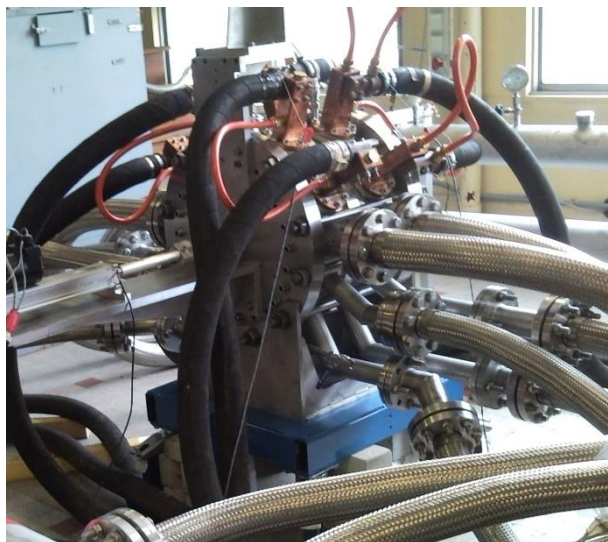
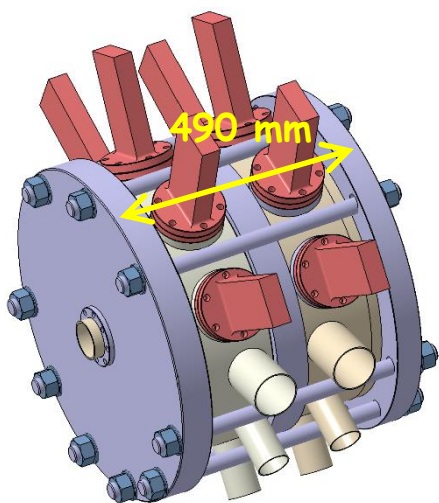


Рисунок 1.50. Внешний вид вакуумной и магнитной систем в сборе.

Для спектрального анализа экстрагируемого ионного пучка использовался магнитостатический анализатор, позволяющий разделять ионный пучок по параметру отношения заряда к массе.

1.4.2 Исследование характеристик ионных пучков, формируемых из плазмы ЭЦР разряда в магнитной ловушке со встречными полями с нагревом излучением с частотой 60 ГГц.

В данном разделе представлены первые результаты, полученные в ходе экспериментов. Целью работ являлись испытания нового ионного источника и демонстрация его перспектив, а также подтверждение теоретических предсказаний характеристик столь мощных систем.

Формирование ионного пучка были проведены с помощью одноапертурной системы экстракции с максимальным ускоряющим напряжением 25 кВ, которое было ограничено возможностями источника питания. Здесь следует отметить, что опыт формирования ионных пучков из плотной плазмы ЭЦР разряда, поддерживаемого мощным излучением миллиметрового диапазона длин волн, показывает, что напряжения на уровне 25 кВ недостаточно для демонстрации всех возможностей системы по генерации пучков с высокой плотностью тока (это показано в рамках исследований на стенде SMIS 37 ранее в этой главе, а также демонстрируется позже в главах 3 и 4). Первые результаты продемонстрировали возможность получения рекордного тока многозарядных ионов, что представляется крайне перспективным, тем более что можно ожидать их улучшения просто за счет повышения напряжения без модернизации установки.

На рисунке 1.51 а и б показаны осциллограммы тока ионного пучка при различных ускоряющих напряжениях от 1 до 20 кВ при разряде в азоте. Данные эксперименты проводились при токе в соленоидах магнитной ловушки 26 кА, т.е. максимальное значение магнитного поля на оси в пробке со стороны ввода СВЧ излучения составляло 6 Тл, величина поля была достаточной для формирования замкнутой ЭЦР поверхности для взаимодействия электронов с излучением с частотой 60 ГГц, давление в разрядной камере составляло $1 \cdot 10^{-4}$ Торр, мощность СВЧ излучения 150 кВт. Хорошо видно, что в таких условиях ток ионного пучка при напряжении экстракции на уровне 20 кВ достигал 6 мА, что соответствует плотности тока в отверстии плазменного электрода более 750 мА/см^2 .

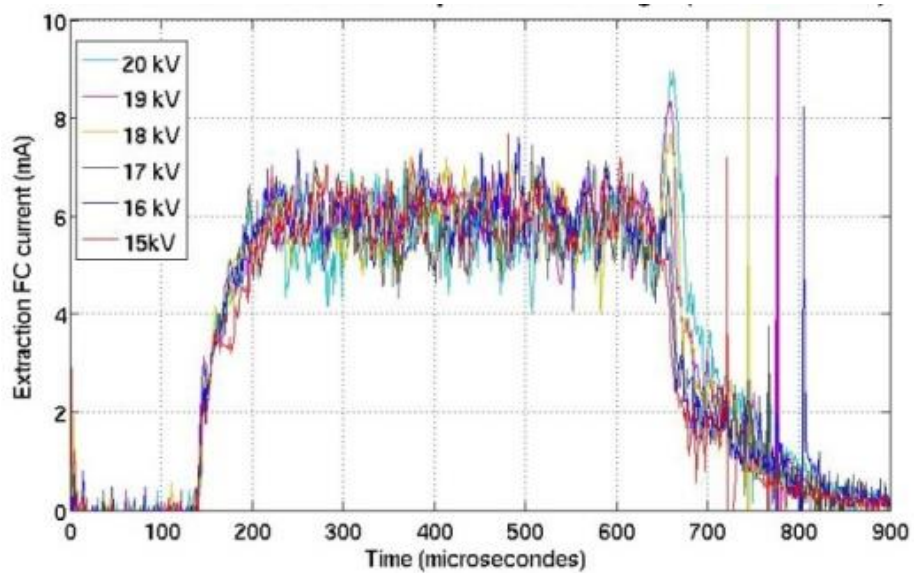
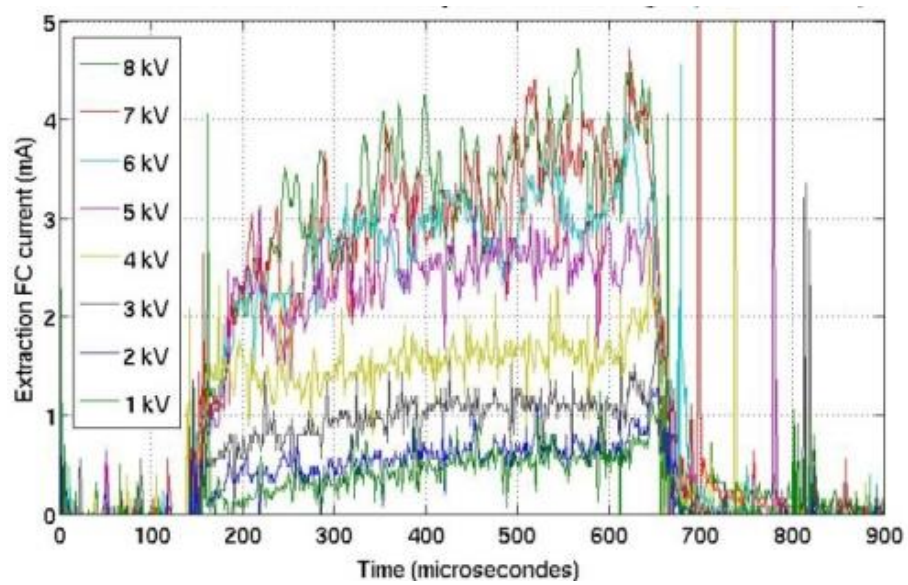


Рисунок 1.51. Полный ток ионного пучка, сформированного из плазмы разряда в азоте при токе в соленоидах магнитной ловушке 26 кА, давление в разрядной камере составляло $1 \cdot 10^{-4}$ Торр.

Необходимо отметить, что на осциллограммах рисунка 1.51 б) хорошо видно послесвечение на токе ионного пучка. В работе [87] обсуждается, что данное послесвечение формируется после окончания СВЧ импульса из-за накопления значительной фракции холодных электронов, появившихся из-за продолжающейся ионизации нейтрального газа, что приводит к значительной модификации амбиполярного потенциала в ловушке и резкому снижению времени жизни ионов, что и приводит к всплеску тока. Следует отметить, что ярко выраженное послесвечение возможно только при наличии существенно высокоэнергичной электронной компоненты на квазистационарной стадии разряда, что косвенно говорит о достаточно хорошей эффективности нагрева электронов в такой конфигурации магнитного поля ловушки.

Следующим шагом исследований было изучение спектрального состава экстрагируемого ионного пучка. На рисунке 1.52 представлен трехмерный спектр ионного пучка, в котором по горизонтальной оси изменяется параметр отношения заряда к массе иона, по вертикальной оси меняется время от начала СВЧ импульса, а цветом отображается амплитуда сигнала, регистрируемого ионным анализатором. В более традиционном двумерном виде ионный спектр пучка представлен в два момента времени: на квазистационарной стадии разряда и в послесвечении. Хорошо видно, что в эксперименте явно наблюдались ионы азота с зарядом до +5. Данный результат по величине среднего заряда ионов существенно превосходит значения, полученные в экспериментах, описанных в разделе 1.3, при меньшей частоте и мощности излучения. Полученные данные о составе ионного пучка также как и наблюдаемый эффект послесвечения свидетельствуют от электронной температуре на уровне нескольких сотен эВ. Эффект послесвечения для более наглядной демонстрации также представлен на осциллограммах тока трехзарядного иона кислорода на рисунке 1.53, полученных при различных значениях напряжения экстракции.

Интересным представляется сравнение полученных экспериментальных результатов с данными численного моделирования на основе ранее разработанной модели и предсказывавшей существенное повышение среднего заряда ионов в плазме, удерживаемой в квазигазодинамическом режиме при более мощном и высокочастотном нагреве. Рисунок 1.54 демонстрирует сравнение результатов расчетов и экспериментальных данных рисунка 1.53. Отметим, что очень близкие результаты были предсказаны в разделе 1.3 на рисунке 1.43 для таких же параметров греющего излучения (60 ГГц, 100 кВт/см²).

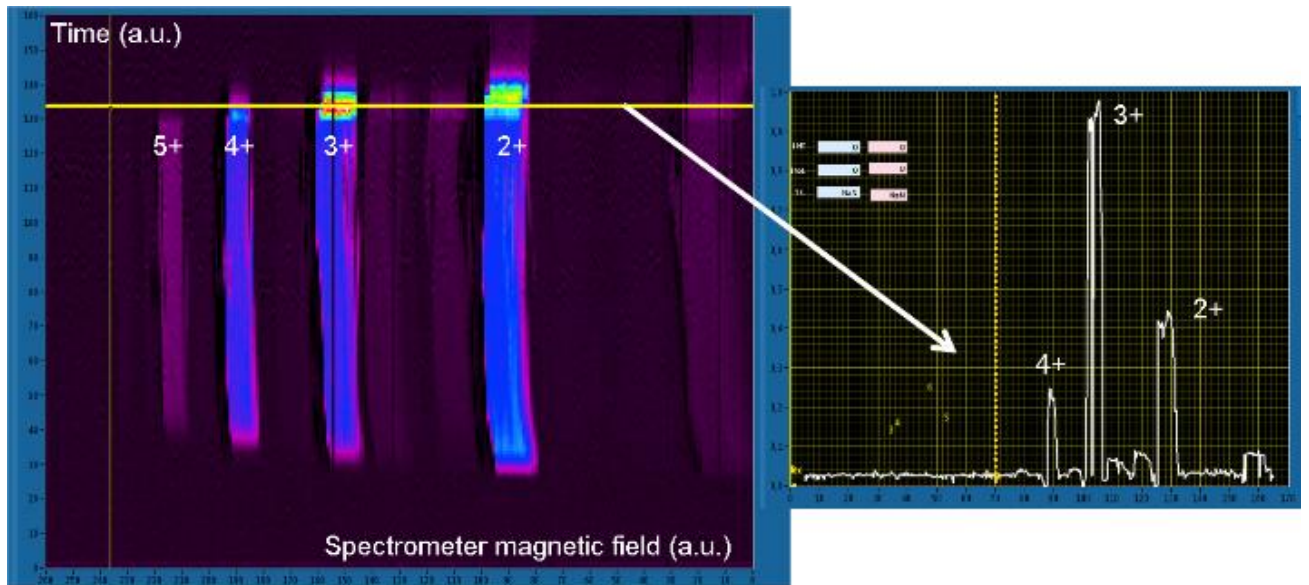
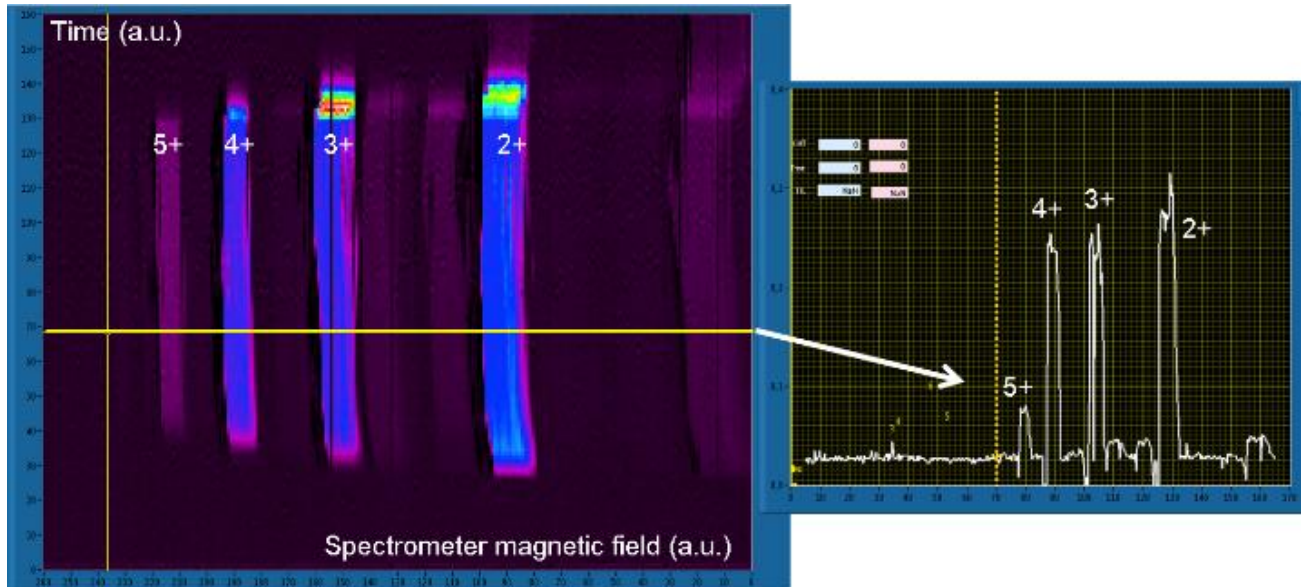


Рисунок 1.52. Спектр ионного пучка азота в разные моменты времени импульса.

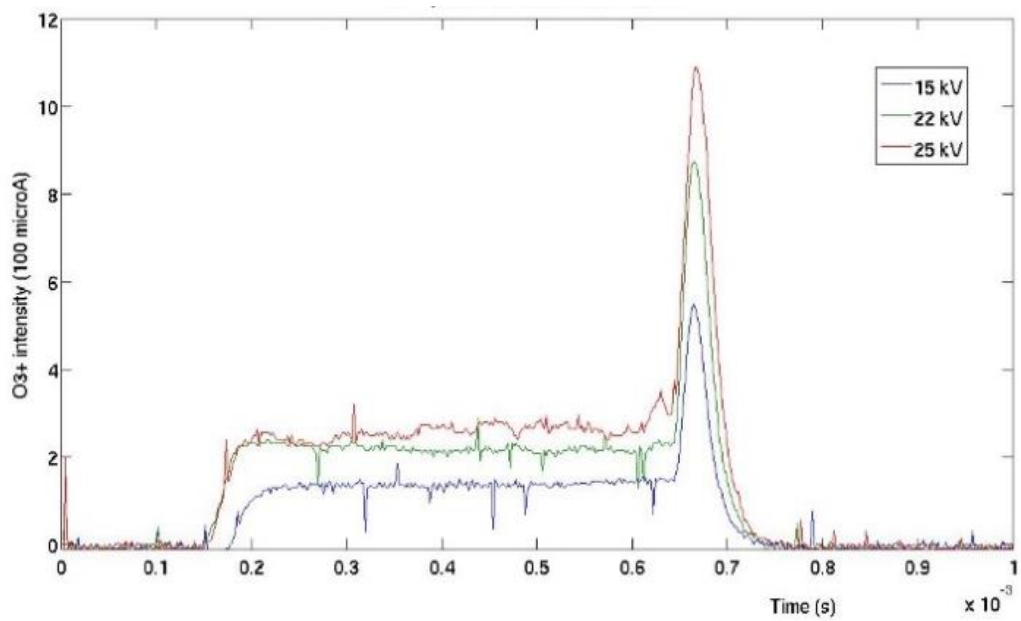


Рисунок 1.53. Осциллограммы ток иона азота N^{3+} при различных напряжениях экстракции.

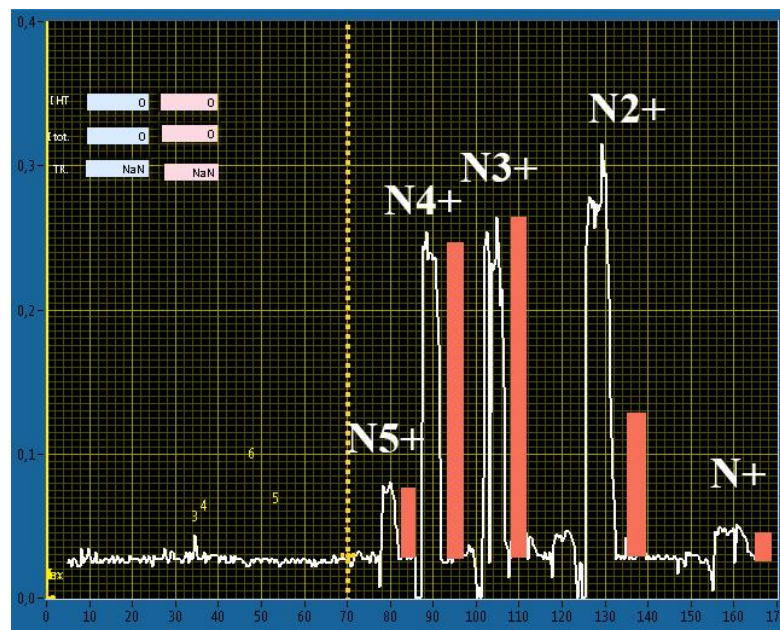


Рисунок 1.54. Сравнение Экспериментального и теоретического спектров ионов азота.

1.5. Выводы главы

На основании результатов, описанных в главе 1, можно сделать следующие выводы.

Впервые продемонстрирована возможность эффективного использования ловушки со встречными полями для удержания плазмы в ЭЦР источнике МЗИ. В ходе работ впервые были проведены экспериментальные исследования, направленные на формирования сильноточных пучков многозарядных ионов с высокой яркостью из плазмы ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением гиротронов в магнитной ловушке со встречными полями. Применения ловушки со встречными полями для удержания плотной сильнонеравновесной плазмы ЭЦР разряда, поддерживаемого мощным излучением гиротрона миллиметрового диапазона длин волн, обеспечивает МГД стабильность плазмы во времени. При квазигазодинамическом режиме удержания плазмы такого разряда в ловушке типа касп в ней возможна эффективная генерация многозарядных ионов. Средний заряд ионов в плазме может быть существенно повышен за счет использования для нагрева излучения с большей частотой и мощностью, а также при увеличении геометрических размеров ловушки. Продемонстрирована возможности формирования пучков многозарядных ионов с плотностью тока до 750 мА/см^2 . Столь высокая плотность тока позволяет генерировать пучки многозарядных ионов с низким эмиттансом и рекордной для ЭЦР источников яркостью до $50 \text{ А}/(\pi \text{ мм мрад})^2$. Экспериментальна обоснована целесообразность использования многоапертурных систем для получения сильноточных пучков многозарядных ионов из плазмы, поддерживаемой мощным миллиметровым излучением гиротронов в осесимметричной ловушке со встречными полями. Применение многоапертурных систем экстракции позволяет получать пучки многозарядных ионов с током более 150 мА. Хорошее соответствие результатов численного моделирования экспериментальным данным позволяет эффективно использовать разработанную модель развития ЭЦР разряда для оценок характеристик конструируемых ионных источников.

Результаты, описанные в этой главе диссертации, опубликованы в [75-79, 88-99].

Глава 2. Короткоимпульсный ЭЦР источник многозарядных ионов

2.1. Требования к источнику ионов для проекта «Beta Beam».

Одним из важных научных открытий недавнего времени является экспериментальное подтверждение существования эффекта осцилляций нейтрино, которое доказало неполноту стандартной модели и необходимость внесения в нее дополнений. Считается, что существует три типа нейтрино: электронное, мюонное и тау-нейтрино. Осцилляциями называют переход нейтрино из одного типа в другой. Этот процесс описывается набором параметров состоящим из двух разностей масс разных состояний, одного фазового параметра и трех углов смешивания. К 2008 году были измерены два угла смешивания и две разности масс; для определения третьего угла смешивания и фазового параметра требовалось создание новых исследовательских комплексов. В ЦЕРНе было принято решение о старте проекта под названием EuroNu, целью которого являлся выбор наиболее подходящей схемы проведения данных исследований из трех предложенных. В качестве кандидатов рассматривались проекты “Super Beam” [100], “Neutrino Factory” [101] и “Beta Beam” [50].

В рамках проекта “Beta Beam” было предложено формировать пучки электронных нейтрино (или антинейтрино) в результате β -распада радиоактивных изотопов, ускоренных до высоких энергий и сгруппированных в сгустки в накопительном кольце. В качестве подходящих изотопов были рассматривались ${}^6\text{He}$, ${}^{18}\text{Ne}$, ${}^8\text{B}$, ${}^8\text{Li}$ – короткоживущие радиоактивные частицы, получаемые при бомбардировке соответствующих мишеней энергичными ионными пучками. Основным сортом частиц был выбран ${}^6\text{He}$. После генерации данных изотопов на мишени они должны поступать в ионный источник, который затем инжектирует их в систему ускорителей, как показано на рисунке 2.1. Таким образом, одним из ключевых элементов проекта является ЭЦР источник МЗИ, который должен обеспечить генерацию мощных короткоимпульсных (от 20 до 100 мкс) пучков многозарядных ионов радиоактивных изотопов гелия ${}^6\text{He}$. В связи с очень высокой стоимостью рассматриваемого изотопа гелия и сильно ограниченной возможностью его производства источник таких ионных пучков должен быть принципиально импульсным и обеспечивать высокую эффективность использования радиоактивных частиц.

Применение современных классических ЭЦР источников ионов в данном случае оказывается невозможно ввиду их низкой эффективности из-за большого времени пробы

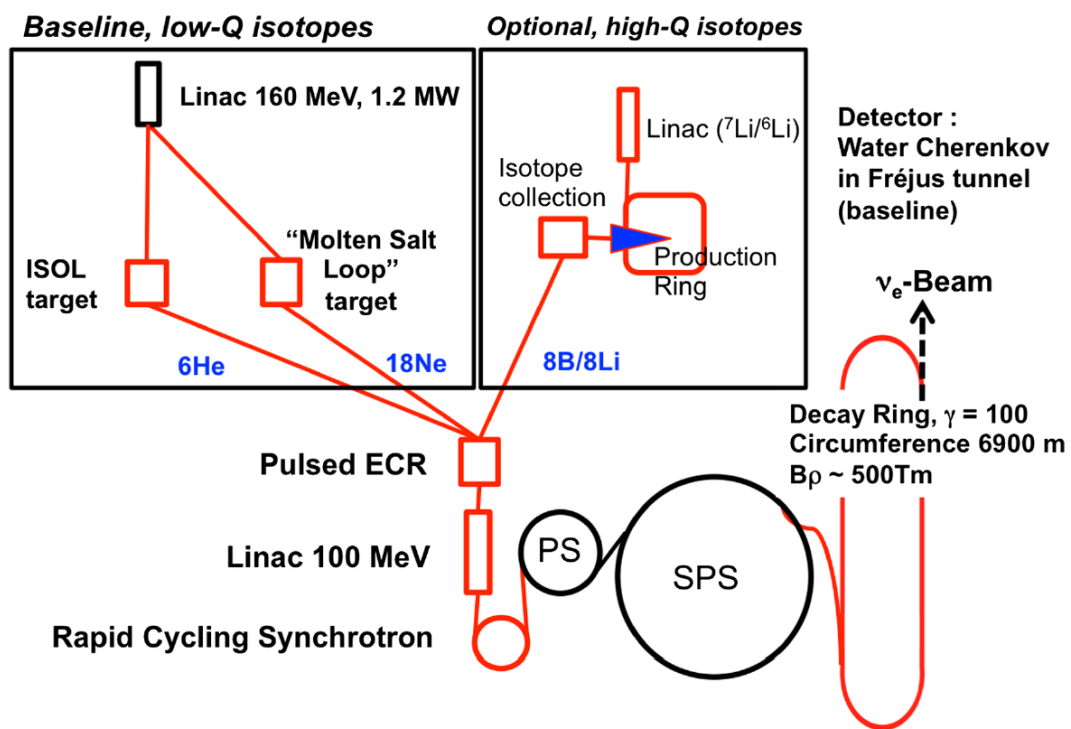


Рисунок 2.1. Схема проекта Beta Beam

газа и выхода плотности плазмы на стационарный уровень (более миллисекунды) по сравнению с необходимой длительностью импульса а также низкого экстрагируемого тока. Например, время развития разряда в традиционном ЭЦР источнике с нагревом плазмы излучением с частотой 14 ГГц составляет не менее 10 мс. На рис. 2.2 представлен результат расчета динамики развития разряда в таком источнике. При требуемой длительности не более 100 мкс вынос плазмы из ловушки на стадии пробоя приводит к слишком большим потерям дорогостоящих изотопов. Для уменьшения этих потерь ионов необходимо сокращение времени развития ЭЦР разряда, что может быть достигнуто при использовании импульсного квазигазодинамического ЭЦР источника многозарядных ионов (МЗИ).

Кроме того потери дорогостоящих частиц при заданных параметрах системы экстракции и фиксированной концентрации плазмы существенно зависят от объема разрядной камеры источника. Это связано с тем, что в течение одного импульса экстрагируется ограниченное число частиц, которое определяется током пучка и зависит в основном от конструкции системы экстракции. Поэтому при меньшем объеме плазмы полное количество частиц в ловушке при заданной их концентрации также меньше, и значит, больший их процент извлекается в виде пучка в течение одного импульса. Таким образом, для большей эффективности ионного источника в плане утилизации частиц ${}^6\text{He}$ нужно сконструировать его на базе ловушки малых размеров (длина около 10 см), что также является существенным отличием от классических систем с длинами ловушек 50-100 см.

В рамках рассматриваемой проблемы создания короткоимпульсного ионного источника представляется крайне перспективным использование разработанного ЭЦР ионного источника с квазигазодинамическим режимом удержания. Малое время жизни плазмы в квазигазодинамическом режиме и достаточное значение параметра удержания за счет высокой плотности плазмы должны дать принципиальное преимущество в скорости формирования плазмы с многозарядными ионами и в степени их обдирки.

В данной главе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований влияния частоты, мощности СВЧ излучения накачки, плотности газа в разрядной вакуумной камере, длины ловушки и других параметров на время развития ЭЦР разряда и параметры плазмы на стационарной стадии. Представлены результаты экспериментов с частотами накачки 37,5 и 75 ГГц, в которых для удержания плазмы использовались ловушка со встречными полями и простая прямая ловушка, соответственно. Продемонстрирована возможность существенного сокращения времени выхода параметров плазмы на стационарный уровень при использовании мощного СВЧ излучения миллиметрового диапазона длин волн, при котором реализуется квазигазодинамический режим удержания плазмы в магнитной ловушке источника.

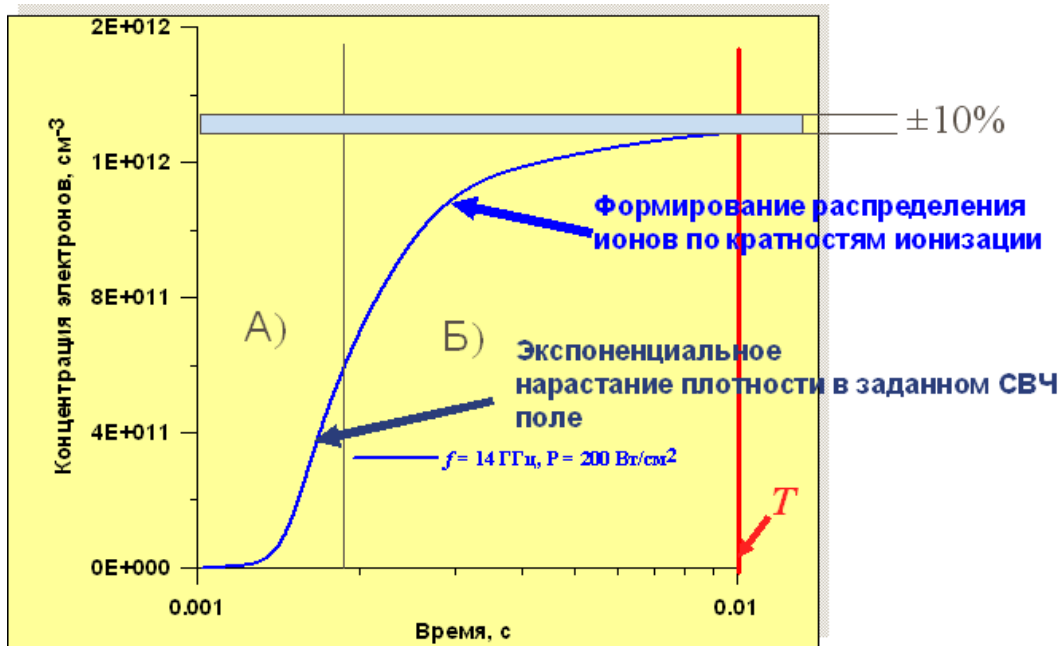


Рисунок 2.2. Расчет динамики ЭЦР пробоя при частоте накачки 14 ГГц и интенсивности 200 Вт/см². T – время развития разряда.

Экспериментально получены импульсные пучки многозарядных ионов, определены их параметры. В результате исследований разработана концепция создания короткоимпульсного ЭЦР источника ионов для проекта «Beta Beam», в рамках численного моделирования продемонстрирована его высокая эффективность использования радиоактивных частиц.

2.2. Численный анализ влияния частоты и мощности СВЧ нагрева на динамику пробоя газа в ловушке ЭЦР источника ионов и параметры плазмы на стационарной стадии разряда.

Для решения описанной выше задачи необходимо выделить основные параметры, определяющие время развития разряда и эффективность использования дорогостоящих частиц. СВЧ пробой разреженного газа в магнитной ловушке в условиях ЭЦР можно условно разделить на две стадии, для которых скорость роста концентрации плазмы определяется принципиально разными процессами. На первой стадии основным процессом является ионизация нейтрального газа при столкновении с горячими электронами, при этом концентрация плазмы экспоненциально нарастает, степень ионизации газа меньше 1, в распределении ионов по зарядовым состояниям доминируют ионы с малым зарядом. На второй стадии рост концентрации существенно замедляется, идет процесс дальнейшей обдирки ионов, увеличивается их заряд.

Рост концентрации плазмы на первой стадии происходит экспоненциально по времени $N_e \propto \exp(\mathcal{G}t)$. Инкремент \mathcal{G} линейно зависит от концентрации нейтральных атомов в ловушке источника. Один из способов уменьшения времени развития разряда связан с увеличением начальной плотности нейтральных частиц N_0 . Однако существует ограничение на величину N_0 , она не должна быть больше величины, при которой стационарная плотность плазмы в разряде может превысить критическую для используемой частоты СВЧ излучения. При плотности выше критической коэффициент поглощения СВЧ волны плазмой из-за рефракции резко уменьшается, волна не доходит до ЭЦР поверхности и падает эффективность нагрева [83]. Это приводит к срыву генерации МЗИ в плазме. Поэтому если предположить, что число тяжелых частиц в ловушке за время развития разряда меняется слабо, то должно выполняться неравенство $N_0 < N_0^{kp}$, где

$$N_0^{kp} = \frac{m_e \omega_{СВЧ}^2}{4\pi e^2 \langle z \rangle}, \quad (2.1)$$

где $\omega_{СВЧ}$ - циклическая частота накачки, m_e и e - масса и заряд электрона соответственно, N_0 - концентрация нейтралов к началу пробоя, $\langle z \rangle$ - средний заряд ионов. Видно, что максимально допустимая начальная плотность нейтрального газа растёт как квадрат частоты СВЧ накачки.

На второй стадии пробоя формируется распределение ионов по кратностям ионизации. Время его установления определяется временем жизни плазмы в ловушке и уменьшается с уменьшением последнего. Время жизни плазмы в свою очередь определяется режимом ее удержания и может быть рассчитано с помощью формул, приведенных во введении. На рис. 2.3 представлена качественная зависимость времени жизни от концентрации плазмы при фиксированной температуре электронов. Видно, что газодинамическое время τ_g при заданной температуре электронов является нижней границей для времени жизни плазмы в ловушке, это означает, что наибольшая скорость установления распределения ионов по кратностям ионизации будет достигнута в случае реализации именно квазигазодинамического режима, когда время жизни плазмы определяется выражением (1.2). Во введении было показано, что для реализации этого режима необходимо создание плотной плазмы с температурой электронов, не превышающей определенное пороговое значение, создание более плотной плазмы возможно при использовании более высокой частоты СВЧ накачки. Такие параметры плазмы реализуются в ловушках квазигазодинамических ЭЦР источников МЗИ. Таким образом, использование таких источников в этом случае представляется весьма перспективным.

Следует отметить, что, так как время жизни при квазигазодинамическом режиме не зависит от плотности плазмы, а определяется только размерами ловушки и температурой электронов, то только за счет повышения частоты накачки добиться большего сокращения длительности рассматриваемой стадии формирования распределения ионов по кратностям ионизации нельзя. Однако за счет этого возможно повышение среднего заряда ионов в ловушке, так как с увеличением концентрации плазмы растёт и параметр удержания, что было показано в главе 1. Кроме того, с увеличением частоты греющего СВЧ излучения появляется возможность уменьшать времени жизни, сокращая длину магнитной ловушки, при сохранении величины параметра удержания.

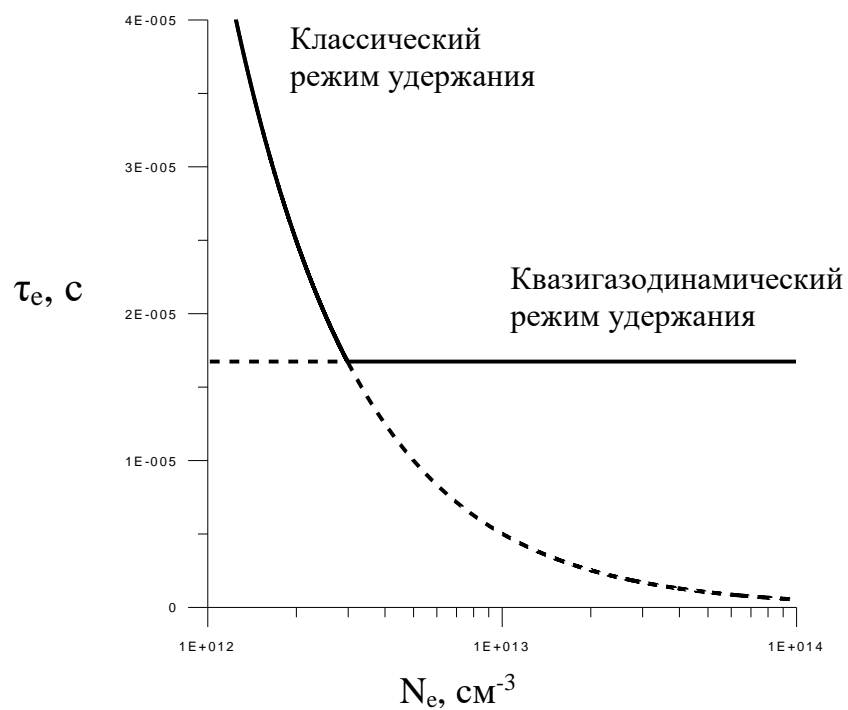


Рисунок 2.3. Зависимость времени жизни плазмы от ее концентрации при фиксированной температуре электронов.

Из вышесказанного следует, что повышение частоты и мощности СВЧ накачки может позволить существенно сократить время развития обеих рассмотренных стадий развития ЭЦР разряда в ловушке ионного источника и обеспечить эффективную генерацию МЗИ при малом времени жизни плазмы. Ниже представлены результаты численного моделирования, отражающие эффекты, связанные с увеличением мощности и частоты накачки в достаточно широком диапазоне этих параметров. Все расчеты проводились для гелия, так как именно этот газ в первую очередь интересен с точки зрения проекта «Beta Beam». В расчетах использовалась модель, описанная в главе 1, которая продемонстрировала хорошее согласие с экспериментальными данными разделов 1.3 и 1.4.

На рис. 2.4 показаны рассчитанные зависимости концентрации электронов от времени для 3-х характерных сочетаний параметров СВЧ накачки: 14 ГГц, 200 Вт/см²; 37 ГГц, 5 кВт/см²; 75 ГГц, 30 кВт/см². Для расчетов, приведенных на этом рисунке, начальная концентрация электронов составляла 10^3 см⁻³, начальная концентрация нейтралов бралась в 4 раза ниже критической концентрации плазмы, длина ловушки равнялась 25 см при пробочном отношении $R = 3$ (эффективная длина равна 37,5 см). Видно, что переход в миллиметровый диапазон длин волн существенно сокращает время развития разряда. Например, при изменении частоты накачки с 14 до 75 ГГц время нарастания уменьшается в 20 раз.

На рис. 2.5 представлена поверхность, отображающая зависимость времени достижения током экстрагируемого пучка уровня 0,98 от своего стационарного значения $I_{ст}$ в зависимости от частоты и мощности СВЧ накачки. При расчете данной поверхности (и всех ниже приведенных) эффективная длина равнялась 37,5 см, начальная плотность нейтральных частиц в ловушке подбиралась, так чтобы концентрация плазмы в стационаре была близка к критической для используемой частоты СВЧ излучения (т.е. область больших частот СВЧ накачки соответствует более высоким стационарным значениям концентрации плазмы). Из рисунка видно, что время нарастания существенно уменьшается с повышением частоты СВЧ накачки и насыщается в области частот, где реализуется квазигазодинамический режим удержания.

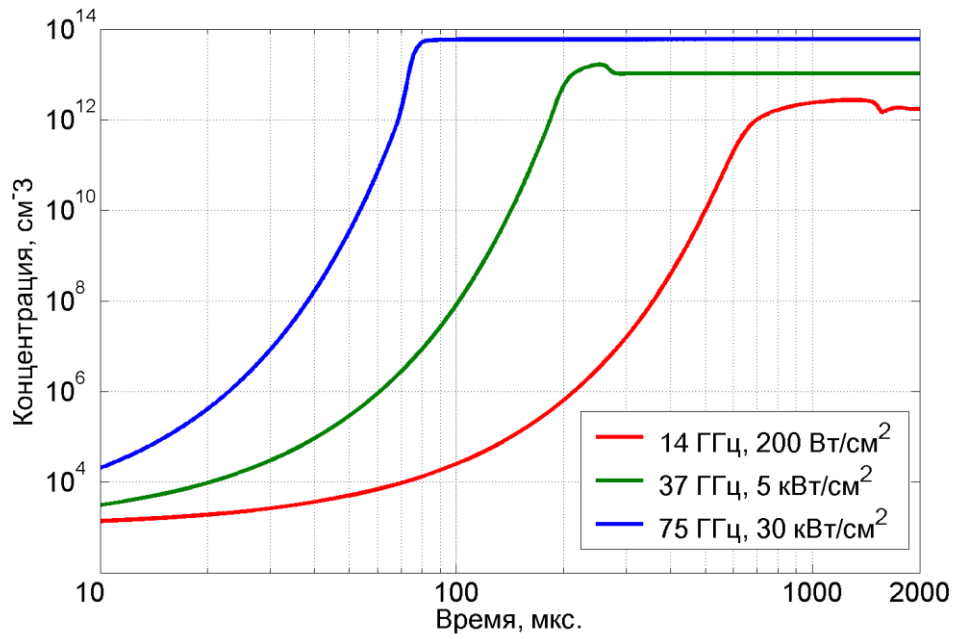


Рисунок 2.4. Зависимости концентрации электронов от времени при разных параметрах СВЧ накачки.

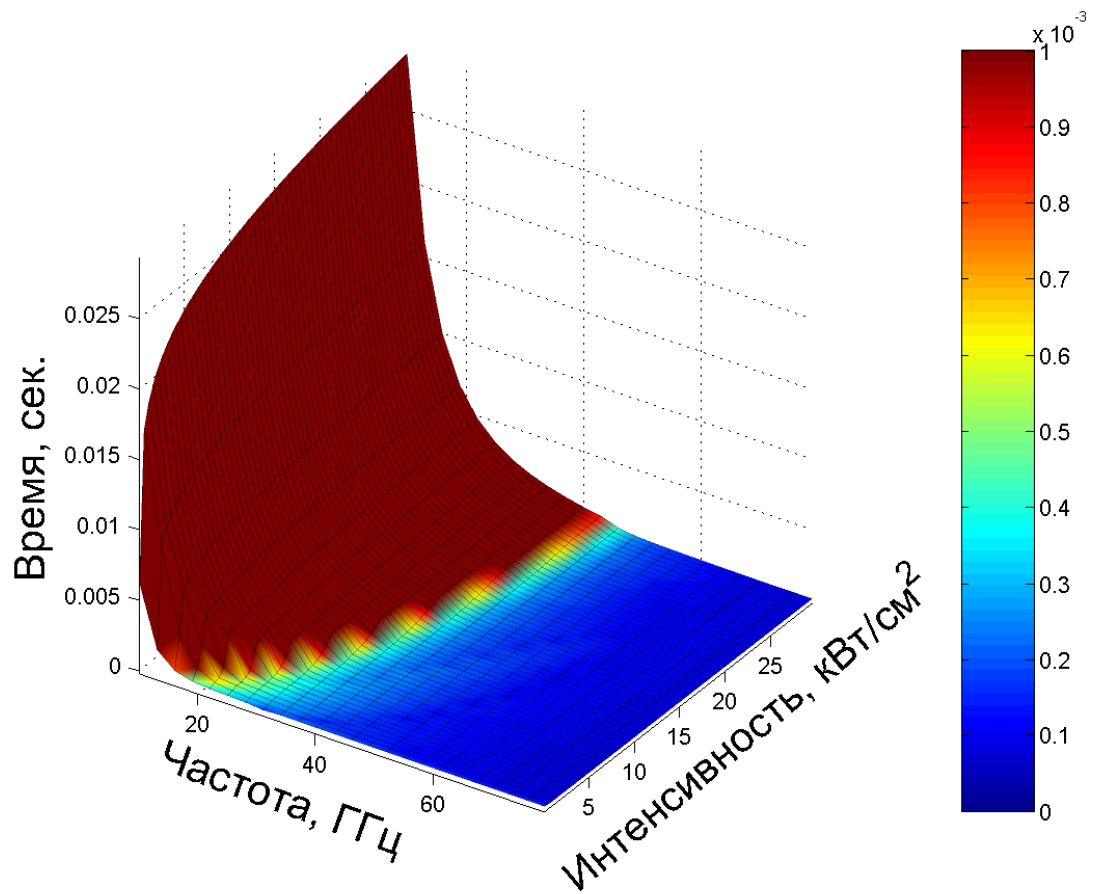


Рисунок 2.5. Зависимость времени развития разряда от параметров СВЧ накачки.

Эффект увеличения среднего заряда ионов при росте концентрации плазмы при сохранении размеров ловушки в случае квазигазодинамического режима удержания наглядно продемонстрирован в расчетах и экспериментах, результаты которых приведены в главе 1. На рис. 2.6 приведена аналогичная зависимость среднего заряда ионов от параметров накачки для случая, когда в качестве рабочего газа используется гелий.

Следует отметить, что в большинстве классических ЭЦР источников МЗИ средний заряд ионов оказывается выше, чем в реализованных на сегодняшний день квазигазодинамических источниках, но для задачи создания короткоимпульсного источника наиболее важным параметром является эффективность утилизации дорогих частиц ${}^6\text{He}$, а не средний заряд ионов.

Таким образом, приведенные результаты расчетов наглядно демонстрируют перспективность использования квазигазодинамического ЭЦР источника для генерации короткоимпульсных пучков многозарядных ионов. Далее представлены результаты экспериментальных исследований, посвященных данной проблеме.

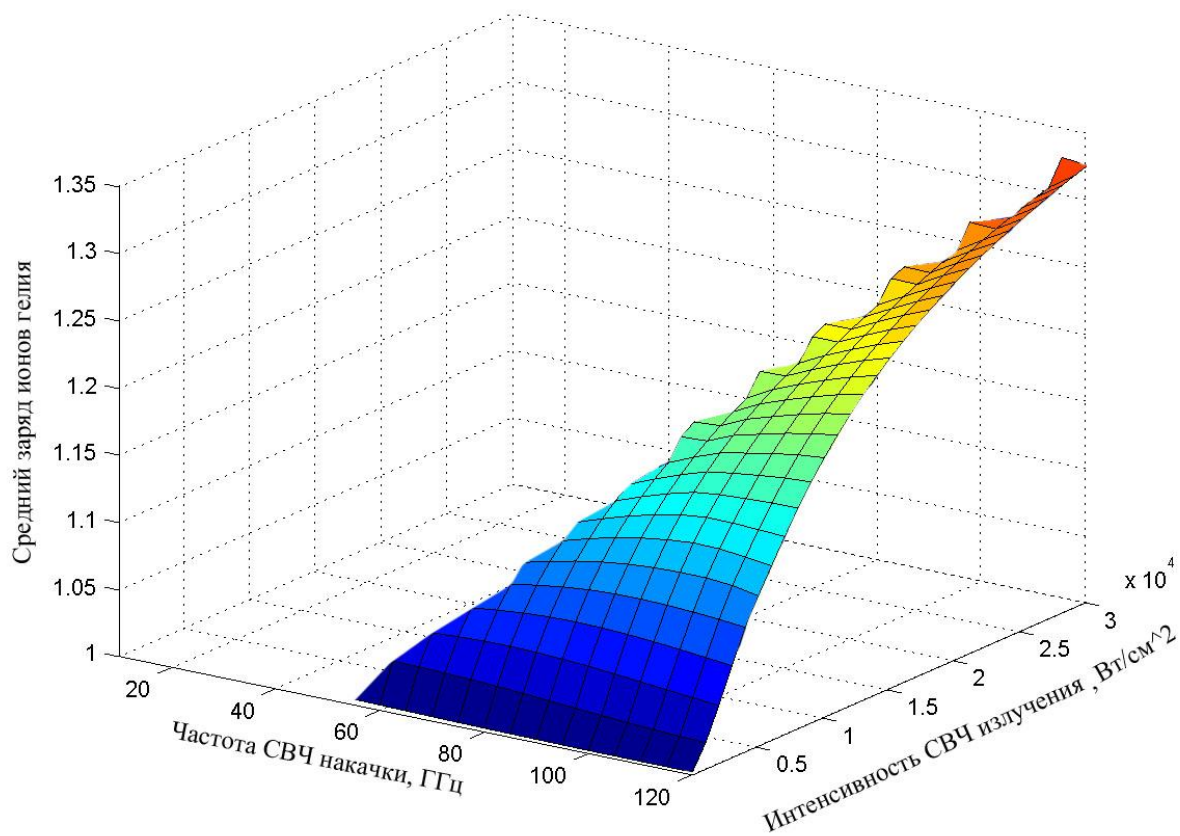


Рисунок 2.6. Средний заряд ионов гелия при различных параметрах СВЧ накачки.
Эффективная длина ловушки 37 см.

2.3. Экспериментальные исследования формирования короткоимпульсных пучков многозарядных ионов из плазмы ЭЦР разряда, поддерживаемого мощным миллиметровым излучением гиротронов.

Эксперименты с частотой накачки 37,5 ГГц проводились на экспериментальном стенде, описанном в первой главе, с использованием магнитной ловушки со встречными полями. Основной целью экспериментов была демонстрация возможности быстрого пробоя газа в ловушке ЭЦР источника МЗИ при квазигазодинамическом режиме удержания, исследования параметров плазмы на стационарной стадии разряда и параметров формируемых ионных пучков.

На первом этапе исследования были направлены на достижение минимального времени выхода тока ионного пучка на стационарный уровень. В результате удалось получить импульсы с длительностью переднего фронта не более 15 мкс. Пример такого импульса приведен на рис. 2.7 На этом рисунке показаны осциллограммы тока цилиндра Фарадея и пуллера при следующих условиях: эффективная длина ловушки со встречными полями составляла 28 см, давление нейтрального газа в разрядной камере к моменту начала СВЧ импульса равнялось примерно $1 \cdot 10^{-4}$ Торр, магнитное поле в пробке 1,7 Тл, частота и мощность СВЧ излучения 37,5 ГГц и 100 кВт, соответственно (плотность потока СВЧ энергии в пучке на входе в разрядную камеру составляла примерно 10 кВт/см², для формирования ионного пучка использовалась многоапертурная система, описанная в главе 1. При этом плотность потока ионов в пробке ловушки составляла 2 А/см². Видно, что уже при частоте СВЧ накачки равной 37,5 ГГц за счет малого времени жизни при квазигазодинамическом режиме удержания плазмы в ловушке удалось сформировать короткий импульс длительностью 100 мкс с достаточно крутым передним фронтом. Следует отметить, что полученное время выхода на стационар (≈ 15 мкс) удовлетворяет требованиям проекта «Beta Beam».

Кроме обеспечения быстрого пробоя газа в магнитной ловушке также по возможности требуется получить достаточно высокий средний заряд ионов в экстрагируемом ионном пучке. В ходе экспериментов с частотой накачки 37,5 ГГц в условиях, при которых реализовывался максимально быстрый пробой газа, было получено распределение ионов гелия по кратностям ионизации на стационарной стадии разряда. Соответствующий зарядовый спектр, снятый при напряжении экстракции 40 кВ, представлен на рис. 2.8. Видно, что доминирующим ионом является He⁺, а ток иона He⁺⁺ примерно в 10 раз меньше. Как уже говорилось, повысить средний заряд можно за счет повышения концентрации

плазмы в ловушке источника при сохранении величины времени жизни. Для этого необходимо использовать более высокую частоту СВЧ накачки.

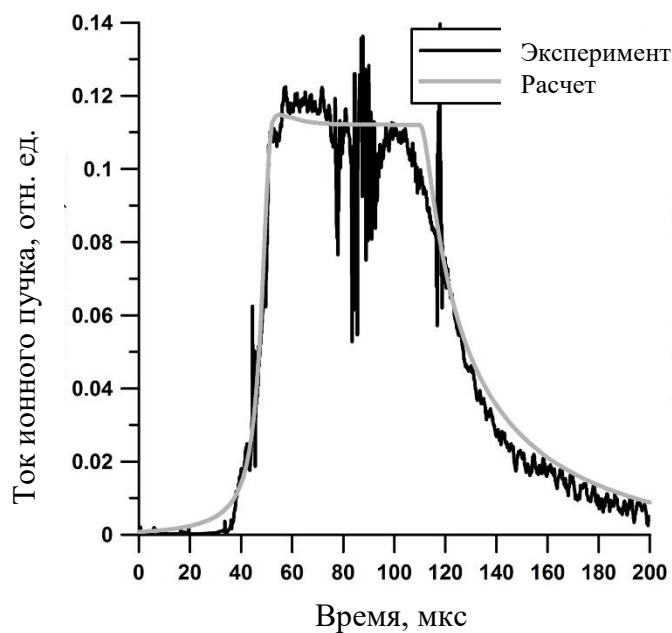


Рисунок 2.7. Ток ионного пучка, измеренный с помощью цилиндра Фарадея.

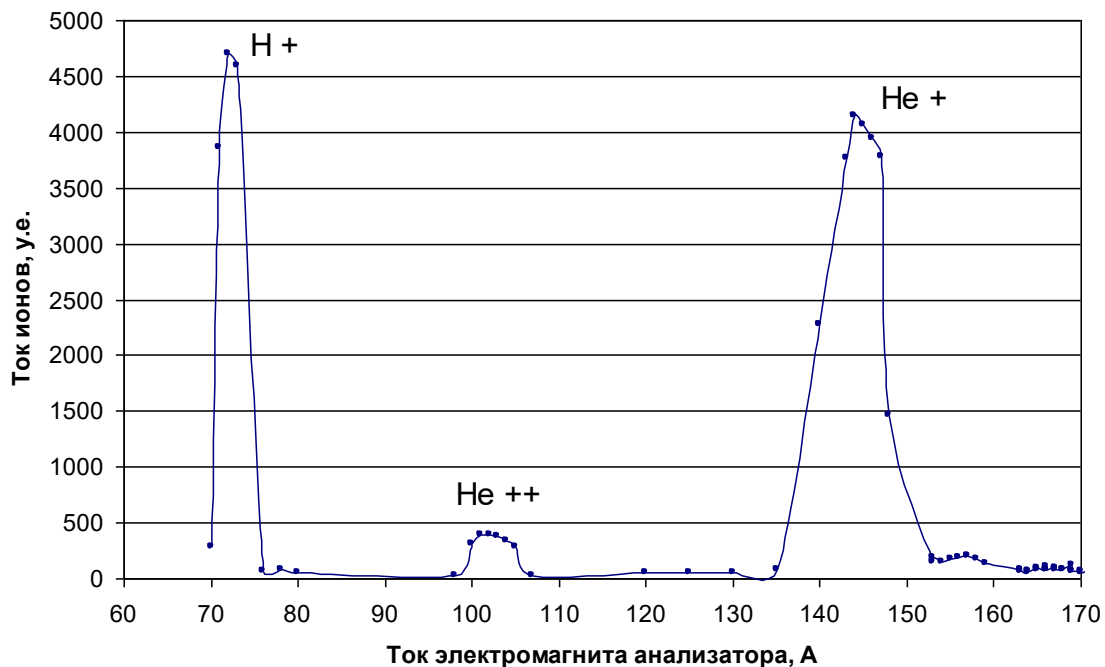


Рисунок 2.8. Распределение ионов гелия по кратностям ионизации при частоте СВЧ накачки 37,5 ГГц и интенсивности 10 кВт/см².

Так как в проекте Beta Beam предполагалось использование и более тяжелых изотопов ^{18}Ne , ^8B , ^8Li , экспериментальные исследования по формированию короткоимпульсных пучков ионов также были проведены и в более тяжелых газах: азоте и аргоне. Фактически для формирования наиболее короткого импульса ионного тока длительно СВЧ импульса гиротрона подбирались таким образом, чтобы нагрев плазмы прекращался сразу после переднего фронта тока пучка, что наглядно показано на рисунке 2.9. В случае разряда в азоте на рис. 2.9 приведена характерная осциллограмма полного тока ионного пучка, а также осциллограмма импульса высокого напряжения, подаваемого на катод гиротрона (этот импульс по длительности близок к длительности импульса СВЧ накачки (160 мкс)). Распределение ионов по кратностям ионизации соответствовало спектру, приведенному на рис. 1.34 в главе 1. Из осциллограммы видно, что ионный ток пучка на выходе пуллера (ток цилиндра Фарадея) составляет около 100 мА при длительности порядка 70 мкс.

С помощью магнитостатического анализатора были получены осциллограммы токов отдельных ионов, например, на рисунке 2.10 представлен импульс тока трехкратно ионизованного азота.

Эмиттанс сформированного пучка МЗИ измерялся описанным в главе 1 методом «*repper-pot*». Пластина «*repper-pot*» располагалась на расстоянии ≈ 2 мм от выхода пуллера, на расстоянии 55 мм от пластины был установлен сцинтилляционный экран из CsI.

Используя данный метод, была получена диаграмма эмиттанса ионного пучка в поперечной плоскости ($V_x/V_z ; x$) (рис. 2.11). Каждая из трёх областей («элементарных эллипсов») на диаграмме соответствует трём центральным отверстиям в электродах экстрактора, а пять значений координаты x соответствуют пяти отверстиям в пластине «*repper-pot*», лежащим на одной горизонтальной прямой. Эффективный эмиттанс, соответствующий площади эллипса, охватывающего все три «элементарных эллипса», определяется только взаимным расположением отверстий в плазменном электроде экстрактора и составляет 610π мм·мрад или $1,2 \pi$ мм·мрад в нормализованных единицах.

Эксперименты, аналогичные описанным выше, были проведены в аргоне. Был получен ионный пучок с током на уровне 80 мА (напряжение экстракции варьировалось в пределах 23-28 кВ) и длительностью порядка 100 мкс. Измерения зарядового спектра показали, что основными ионами в пучке являются Ar^{4+} и Ar^{5+} , осциллограммы которых представлены на рисунке 2.12.

Измерения эмиттанса полученного пучка МЗИ дали величину 630π мм·мрад (для напряжения экстракции 28 кВ), что соответствует нормализованному эмиттансу $1,3 \pi$ мм·мрад.

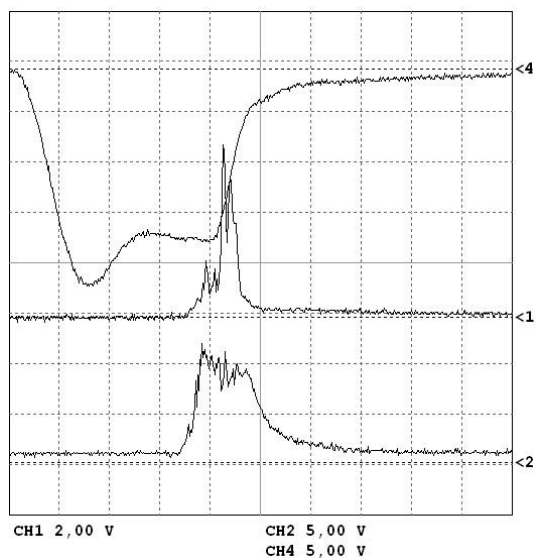


Рисунок 2.9. Осциллограмма тока ионного пучка при напряжении экстракции 23 кВ. Луч 1 – ток пуллера, луч 2 – ток цилиндра Фарадея, луч 4 – импульс высокого напряжения катода гиротрона (по длительности близок к длительности импульса СВЧ накачки).
Временной масштаб 50 мкс/дел.

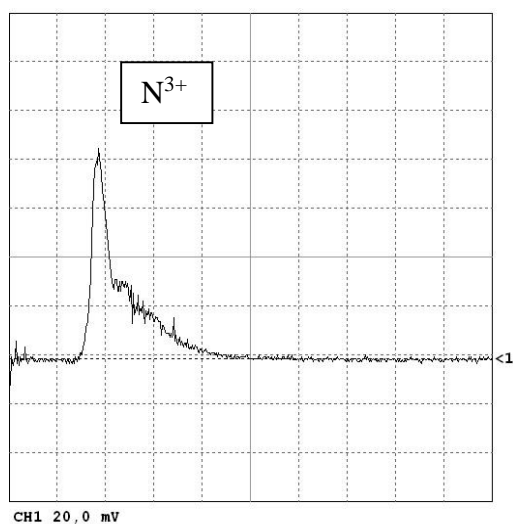


Рис. 2.10. Осциллограммы токов основных ионов пучка. Временной масштаб 50 мкс/дел.

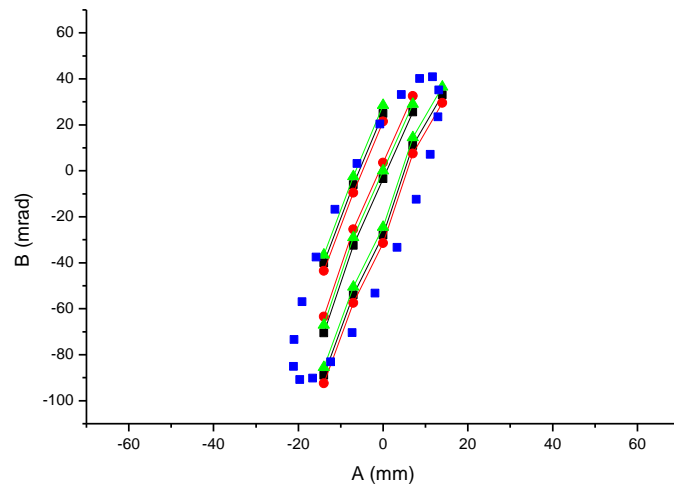


Рис. 2.11. Диаграмма эмиттанса пучка ионов азота. Напряжение экстракции 25 кВ, ток 100 мА.

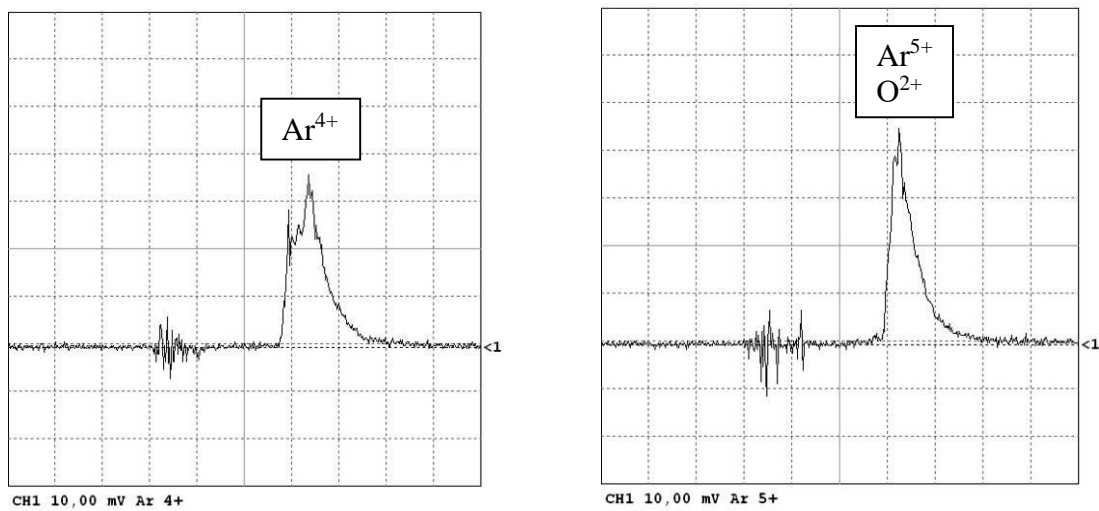


Рис. 2.12. Осциллограммы токов основных ионов пучка. Временной масштаб 100 мкс/дел.

Таким образом, из плазмы разряда, поддерживаемого излучением гиротрона с частотой 37,5 ГГц в ловушке газодинамического ЭЦР ионного источника с помощью 13-ти апертурного экстрактора сформированы сильноточные (80-100 мА) пучки многозарядных ионов азота и аргона малой (70-100 мкс) длительности с нормализованным эмиттансом на уровне (1,2-1,3) π мм·мрад.

Для дополнительного подтверждения роста среднего заряда ионов в экстрагируемом ионном пучке при повышении частоты и мощности СВЧ нагрева были проведены демонстрационные эксперименты с использованием излучения гиротрона с частотой 75 ГГц и мощностью до 200 кВт. Эти исследования были выполнены на установке SMIS 75, схематически изображенной на рисунке 2.13.

Плазма создавалась и удерживалась в простой зеркальной магнитной ловушке в условиях ЭЦР. Источником СВЧ излучения в экспериментах являлся гиротрон (1 на рис. 2.13) с частотой излучения 75 ГГц, мощностью до 200 кВт, длительность импульса до 150 мкс, линейной поляризацией. Фокусировка СВЧ пучка в разрядную камеру осуществлялась с помощью диэлектрической линзы (2). Плотность СВЧ мощности в фокальной перетяжке, которая располагалась в зоне ЭЦР, достигала 100 кВт/см². Зеркальная магнитная ловушка создавалась парой импульсных катушек (3). Пробочное отношение магнитной ловушки составляло 3,7. Резонансная напряженность магнитного поля для частоты СВЧ излучения 75 ГГц составляет 2,7 Тл, максимально возможное магнитное поле в пробке 5 Тл. Эксперименты проводились при различных давлениях газа в разрядной камере - от $3 \cdot 10^{-5}$ до 10^{-2} Торр. Откачка вакуумного объема осуществлялась одним насосом с производительностью 500 л/с. В отличие от стенда, описанного в разделе 1.3, в рассматриваемой установке реализована схема непрерывного напуска нейтрального газа в ловушку. Давление в разрядной камере регулировалось с помощью натекателя, который был соединен с ней тонкой трубкой, вклеенной в край входного СВЧ окна.

Для формирования пучка ионов, образованных в плазме, использовался двухэлектродный сеточный экстрактор (4 на рис. 2.13), расстояние между сетками составляло 22 мм. Высокое напряжение до 20 кВ, ускоряющее ионы, подавалось на разрядную вакуумную камеру (5), а диагностическая камера (6) находится под нулевым потенциалом.

Для анализа ионного пучка в экспериментах использовался подвижный цилиндр Фарадея (7) и времяпролетный анализатор ионов (8).

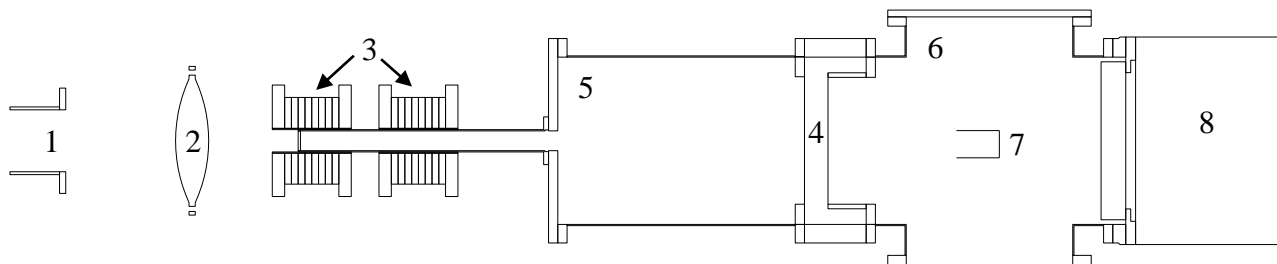


Рисунок 2.13. Схема установки SMIS 75. 1 - Выходное окно гиротрона, 2 - тефлоновая линза, 3 - магнитные катушки, 4 - сеточный экстрактор, 5 - разрядная камера, 6 - диагностическая камера, 7 – подвижный цилиндр Фарадея, 8 - времяпролетный анализатор ионов.

В первую очередь была исследована временная динамика ЭЦР пробоя. На рис. 2.14 приведены осциллограммы тока ионного пучка при разных давлениях нейтрального газа (азота) в разрядной камере для случая простой зеркальной магнитной ловушки и частоты накачки 75 ГГц. Видно, что с увеличением давления время от начала СВЧ импульса до момента отрыва тока пучка от нуля уменьшается, а форма самой зависимости тока от времени остается неизменной. На рис. 2.15 приведена экспериментальная зависимость обратного времени до момента появления ненулевого тока на цилиндр Фарадея от давления газа (бралось время до момента когда величина тока достигала 10% от стационарного значения).

Пример импульса с длительностью 50 мкс для разряда в гелии приведен на рис. 2.16. На нем показана осциллограмма тока цилиндра Фарадея при следующих условиях: эффективная длина прямой ловушки составляла 25 см, давление $2,5 \cdot 10^{-4}$ Торр, магнитное поле в пробках 4 Тл, частота и мощность СВЧ 75 ГГц и 150 кВт, соответственно (плотность потока СВЧ энергии в пучке на входе в разрядную камеру составляла примерно 50 кВт/см^2).

В этом случае время развития разряда также как и в случае с более низкой частотой накачки не превышает 15 мкс. Однако при частоте накачки 75 ГГц плотность потока ионов в пробке составляла уже 8 А/см^2 , что в 4 раза выше, чем при 37,5 ГГц. Такое увеличение плотности потока плазмы из ловушки связано с большей концентрацией плазмы при более высокочастотной накачке.

На рис. 2.18 представлено распределение ионов гелия по кратностям ионизации, которое было получено при тех же условиях работы установки, что и осциллограмма на рис. 2.16. Видно, что в случае СВЧ накачки с частотой 75 ГГц удалось существенно повысить средний заряд ионов, что связано с увеличением параметра удержания плазмы за счет увеличения ее концентрации. На основании результатов экспериментов с другими газами, можно утверждать, что составляющая молекулярного водорода в этом совпадающем пике не превосходит 10%.

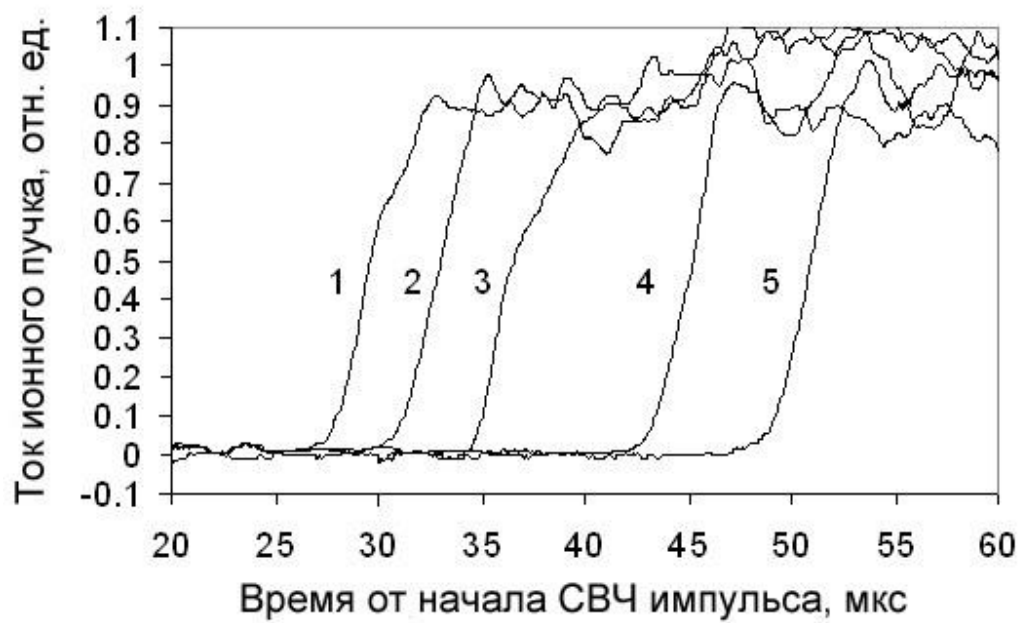


Рисунок 2.14. Осциллограммы тока пучка при разных давлениях азота в разрядной камере. Давление газа: 1 - $7.3 \cdot 10^{-4}$ Торр, 2 - $6 \cdot 10^{-4}$ Торр, 3 - $5 \cdot 10^{-4}$ Торр, 4 - $4 \cdot 10^{-4}$ Торр, 5 - $3 \cdot 10^{-4}$ Торр.

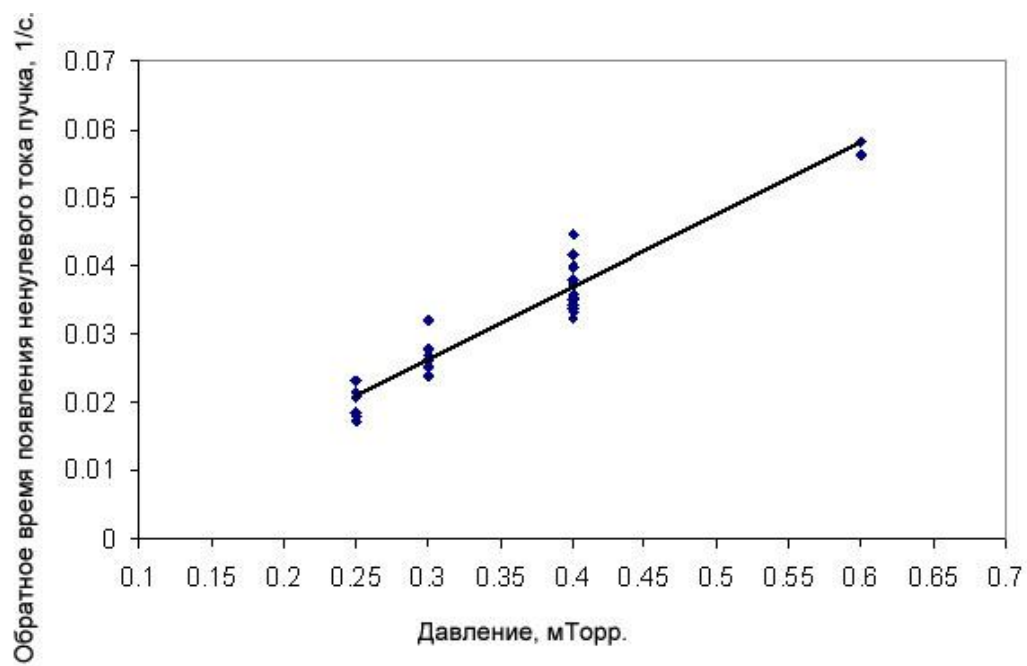


Рисунок 2.15. Обратное время возникновения ненулевого тока на цилиндр Фарадея в зависимости от давления газа (азота).

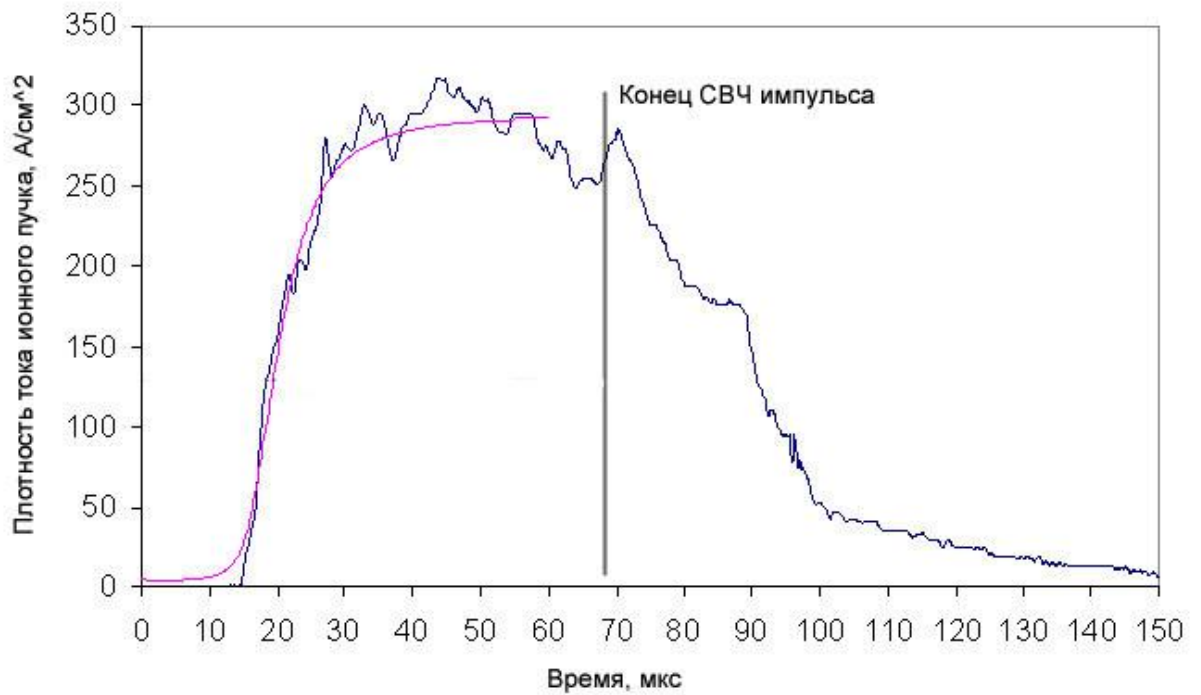


Рисунок 2.16. Осциллограмма импульса тока пучка ионов гелия. Розовая линия – результат теоретического расчета. Мощность СВЧ излучения 150 кВт, давление $2,5 \cdot 10^{-4}$ Торр.

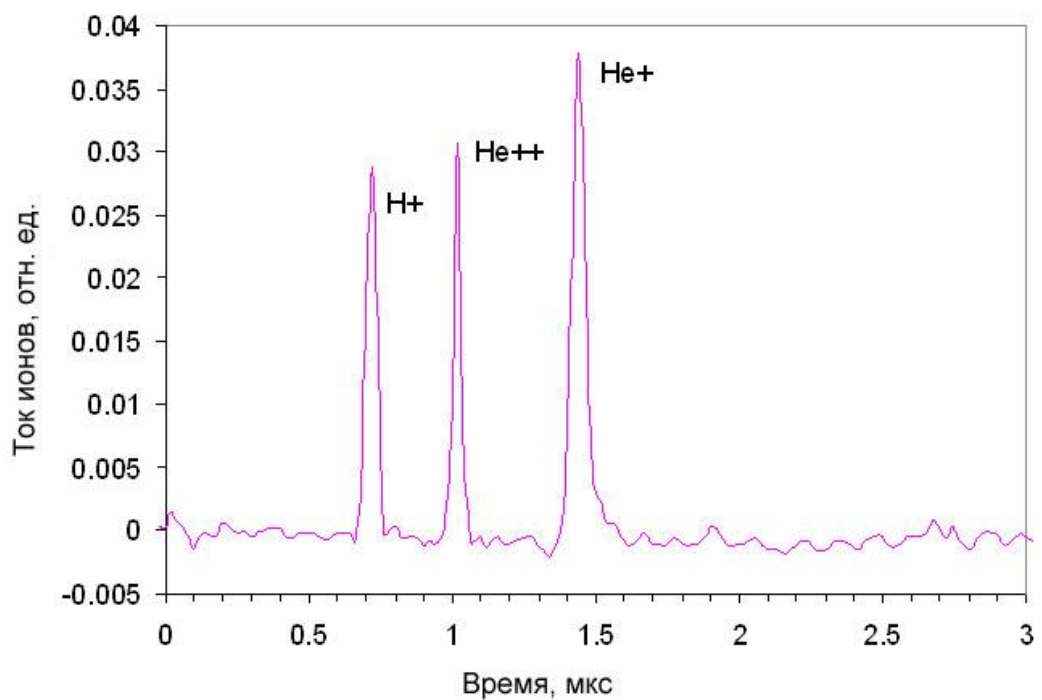


Рисунок 2.18. Распределение ионов гелия по кратностям ионизации при частоте накачки 75 ГГц. Мощность СВЧ излучения 150 кВт, давление $2,5 \cdot 10^{-4}$ Торр.

Представленные выше результаты экспериментов могут быть наглядно объяснены на основании модели, которая была подробно описана в главе 1. Ранее было сделано предположение, что процесс развития разряда может быть разделен на два этапа:

(1) $N_e \ll N_a$ (N_e , N_a - концентрации электронов и атомов). На этом этапе скорость ионизации газа определяется простым соотношением $\frac{dN_e}{dt} = k_i \cdot N_e \cdot N_a$. Потери плазмы из ловушки малы;

(2) $N_e \sim N_a$. Выход тока на стационарное значение происходит за время порядка времени жизни плазмы в ловушке.

На рис. 2.15 видно, что зависимость обратного времени до момента достижения током пучка величины 10% от стационарного значения по давлению является линейной, что свидетельствует о том, что фактор (1) действительно определяет развитие разряда на стадии с малой концентрацией плазмы. После того, как ток ионного пучка стал существенно отличен от нуля, т.е. плотность плазмы достигла достаточно большой величины, скорость нарастания плотности плазмы определяется временем жизни, которое не зависит от ее плотности и зависит в основном от размеров магнитной ловушки. Этим объясняется идентичность временных зависимостей тока пучка на цилиндр Фарадея при различных давлениях газа, поскольку эксперименты проводились при сохранении конфигурации магнитной системы.

Совпадение же времен развития в случаях с разными ловушками и частотами накачки также может быть объяснено близкими значениями времен жизни плазмы в обоих случаях. Как было сказано во введении, время жизни при квазигазодинамическом режиме удержания плазмы определяется размерами ловушки и температурой электронов. Так как величины эффективных длин ловушек были очень близки, то для сопоставления времен жизни достаточно сравнить температуры в рассматриваемых случаях. Для их оценки можно воспользоваться численным моделированием, используя полученные распределения ионов по кратностям ионизации и величины плотностей потоков плазмы из ловушек. Расчеты показали, что полученные экспериментальные результаты в случае частоты накачки 37,5 ГГц и ловушки касп соответствуют температуре электронов 40 эВ и концентрации плазмы примерно $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В случае простой зеркальной магнитной ловушки и частоты СВЧ накачки 75 ГГц оценки дают результат 70 эВ и $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Это означает, что времена жизни плазмы равнялись 10 мкс и 8 мкс, для 37,5 и 75 ГГц, соответственно. Видно, что отличие в величинах температур не столь существенно, и времена жизни отличаются всего в 1,25 раза. Что объясняет близость времен развития разряда при разных частотах накачки и подтверждает, что оно определяется временем жизни плазмы в ловушке.

2.4. Схема короткоимпульсного ЭЦР источника МЗИ для проекта «Beta Beam».

Полученные экспериментальные и теоретические результаты позволяют сформулировать концепцию создания короткоимпульсного ЭЦР источника МЗИ изотопа ${}^6\text{He}$ и предложить схему возможного прототипа такого источника.

Выше было показано, что, изменяя длину и пробочное отношение ловушки, можно изменять время удержания плазмы (см. формулу 1.2) и, следовательно, изменять время нарастания тока ионного пучка. Но вместе с этим изменяются и условия для образования многозарядных ионов, так более короткое время удержания ионов приводит к быстрейшему нарастанию тока пучка, но уменьшает средний заряд. Повышение среднего заряда также возможно за счет повышения концентрации плазмы. Таким образом, для обеспечения требуемых характеристик ионного источника рационально использовать высокую частоту СВЧ накачки (например, 60 - 120 ГГц) для обеспечения достаточной для генерации МЗИ величины параметра удержания и ловушку небольшой длины для обеспечения короткого времени выхода на стационар.

Как уже говорилось, очень важным параметром такого источника является эффективность использования дорогих радиоактивных частиц. При условии фиксированного максимально возможного значения тока экстрагируемого ионного пучка (в основном определяется конструкцией системы экстракции), эффективность можно повысить за счет уменьшения объема разрядной камеры, уменьшая тем самым полное число частиц в ней при заданном давлении. В связи с этим разумно делать разрядную камеру диаметром порядка 1 см. Ограничением по размеру снизу является лишь то, что камера не должна являться закрытым волноводом для используемой длины волны излучения накачки.

Таким образом, используя приведенные соображения, была предложена схема прототипа рассматриваемого источника, которая представлена на рис. 2.19. Радиоактивные изотопы гелия будут производиться путем бомбардировки мишени интенсивными пучками протонов [50]. Затем частицы ${}^6\text{He}$ будут поступать в разрядную камеру. Ввод СВЧ излучения предполагается осуществлять квазиоптическим способом. В рамках данной схемы СВЧ нагрев плазмы предполагается осуществлять на частоте 60 ГГц с помощью используемого на стенде SEISM Prototype гиротрона, что позволит создавать в ловушке плазму с плотностью на уровне $5-8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Удерживаться плазма будет в ловушке со

встречными полями с эффективной длиной порядка 10 см, что необходимо для подавления МГД неустойчивостей плазмы, а также обеспечит время выхода разряда на стационарную стадию менее 10 мкс. Мощность СВЧ накачки свыше 200 кВт будет достаточна для поддержания температуры электронов на уровне, достаточном для реализации распределения ионов гелия по кратностям ионизации не хуже, чем представленное на рис. 2.18. Использование разрядной камеры с малым объемом также позволит обеспечить большую эффективность использования радиоактивных частиц.

Предлагаемая схема представляется привлекательно с точки зрения формирования импульсов с требуемой временной структурой, однако главным критерием пригодности ионного источника для генерации пучков ионов редких короткоживущих изотопов является его эффективность утилизации этих дорогих частиц, т.е. отношение числа извлеченных ионов к числу инжектированных в ионный источник радиоактивных частиц. Отметим, что в проведенных экспериментах непосредственное измерение эффективности не представлялось возможным, так как при низкой частоте следования импульсов слишком сильно влияние потока газа со стенок вакуумной камеры, постоянной вакуумной откачки объема, низкий коэффициент передачи анализирующих ионных трактов.

Однако, учитывая хорошее соответствие результатов расчетов в рамках предложенной в главе 1 модели экспериментальным данным, возможно оценить эффективность предлагаемого источника численно. Расчеты проводились для предлагаемой конфигурации источника, т.е. вакуумная камера с размерами 10 см в длину и 1 см в диаметре, магнитная ловушка длиной 10 см пробочным отношением 3, нагрев излучением гиротрона с частотой излучения 60 ГГц. Будем предполагать, что основные потери плазмы из системы направлены в сторону экстрагирующей системы, так как в прототипе предлагается использовать, так называемый, байас-диск – вспомогательный электрод в торце ловушки со стороны ввода СВЧ излучения для снижения потока плазмы в эту сторону за счет подачи на него дополнительного потенциала относительно плазменной камеры.

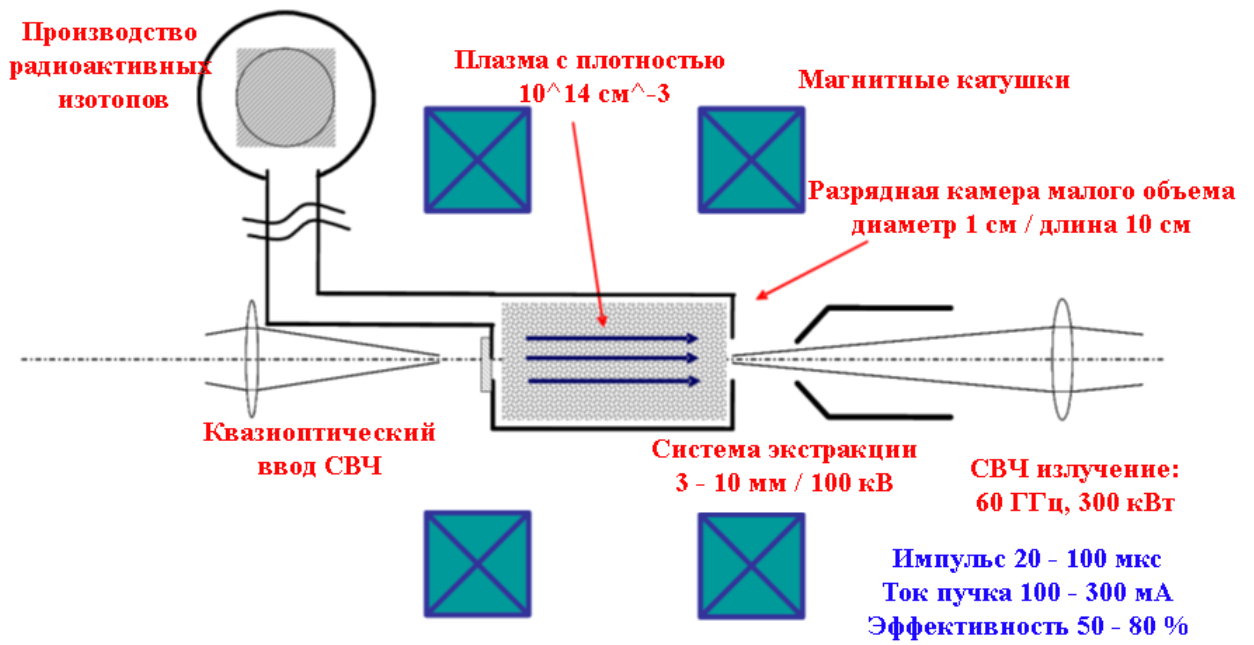


Рисунок 2.19. Схема короткоимпульсного ЭЦР источника МЗИ для проекта Beta Beam.

В качестве радиоактивного элемента, ионные пучки которого необходимо сформировать, будем рассматривать шестой изотоп гелий. Существующие методы генерации таких частиц позволяют производить их в количестве около $5 \cdot 10^{13}$ частиц в секунду. Такого их числа, конечно, не достаточно для формирования желаемой плотной плазмы, поэтому необходимо использование дешевого буферного газа, в качестве которого рассмотрим азот.

В рамках данной задачи можно рассмотреть два подхода к моделированию системы. Первый – случай импульсного напуска газа и мощной ионной откачки в одном импульсе при достаточно большом диаметре отверстия, используемого для экстракции ионного пучка. Может быть реализована ситуация, когда практически все частицы инжектированные в разрядную камеру будут экстрагированы в виде ионов в течении импульса. В таком случае можно пренебречь потерями между импульсами. На рисунке 2.20 представлен пример моделирования такого импульса, показаны зависимости токов однократно и двукратно ионизированного гелия. Видно, что за 100 мкс в виде ионов экстрагируются весь гелий, а падение его тока обусловлено его «выгоранием» в разряде.

Как уже говорилось под эффективностью будем понимать отношение числа извлеченных ионизированных частиц к числу инжектируемых в виде нейтралов. Будет различать эффективность по двукратно и однократно ионизованному гелию, т.е. отношение экстрагированных частиц с конкретным зарядом к общему числу инжектированных, а также общую эффективность, суммарную по всем сортам ионов.

$$\eta = N_{ext} / N_{inj} \quad (1)$$

Зависимость эффективности по однократно и двукратно ионизованному гелию при различной мощности СВЧ нагрева при различных плотностях буферного газа в режиме мощной ионной откачки представлена на рисунке 2.21. Из графиков видно, что теоретически эффективность по He^+ может быть очень высокой, до 90 %. Однако для ее достижения требуется извлечение ионных пучков с током до 2 А, что представляется весьма проблематичным, особенно с учетом того, что их качество должно позволять их дальнейшую инжекцию в систему ускорителей.

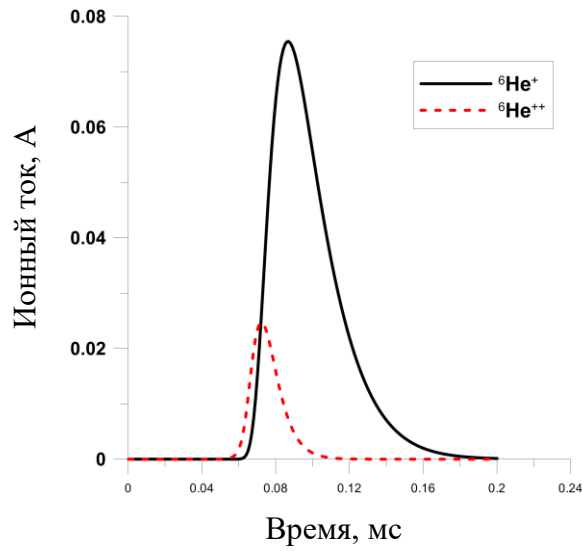


Рисунок 2.20. Рассчитанные токи ионов ${}^6\text{He}^+$ и ${}^6\text{He}^{++}$ в случае мощной ионной откачки. Параметры моделирования: 60 ГГц; 1200 Вт/см³; концентрация ${}^6\text{He}$ $6 \cdot 10^{11}$ см⁻³; концентрация азота $1.6 \cdot 10^{13}$ см⁻³.

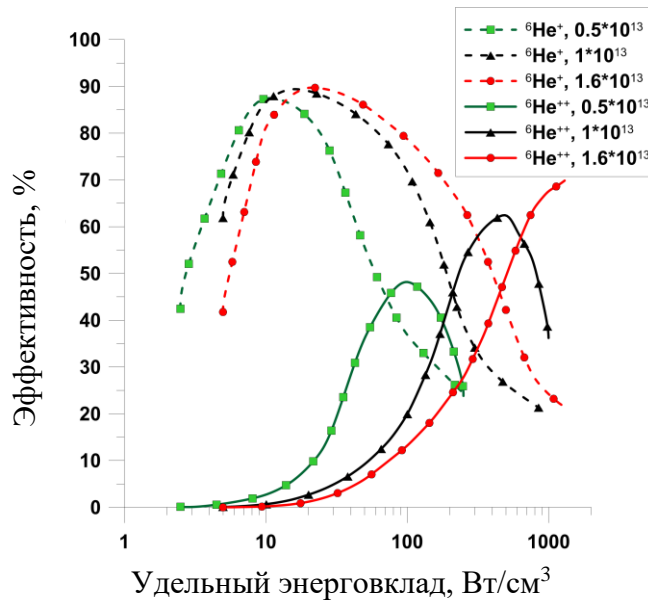


Рисунок 2.21. Рассчитанные эффективности по ионам ${}^6\text{He}^+$ и ${}^6\text{He}^{++}$ в случае мощной ионной откачки. Параметры моделирования: 60 ГГц; 1200 Вт/см³; концентрация ${}^6\text{He}$ $6 \cdot 10^{11}$ см⁻³; концентрация азота указана в легенде для каждой кривой.

Второй вариант функционирования ионного источника, который необходимо рассмотреть, фактически соответствует традиционному, когда напуск нейтрального газа в источник осуществляется непрерывно. В таком случае для снижения потерь между импульсами для извлечения ионов выгодно использовать плазменный электрод с меньшим диаметром апертуры. В таком случае частицы могут находиться в объеме плазменной камеры на протяжении нескольких импульсов, а токи ионных пучков, которые должны формироваться из плазмы будут существенно ниже.

Расчет эффективности по двум ионам гелия в таком режиме представлен на рисунке 2.22 для различных уровнях мощности СВЧ нагрева и различных диаметров апертур плазменного электрода при фиксированном напуске нейтрального газа в источник. Эффективность в таком режиме оказывается несколько ниже, однако требуемые токи экстрагируемых ионных пучков находятся на уровне 100-300 мА, что выглядит весьма реально. В следующих главах будет продемонстрирована возможность формирования таких пучков с высоким качеством, достаточных для инъекции в ускорители.

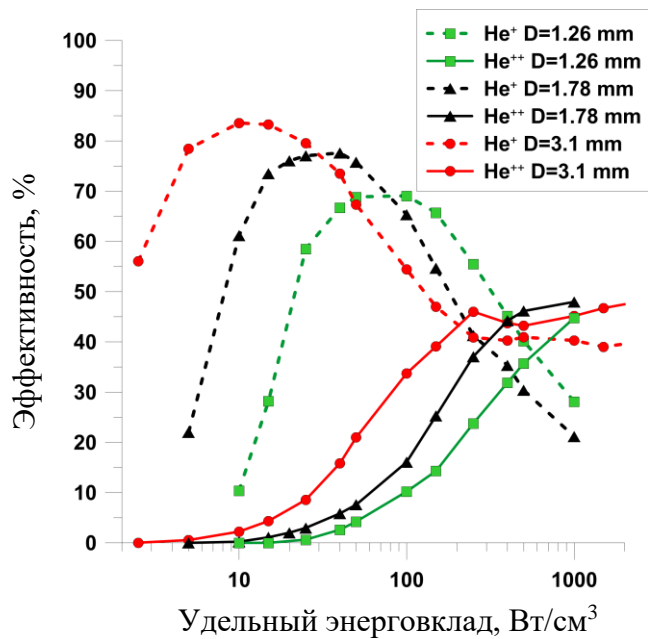


Рисунок 2.22. Эффективность в зависимости от мощности нагрева при различных диаметрах экстрагирующего отверстия D. Скорость напуска ${}^6\text{He}$: $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}/\text{с}$; Скорость напуска азота: $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}/\text{см}$.

2.5 Выводы главы.

В проведенных экспериментах была продемонстрирована возможность создания импульсных пучков многозарядных ионов гелия с длительностью фронта менее 15 мкс. Показано, что при достаточно коротком времени развития разряда средний заряд ионов может быть повышен за счет применения более высокой частоты и мощности СВЧ накачки. Полученные результаты наглядно демонстрируют, что достижение столь короткого времени выхода на стационар стало возможно благодаря малому времени жизни. В связи с тем, что требуемая длительность импульса в несколько раз превосходит время жизни плазмы в рассматриваемой системе возможна эффективная генерация многозарядных ионов.

Экспериментально была продемонстрирована возможность формирования короткоимпульсных пучков многозарядных ионов азота и аргона с высоким током (длительность 50-100 мкс, ток около 100 мА) при использовании для этого плотной сильнонеравновесной плазмы ЭЦР разряда, поддерживаемого мощным излучением гиротрона миллиметрового диапазона длин волн.

Полученные результаты позволили предложить схему прототипа короткоимпульсного ионного источника для проекта “Beta Beam”. В рамках численного моделирования показано, что предлагаемый подход может обеспечить эффективность использования короткоживущих радиоактивных изотопов на уровне 60 – 80 %, что не может быть реализовано с помощью классических ЭЦР источников.

Результаты, описанные в этой главе диссертации, опубликованы в [77, 79, 99, 102-106].

Глава 3. Источник сильноточных пучков ионов водорода для современных ускорителей на основе ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением гиротрона

3.1 Требования к инжекторам ионов водорода для современных ускорителей

Источники ионов являются одним из ключевых элементов любых ускорителей тяжелых заряженных частиц. С повышением характеристик ускорительных систем растут и требования к инжекторам ионов. Новые системы рассчитываются на больший ток и стабильность и меньший эмиттанс ионных пучков, а, следовательно, большую яркость. Значительное количество современных ускорителей используют в своей работе сильноточные пучки ионов изотопов водорода. Задачами таких ускорительных комплексов являются, например: генерация плотных потоков нейтронов, в первую очередь для исследований в области материаловедения; производство различных изотопов, в том числе для медицины; исследования экстремального состояния вещества и т.д. В наиболее крупных проектах, таких как “The International Fusion Materials Irradiation Facility” (IFMIF), “Large Hadron Collider” (LHC), “European Spallation Source” (ESS) [51-54], требуются пучки ионов водорода и дейтерия с током на уровне 100-400 мА при нормализованном эмиттансе не более 0.2 п·мм·мрад. Низкое значение эмиттанса должно ограничивать потери ионов на стенки в высокоэнергичных секциях уровнем 1 Вт/м, типичным для большинства современных ускорителей. Таким требованиям не удовлетворяет ни один из существующих ионных источников. Отсутствие требуемого инжектора делает невозможным достижение заявленных характеристик ускорителей и приводит к необходимости выполнения дорогостоящих модернизаций ускорительного комплекса либо к срыву экспериментальных исследований. Так, например, в случае проекта IFMIF, рассчитанном на дейтронный пучок с током 250 мА, было принято решение использовать ионные инжекторы с током 125 мА и два одинаковых линейных ускорителя вместо одного с последующим объединением пучков на мишени, что вызвало значительное удорожание проекта. Проект по модернизации инжектора Большого адронного коллайдера LINAC4 уже несколько лет находится на обсуждении без существенных подвижек из-за отсутствия протонного источника с требуемыми характеристиками (H^+ 80 мА, 45 кВ, 0,2-0,7 мс, $\epsilon=0.25$ п·мм·мрад). В связи с этим, разработка источника сильноточных пучков ионов водорода (и его изотопов) с низким эмиттансом является на сегодняшний день актуальной задачей.

К настоящему времени созданы и активно используются несколько типов сильноточных источников ионов, позволяющие получать пучки требуемого для ускорителей качества, отличающихся как способом создания плазмы, так и параметрами производимых пучков. Подробное описание источников ионов различных типов и способов их применения собраны в целом ряде монографий, см., например в [85, 10]. Для генерации пучков ионов водорода часто используются ВЧ, дуговые, пеннинговские и другие источники. Среди прочих систем особое место занимают источники на основе разряда низкого давления, поддерживаемого в магнитном поле электромагнитным излучением в условиях электронно-циклотронного резонанса. Они имеют большой ресурс работы, стабильны, позволяют легко менять рабочее вещество. Источники протонов на основе ЭЦР разряда с нагревом на частоте 2,45 ГГц позволяют формировать достаточно интенсивные (до 150 мА) пучки с малой величиной эмиттанса, что является критическим для ряда современных проектов на ускорителях [107]. Это во многом достигается за счет небольшой апертуры отверстия в плазменном электроде при сравнительно высокой плотности потока плазмы [108]. При этом доля атомарных ионов в экстрагируемом пучке в наиболее продвинутых системах варьируется в диапазоне 80 – 90 %, оставшаяся часть состоит из молекулярных ионов водорода. Однако эти источники позволяют генерировать ионные пучки с током лишь до 150 мА при нормализованном эмиттансе не более 0.2 п.мм·мрад, что не удовлетворяет требованиям ряда проектов.

Как уже отмечалось в первых двух главах и продемонстрировано в работах [76, 89, 92, 93], использование излучения современных высокочастотных гиротронов позволяет создавать и поддерживать плазму с высокой плотностью ($10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$) и температурой порядка 100 эВ, достаточной для эффективной ионизации, в том числе многократной. На основе такой плазмы были разработаны сильноточные ионные источники с квазигазодинамическим режимом удержания (квазигазодинамические ЭЦР источники). В существующих источниках ионов водорода обычно температура электронов не превышает 10-20 эВ. При таких энергиях сечения основных ионизационных процессов на один-два порядка ниже максимальных. Сечения процессов ионизации молекул $e + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2^+ + 2e$ и $e + \text{H}_2 \rightarrow \text{H} + \text{H}^+ + 2e$ имеют максимумы на энергиях 80 эВ ($9 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$) и 100 эВ ($6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$) соответственно [109]. Последующая ионизация атомов водорода электронным ударом $e + \text{H} \rightarrow \text{H}^+ + 2e$ имеет оптимум сечения при энергии около 70 эВ ($6.5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$). Также следует отметить, что сечение диссоциативной ионизации молекулярного иона водорода $e + \text{H}_2^+ \rightarrow \text{H}^+ + \text{H} + e$ при росте энергии электронов до 300 эВ спадает менее, чем на порядок (с $7 \cdot 10^{-15}$ до $1.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$) [109], а сечение диссоциативной ионизации молекулярного иона H_3^+ имеет плоский пик в диапазоне 50 – 100 эВ. Это позволяет ожидать существенно

лучшего соотношения токов ионов водорода $H^+ : H_2^+ : H_3^+$ в экстрагируемом ионном пучке в сторону доминирования атомарных ионов, т.е. протонов. Таким образом, можно утверждать, что параметры плазмы в квазигазодинамических ЭЦР источниках (высокая плотность на уровне 10^{13} см⁻³ при температуре основной электронной компоненты на уровне 100 эВ, низкая ионная температура порядка 1 эВ, высокая степень ионизации) могут быть фактически оптимальны для генерации сильноточных пучков ионов водорода с малым эмиттансом и минимальной долей молекулярных ионов, что может позволить достичь в этом направлении наилучших результатов.

На основании вышеизложенного представляется целесообразным проведение экспериментальных исследований формирования сильноточных пучков ионов водорода с высокой яркостью из плазмы ЭЦР разряда, поддерживаемого мощным излучением гиротронов в открытых магнитных ловушках.

3.2 Описание экспериментального стенда.

Эксперименты, направленные на исследование возможности создания сильноточного ЭЦР источника ионов водорода, проводились на импульсном экспериментальном стенде, созданном на базе установки, описанной в главе 1. Схема и фотография модернизированного стенда представлены на рис. 3.1. Источником СВЧ излучения являлись гиротроны с частотой 37,5 либо 75 ГГц, мощностью от 10 до 200 кВт, длительность импульса до 1,5 мс. Гиротроны имеют одинаковые внешние размеры резонаторов, что позволило проводить эксперименты с разными частотами нагрева путем простой замены одной лампы на другую в одном криомагните. Для удержания плазмы использовалась прямая осесимметричная ловушка простой пробочной конфигурации. Магнитное поле ловушки создавалось с помощью импульсных соленоидов. Ввод СВЧ излучения осуществлялся квазиоптическим способом через кварцевое окно. За окном в разрядной камере располагалась специальная система согласования микроволнового излучения с плазмой, которая позволила избежать попадания плазмы на входное окно. Напуск водорода в ловушку осуществлялся по оси через систему импульсного напуска газа, совмещенную с электродинамической системой согласования миллиметрового излучения с плазмой.

Экстракция ионов и формирование ионного пучка осуществлялись с помощью двухэлектродной системы. Система экстракции могла располагаться на разном расстоянии от магнитной пробки ловушки, тем самым регулировалась плотность потока плазмы на плазменный электрод. Максимальное значение напряжения экстракции составляло 50 кВ. Ниже приводится более подробное описание основных систем установки.

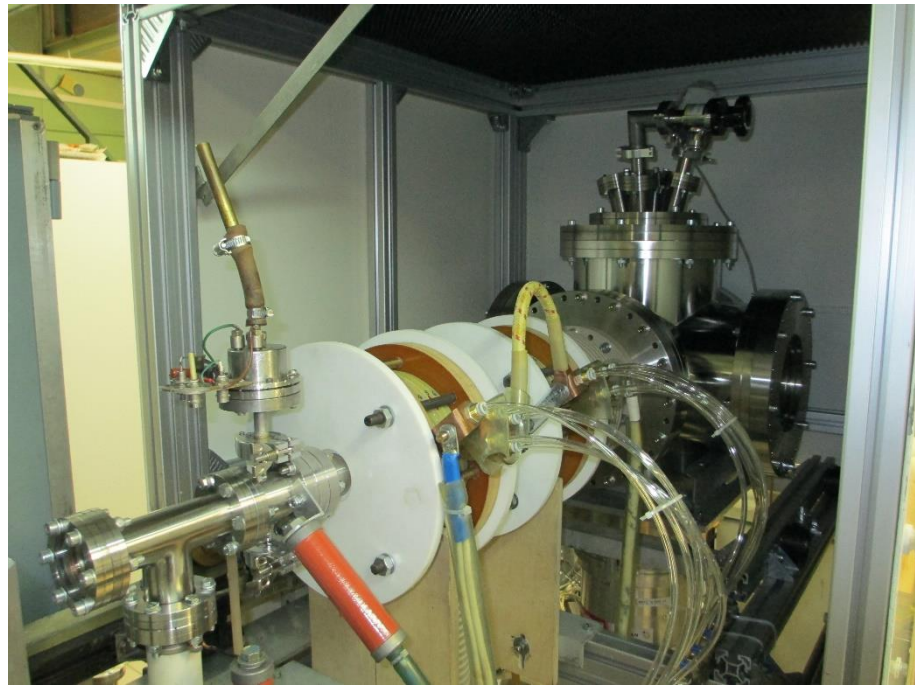
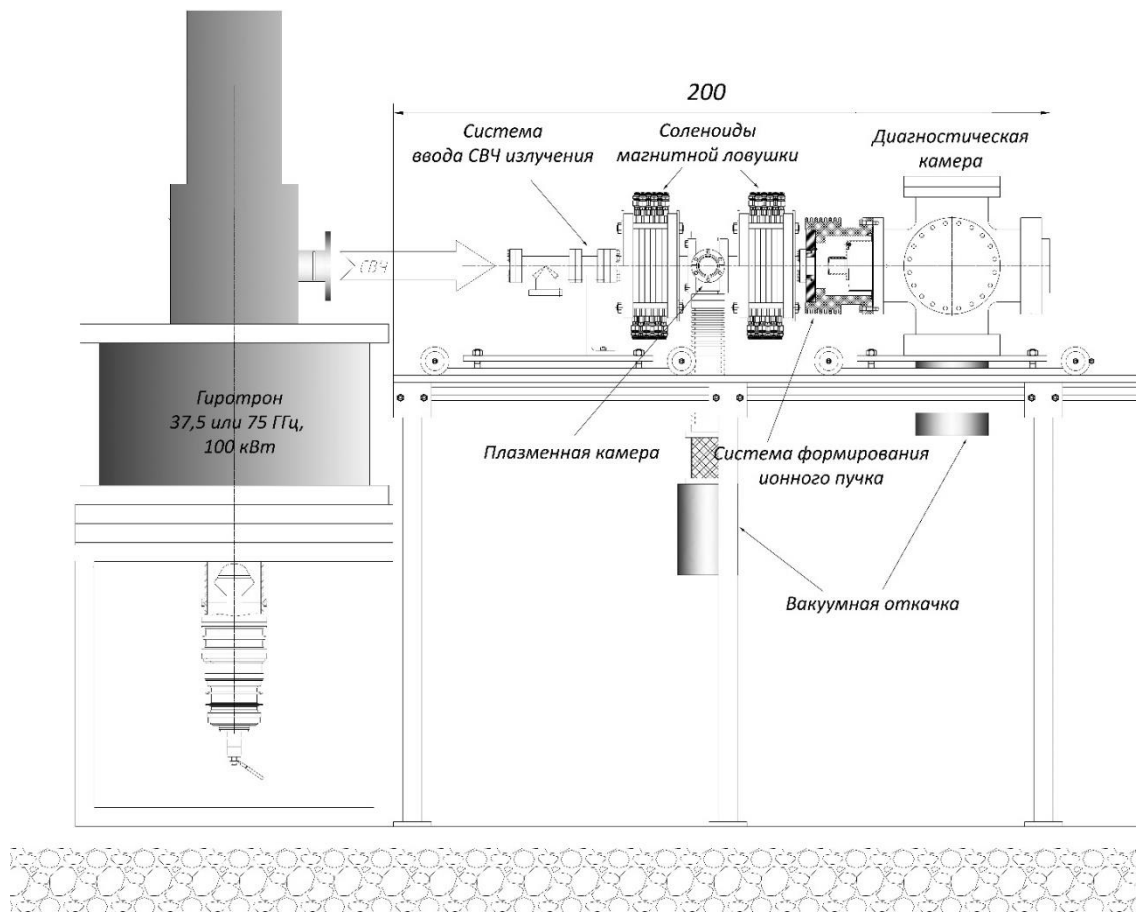


Рисунок 3.1. Схема экспериментального стенда.

Проведение экспериментальных исследований в области СВЧ разряда низкого давления требует обеспечения низкого содержания примесей в плазме, для чего необходимо осуществлять откачку всех узлов вакуумного объема до достаточно низкого давления. Из-за протяженного размера системы и сложной внутренней геометрии (наличие системы ввода СВЧ излучения и системы формирования ионного пучка) была реализована независимая дифференциальная откачка. Изображение всего вакуумного объема приведено на рисунке 3.2. В вакуумной системе реализована откачка в области входного СВЧ окна (5) и системы ввода СВЧ излучения (7). Это необходимо для исключения возможного зажигания «паразитного» разряда в области (6), т.е. появления там плазмы, поскольку плазма в этой части вакуумного объема приведет к сильному отражению СВЧ излучения от всей системы, повреждению входного СВЧ окна, снижению производительности всего источника. Также вакуумная система обеспечивает низкое значение давления в области (4), где располагается система формирования ионного пучка и в диагностической камере (9). Это необходимо для понижения вероятности высоковольтного пробоя между электродами. Разрядная камера (2) оснащена отдельным насосом. Таким образом, в стандартной конфигурации система откачивается тремя турбомолекулярными насосами (12,13), расположенными перед СВЧ вводом (80 л/с), под разрядной камерой (80 л/с) и под диагностической камерой (750 л/с). За счет сборки системы на стандартных высококачественных вакуумных соединениях KF и CF обеспечивался уровень остаточного вакуума $1-2 \cdot 10^{-7}$ Торр.

Повышение частоты и мощности СВЧ генераторов, используемых для нагрева плазмы ЭЦР разряда, приводит к необходимости модернизации не только магнитных систем удержания (требуется увеличение величины магнитного поля для сохранения условий ЭЦР в ловушке), но и методов ввода излучения в плазму. В традиционных ЭЦР источниках ионов используется излучение с частотой 14 - 28 ГГц и мощностью на уровне нескольких кВт. В таких установках для ввода СВЧ излучения применяются волноводные линии, которые при удобстве использования обеспечивают приемлемые потери энергии при транспортировке. Плазма разряда создается в вакуумной камере, представляющей из себя высокодобротный резонатор, что обеспечивает эффективное поглощение излучения плазмой.

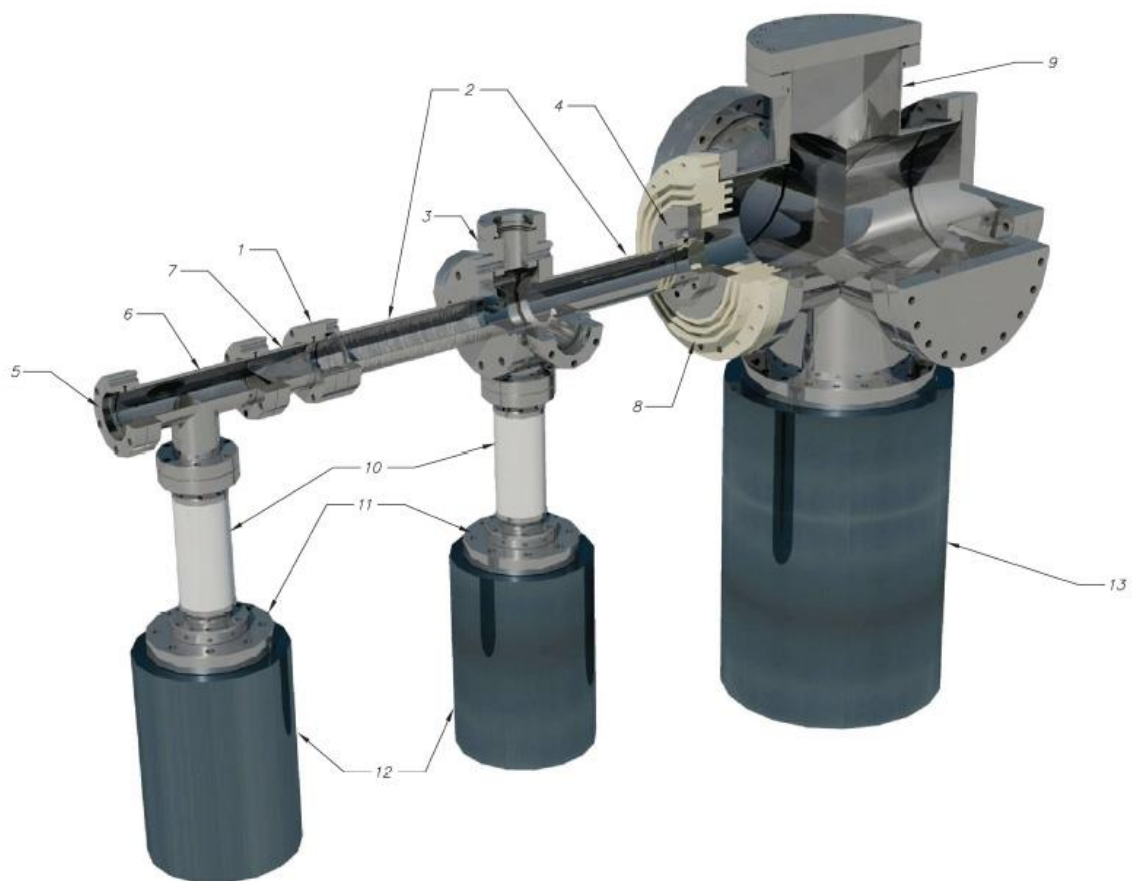


Рисунок 3.2. Схема вакуумной системы сильноточного протонного источника. (1), (3), (11) – фланцы, (2) – разрядная камера, (4) – место расположения системы формирования ионного пучка, (5) – входное окно, (6) – вакуумный объем, защищенный от образования плазмы, (7) - электродинамическая система ввода СВЧ излучения, (8) и (10) – высоковольтные изоляторы, (9) – диагностическая камера, (12) и (13) – турбомолекулярные насосы.

Применение волноводных линий для транспортировки СВЧ излучения в рассматриваемых в данной работе условиях оказывается существенно затруднено из-за его высокой мощности и рисков возникновения пробоев в линии передачи. Для транспортировки и ввода СВЧ излучения в плазму использовалась квазиоптическая линия, в конце которой излучение фокусировалось в плазменную камеру через керамическое или кварцевое вакуумное окно, расположенное на оси системы. В конфигурации экспериментального стенда, описанной в разделе 1.3.1, излучение попадало в плазму сразу за входным окном. Т.е. со стороны ввода излучения плазма вытекала через пробку магнитной ловушки непосредственно на диэлектрическое окно. В ходе продолжительных экспериментов этот процесс приводил к распылению материала окна, в результате чего в плазму поступало большое количество примесей, ее параметры становились неконтролируемы, падала эффективность ЭЦР нагрева, что приводило к снижению температуры электронов и срыву генерации многозарядных ионов. Также такая конфигурация системы лишала разрядную камеру резонаторных свойств (типичных для традиционных ЭЦР источников), что также снижает эффективность поглощения излучения плазмой. В ходе модернизации установки была использована оригинальная конструкция системы ввода СВЧ излучения в плазму, аналогичная использованной на стенде SEISM Prototype. На основе электродинамических расчетов был изготовлен узел, основным элементом которого является клин, расположенный по центру круглой трубы разрядной камеры. Острее клина направлено навстречу излучению и рассекает трубу на две симметричные части. Основание клина частично перекрывает трубу и расположено перед пробкой магнитной ловушки. Расчет геометрии выполнен таким образом, чтобы оптимизировать коэффициент прохождения излучения заданной частоты, моды и поляризации (он составлял около 95 %), и в тоже время так чтобы плазма, вытекающая из ловушки, опиралась на металлическое основание клина и не попадала в объем перед входным окном.

В описанной системе ввода СВЧ излучения был выполнен канал напуска газа, по которому он подавался в область ближней к СВЧ окну магнитной пробки ловушки. Канал напуска наполнялся импульсно с помощью специального электромагнитного клапана, над которым находился буферный объем с регулируемым давлением. В эксперименте для регулировки давления в разрядной камере и скорости напуска газа в нее могли изменяться давление в буферном объеме над клапаном и временная задержка между моментом открытия клапана и началом СВЧ импульса.

Для удержания плазмы и ее эффективного нагрева в условиях ЭЦР излучением с частотой 37,5 и 75 ГГц необходимо использовать магнитную ловушку, максимальное значение поля в которой превосходит величину, соответствующую ЭЦР. Для 75 ГГц это значение составляет 2,68 Тл. Уменьшение диаметра разрядной вакуумной камеры (по сравнению с установкой описанной в разделе 1.3.1) в области катушек магнитного поля позволило изготовить компактные и технологичные соленоиды с водяным охлаждением, обеспечивающие максимальную напряженность магнитного поля в пробках свыше 5 Тл. Для их изготовления была использована медная трубка диаметром 4 мм и с толщиной стенки 0,8 мм, что позволило реализовать эффективное охлаждение за счет пропускания через нее воды. Катушки состояли из двух рядов по 8 витков, внутренний диаметр меньшего витка 42 мм, внешний диаметр наибольшего 115 мм. Схематический вид одного соленоида приведен на рисунке 3.3 вместе с фотографией собранной ловушки. Набор из 5 катушек стягивается между диэлектрическими блинами с помощью 6 диэлектрических шпилек. Сконструированная система имеет следующие основные характеристики: суммарная индуктивность $L=2.84538$ мГн; суммарное сопротивление $R=208.67$ мОм; поле на 1 кА $B_{1кА}=1.581$ Тл/кА; максимальное поле: $B_{max}=5.325$ Тл. На рисунке 3.4 приведена осциллограмма тока рабочего импульса магнитной системы, протекающего через катушки. На рисунке 3.5 представлен расчет структуры силовых линий магнитной системы (изображена только верхняя половина, так как картина силовых линий является осесимметричной). На рисунке 3.6 приведено распределение амплитуды магнитного поля на продольной оси системы в условиях, когда через катушки в рабочем импульсе протекает ток в 1 кА.

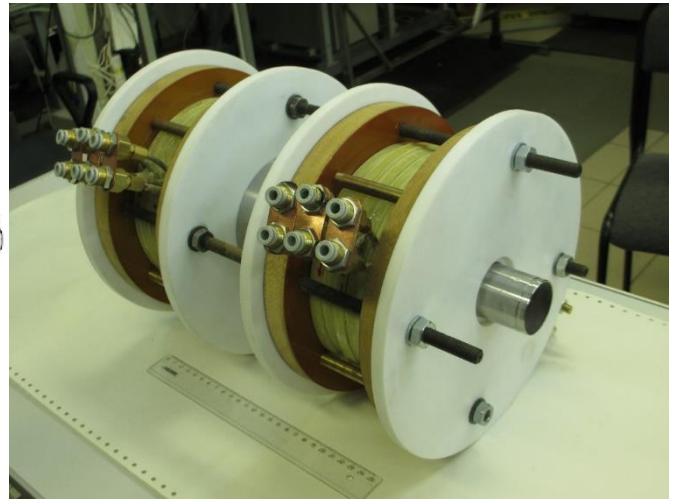
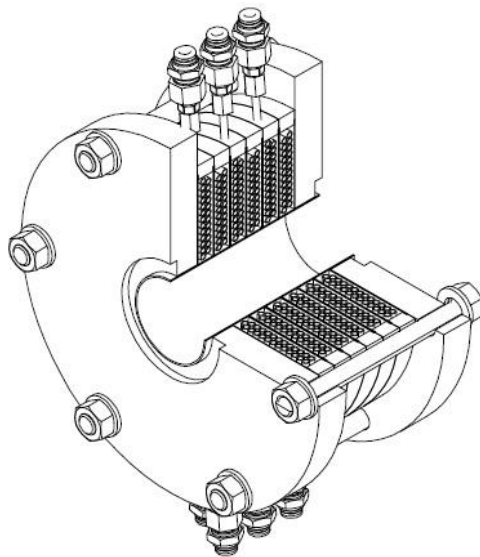


Рисунок 3.3 – Схематичный вид соленоида и фотография ловушки в сборе.

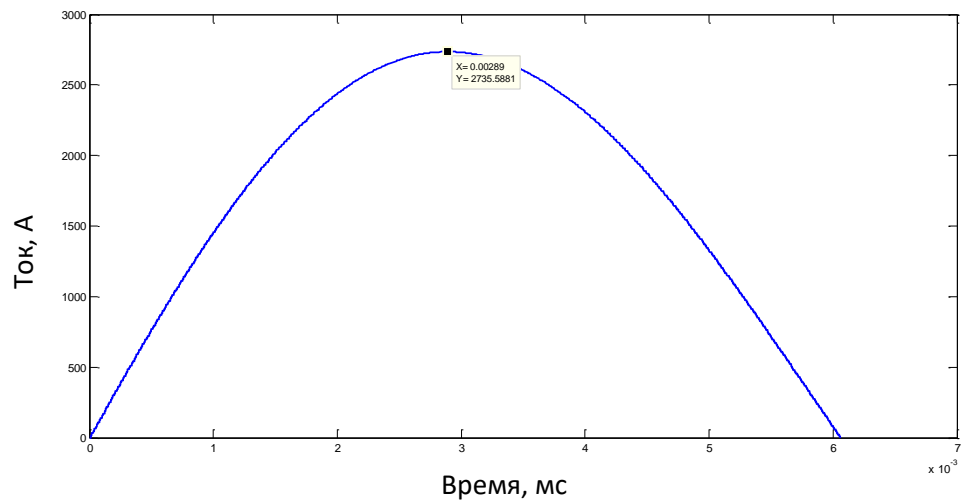


Рисунок 3.4 — Осциллограмма тока рабочего импульса магнитной ловушки.

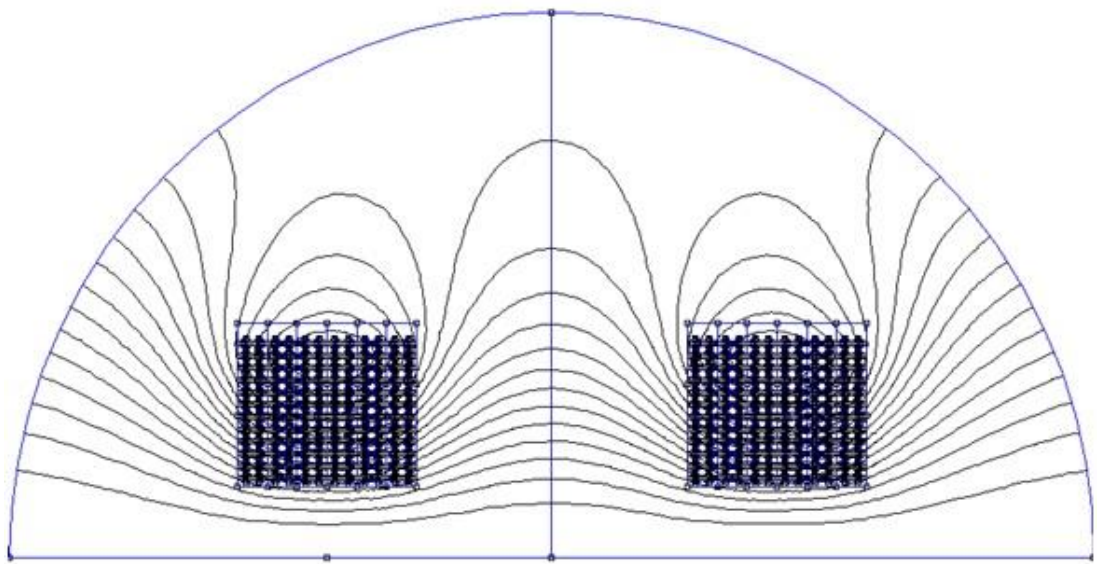


Рисунок 3.5. Структура силовых линий магнитной ловушки.

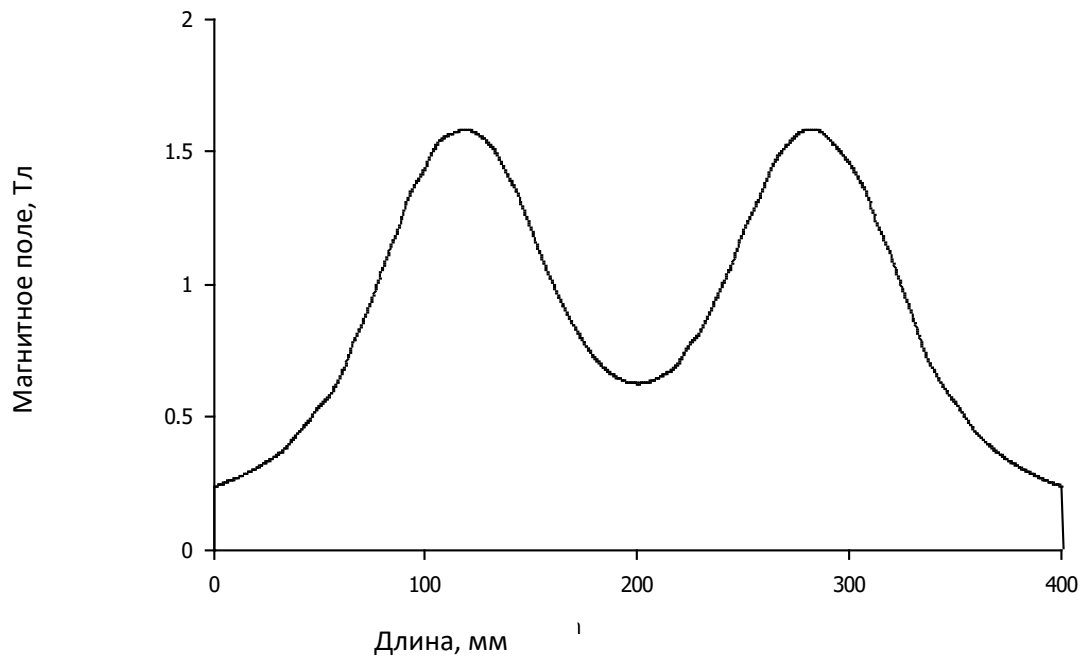


Рисунок 3.6. Амплитуда магнитного поля при величине тока в катушках 1кА на продольной оси ловушки.

Формирование ионного пучка в экспериментальном стенде осуществлялось с помощью двухэлектродных систем экстракции различных конфигураций. Применялись как одноапертурные так и многоапертурные системы. В случае применения одноапертурных систем исследования проводились при различных размерах отверстий, так как далеко не всегда основной задачей является увеличение тока пучка, в ряде случаев требуется минимизация значения эмиттанса при заданном токе. Значительный диапазон диаметров апертур позволил продемонстрировать также и предельные значения эмиттанса, которые могут быть достигнуты в ЭЦР ионных источниках с квазигазодинамическим режимом удержания плазмы.

В отличие от традиционных ЭЦР ионных источников, где экстракторы устанавливаются в пробке магнитной ловушки (или в ее близкой окрестности), в данном случае система формирования ионного пучка располагалась на значительном удалении от пробки, на характерном расстоянии 7- 15 см. Это связано с тем, что при нагреве плазмы мощным излучением гиротрона миллиметрового диапазона длин волн плотность плазмы и плотность ее потока из ловушки оказываются на один-два порядка выше, что требует существенно больших напряженностей электрического поля в межэлектродном пространстве для формирования качественного пучка, которые на практике трудно реализуемы. В квазигазодинамических ЭЦР ионных источниках системы экстракции устанавливаются на некотором удалении, где плотность потока плазмы снижается в связи с ее разлетом по силовым линиям спадающего магнитного поля. Существенным преимуществом такой схемы является то, что система формирования ионного пучка располагается в слабом магнитном поле, что позволяет достигать очень высокого качества извлекаемых пучков (низкого эмиттанса). Считается, что в традиционных ЭЦР ионных источниках существенное негативное влияние на эмиттанс оказывает высокое значение напряженности магнитного поля и его аксиальная несимметрия в области экстракции.

Основным инструментом для поиска оптимальной конфигурации системы формирования ионного пучка было численное моделирование данного процесса с помощью кода IBSimu [110, 111]. В [111] представлено подробное описание теоретической модели и всех приближений, используемых в программном коде. Его разработка началась в LBNL в 2004 году. Код был использован для моделирования системы целевой экстракции из плазмы и наносекундного чопинга ионного пучка для импульсного нейтронного генератора. Дальнейшее развитие кода было продолжено в Университете города Ювяскюля (JYFL) с целью создания модульной структуры, которая может быть применена к различным задачам. Код был задокументирован и выпущен с лицензией с открытым исходным кодом, что делает его удобным для использования в научном сообществе. Солвер

ионной оптики IBSimu способен вычислять электрические поля в одномерных, плоских и цилиндрических двумерных и полностью трехмерных конфигурациях. Определение объектов (электродов) осуществляется с помощью математического описания, и/или импорта AutoCAD DXF-файлов. Область моделирования дискретизируется на прямоугольной сетке с постоянным шагом. Расчет электростатического потенциала осуществляется с помощью решения уравнения Пуассона методом конечных разностей на узлах сетки. Для достижения гладких электрических полей на краях электродов краевые узлы разбиваются на субузлы и корректируются методом виртуальных потенциалов. Поддерживаются два типа краевых граничных условий: Дирихле и Неймана первого и второго порядка. Расчет может также включать в себя общепринятую нелинейную модель плазмы для экстракции положительных ионов, где тепловые электроны плазмы задаются аналитически в уравнении Пуассона:

где $\rho = \rho_{ion} - \rho_{e0} \exp[(\phi - \phi_P)/(kT_e/e)]$. Параметрами модели являются потенциал плазмы ϕ_P и температура электронов T_e . Объемный заряд ионов ρ_{ion} вычисляется из плотности ионного тока, объемный заряд электронов ρ_{e0} принимается равным ρ_{ion} при потенциале плазмы.

Код имеет несколько нелинейных решателей для расчета электростатического потенциала. Наиболее используемый решатель для 3D случая основан на методе итерационно стабилизированного бисопряженного градиента BiCGSTAB с ILU0-прекондиционером. Для 2D полей наиболее эффективным является прямой решатель методом LU-разложений UMFPACK. Трассировка частиц выполняется путем интегрирования уравнений движения с учетом силы Лоренца, полученных от силы Лоренца встроенным методом Рунге-Кутты четвертого и пятого порядка с автоматической регулировкой шага для достижения требуемой точности.

Электрическое поле, необходимое для расчета траекторий частиц, получается путем численного дифференцирования и интерполяции потенциала с использованием 9 ближайших узлов сетки (27 в 3D). Специальные меры принимаются при приближении к границам электродов для обеспечения непрерывности поля. Магнитные поля также могут быть учтены путём импорта из других программ или прямого аналитического задания.

Как правило, отправной точкой расчёта является решение уравнения Пуассона без правой части. В задачах извлечения пучков из плазмы существует также начальный объем плазмы с потенциалом фиксированной величины. Далее рассчитываются траектории частиц и распределения объёмного заряда, который затем подставляется в уравнение

Пуассона. Эта последовательность повторяется до тех пор, пока расчет не сойдется к требуемой точности.

Путем численного моделирования с помощью описанного программного пакета было определено влияние объемного заряда на параметры пучка в условиях, соответствующих проводимым исследованиям, выбраны геометрии систем формирования пучка, определены необходимые ускоряющие напряжения для достижения высокого качества извлекаемых пучков.

В качестве входных параметров для расчета с помощью кода IBSimu являются параметры плазмы, из которой формируется ионный пучок, геометрия системы экстракции и распределение потенциалов на ее элементах, а также распределение магнитного поля в пространстве. Для проведения моделирования были использованы результаты измерений параметров плазмы, описанные ниже в разделе 3.3.

Ключевые параметры, применявшиеся в расчетах, были следующими:

- Ионный состав плазмы: 94 % H^+ , 6 % H_2^+ ;
- Плотность тока (эмиссионная способность плазмы) $J = 6 \text{ кА/м}^2$
- Температура ионов: $T_i = 1.0 \text{ эВ}$
- Температура электронов $T_e = 10.0 \text{ эВ}$
- Плазменный потенциал: $U_p = 50.0 \text{ В}$
- Напряжение экстракции $V_{puller} = 100 \text{ кВ}$
- Напряженность магнитного поля в области экстрактора: $B_z = 0.33 \text{ Тл}$

В ходе расчетов были определены: оптимальная геометрия электродов, диапазон межэлектродных расстояний (L) и диаметров отверстий в электродах (D).

На нижеследующих рисунках 3.7 – 3.14 приведены примеры результатов моделирования для некоторых конфигураций. Из приведенных результатов видно, что повышение напряжения значительно улучшает фокусировку ионного пучка. Однако, при этом напряженность электрического поля в некоторых участках экстрактора может становиться достаточной для зажигания самостоятельного разряда. На рисунке 3.15 приведена карта напряженности электрического поля при межэлектродном напряжении 100 кВ. Черный цвет соответствует напряженности в 8 МВ/м. Это означает, что к качеству обработки электродов необходимо предъявлять повышенные требования.

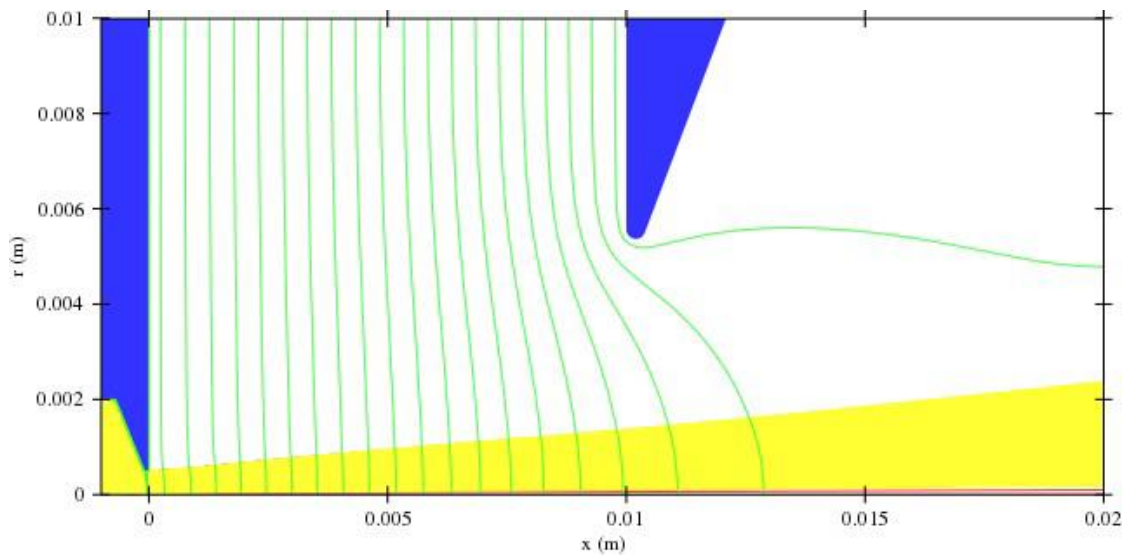


Рисунок 3.7. Зеленые линии – эквипотенциали электрического поля. Желтые – траектории ионов. $L=10$ мм, $D=1$ мм. Экстрагируемый ток = 15 мА.

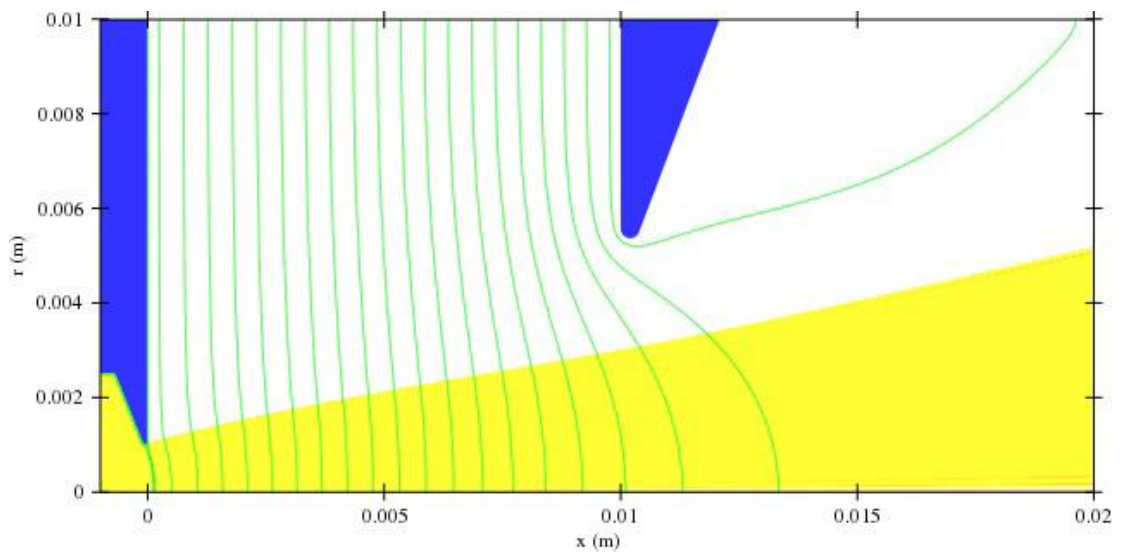


Рисунок 3.8. Зеленые линии – эквипотенциали электрического поля. Желтые – траектории ионов. $L=10$ мм, $D=2$ мм. Экстрагируемый ток = 65 мА.

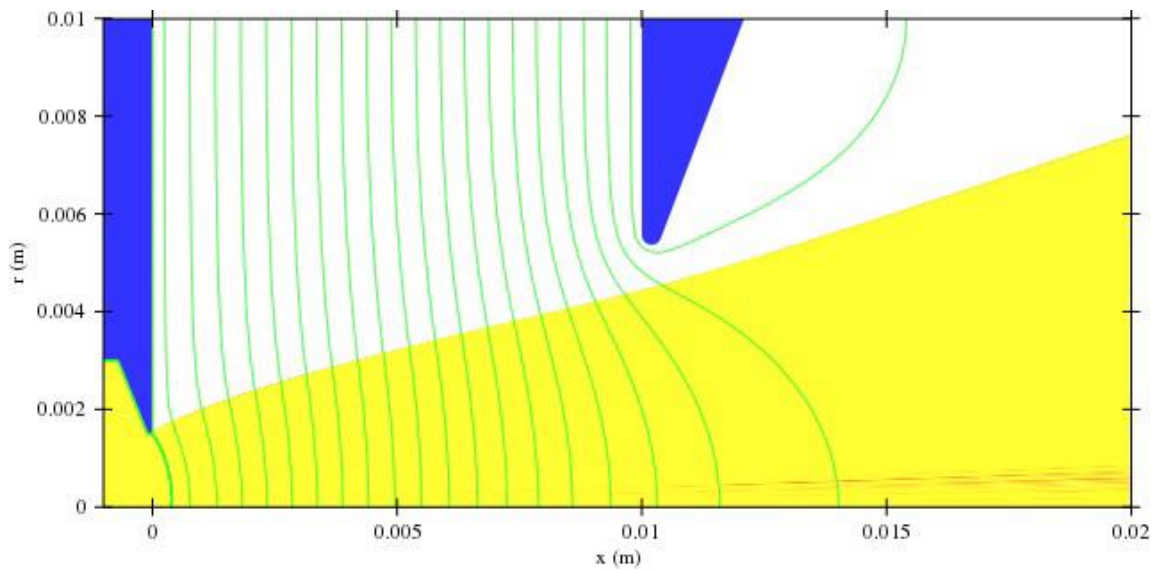


Рисунок 3.9. Зеленые линии – эквипотенциали электрического поля. Желтые – траектории ионов. $L=10$ мм, $D=3$ мм. Экстрагируемый ток = 150 мА.

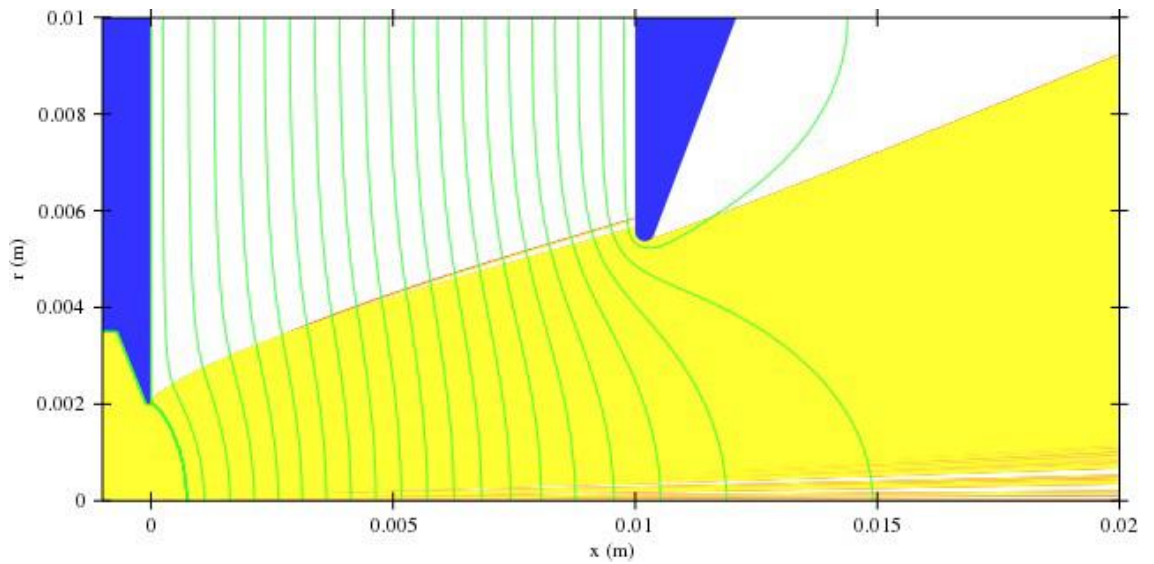


Рисунок 3.10. Зеленые линии – эквипотенциали электрического поля. Желтые – траектории ионов. $L=10$ мм, $D=4$ мм. Экстрагируемый ток = 274 мА.

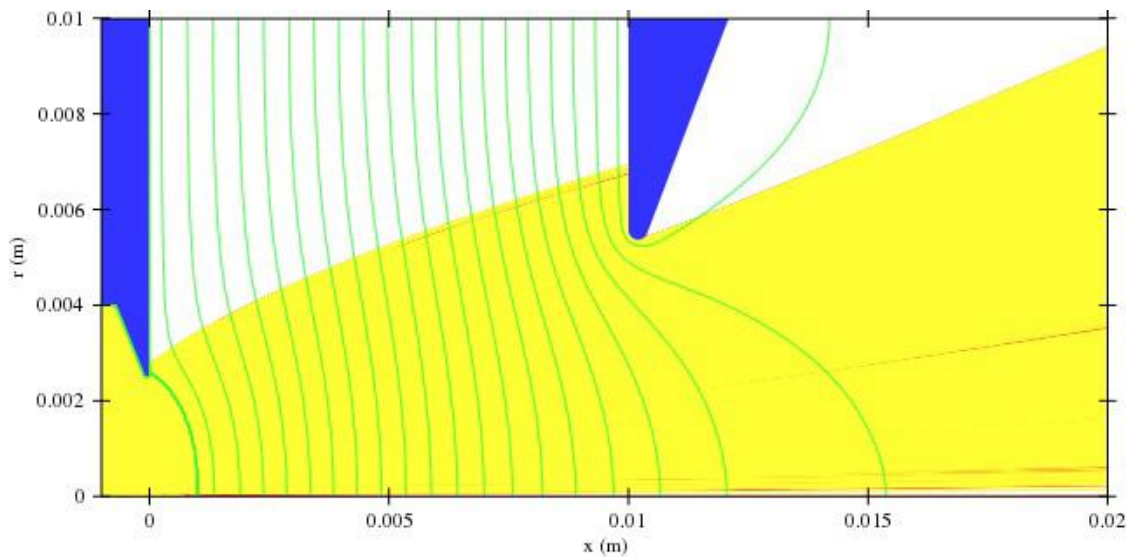


Рисунок 3.11. Зеленые линии – эквипотенциали электрического поля. Желтые – траектории ионов. $L=10$ мм, $D=5$ мм. Экстрагируемый ток = 410 мА.

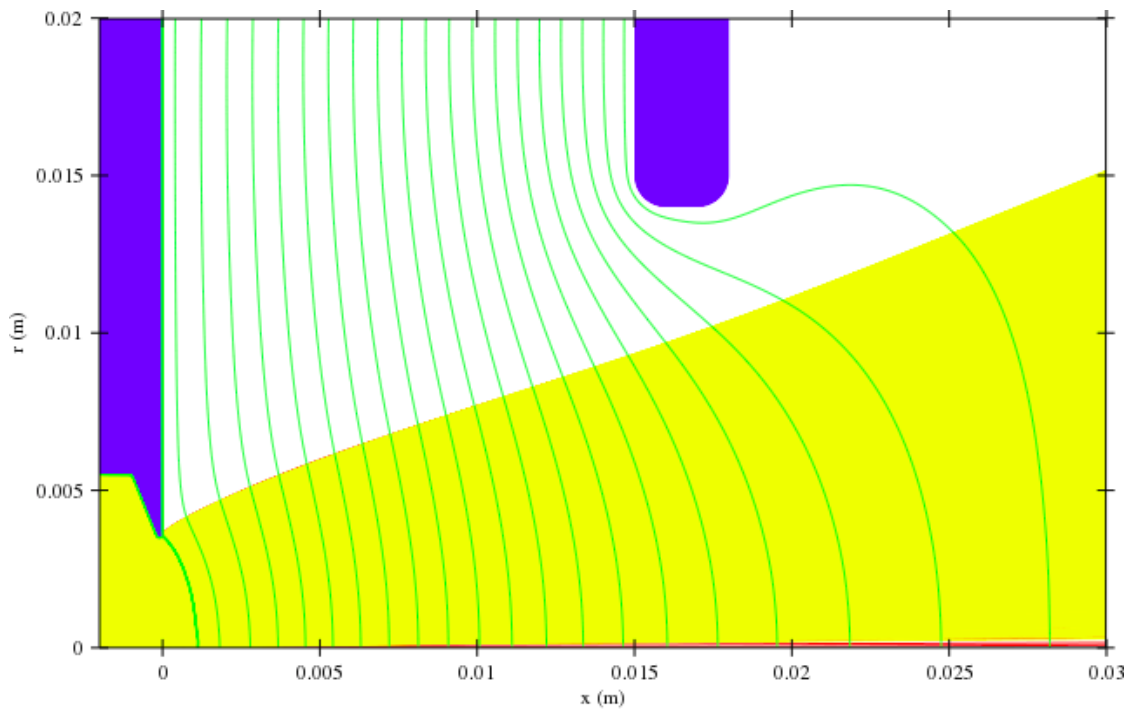


Рисунок 3.12. Зеленые линии – эквипотенциали электрического поля. Желтые – траектории ионов. $L=10$ мм, $D=7$ мм. Экстрагируемый ток = 287 мА.

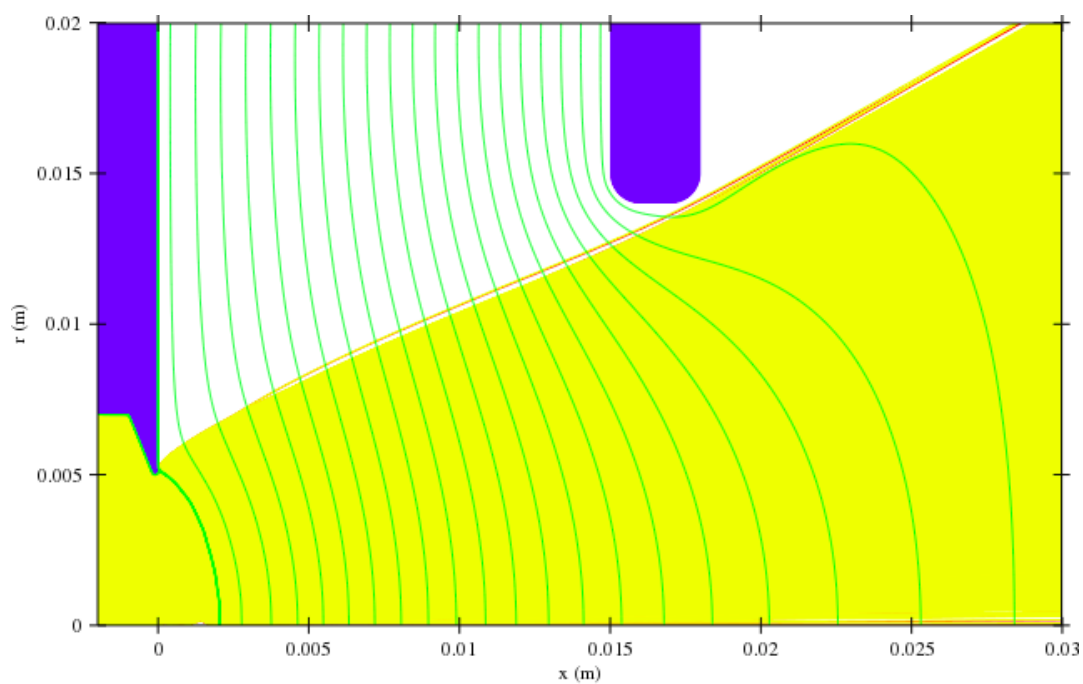


Рисунок 3.13. Зеленые линии – эквипотенциалы электрического поля. Желтые – траектории ионов. $L=10$ мм, $D=10$ мм. Экстрагируемый ток = 589 мА.

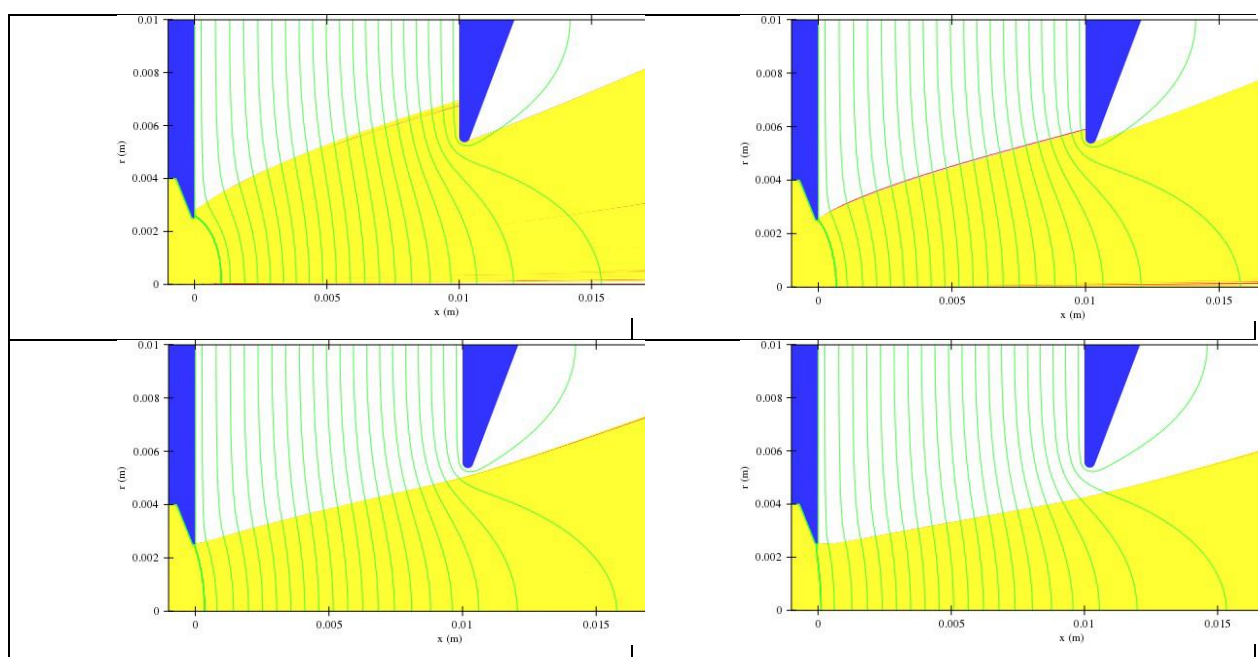


Рисунок 3.14. Зеленые линии – эквипотенциалы электрического поля. Желтые – траектории ионов. $L=10$ мм, $D=5$ мм. Продемонстрирован эффект увеличения напряжения экстракции. 50 кВ – лево-верх; 70 кВ – право-верх; 80 кВ – лево-низ; 100 кВ – право-низ.

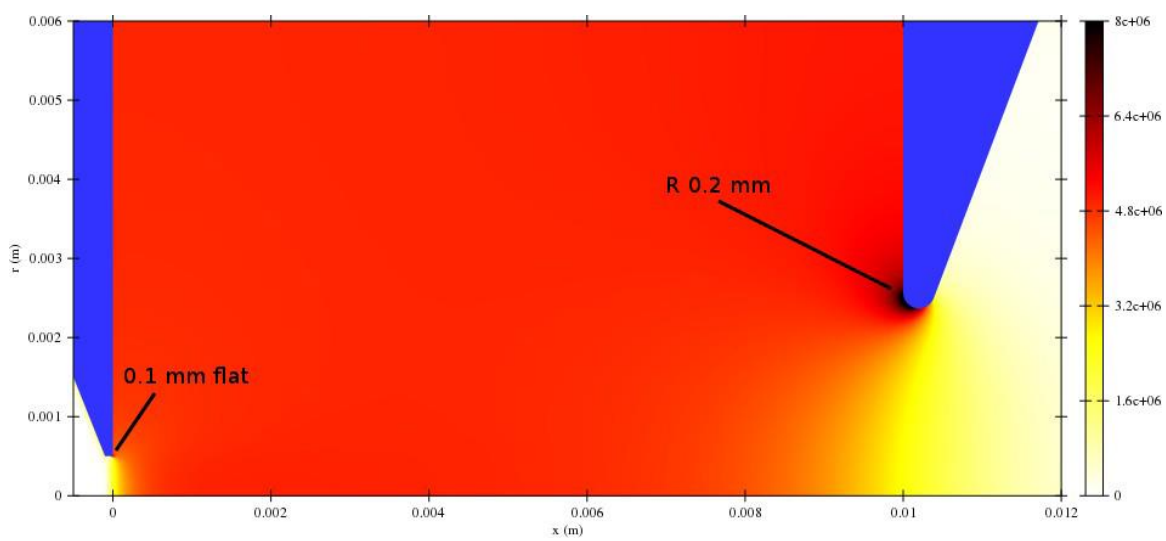


Рисунок 3.15. Карта напряженности электрического поля при межэлектродном напряжении 100 кВ.

Выполненные расчеты показывают какие конфигурации электродов и при каких ускоряющих напряжениях позволяют полностью без потерь экстрагировать ионные пучки, а также демонстрируют какие величины тока ионного пучка могут быть достигнуты в различных конфигурациях. В ходе исследований было определено, что для достижения токов пучка в диапазоне 100 - 500 мА необходимо использование плазменного электрода с апертурой не менее от 5 до 10 мм, при этом апертура пуллера должна составлять от 10 до 25 мм, а ускоряющее напряжение, обеспечивающее качественное извлечение пучка, может достигать 100 кВ.

Эскиз системы формирования ионного пучка и ее фотография представлены на рисунке 3.16. На нем видно, что плазменная камера (1) соединена через изолятор с диагностической камерой (10). Плазменный электрод (2) крепится на торец плазменной камеры с помощью крепления (7). Пуллер состоит из нескольких элементов: съемная часть (3) – плоская лицевая часть электрода с апертурой для извлечения пучка; (4) – металлическая труба; (5), (6), (8) и (9) – крепежные элементы и рамка электрода, которая позволяет закрепить всю сборку пуллера на изоляторе в месте соединения с диагностической камерой, также находящейся под земляным потенциалом. Диаметры апертур плазменного электрода и пуллера могут варьироваться путем замены элементов (2) и (3), расстояние от пробки ловушки до плазменного электрода может варьироваться путем установки проставок в месте крепления (7), расстояние между электродами может регулироваться путем подбора трубы (4) требуемой длины.

Примеры фотографий плазменного электрода (2) и лицевой части пуллера (3) представлены на рисунке 3.17.

В эксперименте использовались одноапертурные плазменные электроды с диаметрами отверстий для извлечения пучка 1, 5, 7 и 10 мм. Диаметры апертур лицевой части пуллера составляли 3, 10, 15 и 22 мм. Расстояние между электродами в эксперименте варьировалось в диапазоне 5 – 15 мм в зависимости от используемой геометрии электродов.

Также в ходе исследований проводились эксперименты с применением многоапертурной системы экстракции, описанной в разделе 1.3.1. Данные исследования проводились с целью анализа получения ионных пучков с большим током и с большой апертурой, которые не могут быть получены с помощью одноапертурных систем.

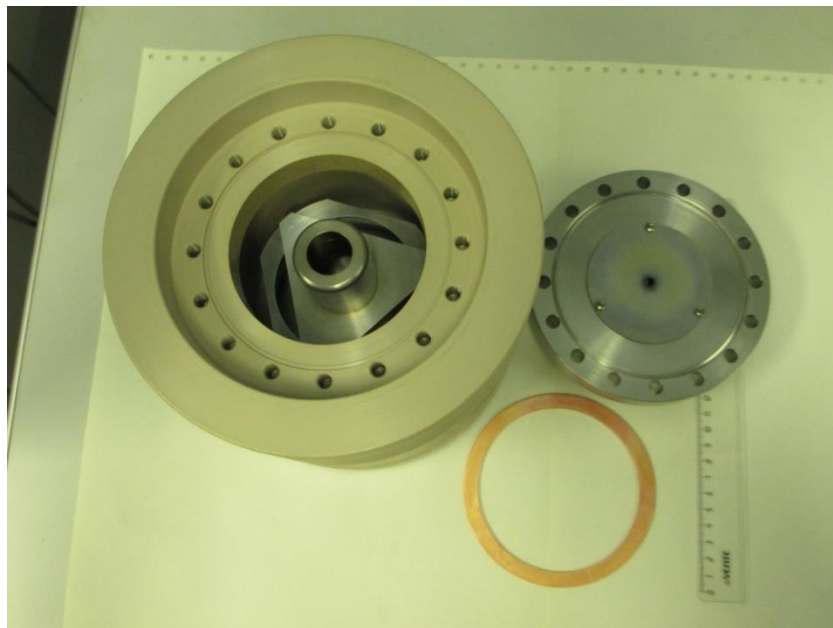
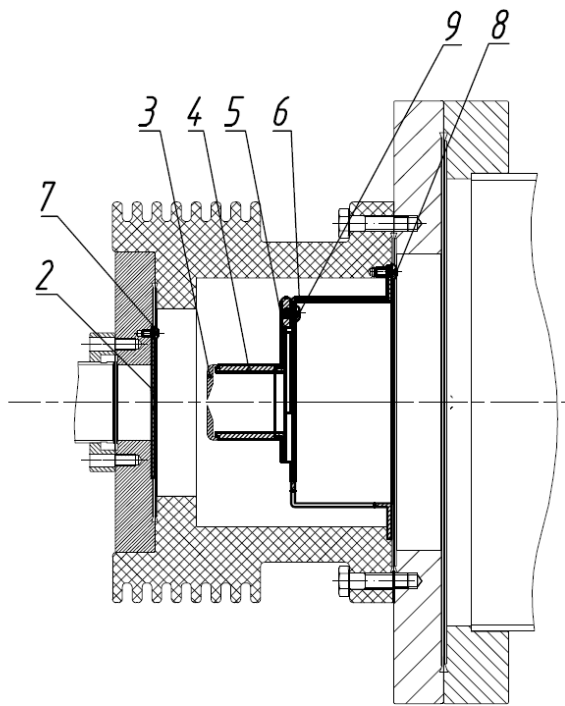


Рисунок 3.16. – Схема крепления электродов системы формирования ионного пучка и фотография электродов с изолятором.

Система формирования ионного пучка и система высоковольтная изоляция плазменной камеры были рассчитаны на напряжения до 100 кВ. Система изоляции представлена на рисунке 3.18 в сборе с другими элементами. Она представляет из себя четыре вида изоляторов: 1- основной изолятор, разделяющий плазменную и диагностическую камеры, 2 – изолятор на откачном тракте вакуумной системы, 3 и 4 – изоляторы магнитной системы.

Изоляторы катушек были изготовлены из тефлона. В качестве материала для изготовления остальных изоляторов был выбран полиэфирэфиркетон (ПЭЭК), обладающий высокими прочностными характеристиками (близкими к стали), высокой температурой плавления (выше 200 градусов Цельсия), высокой электропрочностью (пробойное напряжение не менее 26 кВ на мм). ПЭЭК позволяет нарезать в нем резьбы, вытачивать стандартные вакуумные соединения. Фотографии изолятор, изготовленных в ИПФ РАН приведены на рисунке 3.19

Измерение полного тока формируемых пучков осуществлялось с помощью большого цилиндра Фарадея (аналогично экспериментам главы 1), который располагался сразу за системой экстракции и перехватывал весь пучок. Пространственное распределение тока в ионном пучке могло измеряться с помощью подвижного малого цилиндра Фарадея с диаметром входного отверстия 1 мм, установленного на подвижный трехкоординатный ввод.

Для измерения эмиттанса пучка ионов использовался описанный в главе 1 «репер-пот» метод. Для повышения точности измерений была изготовлена новая пластина с более мелкими отверстиями с диаметром 0,24 мм. Изображение пластины “репер-пот” и пример свечения сцинтиллятора, расположенного за ней, показан на рисунке 3.20.

Исследование спектрального состава пучка производилось с помощью магнитостатического анализатора, также описанного в разделе 1.3.1.

Анализ параметров плазмы (определение температуры и плотности электронов) в разряде осуществлялся при помощи традиционного и хорошо известного метода измерений вольт-амперных характеристик (ВАХ) одиночного зонда Ленгмюра, установленного в диагностической вакуумной камере в зоне свободного разлета плазмы из магнитной ловушки. Для исследований пространственных распределений зонд помещался на манипулятор. Фотография зонда и схема его расположения в диагностической камере показаны на рис. 3.21. Зонд располагался на значительном удалении от ловушки, так что напряженность магнитного поля около зонда была достаточно мала для корректных измерений, но в то же время можно считать, что растекание плазмы происходило по силовым линиям магнитного поля ловушки, и

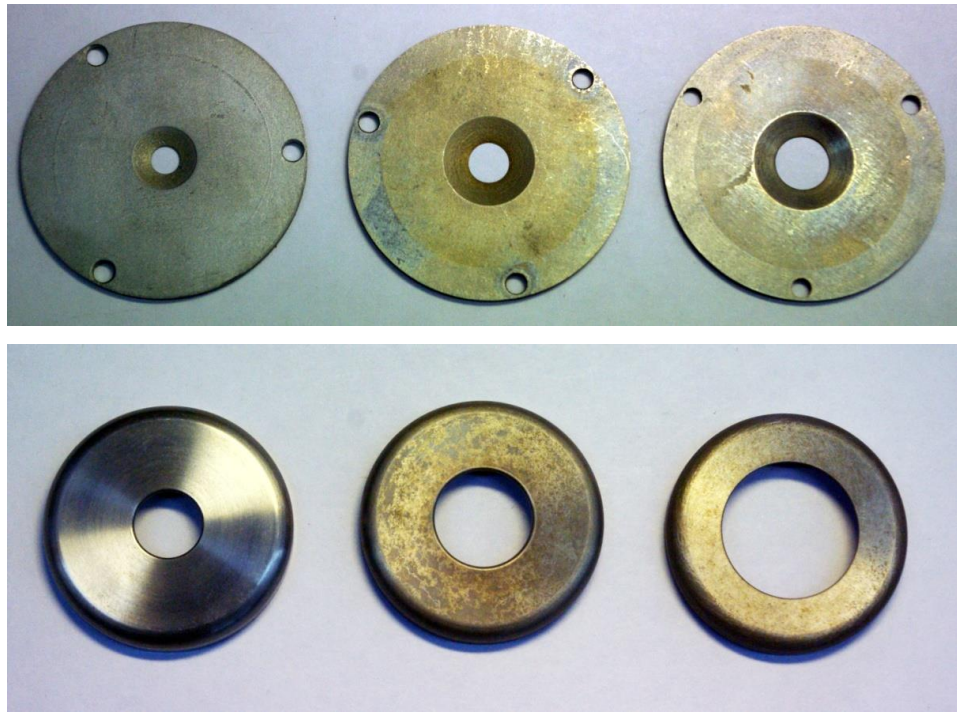


Рисунок 3.17. Плазменные электроды с диаметрами апертур 5, 7 и 10 мм (сверху).
Лицевые части пуллера с диаметрами апертур 10, 15 и 22 мм (снизу).

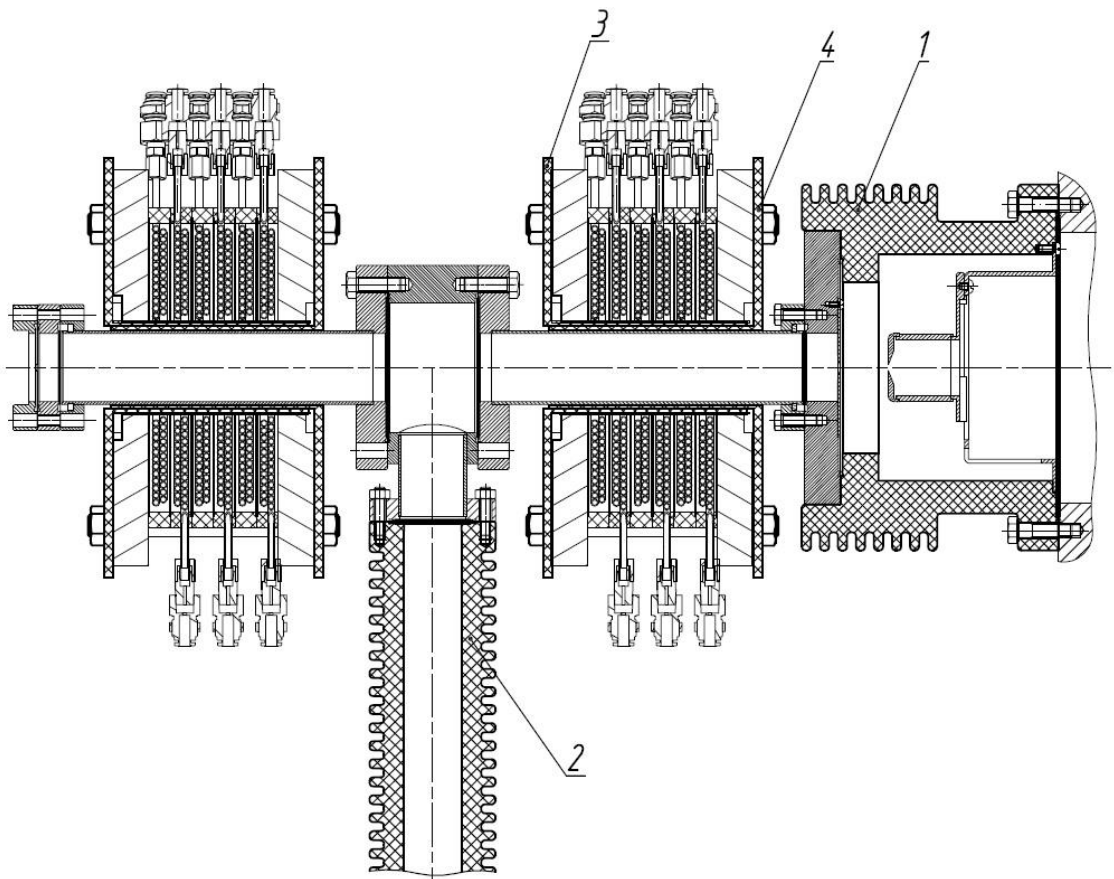


Рисунок 3.18. Схема системы высоковольтной изоляции в сборе с магнитной и вакуумной системами и системой формирования ионного пучка.

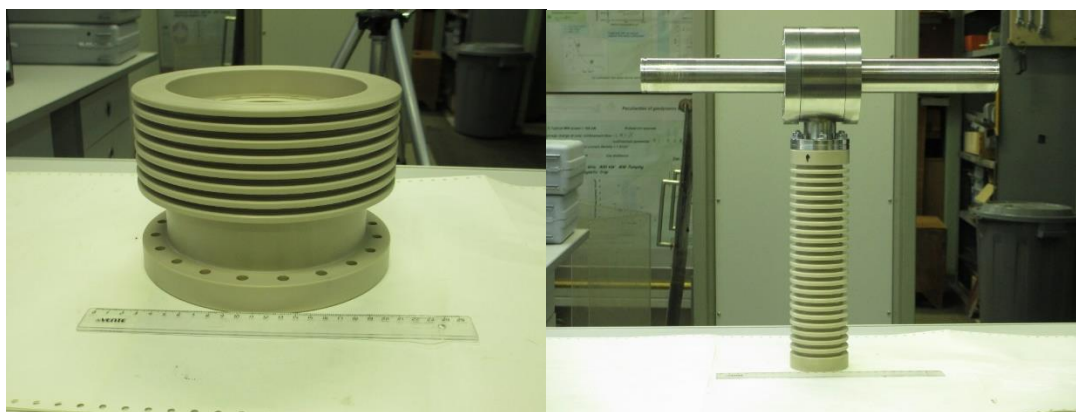


Рисунок 3.19. Фотографии высоковольтных изоляторов.

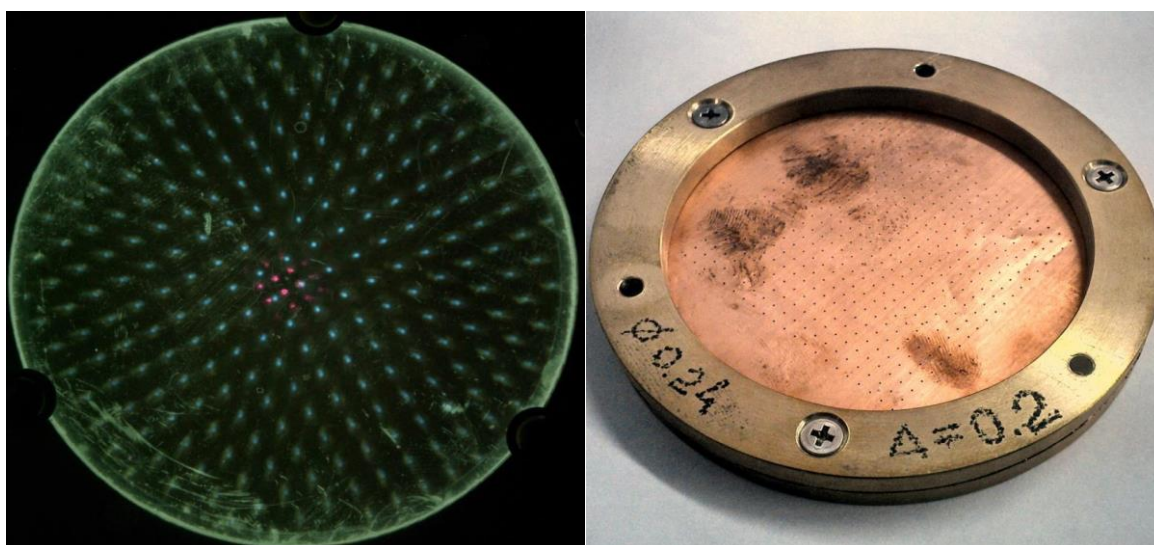


Рисунок 3.20. Пример фотографии свечения сцинтиллятора и пластины “perreg-rot”. Фиолетовые точки в центральной части сцинтиллятора обусловлены свечением плазмы в оптическом диапазоне, проходящим через отверстие в системе экстракции, пластину “perreg-rot” и сцинтиллятор в объектив камеры.

величина концентрации плазмы убывала прямо пропорционально напряженности магнитного поля. Действительно, магнитное поле в характерной точке расположения зонда составляло величину примерно 100 Гс. Учитывая, что температура электронов в эксперименте составляла 20-60 эВ (будет показано ниже), получаем, что одно из условий применимости метода $RL > DP$, где RL – ларморовский радиус электрона, DP – радиус Дебая, было выполнено. Радиус Дебая RD в точке расположения зонда составлял около 0.3 мм, а длина свободного пробега электрона λ_e превосходила 104 см, то есть условие $\lambda_e \gg DP \gg RD$ тоже выполнено. Таким образом теория одиночного зонда для бесстолкновительного случая корректно работала и могла применяться для исследований.

В случае использования для нагрева плазмы СВЧ излучения с частотой 75 ГГц для определения концентрации плазмы была проведена серия экспериментов по исследованию спектра ее свечения. Измерение концентрации электронов было основано на анализе уширения контуров спектральных линий атомов вследствие эффекта Штарка (в случае нагрева излучением с частотой 37, 5 ГГц уширение было недостаточным). Для исследования спектра излучения плазмы использовался монохроматор-спектрограф MS 5204i (SOL Instruments) со сменными дифракционными решётками (1800 штр/мм с длиной волны блеска 270 нм и 1200 штр/мм с длиной волны блеска 400 нм), способный регистрировать излучение в диапазоне 200 – 900 нм. Излучение разряда выводилось через оптическое окно и фокусировалось кварцевой линзой на вход световода, выход которого сопрягался с входной щелью спектрографа. Ширина аппаратной функции спектрографа, измеренная с использованием линий излучения спектральной лампы ЛСП-2, при ширине входной щели 60 мкм составляла 0.28 нм. В качестве детектора излучения использовалась ПЗС-камера HS 102H, количество фоточувствительных элементов в матрице составляло 14x2048, размер одного элемента 14x14 мкм. С выхода ПЗС-камеры сигналы подавались на компьютер для обработки.

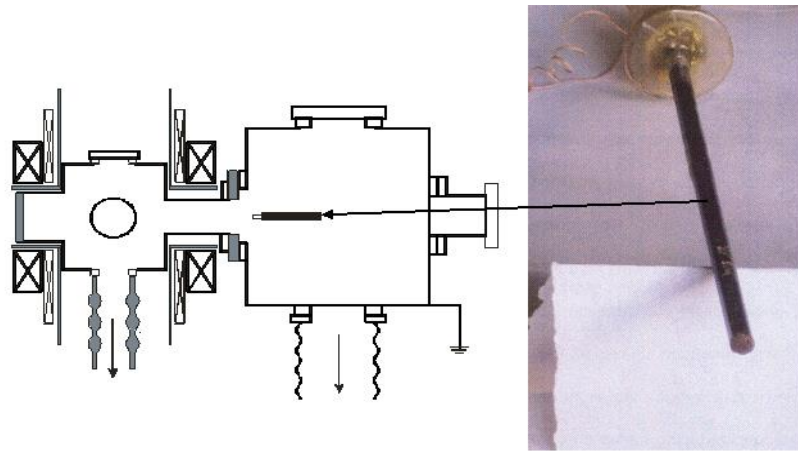


Рисунок 3.21. Фотография одиночного зонда и схема его установки в диагностической камере.

3.3. Исследование параметров плазмы ЭЦР разряда в водороде и формирование сильноточных протонных пучков при использовании для нагрева излучения гиротрона с частой 37,5 ГГц

Источником СВЧ излучения в экспериментах, описанных в данном разделе, являлся гиротрон с частотой излучения 37.5 ГГц и мощностью до 100 кВт. Основной задачей исследований было определить параметры плазмы разряда в водороде, сравнить их с оптимальными и в случае необходимости максимально приблизить их к ним. Как уже неоднократно отмечалось, плотность плазмы в таком разряде ограничена критическим значением для используемой частоты нагрева. В случае превышения этого значения из-за сильной рефракции излучение не доходит до ЭЦР поверхности и эффективность нагрева резко падает. В связи с этим основным параметром, который может иметь смысл варьировать в эксперименте, является температура основной электронной компоненты. Для ее определения к ходе экспериментов были измерены ВАХ одиночного зонда, расположенного в диагностической камере в области разлета плазмы из ловушки. На рис. 3.22 приведены 4 ВАХ зонда при различных мощностях СВЧ излучения и фиксированном давлении газа (водорода) в буферном объеме, равном 0.1 атм, соответствующие различным температурам основной электронной компоненты. Характеристики обработаны стандартным способом [112-115] - учтен ионный ток насыщения, построены в полулогарифмическом масштабе, приведена линейная аппроксимация электронной ветки, на графиках указана полученная температура электронов. Следует отметить, что в общем случае ЭЦР разряда измерение температуры электронов в вылетающем потоке за пределами магнитной ловушки не дает полной информации о энергиях частиц, удерживаемых внутри. В рассматриваемом случае при реализации квазигазодинамического режима удержания, когда конус потерь для основной электронной компоненты заполнен, функция распределения является максвелловской и изотропной, а время жизни электронов определяется выносом из ловушки с ионнозвуковой скоростью, можно утверждать, что измерения за пределами ловушки дают истинную информацию о температуре теплой основной электронной компоненты.

Для повышения достоверности результатов экспериментов по измерениям параметров плазмы было выполнено численное моделирование разряда в рамках модели, описанной в Главе 1. При моделировании были использованы соответствующие величины

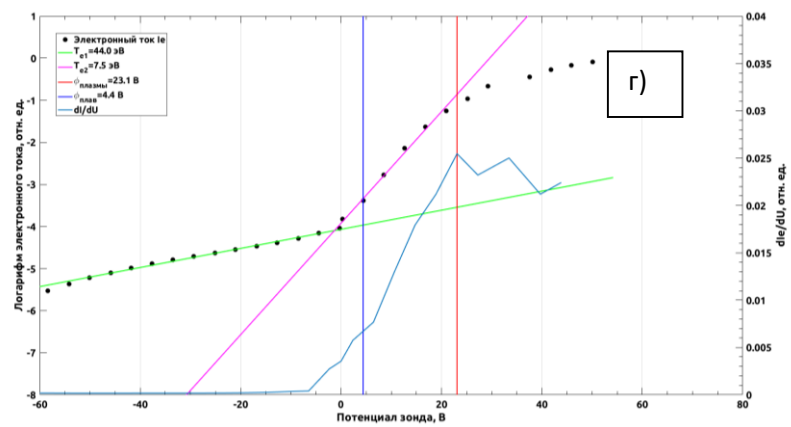
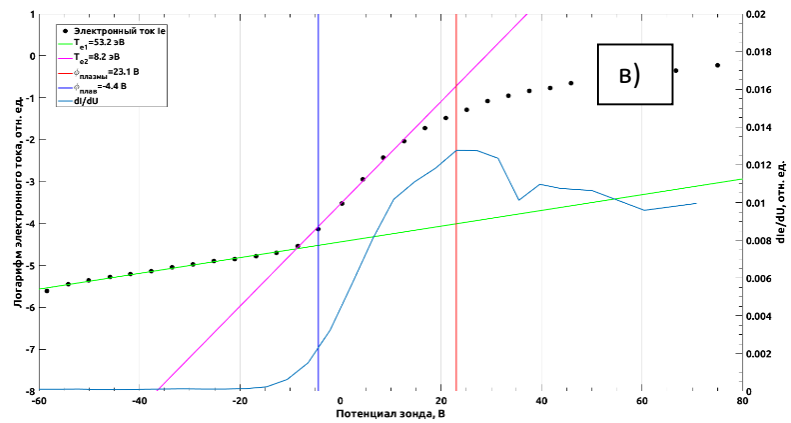
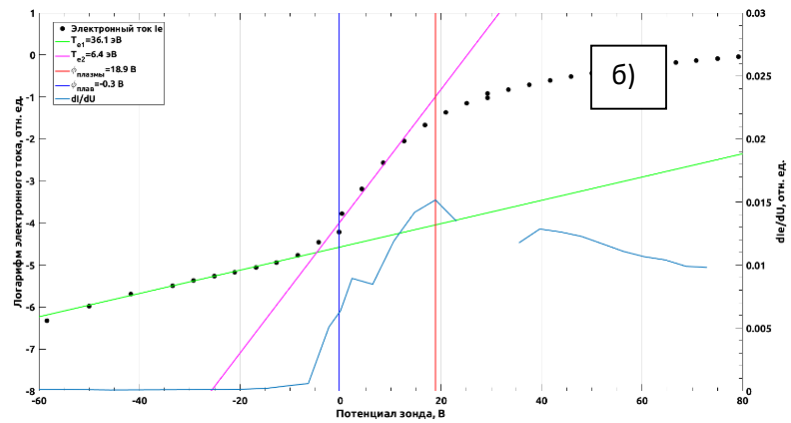
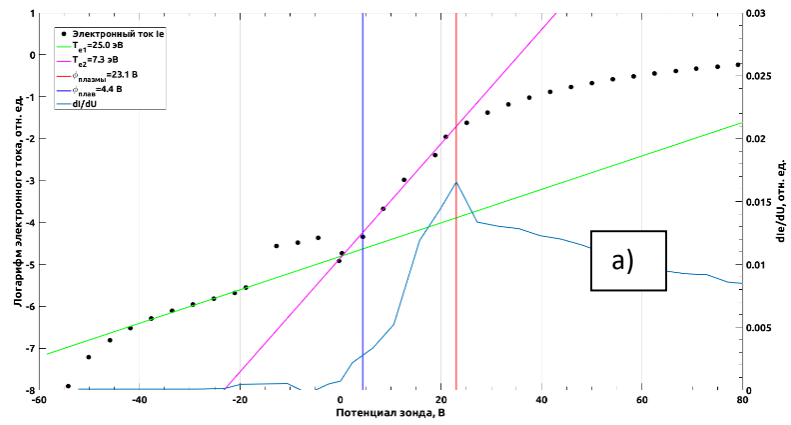


Рисунок 3.22. Характеристики зонда. Давление водорода в буферном объеме – 0.1 атм. Мощность СВЧ излучения: а) 15 кВт; б) 25 кВт; в) 30 кВт; г) 45 кВт.

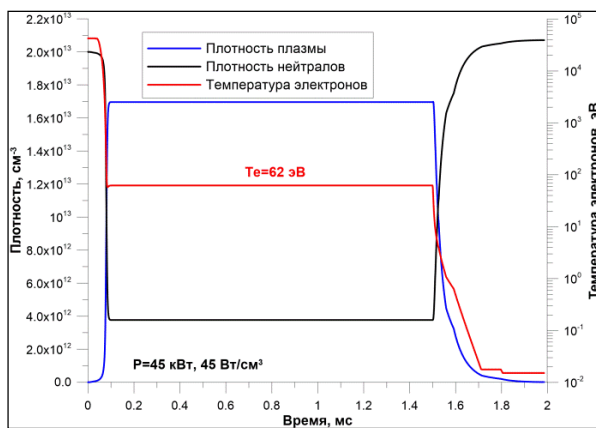
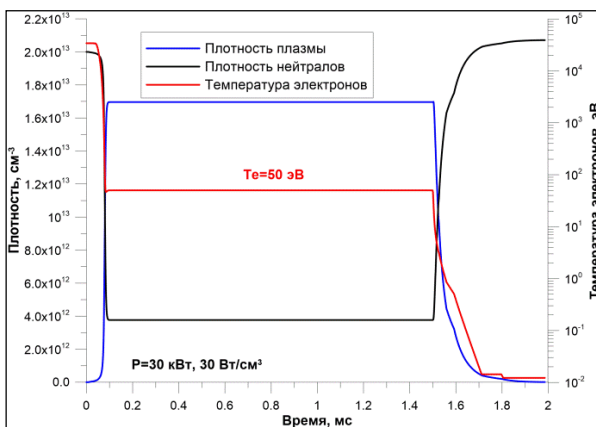
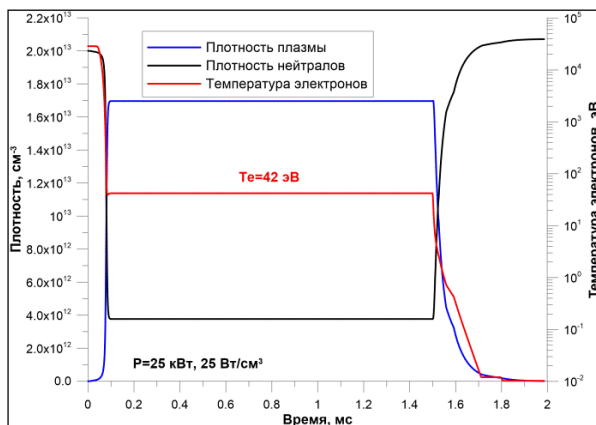
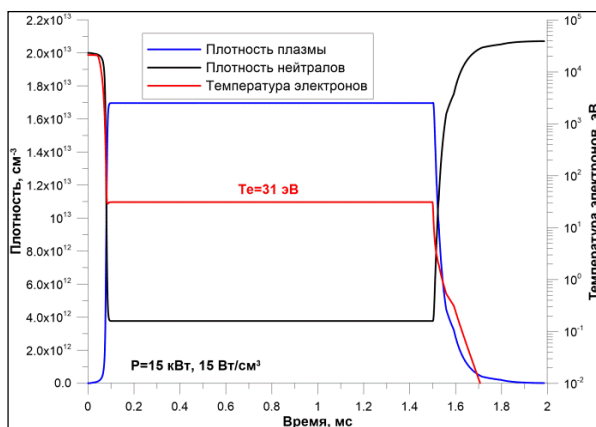


Рисунок 3.23. Теоретический расчет динамики параметров плазмы в разряде для параметров соответствующих данным рисунка 3.22.

мощности СВЧ нагрева (программа оперирует величиной удельной поглощенной мощности на единицу плазменного объема, а не полной мощностью; однако пересчет не представляет сложности, т.к. объем, занимаемый плазмой, хорошо известен и составляет около 1000 см^3), те же параметры магнитной ловушки и оценочная концентрация нейтралов в ловушке к моменту подачи СВЧ импульса (длительность которого составляет 1.5 мс в моделировании), что и в экспериментах. Результаты моделирования для параметров, при которых были сняты ВАХ, приведенные на рис. 3.22, представлены на рис. 3.23.

Моделирование показало, что при выбранных параметрах разряд развивается за времена порядка 100 мкс, плотность плазмы быстро достигает величины, близкой к критической, температура электронов, согласно результатам моделирования, находится в диапазоне 20-60 эВ, плотность потока плазмы из ловушки с хорошей точностью совпадает с измеренными зондами величинами. Согласно моделированию, температура электронов получилась немного завышенной относительно экспериментальных данных, что можно объяснить неполным поглощением СВЧ мощности в плазме (тогда как при моделировании поглощение считалось полным). Несмотря на это, результаты моделирования в целом совпадают с экспериментально полученными данными.

Таким образом, данные экспериментальных исследований и расчёты показывают, что температура электронов в разряде действительно близка к оптимальной для диссоциативных и ионизационных процессов в водороде, что позволяет надеяться на получение ионных пучков с малой долей молекулярных ионов.

Эксперименты по формированию ионных пучков и измерению их основных характеристик (полного тока, эмиттанса, яркости и ионного состава) были проведены с использованием плазменных электродов и пуллеров с различными размерами отверстий для извлечения ионов. На основании ранее проведенных численных расчетов были определены оптимальные соотношения апертур в плазменном и пуллерном электродах, а также зазор между ними. Ниже приводятся результаты исследований параметров извлекаемых ионных пучков в различных конфигурациях системы формирования ионного пучка.

В качестве первого шага были выполнены измерения при апертуре отверстия плазменного электрода 1 мм, отверстия пуллера 3 мм и расстоянии между электродами 5 мм. Пример осциллограммы тока ионного пучка приведен на рисунке 3.24. На рисунке 3.25 представлена зависимость тока пучка (ток измеренный цилиндром Фарадея и ток на пуллер) от ускоряющего напряжения, а на рисунке 3.26 представлена полученная диаграмма поперечного эмиттанса пучка. Измерения продемонстрировали возможность получения в такой геометрии пучков с током до 5 мА, нормализованном

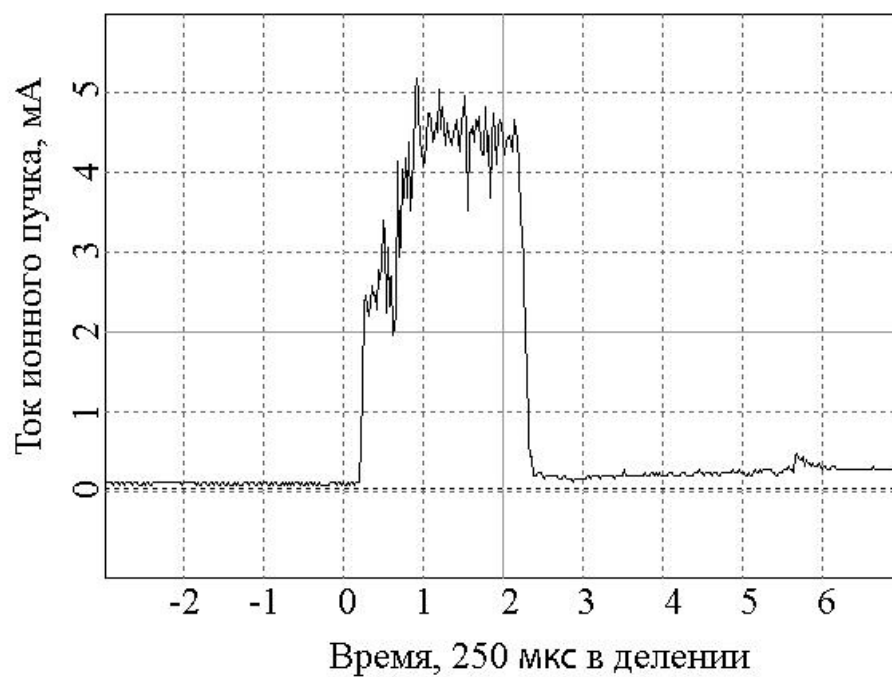


Рисунок 3.24. Пример осциллограммы тока пучка ионов водорода. Апертура плазменного электрода, апертура пуллера и межэлектродное расстояние 1, 3 и 5 мм соответственно.

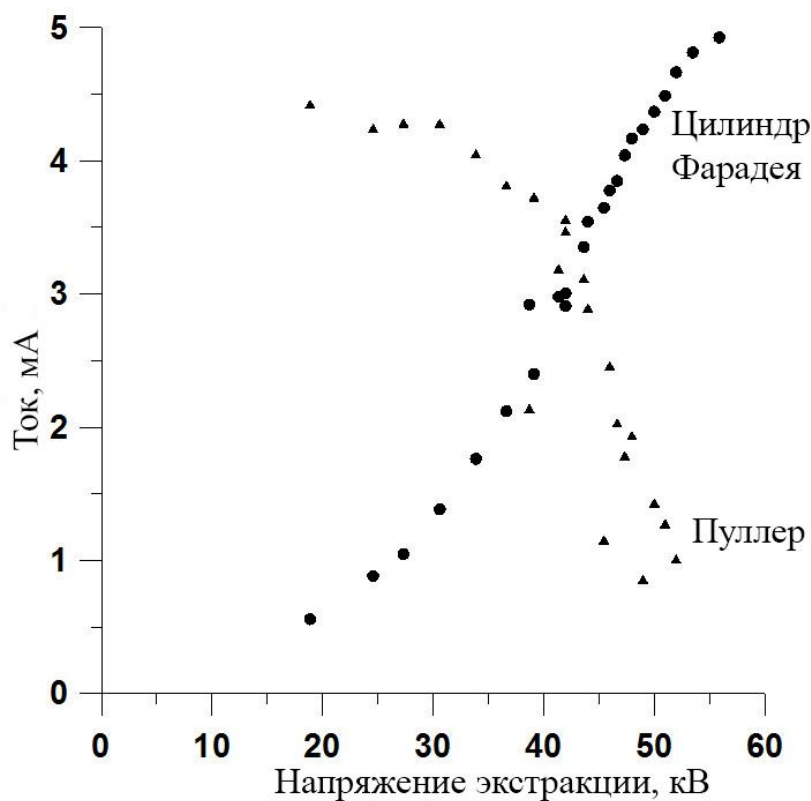


Рисунок 3.25. Зависимость тока извлеченного ионного пучка от напряжения экстракции. Апертура плазменного электрода, апертура пуллера и межэлектродное расстояние 1, 3 и 5 мм соответственно.

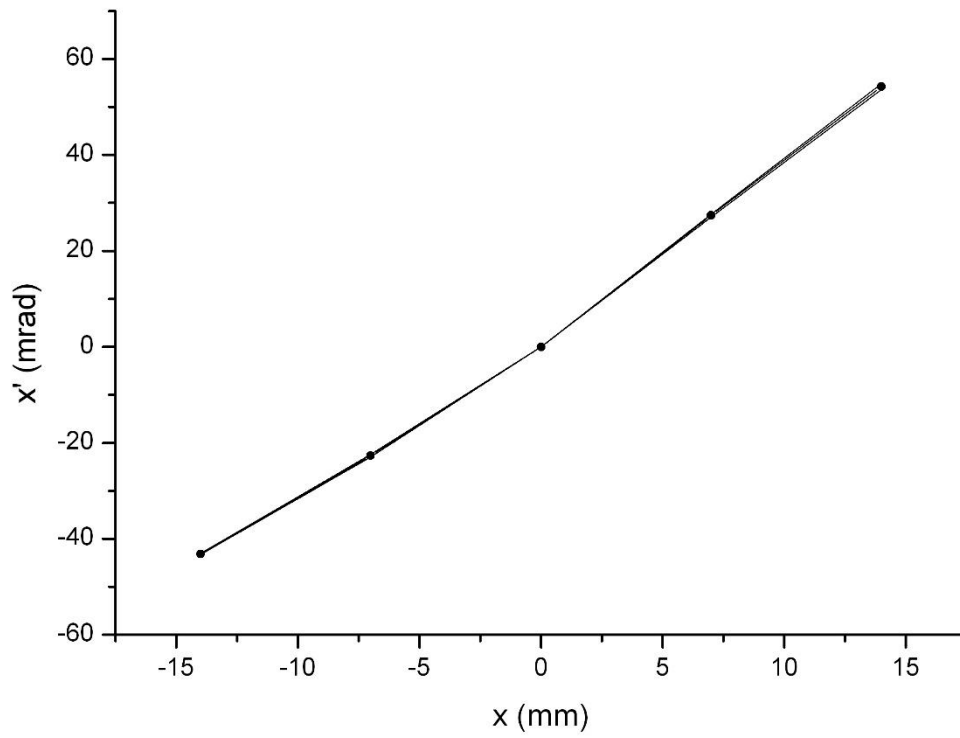


Рисунок 3.26. Диаграмма поперечного эмиттанса пучка. Апертура плазменного электрода, апертура пуллера и межэлектродное расстояние 1, 3 и 5 мм соответственно.

Нормализованное среднеквадратическое значение эмиттанса $0.03 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

среднеквадратическом эмиттансе $0.03 \text{ п}\cdot\text{мм}\cdot\text{мрад}$, что соответствует нормализованной яркости $5 \text{ А}/(\text{п}\cdot\text{мм}\cdot\text{мрад})^2$. Плотность тока в отверстии плазменного электрода составила $630 \text{ мА}/\text{см}^2$.

Дальнейшие эксперименты были направлены на повышение тока в случае применения одноапертурных систем за счет увеличения размера апертур электродов. В следующей исследованной конфигурации системы экстракции размер апертуры плазменного электрода составлял 5 мм , пуллерного электрода - 15 мм , зазор между электродами - 6 мм . На рис. 3.27 представлены примеры осциллограммы токов ионного пучка на цилиндр Фарадея и пуллер в данном случае. Аналогично ранее описанным экспериментам, проводилось измерение зависимости тока извлекаемого ионного пучка от напряжения. Данная зависимость приведена на рис. 3.28. Видно, что при значении напряжения 45 кВ ток на разных стадиях разряда варьировался от 80 мА до 140 мА , что соответствует плотности тока от $400 \text{ мА}/\text{см}^2$ до $700 \text{ мА}/\text{см}^2$. Следует отметить, что вид представленной зависимости (а также аналогичных ей далее в тексте) отличается от классической ВАХ (которой соответствует зависимость, например, на рис. 3.25) из-за ограниченного диапазона доступных напряжений, в котором она была получена. Максимальное напряжение в данной конфигурации системы экстракции и при имевшей место эмиссионной способности плазмы не позволяло достичь насыщения. Это означает, что некоторое увеличение тока пучка возможно, в том числе, и за счет повышения ускоряющего напряжения без дополнительных модификаций. Полученная диаграмма эмиттанса пучка приведена на рисунке 3.29, нормализованное среднеквадратическое значение эмиттанса составило $0,06 \text{ п}\cdot\text{мм}\cdot\text{мрад}$. Соответствующая нормализованная яркость имеет значение $22 \text{ А}/(\text{п}\cdot\text{мм}\cdot\text{мрад})^2$ при 80 мА тока и $39 \text{ А}/(\text{п}\cdot\text{мм}\cdot\text{мрад})^2$ при 140 мА .

В случае наибольшего отверстия для извлечения ионного пучка, использованного в экспериментах, система экстракции имела следующую конфигурацию плазменный электрод: 10 мм , пуллерный электрод: 22 мм , зазор между электродами: 6 мм . На рис. 3.30 представлены примеры осциллограммы токов ионного пучка на цилиндр Фарадея и пуллер в данной конфигурации. Также проводилось измерение зависимости тока извлекаемого ионного пучка от напряжения. Данная зависимость приведена на рис. 3.31. Видно, что при значении напряжения 45 кВ ток достигал 500 мА , что соответствует плотности тока $j = 630 \text{ мА}/\text{см}^2$.

Также была получена диаграмма эмиттанса пучка и определено его нормализованное среднеквадратическое значение. Диаграмма приведена на рисунке 3.32, значение эмиттанса составило $0,07 \text{ п}\cdot\text{мм}\cdot\text{мрад}$, что соответствует яркости $100 \text{ А}/(\text{п}\cdot\text{мм}\cdot\text{мрад})^2$.

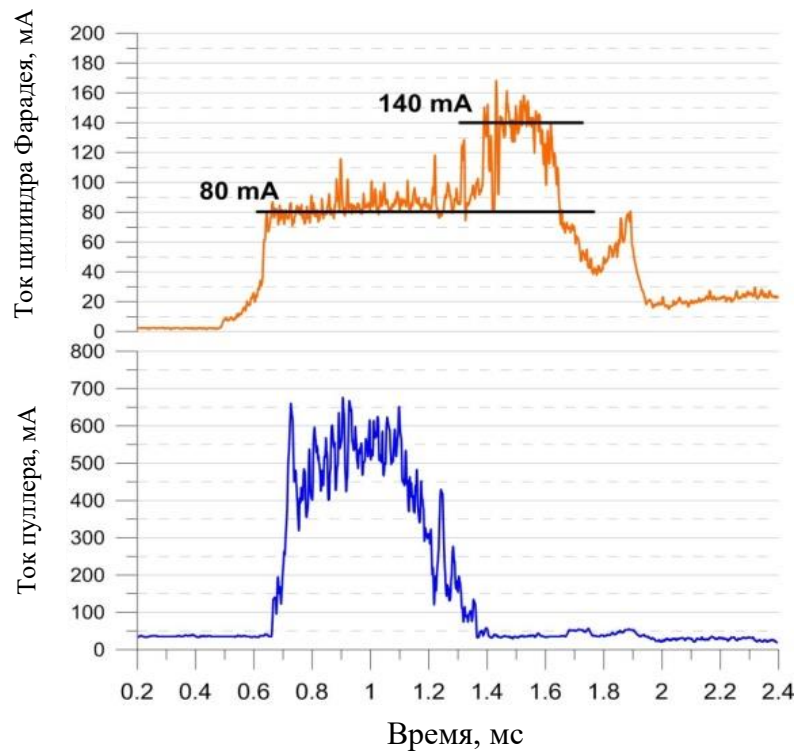


Рисунок 3.27. Осциллограммы тока на цилиндр Фарадея (верхний оранжевый луч) и на пуллер (нижний синий луч). Ускоряющее напряжения 45 кВ. Апертура плазменного электрода, апертура пуллера и межэлектродное расстояние 5, 15 и 6 мм соответственно.

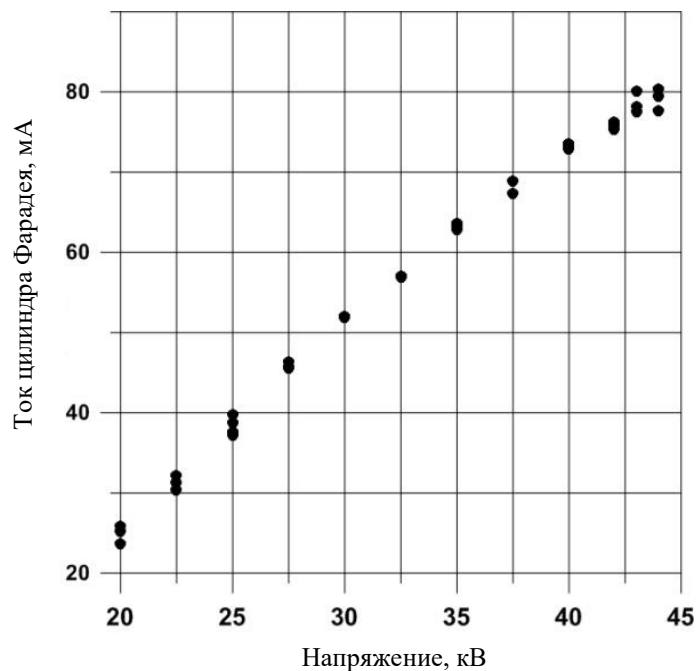


Рисунок 3.28. Зависимость тока ионного пучка, измеренного цилиндром Фарадея от напряжения экстракции. Апертура плазменного электрода, апертура пуллера и межэлектродное расстояние 5, 15 и 6 мм соответственно.

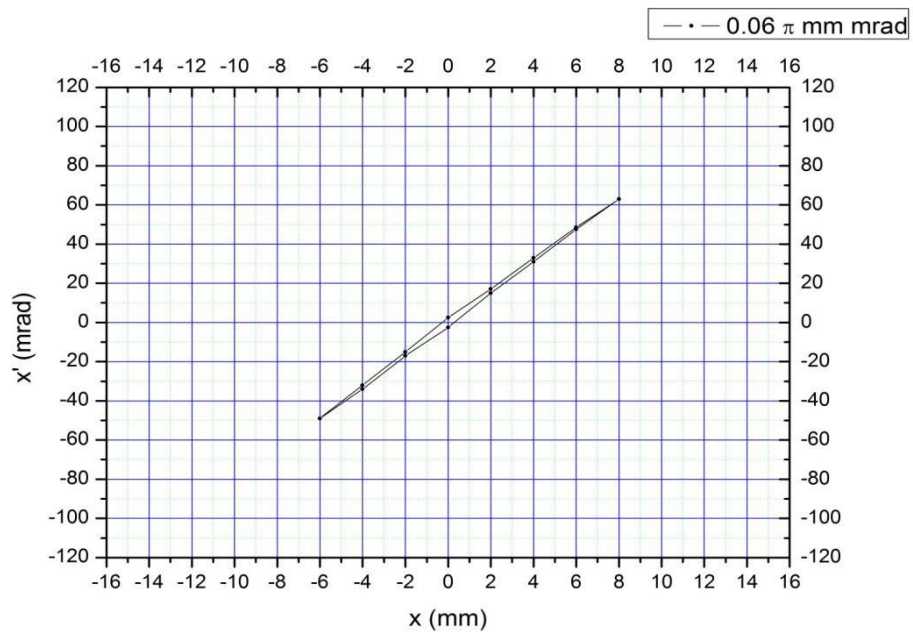


Рисунок 3.29. Диаграмма эмиттанса ионного пучка. Конфигурация системы формирования пучка: плазменный электрод – 5 мм, пуллер -15 мм, зазор 6 мм. Нормализованное среднеквадратическое значение эмиттанса равно $0,06 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

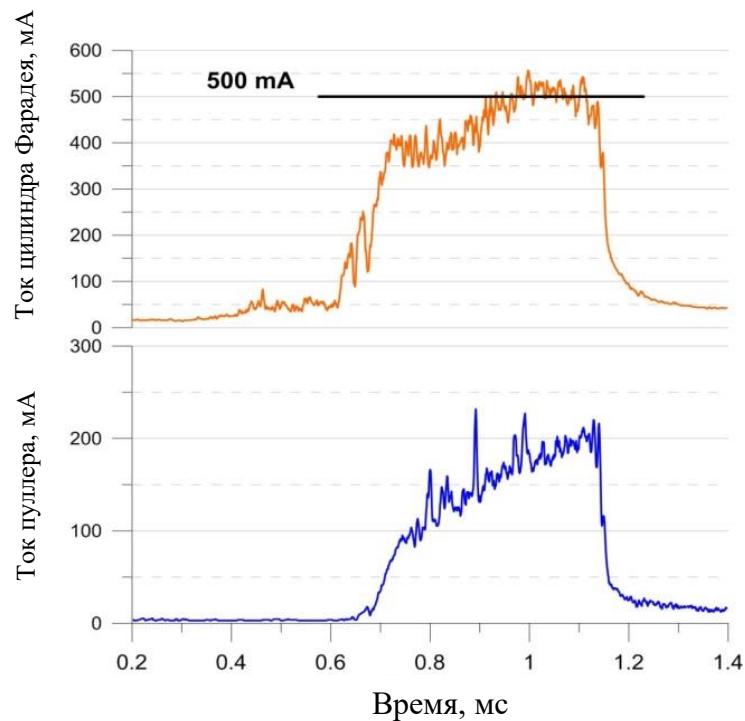


Рисунок 3.30. Осциллограммы тока на цилиндр Фарадея (верхний оранжевый луч) и на пуллер (нижний синий луч). Ускоряющее напряжения 45 кВ.

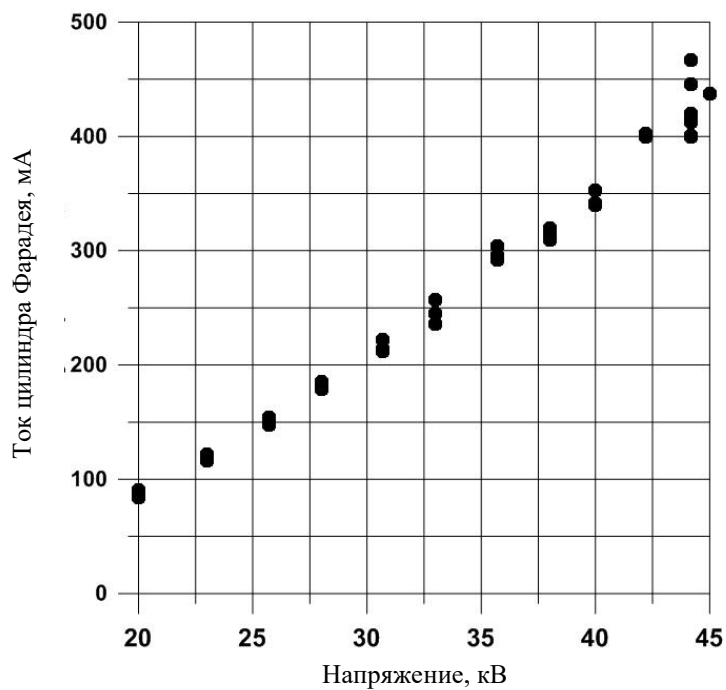


Рисунок 3.31. Зависимость тока извлеченного ионного пучка от напряжения.

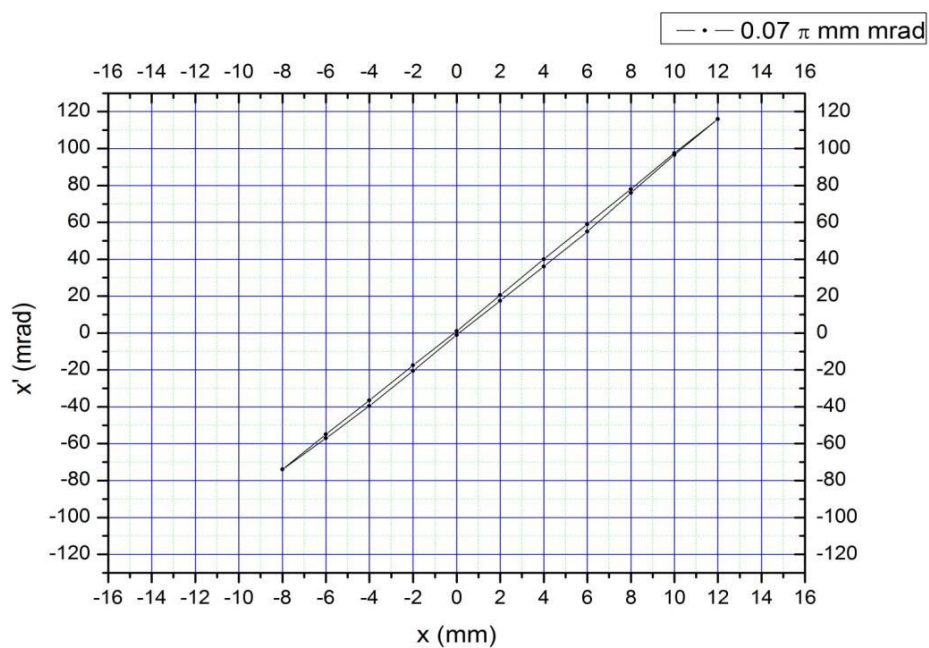


Рисунок 3.32. Диаграмма эмиттанса ионного пучка. Конфигурация системы формирования пучка: плазменный электрод – 10 мм, пуллер - 22 мм, зазор 6 мм. Нормализованное среднеквадратическое значение эмиттанса равно $0,07 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

Следующим шагом исследований было определение параметров пучков ионов водорода, которые могут получены с использованием многоапертурных систем экстракции. В ходе экспериментов проводилась оптимизация конфигурации экстрагирующей системы, изменялось расстояние между электродами (оптимальное составило 11 мм) и расположение системы относительно пробки. Следует отметить, что оптимальной экстракции удалось достичь при большем удалении плазменного электрода от пробки магнитной ловушки (в области с меньшей плотностью потока плазмы), чем для одноапертурных систем. Это связано с тем, что многоапертурная система имеет меньше возможностей для оптимизации, в частности, диаметры апертур отверстий в пуллере должны соответствовать диаметрам отверстий в плазменном электроде, так как их заметное увеличение является невозможным без их пересечения. Максимальный ток, полученный в экспериментах достигал 200 мА, что соответствует плотности тока через отверстия плазменного электрода 220 мА/см^2 . На рис. 3.33 приведена характерная осциллограмма тока ионного пучка. На рис. 3.34 представлена зависимость тока на цилиндр Фарадея от напряжения.

Затем в том же положении была установлена одноапертурная система экстракции с диаметрами апертуры плазменного электрода 10 мм, апертуры пуллера 22 мм. В случае одноапертурной системы оптимальное расстояние между электродами составило 9 мм. Значение максимального тока составило 220 мА, что соответствует плотности извлекаемого тока 250 мА/см^2 . Из результатов видно, что использование многоапертурной системы не приводит к существенным потерям в плотности тока формируемого пучка в пересчете на суммарную площадь апертур. Таким образом, в тех случаях, когда требуется большие токи пучка, а малое значение эмиттанса не имеет принципиального значения, применение многоапертурных систем является крайне перспективным, особенно с учетом того, что дальнейшее увеличение отверстий в одноапертурных системах не столь эффективно из-за повышения влияния объемного заряда пучка и провисания потенциала на размерах апертуры.

При помощи магнитостатического анализатора ионов был изучен состав экстрагируемого ионного пучка. На рисунке 3.35 приведен состав полученного ионного пучка. Измерения показали очень высокое значение доли атомарных ионов (протонов) в пучке.

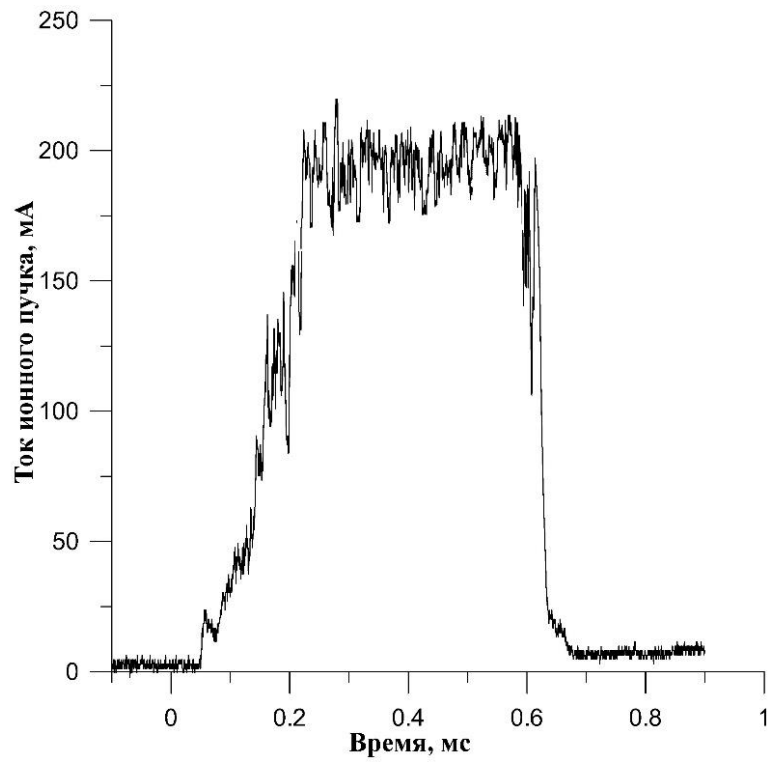


Рисунок 3.33. Осциллограмма тока ионного пучка.

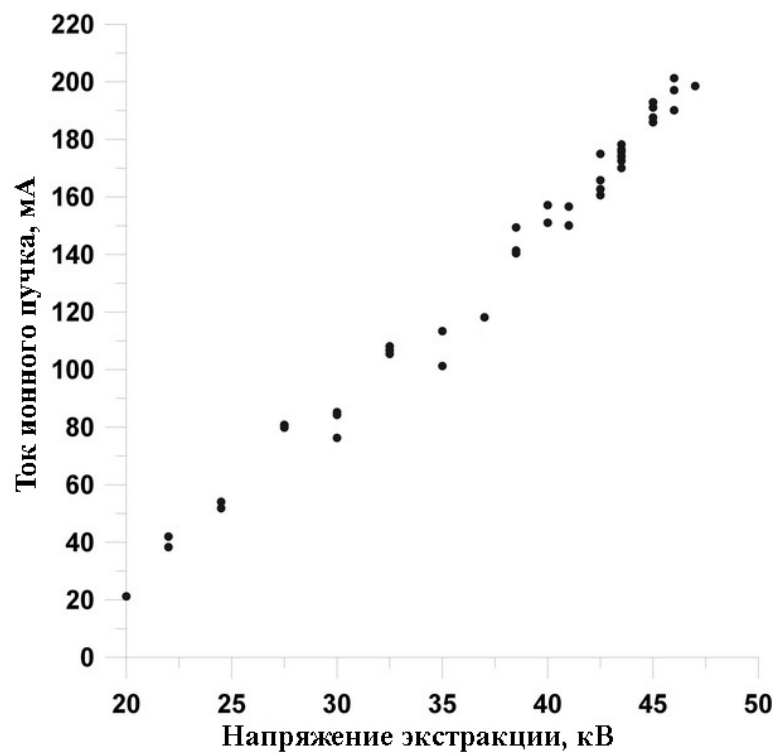


Рисунок 3.34. Зависимость тока пучка от напряжения на 13 апертурной системе экстракции.

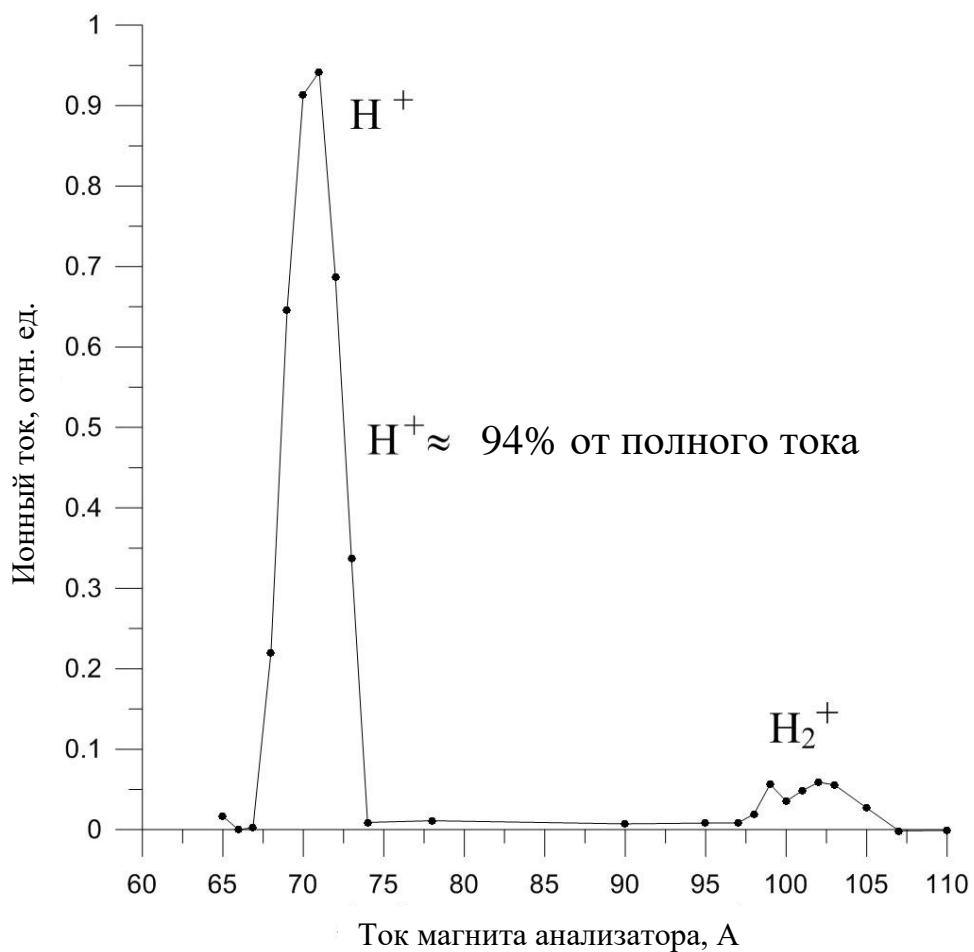


Рисунок 3.35. Состав ионного пучка, измеренный с помощью магнитостатического анализатора.

Таким образом, в ходе работ было продемонстрировано, что при использовании для нагрева плазмы СВЧ излучения с частотой 37,5 ГГц могут быть получены пучки ионов водорода с током до 500 мА при нормализованном среднеквадратическом эмиттансе 0.07 $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ и атомарной фракцией ионов (протонов) до 94%. Полученный результат существенно превосходит мировой уровень. Ниже приведена сводная таблица результатов.

Диаметр отверстия в плазменном электроде, мм	Ток пучка, мА	Плотность тока, мА/см ²	Нормализованный среднеквадратический эмиттанс, $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$	Нормализованная яркость, $\text{А}/(\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад})^2$
1	5	630	0,03	5
5	140	700	0,06	39
10	500	630	0,07	100
13 апертур по 3 мм диаметром	200	220	-	-

Таблица 3.1. Параметры пучков ионов водорода в различных конфигурациях системы экстракции.

Из таблицы 3.1 видно, что имеет место сильное несоответствие экспериментальных данных теоретической зависимости эмиттанса пучка в одинаковых условиях от площади апертуры плазменного электрода, значение эмиттанса должно быть линейно по площади. По всей видимости, это связано с тем, что измерения были проведены на грани точности использованного метода определения эмиттанса. Таким образом, полученные в эксперименте значения эмиттанса следует рассматривать как оценку сверху, особенно для случая малых апертур.

3.4 Исследование параметров плазмы ЭЦР разряда в водороде и формирование сильноточных протонных пучков при использовании для нагрева излучения гиротрона с частотой 75 ГГц.

В условиях того же экспериментального стенда были проведены аналогичные исследования при использовании для нагрева плазмы СВЧ излучения гиротрона с частотой 75 ГГц.

Как уже отмечалось, более высокая частота излучения позволяет поддерживать плазму, нагреваемую в условиях ЭЦР, с большей плотностью. Как выяснилось в ходе исследований, концентрации, реализуемые в разряде с нагревом излучением с частотой 75 ГГц, позволяют использовать для их определения методы на основе измерения спектров излучения плазмы в видимом и ближнем ультрафиолетовом диапазонах.

Измерение концентрации электронов основано на анализе уширения контуров спектральных линий атомов водорода. Исследовались водородные линии серии Бальмера (переход с высоковозбужденных электронных уровней на уровень с главным квантовым числом $n=2$). Эта серия линий удобна тем, что она практически полностью лежит в видимом диапазоне и ближнем ультрафиолете. В условиях проведенных экспериментов при сравнительно небольшой плотности плазмы (на уровне 10^{14} см⁻³) необходим экспериментальный анализ уширения коротковолновых линий бальмеровской серии, так как уширение электронного уровня в атоме водорода при больших n , (где n – главное квантовое число) пропорционально n^2 . Действительно, расчеты и различные эксперименты показывают [116], что для атома водорода в случае эффекта Штарка ширина контура линии по полувысоте зависит от концентрации электронов как $C \cdot N_e^{2/3}$, где C – константа, слабо зависящая от концентрации и температуры электронов (в диапазоне температур электронов 5000-20000 К и концентраций электронов 10^{14} - 10^{17} см⁻³ она меняется в пределах 20-30%). Например, для линии H β эта константа равна $(1.8-2.3) \cdot 10^{-9}$ нм см².

Для исследования спектра излучения плазмы использовался монохроматор-спектрограф MS 5204i (SOL Instruments), характеристики которого представлены выше в описании экспериментального стенда.

На рисунке 3.36 представлен характерный обзорный спектр в диапазоне 400-500 нм. Следует отметить, что данный спектр является результатом приема излучения из всего объема плазмы, включая периферию разряда, и является интегральной характеристикой. Такой недостаток имеют все наблюдения в оптическом диапазоне.

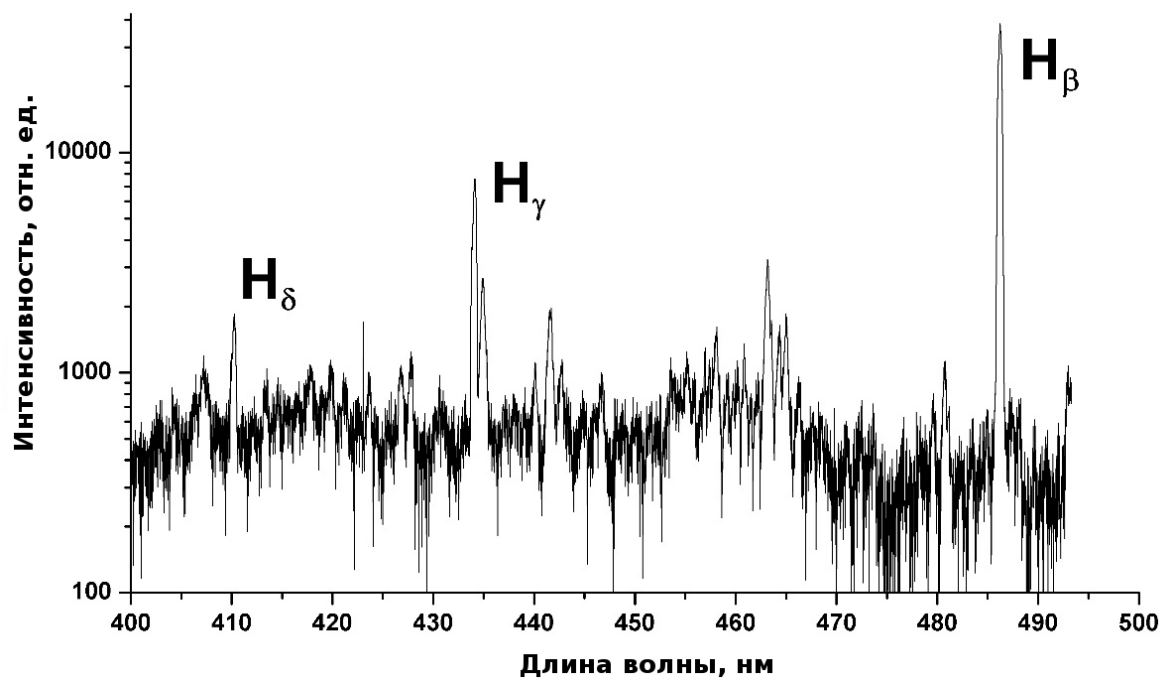


Рисунок 3.36. Спектр излучения плазмы в диапазоне 400-500 нм.

На этом спектре хорошо видны линии H_β (486.1 нм), H_γ (434.1 нм) и H_δ (410.1 нм). Концентрация плазмы восстанавливалась по контуру линии H_δ , ширина которой при определенных параметрах эксперимента заметным образом отличалась от аппаратной. Уширение по полувысоте контура линии вычислялось как $\Delta\lambda = (\Delta\lambda_{\text{изм}} - \Delta\lambda_{\text{апп}})^{0.5}$. Здесь $\Delta\lambda_{\text{изм}}$ – измеренная ширина линии по полувысоте, а $\Delta\lambda_{\text{апп}}$ – аппаратная, равная 0.28 нм. Вычисленная таким образом ширина линии определяется именно эффектом Штарка, так как остальные эффекты (например, Доплера) вызывают гораздо меньшее уширение в наших экспериментальных условиях. Так, например, доплеровское уширение линии атома водорода $\Delta\lambda/\lambda$ даже при температуре 2000 К на уровне 10^{-5} , в то время как наблюдаемое – на уровне 10^{-4} и может быть объяснено только эффектом Штарка. Уширение связанное с полем греющей СВЧ волны не должно давать существенного вклада в наблюдаемый результат, так как для частоты 75 ГГц возникающие сателлиты прижаты к рассматриваемой линии существенно ближе, чем наблюдаемое уширение, и должны иметь малую амплитуду. Полученная ширина контура по полувысоте сравнивалась с теоретической [117]. На рисунке 3.37 представлена зависимость измеренной концентрации от величины магнитного поля. Как видно, с ростом магнитного поля концентрация плазмы растет. Точно так же концентрация зависит от мощности СВЧ излучения (см. рис. 3.38).

Температура основной электронной компоненты плазмы осуществлялась аналогично исследованиям с частой нагрева 37,5 ГГц при помощи метода измерений вольт-амперных характеристик (ВАХ) одиночного зонда Ленгмюра, установленного в диагностической вакуумной камере в зоне свободного разлета плазмы из магнитной ловушки. Было продемонстрировано, что в данном случае также удастся сформировать плазму с температурой электронов близкой к оптимальной, однако при большей плотности требовалась и большая мощность нагрева. При мощности СВЧ излучения 150 кВт температура основной электронной компоненты была близка к 50 эВ.

Полученные результаты при использовании для нагрева плазмы излучения с частотой 75 ГГц показали, что по сравнению с экспериментами на частоте 37,5 ГГц, удается поддерживать разряд с существенно большей концентрацией при том же уровне температуры электронов.

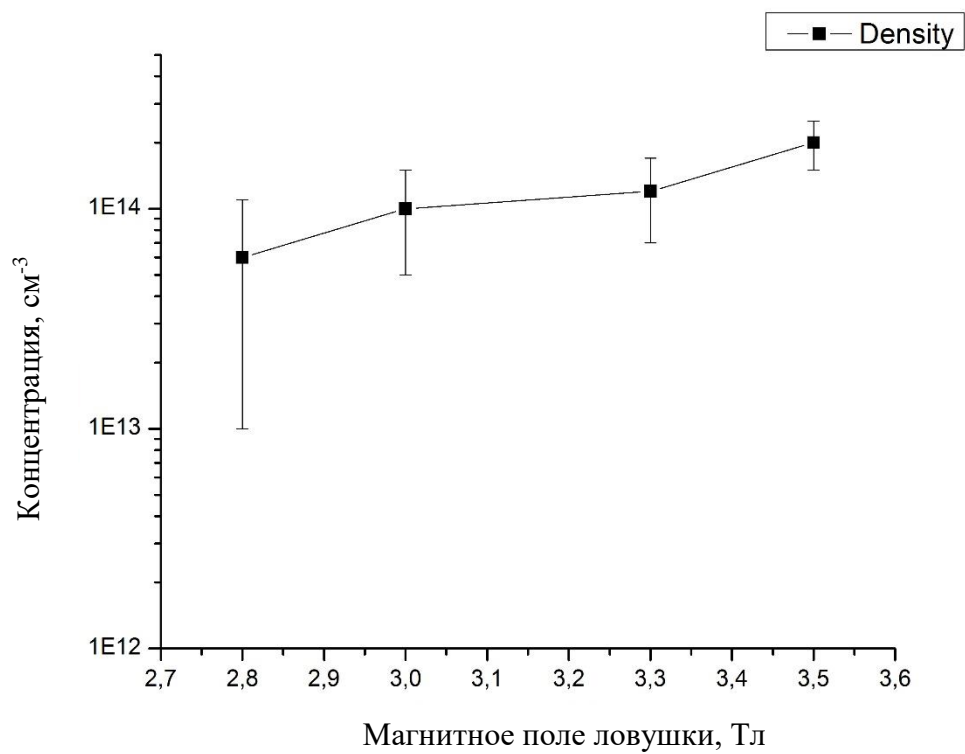


Рисунок 3.37. Зависимость концентрации плазмы от величины магнитного поля в пробке.

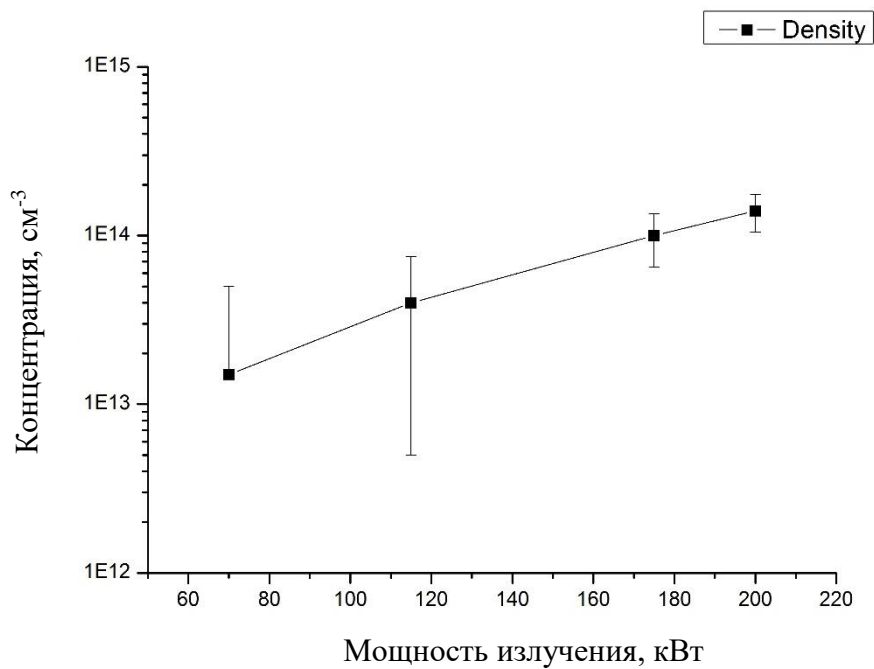


Рисунок 3.38. Зависимость концентрации плазмы от мощности излучения гиротрона.
Магнитное поле в пробке ловушки 3 Тл.

Исследования по формированию пучков ионов водорода при нагреве плазмы излучением с частотой 75 ГГц проводились при тех же положениях системы экстракции, что и в экспериментах с нагревом на частоте 37,5 ГГц. Учитывая полученные в экспериментах по измерению параметров плазмы данные, следует ожидать плотности потока плазмы в несколько раз выше, чем при меньшей частоте нагрева. Фактически это означает, что без изменения положения системы формирования ионного пучка, не будут реализованы условия оптимальные для экстракции. Однако, учитывая технические сложности по значительному смещению системы экстракции, было принято провести такие измерения в полностью аналогичной конфигурации для прямого сравнения результатов. Ниже будет продемонстрировано, что при избыточной для используемых ускоряющих напряжений плотности потока плазмы в систему экстракции формируемый пучок будет иметь больший угол расходимости и частично будет попадать на пуллер. Осциллограммы тока пуллера будут приведены совместно с током пучка, измеряемый цилиндром Фарадея. Ниже приводятся характеристики пучков при использовании разных конфигураций системы формирования пучка.

В первой серии экспериментов была использована конфигурация экстрактора, в которой плазменный электрод имел диаметр апертуры 5 мм, пуллерный электрод - 10 мм, зазор между электродами составлял 11 мм. На рис. 3.39 представлены примеры осциллограммы токов ионного пучка на цилиндр Фарадея и пуллер. Проводилось измерение зависимости тока извлекаемого ионного пучка от напряжения. Данная зависимость усредненных по длительности импульса токов приведена на рис. 3.40 (интервал усреднения указан на рис. 3.39).

Измерения токов на цилиндр Фарадея и пуллер могут быть использованы для построения зависимости интенсивности ионного пучка от напряжения во времени. Результат такой обработки представлен на рисунке 3.41. Хорошо видно, что в центральной части импульса, когда плотность потока плазмы из ловушки достигает своего максимума, ток пучка, прошедшего через систему экстракции минимален, а на пуллер максимален. Это связано с тем, что при большей плотности пучок имеет больший угол расходимости и большая его часть попадает на пуллер. Для улучшения фокусировки пучка необходимо повышать напряжение между электродами системы экстракции.

По фотографиям свечения сцинтиллятора, полученным при использовании “reppre-rot” метода была получена диаграмма эмиттанса пучка и определено его нормализованное среднеквадратическое значение. Диаграмма приведена на рисунке 3.42.



Рисунок 3.39. Осциллограммы тока на цилиндр Фарадея (верхний оранжевый луч) и на пуллер (нижний синий луч). Ускоряющее напряжения 55 кВ. Апертура плазменного электрода, апертура пуллера и межэлектродное расстояние 5, 10 и 11 мм соответственно.

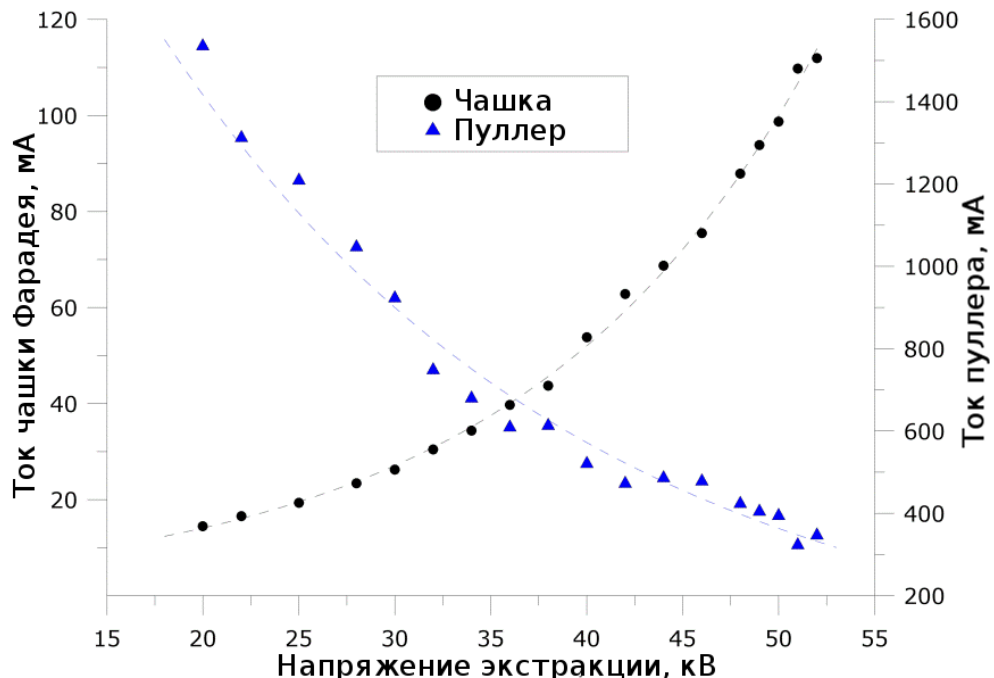


Рисунок 3.40. Зависимость тока извлеченного ионного пучка от напряжения. Апертура плазменного электрода, апертура пуллера и межэлектродное расстояние 5, 10 и 11 мм соответственно.

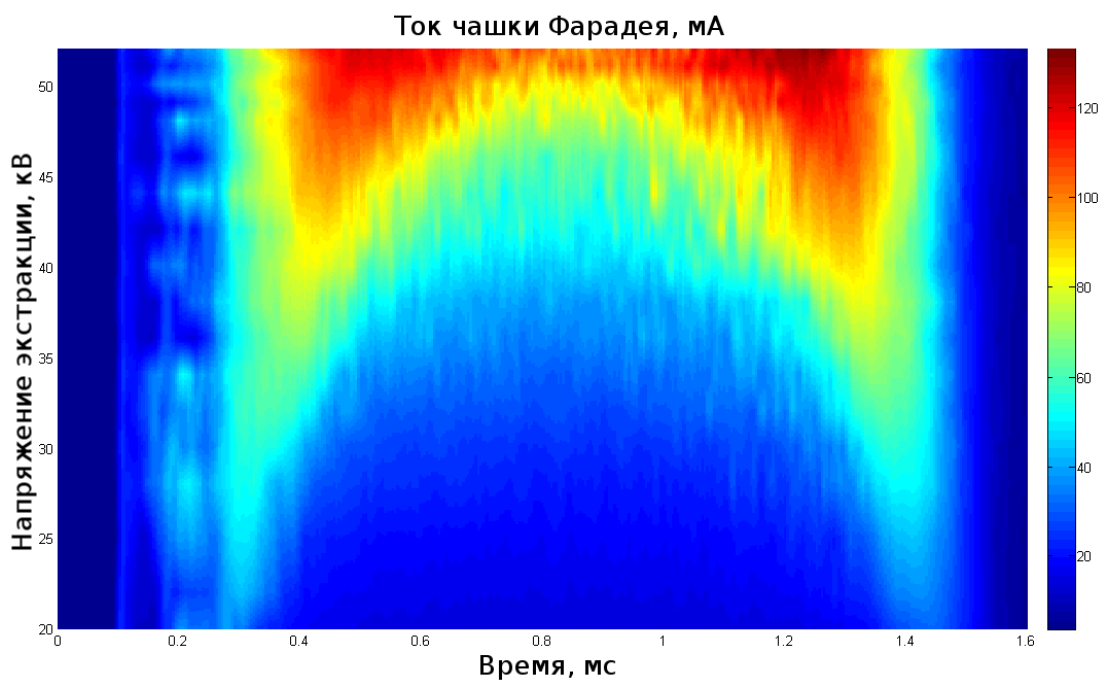


Рисунок 3.41. Зависимость интенсивности пучка от напряжения и времени. Апертура плазменного электрода, апертура пуллера и межэлектродное расстояние 5, 10 и 11 мм соответственно.

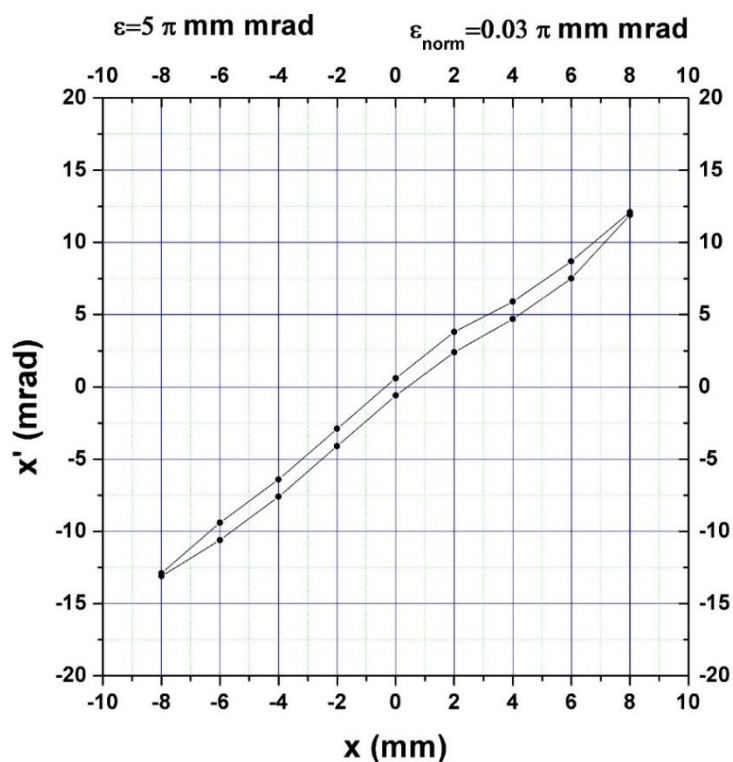


Рисунок 3.42. Диаграмма эмиттанса ионного пучка. Конфигурация системы формирования пучка: плазменный электрод – 5 мм, пуллер -10 мм, зазор 11 мм. Нормализованное среднеквадратическое значение эмиттанса равно $0,03 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

С помощью малого цилиндра Фарадея, помещенного на подвижный вакуумный ввод был промерен поперечный профиль ионного пучка на нескольких расстояниях от системы формирования. Результаты этих измерений приведены на рисунке 3.43. Представленные данные могут быть объединены в зависимость размеров пучка от расстояния от системы формирования, результаты приведены на рисунке 3.44.

В следующей серии экспериментов была использована конфигурация экстрактора, в которой плазменный электрод имел диаметр апертуры 7 мм, пуллерный электрод - 22 мм, зазор между электродами составлял 11 мм. На рис. 3.45 представлен пример осциллограммы тока ионного пучка на цилиндр Фарадея в данной конфигурации. Аналогично ранее представленным результатам, на рис. 3.46 представлена зависимость тока извлекаемого ионного пучка от напряжения.

Такие же измерения были проведены при конфигурации экстрактора, в которой плазменный электрод имел диаметр апертуры 10 мм, пуллерный электрод - 22 мм, зазор между электродами также составлял 11 мм. На рис. 3.47 представлен пример осциллограммы тока ионного пучка на цилиндр Фарадея в данной конфигурации. Зависимость тока извлекаемого ионного пучка от напряжения приведена на рис. 3.48.

Из представленных данных можно видеть, что ток той части пучка, которая прошла через систему экстракции и попала на цилиндр Фарадея, оказался близок по величине к результатам, полученным в случае нагрева плазмы излучением с частотой 37,5 ГГц. Однако в случае нагрева плазмы излучением с частотой 75 ГГц пучки имеют больший угол расходимости и их значительная часть попадает на пуллер. Это обусловлено большей плотностью потока плазмы из-за более высокой концентрации плазмы в разряде, но из-за недостаточного ускоряющего напряжения не удалось использовать это преимущество в плотности для повышения тока.

В рассмотренных условиях повышение частоты нагрева не позволило улучшить параметры формируемых протонных пучков. Основным же результатом является существенное повышение плотности потока плазмы из ловушки при росте частоты излучения. Это может быть эффективно использовано в случае применения многоапертурных систем экстракции, так как для заданной плотности потока в месте расположения плазменного электрода могут быть сформированы потоки плазмы с большим поперечным размером. Это позволит достигать больших значений полного ионного тока за счет использования большего числа отверстий, размещенных на большей площади.

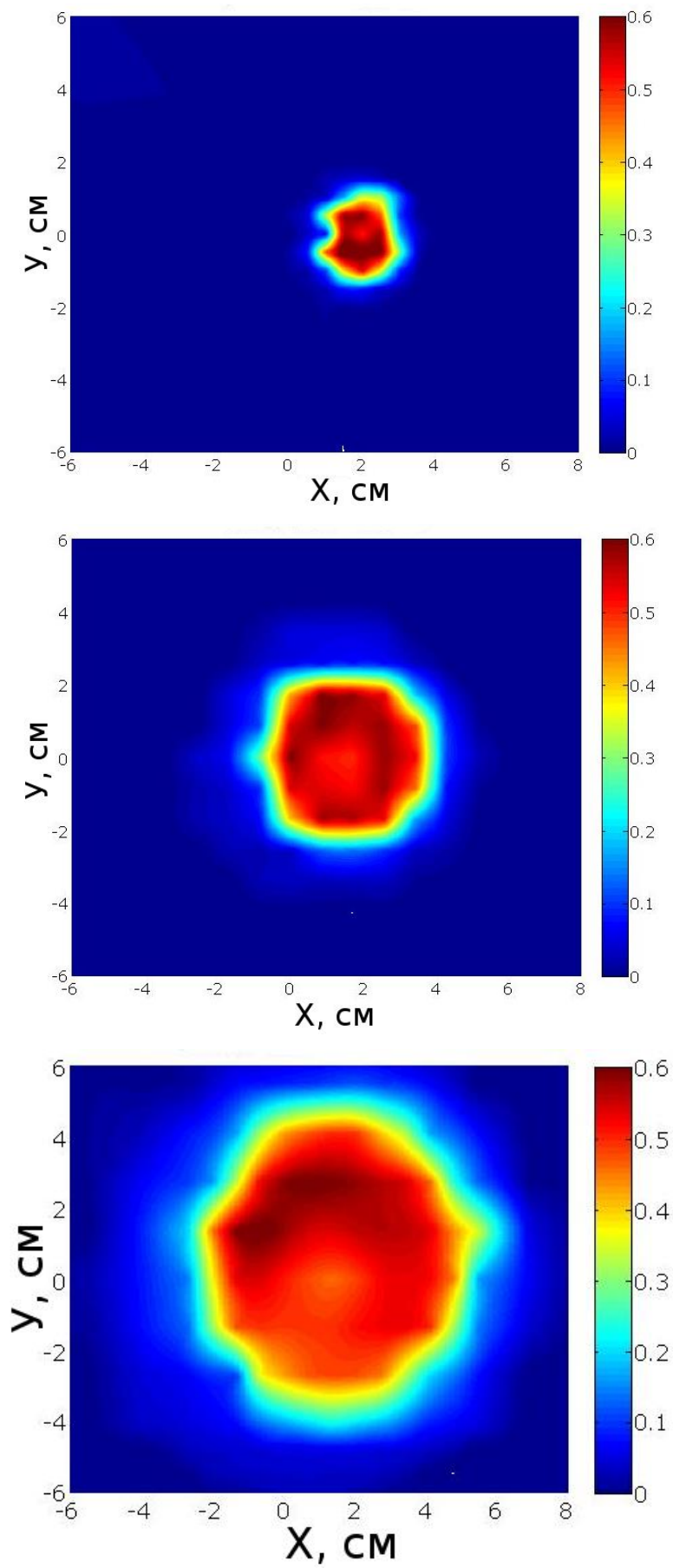


Рисунок 3.43. Поперечное распределение тока в ионном пучке. Сверху вниз на расстояниях 21, 30 и 40 см от системы формирования ионного пучка.

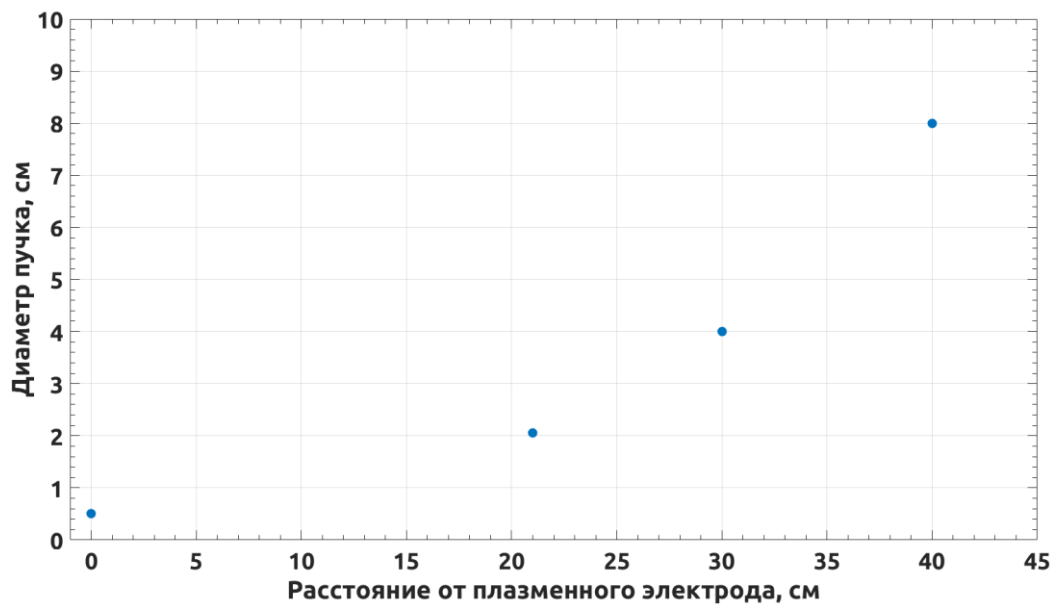


Рисунок 3.44. Зависимость диаметра пучка от расстояния по мере его распространения после системы формирования.

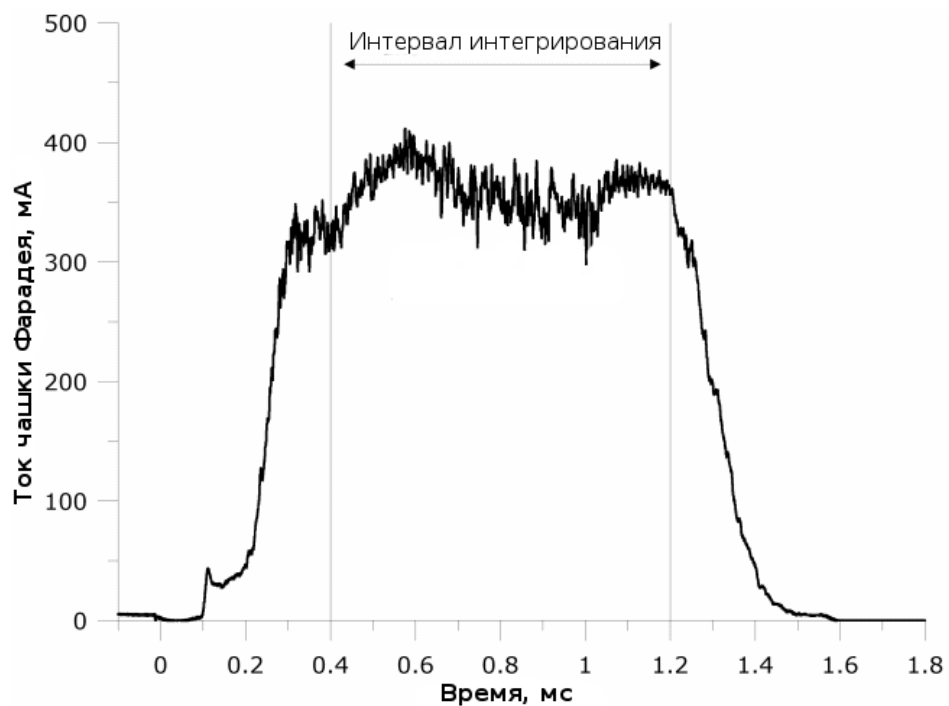


Рисунок 3.45. Осциллограмма тока на цилиндр Фарадея. Ускоряющее напряжения 55 кВ. Апертура плазменного электрода, апертура пуллера и межэлектродное расстояние 7, 22 и 11 мм соответственно.

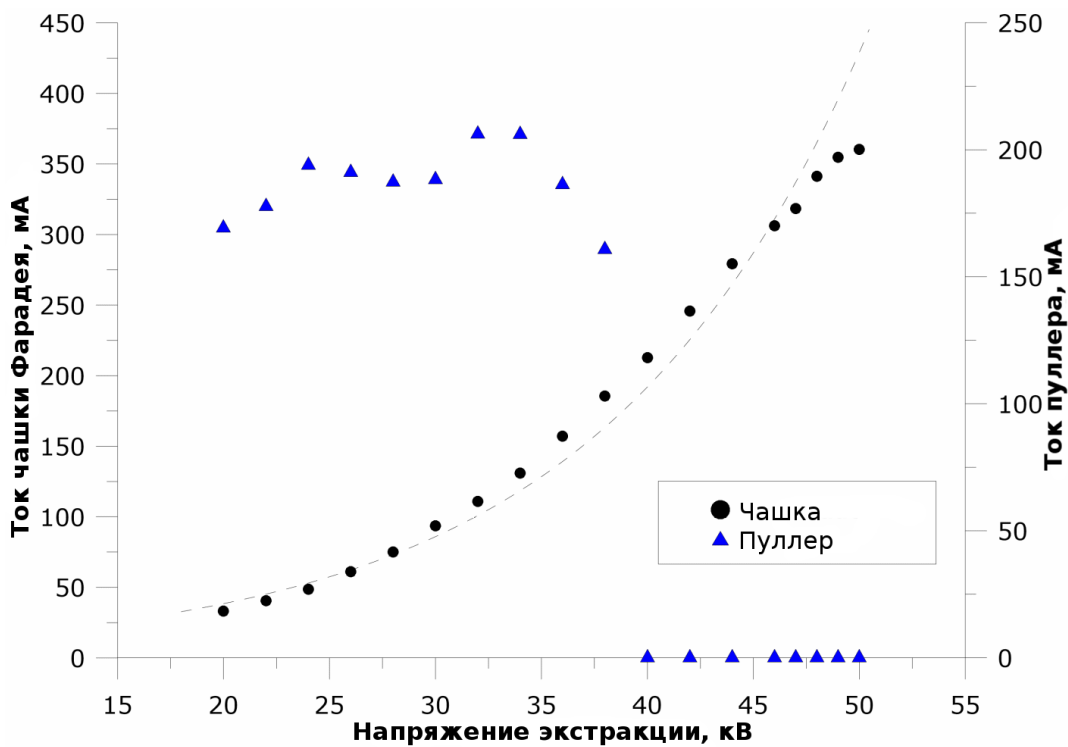


Рисунок 3.46. Зависимость тока на цилиндр Фарадея и пуллер от напряжения. Апертура плазменного электрода, апертура пуллера и межэлектродное расстояние 7, 22 и 11 мм соответственно.

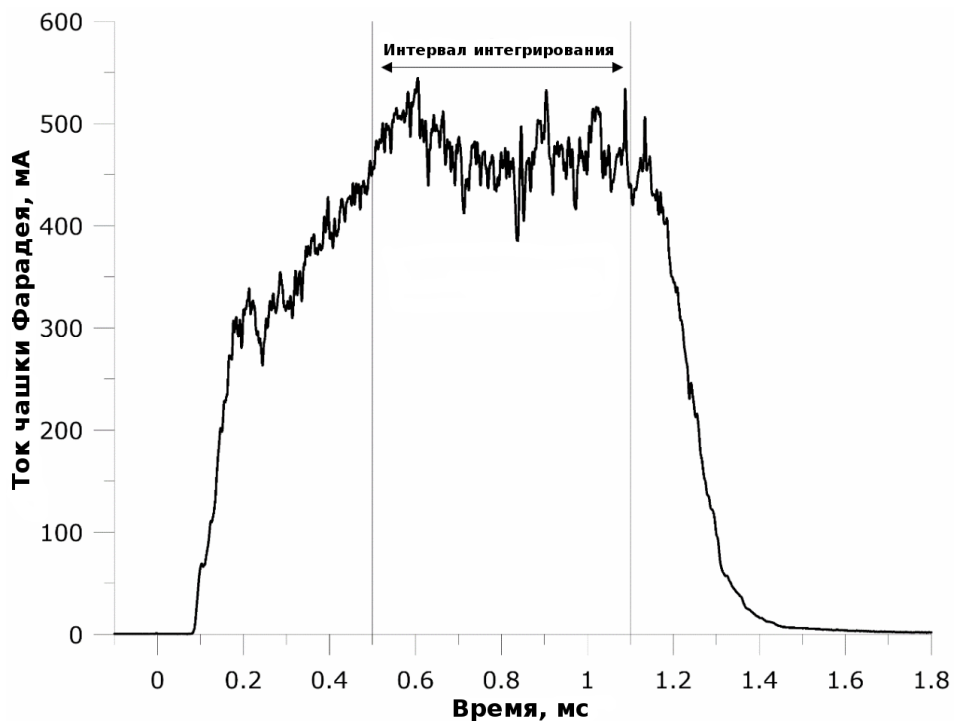


Рисунок 3.47. Осциллограмма тока на цилиндр Фарадея. Ускоряющее напряжения 55 кВ. Апертура плазменного электрода, апертура пуллера и межэлектродное расстояние 10, 22 и 11 мм соответственно.

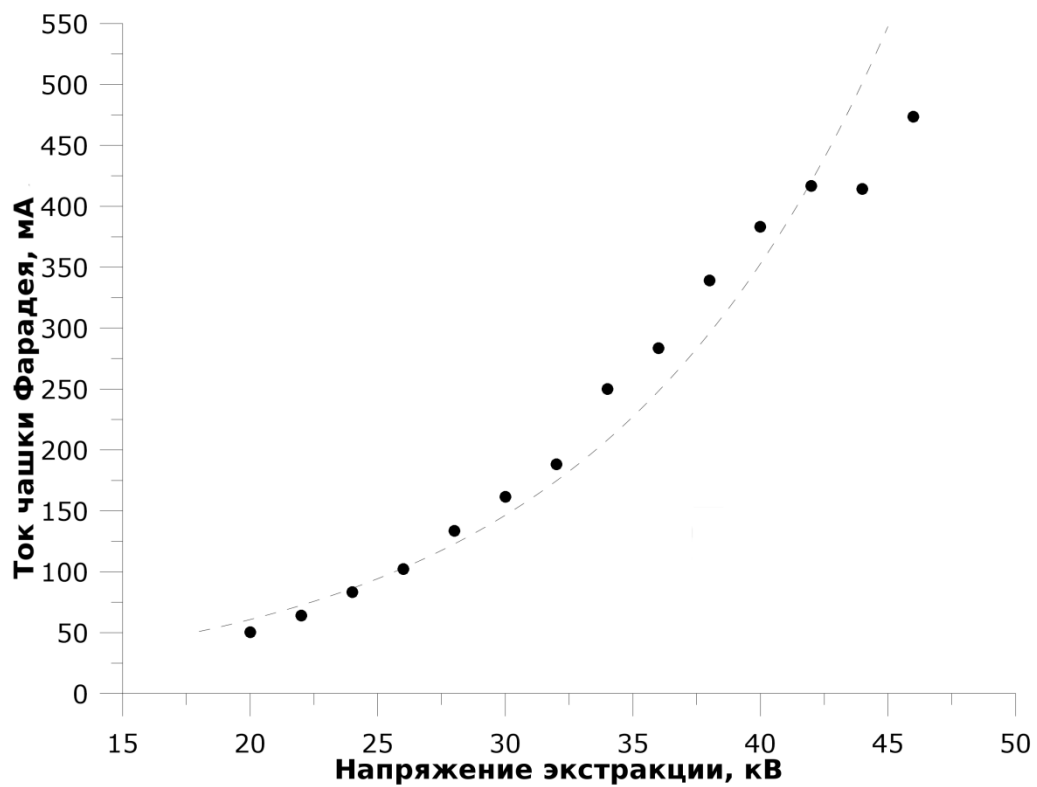


Рисунок 3.48. Зависимость тока извлеченного ионного пучка от напряжения. Апертура плазменного электрода, апертура пуллера и межэлектродное расстояние 10, 22 и 11 мм соответственно.

3.5 Выводы главы

На основании результатов, описанных в главе 3, можно сделать следующие выводы.

Проведенные исследования показали, что плазма ЭЦР разряда, удерживаемая в квазигазодинамическом режиме в магнитной ловушке в условиях нагрева мощным излучением гиротрона, может иметь параметры оптимальные для ионизации водорода.

Применение мощного излучения гиротронов миллиметрового диапазона длин волн для нагрева плазмы ЭЦР разряда в водороде в прямой магнитной ловушке позволяет получать протонные пучки с рекордными параметрами, которые не могут быть достигнуты ни в одном из существующих типов ионных источников.

В ходе работ были оптимизированы конфигурации систем формирования ионного пучка для достижения наибольшего извлекаемого тока ионов. В результате исследований были получены ионные пучки с током до 500 мА, нормализованным эмиттансом 0,07 $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, нормализованной яркостью $100 \text{ A}/(\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад})^2$ при доле протонов 94%. Протонные пучки с такими параметрами с запасом удовлетворяют всем существующим и разрабатываемым сильноточным протонным ускорителям, включая ускорительные комплексы проектов ESS и IFMIF.

Достигнутые параметры плазмы исследованного разряда позволяют и далее повышать ток протонных пучков в случае применения более высокого напряжения на системе экстракции. Именно недостаточное напряжение между электродами являлось главным ограничивающим фактором для дальнейшего роста тока в рамках описанных исследований.

Высокая плотность потока плазмы из ловушки позволяет эффективно применять многоапертурные системы экстракции для получения еще более сильноточных протонных пучков в случаях, когда минимизация эмиттанса не является принципиальной.

Результаты, описанные в этой главе диссертации, опубликованы в [99, 118-122].

Глава 4. Генератор нейтронов на основе сильноточного ЭЦР источника ионов дейтерия

4.1 Принципы устройства нейтронных генераторов

Этот раздел диссертационной работы посвящен описанию исследований возможности разработки мощных компактных генераторов нейтронов на основе сильноточного ЭЦР источника ионов с нагревом плазмы миллиметровым излучением гиротронов. В настоящее время источники нейтронов используются в широком спектре фундаментальных и прикладных исследований: медицина, материаловедение, системы безопасности, нейтронография и т.д.. К основным типам нейтронных источников можно отнести следующие системы: изотопные или ампульные источники, ускорители, нейтронные генераторы, реакторы, различного вида пинчи [123-130]. Для целого ряда приложений требуются компактные безопасные безреакторные нейтронные источники.

Наиболее перспективным подходом к созданию компактного мощного источника нейтронов, не использующего радиоактивных веществ, на взгляд автора, является разработка D-D генераторов. Это источники на основе реакции между двумя ядрами дейтерия, в результате которой образуется третий изотоп гелия и нейтрон с энергией 2,5 МэВ. Существенным преимуществом такой реакции является ее достаточно высокая эффективность при низких энергиях на уровне десятков кэВ, а также отсутствие радиоактивных компонентов.

Нейтронный генератор состоит из следующих основных частей: источник плазмы, система формирования и ускорения пучка ионов дейтерия и нейтронообразующая мишень (содержащая дейтерий). Схема представлена на рис 4.1. Увеличение нейтронного выхода в D-D генераторах возможно за счет совершенствования каждого из трех элементов генератора. Плотность потока плазмы из ловушки определяет максимально возможную плотность тока ионного пучка, которая может быть достигнута; система формирования ионного пучка определяет значения полного тока и плотности тока извлекаемого ионного пучка, а также его энергию, от которой сильно зависит сечение ядерной реакции, используемой для генерации нейтронов; степень насыщенности нейтронообразующей мишени дейтерием также как и ток пучка вносит свой пропорциональный вклад в итоговый нейтронный выход.

Проблема создания материалов с высокой степенью насыщения дейтерием или тритием фактически является решенной, такие металлы как титан, цирконий, молибден и

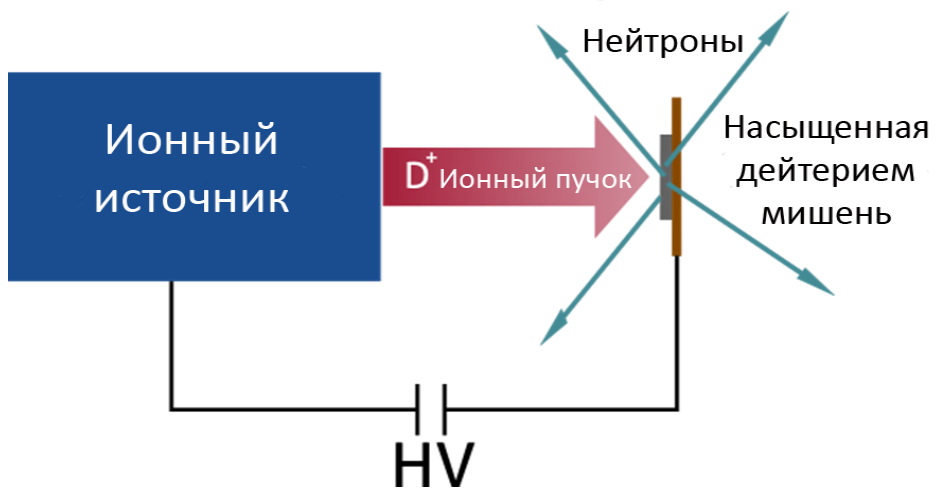


Рисунок 4.1. Принципиальная схема нейтронного генератора.

т.д. эффективно абсорбируют водород и его изотопы вплоть до 1.8 атомов водорода на 1 атом металла [131, 132]. Основной проблемой в конструировании подобных нейтронообразующих мишеней является их охлаждение, так как при температурах на уровне 200-400 С начинается сильная десорбция водорода из металла.

Методы разработки и создания систем формирования ионных пучков также хорошо изучены [133-135]. Создано большое количество программных пакетов для моделирования процессов формирования и транспортировки ионных пучков в системах любых конфигураций. Реализовано и опробовано большое количество как двухэлектродных, так и многоэлектродных систем, оснащенных компенсирующими электродами для формирования пучков с высокой плотностью тока. Такие системы извлечения и формирования ионных пучков хорошо оптимизированы и широко используются в различных видах ионных источников [136-139].

Естественной возможностью для создания более мощного компактного D-D генератора нейтронов является поиск путей существенного увеличения интенсивности ионных потоков, что, как уже отмечалось, возможно за счет увеличения плотности плазмы в ионных источниках. Разработки нейтронных генераторов интенсивно ведутся во многих лабораториях. С целью увеличения плотности плазменных потоков проведены исследования различных типов разрядов: ВЧ, пеннинговские, вакуумные дуги, лазерные, ЭЦР ионные источники и т.д.. Так в работе [140] описаны исследования D-D генератора на основе ЭЦР источника ионов дейтерия с накачкой излучением с частотой 2,45 ГГц, получена рекордная интенсивность полного нейтронного выхода с мишени - на уровне $10^{10} \text{ c}^{-1}\text{cm}^2$, при плотности потока $10^8 \text{ c}^{-1}\text{cm}^2$. На основе данных исследований были выполнены коммерческие разработки [141] генераторов нейтронов с использованием ЭЦР источника ионов дейтерия также с нагревом плазмы СВЧ излучением с частотой 2,45 ГГц и с током около 100 мА (при плотности тока порядка 1 mA/cm^2) и двух типов мишеней твердотельных TiD_2 мишеней и газовых мишеней из D_2 с объемом $0,1 \text{ m}^3$. Однако плотности нейтронного потока $10^8 \text{ c}^{-1}\text{cm}^2$ недостаточно для большинства приложений.

В главе 3 описан новый тип источников сильноточных пучков ионов, основанный на использовании плотной плазмы, поддерживаемой СВЧ излучением мощных гиротронов в условиях ЭЦР в открытых магнитных ловушках с квазигазодинамическим режимом удержания. За счет высокой частоты используемого СВЧ излучения в магнитной ловушке источника создается плазма с уникальными параметрами (плотностью свыше 10^{14} cm^{-3} , температура электронов на уровне нескольких десятков эВ, ионов 1эВ). В результате, на выходе такого источника могут формироваться потоки плазмы с рекордной плотностью до 10 A/cm^2 . Было продемонстрировано, что в таких системах возможно формирование

качественных пучки ионов с плотностью тока до 700 мА/см^2 , что почти на три порядка превышает плотность тока в ионных пучках, используемых в нейтронных генераторах. Использование таких сильноточных ионных источников открывает возможность создания компактного источника нейтронов нового поколения с плотностью выхода нейтронов с мишени порядка $10^{11} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Такой источник представляется перспективным для создания и внедрения многих важных разработок в областях безопасности, медицины и нанотехнологий.

4.2 Исследования генерации нейтронов на мишени, бомбардируемой пучком ионов дейтерия сильноточного газодинамического ЭЦР источника

Для определения перспектив применения сильноточного ЭЦР ионного источника с квазигазодинамическим удержанием плазмы в схеме D-D нейтронного генератора были проведены эксперименты по генерации нейтронов в импульсном режиме на тестовых мишенях при их бомбардировке ионными пучками с высокой плотностью. Эксперименты проводились на установке подробно описанной в главе 3. Источником микроволнового излучения служил гиротрон с длительностью импульса до 1.5 мс на частоте 37.5 ГГц и мощностью до 100 кВт. Разряд зажигался в дейтерии. Для формирования ионного пучка была использована двух электродная системы экстракции с апертурой плазменного электрода – 10 мм. Экспериментальные условия при проведении исследований разряда в дейтерии полностью аналогичны описанным в главе 3 для водорода. При формировании пучка ионов дейтерия удалось достичь результатов сравнимых с продемонстрированными в водороде. Осциллограммы токов пучка на цилиндр Фарадея и пуллер, а также диаграмма эмиттанса при ускоряющем напряжении 40 кВ представлены на рисунке 4.2. Видно, что ток пучка мог достигать 500 мА при нормализованном эмиттансе $0,07 \text{ л}\cdot\text{мм}\cdot\text{мрад}$. Ионный состав пучка представлен на рисунке 4.3 и получен с помощью ранее описанного магнитостатического анализатора. Спектр пучка приведен при усреднении токов по импульсу и в трехмерном виде, отражающим динамику различных составляющих пучка во времени. Из спектра хорошо видно, что ион D^+ был доминирующим, следует также отметить малую долю молекулярного иона D_2^+ .

В экспериментах использовалось два типа нейтронообразующих мишеней: из тяжелого льда D_2O и дейтрида титана TiD_2 . Мишени помещались в диагностическую вакуумную камеру на ось системы. Мишень имела электрически контакты, выведенные из вакуумного объема для измерения тока пучка, попадающего на нее. Мишень из тяжелого льда создавалась путем намораживания паров тяжелой воды на медную пластину.

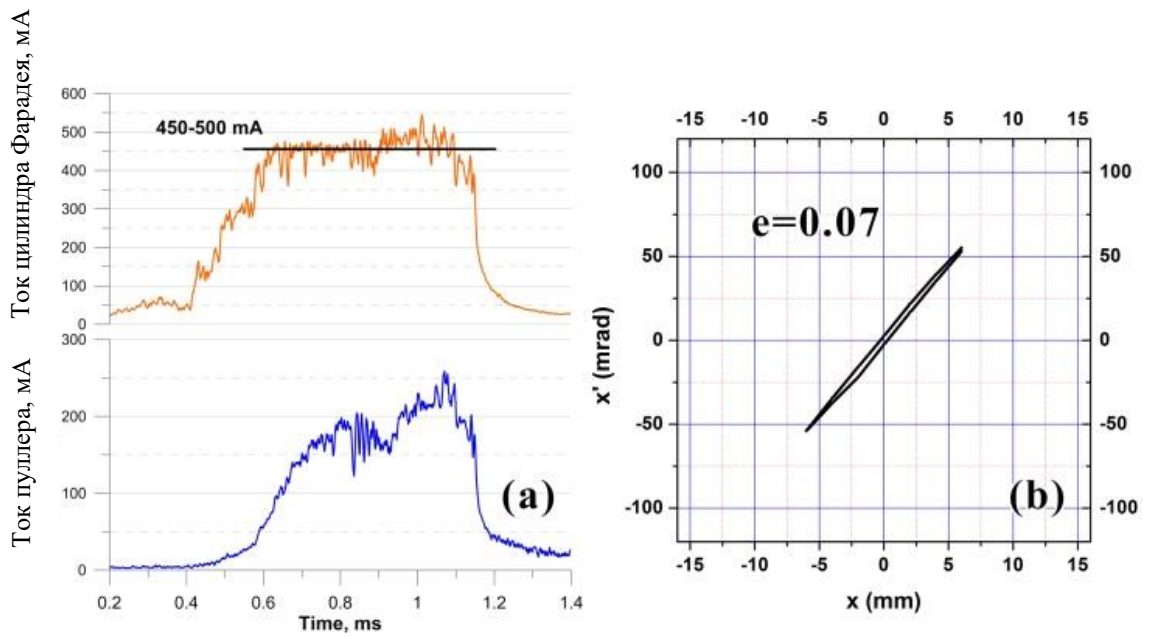


Рисунок 4.2. Осциллограммы токов на цилиндр Фарадея и пуллер (слева).
 Диаграмма эмиттанса пучка (справа).

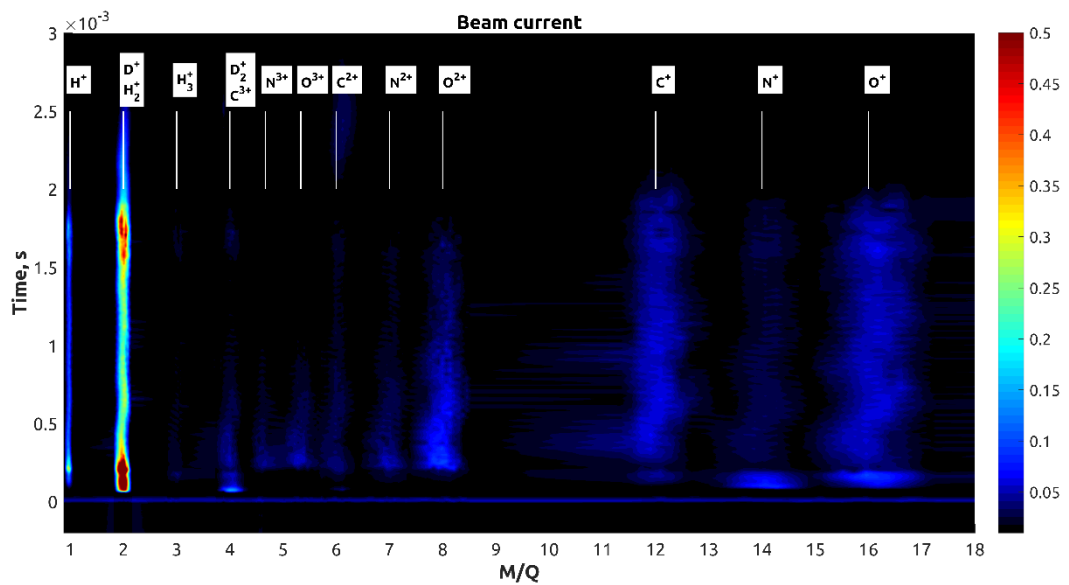
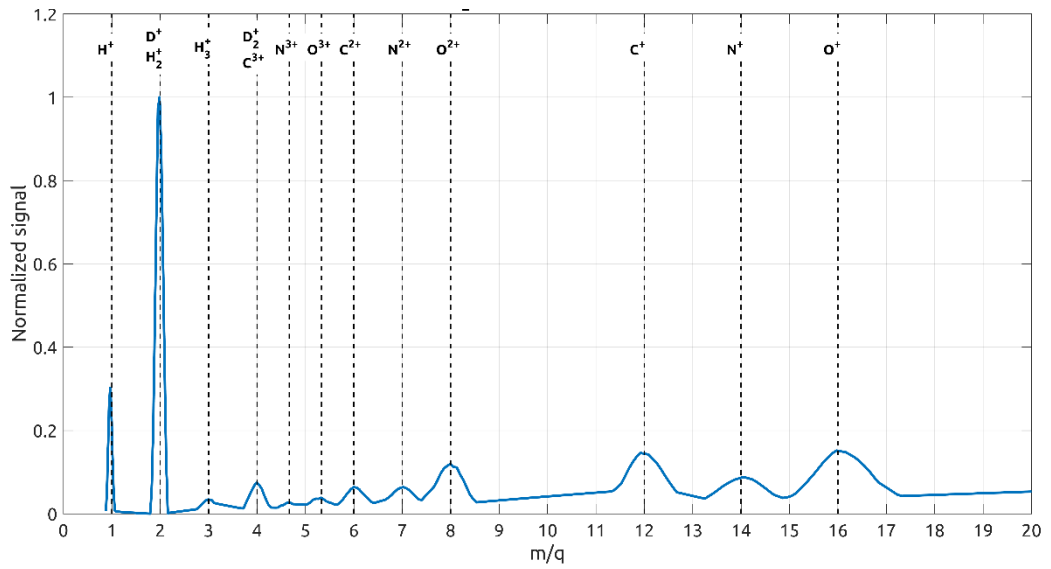


Рисунок 4.3. Состав ионного пучка, измеренный с помощью магнитостатического анализатора. Сверху – спектр усредненный по всему импульсу, снизу – трехмерный спектр: по оси абсцисс отложено отношение массы к заряду иона, по оси ординат время, цветом изображена интенсивность сигнала.

Фотография мишени приведена на рис. 4.4. Для этого медная пластина была припаяна к медной трубке, через которую под давлением прокачивался сжиженный азот, что обеспечивало эффективное охлаждение пластины внутри вакуумного объема. Фотография внешнего вида установки при захолаживании мишени представлена на рис. 4.5. Перед проведением экспериментов вакуумный объем макета нейтронного источника откачивался до рабочего фонового давления, а затем наполнялся парами «тяжелой» воды. Содержание D_2O в жидкости, используемой для парообразования, составляло примерно 80%. Пары намораживались на охлажденную пластину и после появления на ней заметного глазом слоя льда снова откачивались высоковакуумными насосами до рабочего давления – 10^{-7} Тор. После этого такая мишень бомбардировалась ионными пучками.

Мишень из дейтрида титана представляла из себя молибденовую пластину с напыленным на нее слоем титана толщиной 10 мкм, насыщенным дейтерием. Фотография мишени и результат анализа состава мишени с помощью метода вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) диагностики представлен на рисунке 4.6. Необходимость точного знания состава приповерхностного слоя мишени обусловлена низкой энергией дейтронного пучка, которая использовалась в эксперименте (до 50 кэВ). При столь низкой энергии D-D реакция протекает в тонком приповерхностном слое мишени толщиной не более 1 мкм, который сильно подвержен факторам, снижающим содержание дейтерия, и знание точного значения этого параметра необходимо для оценки эффективности генерации нейтронного потока.

По результатам ВИМС диагностики видно, что приповерхностный слой мишени, использованной в данных экспериментах, достаточно сильно обеднен дейтерием, что обусловлено длительным ее нахождением на атмосфере. Следует отметить, что на данной стадии, имея результаты измерений содержания дейтерия в приповерхностном слое, качество мишени не играет принципиальной роли, так как прогноз итоговых характеристик генератора может быть выполнен на основе количественных данных содержания дейтерия.

Для измерения нейтронного выхода с мишени использовалась «абсолютно» калиброванная система на основе двух заполненных 3He пропорциональных счетчиков с различными амплитудными характеристиками. Система питания сбора сигналов счетчиков представлена на рис. 4.7. Использование двух датчиков с различными амплитудами отклика позволило обеспечить верификацию результата путем сравнения амплитудного спектра с калибровочным и убедиться, что результаты измерений не искажаются за счет сторонних наводок и паразитного рентгеновского излучения плазмы.

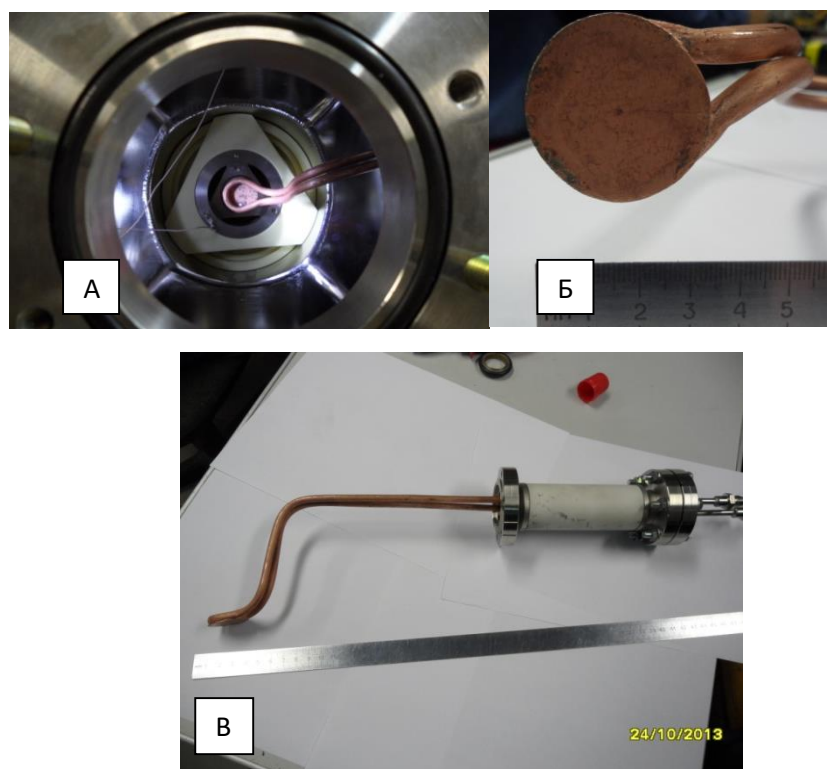


Рисунок 4.4. Мишень для экспериментов с тяжелым льдом. а) – мишень установленная в диагностической камере после системы экстракции, б) – внешний вид мишени, в) мишень с трубками охлаждения и конструкцией ее ввода в вакуумный объем.



Рисунок 4.5. Внешний вид диагностической камеры с установленной мишенью и системой прокачки сжиженного азота.

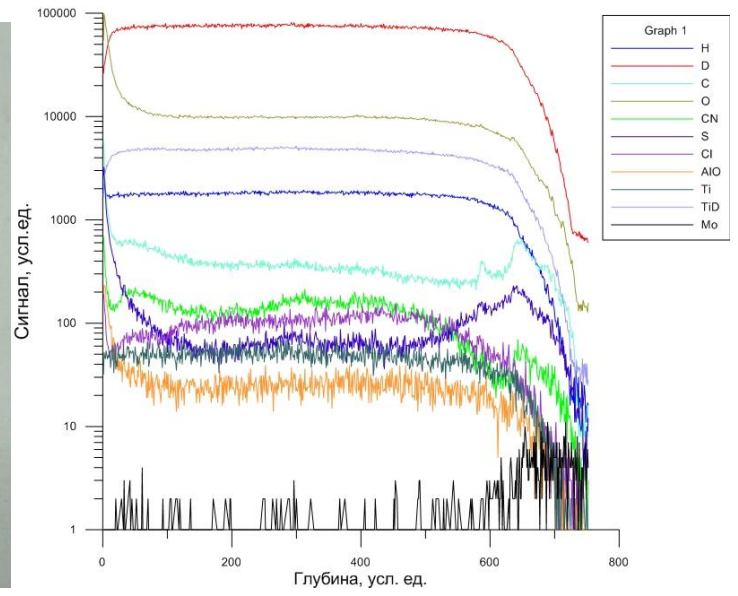
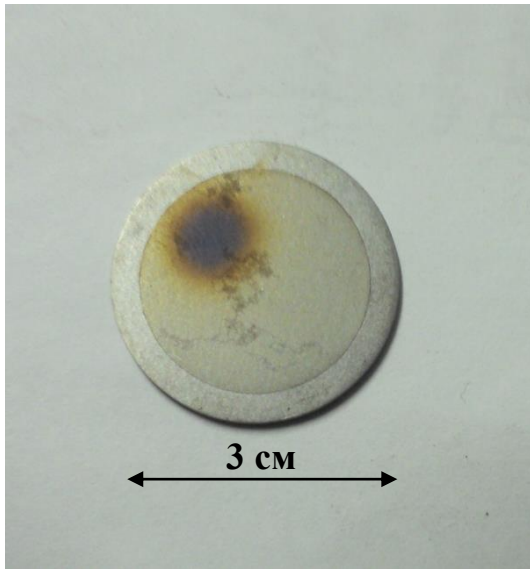


Рисунок 4.6. Мишень из дейтрида титана со следом ионного пучка и результат ВИМС диагностики (до бомбардировки ионным пучком).

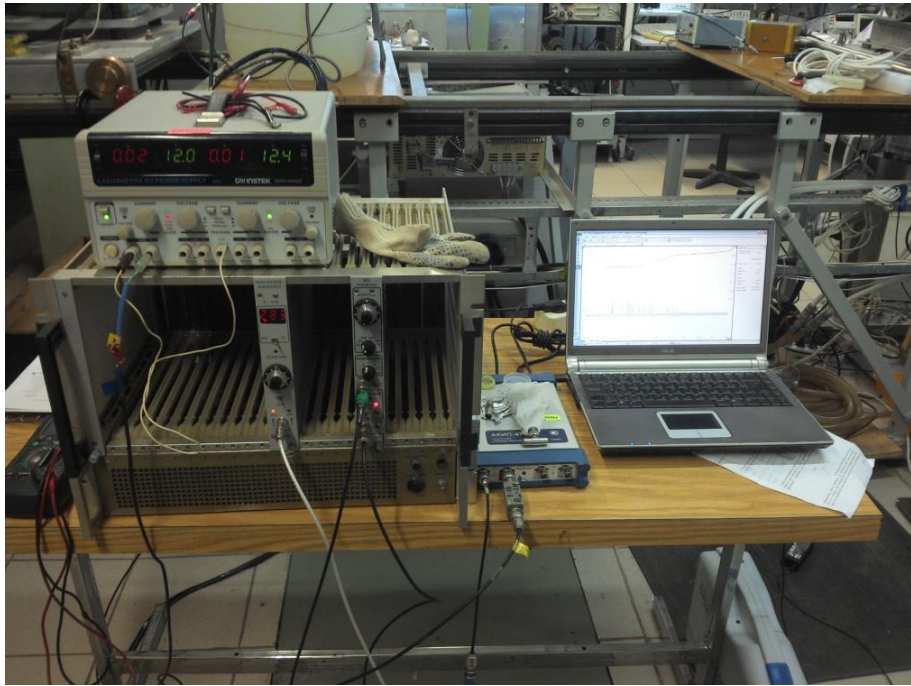


Рисунок 4.7. Система питания и сбора данных двух пропорциональных счетчиков.

Для повышения чувствительности измерительной схемы нейтронные счетчики были помещены между двумя емкостями, заполненными водой. Окружающие счетчики вода играла роль термолизатора нейтронного потока. Фотография счетчиков в окружении сосудов с водой представлена на рис. 4.8. Такой метод является достаточно эффективным для повышения доли перехватываемых детекторами нейтронов, так как сечение захвата теплового нейтрона ядром ^3He на несколько порядков выше, чем при энергии нейтрона 2,5 МэВ. Калибровка измерительной схемы проводилась с помощью нейтронного источника с ^{252}Ca (спектр испускания нейтронов которого наиболее близок к спектру нейтронов, образующихся в D-D реакции), помещенного в месте расположения нейтронообразующей мишени. В ходе калибровки было установлено, что система датчиков, расположенная на расстоянии 55 см от мишени нейтронного источника, детектирует 0.5% от полного количества испущенных в телесный угол 4π нейтронов.

Измерения эффективности генерации нейтронов проводились следующим образом. При фиксированных значениях ускоряющего напряжения пучка проводилось измерение тока ионов, попавших на мишень. По результатам этих измерений определялся средний ток ионного пучка, бомбардирующего мишень. Затем при фиксированном положении нейтронных датчиков проводилось накопление сигнала с них в 100 импульсах. Далее строился амплитудный спектр сигналов с нейтронных датчиков, усреднённый по всем импульсам, (для проверки полученный спектр сравнивался с калибровочным). На рис. 4.9 приведен пример осциллограммы сигнала с пропорциональных счетчиков и результат обработки набора таких сигналов в большом количестве импульсов в виде амплитудного спектра нейтронных отсчетов (пиков). По большому количеству осциллограмм определялось среднее значение числа зарегистрированных нейтронов за импульс для различных мишеней, ускоряющих напряжений и, соответственно, токов ионного пучка. Для определения среднего по времени нейтронного выхода с мишени полученные данные делились на калибровочный коэффициент 0,005 (так как датчики перехватывают 0,5% всех нейтронов вылетевших в телесный угол 4π) и делились на длительность импульса. Следует отметить, что на рисунке 4.6 хорошо виден след от ионного пучка, площадь его апертуры составляла около 1 см^2 . Это означает, что полученный нейтронный выход с мишени, также равен и плотности нейтронного потока с мишени на 1 см^2 . Результаты измерений нейтронного выхода с различных мишеней при разных токах и энергиях бомбардирующего пучка приведены в таблице 4.1. Также в данной таблице указаны расчётные данные по нейтронному выходу в случае использования высококачественной мишени (без примесей) из дейтрида титана, доступной в открытой продаже у зарубежных производителей. Результаты измерения нейтронного выхода в пересчете на 1 мА



Рисунок 4.8. Два пропорциональных счетчика в конусе из сосудов с водой.

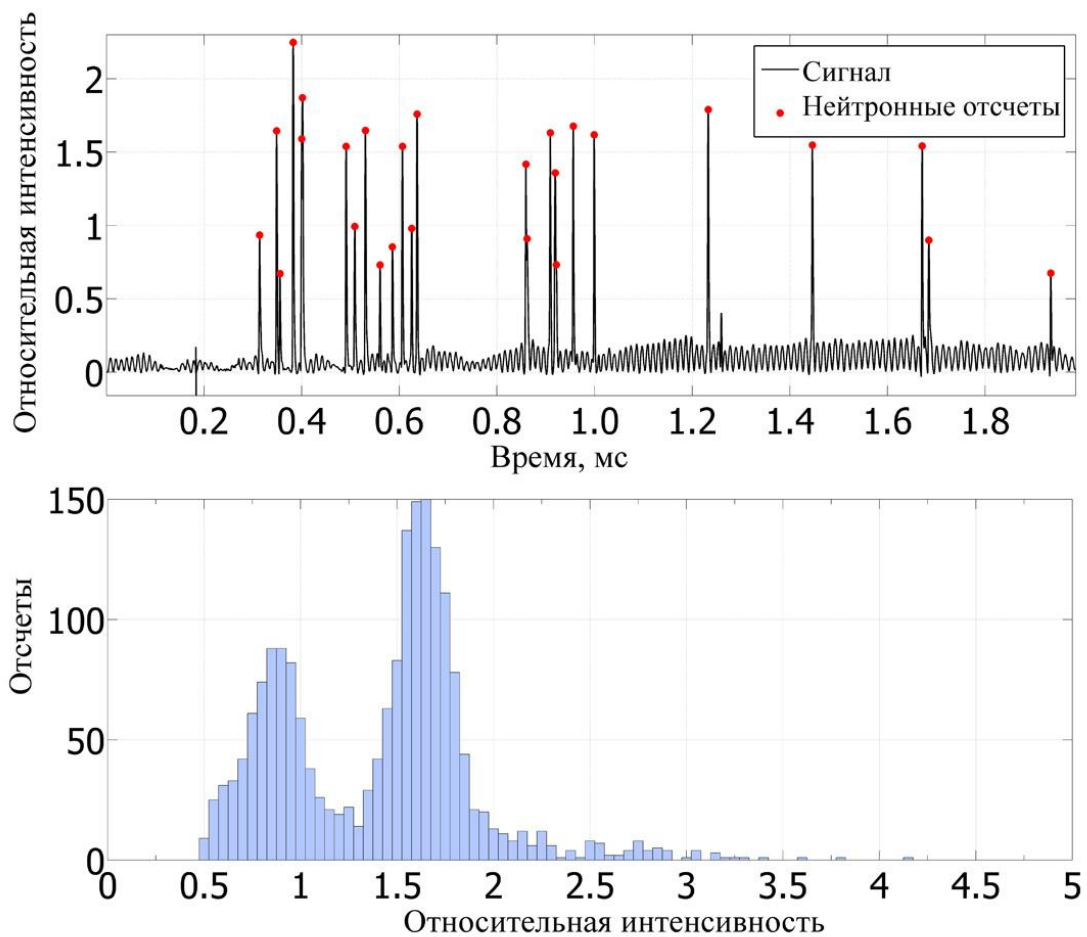


Рисунок 4.9. Сверху – пример осциллограммы сигнала с пропорциональных счетчиков. Снизу – амплитудный спектр пиков на осциллограммах, накопленных в 100 импульсах.

бомбардирующего нейтронного пучка приведены на рис. 4.10. Эти данные удобно использовать для пересчета полученных результатов для случая большего полного тока пучка. Данные таблицы 4.1 и рис. 4.10 наглядно демонстрируют последствия низкого качества приповерхностного слоя использованной мишени из дейтрида титана, нейтронный выход с которой существенно отличался от расчетных значений для коммерчески доступных образцов.

Результаты измерений нейтронного выхода с мишени из тяжелого льда также отличаются от идеальных для чистого D₂O. Число атомов дейтерия в единице объема тяжелого льда примерно в два раза меньше, чем в дейтриде титана, а наблюдаемое отличие от расчетных данных для качественной титановой мишени составляет три раза. Во-первых, это связано с тем, что чистота используемой воды составляла около 80%, во-вторых, при намораживании мишени неизбежно присутствовала примесь атмосферного воздуха.

Таким образом, в экспериментах удалось продемонстрировать эффективность использования для генерации нейтронов сильноточных пучков ионов дейтерия, полученных с использованием ЭЦР источников с накачкой мощным миллиметровым излучением гиротронов, причем максимальная достигнутая в экспериментах плотность нейтронного выхода с мишени достигала $10^9 \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2}$. Полученные результаты представляются перспективными для разработки компактных источников нейтронов для бор нейтронозахватной терапии раковых новообразований, обсуждению которых посвящен следующий раздел диссертационной работы.

Энергия ионного пучка, кэВ	Ток пучка, мА	Нейтронный выход (плотность выхода), мишень из дейтрида титана $\text{с}^{-1} (\text{с}^{-1} \text{см}^{-2})$	Нейтронный выход (плотность выхода), мишень из тяжелого льда $\text{с}^{-1} (\text{с}^{-1} \text{см}^{-2})$	Расчетный нейтронный выход при использовании высококачественной коммерческой мишени из дейтрида титана, с^{-1}
30	220	$2 \cdot 10^7$	-	$4 \cdot 10^8$
35	300	$6,8 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^8$	$9 \cdot 10^8$
40	430	$1,6 \cdot 10^8$	$5,1 \cdot 10^8$	$3,2 \cdot 10^9$
45	490	$3,3 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^9$	$6,3 \cdot 10^9$

Таблица 4.1. Результаты измерения среднего нейтронного выхода с мишени.

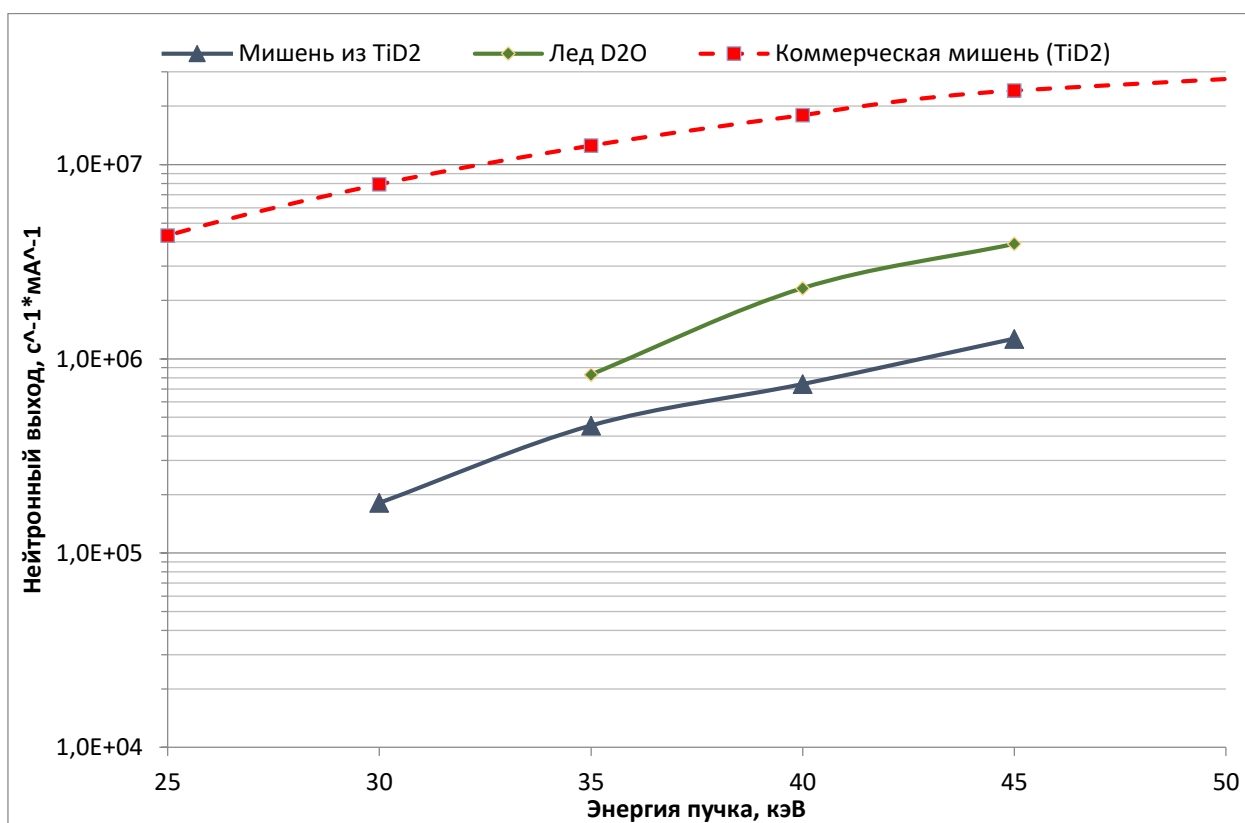


Рисунок 4.10. Результаты измерений среднего по времени нейтронного выхода с мишеней, пересчитанные на 1 мА тока, бомбардирующего пучка.

4.3 Перспективы применения нейтронных генераторов для бор-нейтронозахватной терапии онкологических заболеваний.

Лучевая терапия была и остается одним из основных методов лечения злокачественных новообразований, в проведении которой нуждается не менее 65-70% онкологических больных. Несмотря на впечатляющие успехи в развитии методик и аппаратуры для лучевой терапии, которые позволяют максимально эффективно облучать опухоль без повреждения окружающих нормальных тканей, существует группа новообразований, устойчивых к стандартным лучевым воздействиям. Решением данной проблемы может стать бор-нейтронозахватная лучевая терапия (БНЗТ) [142-145] – один из наиболее перспективных, но, одновременно, и наиболее сложных ее вариантов.

Метод БНЗТ заключается в следующем. Стабильный изотоп бора ^{10}B вводится в организм больного. Определенная часть его попадает в опухоль и проникает в опухолевые клетки. В настоящее время существует несколько способов, позволяющих достичь максимальной концентрации препарата в опухоли. Они включают: направленное его введение в сосуд, питающий опухоль; конъюгацию с антителами, специфичными в отношении данного новообразования; конъюгацию с носителями, способными относительно избирательно накапливаться в опухолевой ткани. Затем пациент облучается потоком эпитепловых нейтронов (с энергией в диапазоне $0,5\text{eV} < E_n < 30\text{keV}$). В результате захвата нейтрона стабильным изотопом ^{10}B (сечение этой реакции более чем в 3000 раз превосходит сечение захвата нейтрона ядрами ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , H , составляющими основу животных тканей) происходит ядерная реакция и образуются энергичная α -частица, ион ^7Li и в 94 % случаев γ -квант. Образующиеся α -частица и ион ^7Li быстро тормозятся и выделяют энергию 2,3 МэВ на длине порядка 10 микрон, т.е. на длине размера клетки. Такое быстрое торможение сопровождается сильной ионизацией, приводящей к двунитевым разрывам ДНК, в результате которых клетки теряют возможность к делению и погибают. Т.о., если обеспечить более высокую концентрацию ^{10}B в раковой опухоли по сравнению со здоровой тканью, бор-нейтронозахватная терапия позволит полностью решить проблему устойчивости злокачественных новообразований к воздействию ионизирующего излучения (радиорезистентности). Принцип БНЗТ отображен на рис. 4.11.

Преимущества БНЗТ уже были продемонстрированы при лечении новообразований, устойчивых к любым другим видам терапевтических воздействий. Уникальные результаты были получены при проведении нейтрон-захватной терапии наиболее злокачественной и агрессивно протекающей опухоли головного мозга – мультиформной глиобластомы, а

также при облучении метастазов меланомы – одного из наиболее радиорезистентных новообразований. В течение последних 20 лет методами БНЗТ проведено лечение более 1000 пациентов с подобными заболеваниями.

Все эти процедуры были проведены с использованием потоков нейтронов от мощных экспериментальных ядерных реакторов, поскольку в настоящее время только они могут обеспечить необходимую плотность потока эпитепловых нейтронов на уровне $2-3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ с соответствующим уровнем коллимации и размерами терапевтической апертуры.

К сожалению, высокая стоимость лечения на уникальных ядерных реакторах, расположенных, как правило, в крупных ядерных исследовательских центрах, без соответствующего медицинского оборудования, сильно сдерживают развитие БНЗТ. В этой связи представляются весьма перспективными разработки специализированных медицинских источников нейтронов. Для широкого внедрения методики БНЗТ в медицинскую практику необходимы более компактные и недорогие источники эпитепловых нейтронов. Такими источниками могут быть специализированные ускорители с энергией частиц на уровне от несколько единиц до сотен МэВ. Например, в Институте ядерной физики СО РАН, г. Новосибирск создан уникальный источник нейтронов на основе тандемного линейного ускорителя (ускоряющего протоны до энергии 2,5 МэВ), позволяющий генерировать пучки нейтронов с плотностью на уровне $10^9 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что соответствует требованиям БНЗТ [146-149]. Тем не менее, установка такого класса по-прежнему требует больших площадей, сложна в обслуживании и имеет высокую стоимость. Также в результате работы таких установок, использующих реакцию между ядрами водорода и лития (${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$), образуется радиоактивный седьмой изотоп бериллия, требующий дополнительных мер по хранению радиоактивных отходов в течении нескольких месяцев (период полураспада 53 дня). Для широкого внедрения, особенно в рамках медицинских приложений, необходимы еще более компактные и недорогие источники нейтронов.

Другим специализированным источником нейтронов может быть компактный нейтронный генератор на основе сильноточного газодинамического ЭЦР ионного источника.

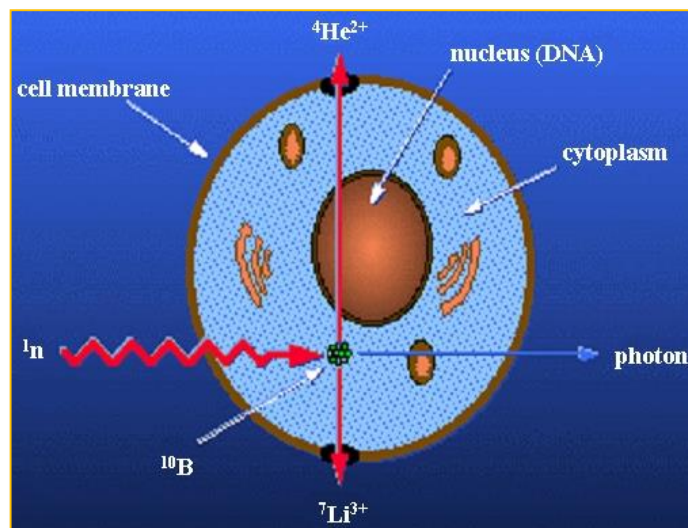
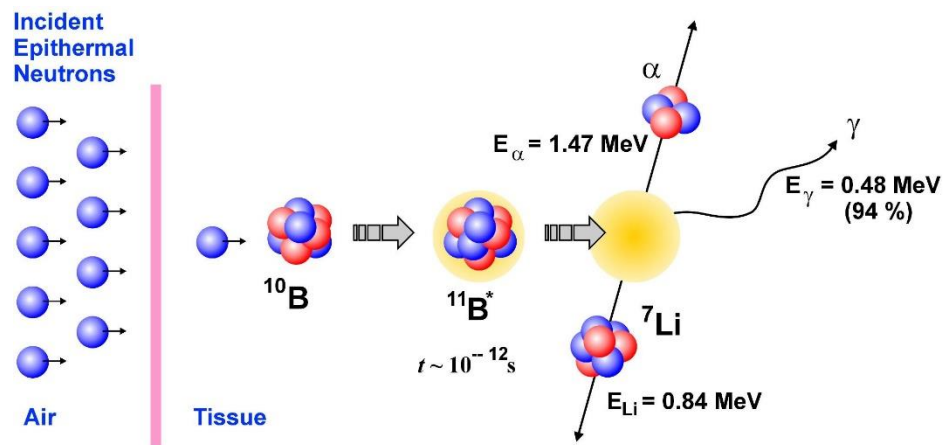


Рисунок 4.11. Принцип воздействия нейтронного потока на клетки, в который был доставлен ^{10}B (принцип БНЗТ).

Выше было показано, что при использовании пучка ионов дейтерия с энергией 45 кэВ и током на уровне 500 мА, сформированного одноапертурной системой экстракции, получены потки нейтронов с плотностью на мишени на уровне $10^9 \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2}$. Также следует отметить, возможность формирования ионного пучка с помощью многоапертурных систем экстракции (см. глава 3), что может обеспечить существенное увеличение тока пучка ионов дейтерия за счет использования большей части вытекающего из ловушки потока плазмы и, соответственно, увеличить нейтронный выход D-D генератора. Продемонстрированные результаты в разделе 4.2 будут существенно улучшены в случае использования высококачественных мишеней и энергии пучка на уровне 100 кэВ. Не смотря на то, что оптимум сечения D-D реакции находится в области энергии 1 МэВ, использование напряжения 100 кВ позволит получить требуемый нейтронный выход при сохранении компактных размеров генератора без использование сложных ускоряющих систем.

Оценим параметры нейтронного пучка, который можно получить с использованием полученных в эксперименте потоков ионов и перспективность разработки D-D генератора нейтронов с использованием источника ионов дейтерия на основе ЭЦР разряда, поддерживаемого мощным микроволновым излучением гиротронов.

В настоящее время в качестве нейтронобразующих мишеней широко используются мишени, покрытые слоем дейтрида титана (Ti D_2). Производительность таких мишеней (коммерчески доступных) на сегодняшний день составляет примерно 10^8 нейтронов в секунду на 1 мА тока пучка дейтронов, падающего на нее, ускоренного до энергии 100 кэВ. Это означает, что при бомбардировке, полученными в данной работе пучками, (ускоренными до 100 кэВ) плотность потока нейтронов будет достигать $5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2}$.

Так как энергия нейтронов, выходящих из мишени, в этом случае составляет 2,5 МэВ, то для медицинских приложений (БНЗТ) необходимо учесть потери на охлаждение и коллимацию нейтронного пучка. Для торможения нейтронного потока и формирования требуемого распределения по энергиям в выходном пучке используются так называемые модераторы. Они представляют из себя многослойные структуры из различным материалов, эффективно замедляющих нейтроны. Используемые в составе одного устройства материалы отличает разная эффективность взаимодействия с разными частями энергетического спектра, что также определяет их порядок в структуре. Снаружи слоистая структура модератора окружена материалом, обладающих повышенным коэффициентом отражения нейтронов (нейтронные рефлекторы), что позволяет снизить потери нейтронов и повышает плотность выходящего потока. Дизайн модератора для каждого случая разрабатывается и оптимизируется исключительно путем численного моделирования.

4.4. Квазиточечный нейтронный источник для томографии на основе сильноточного газодинамического ЭЦР источника ионов.

Радиография одно из крупнейших достижений ядерной физики последнего времени. Нейтронная радиография отрывает широкие возможности микроскопических исследований разнообразных не только физических, но и химических, и биологических объектов. Дифракция нейтронов на кристаллической решетке обладает существенным отличием от дифракции, например, рентгеновского излучения. Это отличие обусловлено главным образом разной природой рассеивающих центров - электромагнитные волны рассеиваются электронными оболочками атомов, а нейтроны, не имеющие заряда, рассеиваются ядрами. Это приводит, во-первых, к тому, что дифракция нейтронов слабо зависит от атомного номера кристалла, а во-вторых, дифракция может иметь особенности, связанные с наличием изотопов в исследуемом образце. Кроме того, наличие магнитного момента у нейтрона делает возможным исследование магнитной структуры образцов. Структурная нейтронография уже давно заняла прочные позиции в ряду других методов изучения кристаллической структуры. Появление в последние годы высоко поточных ядерных реакторов, автоматических нейтронных дифрактометров, управляемых ЭВМ, а также комплексов специальных компьютерных программ обработки нейтронодифракционных данных необычайно расширило возможности структурной нейтронографии и обусловило резкое возрастание интереса к ней со стороны физиков, химиков, биологов, металлургов.

Крайне перспективным методом исследований является нейтронная томография, для которой требуются специализированные источники нейтронов, например, источники, формирующие параллельно летящие нейтроны с малым разбросом по углам. В настоящее время такие пучки с необходимой для приложений интенсивностью (10^8 см^2) можно получать только используя мощные потоки нейтронов из ядерных реакторов за счет использования длинных специализированных коллиматоров [150, 151]. Именно необходимость использовать мощные дорогостоящих ядерные реакторы сдерживает широкое применений нейтронной радиографии и томографии.

В последнее время обсуждается возможность создания для этих целей квазиточечных источников нейтронов, на основе плазмы, образующейся в фокальной области сфокусированного излучения мощных фемтосекундных лазеров [152-156]. При этом малый размер плазмы – источника нейтронов позволит достичь высокого разрешения методов нейтронной томографии сравнимого с разрешением при использовании

параллельных сильно коллимированных пучков нейтронов, полученных из ядерных реакторов. Такие системы позволяют получать потоки нейтронов на уровне 10^5 на 1 Дж энергия лазерного излучения. Однако даже при использовании самых современных лазеров с частотой следования импульсов 1 кГц и энергией в импульсе около 0,1 Дж средний по времени поток нейтронов составит около 10^7 с⁻¹.

В данной диссертации для получения квазиточечного источника нейтронов предлагается использовать реакцию, протекающую при бомбардировке дейтерий содержащей мишени сильноточными сфокусированными пучками ионов дейтерия. Как уже отмечалось, требуемые для это ионные пучки могут быть получены с использованием разработанного сильноточного ЭЦР ионного источника нового поколения на основе разряда в открытой магнитной ловушке, поддерживаемом в условиях электронно-циклотронного резонанса мощным электромагнитным излучением миллиметрового диапазона длин волн. Отличительной особенностью квазигазодинамического источника ионов является возможность получения сильноточных пучков тонов ионов водорода и его изотопов с предельно малым эмиттансом (среднеквадратичном нормализованном эмиттансе менее $0,1 \pi \text{ мм} \cdot \text{мрад}$ и током до 500 мА), при этом яркость пучка более чем на порядок превосходит все существующие источники ионов. Представляется весьма перспективным использовать такие пучки для получения нейтронов, так как за счет низкого эмиттанса они могут быть эффективно сфокусированы на дейтерий содержащую мишень, а ток на уровне 500 мА при ускоряющем напряжении 100 кВ обеспечит выход нейтронов в импульсе на уровне $5 \cdot 10^{10}$ с⁻¹.

Для оценки перспектив применения полученных ионных пучков для создания квазиточечного источника нейтронов необходимо оценить размеры пучка в перетяжке при его фокусировке. Рассмотрим магнитную линзу, обеспечивающую половинный угол схождения пучка ионов α на уровне 30° , при этом размер пятна в области фокусировки, определяемый как $\Delta r[\mu\text{м}] = (\epsilon_n[\pi \text{ мм} \cdot \text{мрад}]/\beta)/\alpha$ [157] для измеренного эмиттанса составляет 12 мкм. Чтобы обеспечить такой угол схождения параллельного ионного пучка, фокусное расстояние линзы, определяемое как $f = 8 \cdot (M/q) \cdot (U/L) \cdot 1/B^2$, (здесь M – масса иона, q – его заряд, U – энергия пучка, B – максимальная величина магнитного поля в линзе, L – полуширина продольного профиля магнитного поля в линзе [157]) должно быть равно диаметру апертуры линзы. Для диаметра апертуры 30 мм и 50 кэВ энергии пучка дейтерия величина максимального поля в линзе составляет 1.6 Т при полуширине профиля магнитного поля в 10 см, что представляется вполне реальным.

Однако, при фокусировке пучка ионов с большим током (на уровне сотен мА) существенную роль может играть кулоновское влияние пространственного заряда пучка

(кулоновское расталкивание), а также aberrации фокусирующей системы, что может не позволить сжать пучок до предельных, определяемых эмиттансом размеров. Для оценки реального поперечного размера пучка ионов в фокальной области фокусировки были проведены расчеты формирования пучка и его фокусировки с помощью численных методов с использованием открытого программного пакета IBsimu, описанного в главе 3. Для условий экспериментов, описанных в разделе 4.2, путем численного моделирования были определены ожидаемые параметры сходящегося пучка ионов дейтерия. На рис. 4.12 приведены результаты расчетов для системы с апертурой плазменного электрода 10 мм, апертурой пуллера 22 мм и межэлектродным зазором 11 мм при напряжениях экстракции 50 кВ. В расчетах рассматривалась магнитная линза с полушириной продольного профиля магнитного поля равной 10 см, диаметром апертуры 30 мм, величиной максимального поля 2 Тл. На рисунке 4.12 представлено пространственное распределение плотности тока ионного пучка и эквипотенциальные поверхности во всем объеме системы экстракции и поперечное распределение плотности ионного тока в фокальной области. Расчеты показали, что система формирования ионного пучка позволяет получать из плотной плазмы ЭЦР разряда пучки с перетяжкой в фокальной области на уровне 200 мкм, т.е. наблюдается существенное отличие от предельных размеров, определяемых эмиттансом. Это связано с aberrациями линзы. Для дальнейшей минимизации размеров пучка в перетяжке требуется дополнительная оптимизация, например, уменьшение диаметра пучка относительно диаметра линзы.

Таким образом применение сильноточного ЭЦР ионного источника с квазигазодинамическим удержанием плазмы, использующим миллиметровое излучение гиротрона для ее нагрева, позволяет формировать пучки легких ионов с уникально низким эмиттансом, что позволяет рассчитывать на эффективную фокусировку пучка в пятно с характерным размером 100 микрон. Предложенный подход позволяет разработать квазиточечный компактный источник нейтронов с размерами излучающей области не уступающим лазерным фемтосекундным системам при существенно большем полном числе генерируемых нейтронов. Выполненные оценки показывают, что ожидаемый нейтронный выход позволяет конкурировать даже ядерными реакторами в случае исследования объектов с характерными размерами порядка десяти сантиметров. Действительно, типичная для реакторных коллимированных пучков плотность $10^8 \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2}$, в предлагаемой схеме будет достигаться на расстоянии около 15 см. Таким образом

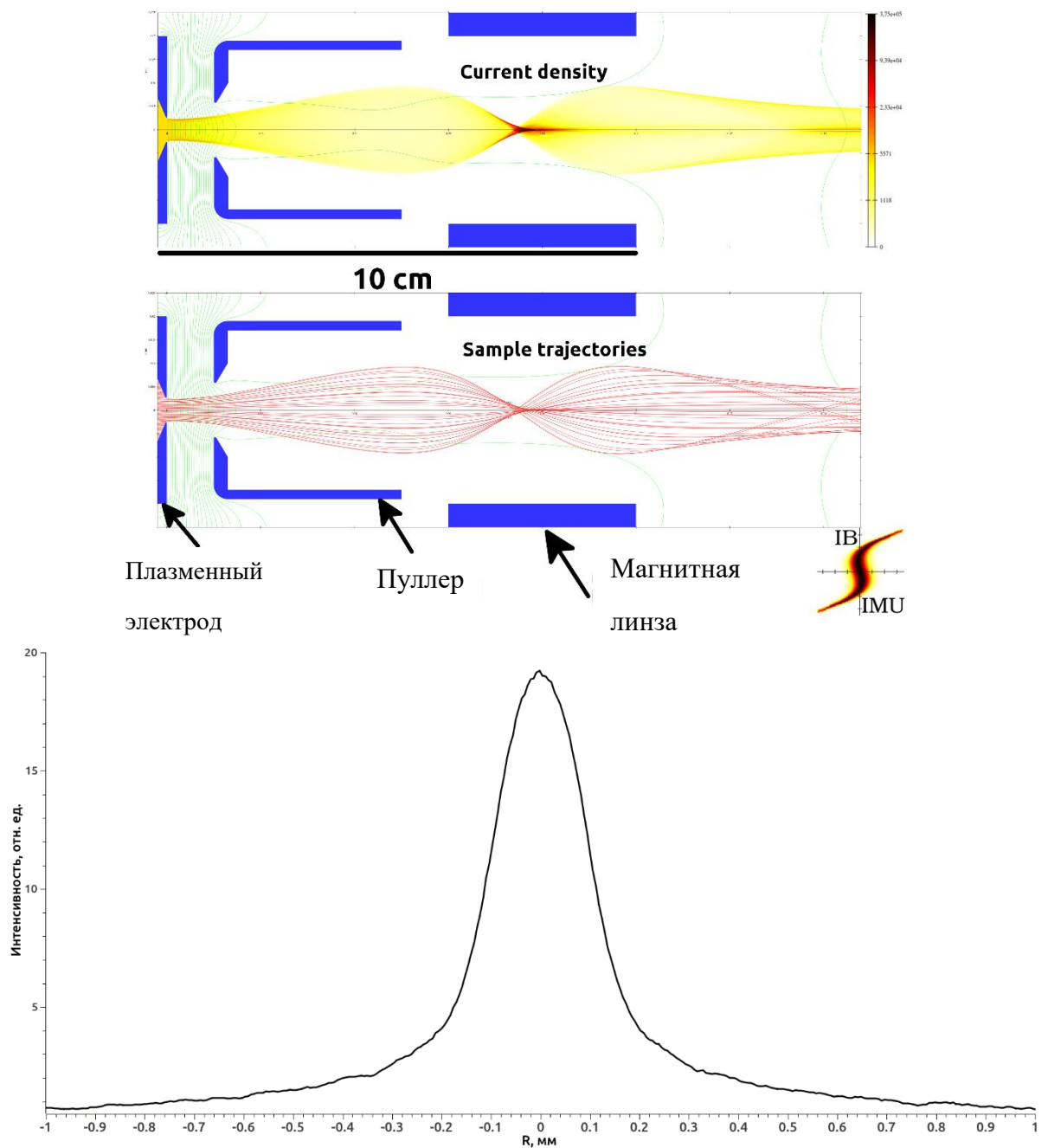


Рисунок 4.12. Сверху вниз: распределение плотности тока при извлечении и фокусировки ионного пучка, траектории ионов в пучке и поперечное распределение плотности тока в ионном пучке в фокальной перетяжке.

предлагаемый квазиточечный нейтронный источник на основе разработанного сильноточного ЭЦР ионного источника выглядит крайне перспективным.

4.5. Выводы главы.

На основании результатов, описанных в главе 4, можно сделать следующие выводы.

Применение мощного излучения гиротронов миллиметрового диапазона длин волн позволяет создавать и поддерживать плотную плазму ЭЦР разряда в дейтерии и формировать ионные пучки с током до 500 мА при нормализованном эмиттансе 0,07 пм·мм·град. Такие ионные пучки могут быть использованы для создания мощного компактного нейтронного генератора нового поколения на основе D-D реакции. С использованием предложенного подхода в экспериментах при энергии ионного пучка 45 кэВ был реализован нейтронный выход с мишени из тяжелого льда на уровне $1 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. В случае использования современных мишеней из дейтрида титана и пучков ионов дейтерия с энергией 100 кэВ может быть разработан нейтронный генератор с плотностью нейтронного потока с мишени до $5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$.

D-D нейтронный генератор с такими характеристиками может быть эффективно применен для формирования эпитепловых потоков нейтронов для бор-нейтронозахватной терапии онкологических заболеваний, что позволит существенно продвинуться в развитии данного перспективного метода лечения.

Низкий эмиттанс полученных в рамках проведенных исследований пучков ионов дейтерия позволяет разработать на основе сильноточного ЭЦР ионного источника квазиточечный источник нейтронов для нейтронной томографии. Продемонстрировано, что ожидаемый размер излучающей области может составлять несколько десятков микрон при нейтронном выходе до $5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Предлагаемый подход может позволить в ряде случаев для структурного анализа объектов заменить ядерные реакторы существенно более дешевыми и компактными безопасными системами.

Результаты, описанные в этой главе диссертации, опубликованы в [99, 120, 121, 158-160].

Заключение

Полученные в диссертационной работе основные научные результаты заключаются в следующем.

1. Впервые продемонстрирована возможность эффективного использования магнитной ловушки со встречными полями для удержания плазмы в ЭЦР источнике МЗИ в условиях ее нагрева излучением гиротрона миллиметрового диапазона длин волн. В случае применения излучения с частотой 37,5 ГГц и мощностью 100 кВт для нагрева плазмы в магнитной ловушке со встречными полями получены сильноточные пучки многозарядных ионов азота с яркостью до $50 \text{ A}/(\pi \text{ мм мрад})^2$ при плотности тока до $650 \text{ mA}/\text{см}^2$. В случае использования многоапертурных систем экстракции получены пучки многозарядных ионов с током до 150 мА.
2. Экспериментально показано, что средний заряд ионов в плазме, удерживаемой в магнитной ловушке со встречными полями в квазигазодинамическом режиме, растет при увеличении геометрических размеров ловушки, повышении частоты и мощности излучения, используемого для ЭЦР нагрева.
3. При использовании для нагрева плазмы излучения гиротрона с частотой 60 ГГц и мощностью 150 кВт в ловушке со встречными полями, имеющей замкнутую ЭЦР поверхность внутри разрядной камеры, продемонстрирована возможность формирования плазмы с квазигазодинамическим режимом удержания и эффективной генерации многозарядных ионов. Из такой плазмы извлечены пучки ионов азота с током до 6 мА при плотности тока $750 \text{ mA}/\text{см}^2$ и средним зарядом до +4.
4. Экспериментально продемонстрирована возможность создания импульсных пучков многозарядных ионов гелия с длительностью фронта порядка 10 мкс. Показано, что реализация квазигазодинамического режима удержания плотной плазмы ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением гиротрона, позволяет обеспечить быстрое формирование плазмы с высокой концентрацией многозарядных ионов.
5. Экспериментально была продемонстрирована возможность формирования из плотной сильнонеравновесной плазмы ЭЦР разряда, поддерживаемого мощным излучением гиротрона миллиметрового диапазона длин волн, короткоимпульсных пучков многозарядных ионов азота и аргона с высоким током (длительность 50-100 мкс, ток около 100 мА).

6. Предложена схема короткоимпульсного ЭЦР источника многозарядных ионов короткоживущих радиоактивных изотопов с нагревом плазмы излучением гиротрона с частотой 60 ГГц в ловушке со встречными полями малого размера. Расчеты показали, что эффективность извлечения ионов ${}^6\text{He}$ может достигать 60-90% (в зависимости от их заряда) от общего числа инжектированных в ловушку частиц.
7. Продемонстрировано, что в ЭЦР разряде в водороде или дейтерии возможно получение плазмы с плотностью до 10^{14} см^{-3} при температуре основной электронной компоненты 50-100 эВ, что соответствует оптимуму энергии для ионизационных процессов в водороде. Из плазмы такого разряда получены ионные пучки с током до 500 мА, нормализованным эмиттансом $0,07 \text{ п} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, нормализованной яркостью $100 \text{ А}/(\text{п} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад})^2$ при доле атомарных ионов (протонов или дейтронов) 94%. Ионные пучки с такими параметрами с запасом удовлетворяют всем существующим и разрабатываемым высокоточным протонным ускорителям, включая ускорительные комплексы проектов ESS и IFMIF.
8. Предложено использовать полученные интенсивные пучки ионов дейтерия для создания мощного компактного нейтронного генератора нового поколения на основе D-D реакции. Экспериментально продемонстрировано, что при бомбардировке мишени из тяжелого льда пучком ионов дейтерия с током 500 мА и энергией 45 кэВ возможно получение нейтронного выхода с плотностью на уровне $1 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$.

Список основных публикаций автора по теме диссертации

Статьи в научных журналах:

- 1) V.E. Semenov, V.A. Skalyga, V.G. Zorin, “Scaling for ECR Sources of Multicharged Ions with Pumping at Frequencies from 10 to 100 GHz”, Review of Scientific Instruments. v. 73, n2, Part II, p. 635 – 637, 2002.
- 2) А.В.Водопьянов, С.В. Голубев, В.Г. Зорин, С.В. Разин, А.В. Сидоров, В.А. Скалыга, А.Г. Шалашов. Динамика СВЧ разряда в магнитном поле в условиях сильной предварительной ионизации газа. Радиофизика, т. 46, № 8-9, 2003, с. 822-829.
- 3) S.V Golubev, S.V. Razin, A.V. Sidorov, V.A. Skalyga, A.V. Vodopyanov, V.G. Zorin, “ High Current Density Ion Beam Formation from Plasma of ECR Discharge ”, Review of Scientific Instruments. v.75, n5, p. 1675-1677, 2004.
- 4) S.V. Golubev, I.V. Izotov, S.V. Razin, V.A. Skalyga, A.V. Vodopyanov, V.G. Zorin. Multicharged Ion Generation in Plasma Created by Millimeter Waves and Confined in a CUSP Magnetic Trap. Transactions of Fusion Science and Technology, v. 47, n. 1T , fuste8, p. 345-347, 2005.
- 5) V. Skalyga, V. Zorin, V. Izotov, A. Sidorov, T. Lamy, P. Sortais, T. Thuillier. Gas Breakdown in ECR ion Source. Review of Scientific Instruments. v.77, n3, p. 03A325-1 – 03A325-3, 2006.
- 6) A. Sidorov, I. Izotov, S. Razin, V.Skalyga, V. Zorin, A. Balabaev, S. Kondrashev, A Bokhanov. Beam Formation from Dense Plasma of ECR Discharge. Review of Scientific Instruments. v.77, n3, p. 03A341-1 – 03A341-4, 2006.
- 7) V. Skalyga, V. Zorin, I. Izotov, S. Razin, A. Sidorov, A. Bohanov. Gasdynamic ECR Source of Multicharged Ions Based on a Cusp Magnetic Trap. Plasma Sources Science and Technology 15 (2006) 727-734.
- 8) S. Golubev, I. Izotov, S. Razin, A. Sidorov, V. Skalyga, A. Vodopyanov, V. Zorin, A. Bokhanov. High Current ECR Source of Multicharged Ion Beams. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, v. 256, p. 537 – 542, 2007.
- 9) А.Ф. Боханов, В.Г. Зорин, И.В. Изотов, С.В. Разин, А.В. Сидоров, В. А. Скалыга. Создание плотных потоков многозарядных ионов из ЭЦР источника на базе ловушки со встречными полями с квазигазодинамическим режимом удержания плазмы. Физика плазмы, т. 33, № 5, с. 385-394, 2007.

- 10) A.V. Vodopyanov, S.V. Golubev, I.V. Izotov, V.I. Khizhnyak, D.A. Mansfeld, V.A. Skalyga and V.G. Zorin. ECR Plasma With 75 GHz Pumping. *High Energy Physics and Nuclear Physics*. 2007, 31(S1): 152—155.
- 11) A. Sidorov, M. Dorf, V. Zorin, A. Bokhanov, I. Izotov, V. Skalyga, A.Vodopyanov, Noise Suppression And Stabilization Of An Ion Beam Extracted From Dense Plasma, *Journal of Applied Physics*, Vol.102, No.5, p. 054504 (2007).
- 12) A. Sidorov, M. Dorf, A. Bokhanov, I. Izotov, S. Razin, V. Skalyga, V. Zorin, A. Balabaev, P Spädtkke, J. Roßbach. Multi-aperture ion beam extraction from gas-dynamic electron cyclotron resonance source of multicharged ions. *Review of Scientific Instruments*, 79, 02A317 (2008).
- 13) В.А. Скалыга, В.Г. Зорин, И.В. Изотов, А.В. Водопьянов, С.В. Голубев, Д.А. Мансфельд, С.В. Разин, А.В. Сидоров. Короткоимпульсный ЭЦР источник многозарядных ионов. *ЖТФ*. 2010. Т. 80. Вып. 12. С. 90-94.
- 14) Сидоров А.В., Зорин В.Г., Изотов И.В., Разин С.В., Скалыга В.А. Формирование сильноточного пучка многозарядных ионов из плотной плазмы, создаваемой мощным миллиметровым излучением гиротрона в условиях электронного циклотронного резонанса. *ЖТФ*, т. 80, вып. 10, с. 152 (2010).
- 15) V.A. Skalyga, V.G. Zorin, I.V. Izotov, S.V. Razin, A.V. Sidorov, T.Lamy, T. Thuillier. ECR Breakdown of heavy gases in open mirror trap. *Fusion Science and Technology*. V. 59, n. 1t, p. 140 (2011).
- 16) I. V. Izotov, V. A. Skalyga, V. G. Zorin. Optimization of gas utilization efficiency for short-pulsed electron cyclotron resonance ion source. *Rev. Sci. Instrum.* 83, 02A342 (2012).
- 17) V. Skalyga, I. Izotov, A. Sidorov, S. Razin, V. Zorin, O. Tarvainen, H. Koivisto, T. Kalvas. High current proton source based on ECR discharge sustained by 37.5 GHz gyrotron radiation. *JINST*, v.7, P10010 (2012)
- 18) T. R. Edgecock et al. High intensity neutrino oscillation facilities in Europe. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*. V. 16. Issue 2. P. 021002 (2013)
- 19) M.A. Dorf, V.G. Zorin, A.V. Sidorov, A.F. Bokhanov, I.V. Izotov, S.V. Razin, V.A. Skalyga. Generation of Multi-Charged High Current Ion Beams using the SMIS 37 Gas-dynamic Electron Cyclotron Resonance (ECR) Ion Source. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research (section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment)*, v. 733, p. 107-111, 2014.
- 20) V. Skalyga, I. Izotov, S. Razin, A. Sidorov, S. Golubev, T. Kalvas, H. Koivisto, and O. Tarvainen. “High current proton beams production at Simple Mirror Ion Source 37”. // *Review of Scientific Instruments*, v. 85, no. 2, 2014, p. 02A702-1 – 02A702-3.

- 21) S. Razin, V. Zorin, I. Izotov, A. Sidorov, and V. Skalyga. Emittance of short-pulsed high-current ion beams formed from the plasma of the ECR discharge sustained by high-power millimeter-wave gyrotron radiation. // *Review of Scientific Instruments*, v. 85, Issue 2, p. 023307-1 – 023307-4, 2014.
- 22) V. Skalyga, I. Izotov, S. Golubev, S. Razin, A. Sidorov, A. Maslennikova, A. Volovecky, T. Kalvas, H. Koivisto, O. Tarvainen. Gyrotron-driven High Current ECR Ion Source for Boron-neutron Capture Therapy Neutron Generator. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 768, p. 146–150, 2014.
- 23) Wildner E., Hansen, C., Benedetto, E. Jensen, E., Stora, T., Mendonca, T. Melo, Vlachoudis, V., Bouquerel, E., Marie-Jeanne, M., Balint, P., Fourel, C., Giraud, J., Jacob, J., Lamy, T., Latrasse, L., Sortais, P., Thuillier, T., Mitrofanov, S., Loiselet, M., Keutgen, Th., Delbar, Th., Debray, F., Trophime, C., Veys, S., Daversin, C., Zorin, V., Izotov, I., Skalyga, V., Chance, A., Payet, J., Burt, G., Dexter, A. C., Kravchuk, V. L., Marchi, T., Cinausero, M., Gramegna, F., De Angelis, G., Prete, G., Collazuol, G., Mezzetto, M., Vardaci, E., Di Nitto, A., Brondi, A., La Rana, G., Moro, R., Palladino, V., Gelli, N., Mazzocco, M., Signorini, C., Hirsh, T. Y., Hass, M., Berkovits, D., Stahl, A., Schaumann, M., Wehner, J., “Design of a neutrino source based on beta beams”. *Physical Review Special Topics-Accelerators And Beams*, Volume: 17, Issue: 7, Article Number: 071002. (2014)
- 24) V. Skalyga, I. Izotov, S. Golubev, S. Razin, A. Sidorov, A. Maslennikova, A. Volovecky, T. Kalvas, H. Koivisto, O. Tarvainen. Neutron generator for BNCT based on high current ECR ion source with gyrotron plasma heating. *Applied Radiation and Isotopes*. 2015 Dec;106:29-33 doi:10.1016/j.apradiso.2015.08.015
- 25) V. Skalyga, I. Izotov, S. Golubev, A. Sidorov, S. Razin, A. Strelkov, O. Tarvainen, H. Koivisto, T. Kalvas. High yield neutron generator based on a high-current gasdynamic electron cyclotron resonance ion source. *Journal of Applied Physics* 118, 093301 (2015).
- 26) V. Skalyga, I. Izotov, S. Golubev, A. Vodopyanov, O. Tarvainen. First Experiments with Gasdynamic Ion Source in CW Mode. *Review of Scientific Instruments*. 87, 02A715 (2016);
- 27) V. Skalyga, I. Izotov, S. Golubev, A. Sidorov, S. Razin, A. Vodopyanov, O. Tarvainen, H. Koivisto, T. Kalvas. New progress of high current gasdynamic ion source. *Review of Scientific Instruments*. 87, 02A716 (2016);
- 28) С.В. Голубев, И.В. Изотов, С.В. Разин, А.В. Сидоров, В.А. Скалыга. Компактный источник нейтронов для бор-нейтронозахватной терапии. *Известия ВУЗов. Радиофизика*. Т. LIX. № 8-9. Стр. 720. 2016.

- 29) S. Golubev, V. Skalyga, I. Izotov, A. Sidorov. “New method of a “point-like” neutron source creation based on sharp focusing of high-current deuteron beam onto deuterium-saturated target for neutron tomography”. *Journal of Instrumentation*, V. 12, 2017_JINST_12_T02003 (2017).
- 30) V. A. Skalyga, I. V. Izotov, A. V. Sidorov, S. V. Golubev, and S. V. Razin. Study of hydrogen ECR plasma in a simple mirror magnetic trap heated by 75 GHz pulsed gyrotron radiation. *Review of Scientific Instruments* 88, 033503 (2017).

Патенты:

1. С. В. Голубев, В. Г. Зорин, А. В. Водопьянов, А. Ф. Боханов, С. В. Разин, Д. А. Мансфельд, М. Ю. Казаков, А. В. Сидоров, И. В. Изотов, В. А. Скалыга, В. А. Колданов, “Сильноточный источник многозарядных ионов на основе плазмы электронно-циклотронного резонансного разряда, удерживаемой в открытой магнитной ловушке,” RU 2 480 858 C2, 2013

Библиографический список

- [1] Dandl R.A., England A.C., Ard W.B. et. al. Properties of a high-beta plasma produced by electron-cyclotron heating. // Nuclear Fusion. 1964. V. 4. P. 344-353.
- [2] Ikegami H., Ikezi H., Hosokawa M. et. al. Shell structure of a hot-electron plasma. // Physical Review Letters. 1967. V. 19. N. 14. P. 778-781.
- [3] Будников В.Н., Виноградов Н.И., Голант В.Е. и др. Исследование плазмы, созданной СВЧ полем в режиме циклотронного резонанса. // Журнал технической физики. 1967. Т. 37. № 5. С. 851-856.
- [4] Аликаев В.В., Бобровский Г.А., Позняк В.И. и др. Нагрев плазмы в токамаке ТМ-3 на электронно-циклотронном резонансе при магнитных полях до 25 кЭ. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. Вып. 3. С. 390-395.
- [5] Димов Г.И., Закайдаков В.В., Кишиневский М.Е. Термоядерная ловушка с двойными пробками. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. Вып. 4. С. 597-610.
- [6] Аликаев В.В. ВЧ и СВЧ методы нагрева плазмы. // Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы. 1981. Т. 1. Ч. 2. С. 80-99.
- [7] Аликаев В.В., Литвак А.Г., Суворов Е.В., Фрайман А.А. Электронно-циклотронный нагрев плазмы в тороидальных системах. // В кн. : Высокочастотный нагрев плазмы. Горький : ИПФ АН СССР. 1983. С. 6-70.
- [8] Бочаров В.Н., Завадский Н.А., Киселёв А.В. и др. Генерирование плазмы в открытой ловушке на ЭЦР при осевом распространении волны. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 1985. Вып. 3. С. 64-70.
- [9] Головановский К.С., Дугар-Жабон В.Д. Ионные источники на основе электронного циклотронного резонанса (обзор). // Приборы и техника эксперимента. 1991. № 4. С. 8-18.
- [10] Geller R. Electron cyclotron resonance ion sources and ECR plasmas. // Institute of Physics. Bristol. 1996.
- [11] Geller R. ECRIS – closing remarks. // Journal de Physique. 1989. Colloque C1. Suppl. N 1. V. 50. P. 887-892.
- [12] Кутнер В.Б., Ефремов А.А., Бехтерев В.В., Бири Ш., Ковальчук И.М., Колесов И.В., Лебедев А.Н., Оганесян Ю.Ц., Пиварч Ю., Чугреев В. А. Источник многозарядных ионов DECRIS-14 для циклотронов ЛЯР ОИЯИ. // Тезисы докладов XII Всесоюзного Сопещения по Ускорителям заряженных частиц, 3-5 октября 1990 г., ИТЭФ, Москва, с. 1С6.

- [13] Лебедев А.Н., Шальнов А.В. Основы физики и техники ускорителей. // М.: Энергоатомиздат. 1991. 528 С.
- [14] Donets E. D., Ilyushenko V. I., Alpert V. A. // Intern. Conf. on Ion Sources, Saclay, 1969. P. 635.
- [15] E.D. Donets // Phys. Elementary Particles At. Nucleus 13, 941 (1982).
- [16] G.F. Tonon // IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19, 172 (1972).
- [17] L.Z. Barabash, D.G. Koshkarev, Yu.I. Lapitskii, S.V. Latyshev, A.V. Shumshurov, Yu.A. Bykovskii, A.A. Golubev, Ya.P. Kosyrev, K.I. Krechet, R.T. Haydarov, B.Yu. Sharkov // Laser and Particle Beams 2, 49 (1984).
- [18] O.B. Anan'in, Yu.A. Bykovskii, V.P. Gusev, Yu.P. Koznev, I.V. Kolesov, A.S. Pasyuk, V.D. Peklenkov // Sov. Phys. Tech. Phys. 28, 54 (1986) .
- [19] Geller R. ECRIS – closing remarks. // Journal de Physique. 1989. Colloque C1. Suppl. N 1. V. 50. P. 887-892.
- [20] Geller R., Jacquot B., Sortais P. The upgrading of the multiply charged heavy-ion source Minimafios. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 1986. V. A243. P. 244-254.
- [21] Leitner D., Lyneis C.M. Abbot S.R. et al. // Proc. 16th Intern. Workshop on ECR Ion Sources, Berkeley, California, USA, 2004, p. 3.
- [22] Bouly et al. // Rev. Sci. Instrum, Vol. 73, № 2, 2002, p. 528.
- [23] Lyneis, C. M., Leitner, D., Todd, D. S., Sabbi, G., Prestemon, S., Caspi, S., & Ferracin, P. Fourth generation electron cyclotron resonance ion sources // The Review of Scientific Instruments, 79(2 Pt 2), 02A321 (2008).
- [24] C. Lyneis et al., “Concept for a fourth generation electron cyclotron resonance ion source” // Rev. Sci. Instrum. 83, 02A301 (2012).
- [25] D.Z. Xie et al., “Development Status of a Next Generation ECRIS: MARS-D at LBNL” // Proceedings of the 16th International Conference on ion sources, August 23-28, New York City, USA (2015).
- [26] Golubev S.V., Zorin V.G., Zorina T.N., Razin S.V.. // Proc. Int. Workshop on Strong Microwaves in Plasmas. N.Novgorod. 1991. V.1, p. 485-489.
- [27] Golubev S.V., Zorin V.G., Razin S.V.. // Proc. Int. Workshop on Strong Microwaves in Plasmas, N.Novgorod, 1996. v. 1, p. 363.
- [28] Тимофеев А.В. // Физика плазмы, 1975, т. 1, с. 88.
- [29] Semenov V.E., Turlapov A.V. // Physical Review E, v. 57, n. 5, p. 5937-5944.
- [30] Petty C.C., Goodman D.L., Smith D.K., Smatlak D.L. // Journal de Physique, Colloque C1 (1989), suppl. No. 1, v. 50, p. 783.

- [31] Antaya T.A. // *Journal de Physique, Colloque C1* (1989), suppl. No 1, V. 50, p. 707.
- [32] Zhang Z.M., Zhao H.W., Sun L.T. et al. // *Rev. Sci. Instrum.* V.77, No 3, part 2, 03A308, 2006.
- [33] Gamino S., Ciavola G., Celona L. et al. // *Rev. Sci. Instrum.* 72(11), 2001, 4090.
- [34] Melin G., Girard A., “Accelerator-Based Atomic Physics Techniques and Applications”// AIP, New York, 1997, p.33.
- [35] Мирнов В.В., Рютов Д.Д. // *Письма в ЖТФ*, 1979, т.5, стр. 678.
- [36] Golubev S.V., Razin S.V., Semenov V.E., Smirnov A. N., Vodopyanov A.V., Zorin V.G. // *Rev. Sci. Instrum.*, v. 71, N. 2, pt. 2, p. 669 – 671, 2000.
- [37] Post R.F. // *Nuclear Fusion*, v.27, p.1579 (1987).
- [38] Мирнов В.В., Рютов Д.Д. // В сб. *Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез*, М.:ЦНИИАТОМИНФОРМ,1980, т.1, с.57.
- [39] D. V. Yakovlev, P. A. Bagryansky, E. D. Gospodchikov, A. G. Shalashov, and A. L. Solomakhin, Electron cyclotron resonance discharge for plasma startup in the gas dynamic trap // *AIP Conference Proceedings* 1771, 030007 (2016)
- [40] D.V. Yakovlev, A.G. Shalashov, E.D. Gospodchikov, A.L. Solomakhin, V.Ya. Savkin and P.A. Bagryansky, Electron cyclotron plasma startup in the GDT experiment // *Nucl. Fusion* 57 (2017) 016033.
- [41] P.A. Bagryansky, E.D. Gospodchikov, Yu.V. Kovalenko, A.A. Lizunov, V.V. Maximov, S.V. Murakhtin, E.I. Pinzhenin, V.V. Prikhodko, V.Ya. Savkin, A.G. Shalashov, E.I. Soldatkina, A.L. Solomakhin, D.V. Yakovlev. Electron Cyclotron Resonance Heating Experiment in the GDT Magnetic Mirror: Recent Experiments and Future Plans // *Fusion Science and Technology*, Vol. 68, Issue 1, Pages 87-91 (2015).
- [42] P.A. Bagryansky, A.V. Anikeev, G.G. Denisov, E.D. Gospodchikov, A.A. Ivanov, A.A. Lizunov, Yu.V. Kovalenko, V.I. Malygin, V.V. Maximov, O.A. Korobeinikova, S.V. Murakhtin, E.I. Pinzhenin, V.V. Prikhodko, V.Ya. Savkin, A.G. Shalashov, O.B. Smolyakova, E.I. Soldatkina, A.L. Solomakhin, D.V. Yakovlev, K.V. Zaytsev, Overview of ECR plasma heating experiment in the GDT magnetic mirror // *Nucl. Fusion* 55 (2015).
- [43] P.A. Bagryansky, A.V. Anikeev, M.A. Anikeev, A. Dunaevsky, E.D. Gospodchikov, A.A. Ivanov, A.A. Lizunov, O.A. Korobeinikova, M.S. Korzhavina, Yu.V. Kovalenko, V.V. Maximov, S.V. Murakhtin, E.I. Pinzhenin, V.V. Prikhodko, V.Ya. Savkin, A.G. Shalashov, E.I. Soldatkina, A.L. Solomakhin, D.V. Yakovlev, P. Yushmanov, and K.V. Zaytsev Recent progress of plasma confinement and heating studies in the gas dynamic trap // *AIP Conf. Proc.* 1771, 020003 (2016).

- [44] D.V. Yurov, V.V. Prikhodko and Yu.A. Tsidulko Nonstationary Model of an Axisymmetric Mirror Trap with Nonequilibrium Plasma // Plasma Physics Reports, 2016, Vol. 42, No. 3, pp. 210–225.
- [45] A. G. Shalashov, A. A. Balakin, T. A. Khusainov, E. D. Gospodchikov, A. L. Solomakhin. Quasi-optical simulation of the electron cyclotron plasma heating in a mirror magnetic trap // J. Exp. Theor. Phys. (2017) Vol. 124 (2), p. 325-340.
- [46] E. D. Gospodchikov, A. G. Kutlin, A. G. Shalashov. Plasma heating and coupling of electromagnetic waves near the upper-hybrid resonance in high- β devices // Plasma Phys. Control. Fusion. Vol. 59 (6) 065003 (2017).
- [47] A. G. Shalashov, P. A. Bagryansky, E. D. Gospodchikov, A. L. Solomakhin and D. V. Yakovlev. Theory of electron cyclotron resonance startup in the gas dynamic trap // AIP Conference Proceedings. Vol. 1771. P. 030008 (2016).
- [48] Ivanov A.A., Ryutov D.D. // Nucl. Sci. and Eng., v.106, p.235 (1990).
- [49] A.V. Anikeev, P.A. Bagryansky, A.D. Beklemishev, A.A. Ivanov, E.V. Kolesnikov, M.S. Korzhavina, O.A. Korobeinikova, A.A. Lizunov, V.V. Maximov, S.V. Murakhtin, E.I. Pinzhenin, V.V. Prikhodko, E.I. Soldatkina, A.L. Solomakhin, Yu.A. Tsidulko, D.V. Yakovlev, D.V. Yurov. Progress in Mirror Based Fusion Neutron Source Development // Materials, 2015, 8, 8452–8459.
- [50] <http://beta-beam.web.cern.ch/beta-beam/>.
- [51] <https://europeanspallationsource.se/>.
- [52] S. Gammino, L. Celona, R. Miracoli, D. Mascali, G. Castro, G. Ciavola, F. Maimone, R. Gobin, O. Delferrière, G. Adroit, F. Senée // Proc. Linear Accelerator Conference LINAC2010, Tsukuba, Japan, THP116, available online at jacow.org.
- [53] <http://www.ifmif.org/>.
- [54] R. Gobin, G. Adroit, D. Bogard, G. Bourdelle, N. Chauvin, O. Delferrière, Y. Gauthier, P. Girardot, P. Guiho, F. Harrault, J. L. Jannin, D. Loiseau, P. Mattei, A. Roger, Y. Sauce, F. Senée, and T. Vacher // Rev. Sci. Instrum., 83, 02A345 (2012).
- [55] H. L. Ravn and B. W. Allardyce, in Treatise on Heavy Ion Science // Ed. D. A. Bromley (Plenum, New York, 1989), Vol. 8, p. 363.
- [56] P. Van Duppen, et. al. // Rev. Sci. Instrum. 63(1992)2381.
- [57] A.C. Mueller, “An overview of radioactive beam facilities,” EPAC 2000, Vienna.
- [58] K. Riisager, “Radioactive beam research notches up 50 years” // CERN Courier, vol. 42 no. 4 (2002) p. 26.
- [59] J.C. Yang, J.W. Xia, G.Q. Xiao, H.S. Xu, H.W. Zhao, X.H. Zhou, et al. High Intensity heavy ion Accelerator Facility (HIAF) in China // Nuclear Instruments and Methods in Physics

Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. V. 317 (B). P. 263–265 (2013).

- [60] Жильцов В.А., Скворода А.А., Тимофеев А.В., Харитонов К.Ю., Щербаков А.Г. // Физика плазмы. Т. 17, Вып. 7, стр. 771 (1991).
- [61] Жильцов В.А., Скворода А.А., Щербаков А.Г. // Физика плазмы. Т. 17, Вып. 7, стр. 785 (1991).
- [62] Жильцов В.А., Куянов А.Ю., Скворода А.А., Тимофеев А.В. // Физика плазмы. Т. 20, Вып. 3, стр. 267 (1994).
- [63] Sudlitz K. // J. Phys. Colloq. 50, C1-779, 1989.
- [64] Sudlitz K., Lagodzinski A., Choinski J. // Proc. 11th Intern. Workshop on ECR Ion Sources, Groningem, Germany, 1993, p. 145.
- [65] Sudlitz K. // Proc. 12th Intern. Workshop on ECR Ion Sources, Saitama, Japan, 1995, p. 217.
- [66] Rashid M.H., Bhandari R.K. // Rev. Sci. Instrum. V. 74, № 9, p. 4216, 2003.
- [67] G. Shirkov // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 322, 161 (1992).
- [68] G. D. Shirkov // Plasma Sources Sci. Technol. 2, 250 (1993).
- [69] V. Mironov, S. Bogomolov, A. Bondarchenko, A. Efremov, and V. Loginov // Phys. Rev. ST Accel. Beams 18, 123401.
- [70] A. Galatà, D. Mascali, L. Neri, G. Torrisci, L. Celona, A three-dimensional numerical modelling of the PHOENIX-SPEs charge breeder based on the Langevin formalism // Review of Scientific Instruments. 87, p. 02B507 (2016).
- [71] D. Mascali et al., 3D-full wave and kinetics numerical modelling of electron cyclotron resonance ion sources plasma: steps towards self-consistency // The European Physical Journal D. 69 (2015).
- [72] E. D. Gospodchikov , O. B. Smolyakova The Features of Refraction of Electromagnetic Waves Near the Electron Cyclotron Resonance Surface in an Open Magnetic Trap// Radiophysics and Quantum Electronics Volume 57, Issue 12, pp 857-867 (2015) .
- [73] E. D. Gospodchikov, O. B. Smolyakova Control of the Radial Energy Deposition Profile in an Open Magnetic Trap During Electron Cyclotron Plasma Heating // Radiophysics and Quantum Electronics Volume 58, Issue 11, pp 825–835 (2016).
- [74] A. G. Shalashov, A. A. Balakin, E. D. Gospodchikov, T. A. Khusainov. Quasi-optical theory of microwave plasma heating in open magnetic trap // Physics of Plasmas. Vol. 23, p. 112504 (2016).
- [75] V.E. Semenov, V.A. Skalyga, V.G. Zorin, “Scaling for ECR Sources of Multicharged Ions with Pumping at Frequencies from 10 to 100 GHz” // Review of Scientific Instruments. v. 73, n2, Part II, p. 635 – 637 (2002).

- [76] S.V. Golubev, I.V. Izotov, S.V. Razin, V.A. Skalyga, A.V. Vodopyanov, V.G. Zorin. Multicharged Ion Generation in Plasma Created by Millimeter Waves and Confined in a CUSP Magnetic Trap // Transactions of Fusion Science and Technology, v. 47, n. 1T , fuste8, p. 345-347 (2005).
- [77] V. Skalyga, V. Zorin, V. Izotov, A. Sidorov, T. Lamy, P. Sortais, T. Thuillier. Gas Breakdown in ECR ion Source // Review of Scientific Instruments. v.77, n3, p. 03A325-1 – 03A325-3, (2006).
- [78] V.A. Skalyga, V.G. Zorin, I.V. Izotov, S.V. Razin, A.V. Sidorov, T.Lamy, T. Thuillier. ECR Breakdown of heavy gases in open mirror trap // Fusion Science and Technology. V. 59, n. 1t, p. 140 (2011).
- [79] I. V. Izotov, V. A. Skalyga, V. G. Zorin. Optimization of gas utilization efficiency for short-pulsed electron cyclotron resonance ion source // Rev. Sci. Instrum. 83, 02A342 (2012)
- [80] Суворов Е.В., Токман М.Д. // Физика плазмы, т. 15, № 8, стр.540, 1989.
- [81] Lieberman M.A., A.J. Lichtenberg. // Plasma Phys. 1973, v. 15, p. 125.
- [82] Lotz W. // Zeit. fur Phys., 216, 241, 1968.
- [83] Gospodchikov E.D., Smolyakova O.B., Suvorov E.V. // Transactions of Fusion Science and Technology, v. 47, n. 1T , fuste8, p. 252, 2005.
- [84] Applied Charge Particle Optics.// Edited by A. Septier. New York: Academic Press, 1980, p. 214.
- [85] Браун Я., «Физика и технология источников ионов» Мир, 1998.
- [86] Kwan J.W. // IEEE Transactions on Plasma Science, v. 33, No. 6, p. 1901, 2005.
- [87] A. Girard, D. Hitz, G. Melin, K. Serebrennikov // Rev. Sci. Instrum. V. 75, p.1381 (2004).
- [88] А.В.Водопьянов, С.В. Голубев, В.Г. Зорин, С.В. Разин, А.В. Сидоров, В.А. Скалыга, А.Г. Шалашов. Динамика СВЧ разряда в магнитном поле в условиях сильной предварительной ионизации газа // Известия ВУЗов. Радиофизика, т. 46, № 8-9, с. 822-829 (2003).
- [89] S.V Golubev, S.V. Razin, A.V. Sidorov, V.A. Skalyga, A.V. Vodopyanov, V.G. Zorin, “ High Current Density Ion Beam Formation from Plasma of ECR Discharge ” // Review of Scientific Instruments. v.75, n5, p. 1675-1677 (2004).
- [90] A. Sidorov, I. Izotov, S. Razin, V.Skalyga, V. Zorin, A. Balabaev, S. Kondrashev, A Bokhanov. Beam Formation from Dense Plasma of ECR Discharge // Review of Scientific Instruments. v.77, n3, p. 03A341-1 – 03A341-4 (2006).
- [91] V. Skalyga, V. Zorin, I. Izotov, S. Razin, A. Sidorov, A. Bohanov. Gasdynamic ECR Source of Multicharged Ions Based on a Cusp Magnetic Trap // Plasma Sources Science and Technology 15 (2006) 727-734.

- [92] S. Golubev, I. Izotov, S. Razin, A. Sidorov, V. Skalyga, A. Vodopyanov, V. Zorin, A. Bokhanov. High Current ECR Source of Multicharged Ion Beams // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, v. 256, p. 537 – 542 (2007).
- [93] А.Ф. Боханов, В.Г. Зорин, И.В. Изотов, С.В. Разин, А.В. Сидоров, В. А. Скалыга. Создание плотных потоков многозарядных ионов из ЭЦР источника на базе ловушки со встречными полями с квазигазодинамическим режимом удержания плазмы // *Физика плазмы*, т. 33, № 5, с. 385-394 (2007).
- [94] A. Sidorov, M. Dorf, V. Zorin, A. Bokhanov, I. Izotov, V. Skalyga, A. Vodopyanov, Noise Suppression And Stabilization Of An Ion Beam Extracted From Dense Plasma, // *Journal of Applied Physics*, Vol.102, No.5, p. 054504 (2007).
- [95] A. Sidorov, M. Dorf, A. Bokhanov, I. Izotov, S. Razin, V. Skalyga, V. Zorin, A. Balabaev, P Spädtke, J. Roßbach. Multi-aperture ion beam extraction from gas-dynamic electron cyclotron resonance source of multicharged ions // *Review of Scientific Instruments*, 79, 02A317 (2008).
- [96] Сидоров А.В., Зорин В.Г., Изотов И.В., Разин С.В., Скалыга В.А. Формирование сильноточного пучка многозарядных ионов из плотной плазмы, создаваемой мощным миллиметровым излучением гиротрона в условиях электронного циклотронного резонанса // *ЖТФ*, т. 80, вып. 10, с. 152 (2010).
- [97] M.A. Dorf, V.G. Zorin, A.V. Sidorov, A.F. Bokhanov, I.V. Izotov, S.V. Razin, V.A. Skalyga. Generation of Multi-Charged High Current Ion Beams using the SMIS 37 Gas-dynamic Electron Cyclotron Resonance (ECR) Ion Source. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research (section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment)*, v. 733, p. 107-111, 2014.
- [98] V. Skalyga, I. Izotov, S. Golubev, A. Vodopyanov, O. Tarvainen. First Experiments with Gasdynamic Ion Source in CW Mode // *Review of Scientific Instruments*. 87, 02A715 (2016).
- [99] V. Skalyga, I. Izotov, S. Golubev, A. Sidorov, S. Razin, A. Vodopyanov, O. Tarvainen, H. Koivisto, T. Kalvas. New progress of high current gasdynamic ion source // *Review of Scientific Instruments*. 87, 02A716 (2016).
- [100] O. Brunner et al. // *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 12, 070402 (2009).
- [101] R. J. Abrams et al. (IDS-NF Collaboration), Interim Design Report No. CERN-ATS-2011-216; arXiv:1112.2853.
- [102] A.V. Vodopyanov, S.V. Golubev, I.V. Izotov, V.I. Khizhnyak. D.A. Mansfeld, V.A. Skalyga and V.G. Zorin. ECR Plasma With 75 GHz Pumping // *High Energy Physics and Nuclear Physics*. 2007, 31(S1): 152—155.

- [103] В.А. Скалыга, В.Г. Зорин, И.В. Изотов, А.В. Водопьянов, С.В. Голубев, Д.А. Мансфельд, С.В. Разин, А.В. Сидоров. Короткоимпульсный ЭЦР источник многозарядных ионов // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 12. С. 90-94.
- [104] T. R. Edgecock et al. High intensity neutrino oscillation facilities in Europe // *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*. V. 16. Issue 2. P. 021002 (2013).
- [105] S. Razin, V. Zorin, I. Izotov, A. Sidorov, and V. Skalyga. Emittance of short-pulsed high-current ion beams formed from the plasma of the ECR discharge sustained by high-power millimeter-wave gyrotron radiation. // *Review of Scientific Instruments*, v. 85, Issue 2, p. 023307-1 – 023307-4 (2014).
- [106] Wildner E., Hansen, C., Benedetto, E. Jensen, E., Stora, T., Mendonca, T. Melo, Vlachoudis, V., Bouquerel, E., Marie-Jeanne, M., Balint, P., Fourel, C., Giraud, J., Jacob, J., Lamy, T., Latrasse, L., Sortais, P., Thuillier, T., Mitrofanov, S., Loiselet, M., Keutgen, Th., Delbar, Th., Debray, F., Trophime, C., Veys, S., Daversin, C., Zorin, V., Izotov, I., Skalyga, V., Chance, A., Payet, J., Burt, G., Dexter, A. C., Kravchuk, V. L., Marchi, T., Cinausero, M., Gramegna, F., De Angelis, G., Prete, G., Collazuol, G., Mezzetto, M., Vardaci, E., Di Nitto, A., Brondi, A., La Rana, G., Moro, R., Palladino, V., Gelli, N., Mazzocco, M., Signorini, C., Hirsh, T. Y., Hass, M., Berkovits, D., Stahl, A., Schaumann, M., Wehner, J., “Design of a neutrino source based on beta beams” // *Physical Review Special Topics-Accelerators And Beams*, Volume: 17, Issue: 7, Article Number: 071002. (2014).
- [107] S. Gammino, L. Celona, L. Ciavola et al, Review on high current 2.45 GHz electron cyclotron resonance sources // *Review of Scientific Instruments*, 81, 02B313 (2010).
- [108] R. Gobin, P.-Y. Beauvais, O. Delferriere et al, A 140 mA cw deuteron electron cyclotron resonance source for the IFMIF-EVEDA project // *Review of Scientific Instruments*, 79, 02B303 (2008).
- [109] H. Tawara, Y. Itikawa, H. Nishimura and M. Yoshino // *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 19, 3, p. 617 (1990).
- [110] . Kalvas T. IBSIMU: A three-dimensional simulation software for charged particle optics // *Rev. Sci. Instrum.* 81, 02B703, (2010).
- [111] Kalvas T. Ion Beam Simulator distribution // <http://users.jyu.fi/~tvkalvas/ibsimu/>, 19 September 2009.
- [112] Mott-Smith H., Langmuir I. // *Phys. Rev.* 1926. V. 28. № 5. P. 727.
- [113] Каган Ю. М., Перель В. И. // *УФН*. 1963. Т. 81. № 3. С. 409.
- [114] Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат. 1969.
- [115] Чен Ф. Электрические зонды // *Диагностика плазмы* / Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. М. Леонарда. М.: Мир, 1967.

- [116] Очкин В.Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы // М.: Физматлит, 2010, с. 337.
- [117] Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме // М.: Мир, 1978, с. 384.
- [118] V. Skalyga, I. Izotov, A. Sidorov, S. Razin, V. Zorin, O. Tarvainen, H. Koivisto, T. Kalvas. High current proton source based on ECR discharge sustained by 37.5 GHz gyrotron radiation // JINST, v.7, P10010 (2012).
- [119] V. Skalyga, I. Izotov, S. Razin, A. Sidorov, S. Golubev, T. Kalvas, H. Koivisto, and O. Tarvainen. "High current proton beams production at Simple Mirror Ion Source 37". // Review of Scientific Instruments, v. 85, no. 2, 2014, p. 02A702-1 – 02A702-3.
- [120] С.В. Голубев, И.В. Изотов, С.В. Разин, А.В. Сидоров, В.А. Скалыга. Компактный источник нейтронов для бор-нейтронозахватной терапии // Известия ВУЗов. Радиофизика. Т. LIX. № 8-9. Стр. 720. (2016).
- [121] S. Golubev, V. Skalyga, I. Izotov, A. Sidorov. "New method of a "point-like" neutron source creation based on sharp focusing of high-current deuteron beam onto deuterium-saturated target for neutron tomography" // Journal of Instrumentation, V. 12, 2017_JINST_12_T02003 (2017).
- [122] V. A. Skalyga, I. V. Izotov, A. V. Sidorov, S. V. Golubev, and S. V. Razin. Study of hydrogen ECR plasma in a simple mirror magnetic trap heated by 75 GHz pulsed gyrotron radiation // Review of Scientific Instruments 88, 033503 (2017).
- [123] W.J. Drexel // IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-29, 123–126 (1982).
- [124] J. Neuhaus and W. Petry // Neutron News 18:2, 13–15 (2007).
- [125]. E. Bretscher, G.B. Cook, G.R. Martin, D.H. Wilkinson // Proc. Roy. Soc. 196, 436 (1949)
- [126]. J. Terrel // Phys. Rev. 79, 239 (1950).
- [127] Reijonen, J. "Compact Neutron Generators for Medical, Homeland Security, and Planetary Exploration" // Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee: 49–53.
- [128] J. Csikai, Handbook of Fast Neutron Generators, vol. 1 // CRC Press, Inc., Boca Raton, Florida (1987).
- [129] H. Sze, J. Banister, P. L. Coleman, B. H. Failor, A. Fisher, J. S. Levine, Y. Song, E. M. Waisman, J. P. Apruzese, R. W. Clark, J. Davis, D. Mosher, J. W. Thornhill, A. L. Velikovich, B. V. Weber, C. A. Coverdale, C. Deeney, T. Gilliland, J. McGurn, R. Spielman, K. Struve, W. Stygar, and D. Bell, "Efficient argon K-shell radiation from a Z Pinch at currents >15 MA," // Phys. Plasmas 8, 3135 (2001).
- [130] T.E. Mason, et al. // Physica B 385–386, 955–960 (2006).

- [131] Csikai J., Szegedi S., Olah L., Ibrahim S.M., El-Megrab A.M., Molla N.I., Rahman M.M., Miah R.U., Habbani F., Shaddad I., 1997, "Production of solid deuterium targets by ion implantation" // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 397 ,75-80.
- [132] Guillaume M., Delfiore G., Weber G. and Cuypers M., 1971, "On the Optimal Generation of 14 MeV Neutrons by Means of Tritiated Titanium Targets" // *Nuclear Instruments And Methods* 92 ,571-576.
- [133] R. Becker, NIGUN: a two-dimensional simulation program for the extraction of H⁻ ions // *Rev. Sci. Instrum.* 75 (2004) 1723.
- [134] J. E. Boers, PBGUNS: a digital computer program for the simulation of electron and ion beams on a PC // *Proc. Int. Conf. on Plasma Sciences, Vancouver, BC, 7–9 June 1993.*
- [135] P. Spadtke, KOBRA3-INP user manual (2000).
- [136] H. Wollnik, *Optics of Charged Particles* // Academic Press, Orlando, FL, (1987).
- [137] J.D. Schneider and D.D. Armstrong // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-30, p. 2844 (1983).
- [138] R. Keller, P. Spadtke, K. Hofmann. // *Springer Ser. Electrophys.* 11, p. 69 (1983).
- [139] R. Keller, F. Nahmayer, P. Spadtke, M.-H. Schonenberg // *Vacuum* 34, p. 31 (1984).
- [140] J. H. Vainionpaa, J. L. Harris, M. A. Piestrup, C. K. Gary, D. L. Williams, M. D. Apodaca, J. T. Cremer, Qing Ji, B. A. Ludewigt, and G. Jones High yield neutron generators using the DD reaction // *AIP Conference Proceedings.* – 2013. – V. 1525. – P. 118.
- [141] <http://www.adelphitech.com/>.
- [142] Barth Rolf F., Soloway Albert H., Fairchild Ralph G. "Boron Neutron Capture Therapy for Cancer" // *Scientific American* 263 (4): 100–3, 106–7 (1990).
- [143] Farr L.E., Sweet W.H., Robertson J.S., Foster C.G., Locksley H.B., Sutherland D.L., Mendelsohn M.L., Stickley E.E., "Neutron capture therapy with boron in the treatment of glioblastoma multiforme" // *The American journal of roentgenology, radium therapy, and nuclear medicine.* 71 (2): 279–93 (1954).
- [144] Barth R. F., Coderre J.A., Vicente M.G., Blue T.E. "Boron Neutron Capture Therapy of Cancer: Current Status and Future Prospects" // *Clinical Cancer Research* 11 (11): 3987–4002 (2005).
- [145] Nakagawa Y., Pooh K., Kobayashi T., Kageji T., Uyama S., Matsumura A., Kumada H. "Clinical review of the Japanese experience with boron neutron capture therapy and a proposed strategy using epithermal neutron beams" // *Journal of Neuro-Oncology* 62 (1–2): 87–99 (2003).
- [146] D. Kasatov, A. Koshkarev, A. Kuznetsov, A. Makarov, Yu. Ostreinov, I. Shchudlo, I. Sorokin, T. Sycheva, S. Taskaev, L. Zaidi. The accelerator neutron source for boron neutron capture therapy // *Journal of Physics: Conference Series* 769 (2016) 012064.

- [147] Zaboronok A., Byvaltsev V., Kanygin V., Iarullina A., Kichigin A., Volkova O., Mechetina L., Taskaev S., Muhamadiyarov R., Nakai K., Sato E., Yamamoto T., Mathis B., Matsumura A. Boron-neutron capture therapy in Russia: preclinical evaluation of efficacy and perspectives of its application in neurooncology// *New Armenian Medical Journal*, vol. 11, no. 1, 2017, p. 1-9.
- [148] А.А. Иванов, Д.А. Касатов, А.М. Кошкарев, А.Н. Макаров, Ю.М. Остреинов, И.Н. Сорокин, С.Ю. Таскаев, И.М. Щудло. Получение протонного пучка с током 5 мА в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией // *Письма в ЖТФ*, 2016, том 42, вып. 12, стр. 1-8.
- [149] A. Ivanov, D. Kasatov, A. Koshkarev, A. Makarov, Yu. Ostreinov, I. Shchudlo, I. Sorokin, S. Taskaev. Suppression of an unwanted flow of charged particles in a tandem accelerator with vacuum insulation // *Journal of Instrumentation* 11 (2016) P04018.
- [150] Viktor L. Aksenov // *Physics-Uspekhi*, Volume 40, Number 5 (1997).
- [151] Ian S. Anderson, Robert L. McGreevy, Hassina Z. Bilheux. *Neutron Imaging and Applications* // Springer (2009).
- [152] T. Ditmire, J. Zweiback, V. P. Yanovsky, T. E. Cowan, G. Hays, and K. B. Wharton // *Physics of Plasmas* (1994-present) 7, 1993 (2000).
- [153] J. Davis, G. M. Petrov, and A. L. Velikovich // *Physics of Plasmas* 13, 064501 (2006);
- [154] D. P. Higginson, L. Vassura, M. M. Gugu, P. Antici, M. Borghesi, S. Brauckmann, C. Diouf // *Physical Review Letters*. 115, 054802 (2015).
- [155] M. Roth et.al. // *Physical Review Letters*, 110, 044802 (2013).
- [156] I. Pomerantz et.al. Ultrashort Pulsed Neutron Source // *Physical Review Letters* 113, 184801 (2014).
- [157] A. J. T. Holmes, Theoretical and experimental study of space charge in intense ion beams // *Phys. Rev. A* 19 (1979) 389–407.
- [158] V. Skalyga, I. Izotov, S. Golubev, S. Razin, A. Sidorov, A. Maslennikova, A. Volovecky, T. Kalvas, H. Koivisto, O. Tarvainen. Gyrotron-driven High Current ECR Ion Source for Boron-neutron Capture Therapy Neutron Generator. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, v. 768, p. 146–150, 2014.
- [159] V. Skalyga, I. Izotov, S. Golubev, S. Razin, A. Sidorov, A. Maslennikova, A. Volovecky, T. Kalvas, H. Koivisto, O. Tarvainen. Neutron generator for BNCT based on high current ECR ion source with gyrotron plasma heating // *Applied Radiation and Isotopes*. 2015 Dec;106:29-33.

- [160] V. Skalyga, I. Izotov, S. Golubev, A. Sidorov, S. Razin, A. Strelkov, O. Tarvainen, H. Koivisto, T. Kalvas. High yield neutron generator based on a high-current gasdynamic electron cyclotron resonance ion source // *Journal of Applied Physics* 118, 093301 (2015).