

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г. И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

КОЛМОГОРОВ АНТОН ВЯЧЕСЛАВОВИЧ

**ИНЖЕКТОР ПУЧКА АТОМОВ ВОДОРОДА ВЫСОКОЙ ЯРКОСТИ ДЛЯ
ИСТОЧНИКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИОНОВ**

01.04.20 – Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Давыденко Владимир Иванович

Новосибирск - 2018

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Выбор и оптимизация параметров источника быстрых атомов	13
§ 1.1. Источник поляризованных ионов H^- с оптической накачкой.....	13
§ 1.2. Формирование протонного пучка в источнике быстрых атомов.....	18
§ 1.3. Транспортировка пучка атомов водорода в тракте	23
§ 1.4. Численная оптимизация ионно-оптической системы на 6–10 кэВ.....	27
§ 1.5. Моделирование газовых условий в пучковом тракте	34
§ 1.6. Выводы.....	40
Глава 2. Инжектор быстрых атомов	42
§ 2.1. Устройство инжектора быстрых атомов	42
§ 2.2. Система питания и управления	48
§ 2.3. Испытательный стенд.....	51
§ 2.4. Определение параметров пучка по геометрическим характеристикам ионно-оптической системы	54
§ 2.5. Измерение потока атомов пучка.....	61
§ 2.6. Выводы.....	65
Глава 3. Изучение работы инжектора быстрых атомов	67
§ 3.1. Ресурсные испытания инжектора быстрых атомов.....	67
§ 3.2. Измерение энергетического спектра поляризованного пучка	69
§ 3.3. Использование инжектора быстрых атомов в источнике поляризованного протонного пучка с оптической накачкой.....	72
§ 3.4. Выводы.....	75

Глава 4. Получение пучков отрицательных ионов водорода	76
§ 4.1. Ионизация в натриевой мишени.....	76
§ 4.2. Использование источника с магнитной фокусировкой	78
§ 4.3. Использование инжектора быстрых атомов	83
§ 4.4. Перспективные исследования получения пучков ионов H^-	86
§ 4.5. Фокусировка отрицательно-заряженных ионов водорода положительным потенциалом пучка.....	89
§ 4.6. Выводы.....	93
Заключение.....	95
Список литературы.....	97

Введение

Развитие источников ионов с высокой эмиссионной плотностью тока и малой величиной нормализованного эмиттанса для ускорительных применений представляет интерес в связи с проектами поляризационных исследований на ускорителях высоких энергий и коллайдерах. Поляризация – важный параметр фотонов, электронов, протонов и атомных пучков. Изучение эффектов поляризации позволяет получать необходимую информацию о структуре частиц и их взаимодействиях [1]. Асимметрия поляризации и нарушения четности – значимые факторы при определении фундаментальных явлений, иначе невозможных для изучения. Для таких экспериментов требуется максимальная возможная светимость, которую надо сохранить при приобретении дополнительного качества пучка – поляризации. Эксперименты по столкновению поляризованных пучков в коллайдерах обеспечивают необходимые данные по квантовой хромодинамике (КХД) и электрослабому взаимодействию. Исследования с применением источников поляризованных ионов в настоящий момент ведутся в России и за рубежом [2].

Одним из способов создания пучков поляризованных протонов является метод переноса поляризации. Первый этап генерации пучка поляризованных протонов – создание атомарного пучка с поляризованным электроном. Далее поляризация переносится к протону с помощью сверхтонкого взаимодействия, и, наконец, пучок ионизуется. При этом важно, какая скорость у пучка атомов. Достаточно легко поляризовать «медленный» (с тепловой скоростью) пучок с помощью магнита. Преимуществами использования «быстрых» (с энергией несколько кэВ) пучков является более высокая интенсивность, и более эффективная ионизация. В данном методе оптическая накачка используется для получения поляризованных атомов щелочных металлов. Электроны быстрого водородного пучка поляризуются либо в зарядово-обменных процессах, при которых протоны захватывают поляризованные электроны у поляризованных

атомов в ячейке с парами металла, либо при спин-обменных столкновениях. Этот метод применяется в источнике поляризованных ионов с оптической накачкой (Optically Pumped Polarized Ion Source, OPPIS). Поляризованные электроны также могут быть захвачены из ферромагнитной фольги, из водородного пучка, или из атомарного пучка щелочных металлов, поляризованных разделяющими магнитами [3].

Сечения спин-обменных столкновений меньше, чем у зарядово-обменных, и требуется достаточно большая эффективная толщина мишени (около 10^{15} атомов/см²), которую можно достичь только в ячейке 100 см (максимальная глубина захвата излучения). Поэтому выбрана схема с использованием зарядово-обменных процессов, в которой эффективная толщина мишени может быть уменьшена до $4 \cdot 10^{14}$ атомов/см², при этом достаточна длина ячейки 40 см.

Поляризованный пучок для экспериментальной программы по исследованию физики поляризованных пучков на установке Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) формируется в источнике поляризованных ионов H⁻ с оптической накачкой [4]. Из полученного пучка ионов с энергией 35 кэВ формируются сгустки, которые ускоряются до энергии 200 МэВ в линейном ускорителе для дальнейшей инжекции в бустер. Далее сгустки ускоряются в бустере до энергии 2.5 ГэВ и попадают в синхротрон с переменным градиентом (Alternating Gradient Synchrotron, AGS), в котором приобретают энергию 24.3 ГэВ, а после инжектируются в коллайдер RHIC. RHIC – первый комплекс, в котором успешно применена технология «сибирской змейки» для подавления резонансной деполяризации, возникающей при ускорении в AGS и RHIC.

Использовавшийся в эксперименте источник протонов на основе электроциклотронного резонанса (ЭЦР) находился в сильном магнитном поле [5]. Малое потребление водорода источником позволяло вести непрерывную работу OPPIS с интенсивностью до 1 мА. Однако пучок протонов, полученный с помощью ЭЦР-источника, обладал сравнительно низкой эмиссионной плотностью тока и большой

угловой расходимостью. Это ограничивало дальнейший рост тока и приводило к неэффективному использованию мощности лазера для оптической накачки. Фактически только около 15% поляризованных атомов водорода, полученных в рубидиевой ячейке, находилось в акцептансе ионизирующей ячейки.

Источник протонов, основанный на ЭЦР, формировал пучок, позволявший создавать сгустки максимальной для RHIC интенсивности, составляющей $2.0 \cdot 10^{11}$ протонов/сгусток. Для увеличения интенсивности до $3.0 \cdot 10^{11}$ протонов/сгусток после модернизации RHIC амплитуда тока пучка поляризованных протонов также должна быть увеличена. Увеличение интенсивности приводит к снижению продольного и поперечного эмиттанса пучка при инжекции в AGS за счет использования коллимации после накопительного кольца. Меньший эмиттанс пучка приводит к уменьшению деполяризации в AGS и увеличению светимости в RHIC.

При импульсной работе, подходящей для приложений ускорителей и коллайдеров с высокой энергией, ограничения ЭЦР-источника могут быть преодолены путем использования яркого протонного источника вне магнитного поля. Для увеличения интенсивности и поляризации пучка в Брукхэвенской национальной лаборатории совместно с Институтом ядерной физики СО РАН был предложен проект модернизации источника поляризованных ионов.

Проектные параметры OPPIS после модернизации:

- Максимальный ток пучка ионов H^- 5–10 мА
- Длительность импульса 500 мкс
- Частота повторения импульсов 1 Гц
- Нормализованный эмиттанс $2.0 \text{ п} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$
- Поляризация 85–90%

Первичный пучок атомов водорода в источнике с оптической накачкой создается с помощью источника быстрых атомов. Для достижения указанных

параметров OPPIS необходимо, чтобы источник обладал следующими параметрами:

- Энергия атомов пучка 5–8 кэВ
- Эквивалентная плотность водородного пучка ≥ 100 мА/см² на расстоянии 200 см от ионно-оптической системы (ИОС) источника
- Длительность импульса 300–500 мкс при частоте повторения 1 Гц
- Время непрерывной работы ≥ 2 недель.

Такие параметры пучка могут быть достигнуты при использовании источника, построенного по схеме разработанных в Институте ядерной физики СО РАН инжекторов нейтральных атомов, применяемых для диагностики и нагрева плазмы в плазменных установках.

Первые диагностические инжекторы серии ДИНА (Диагностический Инжектор Нейтральных Атомов) были разработаны в 70-х годах. Пучок, сформированный инжектором ДИНА-1 [6], имел энергию атомов до 15 кэВ, величину потока до 3 экв. А и длительность до 100 мкс. В инжекторе ДИНА-2 [7] была заложена возможность модулировать пучок с частотой 500 кГц. В обоих источниках пучок формировался из расширяющейся струи ионов, создаваемых дуговым генератором плазмы, с помощью проволочной щелевой трехэлектродной ИОС. Сформированный ионный пучок попадал в перезарядную водородную мишень, где перезаряжался в атомы. Плотность потока атомов в этом источнике достигала 90 мА/см² на расстоянии 1 м от ИОС.

Диагностический инжектор ДИНА-3 [8], разработанный в 80-х годах для токамака Т-10, позволял создавать пучок с энергией атомов до 25 кэВ, потоком до 3.2 экв. А и длительностью импульса до 200 мкс. Для формирования пучка малой расходимости использовалась проволочная четырехэлектродная ИОС. Использование периферийного магнитного поля в расширительной камере источника позволило достичь высокой степени пространственной однородности

плотности потока ионов в плоскости эмиттера, а также более эффективно использовать поток ионов из дугового генератора. С помощью магнитной линзы неперезарядившиеся ионы из источника фокусировались для достижения максимальной плотности потока на заданном расстоянии от эмиттера. Эти модификации позволили достичь величины плотности потока атомов 250 экв. мА/см² на расстоянии 1.5 м от ИОС.

В инжекторе ДИНА-4А [9] высокая плотность тока на заданном расстоянии достигалась благодаря низкой поперечной начальной температуре ионов, а также сниженному потоку сопутствующего газа в область за ИОС. Малая степень нейтрализации на остаточном газе позволила эффективно фокусировать пучок магнитной линзой. Максимальная измеренная плотность потока атомов на расстоянии 1 м от ионно-оптической системы составила 1.7 экв. А/см².

Увеличение длительности инжекции приводит к формированию газовой перезарядной мишени вблизи ИОС, поэтому при длительности импульса больше нескольких сотен микросекунд магнитная фокусировка пучка становится неэффективной. Для формирования сфокусированного пучка в инжекторе ДИНА-5F [10], [11] использована геометрическая фокусировка, при которой электроды имеют форму сегментов сферы, а зазоры между ними возрастают по радиусу. Это позволило формировать сфокусированные пучки длительностью до 3 мс при энергии атомов до 30 кэВ и потоке до 3 экв. А. Инжекторы ДИНА-6 и 7 [12] формировали серии импульсов длительностью 1 мс.

Дальнейшее увеличение длительности в диагностических инжекторах было достигнуто благодаря использованию высокочастотного разряда в плазменной камере или дуговых генераторов с накаливаемым катодом.

Используя схожую схему, был разработан ряд инжекторов для нагрева плазмы мощными сфокусированными пучками быстрых атомов. Нагревные инжекторы формируют пучки с повышенной плотностью потока атомов. Благодаря геометрической фокусировке размер пучка вблизи фокусного расстояния системы

составляет несколько сантиметров, а плотность потока атомов на оси пучка достигает нескольких эквивалентных ампер на квадратный сантиметр.

В рамках проекта модернизации OPPIS в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН на основе предыдущего опыта при активном участии автора был разработан инжектор быстрых атомов с большой яркостью.

Данная диссертация посвящена получению, формированию и транспортировке пучка быстрых атомов водорода с малой угловой расходимостью и высокой интенсивностью для источника поляризованных частиц с оптической накачкой. В работе представлены результаты, полученные при разработке и исследовании источника быстрых атомов. Также описано экспериментальное изучение получения пучка ионов H^- в мишени паров натрия и импульсной водородной мишени.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, и заключения.

Первая глава содержит описание инжектора быстрых атомов для источника поляризованных ионов с оптической накачкой. В главе приведена схема получения пучка поляризованных ионов водорода в источнике с оптической накачкой. Первичный пучок в этом источнике формируется из расходящейся плазменной струи четырехэлектродной ИОС инжектора. Для получения поляризованного пучка максимальной яркости проведена численная оптимизация величины фокусного расстояния ИОС инжектора и расположения основных элементов тракта источника поляризованного пучка. Выбор геометрии формирующей системы проводился на основе численного моделирования формирования пучка в элементарной ячейке ИОС. Для эффективной транспортировки в тракте ионы пучка проходят через перезарядную газовую мишень, в которой происходит превращение их в атомы. С помощью метода Монте-Карло проведено моделирование вытекания газа из инжектора, и определено распределение давления газа в тракте.

Вторая глава посвящена экспериментальному изучению параметров пучка, сформированного инжектором быстрых атомов на экспериментальном стенде. Приведено описание конструкции инжектора и основных его элементов. Кратко описана схема питания и управления, приведена временная диаграмма работы основных систем. Для измерения параметров пучка инжектор был установлен на экспериментальный стенд, оборудованный диагностическим комплексом для измерения пространственного распределения плотности потока атомов пучка. Исходя из измерений геометрии ИОС и величин тока вычислены ожидаемые величины фокусного расстояния и угловой расходимости. На основании измерений профиля плотности потока вычислено фокусное расстояние и угловая расходимость формируемого пучка.

В третьей главе описывается изучение работы инжектора быстрых атомов в составе источника поляризованных протонов с оптической накачкой. Инжектор подготовлен для работы на ускорителе. Проведены ресурсные испытания и сделаны необходимые изменения для увеличения надежности его работы. Энергетический спектр пучка, полученного в источнике поляризованных ионов с использованием инжектора измерен с помощью «фильтра скорости» в низкоэнергетичном тракте ускорителя, содержание молекулярных ионов в пучке дополнительно изучено на испытательном стенде. Инжектор быстрых атомов впервые использовался в эксперименте по изучению столкновений поляризованных протонов в сеансе 2012 года. Использование модернизированного источника поляризованного пучка позволило значительно увеличить светимость в эксперименте по изучению столкновений поляризованных протонов.

В четвертой главе рассматривается получение пучка ионов H^- с помощью рециркулирующей натриевой перезарядной мишени. В главе приведено ее описание и схема получения пучка ионов H^- с ее помощью. Изучено формирование пучка ионов H^- с использованием источника, ранее использовавшегося в эксперименте на установке TRIUMF. Он разработан на основе диагностического

инжектора ДИНА-4, и в нем используется магнитная фокусировка пучка. Максимальная величина тока, измеренная с использованием этого источника, составила 36 мА. Длительность импульса, при которой магнитная фокусировка пучка эффективна, ограничена. Для получения пучка ионов H^- большей длительности изучено применение инжектора быстрых атомов с баллистической фокусировкой. Достигнутая величина тока ионов H^- с использованием инжектора составила 34 мА. Для дальнейшего увеличения эффективности использования такой схемы получения пучка ионов H^- рассмотрена формирующая система с повышенной плотностью потока атомов и малым фокусным расстоянием для обеспечения максимальной величины потока, прошедшего через перезарядную мишень. Обнаружена и изучена фокусировка ионов водорода H^- положительным амбиполярным потенциалом пучка. С помощью Ленгмюровского зонда измерена величина потенциала пучка. Проведено численное моделирование транспортировки фракций в этом потенциале.

В заключении приведены основные результаты диссертационной работы.

На защиту выносятся следующие основные положения:

- Численно и экспериментально исследована многоапертурная четырехэлектродная ионно-оптическая система с баллистической фокусировкой, формирующая пучок протонов с угловой расходимостью 10 мрад, эмиссионной плотностью тока более 300 мА/см^2 и энергией 8 кэВ.
- Создан инжектор быстрых атомов водорода, обеспечивающий поток более 3 экв. А с максимальной величиной плотности потока на оси 0.46 экв. А/см^2 на расстоянии 100 см яркостью $0.8 \cdot 10^4 \text{ А/см}^2 \cdot \text{рад}^2$.
- Инжектор быстрых атомов водорода с баллистической фокусировкой экспериментально оптимизирован для использования в составе источника поляризованных частиц с оптической накачкой коллайдера RHIC.

- Получен пучок ионов H^- с током 34 мА, длительностью 0.5 мс и величиной нормализованного эмиттанса $0.2 \text{ п} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, образованный перезарядкой в стационарной паронатриевой мишени.
- Обнаружена фокусировка слаборасходящегося пучка отрицательных ионов H^- положительным потенциалом плазмы перезаряженного водородного пучка.

Доклады о работах по теме диссертации были представлены на следующих международных конференциях: Second International Symposium on Negative Ions, Beams and Sources (Такаяма, Япония, 2010), SPIN2010 (Юлих, Германия, 2010), International Conference on Ion Sources (Чиба, Япония, 2013), Open Systems (Новосибирск, 2016), Fifth International Symposium on Negative Ions, Beams and Sources (Оксфорд, Великобритания, 2016), International Conference on Ion Sources (Женева, Швейцария, 2017).

Материалы диссертации опубликованы в 7 печатных работах, включая статьи в российских и международных реферируемых журналах и в сборниках трудов международных конференций.

Глава 1. Выбор и оптимизация параметров источника быстрых атомов

§ 1.1. Источник поляризованных ионов H^- с оптической накачкой

На рисунке 1.1 приведена схема источника поляризованного пучка с оптической накачкой. Пучок протонов с высокой плотностью тока и энергией ионов 6–10 кэВ формируется в источнике (1), и попадает в водородную мишень (2), где происходит нейтрализация протонов пучка на атомах водорода. Пучок атомов водорода инжектируется в сверхпроводящий соленоид (3), внутри которого размещены гелиевый ионизатор (4) и ячейка с парами оптически ориентированного

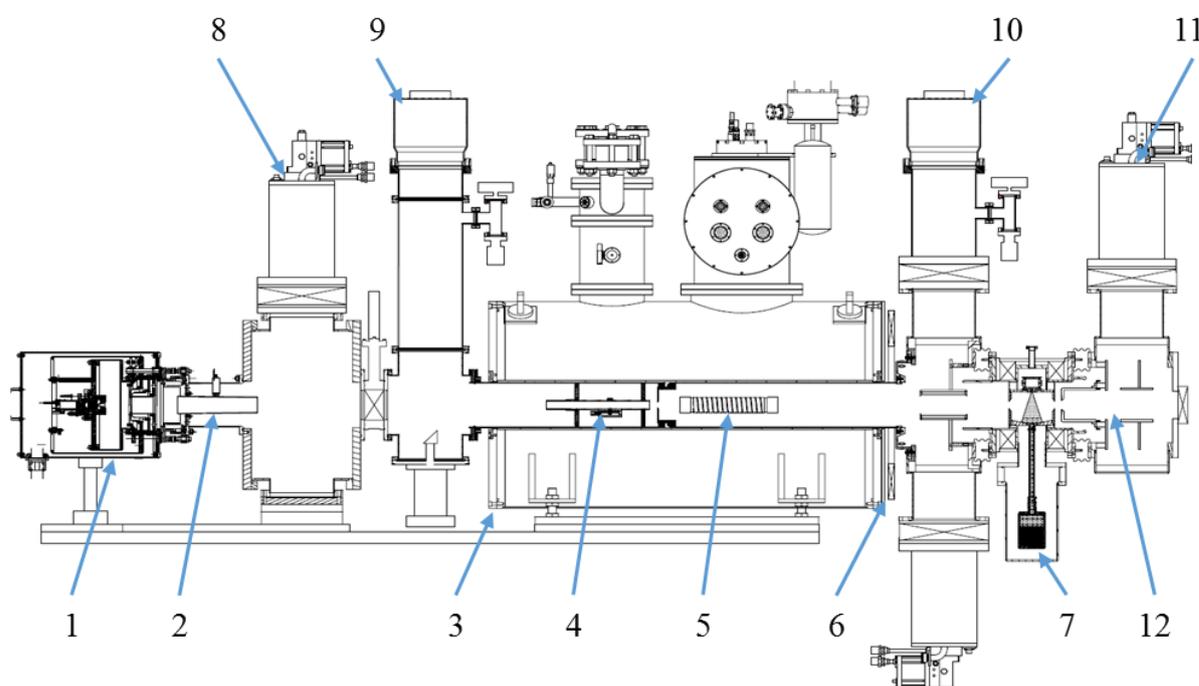


Рис. 1.1: Схема источника поляризованного пучка с оптической накачкой: 1 – источник протонного пучка; 2 – водородная перезарядная мишень; 3 – сверхпроводящий соленоид; 4 – гелиевая ячейка; 5 – рубидиевая ячейка; 6 – корректирующий соленоид; 7 – натриевая перезарядная мишень; 9, 10 – турбомолекулярные насосы; 8, 11 – криогенные насосы; 12 – «фильтр скорости».

рубидия (5). Магнитная индукция амплитудой 25–30 кГс, создаваемая соленоидом на оси, необходима для сохранения поляризации спина.

Попадая в гелиевую ячейку, атомы водорода ионизируются с эффективностью 80%, формируя интенсивный пучок протонов с малым эмиттансом. Отрицательное смещение 3–7 кэВ, прикладываемое к гелиевой ячейке, замедляет протонный пучок до энергии 3 кэВ, оптимальной для зарядово-обменных столкновений в рубидиевой и натриевой ячейках. Пучок попадает в рубидиевую ячейку, где происходит захват поляризованных электронов у атомов рубидия. В области выхода из сверхпроводящего соленоида расположена катушка корректирующего соленоида (6), создающая необходимые условия для осуществления перехода Сона, при котором спин электрона, захваченного в рубидиевой ячейке, передается протону. Полученный пучок поляризованных атомов попадает в натриевый ионизатор (7), где ионизируется, и ускоряется импульсным напряжением -32 кВ, приложенным к ионизатору, до энергии 35 кэВ, и далее транспортируется в ускорительный тракт.

Сформированный источником пучок помимо протонов также содержит молекулярные ионы H_2^+ и H_3^+ . Эти молекулярные ионы быстро диссоциируют, в результате чего первичный пучок содержит примесь частиц с энергией, равной половине и трети от энергии основной компоненты. Кроме того, в процессах перезарядки не весь пучок претерпевает необходимые изменения. Поэтому для формирования пучка с точно определенными параметрами необходимо подавление побочных фракций пучка на каждом из этапов.

Отрицательное напряжение, приложенное к гелиевой ячейке, позволяет отделить по энергии основную компоненту пучка от атомов водорода с меньшей начальной энергией, не ионизовавшихся в гелиевой ячейке.

Поскольку сечение захвата электронов протонами в парах рубидия падает при большей энергии, ионизовавшиеся после системы замедления атомы с большей энергией нейтрализуются в рубидиевой ячейке с меньшей эффективностью, а

компонента пучка, не участвовавшая в зарядовом обмене, подавляется за счет меньшего выхода ионов H^- при энергии частиц 6–10 кэВ. Ускорение пучка H^- импульсным напряжением -32 кВ, приложенным к ячейке ионизатора, производит поляризованный пучок ионов H^- с энергией 35 кэВ, и неполяризованный пучок с энергией 38–43 кэВ. Дальнейшее подавление неполяризованного пучка с большей энергией может быть осуществлено в низкоэнергетичной линии.

Для подавления компонентов пучка с энергией, отличной от заданной, используется «фильтр скорости» (12). Он используется для подавления компоненты пучка с энергией меньше 33.5 кэВ, полученной при диссоциации молекулярных ионов в первичном источнике протонов. «Фильтр скорости» представляет собой систему из двух одиночных линз, установленных в низкоэнергетичной линии OPPIS. К среднему электроду первой линзы прикладывается отрицательное напряжение около 35 кВ. Создаваемый на оси потенциал тормозит и гасит низкоэнергетичную неполяризованную компоненту пучка. Следующая линза настроена таким образом, что компенсирует сильную фокусировку первой линзы для оптимальной транспортировки пучка далее для инъекции в RFQ. «Фильтр скорости» подавляет не только частицы с низкой энергией, но и компоненты пучка с высокой энергией. Фактор подавления меняется на порядок для разницы энергии на 2 кэВ. Для разницы энергии в 7 кэВ оценка подавления составляет 100 раз, при этом потери поляризации составляют величину менее 0.3%.

При энергии основной компоненты 6 кэВ диссоциированные ионы молекулярного водорода H_2^+ образуют пучок атомов водорода с энергией 3 кэВ. Около 20% пучка проходит гелиевую ячейку без ионизации, и преобразуется в H^- с той же энергией, что и поляризованный пучок, причем дальнейшее подавление в низкоэнергетичной линии невозможно. В предположении, что компонента H_2^+ из источника составляет около 5%, потери поляризации составят 2.5%. Использование пучка с более высокой энергией 10 кэВ более эффективно,

поскольку энергия пучка, получившегося после диссоциации, составляет 37 кэВ. Разница в 2 кэВ достаточна для десятикратного подавления системой двух одиночных линз в низкоэнергетичной линии, и потери поляризации могут быть уменьшены до 0.25%.

Последовательность зарядово-обменных столкновений в OPPIS с водородным инжектором показана схематически на рисунке 1.2. Оптимизация начальной энергии пучка является важной частью в разработке. Высокая интенсивность и низкая расходимость пучка протонов может быть достигнута при большей энергии пучка. Эффективность нейтрализации в водородной мишени около 95% для диапазона энергии 6–10 кэВ. Кроме того, в формируемом пучке присутствует молекулярная компонента H_2^+ , которая диссоциирует при столкновениях с водородом в ячейке нейтрализатора, в результате формируя атомарную компоненту пучка с половинной (3–5 кэВ) энергией. Эффективность ионизации в гелиевой ячейке составляет 80% при энергии 6 кэВ, и 60% при энергии 10 кэВ. Протонный пучок, полученный в гелиевой ячейке, замедляется до энергии 3 кэВ приложенным к ней отрицательным напряжением 3–7 кВ.



Рис. 1.2: Последовательность зарядово-обменных столкновений в источнике поляризованных ионов.

При энергии пучка ионов 3 кэВ, выход ионов H^- из натриевой ячейки ионизатора близок к максимальному ($\sim 11\%$), а сечение захвата поляризованного электрона в рубидиевой ячейке близко к максимальному (10^{-14} см^2). Замедление производится точно выставленной системой из трех сеток. Небольшое отрицательное смещение прикладывается к первой сетке и цилиндрическому электроду на входе в ячейку для запираания электронов в ней для пространственно-зарядовой компенсации. Ожидаемые потери пучка на электродах не превышают 5–10%. Расходимость пучка и связанные с этим потери изучены экспериментально.

Прошедшая через гелиевую ячейку без ионизации атомная компонента пучка с энергией 6–10 кэВ и эквивалентной величиной тока, составляющей примерно 40% от начальной, проходит систему замедления, далее, почти не взаимодействуя, рубидиевую ячейку, и ионизируются в натриевой ячейке, производя пучок ионов H^- . Выход ионов H^- при энергии 6 кэВ около 9%, а при 10 кэВ около 5%. Значительно уменьшенная по сравнению с основной компонентой с энергией 3 кэВ доля побочных фракций, тем не менее, значительно уменьшает долю поляризованных частиц в пучке, если не подавлять эти фракции далее.

Использование инжектора быстрых атомов с высокой яркостью позволит достигнуть эквивалентной плотности водородного пучка в области натриевой мишени, расположенной в 200 см от источника, выше 100 мА/см^2 . В Канадской национальной лаборатории TRIUMF с применением подобного источника был продемонстрирован пучок поляризованных ионов H^- с током более 10 мА и 50 мА в водородном пучке [3]. Увеличение степени поляризации при использовании инжектора быстрых атомов ожидается за счет отсутствия нейтрализации на остаточном водороде и малого размера пучка. Малый размер позволяет увеличить эффективность перехода Сопа, а также использовать сильное ионизирующее поле (до 30 кГс) при сохранении эмиттанса пучка менее $2 \text{ п}\cdot\text{мм}\cdot\text{мрад}$. Все эти факторы в совокупности приводят к дальнейшему увеличению поляризации в импульсном режиме до $\sim 90\%$, а интенсивность источника до 10 мА.

§ 1.2. Формирование протонного пучка в источнике быстрых атомов

Для создания яркого пучка поляризованных протонов в источнике с оптической накачкой необходимо формирование первичного пучка атомов водорода с высокой плотностью потока (до 400 экв. мА/см²), энергией атомов 6–10 кэВ и угловой расходимостью менее 1⁰. Высокая плотность тока требует создания источника плазмы, обеспечивающего необходимый поток протонов [13]. Сфокусированный пучок с заданной энергией формируется из потока ионов с помощью ионно-оптической системы (ИОС).

ИОС представляет собой набор электродов, ускоряющих ионы продольным электрическим полем. Для формирующей системы максимальная величина тока ионов ограничена законом Чайлда-Ленгмюра. В случае плоской геометрии ускоряющего промежутка верно следующее равенство:

$$I = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e U^{3/2} s}{M d^2}} \quad (1.1)$$

где e , M – заряд и масса протона, U – ускоряющее напряжение, s – площадь эмиттера, d – расстояние между плазменным и ускоряющим электродами. Чтобы создать направленный пучок, величина зазора должна быть не меньше характерного размера плазменной границы, $s \leq d^2$ [14]. Подставив в равенство ускоряющее напряжение 5 кВ, для протонного пучка получим предельную величину тока, проходящего через одиночную апертуру, она составляет 20 мА. Поскольку требуемая величина полного тока ионов значительно больше, для формирования пучка необходимо создание многоапертурной ИОС.

Формирование сфокусированного пучка требует создания плазменного эмиттера с достаточно однородным профилем плотности и температурой не более нескольких электронвольт. Такую поверхность можно сформировать с помощью расходящейся плазменной струи, создаваемой в дуговом генераторе,

сконструированном в Институте ядерной физики СО РАН. Генератор разработан для использования в инжекторах нейтральных пучков, применяемых для нагрева и корпускулярной диагностики плазмы в плазменных установках. В зависимости от назначения источника, полный поток плазмы из такого генератора может составлять десятки и даже сотни ампер. Длительность работы такого генератора варьируется от сотен микросекунд до единиц секунд. Генераторы обладают высокой надежностью и достаточно большим ресурсом, составляющим, в зависимости от режима эксплуатации, до нескольких тысяч секунд.

Радиальное распределение плотности потока ионов из дугового генератора на поверхность плазменного электрода описывается равенством:

$$j(r) = \frac{I}{\pi^2 z^2 \left(1 + \frac{r^2}{z^2}\right)^2} [15], \text{ где } I \text{ – полный ток ионов из генератора, а } z \text{ – расстояние от}$$

анода до поверхности электрода. Для эффективного использования неоднородности плотности потока струи, необходима изменяющаяся по радиусу геометрия ИОС. Для приведенного распределения плотности потока ионов и удовлетворения закону Чайльда-Ленгмюра зависимость величины ускоряющего зазора от радиуса должна описываться равенством: $d(r) = d_0 \left(1 + \frac{r^2}{z^2}\right)$, где d_0 – зазор между электродами на оси пучка. Чтобы это равенство удовлетворялось, поверхность электродов должна иметь сферическую форму, причем радиусы кривизны поверхностей связаны зависимостью $\frac{1}{R} \approx \frac{1}{R_{пл}} + \frac{2d_0}{z^2}$, где R – радиус кривизны электрода, расположенного на расстоянии от d_0 от плазменного; $R_{пл}$ – радиус кривизны плазменного электрода.

Оценим влияние взаимного расположения сеток на траекторию пучка, сформированного ИОС. На рисунке 1.3 приведена схема ячейки ИОС, расположенной на радиусе r относительно оси пучка. Радиус ИОС значительно меньше фокусного расстояния системы, поэтому можно считать, что $\theta_1 \approx \frac{2rd_1}{z^2}$, а $\theta_2 \approx \frac{2rd_2}{z^2}$, где d_1 – зазор между первым и вторым электродами, а d_2 – между вторым

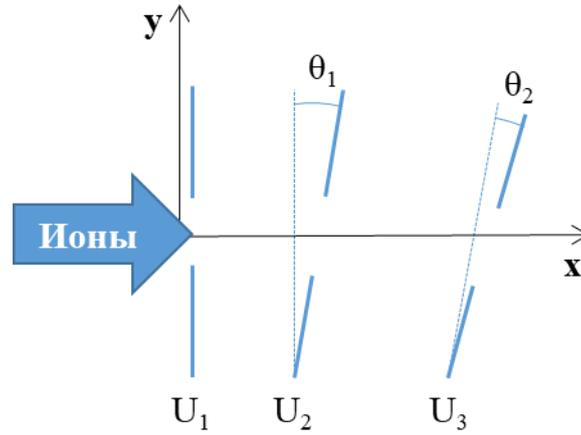


Рис. 1.3: Схема элементарной ячейки ИОС.

третьим. В силу малости углов связь между компонентами поля в зазорах записывается $E_{i\perp} \approx -E_i \theta_i \frac{x}{d_i}$, где $E_i = \frac{U_i - U_{i+1}}{d_i}$.

Отклонение пучка, прошедшего ячейку, записывается как отношение продольного импульса к поперечному. Значение поперечного импульса вычисляется следующим образом: $P_{\perp} = \int_0^{d_1+d_2} \frac{eE_{\perp}}{v_{\parallel}(x)} dx$. При вычислении отношение проекций импульса и считая значение U_3 малым, получается выражение:

$$\frac{\theta_{\text{эл}}}{r} \approx \frac{2}{3Z^2} \left[d_1 \sqrt{1-\alpha} + d_2 (1 - \sqrt{1-\alpha}) \cdot \left(2 - \frac{1}{\alpha} + \sqrt{\alpha^2 + \frac{1}{\alpha}} \right) \right] \quad (1.2)$$

где $\alpha = U_2/U_1$. Отклонение траектории направлено против оси y , следовательно, под влиянием поперечного электрического поля эффективное фокусное расстояние ИОС уменьшается.

Также, стоит учитывать начальную поперечную скорость ионов, связанную с углом, под которым поток плазмы из генератора попадает на эмиттер. При этом элементарный пучок, проходя через ИОС, за счет дополнительного смещения относительно оси канала попадает в область с большой поперечной составляющей

градиента электрического поля, в результате чего подвергается дополнительной фокусировке.

Рассмотрим второй и третий электроды как тонкие электростатические линзы. Фокусные расстояния для них будут равны $F_1 = \frac{4(U_1 - U_2)}{E_2 - E_1}$ и $F_2 = \frac{4U_1}{E_2}$ соответственно. Изменение поперечной скорости частицы в зависимости от ее координаты для тонкой линзы выражается как $\delta v_{\perp} \approx -v \frac{\delta y}{F}$, где δy – отклонение траектории от оси, v – продольная скорость иона, F – фокусное расстояние. Радиальное отклонение в первом зазоре составляет $\delta y \approx v_{\perp} \frac{2d_1}{v_1}$, а поперечная скорость $v_{\perp 1} = v_{\perp 0} \left(1 - \frac{2d_1}{v_1}\right)$. Отклонение во втором зазоре составляет $\delta y \approx v_{\perp 0} \left(\frac{2d_1}{v_1} + \left(1 - \frac{2d_1}{F_1}\right) \frac{2d_2}{v_1 + v_2}\right)$, а поперечная скорость частицы при прохождении ИОС с учетом начальной составит:

$$v_{\perp} = v_{\perp 0} \left(1 - \frac{2d_1}{R_1} + 2 \frac{1}{\sqrt{1 - \alpha}} \frac{d_1}{R_1} + \frac{2}{1 + \sqrt{1 - \alpha}} \left(1 - \frac{2d_1}{R_1}\right) \frac{d_2}{R_2}\right) \quad (1.3)$$

Дополнительный угол, на который отклонится частица под влиянием поперечной составляющей начальной скорости иона, определяется следующим выражением:

$$\frac{\theta_{\text{нач}}}{r} \approx \frac{1}{z} \sqrt{\frac{T_i}{eU_1}} \left[1 - \frac{2d_1}{R_1} + 2 \frac{1}{\sqrt{1 - \alpha}} \frac{d_1}{R_1} + \frac{2}{1 + \sqrt{1 - \alpha}} \left(1 - \frac{2d_1}{R_1}\right) \frac{d_2}{R_2}\right] \quad (1.4)$$

где T_i – кинетическая энергия ионов в области эмиттера, e – их заряд. Отклонение, связанное с начальной перпендикулярной скоростью, увеличивает эффективное фокусное расстояние.

В случае, когда отверстия элементарных ячеек ИОС лежат на осях, параллельных оси инжектора, следует также учитывать поправку, связанную с

несовпадением этих осей с осями элементарных пучков. Дополнительный угол, возникающий при учете этой поправки описывается выражением 1.5:

$$\frac{\theta_{\text{пар}}}{r} \approx \frac{1}{2z^2} \left[\alpha \frac{d_1^2 + d_2^2}{d_2} - \frac{d_1^2}{\sqrt{1-\alpha}} \left(\frac{\alpha-1}{d_1} + \frac{1}{\alpha d_2} \right) \left(1 + \frac{\alpha}{2(\sqrt{1-\alpha}+1)} \right) \right] \quad (1.5)$$

Отклонение за счет несовпадения осей приводит к уменьшению фокусного расстояния системы.

Эффективное фокусное расстояние ИОС связано с полным углом отклонения выражением $F\theta = r$. Угол θ определяется как сумма всех отклонений траектории с учетом направления. Итоговое выражение для фокусного расстояния системы записывается следующим образом:

$$F \approx \left[R_{\text{пл}}^{-1} + \frac{\theta_{\text{нач}} + \theta_{\text{пар}} - \theta_{\text{эл}}}{r} \right]^{-1} \quad (1.6)$$

Первый член в правой части выражения связан с направлением вектора нормали к плазменному электроду, вдоль которого вылетает элементарный пучок. Второй член определяется начальной поперечной скоростью ионов. Третий член возникает вследствие параллельности осей элементарных ячеек оси системы. Четвертый отвечает за отклонение, вызванное поперечной компонентой электрического поля в элементарной ячейке.

Для инжектора быстрых атомов проведены расчеты геометрии эмиттера и электродов. Основываясь на вычислениях, описанных в § 1.3, для достижения максимальной амплитуды тока пучка, прошедшего через тракт, эффективное фокусное расстояние формирующей системы должно быть равным 200 см. Для достижения такой величины выбран зазор между выходным отверстием генератора и эмиттера $z=10$ см.

В конструкции системы предусмотрена возможность уменьшения этого зазора до 8 см с шагом 1 см, что позволяет увеличить долю потока ионов,

попадающих на эмиттер. Таким образом, при равном потоке на эмиттер можно уменьшить величину полного потока, что позволяет значительно увеличить ресурс дугового генератора, поскольку амплитуда тока в разряде падает до полутора раз.

Выбран радиус кривизны плазменного электрода, 180 см. Используя результаты расчетов формирования элементарного пучка в ячейке, приведенные в § 1.4, вычислены радиусы кривизны для вытягивающего и ускоряющего электродов. Они составляют 140 и 100 см соответственно. Радиус кривизны заземленного электрода на формирование пучка практически не влияет, поэтому его величина выбрана равной радиусу кривизны ускоряющего электрода, 100 см.

§ 1.3. Транспортировка пучка атомов водорода в тракте

В системе формирования сфокусированного пучка источника протонов, испытанного в TRIUMF, для фокусировки пучка ионов на заданное расстояние использовалась магнитная линза. Поскольку вблизи от источника протонного пучка расположен соленоид с напряженностью магнитного поля на оси 25–30 кГс, использование фокусирующих электростатических и магнитных элементов невозможно. Поэтому для фокусировки пучка применяется баллистическая фокусировка, возникающая благодаря сферической форме сеток ИОС.

Для выбора оптимальных значений кривизны сеток и расстояния до ячейки ионизатора проведены расчеты тракта. Тракт источника представлен в виде упрощенной модели, изображенной на рисунке 1.4: круглый эмиттер диаметром 5 см формирует пучок ионов с локальной угловой расходимостью θ и геометрической фокусировкой с фокусным расстоянием F . Пучок проходит через натриевую и рубидиевую мишени, представленные парами диафрагм диаметром 2.5 см, и, наконец, через выходную диафрагму диаметром 2 см. Задача состоит в максимизации полного тока через эту диафрагму, варьируя фокусное расстояние и расстояния между диафрагмами.



Рис. 1.4: Модель тракта пучка.

Профиль плотности тока на заданных позициях рассчитывается как функция расходимости элементарных пучков ИОС и фокусного расстояния [16]. Предполагается, что фокусное расстояние ИОС постоянно по радиусу, а расходимость пучка имеет распределение Гаусса, $j(\theta) \propto \exp(-\frac{\theta^2}{\theta_0^2})$, где θ_0 – угловая расходимость пучка. Из геометрических соображений угол между осью элементарного пучка и направлением на точку наблюдения с хорошей точностью можно оценить с помощью выражения 1.7:

$$\theta^2 \approx \frac{r^2}{z^2} + \rho^2 \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{F} \right)^2 - 2r\rho \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{F} \right) \cos(\varphi), \quad (1.7)$$

где ρ и φ – полярные координаты малого участка эмиттера, F – фокусное расстояние ИОС, r и z – координаты точки наблюдения. Для заданного распределения плотности тока на эмиттере $j_0(r)$ плотность тока в плоскости наблюдения определяется выражением 1.8:

$$dj(r) = \frac{j_0(r)}{\pi^2 z^2 \theta_0^2} \exp\left(-\theta^2 / \theta_0^2\right) \rho d\rho d\varphi \quad (1.8)$$

В этом выражении плотность тока эмиттера нормирована таким образом, чтобы интеграл плотности по всей плоскости давал значение полного тока на любом расстоянии от эмиттера в случае отсутствия диафрагм. В результате

интегрирования плотности тока по всей поверхности эмиттера получается выражение для функции плотности тока ионного пучка на расстоянии z :

$$j_1(r, z) = \frac{2e}{z^2 \theta_0^2} \int_0^{2.5 \text{ см}} j_0(\rho) e^{-\rho^2 / z_1^2 \theta_0^2} I_0\left(\frac{2r\rho}{zz_1 \theta_0^2}\right) \rho d\rho, \quad (1.9)$$

где $\frac{1}{z_1} = \frac{1}{z} - \frac{1}{F}$, а $I_0(x)$ – модифицированная функция Бесселя.

Учет геометрии элементов тракта подразумевает, что траектории некоторых частиц с эмиттера заканчиваются на диафрагмах, и не попадают в выходное отверстие. Распределение плотности тока в этом случае можно определить численно. Далее в вычислениях учитываются плоские диафрагмы, расположенные на входе и выходе каждой из мишеней.

Частицы, ионизированные в гелиевой ячейке, под действием силы Лоренца начинают двигаться по спиральным траекториям. Ионы совершают до десяти оборотов в рубидиевой ячейке, прежде чем захватывают электрон, и поскольку превращение в атомы за счет столкновений процесс вероятностный, частицы приобретают направление движения, не зависящее от их начального положения на эмиттере. Для простоты можно считать, что профиль плотности тока $j_I(r)$ переносится из центра гелиевой мишени в центр рубидиевой мишени без изменений. До ионизации атомы пучка имели постоянную радиальную скорость $|v_{\perp}| = v_0 \frac{\rho}{F}$, где v_0 – полная скорость иона, а ρ – его начальный радиус на эмиттере. Под действием магнитного поля эта постоянная скорость преобразовывается в перпендикулярную скорость со случайной ориентацией в плоскости, перпендикулярной оси пучка, вследствие чего ион дополнительно приобретает расходимость $\delta\theta = \frac{|v_{\perp}|}{v_0} = \frac{\rho}{F}$. Таким образом, формируется «виртуальный эмиттер» радиуса 2.5 см с заданным распределением плотности тока и угловой расходимости, причем расходимость, определяемая геометрической фокусировкой, усредняется по всей площади эмиттера.

Плотность тока на произвольном расстоянии от рубидиевой ячейки может быть вычислена с помощью выражения 1.9 используя новый профиль плотности тока и радиус эмиттера, и считая фокусное расстояние равным бесконечности:

$$j_2(r, z) = \frac{2e^{-\frac{r^2}{z^2\theta_1^2}}}{z^2\theta_1^2} \int_0^{1.25\text{см}} j_1(\rho) e^{-\frac{\rho^2}{z_1^2\theta_1^2}} I_0\left(\frac{2r\rho}{z^2\theta_1^2}\right) \rho d\rho, \quad (1.10)$$

где z отсчитывается от нового виртуального эмиттера, расположенного в центре рубидиевой ячейки. Полный ток, проходящий через выходную диафрагму диаметром 2 см, расположенную на расстоянии 82 см от центра рубидиевой ячейки, рассчитывается из выражения 1.10 как функция фокусного расстояния ИОС F , и расстояния от эмиттера до первой диафрагмы трубки гелиевой мишени:

$$I(L, F) = 2\pi \int_0^{1\text{см}} j_2(z, r) r dr.$$

Требуется подобрать параметры F и L такие, чтобы получить максимальную величину тока на выходе из моделируемого тракта. Учитывая необходимость размещения системы откачки сразу после источника быстрых атомов, расстояние L должно быть не менее 130 см. Это расстояние, с учетом упомянутого ограничения, является оптимальным для данной системы.

На рисунке 1.5 приведен график зависимости доли тока на выходе из тракта от фокусного расстояния ИОС. Пунктирной оранжевой линией показан выход тока при прохождении пучком тракта без учета магнитного поля. Синей сплошной линией показана доля тока при расчете виртуального эмиттера в середине рубидиевой ячейки.

Поскольку доля тока на выходе практически не меняется для диапазона величин фокусного расстояния от 150 до 250 см, выбор этой величины определяется максимумом величины тока в натриевой мишени, расположенной на расстоянии 280 см от эмиттера. При фокусном расстоянии 250 см он равен 4.3% от тока эмиттера для случая без магнитного поля. Для случая с магнитным полем

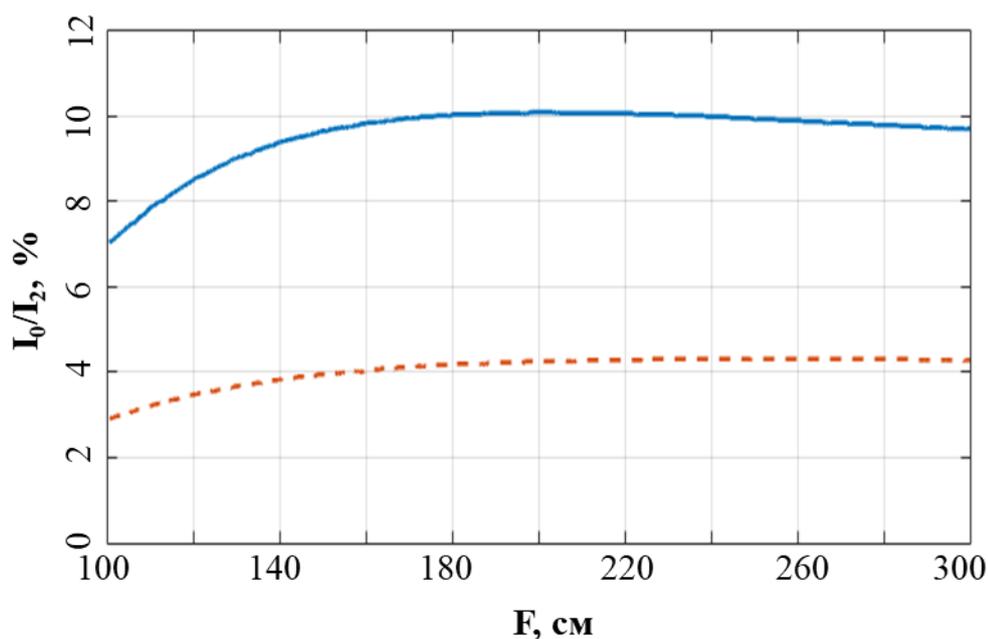


Рис. 1.5: График зависимости доли тока на выходе из тракта от фокусного расстояния ИОС. Пунктирная оранжевая линия – полный ток без учета магнитного поля; синяя сплошная – учитывающая поле.

максимум 10.1% достигается при фокусном расстоянии 200 см. При этом для полного тока пучка с эмиттера 4 А он составит примерно 0.4 А. Для этого значения фокусного расстояния эффективная расходимость на выходе из рубидиевой ячейки составит $1.7 \cdot 10^{-2}$ рад.

§ 1.4. Численная оптимизация ионно-оптической системы на 6–10 кэВ

Важным фактором, влияющим на угловую расходимость пучка, кроме геометрии эмиттера и поперечной составляющей начальной скорости ионов, является угловая расходимость элементарных пучков, создаваемых отдельными группами апертур ИОС. В расчете формирования элементарного пучка в ячейке учитывается пространственный заряд пучка, aberrации, вызванные формой электродов, а также параметры плазмы эмиттера – плотность и начальная температура ионов. Для оценки влияния этих факторов в совокупности необходимо

проводить численное моделирование формирования элементарного пучка в ячейке ИОС.

Моделирование формирования проводилось с помощью программы PBGUNs [17]. В основе этой программы лежит алгоритм, позволяющий для заданной геометрии канала, потенциалов, приложенных к электродам и начальных параметров плазменного эмиттера решать численно уравнение Пуассона на регулярной расчетной сетке. Вблизи плазменного электрода на более мелкой расчетной сетке вычисляется плазменная поверхность, являющаяся границей плазмы. Эта граница разделяет эквипотенциальную область и область, в которой вычисляются траектории ионов, движущихся под действием силы, приложенной со стороны электрического поля, создаваемого электродами.

В расчете элементарной ячейки для источника быстрых ионов с энергией частиц 6–10 кэВ рассматривалась система из четырех электродов толщиной 0.38 мм (0.015 дюйма) с отверстиями диаметром 0.8 мм. Геометрия оптимизировалась для энергии протонов 8 кэВ. На рисунке 1.6 приведена модель элементарной ячейки, использованная в расчетах. Моделировалось около 20 000 траекторий, имеющих заданное распределение на эмиттере. На рисунке траектории прорежены для наглядности.

Вблизи плазменного электрода (1) формируется плазменная граница, из которой вытягивающим электродом (2) создается пучок, попадающий в

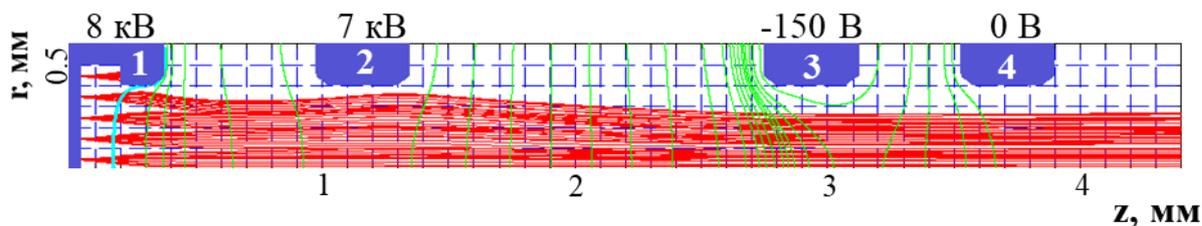


Рис. 1.6: Геометрия элементарной ячейки ИОС, траектории ионов пучка и эквипотенциальные линии. Электроды: 1 - плазменный; 2 – вытягивающий; 3 – ускоряющий; 4 – заземленный.

ускоряющий промежуток между вытягивающим и ускоряющим (3) электродами. Далее пучок попадает в область, где его пространственный заряд компенсирован зарядом вторичных электронов. Поскольку на ускоряющий электрод приложено отрицательное напряжение, для фиксации потенциала в ячейке размещен заземленный электрод, позволяющий избежать дополнительной электростатической фокусировки заземленными элементами вакуумного тракта.

Для формирования в ячейке пучка с малой расходимостью важно построить плазменную границу, согласованную с профилем электрического поля в вытягивающем зазоре. Для этого необходимо выбрать поток плазмы на эмиттер и начальную температуру ионов такие, чтобы давление плазмы, определяемое этими параметрами, было близко по величине к давлению электрического поля в области плазменного электрода. Начальная температура ионов в моделировании принята равной 0.2 эВ, что соответствует величине, измеренной в эксперименте с подобной геометрией эмиттера. Плотность потока в расчетах является изменяемым параметром.

Для приведенной геометрии на рисунке 1.7 показано увеличенное изображение профиля плазменной границы на расчетной сетке с уменьшенным шагом.

Положение второго электрода и потенциала на нем выбирается таким образом, чтобы достичь минимальной угловой расходимости пучка при максимальной плотности. Положение и потенциал второго электрода определяют фокусировку тонкой электростатической линзы, образованной вытягивающим и ускоряющим зазорами. Исходя из опыта создания сфокусированных пучков в диагностических инжекторах, часто применяются два набора этих параметров: $d_1 = 0.3 \cdot d$, $U_2 = 0.85 \cdot U_1$ и $d_1 = 0.4 \cdot d$, $U_2 = 0.8 \cdot U_1$. Первый режим оптимален для формирования пучка с высокой плотностью, второй – позволяет минимизировать угловые aberrации сформированного пучка.

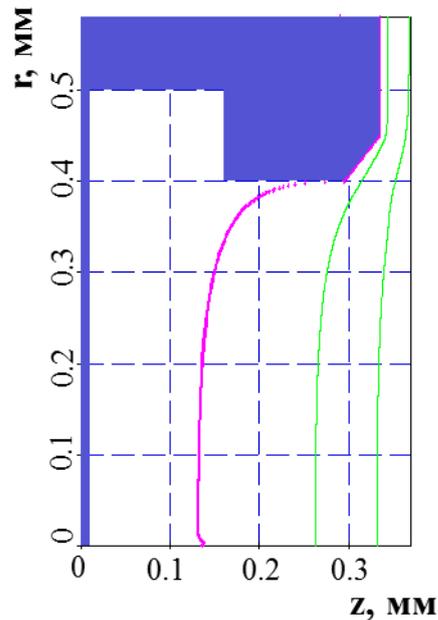


Рис. 1.7: Плазменная граница в расчетах формирования пучка.

Проведено численное моделирование различных конфигураций элементарной ячейки, в результате оптимальной по плотности тока и угловой расходимости принята конфигурация с величинами вытягивающего и ускоряющего зазоров 0.6 мм и 1.4 мм соответственно. Эта конфигурация соответствует первому варианту, то есть является оптимальной для формирования пучка с повышенной плотностью тока. При данных условиях величина заземляющего зазора практически не влияет на формирование пучка, поэтому она была принята из соображений удобства сборки равной 0.4 мм.

Построена зависимость угловой расходимости пучка от вытягивающего напряжения. На рисунке 1.8 показана зависимость угловой расходимости элементарного пучка от напряжения, приложенного ко второму электроду, нормированного на полное приложенное напряжение. Как видно из графика, оптимальная величина потенциала второго электрода составляет примерно 87.5% от полного, что для энергии пучка 8 кэВ соответствует 7 кВ. При этом значении напряженность поля в зазорах составляет 17 кВ/см для вытягивающего зазора и

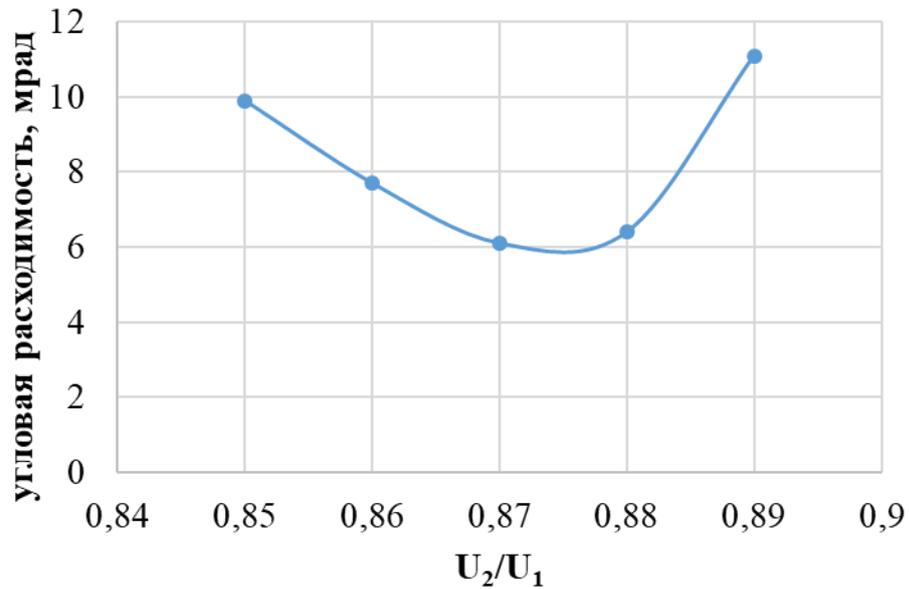


Рис. 1.8: Зависимость угловой расходимости пучка от напряжения на вытягивающем электроде.

50 кВ/см для ускоряющего, что ниже экспериментального предела электрической прочности в инжекторах, составляющего 70 кВ/см.

Отрицательное смещение на ускоряющий электрод подается для формирования потенциального барьера, запирающего вторичные электроны, рождающиеся в газе перезарядной мишени. В расчетах величина смещения выбирается таким образом, чтобы на оси пучка был потенциал не менее -20 В. При этом должно учитываться влияние пространственного заряда, поскольку для интенсивных пучков с плотностью тока порядка сотен миллиампер на квадратный сантиметр величина собственного поля пучка достаточно велика. Так, для данной геометрии без учета пространственного заряда напряжение, достаточное для создания барьера на оси составляет -100 В, а с учетом оно вырастает до -150 В. На рисунке 1.9 показаны эквипотенциальные линии с учетом объемного заряда и без.

Пучок ускоренных ионов, пройдя эквипотенциальную поверхность -20 В попадает в так называемую область нейтрализации, где с заданной эффективностью (в приведенных расчетах 99%) компенсируется его

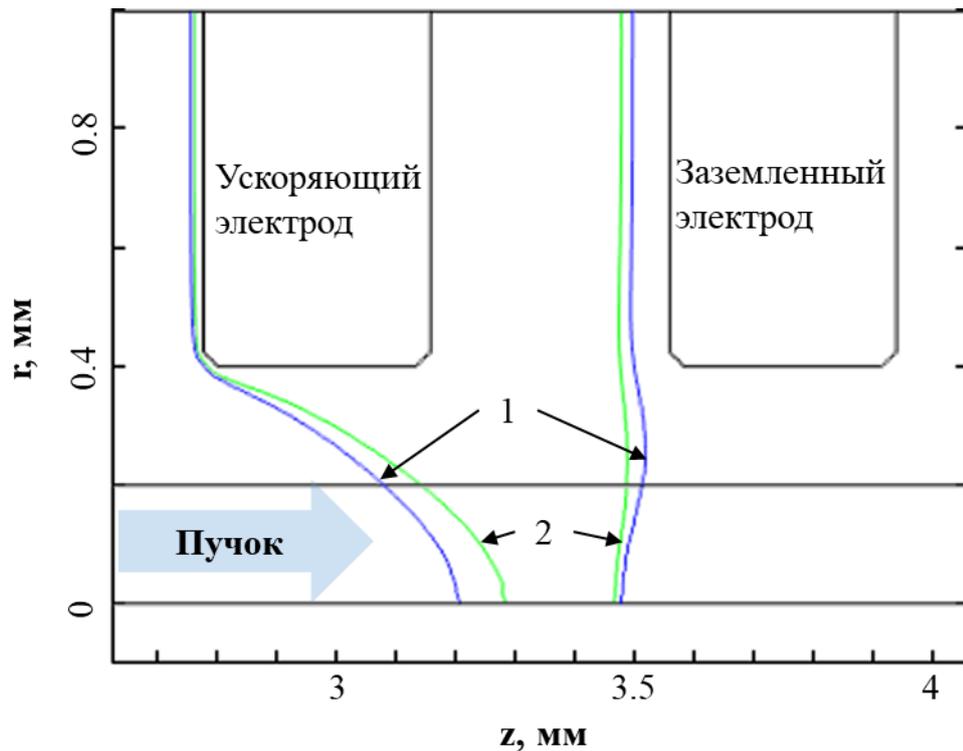


Рис. 1.9: Запирающий потенциал в элементарной ячейке. Синяя линия (1) – с учетом пространственного заряда, напряжение на ускоряющем электроде -150 В ; зеленая (2) – без учета пространственного заряда, напряжение -100 В .

пространственный заряд. На расстоянии порядка радиуса отверстия электродов можно считать, что влияние электрического поля ИОС отсутствует, поэтому в плоскости, перпендикулярной оси пучка, и расположенной на этом расстоянии можно говорить, что пучок сформирован. В этой плоскости для определения параметров пучка строится диаграмма эмиттанса (рисунок 1.10), по которой можно оценить его угловую расходимость как величину стандартного отклонения угла.

Помимо малой угловой расходимости, на яркость пучка влияет плотность его тока. При заданной энергии зависимость угловой расходимости от плотности тока пучка имеет v -образную форму. Для достижения максимальной яркости необходимо, чтобы при заданной плотности угловая расходимость была минимальна, поэтому геометрия системы должна быть также оптимизирована для

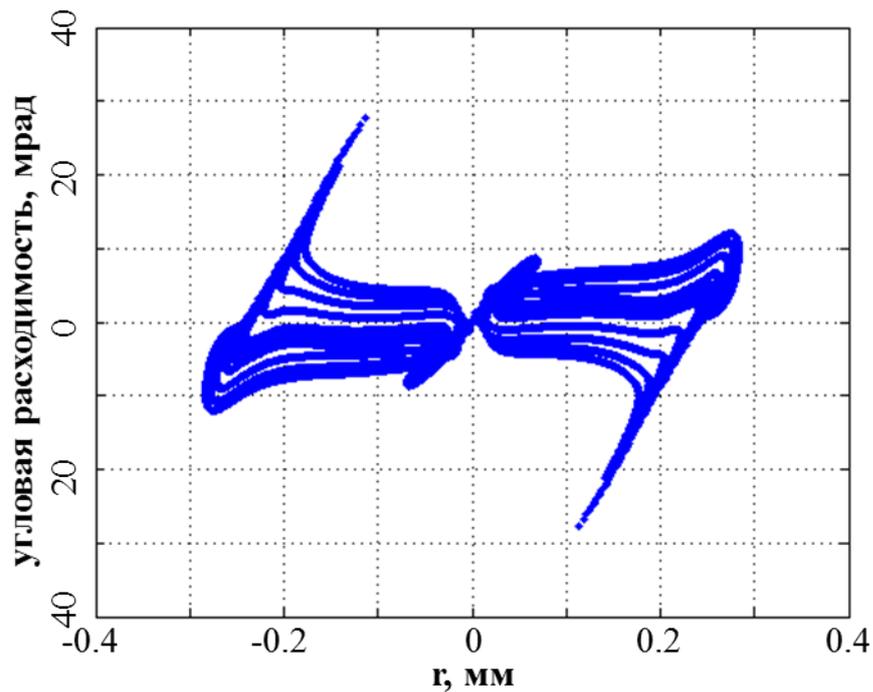


Рис. 1.10: Диаграмма эмиттанса пучка, сформированного в элементарной ячейке.

достижения этого минимума. Для данной геометрии эта зависимость показана на рисунке 1.11.

Минимальная угловая расходимость достигается при плотности тока $j = 400 \frac{\text{мА}}{\text{см}^2}$, и составляет 6 мрад, что близко к углу, определяемому тепловой расходимостью $\sqrt{\frac{T_i}{U_e}} \approx 5$ мрад. Таким образом, определена следующая геометрия элементарной ячейки ИОС для источника быстрых атомов:

Зазоры:

- Вытягивающий 0.6 мм
- Ускоряющий 1.4 мм
- Заземляющий 0.4 мм

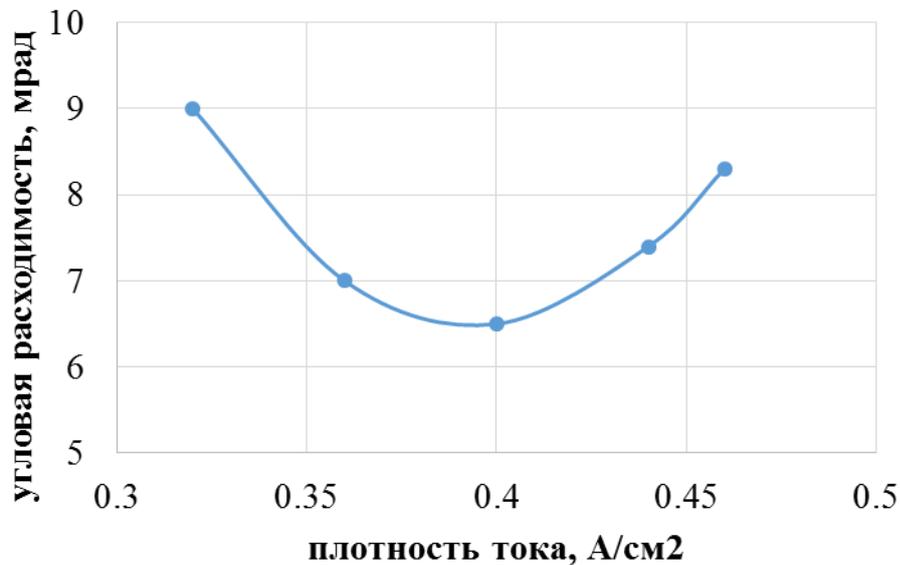


Рис. 1.11: Зависимость угловой расходимости от эмиссионной плотности тока пучка.

Потенциалы на электродах:

- Плазменный 8 кВ
- Вытягивающий 7 кВ
- Запирающий -150 В

Дальнейшее повышение плотности тока в данной геометрии невозможно, поскольку некоторые траектории пучка попадают на поверхность электродов, что в эксперименте приводит к пробоям и закорачиванию сеток между собой. Уменьшение ускоряющего зазора до критической величины позволяет увеличить плотность тока в 1.4 раза, но при этом значительно возрастают aberrации пучка.

§ 1.5. Моделирование газовых условий в пучковом тракте

Для эффективной транспортировки пучка в сильном магнитном поле необходима нейтрализация ионов пучка. При энергиях протонов 6–10 кэВ равновесная доля выхода быстрых атомов из газовой водородной мишени достигает 90%. Для создания мишени с необходимой плотностью изучены газовые

условия в вакуумном тракте во время работы источника. Поскольку вакуумный тракт представляет собой сложное сочетание патрубков и диафрагм, для оценки давления газа на оси пучка проведено численное моделирование. Рассчитано давление на оси пучка, вычислена толщина газовой мишени, приведены оценки скорости истечения газа из инжектора.

Так как при рабочем давлении отношение длины свободного пробега молекул водорода к характерным размерам вакуумной камеры велико, режим течения можно считать молекулярным, а для моделирования газовых условий использовать метод пробных частиц. Моделирование методом пробных частиц проводилось с помощью программы CreatVac, разработанной в ИЯФ СО РАН [18]. В этой программе рассматривается свободное движение частиц, имеющих начальную скорость и начальное расположение на эмиттере, заданные генератором случайных чисел. При попадании на стенки камеры генерируется новая траектория с направлением, вероятность которого пропорциональна косинусу угла к нормали к этой поверхности. В случае если поверхность имеет коэффициент сорбции, отличный от нуля, частица может поглотиться этой поверхностью.

На рисунке 1.12 приведено изображение модели вакуумной системы источника быстрых атомов. Расчетная модель состоит из расширительной камеры с расположенным в ней соплом дугового генератора (1), ИОС (2), представляющей собой диафрагму с малой проницаемостью, трубки перезарядной мишени (3) подача водорода в которую осуществляется с помощью импульсного клапана (4). Трубка нейтрализатора длиной 30 см зафиксирована на фланце с помощью пластины, в которой для улучшения газовой проводимости сделаны 12 отверстий диаметром 15 мм. Далее в тракте расположен объем с установленным в нем крионасосом (5) и выходная диафрагма (6).

Источниками газа в модели являются катодный клапан дугового генератора и клапан перезарядной мишени. Однако поскольку ИОС представляет собой сложную для моделирования составную диафрагму, в качестве источника газа из

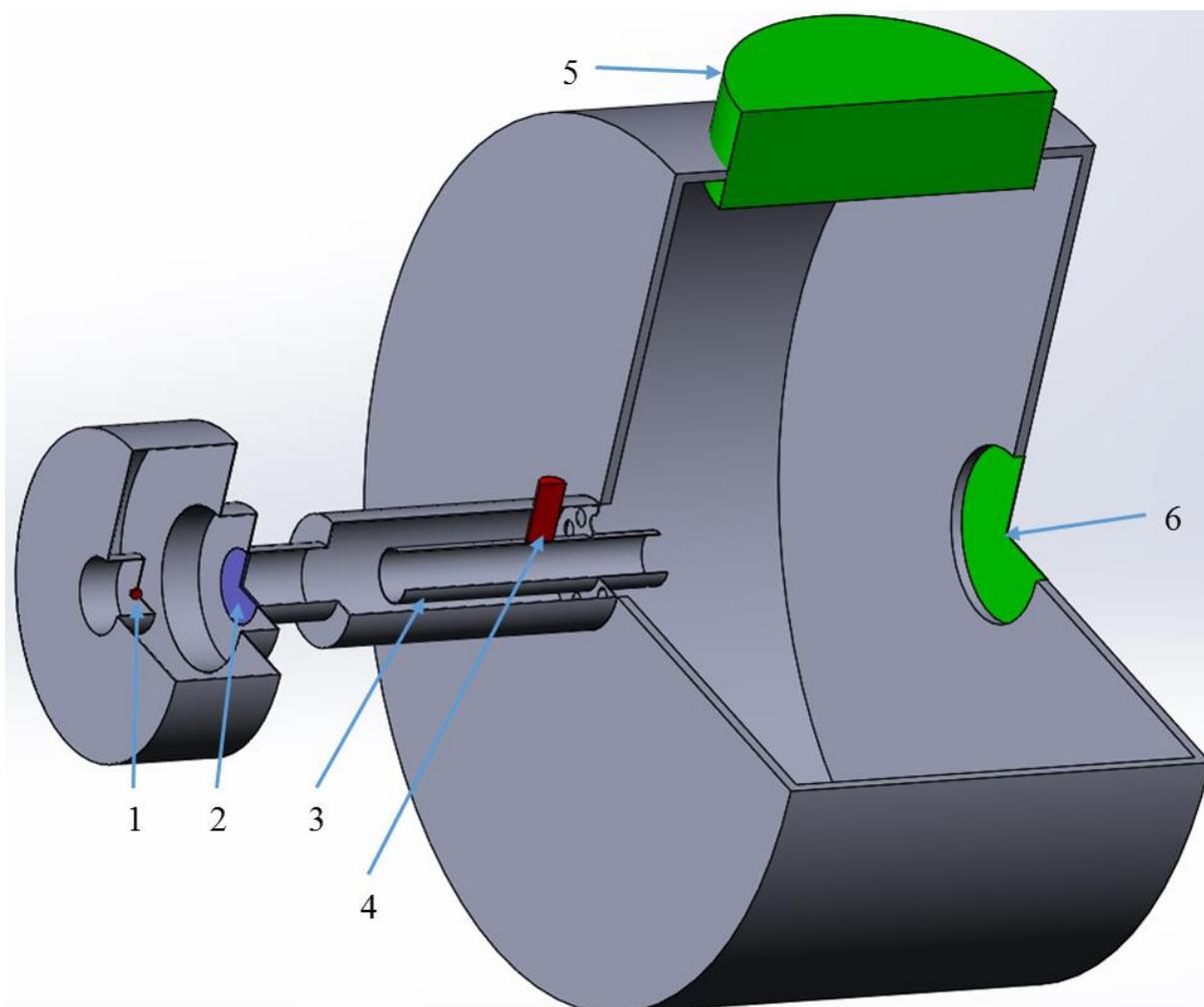


Рис. 1.12: Модель вакуумной системы источника быстрых атомов: 1 - сопло дугового генератора плазмы; 2 – ионно-оптическая система; 3 - перезарядная мишень; 4 – клапан перезарядной мишени; 5 – крионасос; 6 - выходная диафрагма источника.

дугового генератора рассматривалась именно она. Газовая эффективность источников ионов на основе дуговых генераторов составляет 25%, то есть на 1 А ионного тока из источника вытекает 3 экв. А газа, что равно потоку 0.5 л·торр/с. Считая величину тока из источника равной 4 А, поток сопутствующего газа составит 2 л·торр/с.

В качестве приемника газа принимаются крионасос и выходная диафрагма. Номинальная производительность крионасоса составляет 2 м³/с. При расчетной

проводимости входной диафрагмы в $31 \text{ м}^3/\text{с}$ можно считать, что коэффициент поглощения поверхности насоса в модели составляет 6.5%. Для простоты моделирования коэффициент сорбции поверхности, имитирующей выходную диафрагму, так же принят равным 100%. Длина перезарядной мишени выбрана равной 30 см.

Моделировалось истечение газа со стороны ИОС. Количество частиц в моделировании составило 10 000, скорость молекул водорода принималась равной $1.6 \cdot 10^3 \text{ м/с}$. Для получения продольного распределения давления вводились вспомогательные объекты в форме куба с ребром 1 см, отражающие пробные частицы. Давление газа определялось по числу столкновений с этими объектами. Распределение давления газа на оси источника приведено на рисунке 1.13.

Для полученного профиля давления рассчитана эффективная толщина газовой мишени: $\sigma l \sum_{i=1}^N n_i$, где σ – сечение захвата протоном электрона в

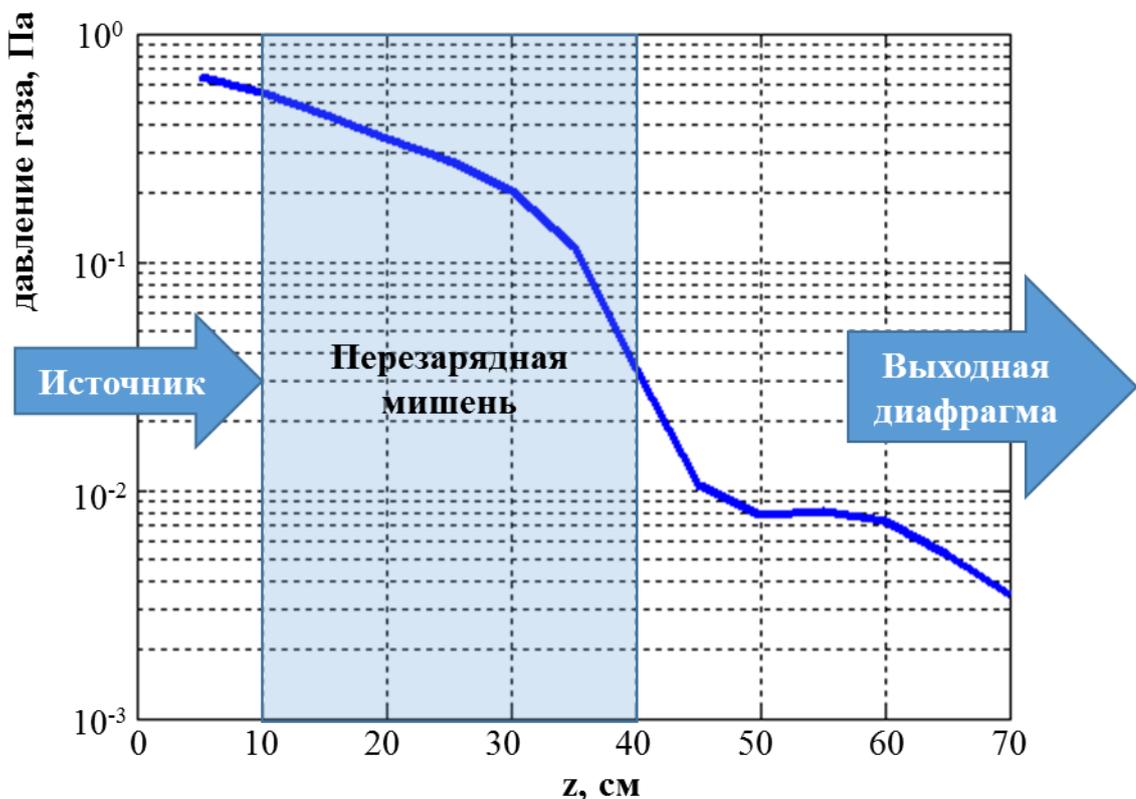


Рис. 1.13: Распределение давления газа внутри пучкового тракта.

перезарядной водородной мишени, l – расстояние между тестовыми объектами, n_i – плотность, соответствующая давлению в области объектов, N – полное число объектов. Считая для энергии протонов 8 кэВ $\sigma=6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $l=5 \text{ см}$ и значения плотности, полученные из расчета, величина толщины газовой мишени составляет 2.1. Долю пучка, участвующего в перезарядке можно оценить по формуле $F \approx 1 - \exp(-\sigma nl)$. При этом значении толщины мишени происходит перезарядка приблизительно 88% пучка. Для увеличения доли перезарядившегося пучка необходимо повысить интегральное давление на его оси.

Увеличение длины перезарядной мишени позволяет увеличить интегральное давление на оси пучка, но более эффективным инструментом управления давлением в тракте является введение дополнительного клапана, создающего поток газа в перезарядную мишень. Чтобы перезарядить более 95% пучка необходимо, чтобы величина σnl была не менее 3. Для этого требуется создать дополнительный поток газа через клапан перезарядной мишени величиной 0.5 л·торр/с. На рисунке 1.14 приведен график распределения давления: синими точками – давление, создаваемое газом из источника; зеленым пунктиром – давление, создаваемое газом из клапана перезарядной мишени; черной линией – суммарное давление на оси пучка.

Другим важным параметром, определенным в результате моделирования, является время откачки объема. Поскольку работа источника происходит непрерывно, важно, чтобы между выстрелами вакуумная камера эффективно откачивалась. Вычислена зависимость от времени поглощения пробных частиц поверхностями с коэффициентами сорбции, отличными от нуля. В данной модели таких поверхности две – это крио-насос и выходная диафрагма. На рисунке 1.15 приведен график зависимости числа поглощенных этими поверхностями частиц от времени.

Как видно из графика, за 20 мс из объема истекает более 97% частиц, полное истечение в моделировании происходит приблизительно за 35 мс. При этом около

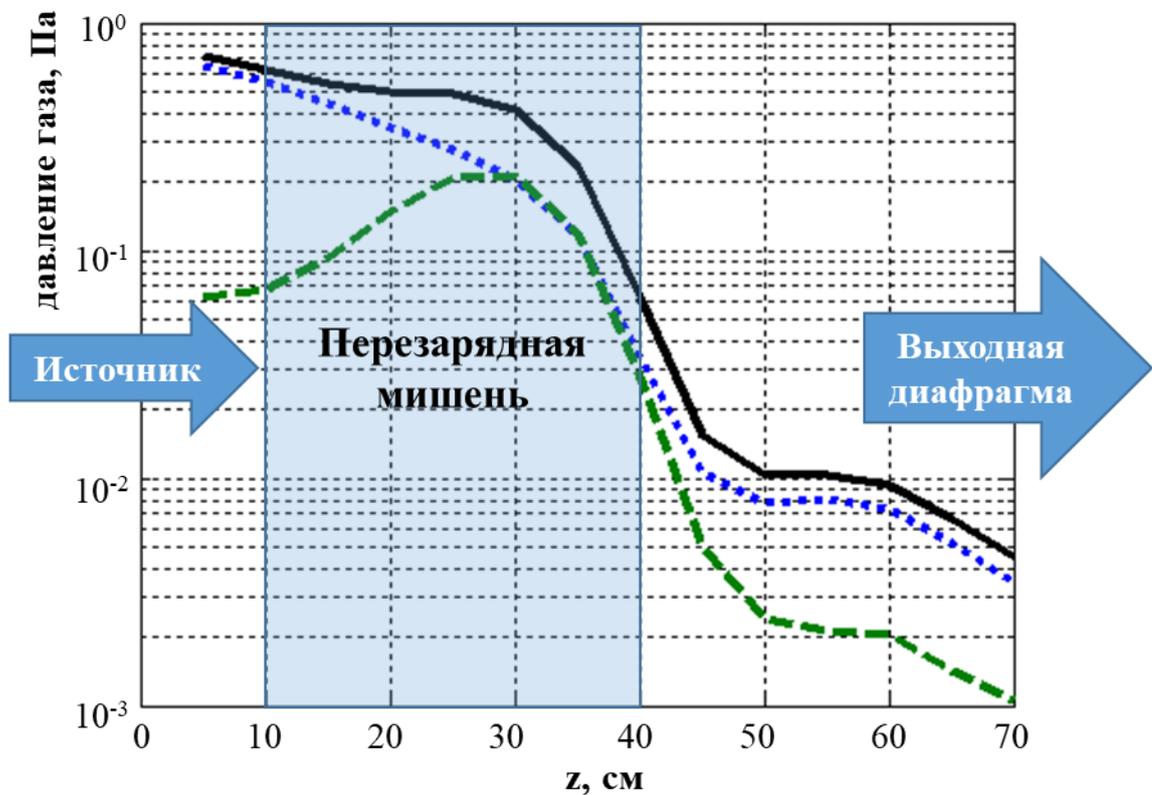


Рис. 1.14: Распределение давления внутри пучкового тракта. Синие точки – газ из источника, зеленый пунктир – газ из клапана мишени, черная линия – суммарное давление.

80% частиц поглощаются крионасосом, и только 20% вытекают из источника дальше в тракт. Стоит заметить, что коэффициент поглощения выходной диафрагмы был принят за 100%, но в действительности он значительно меньше, поскольку за этой диафрагмой расположена труба с внутренним диаметром около 15 см и длиной более метра, проводимость которой составляет менее $1.6 \text{ м}^3/\text{с}$. Считая, что суммарный поток из двух клапанов 2.5 л-торр/с , величина потока из откачного бака источника дальше в тракт составляет не более 0.5 л-торр/с .

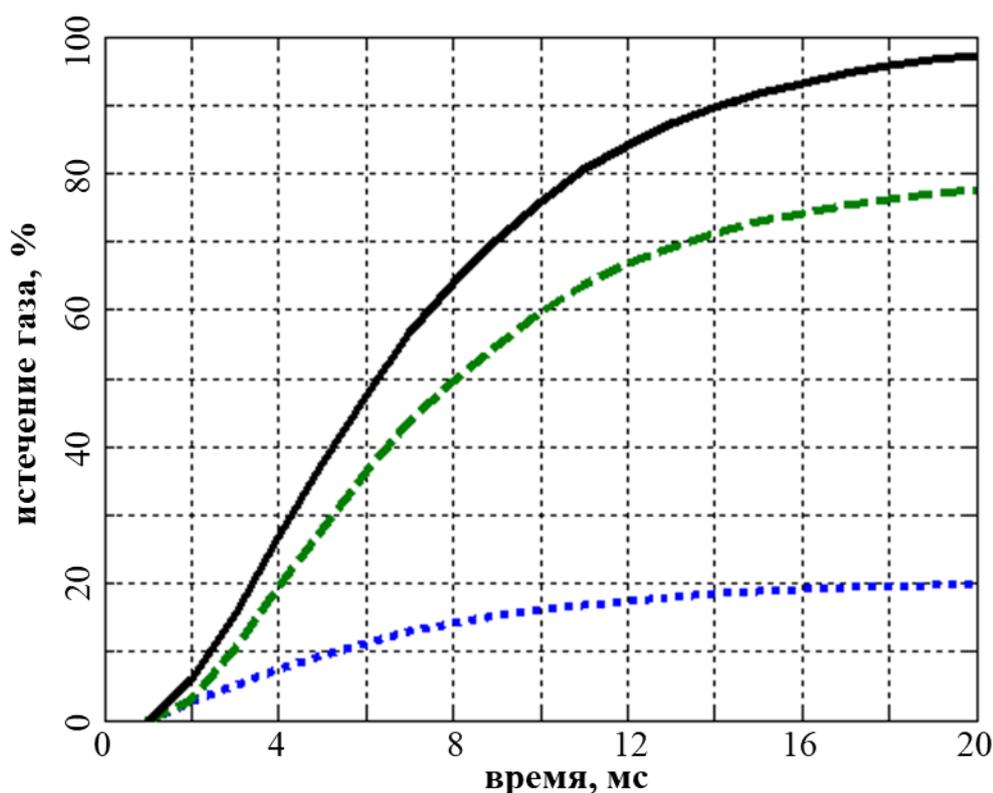


Рис. 1.15: График истечения газа из источника. Синие точки – через выходную диафрагму; зеленый пунктир – через крио-насос; черная линия – сумма.

§ 1.6. Выводы

Основные результаты, представленные в главе 1:

1.1 Показана схема получения поляризованного пучка ионов H^- в источнике с оптической накачкой. Поэтапно описаны преобразования первичного пучка в элементах тракта.

1.2 Выбрана схема формирования пучка в инжекторе быстрых атомов для источника поляризованных ионов с оптической накачкой. Определены параметры пучка ионов, формируемого из плазменной расходящейся струи четырехэлектродной ионно-оптической системой с баллистической фокусировкой.

1.3 Проведен анализ транспортировки пучка в низкоэнергетичном тракте источника поляризованных ионов. Численно определены параметры геометрии

источника и его расположения в тракте. Дана оценка величины тока пучка, проходящего через выходную диафрагму тракта.

1.4 Выполнено численно моделирование элементарной ячейки ионно-оптической системы инжектора. Выбраны оптимальные значения межэлектродных зазоров, построена зависимость угловой расходимости от плотности тока пучка.

1.5 Численно изучен напуск газа системой в вакуумный тракт. Рассчитано распределение давления на оси пучка. Оценена максимальная величина потока сопутствующего газа в низкоэнергетичную линию источника поляризованных ионов. Проведена оценка откачки источника между импульсами.

Глава 2. Инжектор быстрых атомов

§ 2.1. Устройство инжектора быстрых атомов

В 2010–11 гг. в Институте ядерной физики СО РАН при активном участии автора был разработан и изготовлен инжектор быстрых атомов для источника поляризованных ионов OPPIS. Инжектор разработан по схеме существующего диагностического инжектора с геометрической фокусировкой ДИНА-5F. На рисунке 2.1 приведен общий вид инжектора быстрых атомов.

В дуговом генераторе (1) создается поток ионов, который свободно расширяется в камере (2), формируя плазменный эмиттер. Благодаря большому

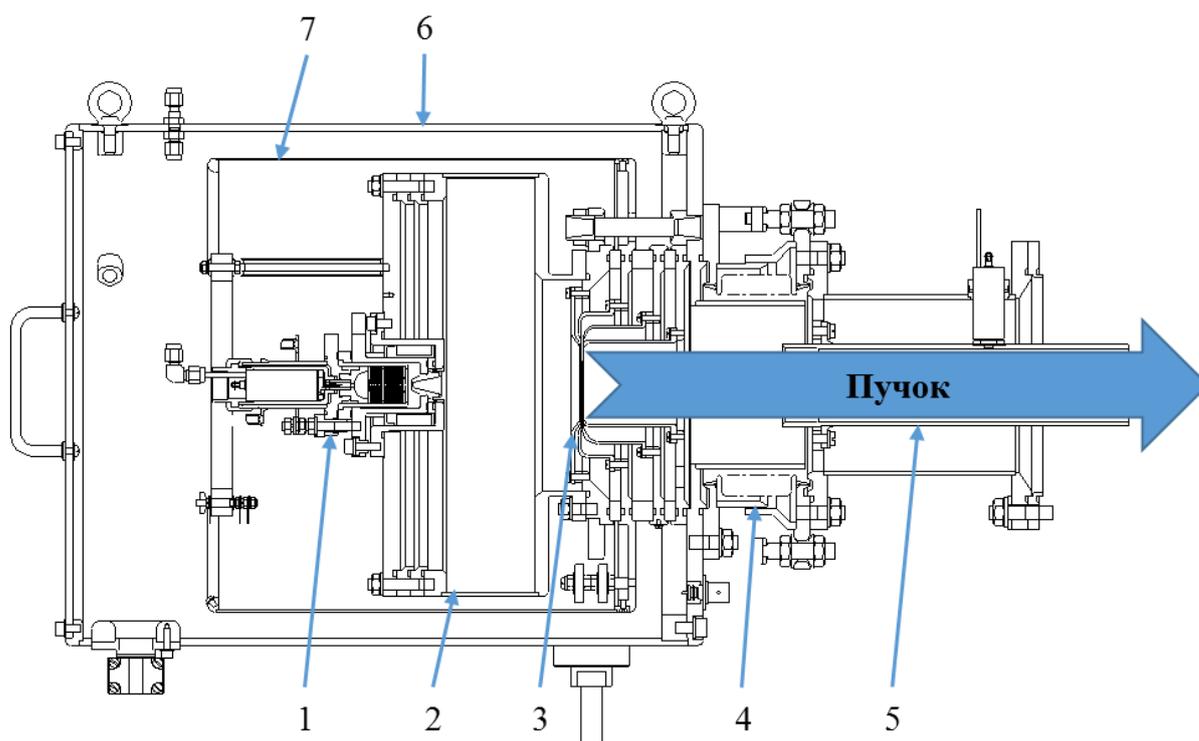


Рис. 2.1: Инжектор быстрых атомов: 1 – дуговой генератор плазмы; 2 – расширительная камера; 3 – ионно-оптическая система; 4 – юстировочный узел; 5 – перезарядная мишень; 6 – внешний магнитный экран; 7 – внутренний магнитный экран.

объему расширительной камеры давление остаточного газа в нем достаточно мало, и плазменная струя не сталкивается со средой, что позволяет минимизировать поперечную скорость ионов на эмиттере. Из эмиттера, образованного потоком ионов, с помощью ИОС (3) формируется сфокусированный пучок протонов. Пучок частично перезаряжается на остаточном газе, вытекающем из расширительной камеры через отверстия и щели в электродах формирующей системы. Окончательная перезарядка ионов пучка происходит в газовой мишени (5), где протоны с эффективностью $\sim 90\%$ превращаются в атомы.

Для настройки оси пучка относительно пучкового тракта используется юстировочное устройство (4), состоящее из сильфона и четырех юстировочных винтов с мелким шагом, позволяющее регулировать наклон инжектора по вертикали и горизонтали.

Чтобы исключить влияние внешних магнитных полей на формирование потока плазмы на эмиттер, используются магнитные экраны: внешний (6), изготовленный из стали-10, служит для уменьшения внешнего поля в расширительной камере до величин масштаба 10 Гс; и внутренний (7), изготовленный из пермаллоя, снижающий остаточное поле до незначительной величины. Для уменьшения влияния внешнего магнитного поля на сформированный пучок ионов, патрубков нейтрализатора изготовлен из стали-10.

Для создания сфокусированного пучка нейтральных атомов многосеточной ИОС необходимо, чтобы плазменный эмиттер обладал следующими условиями: диаметр эмиттера не менее 5 см с высокой степенью однородности, плотность тока 300–500 мА/см², высокое содержание протонов в потоке (около 90%). Кроме того, для работы инжектора быстрых атомов в составе ускорительного комплекса необходима высокая газовая эффективность, высокая надежность и значительный ресурс работы. Этим критериям удовлетворяет источник ионов на основе дугового генератора [19].

Схематическое изображение импульсного дугового генератора плазмы, используемого в инжекторе быстрых атомов, представлено на рисунке 2.2. Для создания потока ионов необходимой плотности через импульсный газовый клапан (1) подается поток водорода в прикатодную область. Там, между поджиговой иглой (2) и катодом (3) прикладывается напряжение 7 кВ, и инициируется первичный разряд. Между катодом и анодом (6) прикладывается напряжение 300 В для поджига дуги. Дуга горит в канале (4), образованном набором молибденовых диафрагм, разделенных между собой керамическими шайбами. Диафрагмы находятся под плавающими потенциалами, и создают аксиально-симметричное поле в канале. В прианодной области с помощью катушки магнитной изоляции (5) создается магнитное поле, позволяющее значительно увеличить выход ионов из генератора. Характерное напряжение дуги составляет 80 В, ток 500 А.

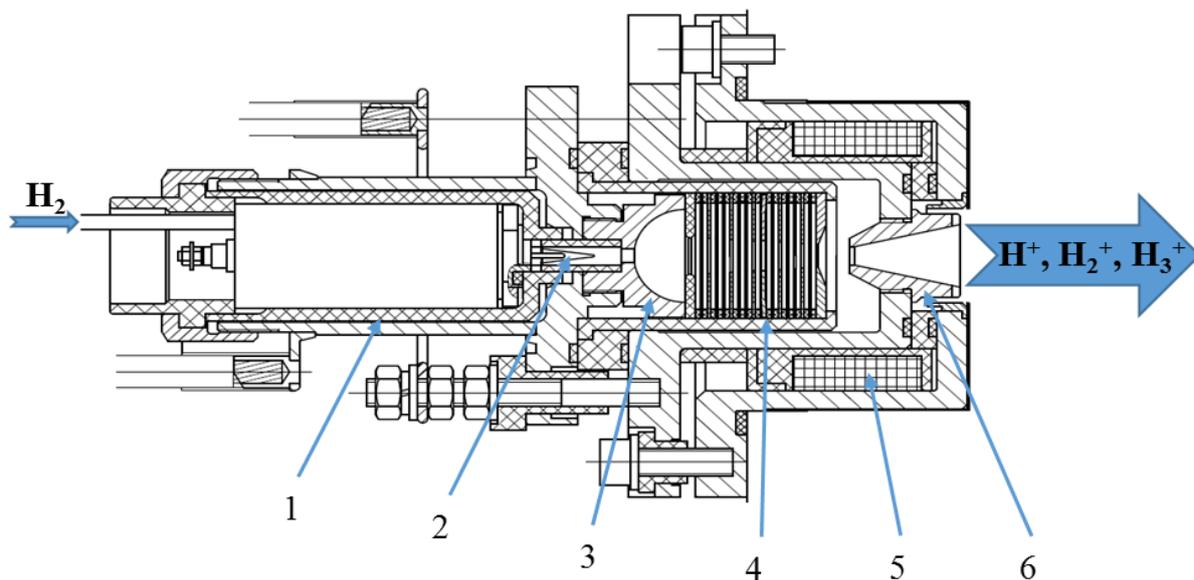


Рис. 2.2: Дуговой генератор плазмы: 1 – импульсный газовый клапан; 2 – поджиговая игла; 3 – катод; 4 – дуговой канал; 5 – катушка магнитной изоляции; 6 – анод.

ИОС представляет собой набор из четырех электродов из нержавеющей стали с приваренными к ним промышленным импульсным CO_2 лазером мелкоструктурными сетками (рисунок 2.3).

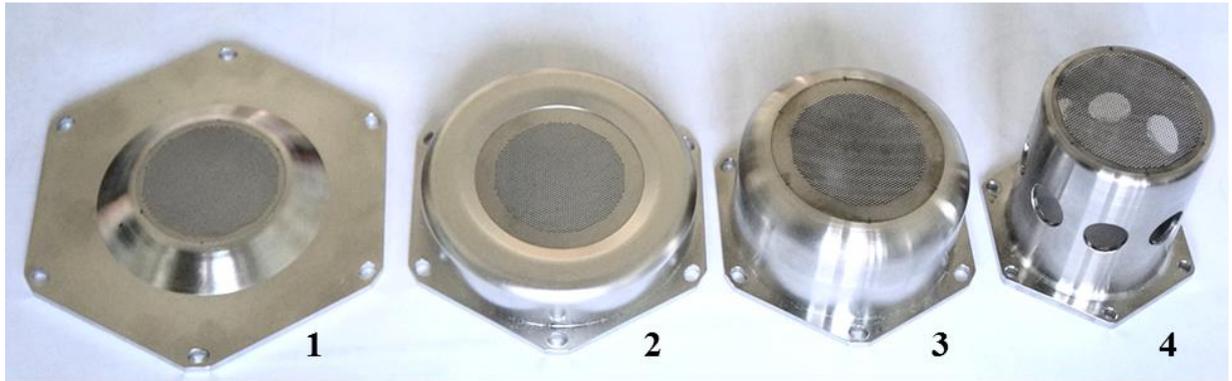


Рис. 2.3: Электроды ионно-оптической системы. 1 – плазменный; 2 – вытягивающий; 3 – ускоряющий; 4 – заземленный.

Сетки изготовлены из молибденовых пластин толщиной 0.38 мм фототравлением в компании PCM Products [20], чертеж сетки приведен на рисунке 2.4. Диаметр рабочей области сетки составляет 5 см, диаметр отверстий 0.8 мм. Отверстия образуют гексагональную структуру с шагом 1.1 мм. Таким

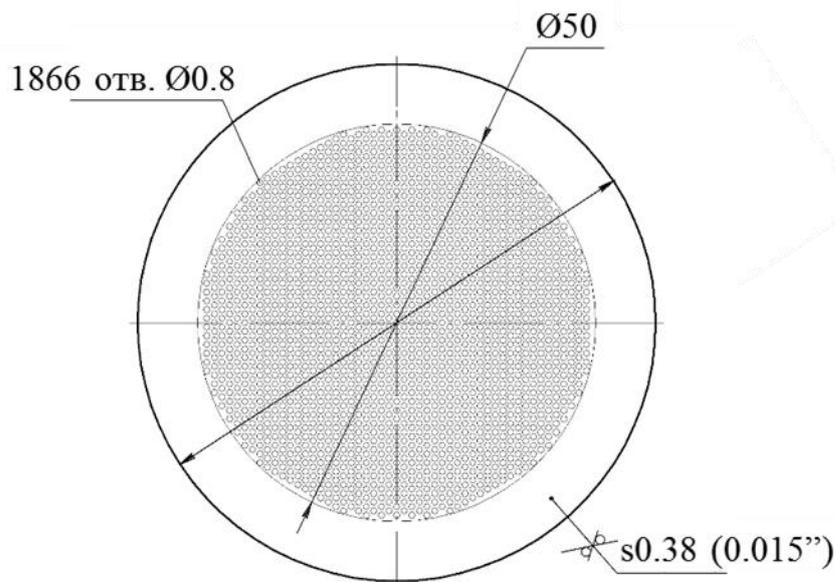


Рис. 2.4: Сетка ионно-оптической системы с круглыми отверстиями диаметром 0.8 мм.

образом, прозрачность сетки, определяемая как отношение суммарной площади отверстий к площади рабочей области, составляет приблизительно 48%.

Форма сеткам придана рекристаллизацией под давлением $5 \cdot 10^6$ Па при температуре 1060°C . Сферическая форма электродам придавалась с помощью графитовых пресс-форм, которые при использовании подвергались термомеханическим нагрузкам, вследствие чего разрушались. Таким образом, радиусы кривизны сеток, изготовленных в одной и той же пресс-форме, отличаются. На рисунке 2.5 изображен фрагмент изготовленной сетки.

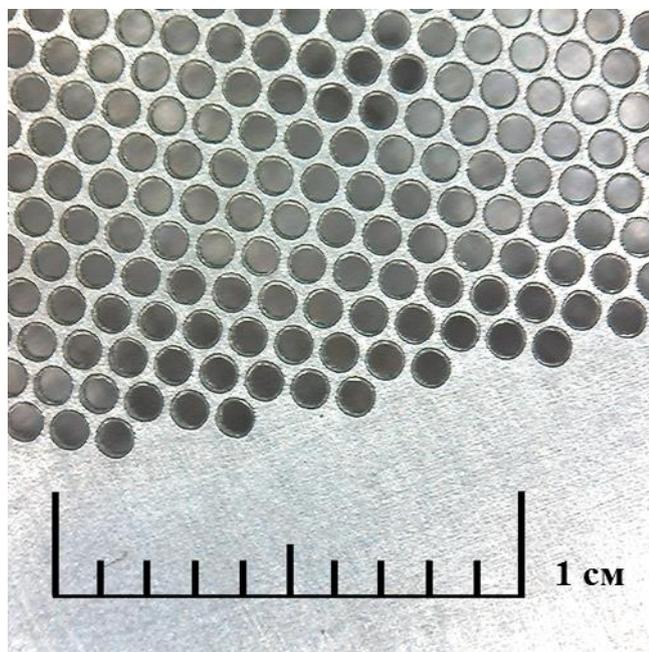


Рис. 2.5: Фотография фрагмента сетки ионно-оптической системе.

При изучении сеток под микроскопом был обнаружен дефект отверстий: на внутренней стороне цилиндрической части присутствовали выступы треугольной формы высотой ~ 20 мкм, оставшиеся после фототравления. Эти дефекты нарушали геометрию элементарных ячеек ИОС, а также снижали электрическую прочность в межэлектродных зазорах. Кроме того, эти выступы влияли на формирование плазменной границы на плазменном электроде, ограничивая максимальный ток эмиссии.

Были изготовлены новые сетки для плазменных электродов с цилиндрической внутренней поверхностью (рисунок 2.6), позволившие увеличить стабильность работы инжектора, и увеличить амплитуду тока пучка на 10–15%.

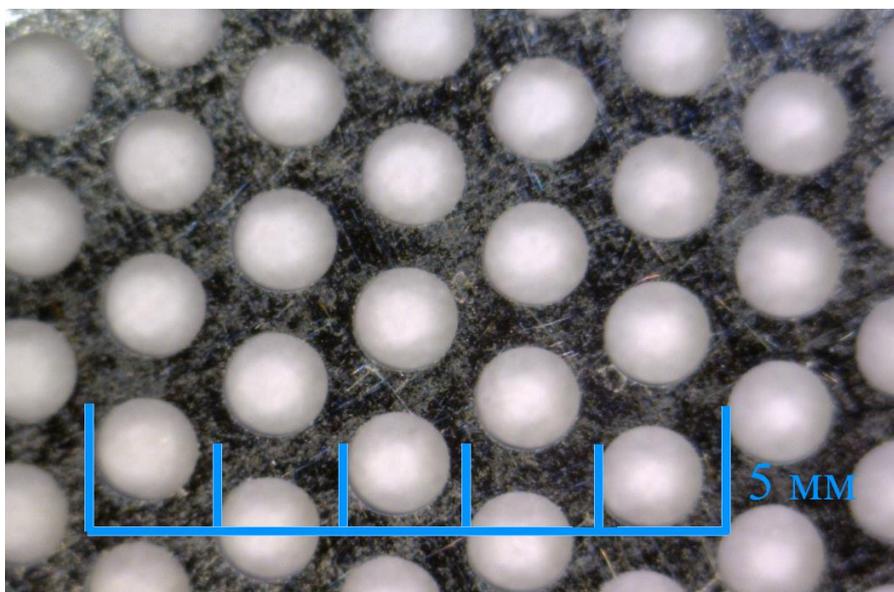


Рис. 2.6: Фотография фрагмента сетки ИОС с исправленной геометрией отверстий.

Измерение радиусов кривизны сеток проводилось с помощью координатно-измерительной машины Zeiss. По измеренному массиву точек с помощью метода наименьших квадратов определялся радиус сферы. Вследствие тепловых деформаций держателей во время приварки, радиус сеток менялся, поэтому после приварки проводилось повторное измерение радиусов сеток. Для формирования пучка с высокой плотностью тока и малой угловой расходимостью необходима высокая точность выставления межэлектродных зазоров и соосности отверстий. Зависимость угловой расходимости от величины ускоряющего зазора определяется первеансной кривой, а отклонение от оптимального значения этого зазора, при котором угловая расходимость вырастает незначительно, составляет не более $\pm 5\%$. Таким образом, для оптимального формирования пучка ИОС, требование к точности изготовления и сборки электродов достигает 10 мкм.

Сборка системы осуществлялась на поворотном столе, размещенном на поверочной плите. Контроль точности сборки системы осуществлялся с помощью электронного микрометра с точностью измерений ± 5 мкм. Чтобы минимизировать деформацию поверхности сеток, вызванную давлением щупа микрометра на поверхность сетки, положение щупа по вертикали регулировалось с помощью шагового винта с мелкой резьбой. Наличие механического контакта с сеткой определялось по появлению электрического контакта. Азимутальное положение сеток относительно друг друга выставлялось с помощью калибров диаметром 0.8 мм, вставленных в отверстия, расположенные на периферии сеток. Зазоры между электродами ИОС задавались с помощью втулок заданной толщины. Контроль величины зазоров осуществлялся в центре и на периферии сеток.

§ 2.2. Система питания и управления

На рисунке 2.7 схематически изображена система питания инжатора быстрых атомов.

Высоковольтный модулятор, формирующий импульс ускоряющего напряжения для пучка, состоит из стандартного источника питания, накопительной ёмкости и быстрого полупроводникового ключа. Выходное напряжение модулятора до 10 кВ, ток до 6 А, длительность выходного импульса до 1 мс.

Источник питания дуги состоит из накопительной ёмкости на электролитических конденсаторах и полупроводникового регулятора тока ключевого типа на IGBT транзисторах. Он обеспечивает выходной ток до 600 А при напряжении до 100 В, длительность импульса до 1 мс и максимальную частоту импульсов 1 Гц. В дальнейшем в систему была добавлена форсажная схема, состоящая из высоковольтного пленочного конденсатора, тиристорного ключа и диода. Эта схема предназначена для создания достаточного для стабильного поджига дуги напряжения 800 В.

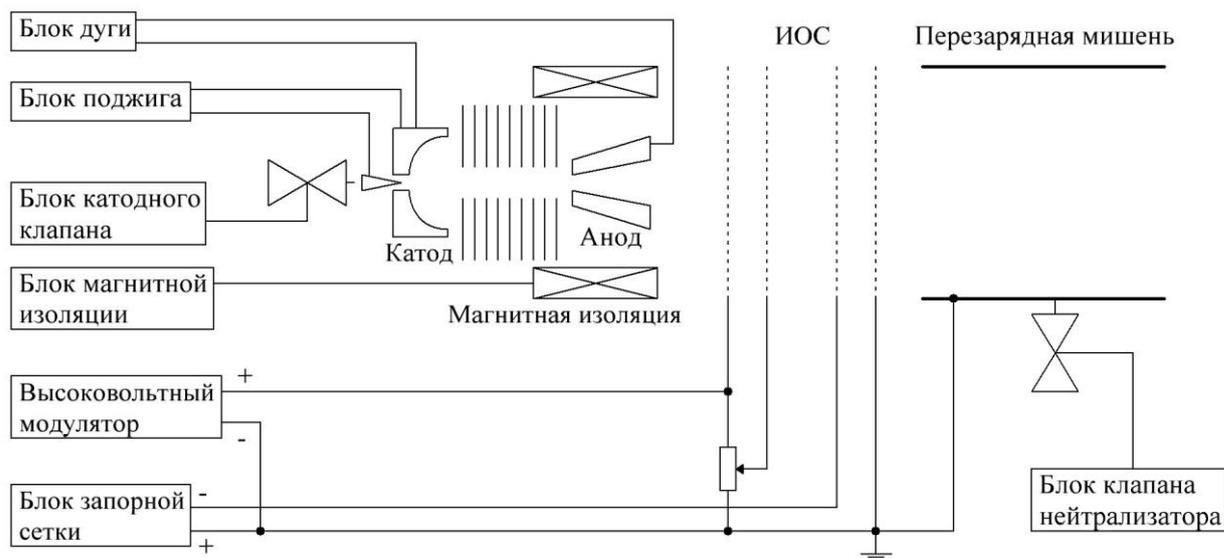


Рис. 2.7: Схема системы питания инжектора быстрых атомов.

Источник питания магнитной изоляции, как и блок питания дуги, состоит из накопительной ёмкости и регулятора ключевого типа на IGBT транзисторах, но его выходной ток значительно меньше – максимум 20 А, выходное напряжение до 50 В, длительность импульса – 10 мс.

Для формирования требуемого напряжения на втором электроде ИОС и измерения ускоряющего напряжения используется резистивный делитель. Расположенный на выходе системы питания снаббер предназначен для защиты ИОС во время пробоев.

Система управления и контроля состоит из таймера и стандартных блоков АЦП, ЦАП, блоков дискретного ввода-вывода, выполненных в стандарте PCI и собранных вместе в корпусе промышленного компьютера, который управляет работой всего инжектора быстрых атомов. Защита блоков системы управления, согласование уровней напряжения между выходами плат управления и входами источников питания и подключение системы управления к системе источников питания осуществляется через специально разработанный блок развязок. Также в блоке развязок размещена ПЛИС Altera, используемая для синхронизации запуска

систем через оптические выходы. На рисунке 2.8 приведена временная диаграмма работы основных систем инжектора.

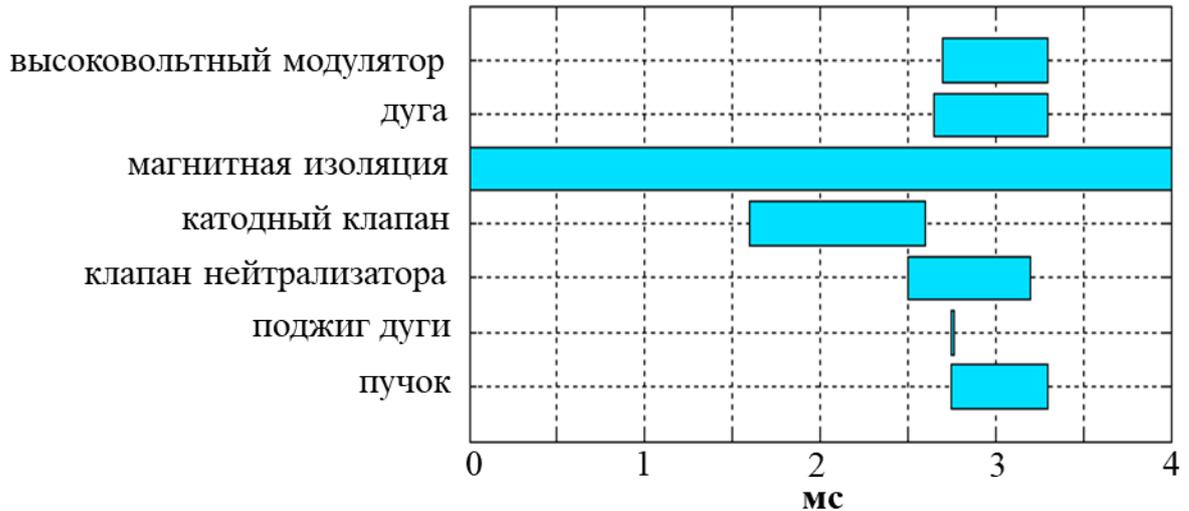


Рис. 2.8: Временная диаграмма работы систем инжектора быстрых атомов.

В начальный момент импульса включается система магнитной изоляции, создающая магнитное поле в области анода дугового генератора. Значительное опережение работы этой системы связано с временем формирования постоянного магнитного поля на оси генератора. Следом за магнитной изоляцией включается питание катодного клапана, создающего необходимое давление в дуговом генераторе. Время 200 мкс требуется для создания с помощью клапана нейтрализатора необходимой плотности газа в перезарядной мишени. Затем включаются высоковольтный модулятор и источник питания дуги. Небольшая задержка между их включением требуется для корректной работы систем защиты питания источников. Поскольку в рабочем режиме зажигание дуги происходит без вспомогательного пробоя, система поджига используется только на этапе отладки инжектора. Более подробно это описано в § 3.1.

§ 2.3. Испытательный стенд

Изучение формирования и транспортировки пучка проводилось в Брукхэвенской национальной лаборатории на экспериментальном стенде, схема которого показана на рисунке 2.9. Размещение элементов пучкового тракта повторяет схему тракта источника поляризованных ионов. Инжектор быстрых атомов (1) установлен на объеме, откачиваемом крионасосом (7) с производительностью $2 \text{ м}^3/\text{с}$. После этого объема расположена камера с турбомолекулярным насосом (8), под которым на вакуумном сильфонном вводе движения размещена сборка вторично-эмиссионных датчиков (2). Далее установлена труба (3) с геометрией, повторяющей сверхпроводящий соленоид источника поляризованных ионов. За этой трубой установлен откачиваемый объем со второй сборкой датчиков (4) на вводе движения. К этому объему присоединена

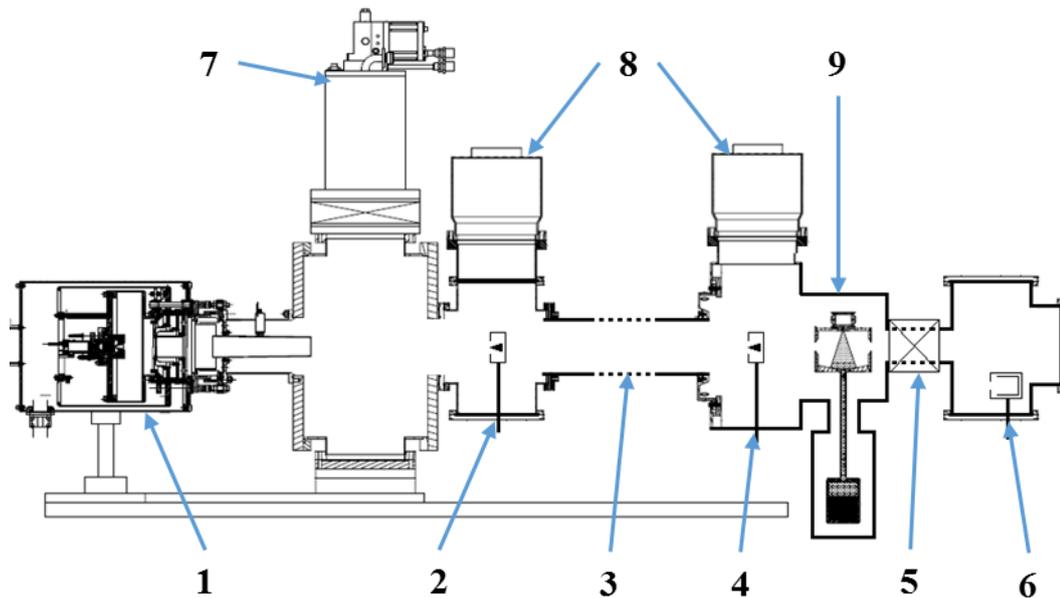


Рис. 2.9: Схема экспериментального стенда. 1 – инжектор быстрых атомов; 2, 4 – сборки вторично-эмиссионных датчиков; 3 – труба; 5 – отклоняющий магнит; 6 – цилиндр Фарадея; 7 – крионасос; 8 – турбомолекулярные насосы; 9 – натриевая перезарядная мишень.

натриевая перезарядная мишень (9), используемая для получения пучка ионов H^+ , которые, отклоняясь магнитом (5), попадают в цилиндр Фарадея (6). Фотография стенда показана на рисунке 2.10.

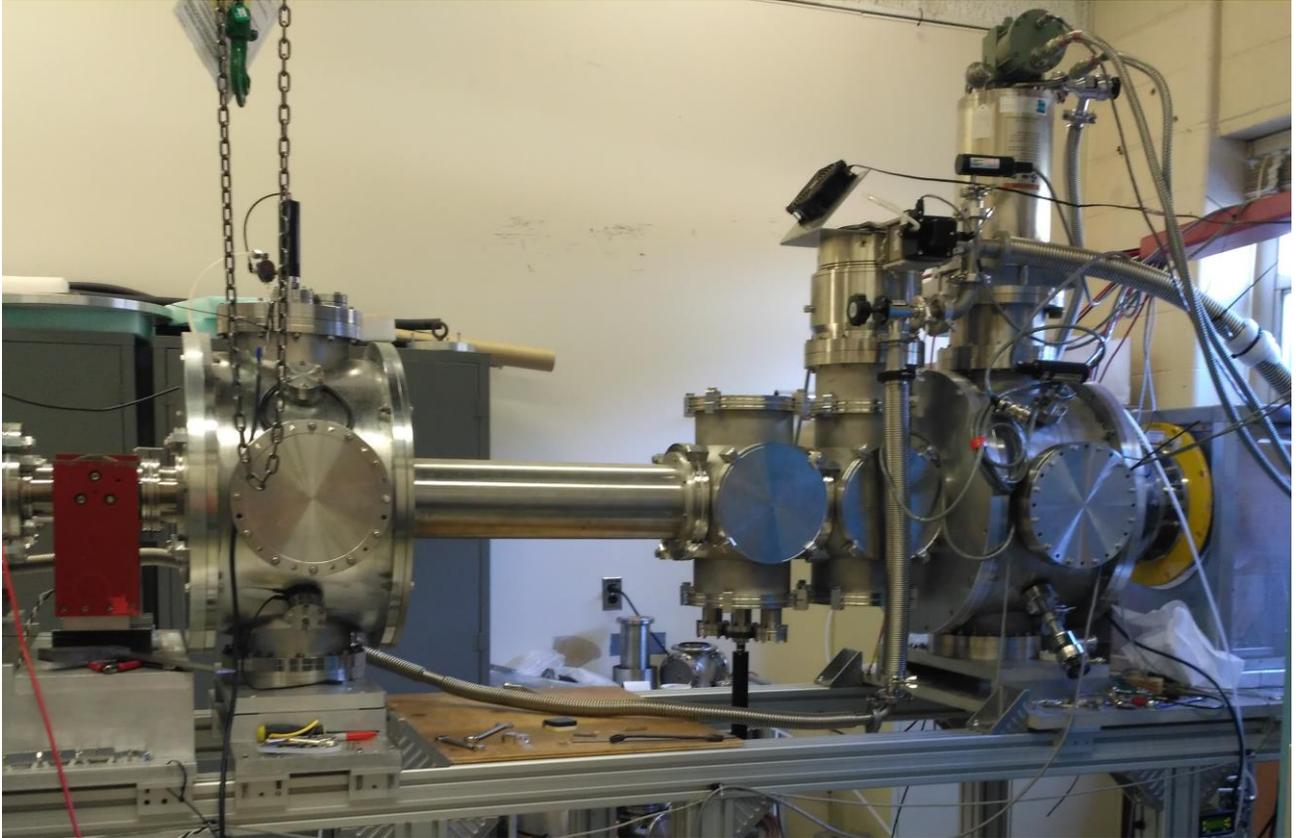


Рис. 2.10: Фотография экспериментального стенда в Брукхэвенской национальной лаборатории.

В качестве основного средства измерения пространственного распределения плотности тока пучка атомов использовались сборки вторично-эмиссионных датчиков. Схема сборки приведена на рисунке 2.11. Сборка представляет массив из семи датчиков, ориентированных по одной оси, и трех датчиков, ориентированных по другой, причем центральный датчик для обеих групп обций. Шаг между соседними датчиками составляет 1 см, диаметр диафрагм, расположенных перед датчиками, равен 3 мм.

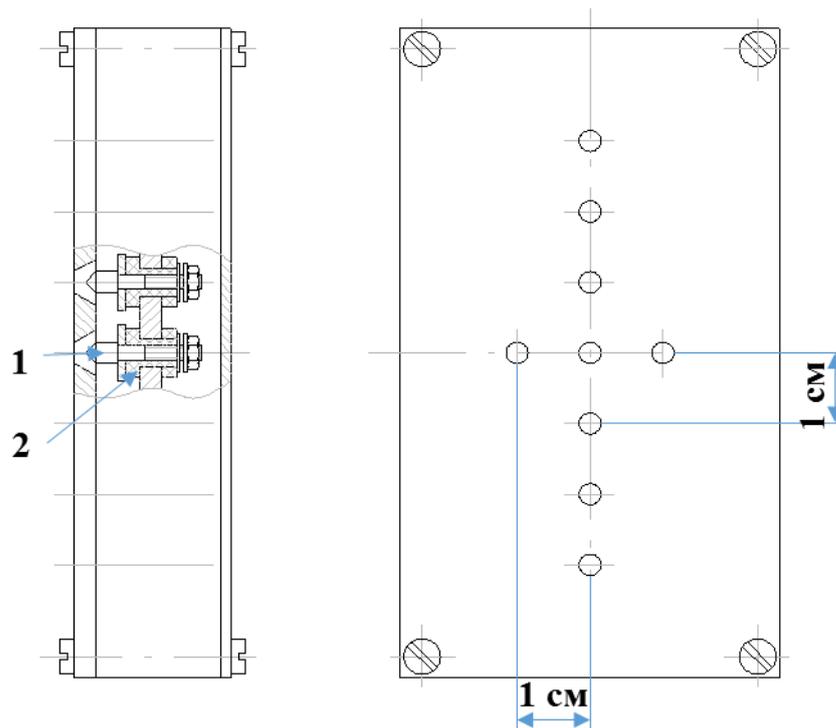


Рис. 2.11: Набор вторично-эмиссионных датчиков. 1 - датчик; 2 - керамический изолятор.

Датчики изготовлены из меди и имеют конусообразную форму с углом 90° . Они изолированы от корпуса с помощью керамических втулок. Для измерения сигнала к датчикам прикладывается смещение -100 В, необходимое для того, чтобы электроны, выбитые с поверхности, не попадали на нее обратно. Ток с датчиков измеряется с помощью измерительных сопротивлений номиналом 200 Ом.

Наборы сигналов с датчиков, измеренные с помощью АЦП, аппроксимируются функцией $f(x) = A \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{R_e^2}}$, где A , μ и R_e – параметры функции. Полученное значение параметра R_e соответствует полуширине пучка, на которой величина плотности тока спадает в e раз относительно максимального значения. Аппроксимация методом наименьших квадратов выполняется управляющей программой в непрерывном режиме, позволяя отслеживать расходимость пучка в каждом импульсе. На рисунке 2.12 приведена характерный

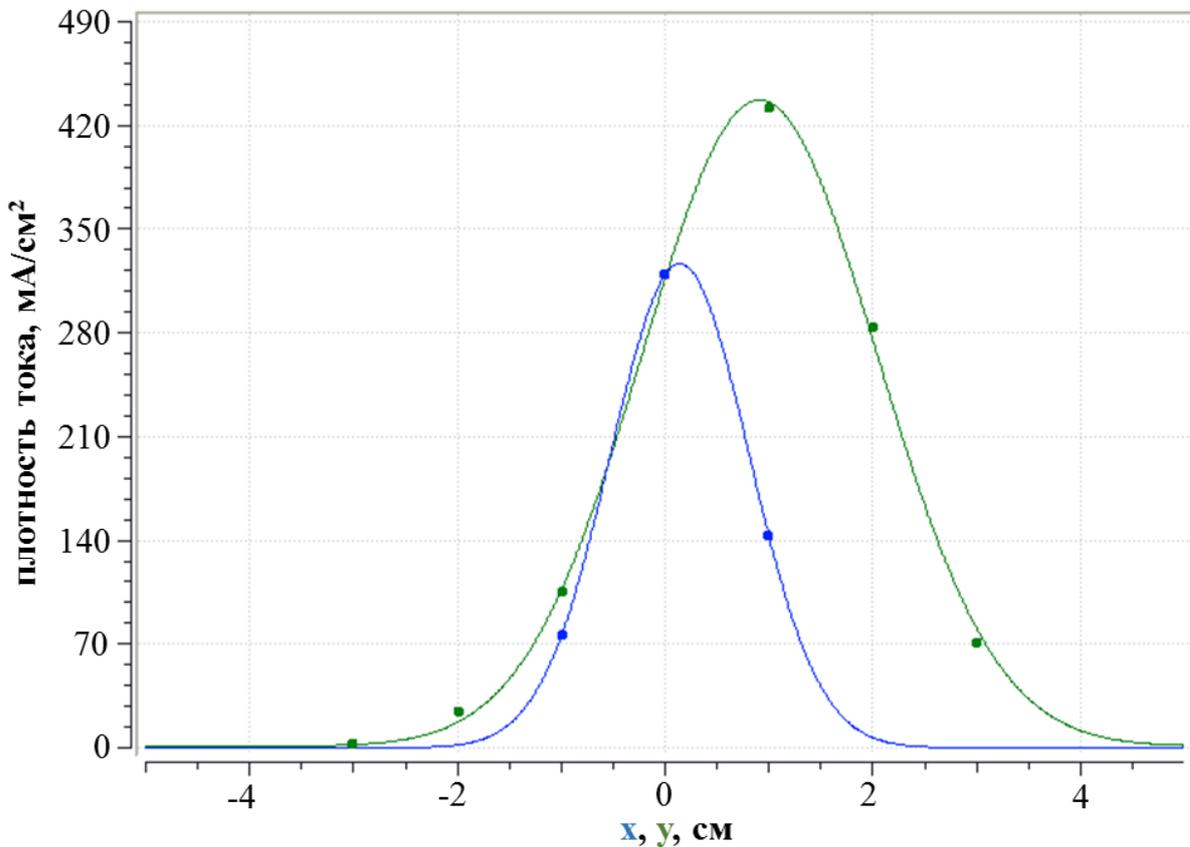


Рис. 2.12: Измеренное распределение плотности тока по перпендикулярным осям. Точки – измеренные значения, непрерывная линия – аппроксимация функцией Гаусса.

график распределения плотности, полученный в результате обработки сигналов и их аппроксимации.

Кроме вторично-эмиссионных датчиков для абсолютной калибровки измерений величины потока атомов использовалась натриевая перезарядная мишень. Описание этой мишени приведено в § 4.1.

§ 2.4. Определение параметров пучка по геометрическим характеристикам ионно-оптической системы

Для получения интенсивного пучка поляризованных ионов в источнике с оптической накачкой необходимо сформировать пучок атомов водорода высокой

яркости. Яркость пучка определяется плотностью тока пучка и его угловой расходимостью. Эти характеристики являются следствием параметров ИОС – фокусного расстояния, локальной угловой расходимости и плотности тока эмиттера. Зная величины эти параметров, на основе модели, описанной в § 1.3 можно определить плотность тока пучка в произвольной точке на заданном расстоянии от эмиттера.

Параметры пучка, обусловленные геометрией ИОС, можно вычислить, основываясь на предположениях, описанных в § 1.2. На основании измеренных величин кривизны сеток и зазоров между ними можно вычислить величину фокусного расстояния, угловую расходимость и величину полного тока пучка, формируемого изучаемой ИОС.

Поскольку угловая расходимость связана с плотностью тока, эти два параметра системы определяются одновременно. Для того чтобы оценить оптимальные параметры системы, необходимо учесть влияние неоднородности потока ионов, попадающих на эмиттер, величину эффективного ускоряющего зазора и зависимость угловой расходимости от плотности тока. Зависимость плотности потока плазмы на эмиттер от радиальной координаты имеет вид $j(r) \propto \left(1 + \frac{r^2}{z^2}\right)^{-2}$, где z – расстояние от дугового генератора до эмиттера. Величина эффективного ускоряющего зазора для произвольных радиусов кривизны сеток выражается как $d(r) = d_0 + \frac{r^2}{2} \left(\frac{1}{R_3} - \frac{1}{R_1}\right)$, где d_0 – длина эффективного зазора на оси, равная сумме первого и второго зазоров и толщины вытягивающей сетки, а R_1 и R_3 – радиусы кривизны плазменной и ускоряющей сеток. Зависимость угловой расходимости от плотности тока пучка для расчетной геометрии приведена на рисунке 1.11. Поскольку величина зазора на оси отличается, оптимальное значение плотности тока можно оценить по закону «трех вторых»:

$j(r) \approx j_0 \left(\frac{d_0}{d}\right)^2$, где j_0 – оптимальная плотность тока для длины эффективного ускоряющего зазора d_0 , равного расчетному, а d – реальная величина этого зазора.

Для определения оптимальных параметров системы с соблюдением всех условий необходимо численное решение задачи. В среде MATLAB был разработан численный код, позволяющий на основе данных о реальной геометрии и зависимости расходимости от плотности тока, полученной при моделировании, построить пространственные распределения параметров пучка и их усредненные по площади эмиттера значения. Для амплитуды тока, измеренной с помощью делителя, размещенного в блоке высоковольтного модулятора, программа позволяет определить угловую расходимость пучка. Программа также позволяет определить плотность тока для данной геометрии, при которой усредненная по площади эмиттера угловая расходимость минимальна.

Рассмотрим первый комплект электродов, использованных в изучении работы инжектора быстрых атомов. Величина ионного тока, измеренного при изучении этой ИОС, равен 3.4 А, величина зазора между генератором и эмиттером составила 8 см. В таблице 2.1 приведены измеренные радиусы кривизны электродов, зазоры между последовательными электродами, а также радиусы кривизны, согласующиеся с указанными зазорами в соответствии с

Таблица 2.1: Комплект 1. Радиусы кривизны электродов и зазоры между ними.

Электрод №	Радиус кривизны, [см]	Зазор [мм]	Оптимальный радиус кривизны [см]
1	193		193
		0.44	
2	129		147
		1.34	
3	93		80

распределением потока плазмы и закона «трех вторых» для заданного радиуса кривизны плазменной сетки.

Для приведенных параметров геометрии ИОС на рисунке 2.13 показана зависимость угловой расходимости в случае, когда плотность тока соответствует минимальной интегральной расходимости пучка (1), в случае измеренной величины тока пучка (2), а также с учетом поправки на характерное содержание молекулярных ионов H_2^+ и H_3^+ в пучке (3).

Усредненная по площади угловая расходимость пучка для случая с измеренной величиной тока и учетом примеси молекулярных ионов равна

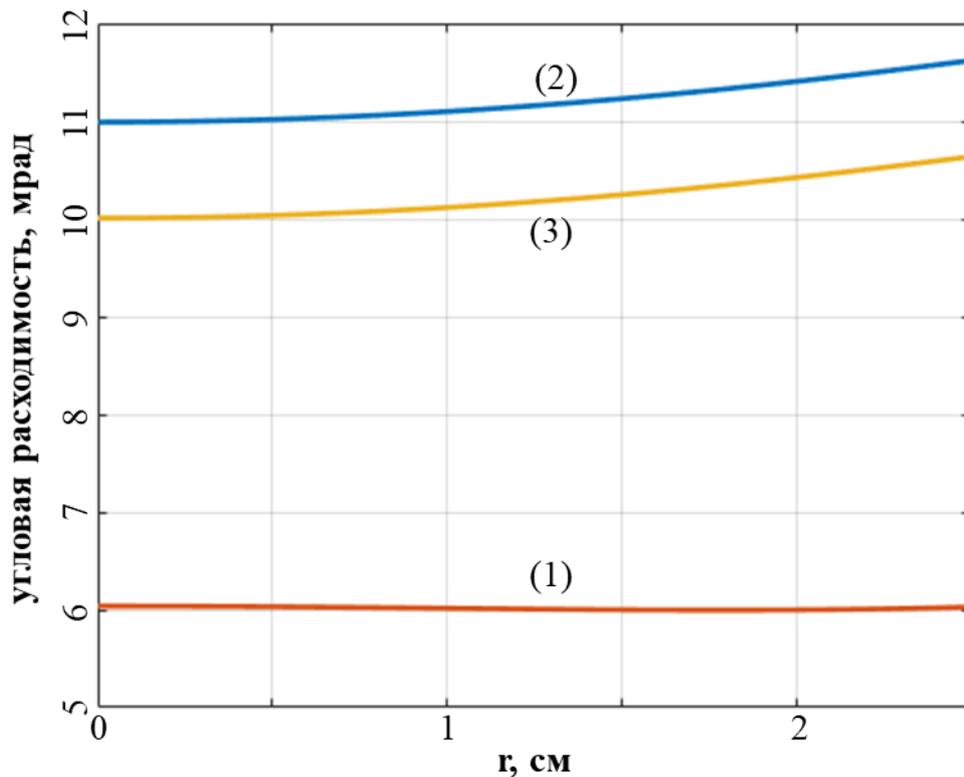


Рис. 2.13: Профиль угловой расходимости пучка для комплекта 1. Оранжевая линия (1) - распределение расходимости при оптимальной плотности тока; синяя (2) – распределение при измеренной величине тока; желтая (3) – распределение при измеренной величине тока с поправкой на характерное содержание молекулярных ионов.

10.3 мрад. Для достижения минимальной усредненной угловой расходимости, равной 6 мрад, необходима величина тока 4.7 А при ускоряющем напряжении 8 кВ. Расчетное изменение угла по радиусу составляет всего 0.1 мрад для оптимального случая и 0.6 мрад для измеренной плотности тока, что говорит о хорошем согласовании выбранного комплекта сеток с распределением потока плазмы из генератора.

Для оценки фокусного расстояния можно воспользоваться формулами, полученными в § 1.2, внося необходимые поправки. Так, угол отклонения иона поперечным электрическим полем в вытягивающем зазоре при произвольных величинах кривизны сеток составляет $\theta_1(r) = r \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right)$, а в ускоряющем он равен $\theta_2(r) = r \left(\frac{1}{R_3} - \frac{1}{R_2} \right)$. Величина зазора между соседними сетками определяется по формуле: $d(r) = d_0 + \frac{r^2}{2} \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right)$, где d_0 – величина зазора на оси, R_1 и R_2 – радиусы кривизны этих сеток. Величина фокусного расстояния, вычисленная для измеренных радиусов кривизны сеток равна 203 см.

Аналогичные вычисления выполнены для второго и третьего комплектов сеток. Геометрия ИОС для второго комплекта приведена в таблице 2.2.

Таблица 2.2: Комплект 2. Радиусы кривизны электродов и зазоры между ними.

Электрод №	Радиус кривизны, [см]	Зазор [мм]	Оптимальный радиус кривизны [см]
1	216		216
		0.53	
2	128		152
		1.29	
3	92		83

Для измеренной амплитуды тока, равной 3.2 А, усредненная по площади угловая расходимость равна 10.7 мрад, разница максимального и минимального

значения составляет 0.3 мрад. Минимальная усредненная расходимость пучка достигается при амплитуде тока пучка 4.3 А при ускоряющем напряжении 8 кВ, и составляет 6 мрад при отклонении 0.1 мрад. На рисунке 2.14 показано сравнение профилей угловой расходимости для трех случаев. Величина фокусного расстояния для этого случая составляет 230 см.

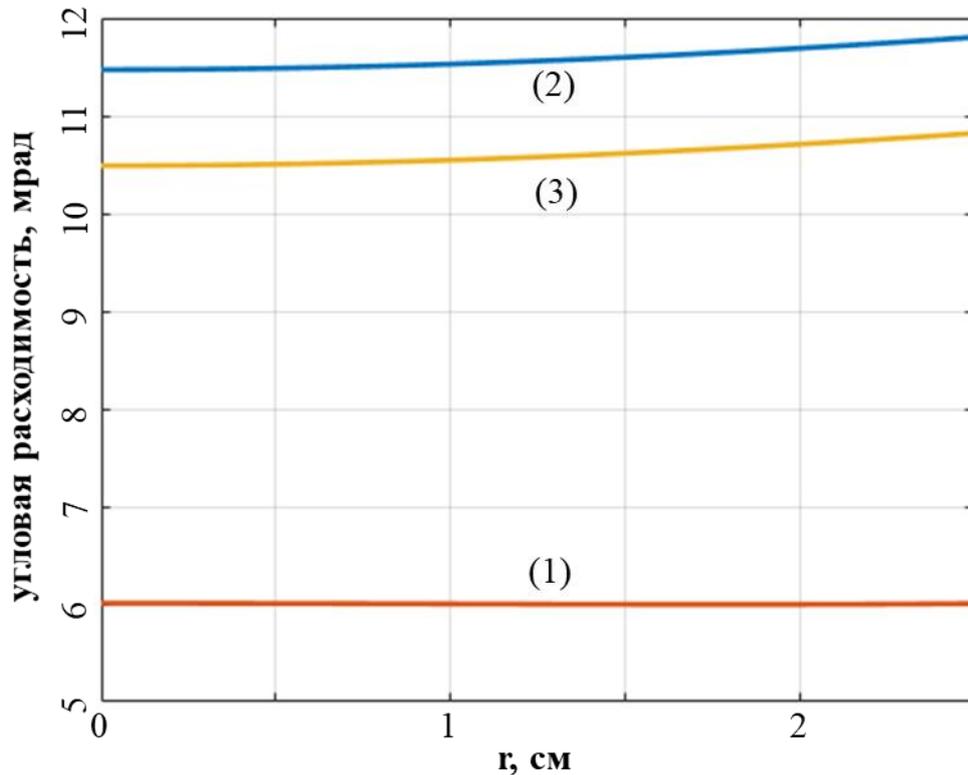


Рис. 2.14: Профиль угловой расходимости пучка для комплекта 2.

Геометрия ИОС для третьего комплекта приведена в таблице 2.3. Величина измеренного тока составляет 3 А. Среднее значение расходимости для этого значения протонного тока составляет 11.2 мрад при полном разбросе 2.3 мрад, а для оптимального случая, при котором расходимость равна 6.4 мрад, разброс составляет 0.5 мрад, что значительно превышает величины для первых двух комплектов. Эта величина достигается при амплитуде тока 4.3 А. Профиль угловой расходимости пучка для комплекта 3 показан на рисунке 2.15.

Таблица 2.3: Комплект 3. Радиусы кривизны электродов и зазоры между ними.

Электрод №	Радиус кривизны, [см]	Зазор [мм]	Оптимальный радиус кривизны [см]
1	129		129
		0.52	
2	138		107
		1.4	
3	96		66

Несоответствие зазора с профилем потока плазмы может являться причиной того, что полученная величина оптимального тока ниже, чем для первых двух комплектов. Вычисленное фокусное расстояние системы составляет 134 см, что также значительно меньше, чем в предыдущих случаях.

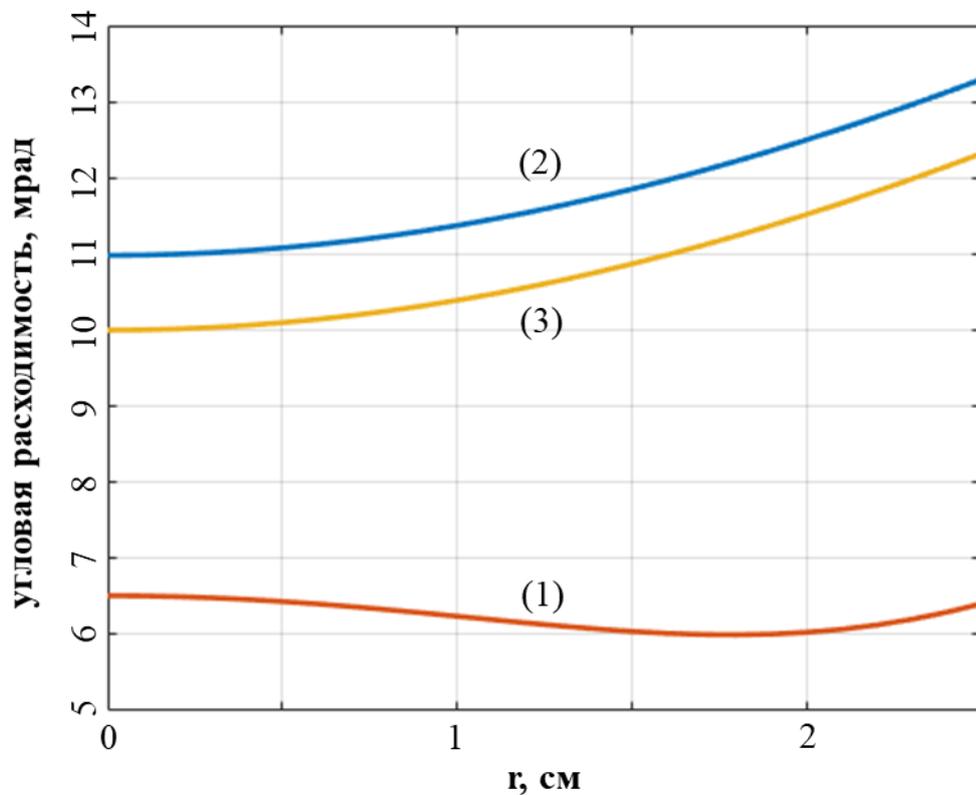


Рис. 2.15: Профиль угловой расходимости пучка для комплекта 3.

Для трех комплектов ИОС на основе измерения их геометрии и величины тока пучка вычислены ожидаемые угловая расходимость и фокусное расстояние пучка. Более точное определение этих параметров требует экспериментального изучения.

Измеренная величина тока сформированного системами пучка значительно меньше расчетного оптимального значения. Отчасти (~10%) это может быть объяснено наличием молекулярных компонентов H_2^+ и H_3^+ в вытягиваемом пучка. Кроме того, на эту величину влияют дефекты сборки, несоосность отверстий сеток, наличие микроскопических остриёв, образовавшихся в результате приварки сеток к держателям, и влияющих на электрическую прочность зазоров.

§ 2.5. Измерение потока атомов пучка

С помощью двух сборок вторично-эмиссионных датчиков, установленных на расстоянии 80 и 170 см от эмиттера, проводились измерения пространственного распределения плотности потока атомов водорода с энергией 8 кэВ. Если расстояние до плоскости измерения достаточно велико, то полученное распределение с хорошей точностью можно аппроксимировать функцией Гаусса,

$j(r) = A e^{-\frac{r^2}{R_e^2}}$, где величина R_e – функция от угловой расходимости и фокусного расстояния. Эту функцию можно представить в виде

$R_e(z) \approx \sqrt{\alpha^2 \cdot z^2 + r_0^2 \left(1 - \frac{z}{F}\right)^2}$, где α – угловая расходимость пучка, r_0 – радиус эмиттера, F – фокусное расстояние системы. Для оценки параметров пучка использовалась эта формула, подставив в которую два измеренных значения радиуса в плоскостях, расположенных на заданных расстояниях, можно получить систему уравнений, в результате решения которых вычислялось фокусное расстояние и угловая расходимость. Нормированное распределение плотности потока атомов, вычисленное согласно § 1.3, и функция Гаусса, имеющая заданный

радиус, для расстояний 80 и 170 см и характерных величин угловой расходимости 10 мрад и фокусного расстояния 200 см приведены на рисунке 2.16.

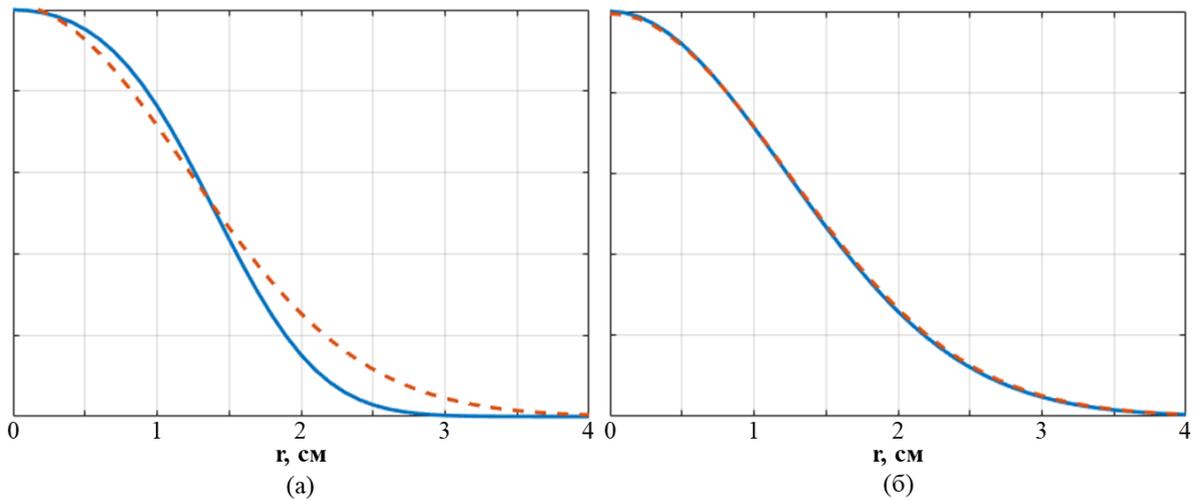


Рис. 2.16: Распределение плотности пучка (синяя линия) и функция Гаусса (оранжевый пунктир) для расстояний от эмиттера 80 см (а) и 170 см (б).

Как видно из этих сравнений, для расстояния от эмиттера 80 см аппроксимация функцией Гаусса имеет погрешность ~ 0.1 от амплитуды на периферийной части пучка, которая дает существенный вклад в результат интегрирования плотности тока по плоскости. Таким образом, для более точного вычисления параметров пучка необходимо численное решение задачи нахождения параметров α и F . В среде MATLAB разработан код, в котором с помощью симплекс-метода, описанного в [21], определяются параметры функции, при которой отклонение от измеренных значений минимально. Сравнение распределения, полученного численно, с экспериментальными данными для первого комплекта приведено на рисунке 2.17.

Сравнение значений, вычисленных на основании геометрии систем и полученных в результате оптимизации для каждой ионно-оптической системы приведены в таблице 2.4.

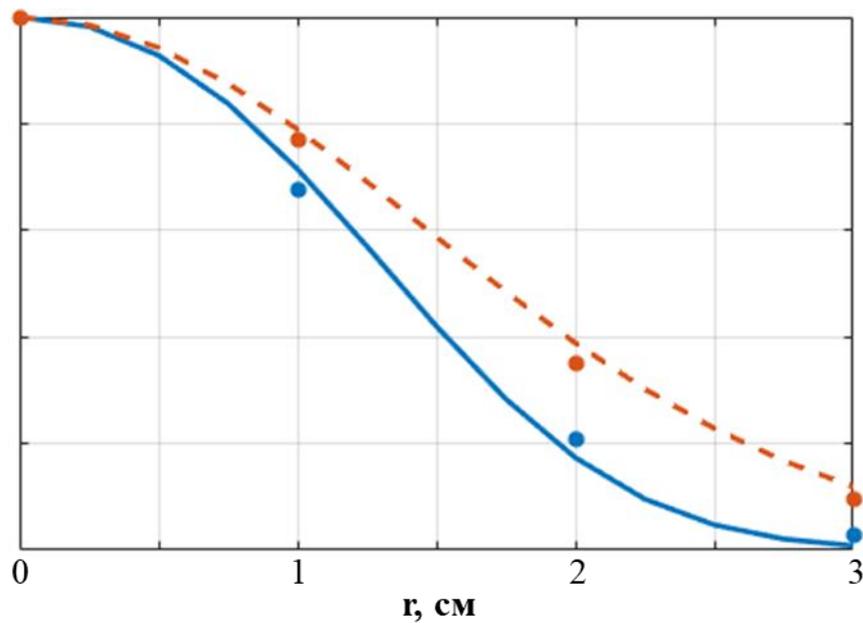


Рис. 2.17: Сравнение вычисленного распределения с экспериментальными данными. Синяя линия и точки – 80 см от эмиттера, зеленый пунктир и точки – 170 см.

Таблица 2.4: Фокусное расстояние и угловая расходимость ИОС.

Комплект №	Геометрия		Численная оптимизация	
	α , [мрад]	F , [см]	α , [мрад]	F , [см]
1	10.3	203	12	190
2	10.7	230	9.7	300
3	11.2	134	10.2	266

Отличие результатов измерений от расчетов можно объяснить наличием поперечных электрических полей в пучке вблизи выхода из ускоряющего канала ИОС, пропорционального некомпенсированному пространственному заряду пучка [22]. Оценим смещение фокусного расстояния системы при прохождении области с недостаточной компенсацией пространственного заряда пучка для второго комплекта электродов. При характерной величине поперечной составляющей электрического поля 5 В/см и длине промежутка с недостаточной компенсацией

10 см, ионы пучка, находящиеся на этом радиусе, приобретают дополнительную радиальную скорость, соответствующую энергии 0.11 эВ. При этом фокусное расстояние возрастает со 190 до 270 см.

Кроме поперечного электрического поля пучка, отличие фокусного расстояния может объясняться некоторой неопределенностью положения точки разлета дугового генератора, влияющей на расстояние z до поверхности плазменного эмиттера, а также отклонениями начальной температуры протонов в эмиттере от принятой в расчетах. Экспериментальным путем была проведена оптимизация параметров системы, и последующие изменения временных задержек, количества напускаемого газа и напряжений на электродах приводили к снижению плотности потока атомов на оси.

Для этих наборов параметров построено пространственное распределение плотности потока атомов пучка, оно приведено на рисунке 2.18 (а) – (в) для 1–3 комплектов соответственно. Уровням на графиках соответствуют уровни плотности потока атомов. Вычисленная максимальная величина плотности потока атомов на оси и расстояние, на котором достигается эта плотность, для всех комплектов приведена в таблице 2.5. Величина яркости инжектора может быть определена по следующей формуле: $B = \frac{2 \cdot I}{(\pi \cdot \alpha \cdot r)^2}$ [23]. Подставив характерные величины тока $I=3.4$ А, угловой расходимости $\alpha=10$ мрад, и радиуса пучка $r=0.9$ см, получается значение яркости $0.85 \cdot 10^4$ А/см²·рад².

Таблица 2.5: Максимальная плотность потока атомов на оси пучка.

Комплект №	Максимальная плотность, экв.А/см ²	Расстояние, см
1	0.46	100
2	0.35	130
3	0.34	120

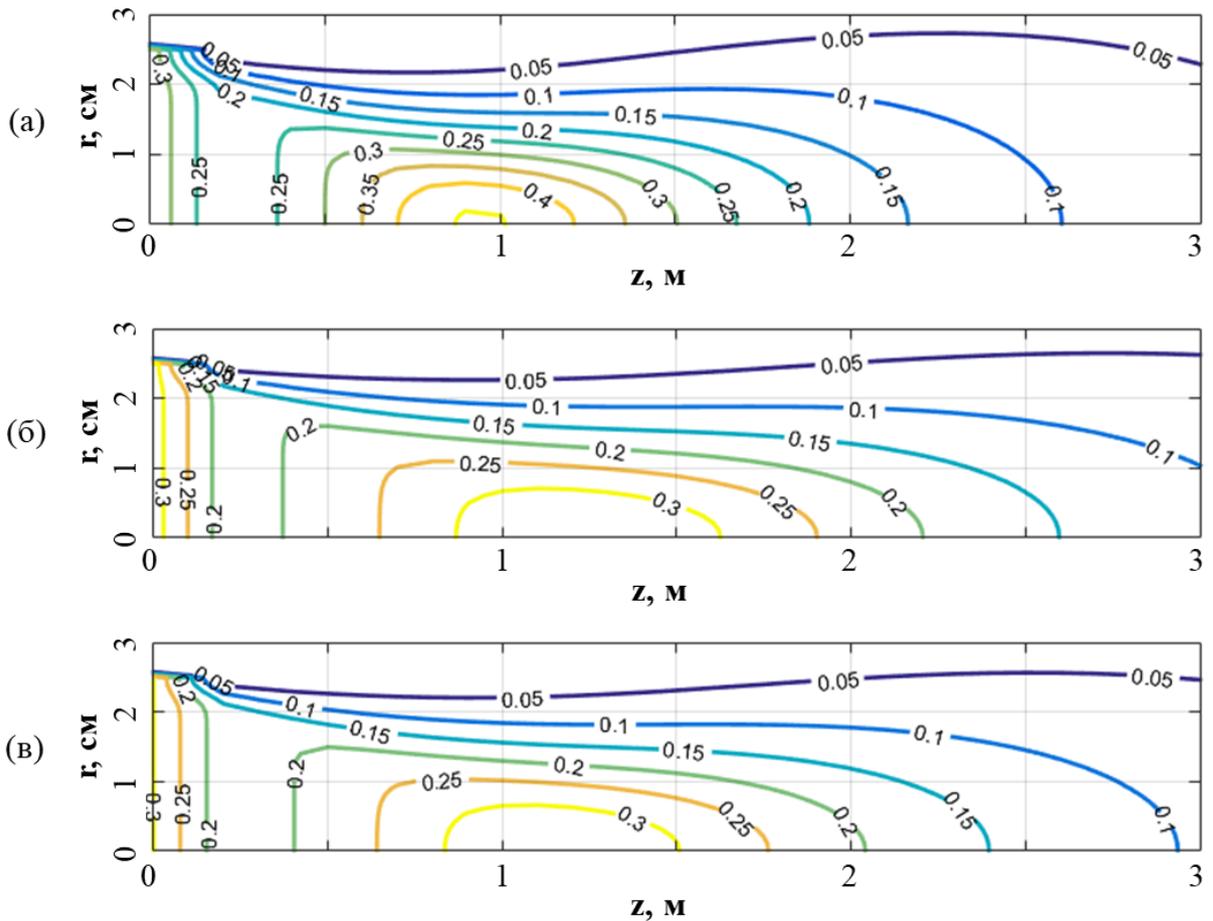


Рис. 2.18: Распределение плотности потока атомов в ИОС.
(а) – (в) соответствуют комплектам 1-3.

§ 2.6. Выводы

В заключении приведем основные результаты, описанные в главе 2.

2.1 Разработан инжектор быстрых атомов. Приведено детальное описание конструкции дугового генератора плазмы и ионно-оптической системы инжектора. Изучена геометрия электродов системы, и измерены зазоры между электродами для трех изготовленных комплектов.

2.2 Проведены испытания системы питания и управления системы инжектора быстрых атомов. Приведены параметры основных источников питания системы.

Дано краткое описание системы управления. Экспериментально оптимизирована последовательность запуска и временные интервалы основных систем инжектора.

2.3 Экспериментально изучено формирование пучка в инжекторе быстрых атомов. Подготовлены системы измерения пространственного распределения плотности потока атомов пучка.

2.4 На основании измерений геометрии электродов ионно-оптической системы и величины измеренного тока оптимизированного пучка вычислены ожидаемые фокусные расстояния и угловые расходимости для всех изготовленных комплектов электродов.

2.5 Измерено пространственное распределение профиля потока атомов. Численно решена задача подбора параметров пучка, удовлетворяющих результатам измерений. На основании подобранных параметров построено пространственное распределение плотности потока атомов в пучке и вычислена его яркость.

Глава 3. Изучение работы инжектора быстрых атомов

§ 3.1. Ресурсные испытания инжектора быстрых атомов

Важным требованием к работе инжектора быстрых атомов на ускорителе является надежность его работы при длительной эксплуатации с частотой 1 Гц. Проведены циклы испытаний, в которых отслеживалась стабильность работы систем питания и параметров пучка. В результате испытаний выявлены элементы, потребовавшие изменения для обеспечения длительной работы инжектора.

Наиболее подверженным износу элементом ионного источника инжектора оказался дуговой генератор плазмы. В основе работы дугового генератора с холодным катодом лежит дуговой разряд, горящий из одного или нескольких катодных пятен [24]. Катодные пятна обладают высокой скоростью перемещения по поверхности электрода (10^3 – 10^5 см/с), поэтому можно считать, что в разряде в момент импульса участвует вся поверхность катода. Электронная эмиссия, в основном, определяется термоавтоэлектронной эмиссией, и разряд характеризуется высокой температурой, что приводит к сильной эрозии поверхности катода вследствие ее расплавления. Расплавленный металл осаждается на поверхности дугового канала, что может привести к закорачиванию дугового канала и загоранию металлической дуги, приводящей к выходу из строя генератора.

Вначале использовался медный катод, поскольку, как предполагалось, вследствие высокой теплопроводности и малого времени работы в импульсе он обеспечит высокую надежность. Но при наработке ~200 тысяч импульсов, его сферическая поверхность эродировала на 1–2 мм, и на поверхность появилось образование с характерным размером 3 мм. Сравнение этого катода с новым показано на рисунке 3.1. Эрозия катода отрицательно сказалась на стабильности поджига дуги, поэтому катод был заменен на молибденовый. После ~150 тысяч



Рис. 3.1: Фотография медных катодов: слева - новый, справа - после 72 часов работы с частотой 1 Гц, и длительностью импульса 500 мкс (интегральная длительность ~130 с).

импульсов поверхность молибденового катода не претерпела значительных изменений, поэтому он был выбран в качестве основного варианта.

Максимальная длительность непрерывной работы источника на ускорителе без замены катода составила 2 месяца. При этом на поверхности возникли наросты с характерным размером до 3–4 мм. Поверхность первой шайбы дугового канала, изготовленной из нитрида бора, покрылась молибденом, а на внутренней стороне молибденовых диафрагм дугового канала появились наросты. Эти изменения геометрии дугового канала в дальнейшем могли привести к нарушению работы генератора. Фотография молибденовых катодов при различной длительности эксплуатации приведена на рисунке 3.2.

Острые поджиговой иглы при длительной работе также подверглось эрозии, и частицы металла попадали на керамический изолятор, разделяющий иглу и катод. В результате этого образовывалась металлизированная проводящая поверхность, закортившая систему поджига первичного разряда.

Для увеличения надежности работы системы последовательность запуска источника была модифицирована. Поджиг первичного разряда использовался только первые несколько импульсов после обслуживания источника. Для



Рис. 3.2: Фотография молибденовых катодов. Продолжительность непрерывной работы, слева направо: новый, 300 с, 600 с, 1300 с, 2600 с.

обеспечения стабильности поджига дуги в основном режиме в схему питания была добавлена система форсажа, создающая в начальный момент работы источника питания дуги напряжение 800 В между анодом и катодом.

Эти изменения позволили увеличить надежность работы дугового генератора при длительной непрерывной работе источника быстрых атомов. Остальные элементы ионного источника во время длительной работы значительных изменений не претерпевали и на стабильность работы не влияли.

§ 3.2. Измерение энергетического спектра поляризованного пучка

В пучковом тракте источника поляризованного пучка был измерен энергетический спектр пучка поляризованных протонов. Для измерения использовался «фильтр скоростей», предназначенный для подавления компонент пучка с энергией частиц, отличных от заданной.

Фильтр представляет собой систему из двух одиночных электростатических линз, установленных в пучковом тракте сразу после ячейки натриевой перезарядной мишени. К первой линзе прикладывается отрицательный потенциал около 35 кВ, необходимый для подавления низкоэнергетичных компонент пучка. Вторая одиночная линза настроена таким образом, чтобы компенсировать сильную фокусировку первой линзы для оптимальной транспортировки пучка с

определенной энергией. Транспортировка компоненты пучка с энергией, превышающей заданную на 2 кэВ подавляется дефокусировкой на порядок, для большей разницы коэффициент подавления возрастает. Таким образом, этот «фильтр скоростей» подавляет не только медленные, но и более быстрые частицы.

Частицы пучка, прошедшие через водородную, гелиевую и рубидиевую мишени, попадают в натриевую перезарядную мишень, в которой происходит захват электрона. Отрицательно заряженные ионы водорода ускоряются приложенным к корпусу ионизатора отрицательным потенциалом. Величина потенциала выбирается таким образом, чтобы энергия основной компоненты на выходе из ионизатора была равна 35 кэВ. Пучок, пройдя «фильтр скорости», попадал в цилиндр Фарадея, где мерялась амплитуда его тока. Графики зависимости измеренного цилиндром тока от приложенного к ионизатору ускоряющего напряжения приведены на рисунке 3.3 и рисунке 3.4 для начальной энергии основной компоненты пучка 6 и 8 кэВ соответственно.

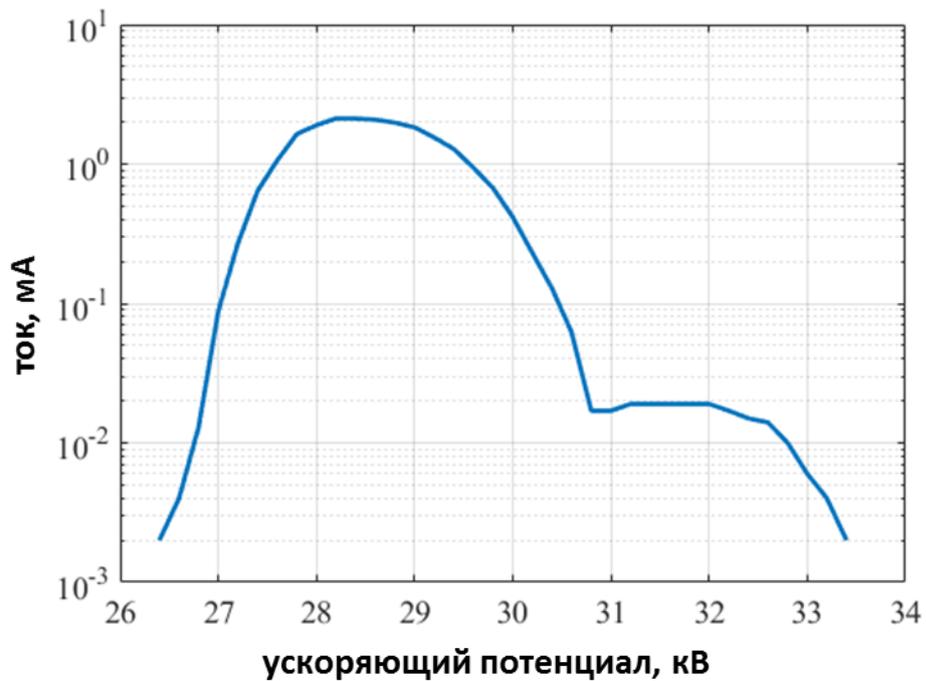


Рис. 3.3: Зависимость тока пучка от ускоряющего потенциала при начальном ускоряющем напряжении источника 6 кВ.

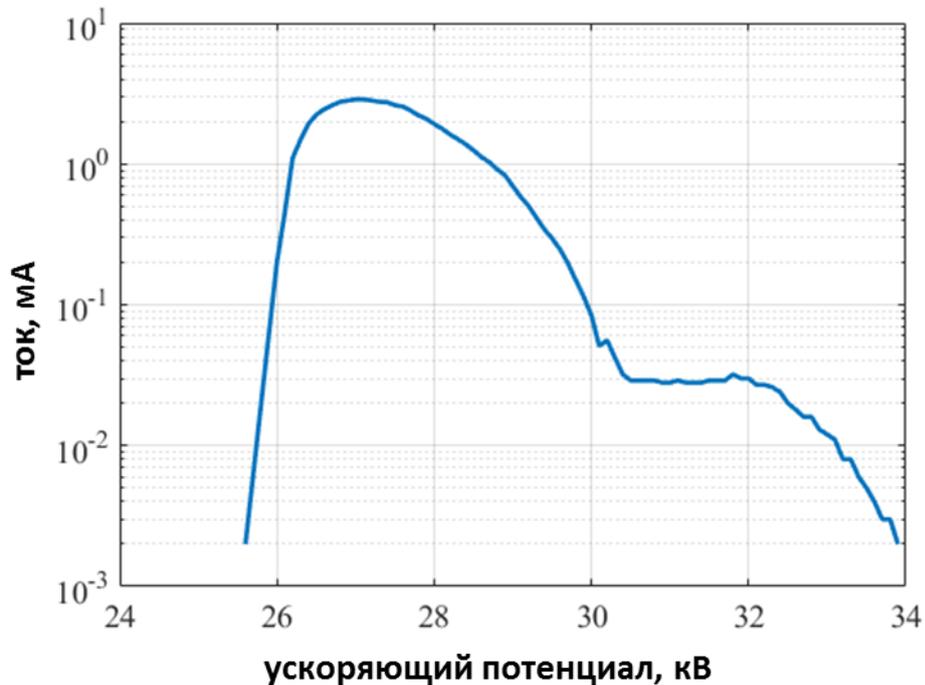


Рис. 3.4: Зависимость тока пучка от ускоряющего потенциала при начальном ускоряющем напряжении источника 8 кВ.

Максимальная величина тока достигается при ускоряющем потенциале 29 и 27 кВ, и составляет 2.5 и 2.9 мА соответственно. При этом величина потенциала, необходимая для того, чтобы ионы с половинной начальной энергией прошли фильтр, равна 32 и 31 кВ соответственно, а измеренный ток в обоих случаях равен 28 мкА. Таким образом, доля частиц, имеющих половинную начальную энергию, в обоих случаях составляет около 1%.

Этот результат также был подтвержден непосредственным измерением состава пучка ионов водорода с помощью отклоняющего магнита. Малое содержание молекулярных ионов объясняется значительной величиной тока дуги разряда и большим объемом расширительной камеры источника.

§ 3.3. Использование инжектора быстрых атомов в источнике поляризованного протонного пучка с оптической накачкой

Инжектор быстрых атомов для источника поляризованных протонов с оптической накачкой подготовлен к использованию в эксперименте по изучению столкновений поляризованных частиц в коллайдере RHIC начиная с сеанса 2012г. Для работы на ускорителе выбран второй комплект электродов. Подобраны оптимальные параметры систем для непрерывной работы с частотой 1 Гц в течение длительного времени. На рисунке 3.5 приведена характерная осциллограмма импульса источника на испытательном стенде.

Характерная величина тока дуги во время импульса составляет 500 А, и спадает за время импульса не более чем на 10 А. Рабочая величина ускоряющего напряжения при изучении источника на испытательном стенде составляла 8 кВ во время импульса. При использовании инжектора быстрых атомов на ускорителе

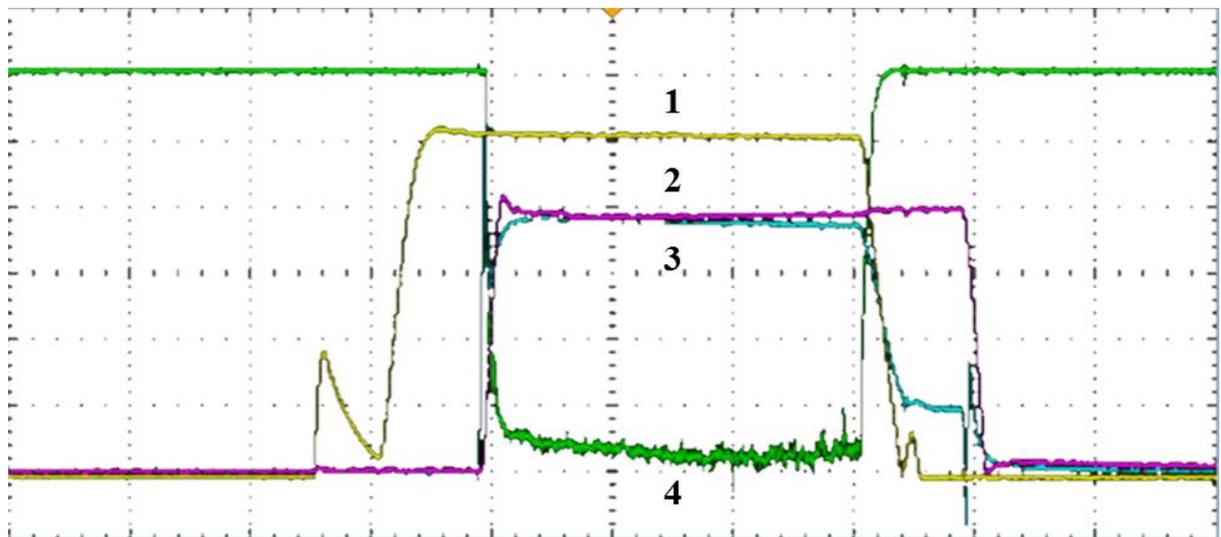


Рис. 3.5: Осциллограмма импульса источника быстрых атомов на испытательном стенде. 1 – ток дуги, 100 А/дел; 2 – ускоряющее напряжение; 3 – полный ток модулятора, 1 А/дел; 4 – ток ионов H из натриевой перезарядной мишени 2 мА/дел. Временное разрешение 100 мкс/дел.

напряжение корректировалась для достижения максимального значения тока поляризованных протонов, и менялась в пределах от 6 до 8 кэВ. Величина тока пучка измеряется с помощью делителя, размещенного в высоковольтном модуляторе. Измеряемый с помощью этого делителя ток складывается из тока пучка (на осциллограмме около 3 А) и тока делителя второй сетки, создающего постоянное смещение сигнала величиной 1 А. Осциллограмма тока ионов H^- , полученных из натриевой перезарядной мишени, демонстрирует высокую стабильность амплитуды тока нейтрального пучка, сформированного источником.

Таким образом, при правильно подобранных параметрах перезарядных мишеней в тракте можно сформировать ток поляризованных протонов с амплитудой, слабо меняющейся во время импульса. Осциллограмма тока пучка поляризованных протонов, сформированного в источнике с оптической накачкой с использованием инжектора быстрых атомов, показана на рисунке 3.6. Усредненная по времени выстрела амплитуда тока, показанного на осциллограмме, равна 1.05 мА, длительность импульса составляет 400 мкс.

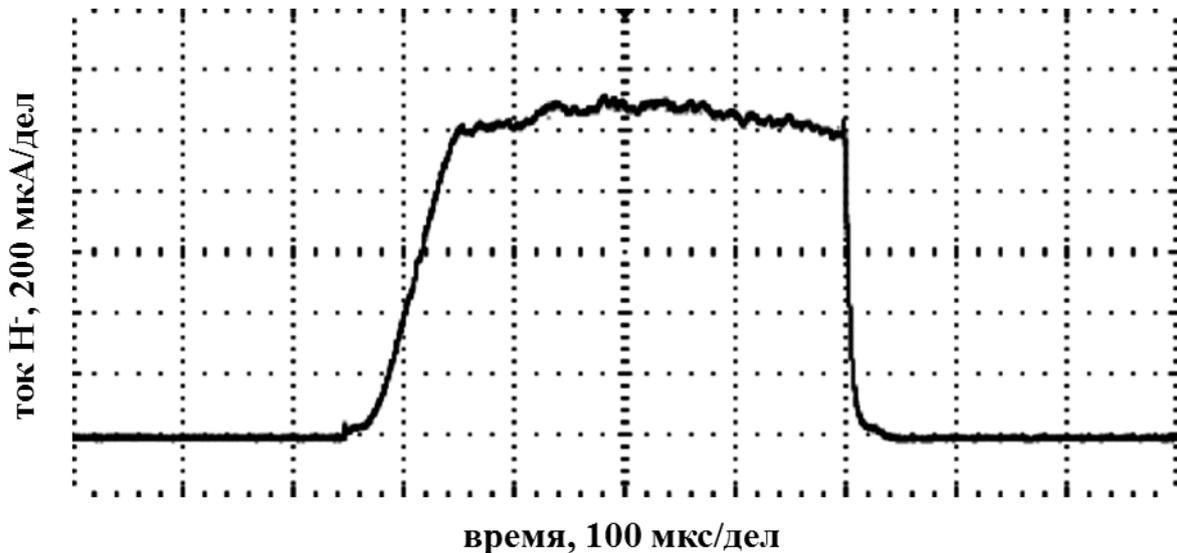


Рис. 3.6: Осциллограмма тока поляризованных ионов.

Использование яркого первичного пучка атомов водорода позволяет получать пучки ионов H^- с интенсивностью до 4 мА и поляризацией 85%.

Интенсивность пучка значительно превышает аксептанс коллайдера RHIC, что позволяет коллимировать пучок для уменьшения его эмиттанса. Это приводит к уменьшению деполяризации в AGS и RHIC и увеличению светимости при столкновении поляризованного пучка. Использование источника пучка с высокой интенсивностью и поляризацией 85% позволяет достичь степени поляризованности пучка 75% при энергии 23 ГэВ в AGS, и 60–65% при энергии 100–255 ГэВ в RHIC [25].

В сеансе 2012 г впервые использовался модернизированный источник поляризованных протонов. Источник поставлял пучки для коллайдера RHIC с

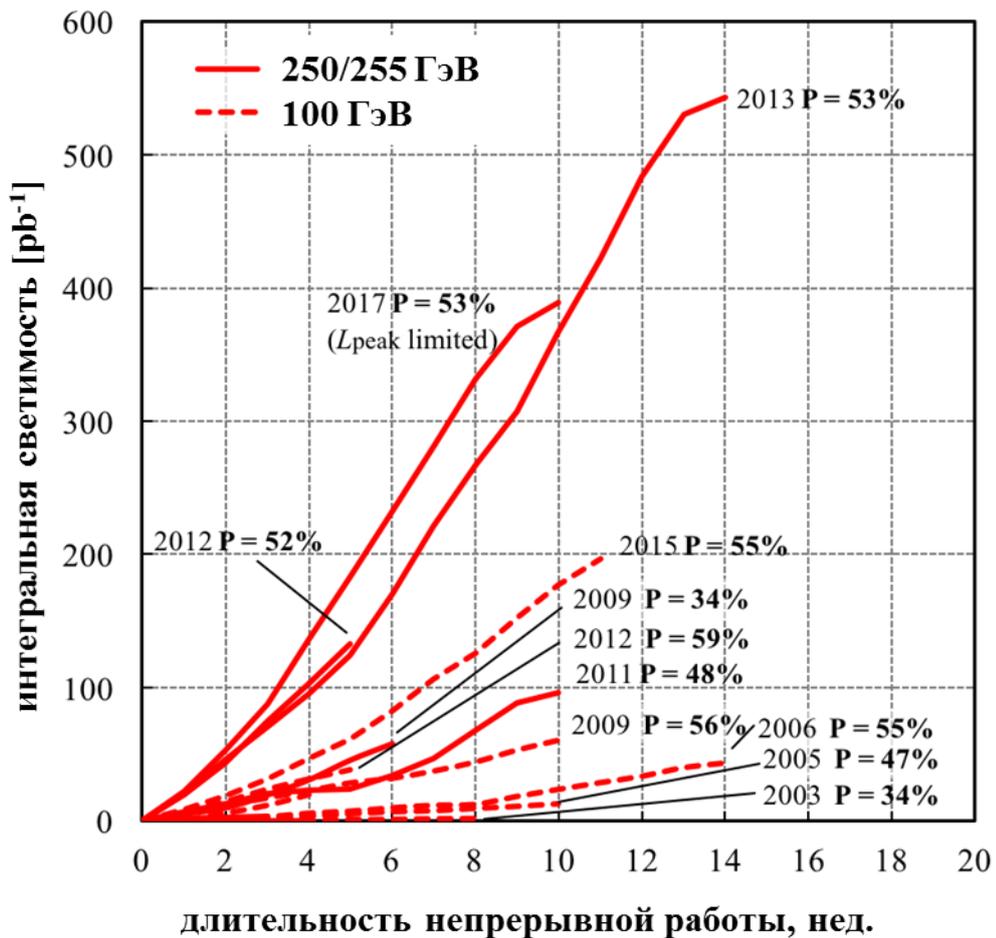


Рис. 3.7: Накопление светимости поляризованных протонов в сеансах 2003–17гг. Линия – встречные пучки; пунктир – рассеяние на неподвижной мишени. P – степень поляризации протонов.

количеством протонов $\sim 2 \cdot 10^{11}$. Инжектор быстрых атомов как часть источника поляризованных протонов с оптической накачкой продемонстрировал высокую надежность и стабильность работы. На рисунке 3.7 приведено сравнение накопления интеграла светимости для 2003–17 гг. Величина интеграла светимости с использованием модернизированного источника значительно превысила сумму за все предыдущие годы [26].

Экспериментаторами Брукхэвенской национальной лаборатории ведется дальнейшая оптимизация работы источника, направленная на увеличение амплитуды тока пучка поляризованных протонов и степени его поляризации.

§ 3.4. Выводы

В главе 3 приведены следующие результаты:

3.1 Проведены ресурсные испытания инжектора. Определены основные элементы, подверженные износу при длительной работе в составе источника поляризованных протонов. Проведена оптимизация конструкции и работы системы для увеличения ресурса.

3.2 Измерена доля молекулярных ионов пучка, формируемого инжектором, для начальной энергии атомов основной компоненты 6 и 8 кэВ.

3.3 Инжектор быстрых атомов подготовлен к работе в составе источника поляризованного пучка с оптической накачкой. Приведены характерные величины параметры системы. Показана статистика использования источника поляризованного пучка в эксперименте на коллайдере RHIC.

Глава 4. Получение пучков отрицательных ионов водорода

§ 4.1. Ионизация в натриевой мишени

Интенсивные пучки отрицательных ионов водорода могут быть получены перезарядкой протонов и атомов водорода в сверхзвуковых струях паров щелочных металлов [27]. Сечения перезарядных процессов и равновесные выходы отрицательных ионов водорода в мишенях известны. Для натрия максимальный выход H^- составляет 12%, при энергии пучка 3 кэВ он составляет ~11%. График зависимости равновесного выхода ионов H^- от энергии пучка приведена на рисунке 4.1 [28].

С помощью источника сфокусированного пучка проведено экспериментальное изучение получения ярких пучков ионов H^- для ускорительных приложений. Для этого эксперимента использовались рециркулирующая натриевая мишень и интенсивный яркий инжектор атомарного пучка. Эксперимент проводился на испытательном стенде в Брукхэвенской Национальной лаборатории. Описание стенда приведено в § 2.3.

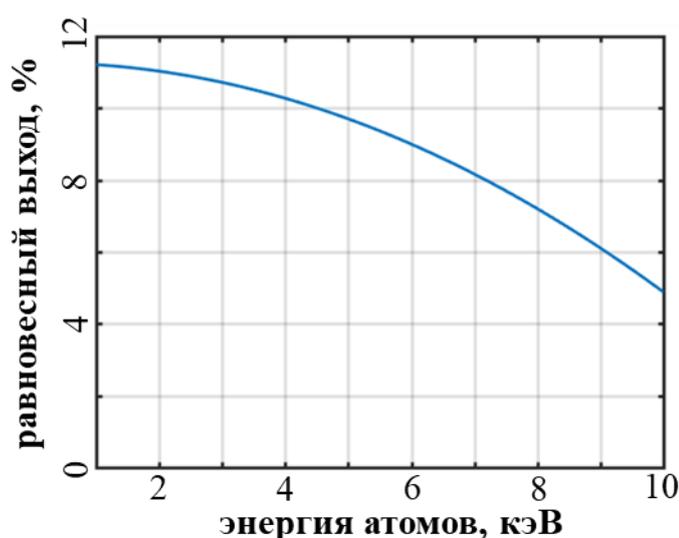


Рис. 4.1: Зависимость равновесного выхода ионов H^- от энергии пучка.

Рециркулирующая натриевая перезарядная мишень с апертурой диаметром 2 см использовалась для ионизации водородного пучка. Схематическое изображение мишени приведено на рисунке 4.2.

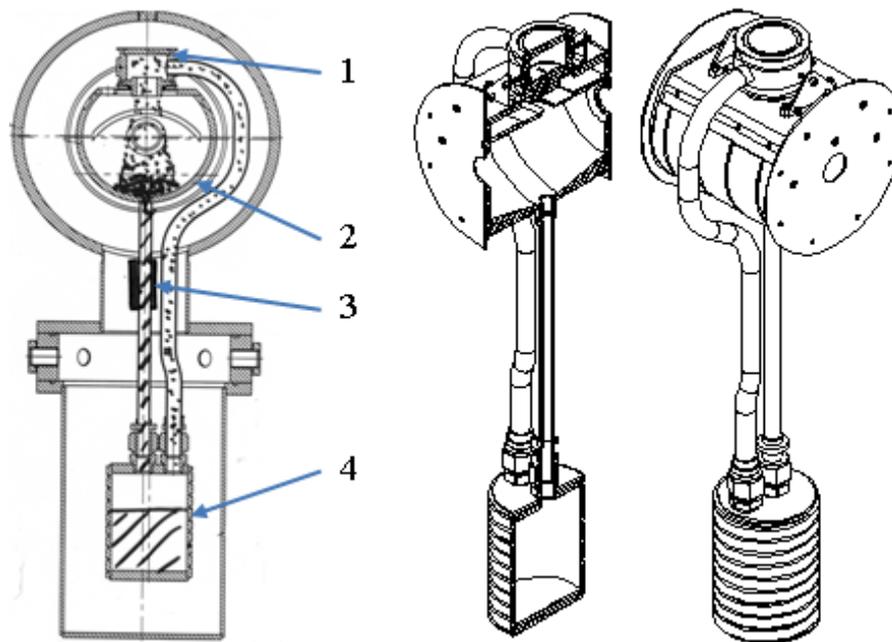


Рис. 4.2: Схема натриевой мишени: 1 – сопло; 2 – коллектор; 3 – возвратная трубка; 4 – резервуар.

Резервуар мишени заправлен 150 г натрия в металлической форме. Рабочая температура резервуара и сопла составляет 505°C . При этой температуре плотность паров натрия составляет 10^{17} атомов/см³, что обеспечивает эффективную толщину мишени $5 \cdot 10^{14}$ атомов/см² для максимального выхода ионов Н⁺. Пары натрия конденсируются на стенках коллектора, охлаждаемых водой до температуры 120° (ниже точки плавления натрия). Жидкий натрий стекает по возвратной трубке назад в резервуар. Температура возвратной трубки поддерживается на уровне 150° с помощью водяного контура. Обратный поток паров через возвратную трубку пренебрежимо мал за счет низкой проводимости при 150° . Натрий в мишени циркулирует по контуру резервуар-сопло-коллектор-возвратная трубка, и система

обеспечивает непрерывную стабильную работу в течение сотен часов используя 150 г натрия.

Критическим аспектом этого метода перезарядки является взаимодействие яркого пучка со струей мишени. Вторичная плазма, полученная в результате этого взаимодействия, приводит к замедлению и нагреву струи, что, в свою очередь, приводит к возрастанию потерь материала струи. Согласно работе [29], влияние вторичной плазмы на поток определяется параметром $\alpha = J\sigma_i/ev_0$, где J – ток пучка на единицу длины мишени, σ_i – сечение ионизации атомов мишени, v_0 – скорость потока. Параметр α – это отношение плотности потока ионов натрия, образованных водородным пучком, к потоку начальной струи. Прямая ионизация атомов натрия частицами водорода с энергией 3–4 кэВ мала (сечение ионизации менее 10^{-16} см²), так что основная ионизация натрия в струе вызвана переносом электронов от атомов натрия частицам водорода. Сечение перезарядки протонов на атомах натрия составляет $1.2 \cdot 10^{-14}$ см², сечение захвата электрона атомами водорода в натрии $5 \cdot 10^{-16}$ см². При линейной плотности тока пучка $J \approx 1.5$ А/см и доле протонов пучка 5%, величина параметра α составляет 0.04.

Согласно результатам [29], критическое значение величины $\alpha \approx 0.06$, так что вторичная плазма может влиять на потери материала мишени. Для уменьшения ионизации натрия в ячейке, желательно удалить протоны магнитным полем после выхода из мишени нейтрализатора.

§ 4.2. Использование источника с магнитной фокусировкой

Изучено формирования пучка ионов Н⁺ с применением источника быстрых атомов с магнитной фокусировкой на основе диагностического инжектора ДИНА-4, использованного в экспериментах в лаборатории TRIUMF. Ранее работы по получению пучка ионов Н⁺ перезарядкой сформированного подобным источником протонного пучка в натриевой мишени проводились в Институте ядерной физики [30]. Схема источника приведена на рисунке 4.3. Поток

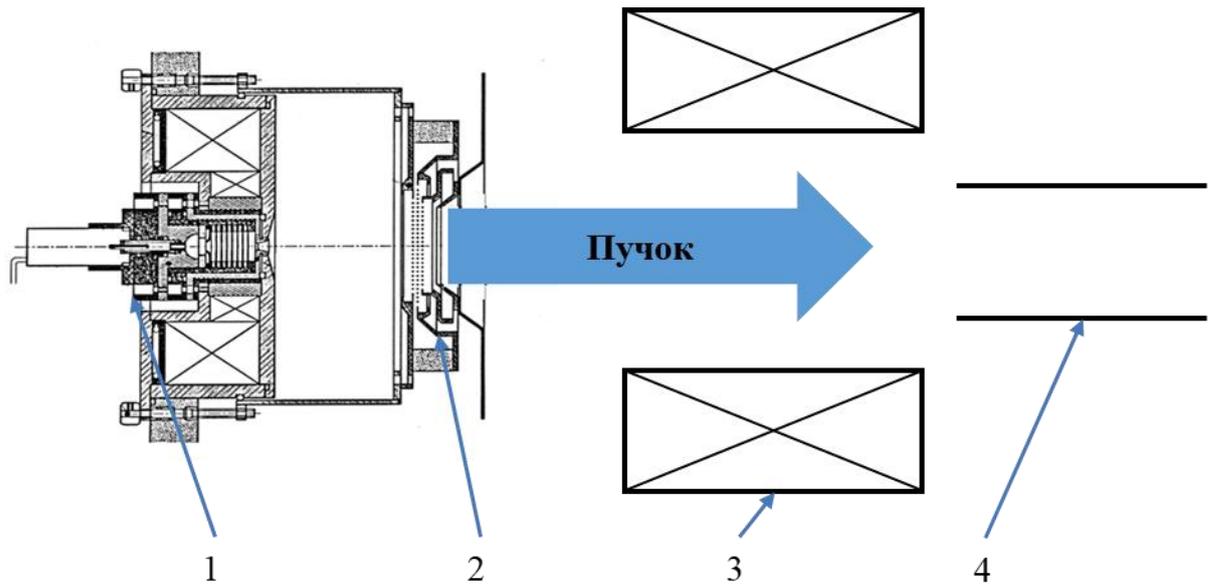


Рис. 4.3: Схема источника с магнитной фокусировкой. 1 – дуговой генератор плазмы; 2 – ионно-оптическая система; 3 – магнитная фокусирующая линза; 4 - перезарядная водородная мишень.

водородной плазмы, создающейся в дуговом генераторе (1) попадает в ионно-оптическую систему источника (2), где ионы ускоряются до необходимой энергии. Сформированный пучок попадает в электромагнитную линзу (3), после чего нейтрализуется в перезарядной водородной мишени (4).

ИОС этого источника состоит из электродов, представляющих собой наборы тонких (0.2 мм) молибденовых проволок, натянутых на нержавеющей кольцах. Преимуществом такой системы является высокая (95%) прозрачность и малая угловая расходимость пучка вдоль щелей. К недостаткам можно отнести большую расходимость поперек щелей и невозможность задавать необходимую геометрию электродов, необходимую для компенсации неоднородности плотности потока ионов из дугового генератора. Кроме того, при длительности импульса более нескольких сотен микросекунд в области за ионно-оптической системой сопутствующим газом из источника формируется перезарядная мишень, в которой происходит нейтрализация пучка, что приводит к дальнейшей невозможности

фокусировать пучок с помощью магнитной линзы. Таким образом, эта схема получения яркого пучка имеет ограничение по длительности импульса.

Особенностью этого источника является использование магнитной фокусирующей линзы, расположенной до перезарядной мишени. Фокусировка линзы позволяет максимизировать величину тока на заданном расстоянии от эмиттера. На расстоянии 200 см от источника с помощью цилиндра Фарадея измерена зависимость величины тока ионов H^+ , получаемого при прохождении натриевой мишени. Полученная зависимость с использованием магнитной фокусировки и без приведена на рисунке 4.4. Величина тока ионов пропорциональна току нейтральных атомов, таким образом благодаря магнитной линзе плотность пучка на заданном расстоянии вырастает почти в 2 раза.

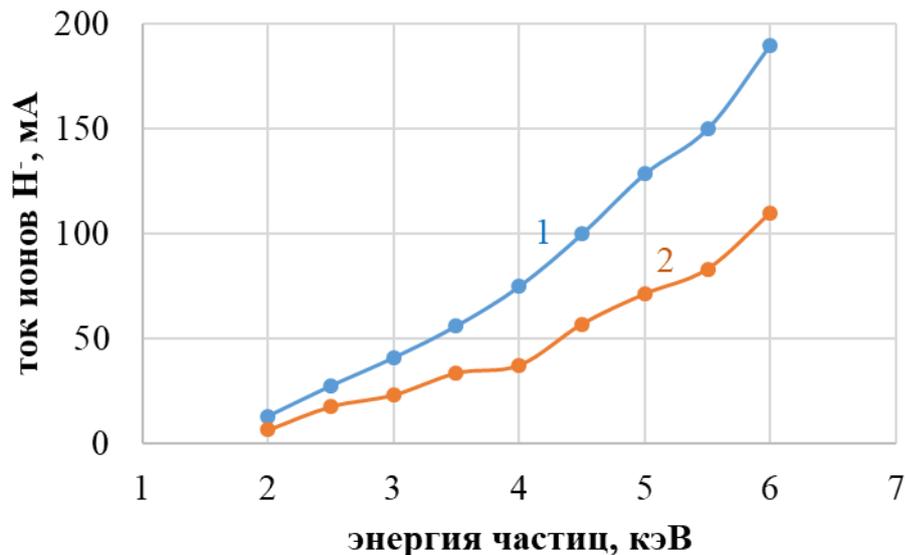


Рис. 4.4: Зависимость тока ионов H^+ от энергии. Синяя линия (1) – с магнитной фокусировкой; оранжевая (2) – без фокусировки.

Перезарядная водородная мишень, расположенная сразу после магнитной линзы, необходима для компенсации пространственного заряда пучка. Равновесный выход атомов водорода с энергией 3–5 кэВ при прохождении мишени составляет приблизительно 95%. Пространственное распределение плотности потока атомов с напуском водорода в перезарядную мишень и без измерено с

помощью вторично-эмиссионного датчика. Сравнение этих распределений, а также их аппроксимация функцией Гаусса показана на рисунке 4.5.

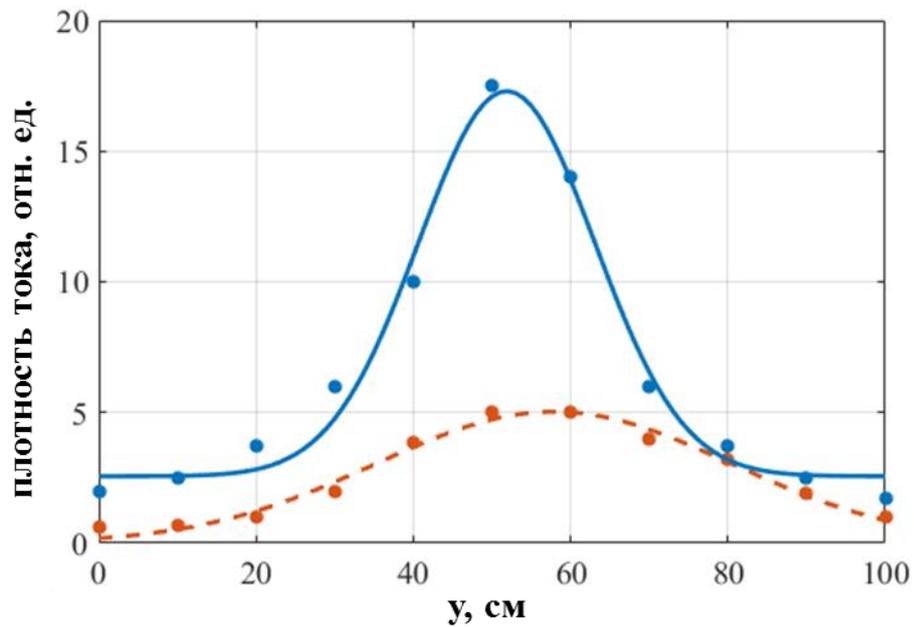


Рис. 4.5: Профиль плотности тока пучка. Синяя линия – с нейтрализацией; оранжевая – без нейтрализации.

На рисунке 4.6 приведена измеренная зависимость тока пучка от энергии.

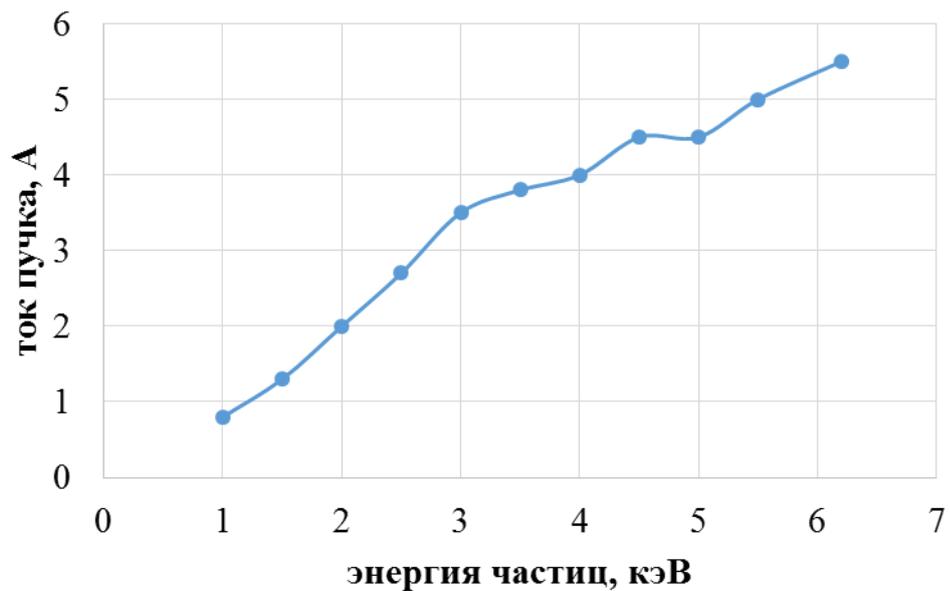


Рис. 4.6: Зависимость тока пучка от энергии.

Выбраны оптимальные параметры системы для достижения максимальной амплитуды тока ионов H^- , полученных при прохождении натриевой перезарядной мишени, расположенной в 75 см от источника. Полученные в результате перезарядки ионы H^- отклонялись магнитом и попадали в цилиндр Фарадея. Зависимость амплитуды измеряемого цилиндром тока от ускоряющего напряжения источника показана на рисунке 4.7.

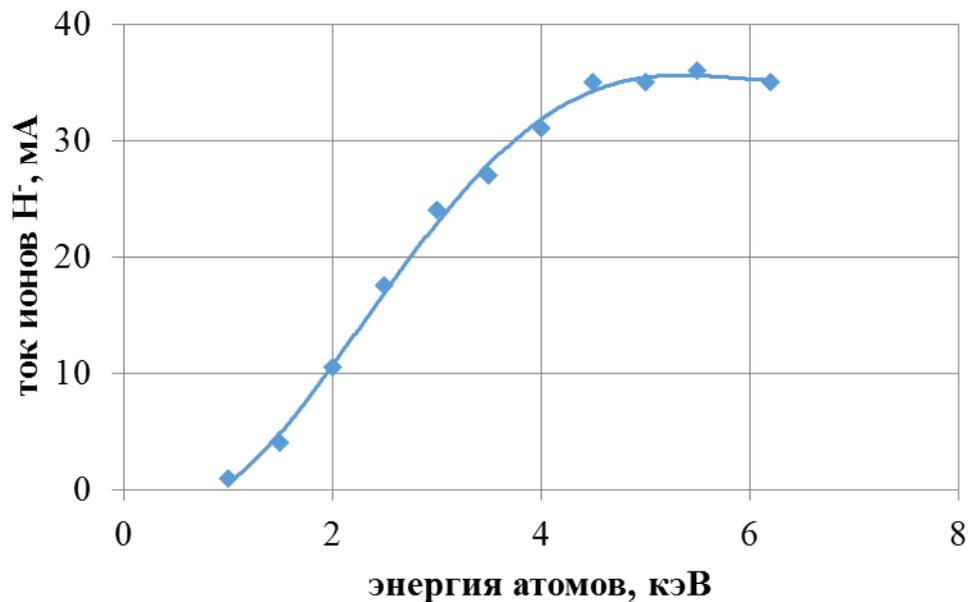


Рис. 4.7: Зависимость тока ионов H^- от ускоряющего напряжения источника.

Максимальная амплитуда тока ионов H^- в данной конфигурации достигается при энергии пучка 4.5–5.5 кэВ, и равна 36 мА.

Для компенсации большой угловой расходимости при низких энергиях пучка, связанной с поперечной температурой ионов, вместо магнитной фокусировки применена геометрическая. В этом случае протонный пучок фокусируется сетками ИОС сферической формы и нейтрализуется в перезарядной мишени вблизи сеток.

§ 4.3. Использование инжектора быстрых атомов

Проведены эксперименты по получению пучка ионов H^- с использованием инжектора быстрых атомов. При оптимальной для формирования пучка энергии атомов 8 кэВ равновесный выход ионов H^- при прохождении через пары натрия составляет 7.2% от полной величины тока.

С помощью цилиндра Фарадея, расположенного после отклоняющего магнита, измерена амплитуда тока ионов H^- , образованных при прохождении натриевой мишени, расположенной на расстоянии 237 см от эмиттера. Для этой геометрии тракта вычислена величина тока, прошедшего через мишень, и ожидаемую величину тока ионов. В таблице 4.1 приведено сравнение вычисленной и измеренной величин тока атомов.

Таблица 4.1: Ток ионов H^- , образованных при прохождении натриевой мишени.

Комплект №	Вычисления		Измерения
	Поток атомов, экв. А	Ток ионов H^- , мА	Ток ионов H^- , мА
1	0.36	26	8
2	0.51	37	16
3	0.44	32	12

Значительное отличие расчетных значений от измеренных может быть объяснено дефокусирующими свойствами поворотного магнита, а также дефокусировкой пучка, возникающей под действием собственного объемного заряда. Частичная компенсация влияния объемного заряда пучка ионов H^- в области после поворотного магнита была достигнута за счет напуска ксенона в эту область [31]. В эксперименте с напуском ксенона достигнуто значительное увеличение измеряемой величины тока ионов.

Более подробное изучение получения пучка ионов H^- при данном размещении элементов тракта было проведено с использованием второго

комплекта электродов, описанного в § 2.4. Измерена зависимость тока ионов от величины ускоряющего напряжения источника. График этой зависимости, а также зависимости равновесного выхода ионов H^- от энергии атомов, приведен на рисунке 4.8.

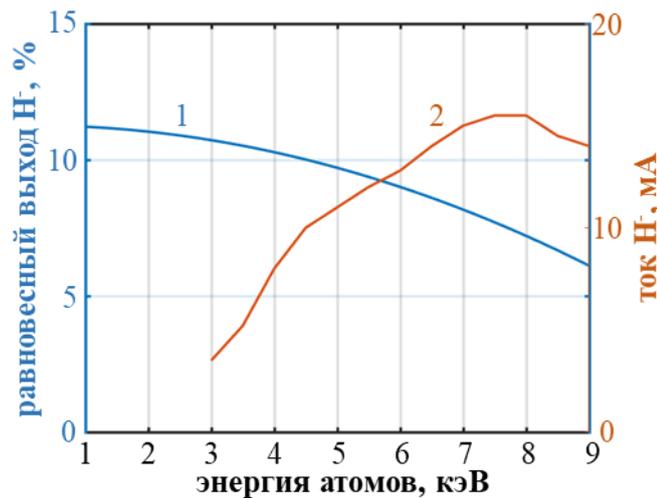


Рис. 4.8: Зависимость величины тока ионов H^- и равновесного выхода ионов H^- от энергии атомов пучка. Синяя линия (1) – равновесный выход; оранжевая (2) – ток ионов H^- .

Рост амплитуды тока пучка согласно закону «трех вторых» в некоторой мере компенсируется падением доли равновесного выхода ионов H^- из паров натрия. Максимальная величина тока ионов достигается при оптимальной для источника быстрых атомов энергии частиц 8 кэВ.

Помимо натриевой перезарядной мишени, источником ионов H^- в тракте является захват электронов атомами пучка в перезарядной водородной мишени и в элементах тракта, заполненных сопутствующим газом источника. Измерена величина тока ионов при отклонении ионов из перезарядной мишени источника постоянными магнитами, расположенными вблизи выхода из патрубка мишени.

Измерения проведены при включенной и выключенной мишени ионизатора. Полученные результаты приведены в таблице 4.2.

Таблица 4.2: Ток ионов H⁺, прошедших через натриевую мишень с использованием отклоняющих магнитов.

		Натриевая мишень	
		выключена	включена
Отклоняющие магниты	есть	2.5 мА	13 мА
	нет	14 мА	16 мА

Как видно из результатов измерений, в водородной мишени образуется поток ионов H⁺ сравнимый по амплитуде с током из натриевой мишени. При этом величина тока протонов, измеренная после отклоняющего магнита при выключенной натриевой мишени, близка по амплитуде к величине тока ионов H⁺. Таким образом, отсутствие значительного падения плотности тока ионов под действием собственного пространственного заряда можно объяснить компенсацией их заряда протонами, образовавшимися в той же водородной мишени, более подробно это явление описано в § 4.5.

Для достижения максимальной плотности тока в области перезарядной мишени выбран комплект электродов ионно-оптической системы такой, при котором достигается максимальная плотность потока атомов. Из сравнения максимальной амплитуды плотности потока атомов, приведенного в таблице 2.5, максимальная плотность достигается при использовании первого комплекта. При этом величина максимальной плотности тока равна 0.46 А/см² на расстоянии около 100 см от эмиттера. Для получения пучка ионов H⁺ с максимальной амплитудой тока перезарядная мишень была установлена на минимально возможном конструктивно расстоянии от эмиттера, равном 140 см. При этом через диафрагму перезарядной мишени, имеющую диаметр 2 см, рассчитанная амплитуда тока должна равняться 0.9 А, что при равновесном выходе, равном ~7% для перезарядки

водорода в парах натрия дает значение тока ионов H^- , около 65 мА. Измеренная величина тока ионов H^- в этой конфигурации равна 34 мА. При моделировании транспортировки пучка в такой системе методом Монте-Карло, средняя угловая расходимость частиц, прошедших через диафрагму диаметром 2 см, не превышает 10 мрад, таким образом величина эмиттанса пучка ионов H^- не превышает $0.2 \text{ п} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

На рисунке 4.9 показана зависимость тока ионов H^- от температуры резервуара с натрием.

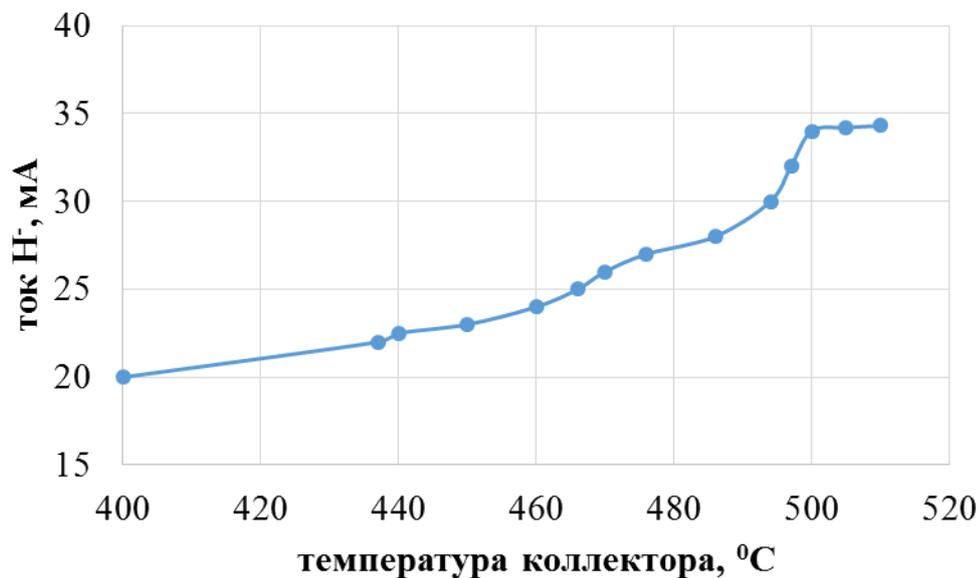


Рис. 4.9: Зависимость тока ионов H^- от температуры резервуара натриевой перезарядной мишени

В ходе изменения температуры резервуара от комнатной температуры до 510°C , амплитуда тока ионов выросла с 20 до 34 мА.

§ 4.4. Перспективные исследования получения пучков ионов H^-

Максимальная величина тока, измеренная в экспериментах по изучению формирования пучка ионов H^- с помощью натриевой перезарядной мишени, составляет 36 мА при диаметре диафрагмы мишени 2 см. Для дальнейшего

увеличения амплитуды и плотности тока пучка ионов H^- необходимо создание источника, формирующего сфокусированный пучок атомов с высокой плотностью потока и энергией, близкой к оптимальной для захвата электронов атомами водорода в натриевой мишени.

Оптимальная энергия для создания пучка ионов H^- с помощью натриевой мишени составляет 3–4 кэВ. При этой энергии возможно формирование сфокусированного пучка, а доля равновесного выхода ионов составляет около 11%. В качестве ИОС для формирования пучка высокой яркости с оптимальной энергией может применяться система, устроенная по принципу «ускорение-замедление». В такой системе к третьему электроду прикладывается отрицательное напряжение величиной несколько киловольт. Экспериментальное изучение таких систем с проволочными электродами проводилось в Институте ядерной физики [32] и лаборатории TRIUMF [33].

Проведено численное моделирование формирования элементарного пучка в ячейке ионно-оптической системы с сетками, использованными в источнике быстрых атомов. Геометрия ячейки с траекториями ионов пучка показана на рисунке 4.10. Выбраны следующие величины зазоров и потенциалы на электродах:

Зазоры:

- Вытягивающий 0.6 мм
- Ускоряющий 1 мм
- Замедляющий 0.7 мм

Потенциалы на электродах:

- Плазменный 4 кВ
- Вытягивающий 2 кВ
- Ускоряющий -5 кВ

Для приведенной геометрии получена зависимость угловой расходимости от плотности тока пучка, она приведена на рисунке 4.11.

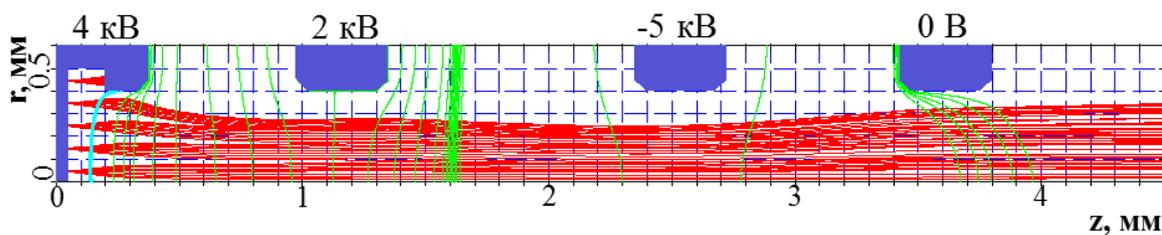


Рис. 4.10: Геометрия элементарной ячейки ионно-оптической системы, траектории ионов пучка и эквипотенциальные линии.

Минимальная расходимость 16.5 мрад достигается при плотности тока протонов 0.7 А/см^2 . При начальном диаметре пучка 5 см и длине перезарядной мишени 20 см оптимальная величина фокусного расстояния для достижения максимальной амплитуды тока, прошедшего через диафрагмы мишени равна 60 см. В этом случае через мишень проходит поток атомов величиной 4.5 экв. А. При энергии атомов водорода 4 кэВ доля равновесного выхода составляет $\sim 11\%$, таким образом амплитуда тока ионов H^+ достигает 0.5 А, что соответствует плотности 0.16 А/см^2 . Это значение превышает предельную плотность для источников поверхностного типа.

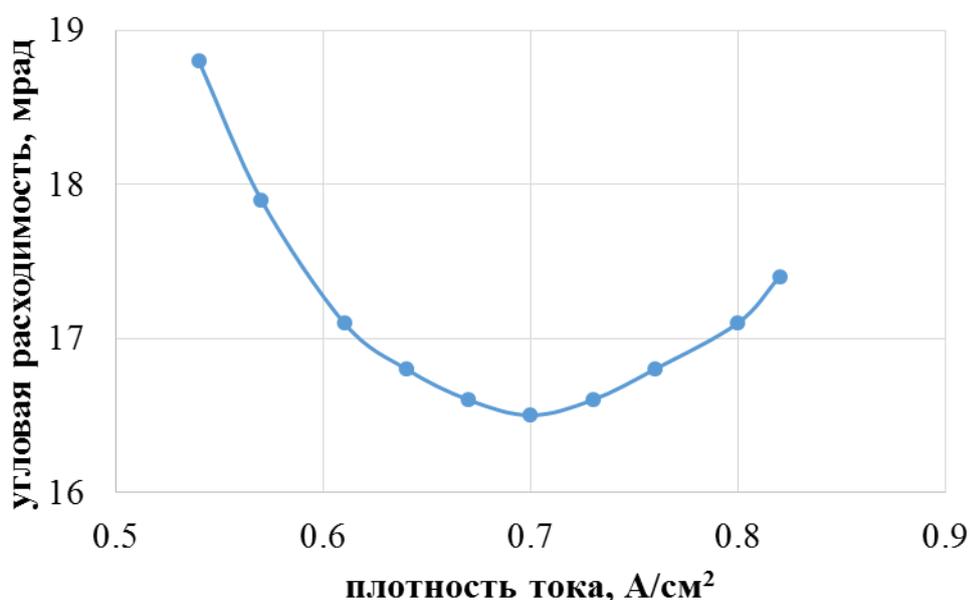


Рис. 4.11: Зависимость угловой расходимости от плотности тока пучка.

Такая схема получения пучков ионов H^- обладает некоторыми ограничениями. Для эффективной транспортировки пучка с такой плотностью тока и энергией протонов 4 кэВ необходима высокая степень компенсации пространственного заряда вблизи ИОС. Кроме того, для оптимального формирования пучка ионно-оптической системой геометрия электродов и зазоры между ними должны соответствовать расчетным с высокой точностью.

§ 4.5. Фокусировка отрицательно-заряженных ионов водорода положительным потенциалом пучка

При использовании щелочных металлов для получения пучков отрицательных ионов возникает ряд трудностей, связанных как с активностью этих металлов, так и с необходимостью подачи их в определенную область. Альтернативой этому подходу может служить получение пучков отрицательных ионов при перезарядке в газовой водородной мишени.

Во время испытаний источника быстрых атомов на стенде в Брукхэвенской национальной лаборатории наблюдается и изучено явление фокусировки ионов H^- пучка и дефокусировки протонов пучка его положительным амбиполярным потенциалом.

Схема экспериментального стенда приведена на рисунке 4.12. Протонный пучок, сформированный источником быстрых атомов, попадает в перезарядную мишень нейтронизатора, где значительная его часть (~90%) превращается в атомы. Пройдя через систему откачки и пролетный промежуток, пучок коллимируется диафрагмой, установленной на расстоянии 200 см от инжектора, попадает в поворотный электромагнит, и далее, в цилиндр Фарадея.

С помощью цилиндра Фарадея измерена величина ионного тока пучка, отклоненного поворотным магнитом (рисунок 4.13). Измерения проводились при энергии частиц пучка, равной 10 кэВ и полном токе 4.7 А. Равновесный выход

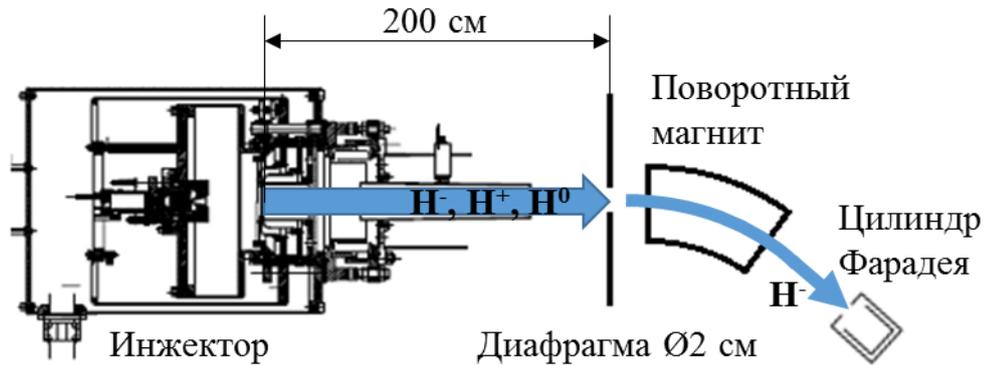


Рис. 4.12: Схема экспериментального стенда.

ионов, полученных при прохождении протонов с заданной энергией через водородную мишень, составляет 2% и 10%, а величина токов 94 и 470 мА для ионов H^- и протонов соответственно. Измеренное абсолютное значение тока ионов H^- составила 75 мА, протонов – 100 мА, таким образом, отношение локальной плотности отрицательных ионов к плотности положительных на оси пучка возрастает почти в 4 раза при удалении от ИОС на 200 см. Это явление можно объяснить наличием положительного потенциала на оси пучка величиной в несколько вольт, возникающего из-за недостаточной компенсации объемного заряда пучка тепловыми электронами.

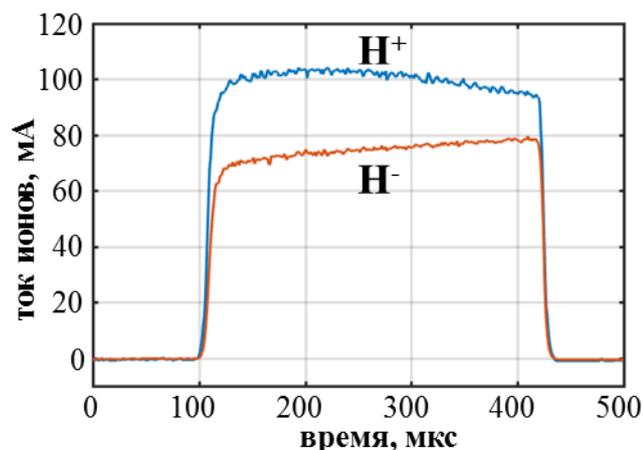


Рис. 4.13: Осциллограммы тока протонов и ионов H^- на расстоянии 200 см от ИОС инжектора.

Были проведены измерения вольтамперных характеристик Ленгмюровского зонда в синтезированном пучке. Измерения проводились на расстоянии 200 см от ИОС на оси пучка и на радиусе 4 см. Измеренные вольтамперные характеристики представлены на рисунке 4.14.

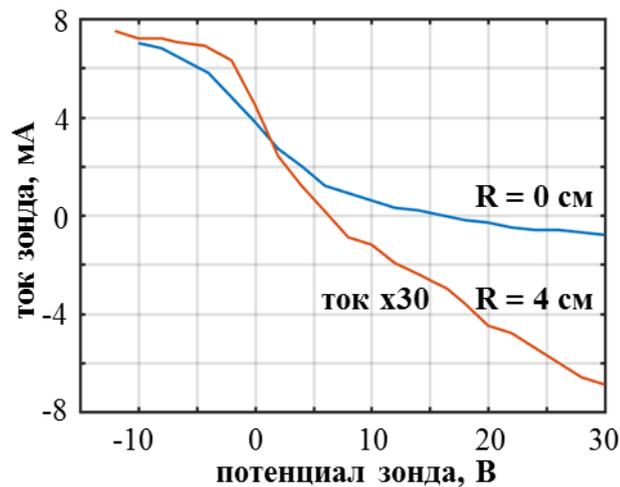


Рис. 4.14: Вольтамперная характеристика одиночного Ленгмюровского зонда на оси пучка и на расстоянии 4 см от оси.

Видно, что при положительных напряжениях зонда относительный ток на зонд на радиусе 4 см существенно больше и растет с напряжением, это объясняется присутствием электронов в пучке. На оси пучка относительный ток при положительных напряжениях значительно меньше и слабо зависит от напряжения, что свидетельствует о малой доле электронов в пучке. Значительная величина тока при отрицательных напряжениях связана с вторичной эмиссией электронов быстрыми водородными частицами. Потенциал плазмы пучка, определенный по максимуму производной вольтамперной характеристики в обоих случаях, составляет величину ~ 2 В.

Измеренная величина согласуется с расчетами остаточного потенциала стабильного компенсированного пучка положительных ионов [23]. В модели рассматривается компенсация объемного заряда пучка электронами и медленными ионами, возникающими при ионизации частицами пучка остаточного газа в тракте.

Проведено численное моделирование транспортировки фракций пучка в его поле методом Монте-Карло. Рассматривалось движение частиц в радиальном электрическом поле, имеющих баллистическую фокусировку с фокусным расстоянием 200 см, начальную угловую расходимость 10 мрад, энергию 10 кэВ и ток 4.7 А. Величина потенциала на оси, принятая при моделировании, равна 2.5 В. На рисунке 4.15 (а) показаны огибающие пучков на уровне $1/e$, на рисунке 4.15 (б) - распределения плотности фракций пучка в относительных единицах на расстоянии 200 см от ИОС. Как видно из диаграммы, отношение плотности ионов H^- к плотности протонов составляет почти 4 раза, при этом отношение плотностей токов этих фракций вблизи эмиттера составляет 5. Таким образом, результаты моделирования хорошо согласуются с измерениями, полученными в эксперименте.

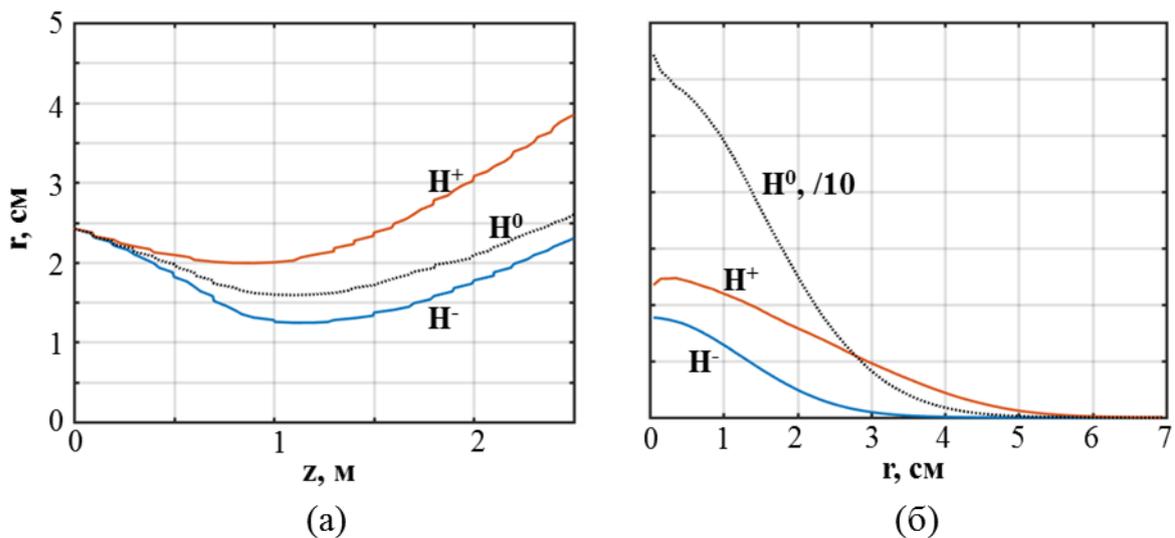


Рис. 4.15: Транспортировка атомов и ионов водорода в тракте. (а) Огибающие пучка атомов и ионов на уровне $1/e$; (б) Распределение плотности пучков атомов и ионов водорода на расстоянии 200 см.

В результате измерений обнаружена и изучена фокусировка отрицательных ионов в положительном потенциале синтезированного водородного пучка. Описанное явление может быть использовано для получения интенсивных пучков отрицательных ионов для ускорительных приложений. Использование источника

ионов без применения щелочных металлов может значительно увеличить надежность и долговечность установки.

§ 4.6. Выводы

Основные результаты, описанные в главе 4:

4.1 Рассмотрена схема перезарядки пучков атомов водорода с помощью натриевой перезарядной мишени. Приведено описание используемой перезарядной мишени. Сделаны оценки потерь натрия при непрерывной работе мишени с применением интенсивного источника атомов.

4.2 Изучено получение пучка ионов H^- с использованием источника с магнитной фокусировкой. Показана схема источника, приведены результаты измерений потока атомов при оптимизации ключевых элементов системы формирования пучка. Измерена зависимость тока ионов от энергии атомов пучка.

4.3 Измерена величина тока ионов H^- при использовании инжектора быстрых атомов. Приведено сравнение расчетной плотности тока ионов и измеренных величин для трех комплектов электродов. Выбран комплект ионно-оптической системы, с использованием которого достигается максимальная плотность тока ионов, измерена зависимость величины ионного тока от температуры натрия в перезарядной мишени.

4.6 Описаны дальнейшие шаги изучения получения пучка ионов H^- с использованием инжектора быстрых атомов. Проведено численное моделирование элементарной ячейки «ускорение-замедление», позволяющей получать пучки повышенной плотности. Получены оценки плотности потока ионов водорода H^- . Описаны ограничения при использовании такой схемы.

4.5 Приведены результаты изучения фокусировки пучка ионов H^- , полученных при перезарядке в водородной мишени, положительным потенциалом пучка, сформированного инжектором быстрых атомов. Полученная измеренная в

эксперименте величина тока ионов H^- составляет 75 мА при энергии частиц 10 кэВ. Проведены измерения величины потенциала пучка с помощью Ленгмюровского зонда. Результаты численного моделирования транспортировки фракций пучка в измеренном потенциале подтверждают наличие фокусировки пучка ионов H^- положительным потенциалом пучка, образованного в водородной перезарядной мишени.

Заключение

Основу настоящей диссертации составляет разработка источника быстрых атомов, результаты исследования пучка, сформированного этим источником, а также изучение получения пучка ионов H^- с помощью натриевой и водородной перезарядных мишеней. Работа выполнена в рамках программы модернизации источника поляризованного пучка, используемого на установке RHIC в Брукхэвенской национальной лаборатории. Основными результатами работы являются:

- Численно и экспериментально исследована многоапертурная четырехэлектродная ионно-оптическая система с баллистической фокусировкой. Система формирует пучок протонов с эмиссионной плотностью тока более 300 mA/cm^2 при энергии 8 кэВ и угловой расходимостью 10 мрад.
- Разработан и испытан инжектор пучка быстрых атомов водорода, обеспечивающий поток атомов 2–4.7 экв. А при энергии частиц 5–10 кэВ. Величина нормализованной яркости пучка при энергии атомов 8 кэВ составляет $0.8 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{рад}^2$.
- Экспериментально изучен и оптимизирован инжектор быстрых атомов водорода для использования в составе источника поляризованных частиц с оптической накачкой. Использование инжектора в составе источника позволило в два раза увеличить скорость набора интегральной светимости в поляризационном эксперименте на коллайдере RHIC.
- При перезарядке баллистически сфокусированного пучка атомов водорода в стационарной сверхзвуковой паронатриевой мишени получен пучок ионов H^- с энергией 8 кэВ, током 34 мА, длительностью 0.5 мс и величиной нормализованного эмиттанса $0.2 \text{ p} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.
- Экспериментально обнаружена и изучена фокусировка пучка отрицательных ионов H^- , полученных из газовой перезарядной мишени инжектора положительным потенциалом плазмы перезаряженного водородного пучка.

Измерена величина потенциала пучка, проведено численное моделирование транспортировки ионов в пучке.

В заключение выражаю благодарность своим научным руководителям Давыденко Владимиру Ивановичу и Зеленскому Анатолию Николаевичу, которым я признателен за руководство моей научной работой, и ценные замечания и советы при написании диссертации. Также выражаю благодарность Иванову Александру Александровичу за руководство в выполнении контракта, поддержку и участие. Ахметову Тимуру Дарвиновичу, Воскобойникову Ренату Владимировичу, Зубцу Валерию Николаевичу, Селивановым Аркадию Николаевичу и Павлу Аркадьевичу, а также Ступишину Николаю Валериевичу за помощь в создании установки. Всему научно-конструкторскому отделу, и в особенности Валерию Викторовичу Мишагину за проектирование инжектора быстрых атомов водорода.

Список литературы

1. Zelenski A. Review of polarized ion sources // Review Scientific Instruments, Vol. 81, 2010. P. 02B308.
2. Belov A.S. 20th International Symposium on Spin Physics, SPIN 2012 // Polarized ion sources: status and perspectives. Dubna. 2012. P. 30.
3. Zelenski A. Polarized ion sources for high-energy accelerators and colliders // AIP Conference Proceedings, Vol. 570, 2001. P. 179.
4. Roser T. // AIP Conference Proceedings, Vol. 980, 2008. P. 15.
5. Zelenski A., Atoian G., Davydenko V., Ivanov A., Kolmogorov A., Ritter J., Steski S., Zubets V. The RHIC polarized source upgrade // Journal of Physics: Conference Series, 2011. P. 295.
6. Димов Г.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я. Диагностический инжектор атомов водорода // ПТЭ, 1977. С. 29-32.
7. Росляков Г.В., Савкин В.Я. Получение модулированного пучка атомов водорода с энергией 3-15 кэВ // ПТЭ, № 1, 1978. С. 148-150.
8. Давыденко В.И., Морозов И.И., Росляков Г.В. Диагностический инжектор атомов водорода // Физика плазмы, Т. 7, № 2, 1981. С. 22-26.
9. Давыденко В.И., Иванов А.А., Кабанцев А.А. и др. Корпускулярные методы диагностики плазмы на установке АМБАЛ // Диагностика плазмы, Т. 5, 1986. С. 147-152.
10. Abdrashitov G.F., Davydenko V.I., Deichuli P.P. et al. A diagnostic neutral beam system for the MST reversed field pinch // Review Scientific Instruments, Vol. 72, 2001. pp. 594-597.

11. Davydenko V.I., Ivanov A.A. Development of neutral beam injectors for plasma diagnostics in Budker Institute of Nuclear Physics // *Review Scientific Instruments*, Vol. 75, 2004. pp. 1809-1812.
12. Бендер Е.Д., Вибе С.А., Давыденко В.И. и др. Диагностические инжекторы пучков быстрых атомов водорода ДИНА-6 и ДИНА-7 // *ПТЭ*, Т. 6, 1996. С. 78-81.
13. Браун Я. Физика и технология источников ионов. Москва: Мир, 1998.
14. Форрестер А. Т. Интенсивные ионные пучки. Москва: Мир, 1992.
15. Давыденко В.И., Димов Г.И., Морозов И.И., Росляков Г.В. Многоамперный импульсный источник протонов // *ЖТФ*, Т. 53, 1983. С. 258-263.
16. Akhmetov T. D., Davydenko V. I., Ivanov A. A. Model of neutral beam propagation in a duct with scrappers // *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 36, No. 4, 2008. pp. 1545-1551.
17. Boers J.E. Interactive version of the PBGUNS program for the simulation of axisymmetric // *Proceedings of the IEEE Particle Accelerator*, 1995. P. 1312.
18. Кривенко А.С., Давыденко В.И., Иванов А.А., Драничников А.Н. Моделирование нестационарного профиля нейтрального газа в инжекторе атомов водорода методом стохастической динамики. Новосибирск: Препринт ИЯФ 2000-070, 2000.
19. Ivanov A., Davydenko V., Deichuli P., Shulzhenko G., Stupishin N. Ion sources with arc-discharge plasma box driven by directly heated LaB6 electron emitter or cold cathode // *Review Scientific Instruments*, Vol. 79, 2008. P. 02C103.
20. PCM Products, inc.: [Электронный ресурс]. URL: <http://pcmproducts.com/>

21. Lagarias J.C., Reeds J.A., Wright M.H., Wright P.E. Convergence properties of the Melder-Mead simplex method in low dimensions // *SIAM Journal of Optimization*, Vol. 9, No. 1, 1998. pp. 112-147.
22. Габович М.Д. Влияние объемного заряда при распространении интенсивных пучков заряженных частиц // *Успехи физических наук*, Т. 56, № 2, 1955.
23. Габович М.Д., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. Москва: Энергоатомиздат, 1986.
24. Раховский В.И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. Москва: Наука, 1970.
25. Zelenski A. The RHIC polarized ion source // *Review Scientific Instruments*, Vol. 87, 2016. P. 02B705.
26. Zelenski A. Review of polarized ion sources // *SPIN 2014*. Beijing. 2014.
27. Davydenko V., Ivanov A., Kolmogorov A., Zelenski A. Production of a high brightness H- beam by charge exchange of a hydrogen atom beam in a sodium jet // *Second International Symposium on Negative Ions, Beams and secrets*. AIP Conference Proceedings, Vol. 1390, No. 1, 2011. pp. 393-400.
28. Barnett C.F., Ray J.A., Ricci E., Wilker M.I., McDaniel E.W., Thomas E.W., Gilbody H.B. Atomic Data for Controlled Fusion Research. Vol I. ORNL, 1977. A.6.10
29. Крылов А.И., Кузнецов В.В. // *Физика плазмы*, Т. 11, 1985. С. 1508-1516.
30. Димов Г.И., Росляков Г.В. Получение пучков отрицательных ионов водорода и гелия методом перезарядки в парах натрия // *ПТЭ*, Т. 3, 1974. С. 31-35.

31. Podolyako F., Sorokin I., Vizgalov I., Zelenski A., Atoian G., Klenov V. Studies of basic limitations on production, transport and acceleration of the high intensity polarized H- beam in the RHIC polarized ion source // *Physics of Particles and Nuclei*, Vol. 45, No. 1, 2014. pp. 235-275.
32. Давыденко В.И., Хавин Н.Г. Получение интенсивных пучков протонов и атомов водорода с энергией ~ 1 кэВ. // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез*, Т. 3, 1990. С. 58-59.
33. Zelenski A. et al. // *Nuclear Instruments and Methods*, Vol. 242, 1986. P. 223.