

**МИНИСТЕРСТВО
ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

Федеральное агентство по образованию

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ**

**НОВОСИБИРСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ (НГУ)**

физический факультет

**Квалификационная работа на соискание
степени магистра**

Кафедра физики плазмы

Ряшин Николай Сергеевич

Название работы

Формирование стационарного пучка отрицательных ионов

Научный руководитель:

кандидат физ.-мат. наук Санин Андрей Леонидович

Новосибирск – 2009 год

Содержание

1	ВВЕДЕНИЕ	3
2	СТАЦИОНАРНЫЙ ПОВЕРХНОСТНО-ПЛАЗМЕННЫЙ ИСТОЧНИК	4
2.1	ПРИНЦИП РАБОТЫ ПЕННИНГОВСКОГО ПОВЕРХНОСТНО-ПЛАЗМЕННОГО ИСТОЧНИКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА	4
2.2	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТАЦИОНАРНЫЙ ППИ	5
2.2.1	Газоразрядная камера.....	5
2.2.2	Ионно-оптическая система	6
3	ИЗМЕРЕНИЕ ЭМИТТАНСА СТАЦИОНАРНОГО ПУЧКА ИОНОВ H^-	7
3.1	СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ЭМИТТАНСА	7
3.2	ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭМИТТАНСА	10
3.2.1	Обработка сигналов.....	10
3.2.2	Расчет эмиттанса	11
3.3	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ЭМИТТАНСУ	14
4	ОДИНОЧНАЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ЛИНЗА	16
4.1	ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ОДИНОЧНОЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ЛИНЗЫ	16
4.2	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЛИНЗА ДЛЯ СТАЦИОНАРНОГО ППИ H^-	16
5	ФОРМИРОВАНИЕ СТАЦИОНАРНОГО ПУЧКА ИОНОВ H^- С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ЛИНЗЫ	19
6	ЗАКЛЮЧЕНИЕ	24
	СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ	25

1 Введение

Отрицательные ионы (ОИ) водорода обладают низкой энергией сродства электрона (0,75 эВ), что позволяет применять их в перезарядных технологиях. При энергии более 100 кэВ/нуклон ОИ изотопов водорода преобразуются в быстрые атомы со значительно большей эффективностью, чем положительные ионы [1]. Вследствие этого высокоэнергетичные нейтралы для установок управляемого термоядерного синтеза предпочтительнее получать с помощью интенсивных источников отрицательных ионов. Большие сечения перезарядки высокоэнергетичных ионов H^- в протоны дают возможность перезарядной инъекции в циклические ускорители и накопители протонов, а также эффективного использования ОИ в тандемных ускорителях.

Современным циклотронам и тандемным ускорителям необходимы стационарные источники отрицательных ионов [2]. В ИЯФ им. Будкера разрабатывается интенсивный поверхностно-плазменный стационарный источник (ППИ), пригодный для производства пучка ОИ для подобных ускорителей. Настоящая работа посвящена формированию стационарного пучка ионов H^- из данного источника. В этих целях проведено исследование геометрии, эмиттанса и тока пучка ионов H^- из источника. С высоким пространственным разрешением сняты распределения плотности тока по сечению пучка, а также детально зарегистрирован локальный угловой разброс ионов в пучке. Применена цифровая методика обработки данных. Построены контурные диаграммы эмиттанса пучка, измерен поперечный эмиттанс пучка. Геометрия пучка определена как близкая к аксиально-симметричной, несмотря на присутствие магнитного поля \vec{B}_z источника. Эмиттанс пучка достаточно мал для стационарных пучков, порядка $0,1 \pm 0,35$ п.мм·мрад, что вкупе с интенсивным током ионов H^- , достигающим 18 мА, свидетельствует о высоком качестве производимого стационарным ППИ пучка. Однако регулярная угловая расходимость пучка достаточно велика и составляет ± 90 мрад, поэтому для эффективной инъекции в ускоритель необходима дополнительная фокусировка. Определены условия работы источника с наибольшим током ионов H^- и малом нормализованном RMS эмиттансе пучка.

Для фокусировки стационарного пучка ОИ водорода в работе выбрана одиночная электростатическая линза за ее компактность и простоту конструкции. Технические параметры линзы определялись из практических соображений и затем были проверены и уточнены численным расчетом с помощью кода MAG3D разработки М. А. Тиунова, ИЯФ им. Будкера СО РАН. Для фокусированного линзой пучка зарегистрированы проходящий ток ионов H^- и профили пучка при различных напряжениях на

линзе U_L и угле входа в линзу. В целом полученные профили прошедшего линзу пучка иллюстрируют эффективную фокусировку, при этом диаметр пучка на расстоянии 405 мм от источника уменьшается в ~ 3 раза, а плотность тока возрастает соответственно. Ток сфокусированного пучка ионов H^- составляет $10 \div 12$ мА, и в предположении, что в стабильном режиме работы источник производит пучок током $\sim 12 \div 15$ мА, можно утверждать о высоком коэффициенте пропускания применяемой линзы.

2 Стационарный поверхностно-плазменный источник

2.1 Принцип работы пеннинговского поверхностно-плазменного источника отрицательных ионов водорода

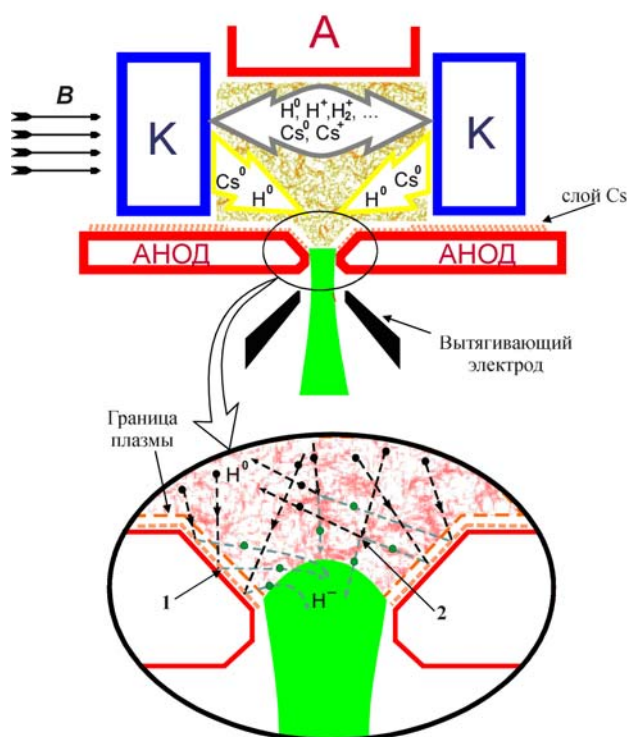


Рис. 1. Образование ионов H^- в ячейке пеннинговского ППИ.
 1 – Вытягивание ионов H^- образовавшихся на аноде;
 2 – Вытягивание ионов H^- , образованных при перезарядке в объеме.

Ячейка пеннинговского разряда и схема генерации отрицательных ионов изображены на рис. 1. Газоразрядная камера (ГРК) состоит из двух противоположащих выступов массивного катода, анода и анодной крышки (пластины), охватывающих газоразрядную зону со всех сторон. Анодная крышка выполняется с отверстием для вытягивания отрицательных ионов. Источник располагается в магнитном поле, направленном от одного выступа катода к другому, как показано на рис. 1. При подаче водорода и приложении напряжения между катодом и анодом порядка 1 кВ в межэлектродном промежутке зажигается сильноточный разряд, в котором электроны замагничены и

осциллируют вдоль магнитных силовых линий. Перенос электронов к аноду осуществляется за счет их диффузии поперек силовых линий магнитного поля.

В поверхностно-плазменном источнике ионы H^- образуются на поверхности электродов, бомбардируемых интенсивным потоком частиц газоразрядной плазмы, за счет захвата электронов из металла на уровне электронного сродства распыленных и отразившихся частиц [3]. Количество извлекаемых из источника ионов H^- существенно возрастает, если в газоразрядную камеру подавать цезий. В результате его адсорбции на электродах работа выхода поверхности снижается до 1,5 эВ при оптимальном покрытии $\theta \sim 0,7$ и до 2,2 эВ при обедненном покрытии ($\theta \sim 0,3$) [4]. В ППИ с анодной генерацией отрицательные ионы образуются в основном на покрытой цезием поверхности анода, причем в извлекаемый пучок входят как образовавшиеся на поверхности анода отрицательные ионы (1 на врезке к рис. 1), так и полученные при перезарядке отрицательных ионов на встречном потоке быстрых атомов водорода (2 на врезке к рис.1). Добавление цезия также облегчает зажигание и поддержание разряда с пониженным напряжением на электродах при малой подаче водорода. Уменьшение напряжения разряда до 50÷100 В позволяет снизить тепловую нагрузку на электроды и избежать их интенсивного оплавления. Понижение давления газа принципиально важно для уменьшения разрушения извлекаемого пучка ионов H^- на молекулах сопутствующего газа.

2.2 Экспериментальный стационарный ППИ

2.2.1 Газоразрядная камера

Схема экспериментального стационарного источника отрицательных ионов водорода приведена на рис. 2. Следует отметить, что стационарный источник работает при высокой тепловой нагрузке на электроды (порядка 0,2 кВт/см² на катоде и до 2 кВт/см² на кромке ускоряющего электрода), могущей приводить к тепловой деформации и оплавлению электродов. Ввиду непрерывной подачи газа и цезия в разряд источник требует высокой скорости откачки газа и тщательной оптимизации теплового режима электродов, во избежание накопления цезия на них. Объем газоразрядной камеры 0,5 см³. Подача цезия осуществляется за счет нагрева таблеток из смеси бихромата цезия с титаном ($Cs_2Cr_2O_7 + Ti$) в печке, соединенной с каналом в катоде (на схеме не показана). Каналы инъекции цезия и водорода прогреваются омическими нагревателями. Повышенная температура Cs-канала необходима для предотвращения конденсации цезия на стенках. Магнитное поле источника ($B = 0,9$ кГс), создаваемое постоянным магнитом, обеспечивает горение пеннинговского разряда в ГРК, умень-

шает выход электронов в область вытягивания и сепарирует пучок H^- от сопутствующих электронов и тяжелых ионов примесей.

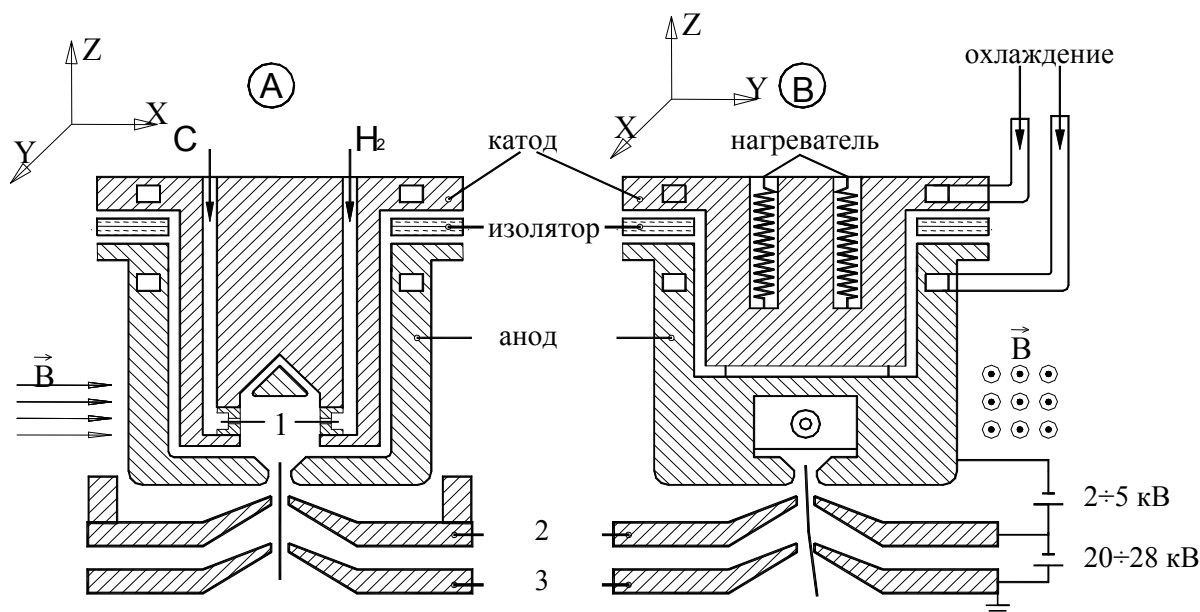


Рис. 2. Схема экспериментального источника.
 А – разрез вдоль магнитного поля, В – поперек поля.
 1 – полые катоды; 2 – экстрактор; 3 – ускоряющий электрод.

Для облегчения зажигания и поддержания разряда в стенки массивных катодов помещены термоизолированные вставки (см. рис. 2), именно через них осуществляется подача водорода и цезия непосредственно в разряд. Отверстия вставок имеют малый диаметр, что обеспечивает перепад плотности рабочего вещества. Благодаря проникновению плазмы пеннинговского разряда в полости вставок и интенсивной генерации электронов на их внутренних поверхностях возрастает плотность плазмы (реализуется эффект полых катодов [5]). Плазма полых катодов обеспечивает поддержание и стабильную работу разряда. Контрагирование (сжатие) плазмы в отверстиях вставок приводит к запираению цезия внутри них и уменьшает его вынос из газоразрядной камеры. Поэтому источник работает при малой, порядка 1 мг/час, подаче цезия.

2.2.2 Ионно-оптическая система

Трехэлектродная ионно-оптическая система источника включает в себя анодную крышку с эмиссионным отверстием (эмиссионный электрод), вытягивающий электрод (экстрактор) и ускоряющий электрод. Все элементы ИОС изготовлены из особо чистого молибдена, имеющего высокую температуру плавления, высокую теплопроводность и низкую вероятность дугообразования на поверхности, что обеспечивает повышенную устойчивость системы к пробоям. Также у молибдена малый коэффициент теплового

расширения, что необходимо для уменьшения изменения геометрии ИОС при повышенных тепловых нагрузках. Во время работы на эмиссионный электрод подается постоянное отрицательное напряжение $22 \div 32$ кВ, между ним и экстрактором поддерживается вытягивающая разность потенциалов $2 \div 5$ кВ, а ускоряющий электрод заземлен. В отличие от импульсных источников, в описываемом стационарном источнике электроды принудительно охлаждаются: вытягивающий электрод – дистиллятом, а ускоряющий – технической водой. В целях увеличения ресурса работы экстрактор и ускоряющий электрод сделаны массивными. Геометрия ионно-оптической системы аксиально-симметричная, отверстия в электродах равного диаметра. Типичные параметры источника:

- Диаметры электродных апертур $\varnothing 3$ мм
- Магнитное поле, \bar{B} 900 Гс
- Поток водорода 0,1 л·торр/сек
- Вытягивающий зазор 1,2 мм
- Ускоряющий зазор 3,6 мм
- Энергия пучка ионов H^+ , W $22 \div 32$ кэВ
- Напряжение разряда, U_d $75 \div 85$ В
- Ток разряда, I_d $6 \div 10$ А
- Подача цезия ~ 1 мг/ч

3 Измерение эмиттанса стационарного пучка ионов H^+

3.1 Система измерения эмиттанса

Для определения параметров ионного пучка применялся модифицированный вариант системы измерения эмиттанса (СИЭМ), ранее описанной автором в квалификационной работе на соискание степени бакалавра. Схема использовавшейся СИЭМ приведена на рис. 3. Пучок из источника попадает на охлаждаемый экран, расположенный на расстоянии 205 мм от ускоряющего электрода. Экран совмещен с коллиматором, представляющим собой вольфрамовую пластинку, в центре которой сделано калиброванное отверстие проходным диаметром 1 мм, вырезающее из пучка H^+ элементарную струйку. Чтобы уменьшить разрушение струйки при движении через коллиматор, коллимирующее отверстие выполнено в виде усеченного конуса с углом при вершине 45° , а его кромка имеет малую толщину – $0,1 \div 0,2$ мм. Вырезаемая элементарная струйка анализируется с помощью шелевого коллектора, установленного на расстоянии

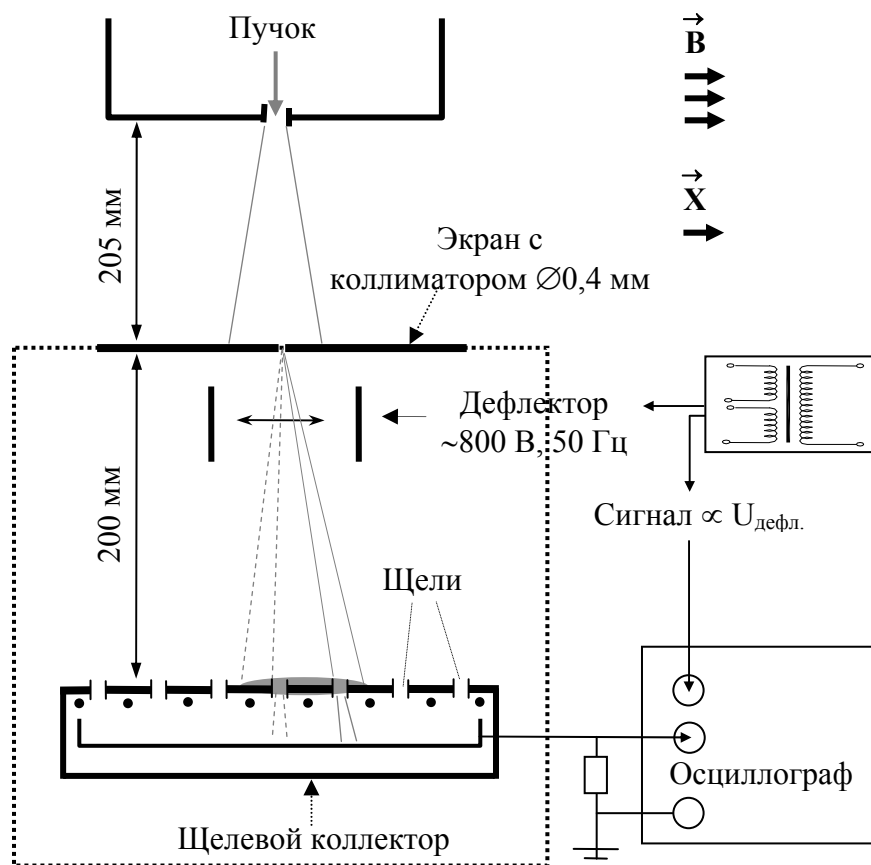


Рис. 3. Схема системы измерения эмиттанса.

200 мм от коллиматора. Щелевой коллектор – это цилиндр Фарадея, помещенный в экранирующую коробку. В верхней крышке коробки вырезано 7 щелевых отверстий (диафрагм), расположенных параллельно друг другу и выделяющих узкую часть элементарной струйки, которая измеряется коллектором (см. рис. 3). Размеры отверстий $1^{\pm 0,1} \times 40$ мм, расстояние между их центрами 10 мм. Подавление вторичных электронов, выбиваемых с цилиндра Фарадея, обеспечивается с помощью охранного электрода («запирающей сетки»), на которую подается отрицательное напряжение ~ 80 В. Потенциал охранного электрода также препятствует попаданию на коллектор вторичных электронов, выбиваемых с краев щелевой диафрагмы.

Смещение элементарной струйки ионов поперек щелевых диафрагм осуществляется за счет ее отклонения электростатическим полем пластин дефлектора, установленного под коллиматором. На дефлектор подается сканирующее синусоидальное напряжение с амплитудой 800 В и частотой 50 Гц. Сигнал с щелевого коллектора регистрируется цифровым осциллографом ТЕКТРОНИХ TDS 3014В. На второй канал осциллографа подается напряжение, синхронное с напряжением дефлектора. Запись осциллограмм этих сигналов в файл проводится осциллографом независимо, во временной развертке. При сканировании центр элементарной струйки совершает колебательное

движение по поверхности крышки экрана с амплитудой 11 мм (полный размах движения 22 мм) и последовательно проходит через две (а иногда и три) соседних щели. Прохождению через соседние диафрагмы соответствуют последовательные пики на осциллограммах, снимаемых с коллектора, а сдвиг между этими пиками позволяет проводить абсолютную калибровку поперечного смещения струйки.

Регистрация распределений плотности пучка по сечению и определение локального углового разброса (далее – локальная угловая расходимость или угловая расходимость элементарной струйки) в точках этих распределений осуществляются путем передвижения СИЭМ в плоскости поперечного сечения пучка. При этом СИЭМ смещается с помощью координатного механизма с шагом $1\div 2$ мм в направлении вдоль магнитного поля \vec{B}_z источника (X) или поперек него (Y). Измерение интенсивности струйки и определение ее угловой расходимости проводятся в $15\div 30$ точках в выбранном направлении. При перемещении системы измерения поперек ионного пучка анализируемая элементарная струйка смещается в пределах ± 30 мм относительно центра крышки со щелевыми диафрагмами за счет влияния регулярной угловой расходимости пучка. Однако большое количество диафрагм позволяет проводить измерения без перемещения щелевого коллектора относительно СИЭМ.

Используемая система измерения эмиттанса пучка ионов H^+ открыта со всех сторон и не содержит ограничивающих струйку элементов конструкции с большими поверхностями, на которых могут образовываться сопутствующие пучку выбитые и отраженные частицы (свет, атомы и вторичные электроны). Источником вторичных частиц могут служить стенки вакуумной камеры, и, если не принимать соответствующих мер, эти частицы приводят к фону и шумам измерений, которые трудно контролировать и учитывать. В описываемой системе измерения отмеченная выше защита коллектора щелевым экраном в совокупности с подавлением потока вторичных электронов позволяет проводить абсолютные измерения плотности тока пучка ионов H^+ с малым уровнем шумов. Наличие небольшого фона измерений, обусловленного вторичной эмиссией с охранного электрода под действием отраженного света, легко устраняется правильным вычетом нуля. Ввиду СВЧ активности пеннинговского разряда в сигнале щелевого коллектора присутствуют высокочастотные шумы, для компенсации которых сигнал при записи усредняется по 64 (или 32) восходящим полупериодам сканирующей синусоиды.

Применяемая система измерения эмиттанса не позволяет осуществлять регистрацию локальной угловой расходимости как по X -, так и по Y -координатам пучка одновременно. В частности, ориентированная как показано на рис. 3, она применяется

для сканирования по направлению X . Переход к Y -измерениям осуществляется поворотом дефлектора и крышки с диафрагмами на 90° в плоскости XU . Для смены направления регистрации источник выключается, вакуумная камера вскрывается, а СИЭМ снимается и устанавливается в нужном положении. В результате данные по X - и Y -координатам снимаются в различных условиях и при слегка отличающихся характеристиках пучка. Малость этих изменений контролируется по полному току пучка ионов H^+ , который рассчитывается программно путем интегрирования профилей пучка в предположении, что его геометрия близка к аксиально-симметричной.

Полный профиль пучка в одном направлении ($15 \div 30$ шагов СИЭМ) снимается в течение ~ 10 мин. Во время регистрации контролируется стабильность параметров источника. В случае их существенного изменения или срыва разряда серия экспериментов повторяется заново.

3.2 *Обработка сигналов и определение эмиттанса*

3.2.1 *Обработка сигналов*

Записанный в каждой из $15 \div 30$ точек координатного смещения СИЭМ усредненный сигнал щелевого коллектора подвергается предварительной цифровой обработке по методу, также описанному автором в упоминавшейся выше работе. Основные этапы метода обработки:

- Дополнительное сглаживание сигнала с усреднением по 30 соседним точкам распределения;
- Вычитание НЧ наводок;
- Вычитание «нулевого уровня», обусловленного вторичными частицами;
- Пересчет напряжения сканирования в угловое смещение струйки.

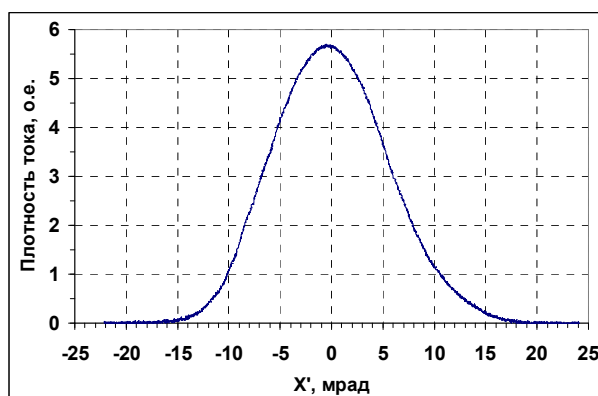


Рис. 4. Угловое распределение элементарной струйки.

Результатом обработки экспериментальных данных является набор из $15 \div 30$ распределений плотности тока элементарной струйки, снятых в каждой точке коорди-

натного смещения СИЭМ, с двумя или тремя пиками. Для построения профиля плотности тока пучка и диаграмм берется только один из пиков, полностью прописанных на осциллограмме. На рис. 4 представлен типичный пик углового распределения плотности тока струйки, используемый для расчетов и построения диаграмм.

3.2.2 Расчет эмиттанса

Эмиттанс является важной характеристикой сформированного пучка, определяющей его размеры и локальный угловой разброс. Согласно определению, обычным поперечным (XX' , YY') эмиттансом пучка является деленная на π площадь проекции фазового объема пучка на плоскость [6, 7, 8]:

$$\varepsilon_x = \frac{1}{\pi} \iint dx dx',$$

где X – поперечная координата по профилю пучка, X' – угол, под которым направлена частица. Поперечный эмиттанс (далее – эмиттанс) в данном виде не остается постоянным при изменении энергии частиц, поэтому на практике обычно пользуются нормализованным эмиттансом:

$$\varepsilon_n = \beta\gamma\varepsilon_x,$$

где $\beta = \frac{V}{c}$ – нормированная скорость частицы, c – скорость света, а $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ – релятивистский фактор.

Также используют понятие «нормализованный среднеквадратичный (RMS) эмиттанс», который определяется выражением [9]:

$$\varepsilon_{nRMS} = \beta\gamma \left[\overline{(x^2 x'^2)} - \overline{(xx')^2} \right]^{1/2},$$

где средние значения $\overline{(x^2 x'^2)}$, $\overline{(xx')^2}$ вычисляются с учетом плотности тока ионов $j(x, x')$ в различных точках фазовой диаграммы пучка:

$$\overline{(x^2 x'^2)} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} j(x, x') \cdot x^2 x'^2 dx dx'}{\int_{-\infty}^{\infty} j(x, x') dx dx'}, \quad \overline{(xx')^2} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} j(x, x') \cdot xx' dx dx'}{\int_{-\infty}^{\infty} j(x, x') dx dx'}$$

В настоящей работе рассчитаны величины всех указанных эмиттансов нефокусированного пучка. Для расчета полученные после обработки сигналов щелевого коллектора угловые распределения плотности тока элементарных струек (рис. 4) пересчитываются в единый двумерный массив данных размером 100x100 точек. Массив эквивалентен фазовой плоскости XX' . Элементу массива A_{ij} с индексами i и j

присваивается значение плотности тока элементарной струйки, проходящей через поперечную координату X_i и направленную под углом X'_j . Для рассчитанного двумерного массива данных с помощью стандартных подпрограмм, входящих в пакет программы PV-WAVE, строится фазовая диаграмма пучка. Полный ток пучка равен интегралу от плотности тока по всему диапазону углов и координат, занимаемых точками пучка на фазовой плоскости. Вычисляется сумма всех элементов массива A_{ij} , которая пропорциональна этому интегралу. Для каждого из контуров равного уровня плотности тока рассчитывается сумма элементов массива, попадающих в область, очерченную этим контуром. Эта сумма соответствует току в данной области. Полученная ранее величина суммы всех элементов массива используется для нормировки доли тока пучка, охватываемой контуром. Площадь охваченной контуром области равна числу элементов массива, попадающих в нее, умноженному на фазовый объем одного элемента массива данных. Обычный эмиттанс, в соответствии с приведенной выше формулой, равен этой площади, деленной на π . Среднеквадратичный эмиттанс рассчитывается с весом всех ячеек по плотности тока.

Строго говоря, полученное указанным способом значение является XX' (YY') эмиттансом только части пучка, вырезанной коллиматором при движении вдоль выбранной оси в поперечном сечении. Однако в случае аксиально-симметричного пучка это значение может быть пересчитано в поперечный эмиттанс всего пучка (по всей площади поперечного сечения), назовем его полным поперечным эмиттансом. В целях проверки достоверности значений полученного таким образом эмиттанса и с учетом замечаний рецензента предыдущей работы, Тиунова М. А. (ИЯФ им. Будкера СО РАН), была проведена серия экспериментов по измерению полного поперечного эмиттанса по сечению $Y(\perp \bar{B}$ источника).

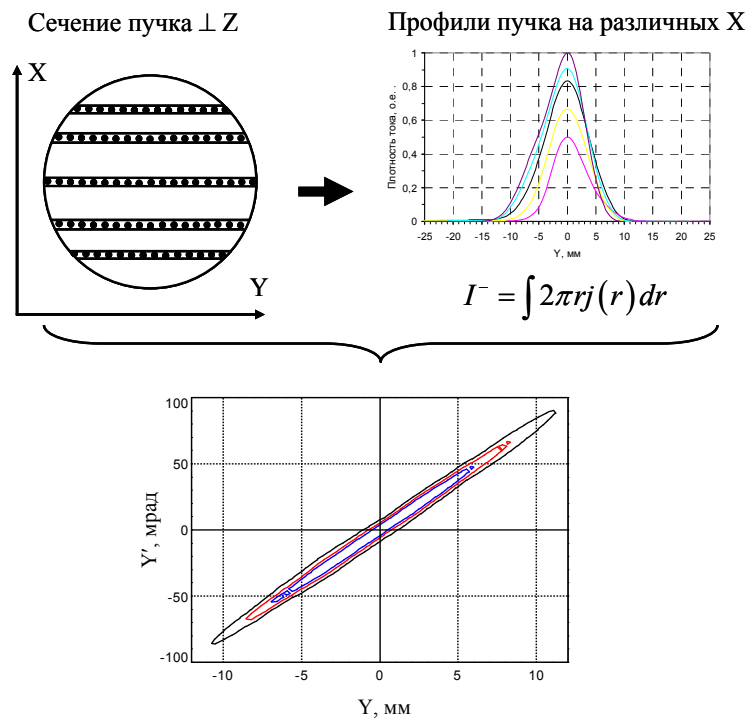


Рис 5. Схема расчета полного поперечного эмиттанса.

Для начала была необходима проверка предположения об аксиальной симметрии пучка, которая проводилась путем регистрации нескольких наборов распределений плотности тока в различных точках по ортогональной к направлению измерения оси (см. рис. 5). Каждый набор подвергался описанной в п. 3.2.1 обработке. Далее угловые распределения всех профилей суммировались с весом, где было сделано допущение о гладкости распределения плотности тока пучка. Результатом такого суммирования является интегральный набор угловых распределений плотности тока, по которому представленным ранее способом строится контурная диаграмма эмиттанса и рассчитывается полный поперечный эмиттанс.

К преимуществам используемой методики измерения эмиттанса стационарного пучка ионов H⁺ следует отнести абсолютную калибровку углового смещения струйки и определение нуля сигнала в абсолютных величинах, а также цифровую регистрацию сигналов с щелевого коллектора. При этом профиль плотности тока пучка снимается с высоким разрешением, а непосредственно зарегистрированный след элементарной струйки сохраняется в цифровом виде и пригоден для обработки с помощью программных средств. Разработанная в нашей лаборатории программа обработки сигналов дает большие возможности в работе с данными и постоянно совершенствуется с учетом опыта, приобретаемого в текущих исследованиях.

3.3 Экспериментальные данные по эмиттансу

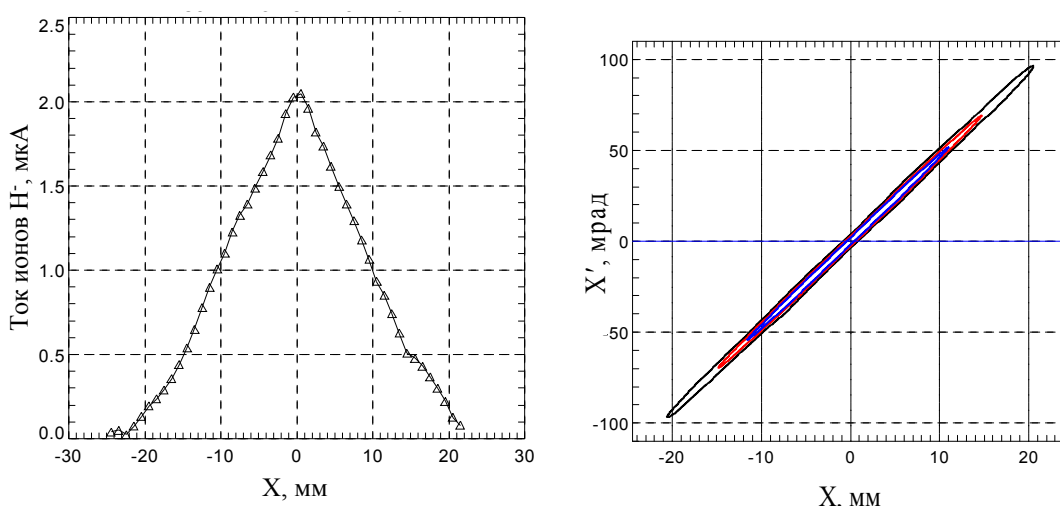


Рис. 6. Слева: профиль пучка по максимумам плотности тока элементарной струйки. Справа: контурная диаграмма эмиттанса для долей пучка, внутренняя, средняя и внешняя линии соответствуют 50, 70 и 90% от полного тока. Оценочный ток ионов $H^- = 15$ мА; $U_d = 87$ В; $W = 25,2$ кэВ; $\varepsilon_{nRMS}(100\%) = 0,19$ π ·мм·мрад.

На рис. 6 представлены профиль пучка по максимумам элементарной струйки, снятый в направлении X , и соответствующая ему контурная диаграмма эмиттанса для пучка ионов H^- током 15 мА. Регулярная угловая расходимость 90% пучка составляет ± 95 мрад, максимальная локальная угловая расходимость 13 мрад, нормализованный RMS эмиттанс 100% тока пучка $\varepsilon_{nRMS}(100\%) \approx 0,19$ π ·мм·мрад при напряжении разряда 87 В, энергии пучка 25,6 кэВ (3,6 кВ + 22 кВ). Следует отметить, что нормализованный RMS эмиттанс удовлетворяет требованиям для инжектируемого в ускоритель стационарного пучка, однако регулярная угловая расходимость достаточно велика. Отсюда можно заключить, что получен интенсивный пучок, пригодный для инъекции в ускоритель после дополнительной фокусировки.

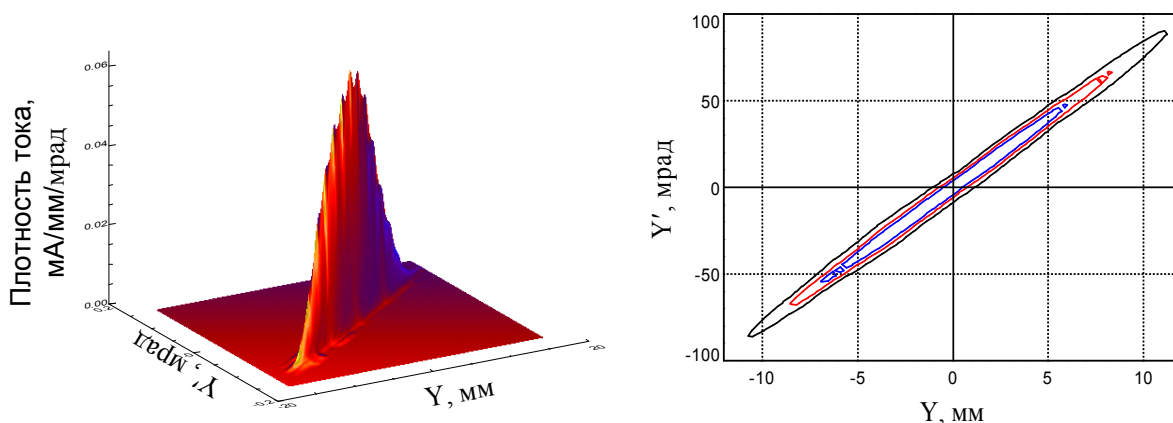


Рис. 7. Слева: 3D фазовая диаграмма пучка. Справа: контурная диаграмма эмиттанса для долей пучка, внутренняя, средняя и внешняя линии соответствуют 50, 70 и 90% от полного тока. Оценочный ток ионов $H^- = 8,3$ мА; $W = 23,5$ кэВ; $\varepsilon_{nRMS}(100\%) \approx 0,15$ π ·мм·мрад.

На рис. 7 приведены 3D профиль пучка ионов H⁻ и контурная диаграмма полного поперечного эмиттанса. Значение полного эмиттанса для 100% тока пучка ОИ $\varepsilon_{nRMS}(100\%) \approx 0,15 \text{ п}\cdot\text{мм}\cdot\text{мрад}$ отличается от эмиттанса вырезанной части пучка на 20%, однако время измерения при этом возрастает в количество раз, равное количеству зарегистрированных наборов угловых распределений. Поэтому в текущей работе измерения полного эмиттанса не проводятся из рациональных соображений.

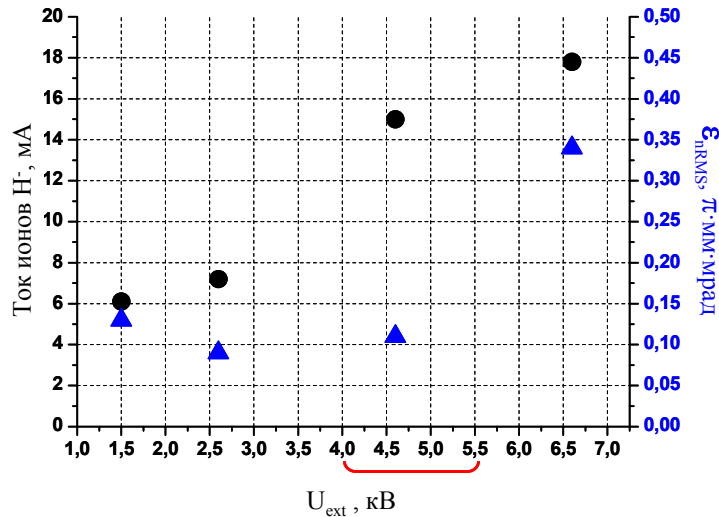


Рис. 8. Зависимость тока ионов H⁻ и нормализованного RMS эмиттанса от U_{ext} .
 круги – ток ионов H⁻, треугольники – $\varepsilon_{nRMS}(90\%)$.
 Скобкой охвачен интервал оптимальных параметров.

Для определения условий работы источника с наилучшими параметрами производимого пучка ионов H⁻ была снята зависимость тока пучка и нормализованного RMS эмиттанса от U_{ext} (рис. 8). Здесь представлены измерения, в силу технических причин проведенные в разные дни. Полное воспроизведение всех условий работы источника от запуска к запуску обеспечить сложно, и предположительно именно различие условий работы стало причиной столь резкого возрастания эмиттанса при токе ионов H⁻ 18 мА. В целом же зависимость эмиттанса от U_{ext} объясняется влиянием напряжения вытягивания на шумы разряда и флуктуации плазменной границы: при малом U_{ext} мениск далеко от плотной части разряда, поэтому влияние шумов разряда меньше сказывается на нем. В случае высокого вытягивающего напряжения плазменный мениск, напротив, вдавливается внутрь, в область сильных шумов. Также происходит перефокусировка пучка, приводящая к увеличению начального углового разброса ионов H⁻, то есть регулярной угловой расходимости пучка. Из полученных данных можно оценить интервал напряжений вытягивания с приемлемыми током ОИ и

эмиттансом пучка: $I = 12 \div 16$ мА, $\varepsilon_{nRMS}(100\%) \sim 0,2$ п·мм·мрад, регулярная угловая расходимость ± 95 мрад при $U_{ext} = 4 \div 5,5$ кВ.

4 Одиночная электростатическая линза

4.1 Принцип действия одиночной электростатической линзы

В качестве фокусирующего устройства в работе выбрана одиночная электростатическая линза. Одиночной называется линза, у которой потенциалы на левой и правой границе равны. Отличительными чертами такой линзы являются простота конструкции и компактность, чем и был обусловлен выбор. Также важно отсутствие при работе линзы необходимости в магнитном поле, которое вносило бы вклад в поле источника.

Действие электростатической линзы основано на разной величине $\int E_r dt$ в левой и правой половинах линзы. То есть заряженная частица проходит дефокусирующую область линзы быстрее, чем фокусирующую. Если на толщине линзы расстояние частиц от оси практически неизменно, но скачком меняется наклон траекторий, то линза называется тонкой. Фокусное расстояние тонкой линзы определяется выражением [10]:

$$F^{-1} = -\frac{\Delta r'}{r} = \frac{e^2 U_u (E_1 - E_2)}{8W^2},$$

где $\frac{mv'^2}{2} - W = eU_u$ – работа поля центрального электрода; W – кинетическая энергия частицы на входе в линзу; v' – скорость частицы в области центрального электрода; E_1 , E_2 – падение напряжений между центральным электродом и наружными электродами.

Для одиночной линзы $E_1 = E_2$, принимая падение напряжения между центральным и наружными электродами за U , зазоры между ними d_1 и d_2 , получаем:

$$F^{-1} = \frac{1}{2} \left(\frac{eU}{2W} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} \right) > 0.$$

из последнего неравенства видно, что одиночная линза – фокусирующая для любого знака заряда частицы.

4.2 Экспериментальная линза для стационарного ППИ Н

При изготовлении одиночной электростатической линзы для пучка Н из стационарного ППИ необходимо было учесть следующие факторы:

- Работа линзы в потоке водорода в магнитном поле источника;
- Высокое напряжение между электродами, могущее привести к разряду;

- Торможение ионов H^+ потенциалом линзы, повышающее влияние на пучок магнитного поля \vec{B}_s и aberrаций поля линзы.

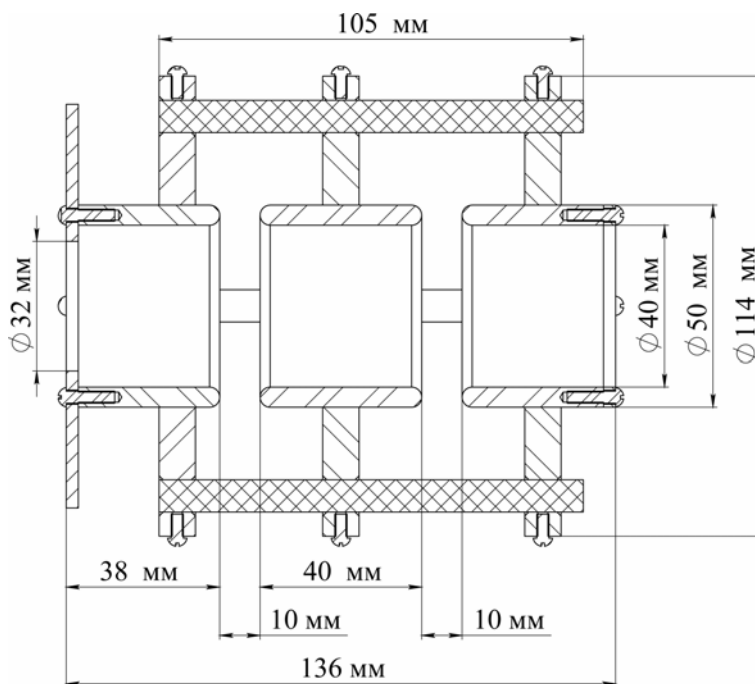


Рис. 9. Схема экспериментальной линзы.

Схема используемой линзы представлена на рис. 9. Электроды цилиндрические, равного диаметра. Выбор внутреннего диаметра электродов линзы и зазоров между ними определяется поперечным размером фокусируемого пучка, который известен на заданном расстоянии от источника. Последнее принималось равным фокусному расстоянию, чтобы обеспечить параллельность траекторий частиц пучка на выходе из линзы. Взяв характерную энергию частиц $W = 28 \div 32$ кэВ, потенциал центрального электрода линзы $eU = 18 \div 25$ кэВ, $d_1 = d_2 = 10$ мм, согласно выражению на фокусное расстояние одиночной линзы получаем оценку $F \sim 50 \div 100$ мм. На данном расстоянии от источника диаметр пучка $\sim \varnothing 20$ мм. С учетом возможного смещения пучка относительно оси линзы внутренний диаметр электродов линзы взят равным $\varnothing 40$ мм. Вблизи источника и в присутствии плазмы пучка электроды линзы подвергаются повышенной тепловой нагрузке, ввиду чего они выполнены массивными, толщина стенок составляет 5 мм. В целях повышения устойчивости системы к пробоям тонкие грани центрального электрода и ближайшие к нему грани входного и выходного электродов скруглены. Электроды размещены на изолирующих керамических втулках, крепления к которым выполнены в виде плоских широких колец. Материал электродов и колец – сталь 12Х18Н10Т. Входной и выходной электроды соединены медным проводником. Во избежание попадания периферийной части пучка на электроды на входе линзы установлен молибденовый экран с апертурой $\varnothing 32$ мм. Величина зазоров между электродами

линзы составляет 10 мм согласно приведенной выше оценке фокусного расстояния F . От кольца центрального электрода выведен медный провод для подачи на электрод высокого напряжения. Медные проводники на схеме не показаны.

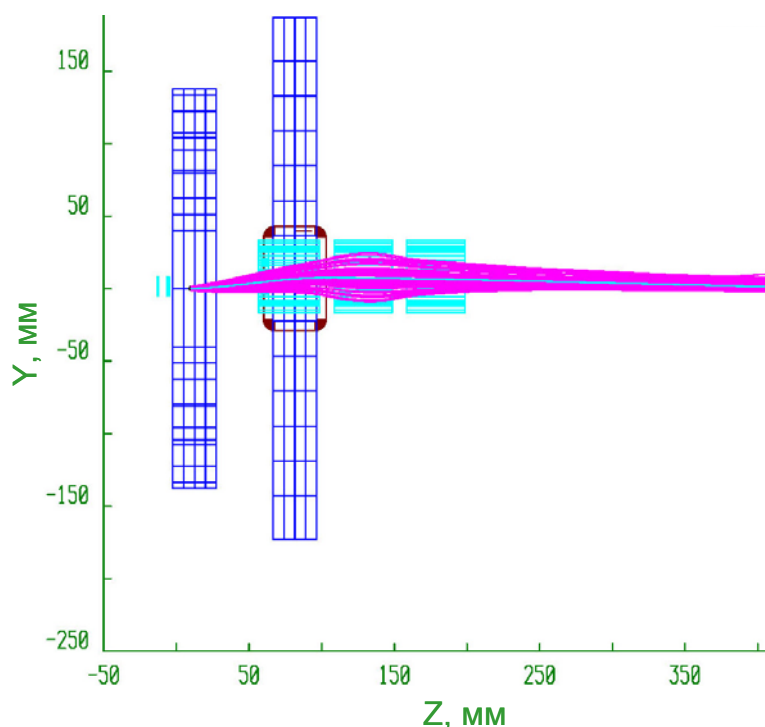


Рис. 10. Расчет траекторий пучка. Код MAG3D, М. А. Тиунов, ИЯФ СО РАН.

$$\text{Диаметр пучка на 400 мм} = \varnothing 8,1 \text{ мм}; \frac{I^-}{I_0} \cdot 100\% = 100\%, U_L = 22 \text{ кВ}.$$

Проектные параметры линзы требуют расчетной проверки в реальных полях, в том числе в магнитном поле источника. Расчет осуществлялся с помощью кода MAG3D, разработанного М. А. Тиуновым в ИЯФ им. Будкера СО РАН. Программа позволяет вычислить электрическое и магнитное поля и траектории частиц пучка в них. Эмиссия из плазмы при этом принимается однородной, пространственный заряд не учитывается. Пример рассчитанных траекторий пучка представлен на рис. 10. Согласно расчету, прохождение 100% тока пучка через линзу соответствует напряжению на линзе $U_L = 22$ кВ и 7 мм смещению линзы в направлении, поперечном силовым линиям поля \vec{B} . В эксперименте оптимальное U_L и диаметр пучка могут отличаться от расчетных вследствие влияния объемного заряда.

5 Формирование стационарного пучка ионов H^- с помощью электростатической линзы

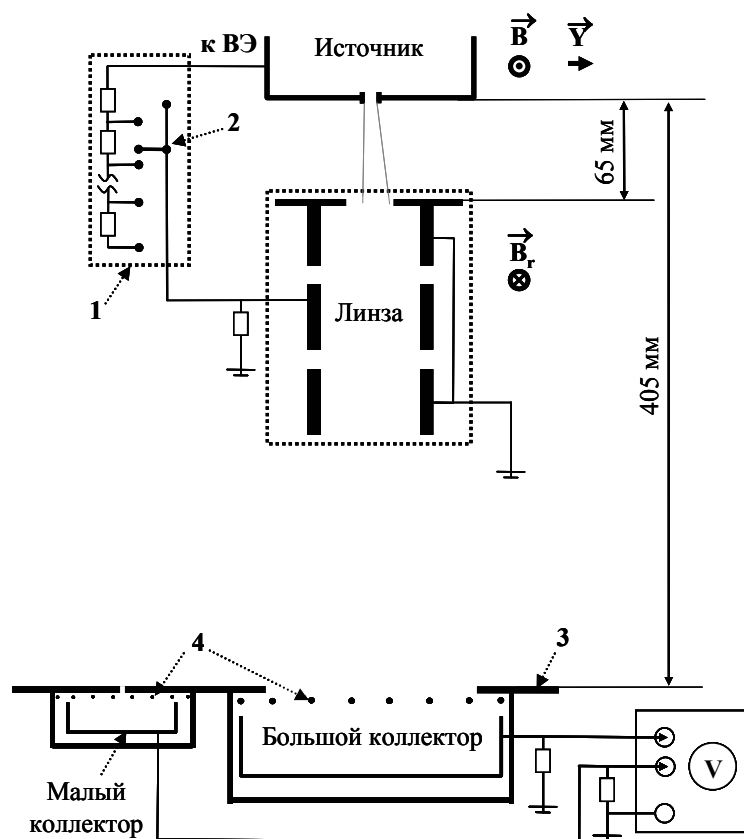


Рис. 11. Схема регистрации профилей пучка и тока ионов H^- .
 1 – Переменный делитель; 2 – Подвижный контакт делителя;
 3 – Экран с диафрагмой 40×50 мм и коллимирующим отверстием $\varnothing 1$ мм;
 4 – Охранные электроды с напряжением 60÷80 В.

Схема регистрации профилей пучка и тока ионов H^- представлена на рис. 11. В камере источника линза выходным электродом ставится на рельсы (на рисунке не показаны), что обеспечивает ее подвижность поперек направления поля источника \vec{B}_s . Расстояние от ускоряющего электрода до экрана линзы 65 мм. Напряжение на центральный электрод подается от вытягивающего электрода через переменный делитель и контролируется вольтметром. Входной и выходной электроды заземлены через рельсы. Под линзой на расстоянии 405 мм от источника (ускоряющего электрода) на подвижной базе устанавливается связка из большого и малого коллекторов. Сигналы с коллекторов измеряются вольтметром либо амперметром. Сигнальные провода и плавкие части коллекторов прикрывает экран с диафрагмой над большим коллектором 40×50 мм. Экран совмещен с коллиматором малого коллектора. Большим коллектором измеряется ток пучка ионов H^- , и следует отметить, что меряется не весь ток нефокусированного пучка ионов H^- , так как диаметр пучка обычно $\sim 60\div 80$ мм и часть тока осаждается на диафрагме большого коллектора. Малый коллектор использу-

ется для регистрации профиля пучка. Коллиматор малого коллектора представляет собой отверстие диаметром $\varnothing 1$ мм, аналогичное коллиматору СИЭМ. Для записи профиля пучок сканируется малым коллектором в поперечном сечении вдоль выбранной оси координат (X или Y) с шагом $1\div 2$ мм. Полученные данные используются для контроля показаний щелевого коллектора СИЭМ: локальное угловое распределение плотности тока интегрируется, и вычисленное значение сверяется с абсолютной плотностью тока, измеренной малым коллектором. Отличие интегрального значения плотности тока от абсолютного составляет не более 20%.

Для проведения эксперимента источник выводился в режим стабильного напряжения разряда и наибольшего тока пучка отрицательных ионов. Эксперименты с линзой велись параллельно с работой по усовершенствованию источника, поэтому выйти на проектный ток пучка ионов H^- в 15 мА удавалось не всегда. Все же полученные результаты можно считать достоверными, так как модификации конструкции источника практически не затрагивали ИОС и геометрию полей, а падение тока пучка на несколько миллиампер принципиальных изменений в работу линзы не вносит.

В экспериментах с нефокусированным пучком регистрировались полный ток пучка ионов H^- , профили и эмиттанс. Для фокусированного пучка проводились только регистрация профилей и полного тока ионов H^- .

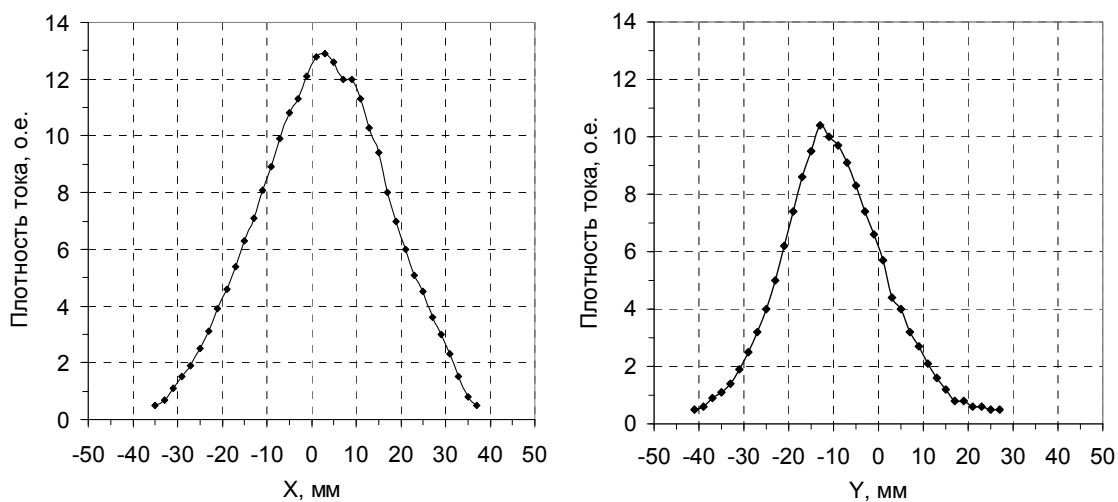


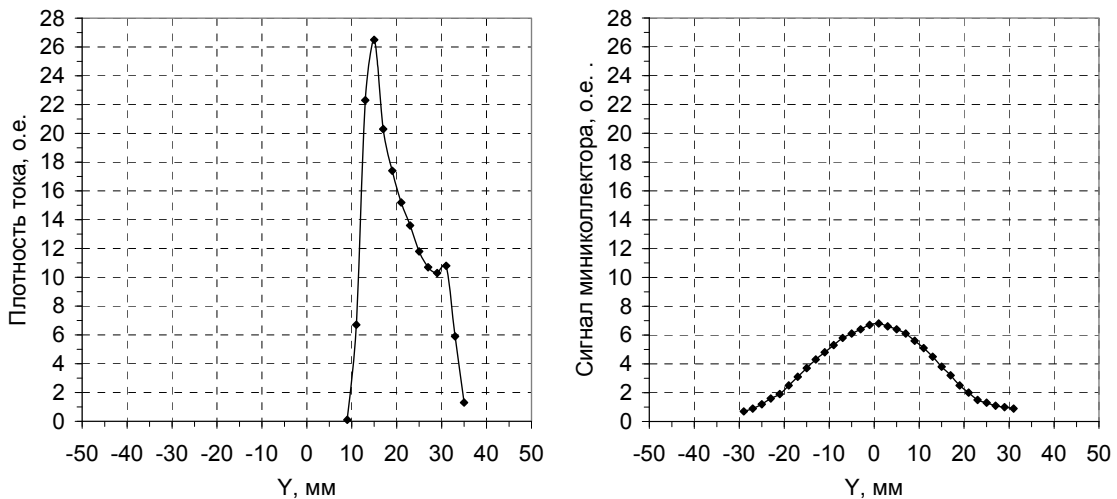
Рис. 12. Профили пучка без линзы в направлениях X и Y .
Ток ионов $H^- = 12,4$ (10,2) мА; $U_d = 80$ В; $W = 32$ кэВ (4+28).

Профили без линзы, снятые малым коллектором в направлениях X и Y , представлены на рис. 12. Следует отметить, что полный ток ионов H^- , соответствующий профилям нефокусированного пучка, меньше реального на $\sim 20\%$ ввиду отсечения части пучка диафрагмой экрана. Напомню, размеры диафрагмы 40 мм по Y и 50 мм по X , в то время как диаметр нефокусированного пучка $\sim 60\div 80$ мм. Поэтому для

определения полного тока нефокусированного пучка, форма которого считается эллиптической (эксцентриситет эллипса близок к 1), для обоих профилей берется интеграл

$$I^- = \int_{R_i}^{R_f} \pi r j(r) dr, \text{ а затем из произведения полученных значений извлекается корень.}$$

Интегральный ток для представленных профилей составляет 12,4 мА. В случае фокусированного пучка необходимости в интегрировании нет, так как его поперечный размер $\sim \varnothing 20$ мм заведомо меньше размеров диафрагмы.



$U_L = 23$ кВ;

Ширина на 10 % сигнала = 26 мм.

$U_L = 0$ В;

Ширина на 10 % сигнала = 62 мм.

Рис. 13. Сравнительные Y-профили фокусированного и нефокусированного пучков.

Ток ионов $H^- = 10,5$ мА

На рис. 13 представлен профиль фокусированного пучка ионов H^- по $Y (\perp \vec{B}_s)$. Для сравнения рядом показан профиль пучка с нулевым потенциалом на линзе. Одной из возможных причин возникновения особенностей Y-профиля фокусированного пучка могут служить aberrации, вносимые линзой в процессе фокусировки в поперечном магнитном поле \vec{B}_s . Однако для уточнения данного вопроса требуются дополнительная серия экспериментов и сопоставление с результатами расчетов профилей пучка. У профилей фокусированного пучка, зарегистрированных в направлении X (вдоль \vec{B}_s), подобных особенностей формы не наблюдается. Экспериментально полученный диаметр фокусированного пучка на расстоянии 405 мм от источника в $\frac{62 \text{ мм}}{26 \text{ мм}} \approx 2,4$ раза меньше, чем у нефокусированного, что говорит об эффективной работе линзы.

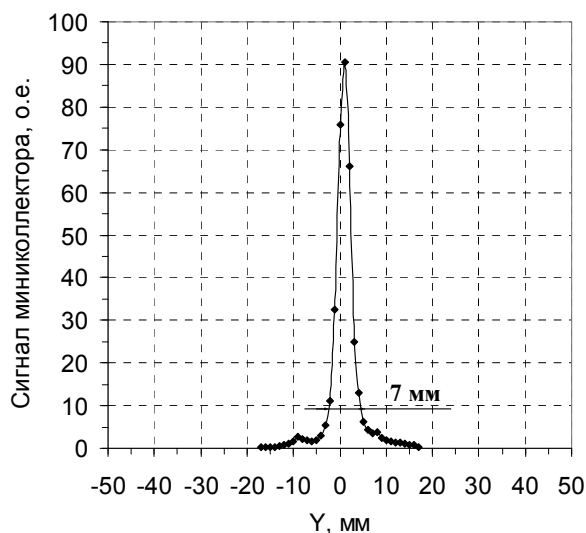


Рис. 14. Профиль фокусированного пучка в режиме малого тока.
 $U_L = 23$ кВ; ток ионов $H^+ = 3,8$ мА; ширина на 10 % плотности тока = 7 мм.

Помимо профилей с большим током ионов H^+ был снят профиль фокусированного пучка малого тока (рис. 14). Фокусированный пучок с током 3,8 мА заметно уже, чем 10,5 мА пучок. Более сильная фокусировка возможна как следствие меньшего эмиттанса слаботоочного пучка, так и следствие меньшего влияния aberrаций линзы и объемного заряда в области центрального электрода. Отношение поперечных размеров пучка $\frac{24}{7} \approx 3,4$ при соотношении токов ионов, равном $\frac{10,5}{3,8} \approx 2,8$. Для уточнения всех факторов влияния на профиль фокусированного пучка также требуется сопоставление экспериментальных данных с дополнительным расчетом.

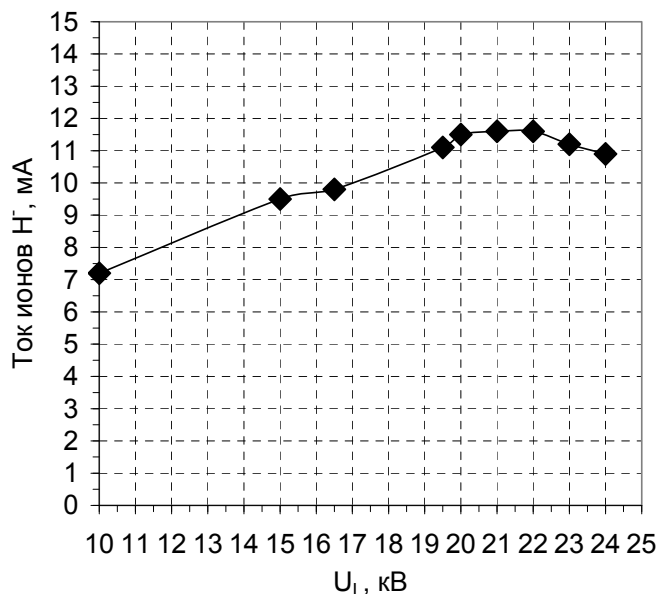


Рис. 15. Зависимость проходящего тока ионов H^+ от напряжения на линзе.
 $U_d = 94$ В; $W = 32$ кэВ (5+27).

Зависимость тока фокусированного пучка ионов Н⁺ от напряжения на линзе снималась в условиях стабильного напряжения разряда, U_{ext} и полной энергии пучка W . Результаты измерений представлены на рис. 15. Наилучший коэффициент пропускания тока ионов Н⁺ (из предположения, что ток пучка в режиме стабильной работы источника 12÷15 мА) достигнут в интервале напряжений $U_L = 19\div 24$ кВ, где ток фокусированного пучка $\sim 11\div 12$ мА. При этом значения U_L близки к расчетному напряжению. Снижение тока пучка при высоких напряжениях на линзе обусловлено осаждением части ионов Н⁺ на электродах линзы из-за большего поворота пучка в области ее центрального электрода, которое, в свою очередь, вызвано сильным торможением частиц полем линзы. Также при повышении U_L происходит перефокусировка пучка, и часть тока не попадает в апертуру приемного коллектора.

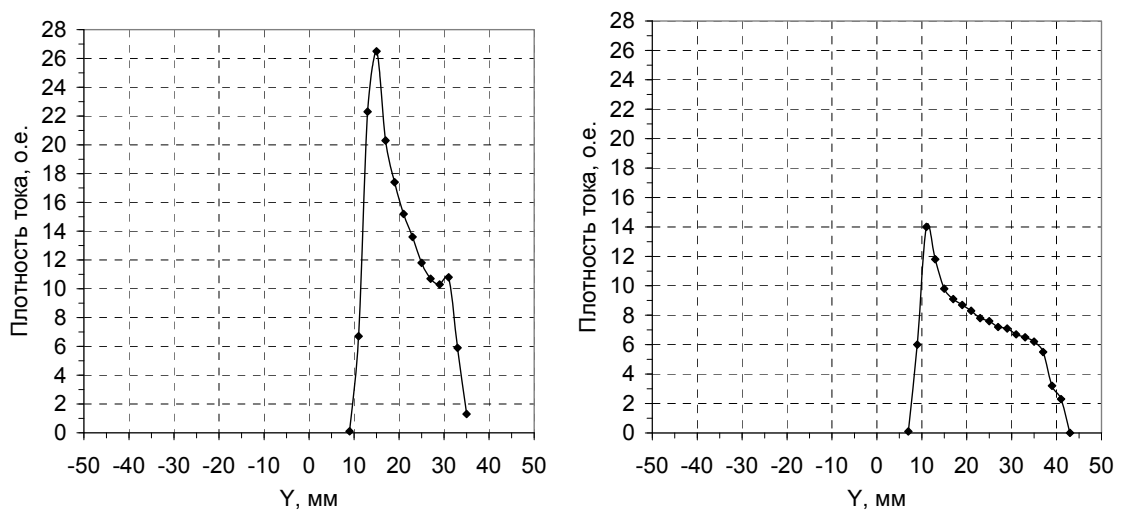


Рис. 16. Зависимость формы профиля пучка от угла входа в линзу в направлении $Y (\perp \vec{B}_s)$. Слева: $I_{Br} = 1$ А; ток ионов Н⁺ = 10,1 мА; $U_d = 85$ В; $W = 33$ кэВ (5+28); $U_L = 22$ кВ. Справа: $I_{Br} = 5$ А; ток ионов Н⁺ = 10,1 мА; $U_d = 86$ В; $W = 33$ кэВ (5+28); $U_L = 20$ кВ.

Рис. 16 иллюстрирует зависимость формы Y-профиля фокусированного пучка от угла входа в линзу относительно ее оси. Изменение угла проводилось путем варьирования магнитного возвращающего поля \vec{B}_r , компенсирующего действие собственного поля источника \vec{B}_s . Видно, что скачок тока уменьшается при уменьшении угла влета частиц в линзу (повышении \vec{B}_r). Типичные параметры пучка на расстоянии 405 мм от ускоряющего электрода источника:

- Без линзы: ток ионов Н⁺ 10÷15 мА, диаметр $\varnothing 40\div 80$ мм;
- С линзой: ток ионов Н⁺ 4÷12 мА, диаметр $\varnothing 10\div 20$ мм.

При прохождении через линзу часть пучка садится на ее электроды, что приводит к возникновению тока утечки через линзу и резисторы делителя. Также проис-

ходит запыление керамических стоек крепления электродов, повышающее утечку и вероятность пробоя. Впрочем, указанные обстоятельства не привели к непредвиденным сбоям в работе и явной регрессии параметров пучка. Ток утечки составляет ~ 3 мА при суммарном номинале резисторов делителя ~ 3 мОм и потенциале линзы 20 кВ, мощность нагрева электродов линзы порядка 60 Вт. В результате длительной работы в подобных условиях кольца крепления электродов, выполненные из нержавеющей стали, расширяются и, как следствие, происходит их проскальзывание вдоль стоек и нарушение юстировки. В силу указанных причин для применения в действующем ускорителе конструкция линзы требует доработки. При этом следует иметь ввиду, что это один из немногих опытов применения электростатической линзы, поэтому с учетом представленных выше достижений работа по фокусировке пучка ионов Н⁺ одиночной электростатической линзой признана успешной.

6 Заключение

- Исследованы параметры стационарного пучка отрицательных ионов водорода с током до 18 мА. Продемонстрировано высокое качество производимого стационарным ППИ пучка Н⁻ (RMS эмиттанс порядка $0,1 \div 0,35$ п·мм·мрад при токе ионов Н⁻ $\sim 12 \div 18$ мА).
- Для фокусировки пучка изготовлена и смонтирована в тестовой камере одиночная электростатическая линза.
- Проведено сравнение профилей сфокусированного и нефокусированного пучка. Показана возможность эффективной фокусировки стационарного пучка ионов Н⁻ одиночной электростатической линзой.
- Зарегистрирован проходящий ток ионов Н⁺ при различных углах входа в линзу и напряжении на линзе U_L . Определен интервал напряжений U_L с наибольшим током пучка. Получен ток сфокусированного пучка ионов Н⁺ до 12 мА.

Благодарю моего научного руководителя, Санина Андрея Леонидовича, за время, уделенное работе со мной, и поддержку. Я рад, что работаю под его руководством.

Также хочу выразить признательность Бельченко Юрию Ивановичу, ценными советами оказавшему помощь в работе и понимании «физики» источника. Юрий Иванович стал для меня примером вдумчивого и тщательно подходящего к решению научных задач исследователя.

Список использованной литературы

- 1) *Н.Н. Семашко, А.Н. Владимиров, В.В. Кузнецов, В.М. Кулыгин, А.А. Панасенков*, «Инжекторы быстрых атомов водорода» // Энергоиздат, (1981) – 168 с.
- 2) *Yu. Belchenko, I. Gusev, A. Khilchenko, A. Kvashnin, V. Rashchenko, A. Sanin, V. Savkin, and P. Zubarev*, «Advanced direct current negative-ion source for accelerator use» // RSI **77**, 1 (2006), 03A527.
- 3) *Ю.И. Бельченко, Г.И. Димов, В.Г. Дудников*, «Физические основы поверхностно-плазменного метода получения пучков отрицательных ионов» // ИЯФ 77-56 (1977).
- 4) *Под ред. Б.Я. Мойжеса, Г.Е. Пикуса*, «Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма» // Наука (1973) – 480 с.
- 5) *Б.И. Москалев*, «Разряд с полым катодом» // Энергия (1969) – 184 с.
- 6) *Под ред. Я. Брауна*, «Физика и технология источников ионов» // Мир (1998) – 496 с.
- 7) *М.Д. Габович*, «Физика и техника плазменных источников ионов» // Атомиздат (1972) – 304 с.
- 8) *Дж. Лоусон*, «Физика пучков заряженных частиц» // Мир (1980) – 436 с.
- 9) *P. Lapostolle* // IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18, 1101 (1971).
- 10) *И.Н. Мешков*, «Введение в физику пучков заряженных частиц» // Новосибирский государственный университет (1988) – 92 с.