

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет: **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра: **ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ**

Направление подготовки: **03.03.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **БАКАЛАВРИАТ**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

Горенкова Ивана Алексеевича

Тема работы: 45-градусные электростатические анализаторы нейтралов
перезарядки для установок ГДЛ и КОТ

«К защите допущена»

И.О. заведующего кафедрой

к.ф.-м.н.

с.н.с., ИЯФ СО РАН

Научный руководитель

к.ф.-м.н.

с.н.с., ИЯФ СО РАН

Сковородин Д.И./ _____
(подпись, МП)

Приходько В.В./ _____
(подпись, МП)

«_____» _____ 2022 г.

«_____» _____ 2022 г.

Дата защиты: «_____» _____ 2022 г.

Новосибирск — 2022 г.

Содержание

Введение	3
1 45-градусный анализатор	8
2 Анализатор установки КОТ	11
2.1 Описание установки	11
2.2 Описание диагностики	13
2.3 Основные физические параметры	15
2.3.1 Газовые условия	15
2.3.2 Магнитная система	20
2.3.3 Система регистрации	22
3 Анализатор установки ГДЛ	24
3.1 Описание установки	24
3.2 Описание диагностики	25
3.3 Основные физические параметры	29
3.3.1 Газовые условия	29
3.3.2 Магнитная система	30
3.3.3 Система регистрации	32
3.4 Калибровка	35
3.5 Экспериментальные результаты	39
Заключение	45

Введение

Концепция управляемого термоядерного синтеза (УТС) как альтернативного источника энергии, потенциально решающего проблему истощения невозобновляемых энергетических ресурсов, зародилась в середине 20-го века. Основной задачей физиков, работающих в данной области, является создание устройства, позволяющего длительное время удерживать плазму достаточно высокой температуры и плотности в ограниченном объеме. В процессе изучения возможных конструкций реактора появились две непохожие концепции: импульсные системы, в которых высокая плотность достигается из-за абляции поверхностного слоя оболочки топливной мишени под воздействием мощного лазерного излучения (и которые лишь в последнее время продемонстрировали значительный прогресс в достижении однородности температуры на поверхности [1]), и квазистационарные магнитные системы, реализующие удержание горячей плазмы магнитным полем.

Среди магнитных установок наибольшее распространение получили токамаки, будучи на данный момент наиболее близкими по параметрам к предполагаемым будущим термоядерным установкам [2, 3]. Схожей является конструкция стелларатора [4]. Кроме того, в последнее десятилетие определённые успехи продемонстрировала конфигурация с обращённым полем, позволяющая добиться более высоких значений β (отношения плазменного давления к давлению магнитного поля) и упростить магнитную систему установки [5]. Аналогичные преимущества имеет концепция открытых магнитных ловушек, разрабатываемых в основном в Институте ядерной физики СО РАН.

Открытые магнитные ловушки имеют ряд неоспоримых технических и физических преимуществ, таких как: максимально эффективное использование магнитного поля, простая масштабируемость параметров установки и отсутствие ограничения на максимальную рабочую плотность плазмы, которое существует для токамаков и связано с развитием баллонной неустойчивости (описа-

но в [6, 7]). Таким образом, приоритетным направлением исследований в ИЯФ является создание реактора на основе ловушек с линейной осесимметричной конфигурацией магнитного поля, позволяющего удерживать плазму с термоядерными параметрами. На пути к данной цели для решения присущих открытым системам проблем и изучения физики удержания плазмы был создан ряд магнитных установок: гофрированная открытая ловушка (ГОЛ-3 и ГОЛ-NB), спиральная магнитная открытая ловушка (СМОЛА), газодинамическая ловушка (ГДЛ), компактный осесимметричный тороид (КОТ).

Установка ГОЛ-NB, построенная на базе ГОЛ-3, является одним из поддерживаемых проектов и нацелена на изучение идеи многопробочного удержания: для уменьшения длины пробега ионов по сравнению с длиной ловушки используется система элементарных пробок для гофрировки магнитного поля [8]. Также возможно включение в модульную систему части, удерживающей в винтовом магнитном и электрическом радиальном полях плазму с коллективным режимом удержания – идея винтового удержания продемонстрировала экспоненциальный спад плотности плазмы в экспериментах на ловушке СМОЛА [9]. После успешного получения конфигурации с обращённым полем за счёт инжекции нейтральных атомов проект КОТ планируется использовать для изучения диамагнитного удержания путём создания диамагнитного «пузыря» [10] – режима удержания, позволяющего в перспективе перейти к анейтронному топливному циклу для ГДМЛ [11]. В экспериментах на ГДЛ было продемонстрировано подавление продольной электронной теплопроводности за счёт использования расширителей [12], а также подавление поперечного переноса в вихревом режиме удержания – таким образом, удалось достичь высоких параметров β [13] и нивелировать часть недостатков газодинамического режима.

Из широкого спектра диагностик, применяемых на плазменных установках в ИЯФ (например, обзор ключевых диагностик на ГДЛ приведён здесь [14]), в данной работе внимание будет уделено электростатическим анализаторам атомов перезарядки. Изначальная концепция электростатического анализатора как

системы двух электродов под разными потенциалами, выполняющей разделение по энергиям в результате отклонения заряженных частиц формируемым однородным электрическим полем, была предложена в работе [15]; также авторами была продемонстрирована угловая фокусировка первого порядка при выборе угла влёта ионов в отклоняющую область равным 45° . В работе [16] авторами был проведён более подробный анализ разрешающей способности анализатора, учитывающий ненулевые размеры входной и выходной щели и ненулевую ширину пучка. Дальнейшие работы по улучшению энергетического разрешения привели к созданию модифицированного 30-градусного плоского анализатора [17]: авторами работы было показано, что при угле влёта ионов, равном 30° , происходит фокусировка второго порядка по углу в фокальной плоскости, отличной от плоскости земляной пластины анализатора. В исследовании [18] в конфигурацию 30-градусного анализатора была добавлена выходная щель в плоскости, перпендикулярной фокальной: проведённый теоретический расчёт показал, что разрешение 30-градусной системы превосходит разрешение 45-градусного анализатора. Важно отметить, что помимо плоской конфигурации отклоняющих электродов существует также конфигурация типа сферическое зеркало [19] и цилиндрическая конфигурация [20]: обе, наряду с 30-градусным анализатором, позволяют добиться фокусировки второго порядка, но являются более сложными в инженерном плане при изготовлении прибора. Помимо разделения потока атомов по энергии возможна модификация, позволяющая изучать изотопный состав плазмы (представленная, например, в работе [21]): вдоль электрического поля электромагнит формирует магнитное поле ($E \parallel B$ анализатор), которое отклоняет пролетающие ионы на угол, пропорциональный q/m , где q – заряд иона, m – его масса. Разделённые таким образом частицы детектируются независимо.

Применение электростатического анализатора для изучения энергетического спектра ионов плазмы рассмотрено, например, в работах [22, 23]: до настоящего времени существенных изменений в схеме эксперимента не произошло

– ионы в результате процесса перезарядки покидают камеру магнитной ловушки, коллимируются, после чего повторно ионизируются при прохождении обдирочной камеры в столкновениях с атомами мишени (в качестве мишени может выступать газовая мишень [23] или твердотельная мишень (фольга) [24]), разделяются по энергии однородным электрическим полем и попадают на детектор. По координате падения однозначно определяется диапазон энергии частицы.

Помимо улучшений оптической части с развитием технологий наблюдался прогресс в системе детектирования ионов. Если в первоначальных экспериментах по анализу спектра ионных пучков [25], получаемых в катод газоразрядной трубки, использовался цилиндр Фарадея и сканируемая область смещалась изменением потенциала электрода, особенности эксперимента с магнитным удержанием плазмы (в частности, миллисекундная длительность и низкая плотность потока покидающих плазму частиц) потребовали доработок детектирующей системы. Для увеличения энергетического разрешения вместо общей принимающей поверхности стал использоваться набор ламелей, расположенных в плоскости электрода (например [26]), что позволило при постоянном потенциале отклоняющего электрода разрешать часть спектра пучка. Для усиления сигнала перед детектором устанавливали каналный электронный умножитель [26], в дальнейшем широкое распространение получила микроканальная пластина (МКП) [27] из-за компактности и пространственного разрешения выходного сигнала. При высокой плотности ионного тока использование МКП затруднительно в силу ограничения рабочих частот прибора, поэтому альтернативой является массив полупроводниковых или алмазных детекторов [28].

Диагностический комплекс ГДЛ уже включал 45-градусный анализатор нейтралов – в частности, он использовался в работе [29]. Необходимость разработки новой версии спектрометра была обусловлена проблемами конструкции детектирующей системы: низкое временное разрешение ограничивало диапазон наблюдаемых частот. Кроме того, из-за геометрии электродов присутствовали регулярные пробои по поверхности изолятора.

Данная работа посвящена созданию диагностических приборов на основе анализа нейтралов перезарядки для определения параметров горячей компоненты плазмы на установках ГДЛ и КОТ. В ходе работы был разработан 45-градусный электростатический анализатор с угловым разрешением для определения радиального распределения плотности плазмы на установке ГДЛ и 45-градусный электростатический анализатор с энергетическим разрешением для установки КОТ. Представлены первые результаты, полученные в ходе эксперимента на установке ГДЛ.

Данная работа состоит из трёх частей:

- В первой части коротко описана физика разделения частиц электрическим полем
- Во второй части описывается создание диагностики для установки КОТ: рассмотрена конфигурация ловушки и описана схема анализатора, приведены расчёты параметров диагностики.
- В третьей части описывается создание диагностики для установки ГДЛ: рассмотрена конфигурация ловушки и описана схема анализатора, приведён результат калибровки и первые результаты по измерению радиальных профилей плотности быстрых ионов.

1 45-градусный анализатор

45-градусный электростатический анализатор нейтралов перезарядки является простым и эффективным устройством для разделения ионов по энергии и координате перезарядки. Рассмотрим подробнее процесс разделения частиц (рис.1).

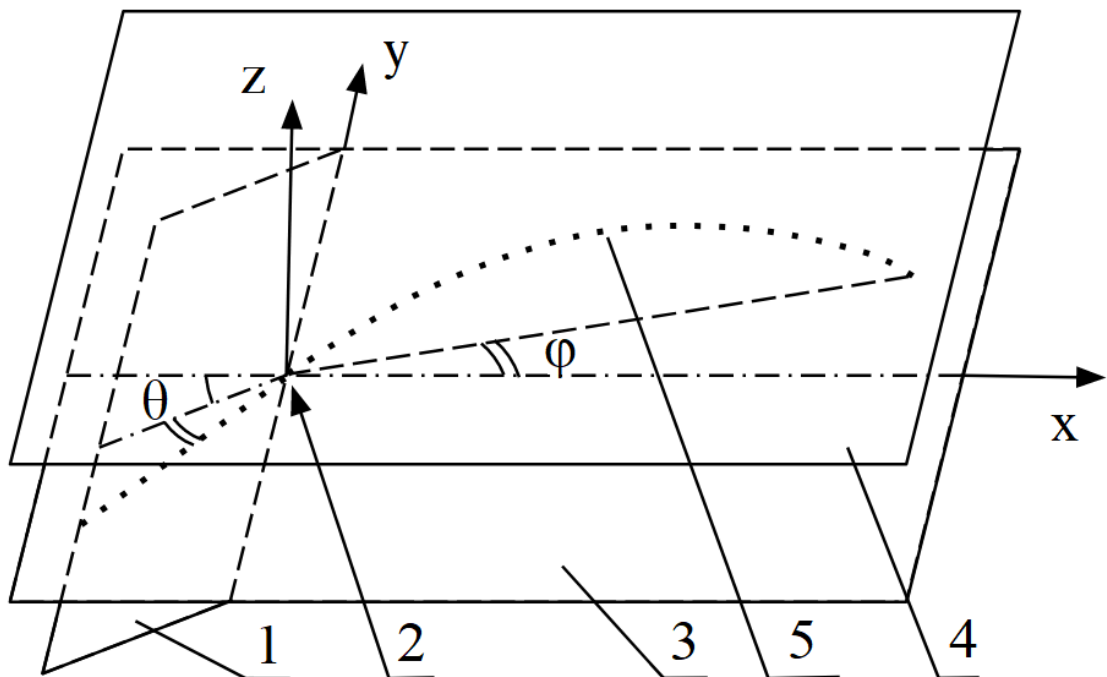


Рисунок 1.1: Движение иона в отклоняющем поле. 1 - плоскость влёта частиц, 2 - коллимирующее отверстие, 3 - нижний электрод, 4 - верхний отклоняющий электрод, 5 - траектория ионов

Основой анализатора является электростатический конденсатор, состоящий из двух плоских параллельных электродов. Нижний электрод обычно заземляется, в то время как верхний находится под высоким положительным напряжением $U \sim 10$ кВ, создавая однородное электрическое поле в области между

пластинами. В заземлённом электроде проделано точечное отверстие через которое поток ионов попадает в отклоняющую область (в случае, когда необходимо разрешить ионы только по энергии, устанавливается целевое отверстие вдоль оси Y для увеличения потока ионов на детектор).

Расположим коллимирующее отверстие в начале координат. На однозарядный ион с энергией \mathcal{E} и зарядом q , влетающий в область отклонения под углом θ к плоскости электродов и углом ϕ к плоскости, перпендикулярной плоскости электродов, вдоль оси Z действует постоянная сила $F = qU/L$: таким образом, траектория иона представляет собой параболу. Время движения между обкладками до пересечения с заземлённым электродом определяется вертикальной проекцией скорости $v_z = \sqrt{\frac{2\mathcal{E}}{m}} \cos \phi \sin \theta$ и равно $\tau = 2 \frac{v_z}{F/m} = 2\sqrt{2\mathcal{E}m} \frac{L}{qU} \cos \phi \sin \theta$. Поскольку сила F направлена вдоль оси Z и не изменяет y -компоненту (как и x -компоненту) импульса частицы, разделение по точке перезарядки нейтрала (а точнее, по углу пролёта через апертуру) происходит аналогично камере-обскуре. Легко вычислить координаты падения на нижнюю пластину, образующие эллипс с центром в $(\mathcal{E} \frac{L}{qU}, 0)$ и полуосями $L_x = \mathcal{E} \frac{L}{qU}$ и $L_y = \sqrt{2}\mathcal{E} \frac{L}{qU}$:

$$x = 4\mathcal{E} \frac{L}{qU} (\cos \phi)^2 \sin \theta \cos \theta = \mathcal{E} \frac{L}{qU} (1 + \cos 2\phi) \sin 2\theta \stackrel{\theta=45^\circ}{=} \mathcal{E} \frac{L}{qU} (1 + \cos 2\phi), \quad (1.1)$$

$$y = 4\mathcal{E} \frac{L}{qU} \cos \phi \sin \phi \sin \theta = 2\mathcal{E} \frac{L}{qU} \sin 2\phi \sin \theta \stackrel{\theta=45^\circ}{=} \sqrt{2}\mathcal{E} \frac{L}{qU} \sin 2\phi. \quad (1.2)$$

Очевидными следствиями 45-градусной конфигурации являются:

1. фокусировка первого порядка по θ : разрешение анализатора пропорционально $\delta\theta^2$ при ненулевом разбросе $\delta\theta$ пучка по углам
2. максимальное расстояние между коллимационным отверстием и точкой падения на заземлённый электрод и, как следствие, максимальная энер-

гетическая дисперсия.

2 Анализатор установки КОТ

2.1 Описание установки

Установка КОТ – осесимметричная магнитная ловушка, разрабатываемая в ИЯФ СО РАН с 2017 года с целью изучения конфигурации с обращённым магнитным полем. Обращение планируется достичь за счёт накопления большого азимутального тока горячих ионов (~ 15 кэВ): два сфокусированных атомарных инжектора (2 МВт, 5 мс), направленные перпендикулярно оси установки с прицельным параметром 10 см, в результате захвата теплой компонентой плазмы водородных пучков с эквивалентным током 160 А создают плазмоид, обеспечивающий значительный диамагнетизм. В перспективе же планируется достичь обращения магнитного поля в центре формируемого плазмоида.

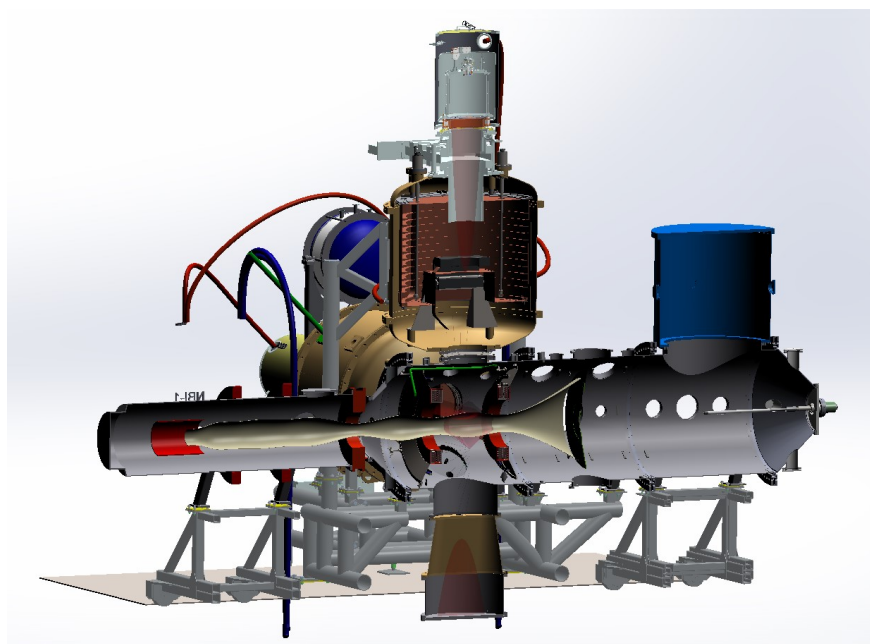


Рисунок 2.1: Установка КОТ

Начальная мишенная плазма создаётся водородной кольцевой плазменной пушкой. Термальный барьер, создающийся соленоидом рядом с центральной камерой установки, будет способствовать развитию неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и формированию надтепловой ионной компоненты плазмы в области магнитного удержания плазмоида. В результате кулоновского взаимодействия ускоренных ионов планируется значительно увеличить температуру электронов (до 30-50 эВ) по сравнению с температурой в области плазменной пушки.

Таблица 2.1: Основные параметры КОТ

Расстояние между пробками	0.6 м
Магнитное поле в центре	0.2 Т
Магнитное поле в пробке	0.4 Т
Длительность атомарной инжекции	5 мс
Мощность атомарной инжекции	$2 \cdot 2$ МВт
Плотность теплой плазмы	$3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$
Энергия быстрых ионов	15 кэВ
Температура электронов	30-50 эВ
Диаметр теплой плазмы	10 см
Ток	$2 \cdot 160$ А

Как ясно из описания установки, существенной задачей для понимания физики горячих ионов на установке КОТ является создание диагностики, измеряющей энергетический спектр быстрых частиц. Важным требованием к диагностике являлась компактность прибора: использование фланца центральной камеры (рис.2.2) затруднительно из-за сложной геометрии удерживающей установку эстакады – оптимальным решением является 45-градусный электростатический анализатор нейтралов перезарядки с энергетическим разрешением.

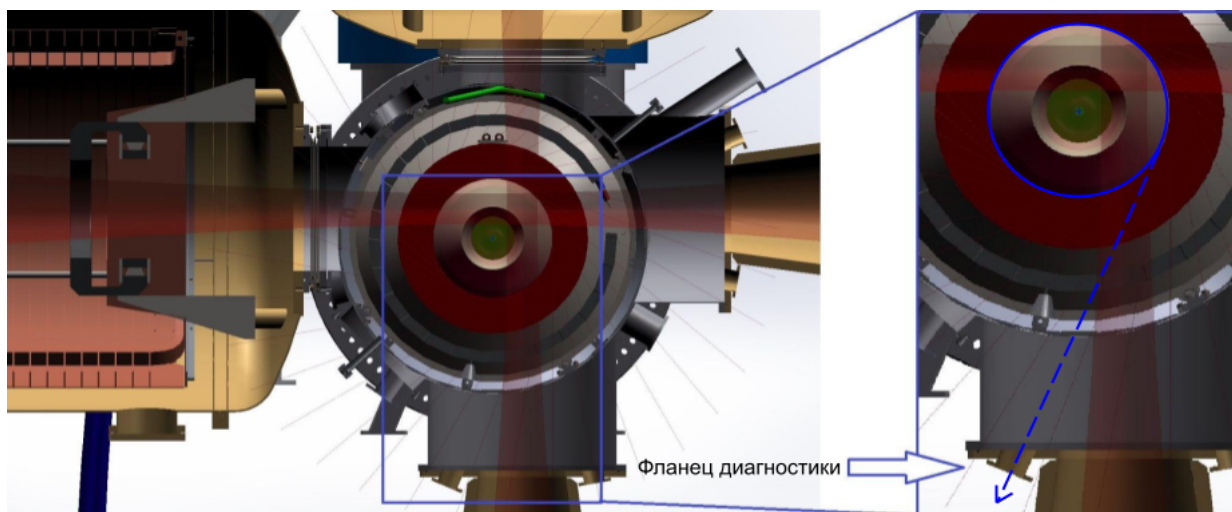


Рисунок 2.2: Центральное сечение установки КОТ

2.2 Описание диагностики

Схема спроектированного анализатора представлена на рис.2.3. Быстрые ионы в результате перезарядки на фоновом газе не меняют направление и величину импульса и покидают центральную камеру установки по касательной траектории к окружности с центром на оси ловушки (рис.2.2). Часть данного потока нейтралов, прошедшая через диагностический фланец, коллимируется входной апертурой 1: отверстие вырезает узкую полосу потока вдоль оси установки. Узкий пучок нейтралов попадает в обдирочную камеру 2, предварительно заполненную мишенным газом. Ионизованная в результате неупругих столкновений часть потока коллимируется набором длинных миллиметровых каналов 3: такая конструкция позволяет не только избежать заметной диффузии газа в объём с отклоняющим электродом, но и ограничить по радиусу просматриваемую область рождения нейтралов. Объём анализатора соединён с центральной секцией установки отверстиями 11 и продольным желобом 12: подобное решение освобождает от необходимости использовать дополнительную технику для поддержания высокого вакуума.

Однородное электрическое поле создаётся электродами 4 и 9. Двигаясь по параболической траектории, ионы попадают на микроканальную пластину (с

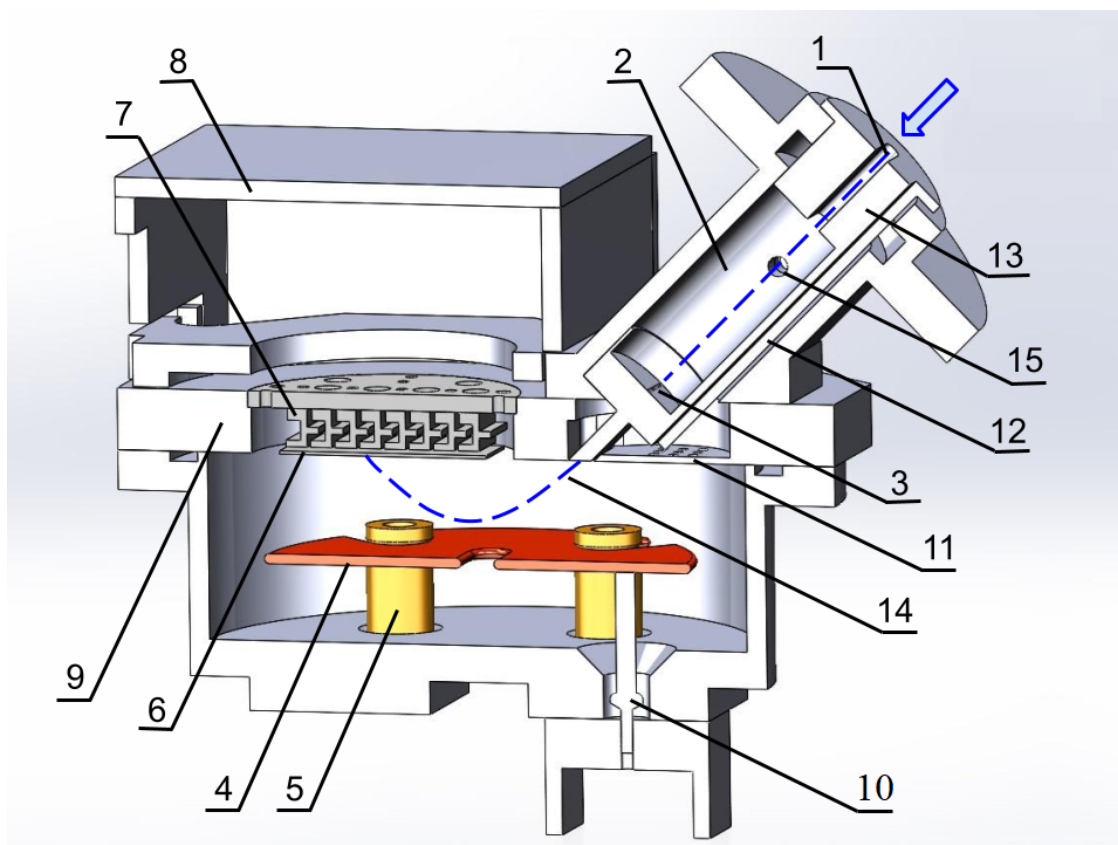


Рисунок 2.3: Анализатор нейтралов для КОТ. 1 - входная апертура, 2 - обдирочная камера, 3 - коллимационные отверстия, 4 - отклоняющий электрод, 5 - изолирующие стойки, 6 - микроканальная пластина, 7 - принимающая ламель, 8 - магнитный экран, 9 - земляной электрод, 10 - высоковольтный ввод, 11 - отверстия для откачки, 12 - желоб для откачки, 13 - магнитный экран мишени, 14 - траектория частиц, 15 - ввод газового клапана

коэффициентом электронного усиления $k_{MCP} = 10^4$) 6 для первичного усиления сигнала: использование МКП необходимо в связи с малостью тока ионов, вызванной малостью апертуры коллимационной системы. Регистрация тока вторичных электродов осуществляется набором металлических ламелей 7, расположенных непосредственно за МКП параллельно плоскости электродов. Для устранения паразитного сигнала, вызванного покидающим плазму и отразившимся от поверхности электрода излучением, в электроде сделано предусмотренное пропускающее распространяющиеся по прямой фотоны и нейтральные атомы отверстие.

Платы с полупроводниковыми усилителями располагаются вблизи коллекторных ламелей и закрываются дополнительным корпусом 8, выполненным из

магнитомягкой стали. Кроме того, поскольку весь корпус также выполнен из магнитомягкой стали, для уменьшения влияния выпадающего магнитного поля на частицы, прошедшие обдирку вблизи апертуры 1, предусмотрен утолщённый магнитный экран мишени 13.

2.3 Основные физические параметры

2.3.1 Газовые условия

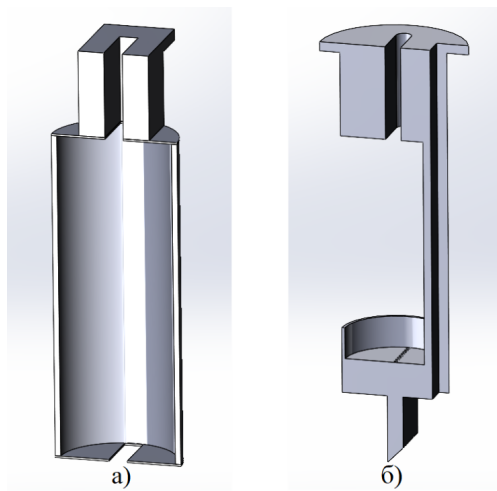


Рисунок 2.4: Цилиндрические вкладыши обдирочной камеры. а) стандартный, б) с модифицированной апертурой

Для энергетических анализаторов, не выполняющих разделение частиц по координате рождения, и входная, и выходная апертуры обычно имеют вид узкой щели. Основным недостатком компактной конструкции рассматриваемого анализатора является малость объема цилиндрического вкладыша, выполняющего роль обдирочной камеры: за время эксперимента (~ 10 мс) происходит диффузия напускаемого мишенного газа через отверстия коллимационной системы, из-за чего плотность газа не может считаться стационарной. Помимо проблемы стационарности, высокое давление остаточных газов недопустимо в присутствии МКП из-за ионной обратной связи: ионы, образующиеся в результате столкновений вторичных электронов с атомами газа, двигаются против направ-

ления электронов и выбивают „ложные“ вторичные электроны – в результате возможно в том числе возникновение тлеющего разряда с последующим разрушением поверхности МКП.

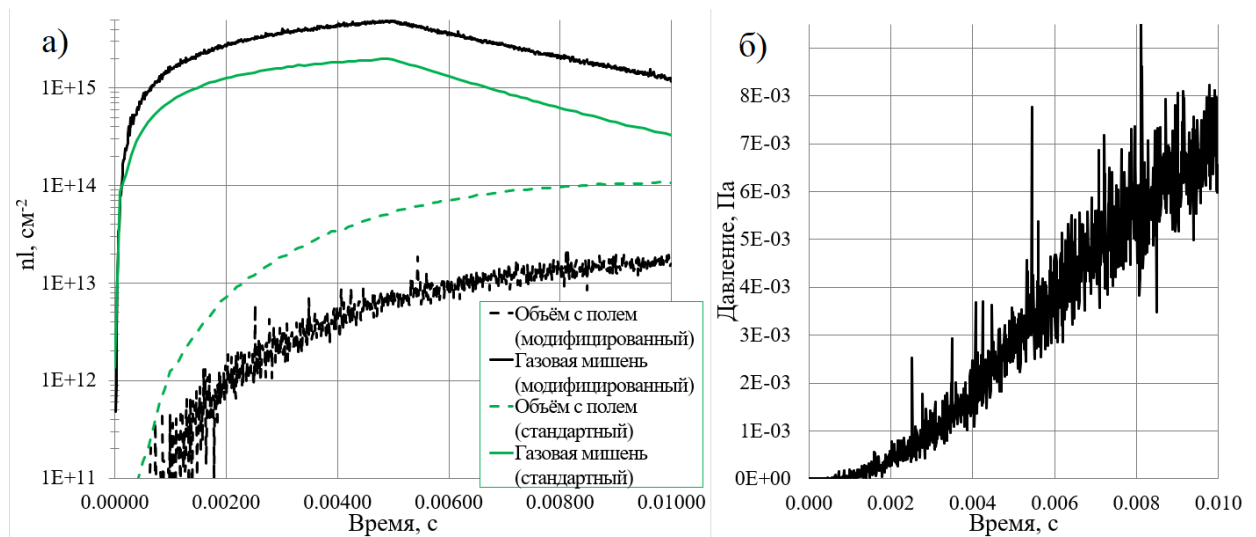


Рисунок 2.5: Диффузия мишенного газа. а) линейная плотность гелия в обдирочной камере и объёме с электродами, б) давление гелия в области МКП

Напуск газа происходит посредством натекания через клапан, присоединённый непосредственно к обдирочной камере и представляющий собой контролирующийся электромагнитным затвором тонкий капилляр диаметром ≤ 0.2 мм и длиной ≈ 2 мм. Давление газа в обдирочной камере регулируется как изменением времени напуска, так и изменением давления газа в присоединённом к клапану внешнем объёме; температура является комнатной.

Для снижения скорости диффузии газа из камеры стандартный вкладыш был модернизирован заменой щелевой апертуры на выходе камеры набором круглых каналов диаметром $d_{ch} = 1.2$ мм и длиной $l_{ch} = 30$ мм, расположенных на линии, параллельной оси установки (рис.2.4). Для обеих вкладышей было произведено моделирование молекулярных потоков методом Монте-Карло при помощи программного обеспечения MOLFLOW. Результат для модели с 5-миллисекундным напуском (рис.2.5) демонстрирует существенное уменьшение скорости диффузии: характерное время снижения плотности после выключения напуска для модифицированного вкладыша составляет $\tau_{mod} \sim 3.7$ мс (для

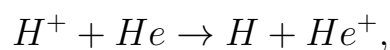
стандартного — $\tau_{st} \sim 2.8$ мс). Оптимальным режимом работы анализатора в таком случае будет использование временного интервала 2-7 мс для анализа энергии нейтралов: 95% времени атомарной инжекции значения плотности лежат в 30-процентном интервале относительно среднего значения. Важно отметить, что использование модифицированного вкладыша на порядок снижает давление в объёме до допустимых документацией МКП значений.

При заданной геометрии обдирочной камеры существенной задачей является определение оптимальной плотности мишенного газа: изменение данного параметра влияет как на равновесный коэффициент ионизации, т.е. долю ионизированных на мишени частиц, так и на средний квадрат отклонения траектории относительно начальной. Вследствие рассеяния на мишенном газе могут наблюдаться как искажение координаты падения частицы на МКП, что ведёт к снижению точности анализатора, так и дополнительное уменьшение получаемого сигнала из-за потерь при прохождении коллимационной секции.

На равновесный коэффициент ионизации нейтралов в первую очередь влияют элементарные процессы обдирки (удаление электрона с оболочки налетающего атома)



и одноэлектронной перезарядки (захват электрона с оболочки атома газа налетающим ионом)



поскольку имеют наибольшее сечение процессов (далее — σ_{str} и σ_{rel} соответственно).

Система уравнений, описывающая два основных канала передачи заряда в

мишени, имеет вид

$$n_H + n_{H^+} = n_a = const,$$

$$\frac{dn_{H^+}}{dt} = n_{He} n_H v_H \sigma_{str},$$

$$\frac{dn_H}{dt} = n_{He} n_{H^+} v_H \sigma_{rel} = -\frac{dn_{H^+}}{dt}$$

с граничным условием

$$n_{H^+}(x = 0) = 0.$$

Здесь n_H и n_{H^+} – плотность нейтралов и ионов водорода в мишени соответственно.

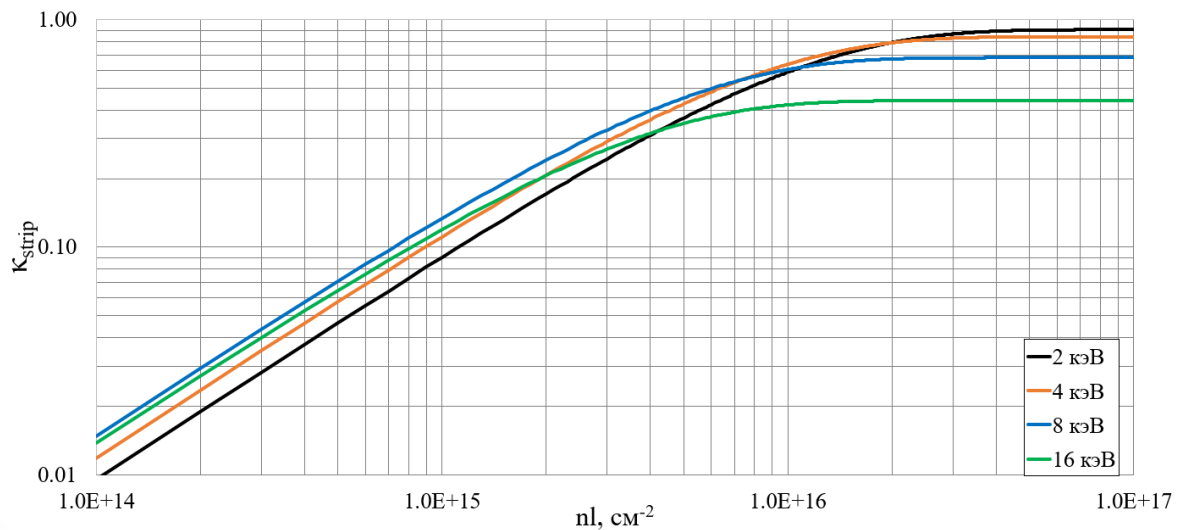


Рисунок 2.6: Равновесный коэффициент ионизации для He

В равновесной системе решение системы сводится к решению простого дифференциального уравнения

$$V_H \frac{dn_{H^+}}{dx} = n_{He} v_H (n_H \sigma_{str} - n_{H^+} \sigma_{rel})$$

и имеет вид

$$n_{H^+}(x = L) = n_a \frac{\sigma_{str}}{\sigma_{str} + \sigma_{rel}} (1 - e^{-n_{He}L(\sigma_{str} + \sigma_{rel})}) = n_a \cdot \kappa_{strip}, \quad (2.1)$$

где κ_{strip} – искомый коэффициент ионизации, L – длина обдирочной камеры. В описываемых диагностиках гелий используется в качестве газа перезарядной мишени в связи с высокими значениями сечения обдирки в диапазоне энергий нейтралов.

Исследования процессов рассеяния и ионизации были проведены для характерных энергий нейтралов в диапазоне 2-16 кэВ. На рис.2.6 приведена зависимость κ_{strip} от линейной плотности $n_{He} \cdot L$. Для каждой энергии в качестве оптимальных были выбраны значения $n_{He}L$ такие, что экспоненциальный множитель в формуле для κ_{strip} равен $1 - e^{-n_{He}L(\sigma_{str} + \sigma_{rel})} = 0.99$ (табл.2.2). Также были рассмотрена удвоенная и половинная линейные плотности ($0.5nl$ и $2nl$ соответственно).

Рис.2.7 (а) демонстрирует зависимость κ_{strip} : на интервале 2-16 кэВ происходит монотонный спад коэффициента с 0.9 до 0.44. Двухкратное уменьшение плотности приводит к снижению значения на 10%.

Таблица 2.2: Оптимальная линейная плотность

\mathcal{E} , кэВ	2	4	8	16
nl , см ⁻²	4.4E+16	3.3E+16	2.1E+16	1.5E+16

Помимо κ_{strip} можно ввести аналогичную величину, отвечающую за потери частиц на апертуре вследствие рассеяния и равную отношению прошедшего через канальную апертуру потока ионов при данной плотности мишени к прошедшему потоку без мишени $\kappa_{scatter} = j(n_{He}L)/j(0)$. Для моделирования рассеяния нейтралов на атомах гелия было использовано программное обеспечение SRIM, рассчитывающее столкновения пучков с атомами твердотельной

или газовой мишени методом Монте-Карло.

На рис.2.7 (б) представлены результаты моделирования: в рассматриваемой геометрии коэффициент $\kappa_{scatter}$ оказывается чувствителен к энергии нейтралов – для $\mathcal{E} = 2$ кэВ значение падает до 0.1.

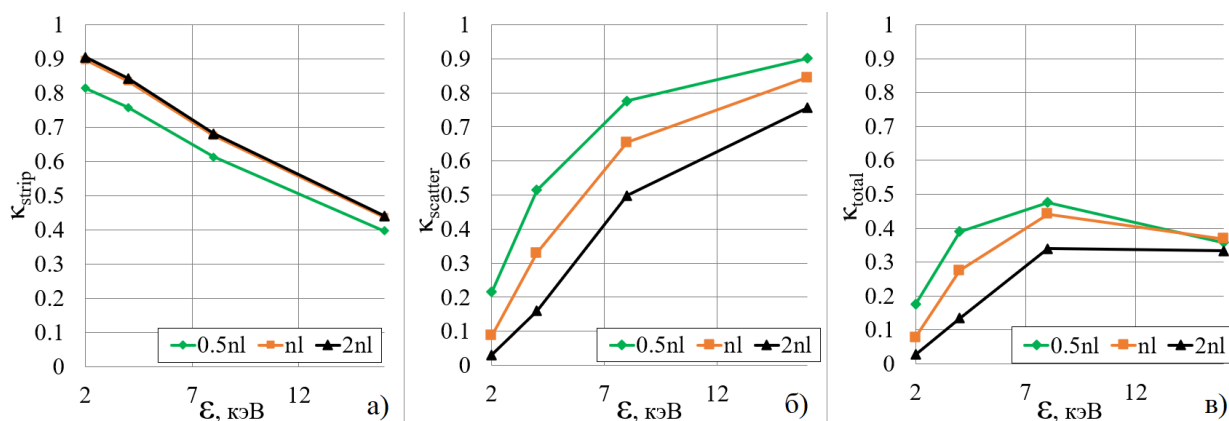


Рисунок 2.7: Коэффициент ослабления пучка в мишени. а) за счёт обдирки, б) за счёт рассеяния, в) суммарный

Итоговый коэффициент ослабления пучка κ_{total} может быть получен как произведение ранее вычисленных κ_{strip} и $\kappa_{scatter}$ (рис.2.7 (в)): значение не превышает 0.5 и увеличивается на низких энергиях с уменьшением плотности.

2.3.2 Магнитная система

Магнитная система установки КОТ представлена пробочными катушками, термобарьерным соленоидом, соленоидами плазмоведа и соленоидом плазменной кольцевой пушки. По известным параметрам катушек (число витков, ток, размеры, положение) в пакете программ COMSOL была вычислена магнитная индукция в области анализатора, составившая 45-50 Гс. Поскольку после прохождения обдирочной камеры нейтралы приобретают положительный заряд, присутствие магнитного поля отклонит ионы от первоначальной траектории, что исказит изучаемый энергетический спектр. Для экранирования поля корпус анализатора и обдирочной камеры был выполнен из магнитомягкой стали ГОСТ 1050-88 толщиной от 6 до 15 мм.

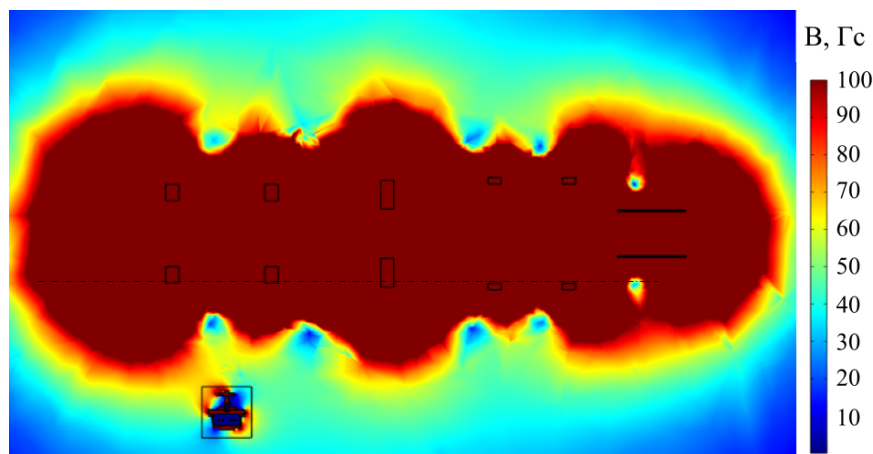


Рисунок 2.8: Магнитное поле вблизи анализатора

Использование экрана снижает индукцию в области электрического поля до 0.6 Гс. Несмотря на это, моделирование движения в электромагнитных полях показывало, что низкоэнергетичные нейтралы, прошедшие обдирку вблизи входной апертуры, отклоняются до 3 мм от идеальной траектории из-за выпадения силового поля через отверстие камеры (рис.2.9).

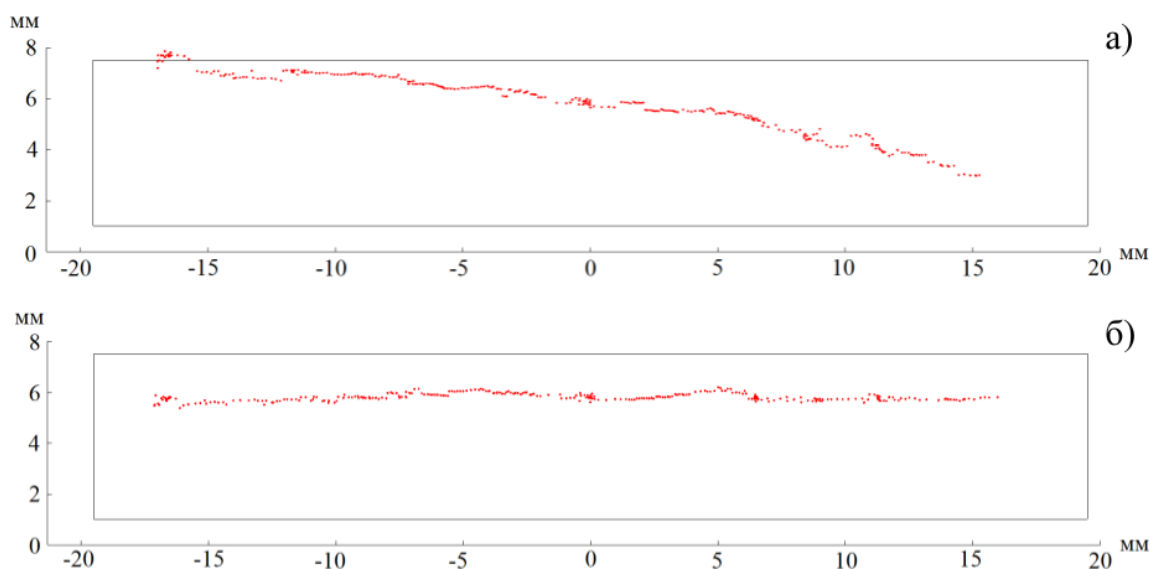


Рисунок 2.9: Точки падения нейтралов на ламель. а) с магнитным полем, б) без магнитного поля

Устранения данного эффекта удалось добиться добавлением дополнительного цилиндрического экранирующего объема за счёт уменьшения обдирочной камеры: утолщение снижает индукцию в мишени до 1.5 Гс.

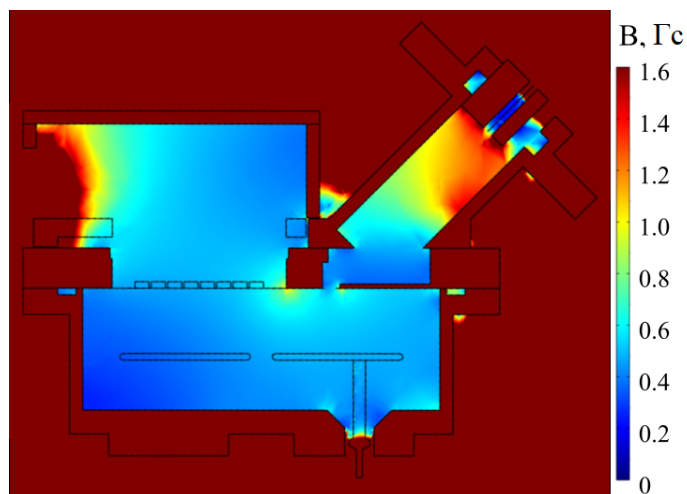


Рисунок 2.10: Экранирование магнитного поля

2.3.3 Система регистрации

Анализируемая область плазмы однозначно определяется коллимационной системой анализатора (входным прямоугольным отверстием $5 \cdot 30 \text{ мм}^2$ и набором из 16-ти каналов диаметром 1.2 мм и длиной 30 мм): в плоскости, содержащей ось установки, вырезается прямоугольник со сторонами 50 мм вдоль радиуса и 100 мм вдоль оси (рис.2.11). Малость апертуры каналов на выходе обдирочной камеры позволила отказаться от дополнительных средств фокусировки по радиальной координате.

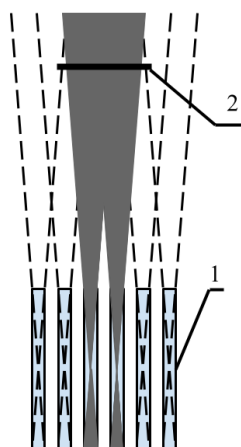


Рисунок 2.11: Коллимационная система. 1 - входное отверстие, 2 - система газозадерживающих каналов

Из выражения для координат точки падения иона на МКП 1.1 однозначно

следует связь между продольной координатой x и энергией \mathcal{E} . Таким образом, положение ламели, собирающей поток вторичных электронов, определяет положение просматриваемой полосы энергий в спектре ионов плазмы, а её размер – ширину полосы. В рассматриваемой конструкции анализатора используются 8 ламелей шириной $\delta x = 7.5$ мм, расположенных встык вдоль координаты x : края системы пластин определяются координатами $x_{min} = 30.5$ мм и $x_{max} = 89.5$ мм – им соответствуют минимальная и максимальная регистрируемые энергии $\mathcal{E}_{min} = \frac{qU}{2L}x_{min} \approx 0.5qU$ и $\mathcal{E}_{max} = \frac{qU}{2L}x_{max} \approx 1.5qU$, где U – потенциал отклоняющего электрода, q – заряд иона. Важно отметить, что геометрия анализатора накладывает ограничение на максимальную энергию нейтралов: частицы с $\mathcal{E} \geq 2qU$ ударяются об электрод. Но поскольку $\mathcal{E}_{max} < 2qU$, электрод не перекрывает часть потока на детектор. Разрешающая способность может быть вычислена как $\delta\mathcal{E} = \mathcal{E}(x_{lam} + \frac{\delta x}{2}) - \mathcal{E}(x_{lam} - \frac{\delta x}{2}) = \frac{qU}{2L}\delta x = 0.125qU$.

3 Анализатор установки ГДЛ

3.1 Описание установки

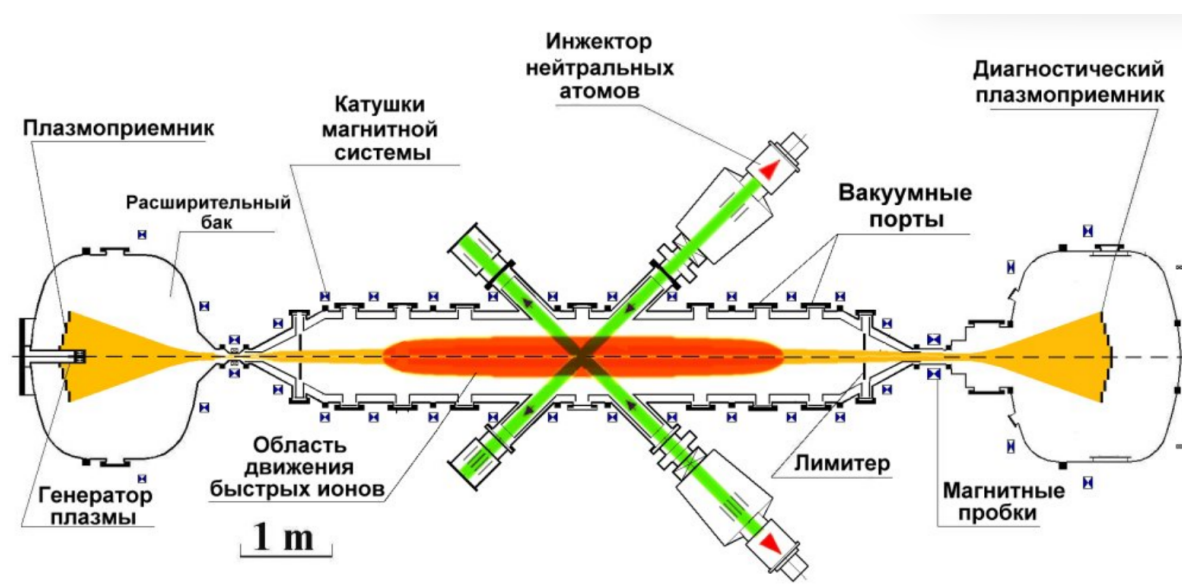


Рисунок 3.1: Схема установки ГДЛ

Установка газодинамическая ловушка (ГДЛ) является открытой осесимметричной магнитной ловушкой с высоким пробочным отношением $R \gg 1$. В экспериментах используется двухкомпонентная плазма: „холодная“ компонента является столкновительной мишенной плазмой с максвелловским распределением скоростей, имеет температуру $T \approx 0.3$ кэВ, плотность $n \approx 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и генерируется дуговым генератором; горячая компонента состоит из ионов дейтерия с энергией $\mathcal{E} = 22$ кэВ, генерируется в результате атомарной инжекции 8-ю нагревными инжекторами под углом 45° к оси установки и захвата мишенной плазмой. Поскольку время торможения горячих ионов на электронах мишенной плазмы заметно меньше времени рассеяния на ионах, угловое рас-

пределение остаётся анизотропным: ионы двигаются вдоль магнитных силовых линий установки, образуя максимумы плотности в области отражения от магнитных пробок. Основные параметры установки ГДЛ приведены в таблице

3.1

Таблица 3.1: Основные параметры ГДЛ

Расстояние между пробками	7 м
Магнитное поле в центре	0.34 Т
Магнитное поле в пробке	14 Т
Длительность атомарной инжекции	5 мс
Мощность атомарной инжекции	5 МВт
Плотность теплой плазмы	$5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$
Энергия быстрых ионов	22 кэВ
Температура электронов	100-900 эВ
Диаметр теплой плазмы	10 см

Для исследования физики удержания плазмы необходим комплекс диагностик, позволяющий определить параметры плазмы с энергией, близкой к термоядерной. Существующие диагностики на установке ГДЛ не дают полное представление о пространственном распределении быстрых ионов: до настоящего момента не существовало диагностики, измеряющей радиальный профиль плотности горячих ионов с большим временным разрешением. Для заполнения данного пробела был разработан 45-градусный электростатический анализатор нейтралов перезарядки с угловым разрешением.

3.2 Описание диагностики

В отличие от быстрых ионов на установке КОТ, вращение которых происходит вокруг оси установки, ларморовские центры ионов в ГДЛ имеют некоторое

распределение в плоскости, перпендикулярной оси. Следовательно, при перезарядке только на остаточном газе поток нейтралов через фланец диагностики будет содержать частицы, прошедшие перезарядку вдоль всего луча зрения диагностики, проведённого в плазму. Для получения радиального распределения горячей плазмы используется метод активной мишени, роль которой выполняет узкий пучок атомарного водорода: диагностический инжектор DINA-5 (параметры приведены в табл.3.2) формирует пучок высокой плотности, который пересекает плазму перпендикулярно центральной оси в точке остановки быстрых частиц. В результате перезарядки на мишени создаётся поток нейтралов из плазмы, часть которого проходит через фланец анализатора.

Таблица 3.2: Параметры диагностического инжектора

Энергия	40 кэВ
Плотность тока	0.25 экв.А/см ²
Диаметр пучка	4 см
Длительность инъекции	5 мс

На рис.3.2 представлена схема анализатора установки ГДЛ. Нейтралы перезарядки проходят через входную щель 1 шириной $h_z = 1$ мм, выполняющую функцию коллимации вдоль продольной координаты установки, и попадают в перезарядную камеру 2, напуск гелия в которую осуществляется газовым клапаном 13. После обдирки ионы дейтерия коллимируются круглым отверстием 3 диаметром $d_{hole} = 2$ мм, сделанным в плоском прямоугольном электроде под нулевым потенциалом 4: апертура отверстия отвечает за размер просматриваемой области плазмы в плоскости, перпендикулярной оси ловушки. Разделение по энергиям частиц происходит в однородном электрическом поле, создаваемом прямоугольным электродом 5 под высоким положительным напряжением, расположенным на диэлектрических стойках 6, и заземлённым электродом.

Кроме того, между пластинами установлены дополнительные выравнивающие электроды 7, устраняющие искривление силовых линий электрического поля по краям конденсатора: набор сопротивлений одинакового номинала обеспечивает линейное изменение потенциала электродов от высокого к нулевому. Для устранения пробоя между проводящими элементами сопротивлений и стенкой анализатора электроды имеют боковые прямоугольные вырезы, куда устанавливаются резисторы. Защиту области движения ионов от магнитного поля обеспечивает внешний, выполненный в виде толстостенного короба, и внутренний тонкостенный ферромагнитные экраны (11 и 12 соответственно).

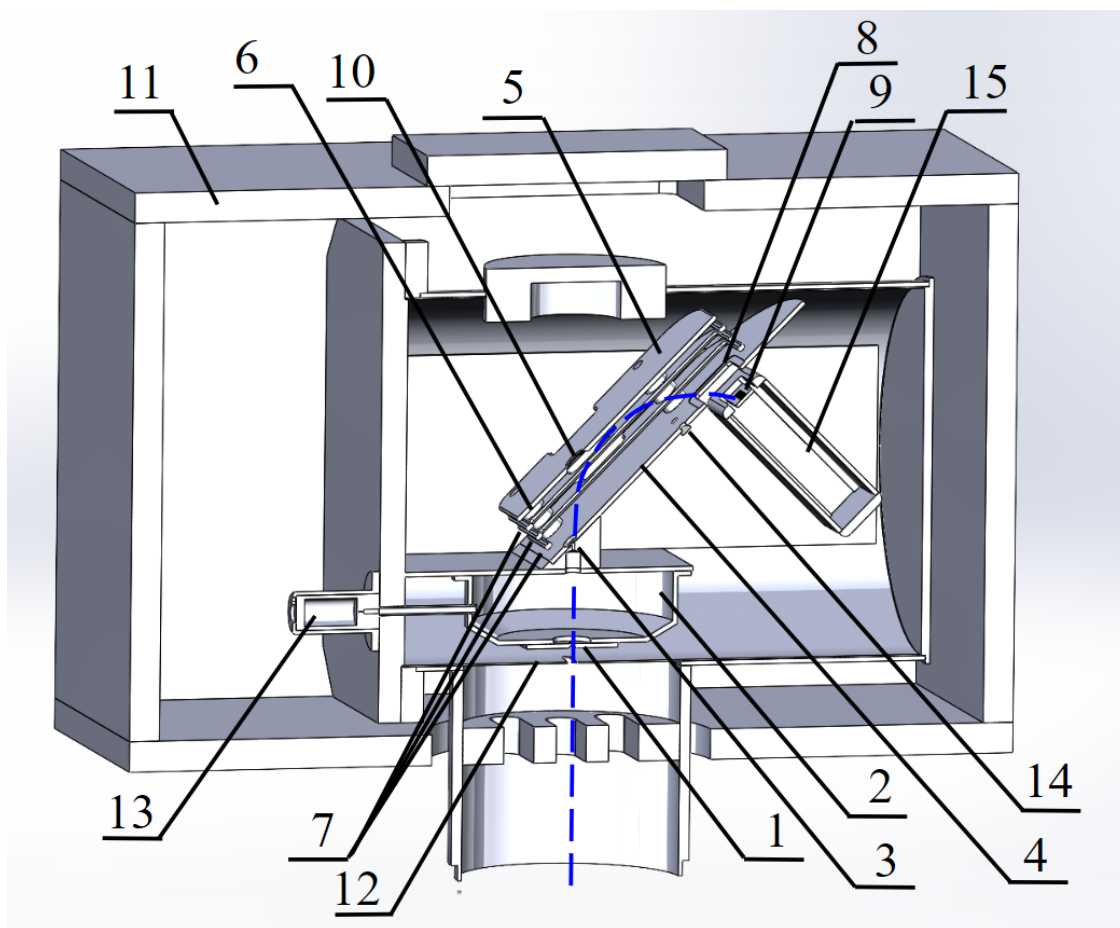


Рисунок 3.2: Анализатор нейтралов для ГДЛ. 1 - входное щелевое отверстие, 2 - обдирочная камера, 3 - коллимационное отверстие, 4 - заземлённый электрод, 5 - отклоняющий электрод, 6 - диэлектрические стойки, 7 - выравнивающие электроды, 8 - окно детектора, 9 - детектор ионного потока, 10 - пролётное отверстие, 11 - магнитный экран, 12 - дополнительный пермаллоевый экран, 13 - газовый клапан, 14 - „поднимающие“ светодиоды, 15 - каскад полупроводниковых усилителей

В заземлённом электроде предусмотрено широкое отверстие 8, через которое отклонённые ионы попадают на детектирующую поток частиц линейку фотодиодов 9, расположенную параллельно плоскости электродов. Для минимизации наводок первая ступень усиления сигнала расположена непосредственно за детектором в металлическом корпусе 15, на который предусмотрена возможность подавать отрицательный потенциал. Первая ступень усиления оптически развязана со второй. Чтобы изолировать поверхность детектора от фотонов и нейтральных атомов, летящих по прямой и отражающихся от поверхности электрода, в пластине предусмотрено пролётное отверстие 10. Также в заземлённом электроде сделаны отверстия, в которые устанавливаются три светодиода 14, освещающие детекторы.



Рисунок 3.3: Приборная стойка анализатора

На рис.3.3 представлена система питания и управления, созданная для анализатора. Сигнал, прошедший двухстадийное усиление, регистрируется 32-канальным 12-разрядным АЦП, частота дискретизации которого достигает 50 МГц. Высокое положительное (для отклоняющего электрода) и отрицательное (для металлического корпуса детектора) напряжение создаётся генераторами BERTAN модели 210-30R. Поскольку при работе с высоким напряжением ~ 10 кВ в

компактной геометрией анализатора присутствует постоянный риск возникновения пробоя, генерация напряжения происходит только во время проведения эксперимента. Время включения генератора определяется длительностью переднего фронта сигнала (осциллограмма напряжения представлена на рис.3.4) и составляет 1.5 с до старта инъекции. Блок управления, контролирующий ток в газовом клапане, позволяет управлять временем открытия электромагнитного затвора в широких пределах 1-100 мс. Для независимого изменения яркости каждого из „поднимающих“ диодов предусмотрены три реостата, регулирующие ток в цепи с источником излучения.

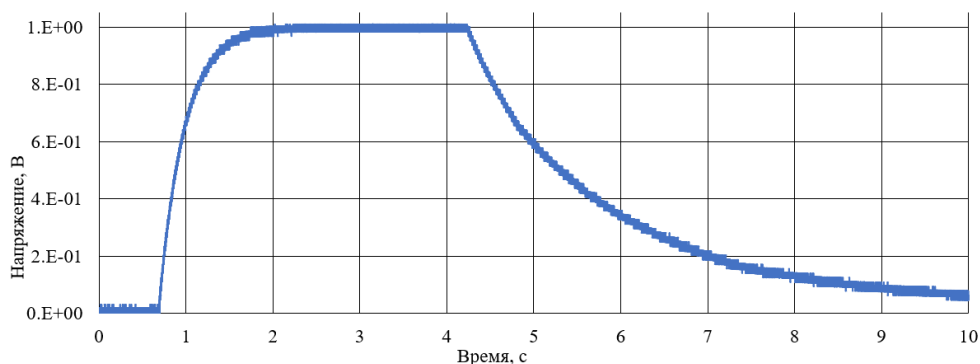


Рисунок 3.4: Осциллограмма высокого напряжения электрода

3.3 Основные физические параметры

3.3.1 Газовые условия

Помимо изменения длительности напуска, возможен контроль момента старта напуска и давления газа в обдирочной мишени изменением давления во внешнем объеме, соединённом с клапаном. Было проведено моделирование потоков газа в обдирочной камере и объеме с электрическим полем для различных длительностей напуска: заданный расход газа через клапан соответствовал атмосферному давлению во внешнем объеме. Результат (рис.3.5) демонстрирует важное отличие от анализатора на установке КОТ: апертура точечного выходного отверстия камеры эффективно задерживает мишенный газ (характерное

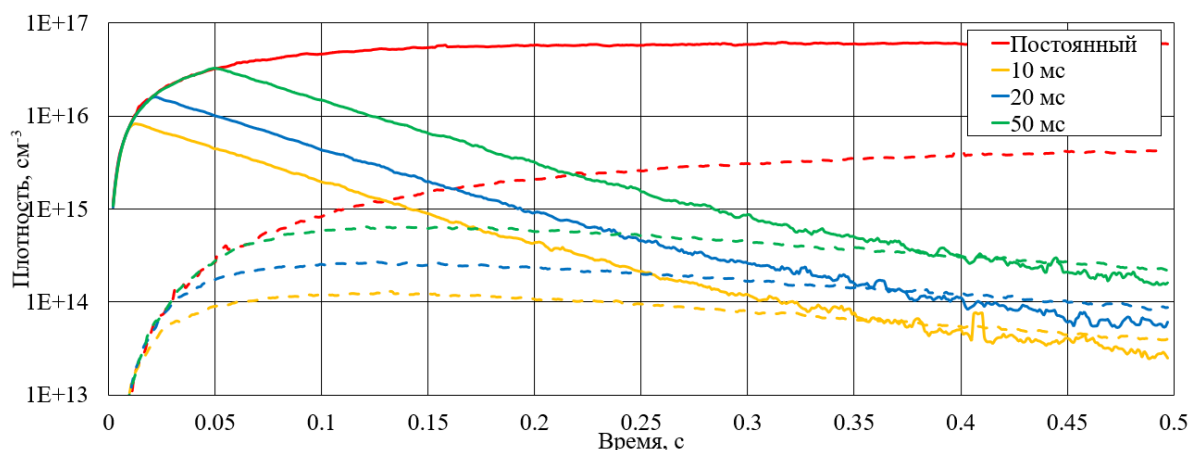


Рисунок 3.5: Диффузия мишенного газа анализатора ГДЛ. Сплошная линия – давление в обдирочной камере, пунктирная – в области между электродами

время снижения плотности составляет $\tau_{diff} \sim 70$ мс). Оптимальным режимом работы обдирочной камеры является прекращение напуска газа в момент старта инжекции: в таком случае при любой длительности напуска плотность гелия в мишени будет превышать плотность остаточного газа в объёме с полем на 2-3 порядка. Можно отметить, что даже при десятимикросекундном напуске линейная плотность достигает значений $nl \sim 10^{17}$, что делает мишень слишком плотной, а вклад рассеяния в равновесный коэффициент – значительным. В эксперименте реализован сценарий с длительностью напуска 5 мс и внешним давлением 0.1-0.5 атм.

3.3.2 Магнитная система

Магнитная система установки ГДЛ состоит из катушек соленоидальной части, катушек пробочного узла и соленоидов расширителей. Вдоль оси ловушки анализатор нейтралов располагается на расстоянии 1.8 м от центра системы, в точке с пробочным отношением $R_{np} = 1.9$. На расстоянии $h_{np} \approx 1$ м от оси, в области движения ионов, прошедших обдирку, формируется квазиоднородное магнитное поле с индуктивностью ~ 250 Гс (рис.3.6), смещающее, по оценке, в отсутствие магнитного экрана частицы на 1.5 см относительно невозмущённых траекторий.

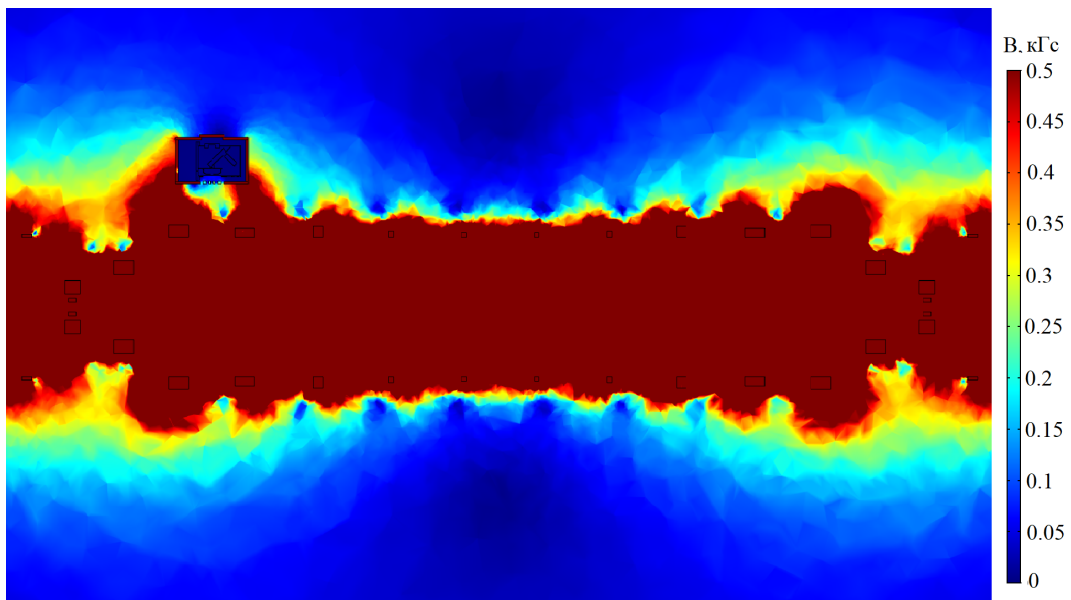


Рисунок 3.6: Магнитная система ГДЛ

Окружающий газовую мишень, систему электродов и детектирующую систему короб выполнен из магнитомягкой стали ГОСТ 19903–74 толщиной 2 см. Несмотря на это, численное моделирование предсказывает индукцию до 25 Гс в окрестности входного отверстия газовой мишени, что приводит к смещению траекторий частиц на расстояние до 0.17 мм (10% ширины элемента детектора).

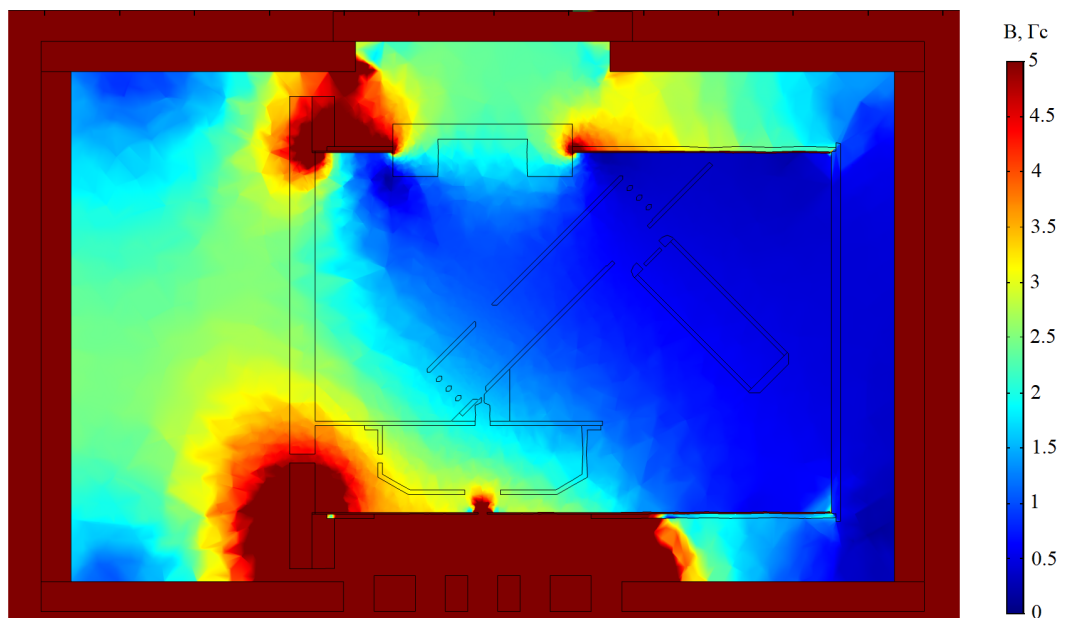


Рисунок 3.7: Индукция поля внутри анализатора

Для устранения влияния остаточной намагниченности и сгущения силовых линий в объёме обдирочной камеры используется схема многослойного ферро-

магнитного экранирования: в рассмотренный короб помещается цилиндрический пермаллоевый экран толщиной 1 мм. Данный способ эффективно снижает (рис.3.7) магнитную индукцию до 2.4 Гс для газовой мишени и до 1 Гс для объема между электродами.

3.3.3 Система регистрации

Использование микроканальной пластины имеет ряд недостатков, одним из которых является мёртвое время канала, обусловленное рекомбинацией положительного заряда после создания электронной лавины. Для значений сопротивления и ёмкости ($R \sim 10^8$ Ом, $C \sim 10^{-10}$ Ф) МКП, используемой в анализаторе на установке КОТ, время рекомбинации 90% заряда в канале составляет 50 мс, что при большом ионном токе нейтралов ограничивает временное разрешение детектора.

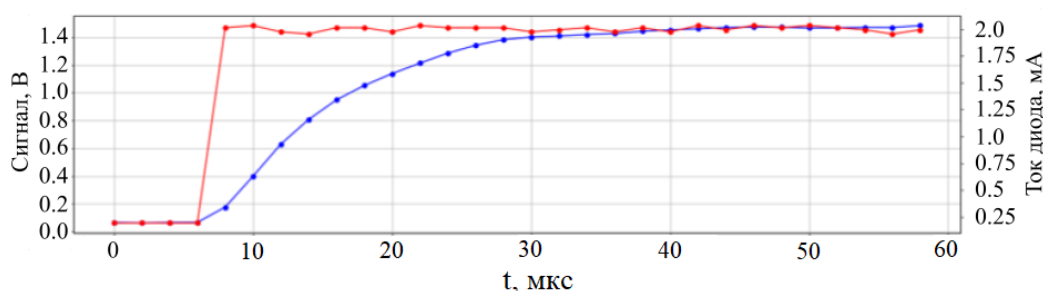


Рисунок 3.8: Передний фронт сигнала с анализатора

Главное отличие конструкции данной диагностики от описанной в предыдущей главе состоит в использовании полупроводникового детектора вместо микроканальной пластины. В таком случае временное разрешение определяется временем нарастания сигнала фотодиода (которое, в свою очередь, зависит от времени прохождения носителей заряда через обеднённый слой и временем RC-цепи с фотоэлементом диода) и постоянной времени цепи с каскадом усилителей. Для используемого фотодиода AXUV16ELG время нарастания составляет $\tau_{diode} = 500$ нс. На рис.3.8 представлена осциллограмма сигнала с фотодиода, прошедшего две ступени усиления: характерное время отклика анализатора

$\tau_{tot} \approx 16$ мкс заметно превышает τ_{diode} , что говорит о вкладе емкостной связи в цепи вторичного усиления сигнала как об основном. Таким образом, предельные регистрируемые частоты находятся на уровне $f_{max} \sim 100$ кГц.

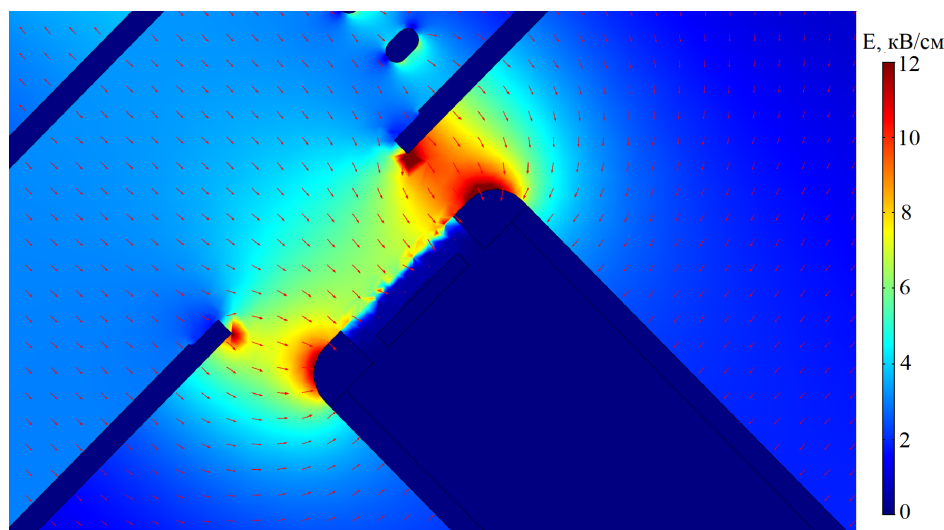


Рисунок 3.9: Напряжённость электрического поля между электродами

При этом фотодиод обеспечивает аналогичное микроканальной пластине усиление сигнала: для электронов с энергией 10 кэВ коэффициент усиления составляет $k_{diode} = 2.5 \cdot 10^3$. Для ионов ожидается такая же величина отклика.

Недостатком фотодиода в качестве детектора является то, что на низких энергиях присутствуют потери энергии ионов при прохождении вглубь обеднённого слоя фотодиода. Для сканирования малых энергий была добавлена возможность доускорения частиц, покинувших область между электродами: металлический корпус первой ступени усиления помещается под высокое отрицательное напряжение, формируя квазиоднородное электрическое поле между торцом корпуса и заземлённым электродом (рис. 3.9).

Другим недостатком полупроводникового детектора является смещение выходного сигнала: в ходе экспериментов при любых энергиях нейтралов измеряемый сигнал анализатора смещался в отрицательные значения, что затрудняло работу диагностики при низких плотностях потока нейтралов. Для устранения данной проблемы в заземлённый электрод были встроены 3 „поднимающих“ светодиода, равномерно освещающие поверхность детектора. В результате это-

го выходной сигнал на всех каналах в отсутствие ионного тока находился на уровне 200-400 мВ.

Коллимационная система состоит из точечного отверстия в заземлённом электроде и входной щели. Детектор представляет собой набор из 16-ти фотоэлементов шириной $\delta x_{\perp} = 2$ мм и длиной $\delta x_{\parallel} = 5$ мм, расположенных вдоль прямой, перпендикулярной плоскости симметрии анализатора. Таким образом, на фотоэлемент попадают частицы из телесного угла шириной $\theta_{\perp} \approx 0.65^{\circ}$ и высотой $\theta_{\parallel} \approx 2.5^{\circ}$, а сканируемая одним элементом область плазмы представляет собой прямоугольник шириной $d_{\perp} \approx 1.6$ см и высотой $d_{\parallel} \approx 5$ см. Расстояния между сканируемыми областями определяется расстоянием между соседними фотоэлементами и составляет 1.15 см. В конструкции диагностики предусмотрен сильфонный узел, позволяющий изменять наклон анализатора вдоль и поперёк оси. Таким образом появилась возможность дополнительно расширить область сканирования на 8-10 см в обоих направлениях, отклоняя луч зрения до 2° .

В отсутствие доускоряющего напряжения энергетическое разрешение анализатора однозначно определяется из размеров элемента детектора:

$$\delta\mathcal{E} = \frac{qU}{2L}(\delta x_{\parallel}[\text{мм}] + 1.5) = 0.025qU.$$

Здесь множитель $(\delta x_{\parallel} + 1.5)$ обусловлен тем, что фотодиод расположен на некотором расстоянии от заземлённого электрода, и ионный пучок уширяется при движении за электродом.

Для определения энергетического разрешения в присутствии доускоряющего напряжения было проведено численное моделирование движения пробных частиц в электрическом поле для идеального случая точечного коллимирующего отверстия. Отклоняющее напряжение $U_{high} = 10$ кВ, доускоряющее – $U_{neg} = -10$ кВ. График сканируемой области (рис.3.10) пространства $\mathcal{E} - x$

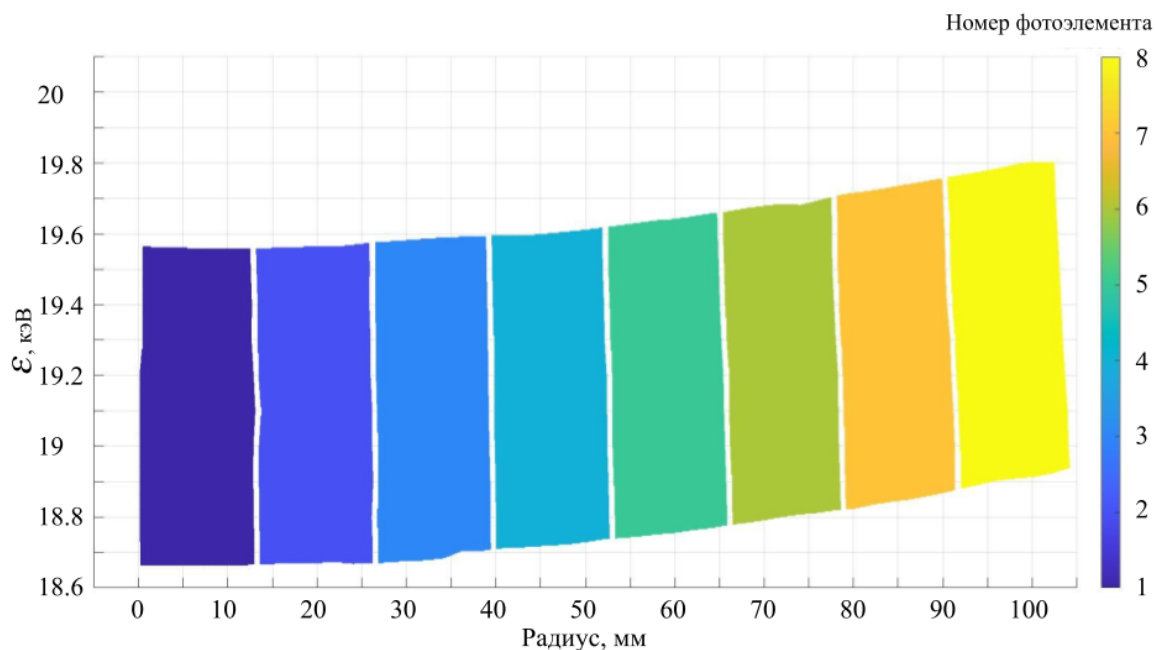


Рисунок 3.10: Просматриваемое фазовое пространство

демонстрирует ухудшение разрешения до $\delta\mathcal{E} = 0.9$ кэВ: из-за малости поверхности металлического корпуса, на которой расположен фотодиод, доускоряющее поле по краям окна в заземлённом электроде становится неоднородным, в результате чего действует как электрическая линза и дофокусирует ионы.

3.4 Калибровка

Использование анализатора предполагает проведение предварительной калибровки ионного детектора, то есть нахождения связи между падающим на детектор потоком ионов и выходным сигналом системы: в процессе эксперимента потребуются решить обратную задачу восстановления плотности тока по выходному сигналу. Наиболее правильным было бы проведение абсолютной калибровки, при которой сканируются энергии частиц, полученных с помощью эталонного источника ионов или нейтралов, с заранее известным энергетическим распределением. Такой способ сопряжён с множеством технических сложностей при создании стенда, среди которых создание вакуумных условий, настройка и размещение инжектора, юстировка и т.д. Альтернативной является

более простая относительная калибровка фотодиода, при которой чувствительность определяется без знания плотности потока и энергии частиц: снимается зависимость выходного сигнала от некоторой величины, пропорциональной плотности падающего на детектор потока. В таком случае, в качестве источника частиц, рождающих электрон-дырочную пару в фотоэлементе, может использоваться произвольный светодиод со стационарными параметрами на линейном участке зависимости оптической мощности от тока, а характеристикой потока – сам протекающий через диод ток.

Для проведения относительной калибровки был использован светодиод с максимумом интенсивности в красной области. Излучение, передаваемое оптическим волокном и обрезанное узкой коллимационной щелью, формировало на поверхности фотодиода полосу шириной 1 мм, то есть достигалось освещение только одного фотоэлемента детектора. Генерируемый ток проходил две ступени усиления, после чего со всех 16-ти выходов, соответствующих фотоэлементам, снималось напряжение. Оптическая мощность излучения регулировалась изменением тока диода, который также измерялся.

Пример снимаемых сигналов приведён на рис.3.11. На графике наблюдается линейная зависимость напряжения освещённого элемента от тока диода. Заметно, что прямая не проходит через начало координат, что связано с нелинейностью системы регистрации в области малых токов. Результат также демонстрирует появление отрицательного напряжения на всех неосвещённых каналах: причина этого не вполне ясна и может быть связана с просадками питания при высоких токах через светодиоды. Поскольку во всём диапазоне напряжений зависимость была линейной, в качестве чувствительности был использован угловой коэффициент прямой k , аппроксимирующей калибровочную кривую.

Наиболее простое предположение о чувствительности детектора состоит в том, что сигнал i -го канала U_i зависит только от тока диода, светящего на i -й элемент I_i (далее - от тока i -го диода). Тогда при всех известных токах диодов (т.е. известных мощностях излучения на каждом из фотоэлементов) получение

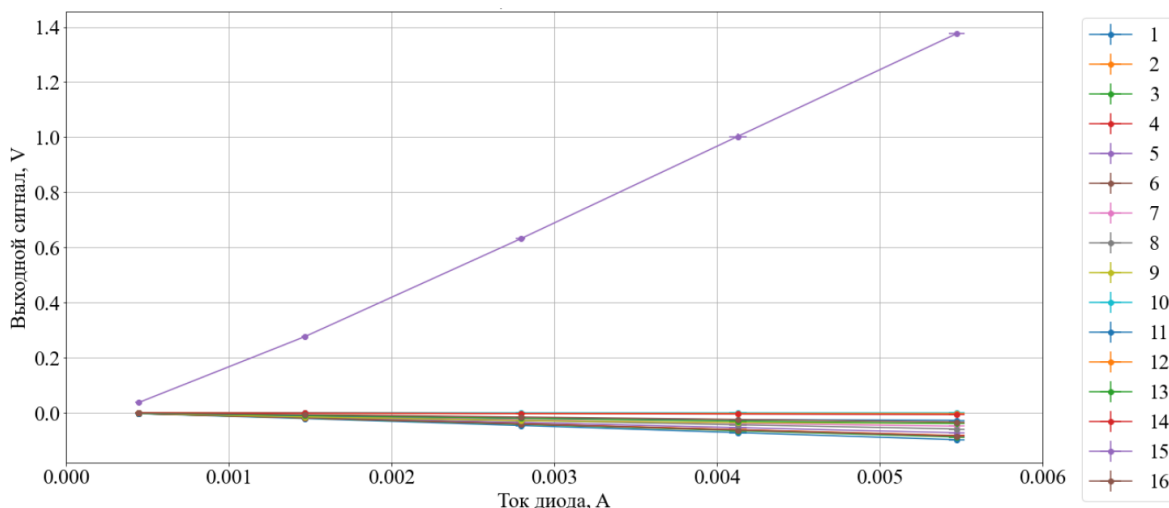


Рисунок 3.11: Калибровочные кривые (освещается 15-й фотоэлемент)

выходных сигналов сводится к перемножению диагональной матрицы коэффициентов чувствительности k_{ii} на столбец токов: $U_i = k_{ii} \cdot I_i$. Простота же состоит в том, что обратная задача восстановления потока на фотоэлементы решается обращением угловых коэффициентов: $I_i = \frac{1}{k_{ii}} \cdot U_i$. Калибровочные кривые для получения коэффициентов чувствительности k_{ii} представлены на рис.3.12.

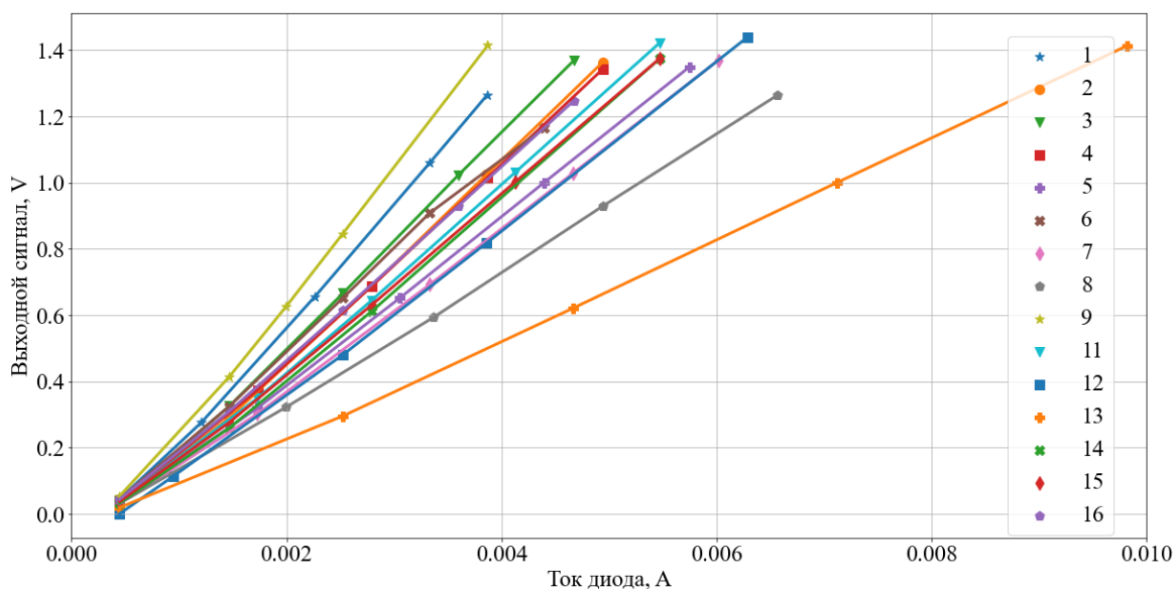


Рисунок 3.12: Калибровочные кривые для диагональных коэффициентов

Проблемой описанной идеи состоит в том, что не учитываются эффекты, приводящие к наблюдаемому уменьшению сигнала. Для решения этой проблемы было сделано предположение, что существуют взаимные влияния друг на друга разных каналов и вклады в напряжение на i -м канале U_i от токов всех

остальных фотоэлементов I_j линейно складываются. Это приводит к тому, что матрица коэффициентов k_{ij} перестаёт быть диагональной, а обратная задача решается её обращением. Подобный подход, однако, приводит в эксперименте к появлению множества нефизичных выбросов при восстановлении профиля плотности. На данный момент разрабатывается новая система усиления с улучшенным экранированием элементов цепи.

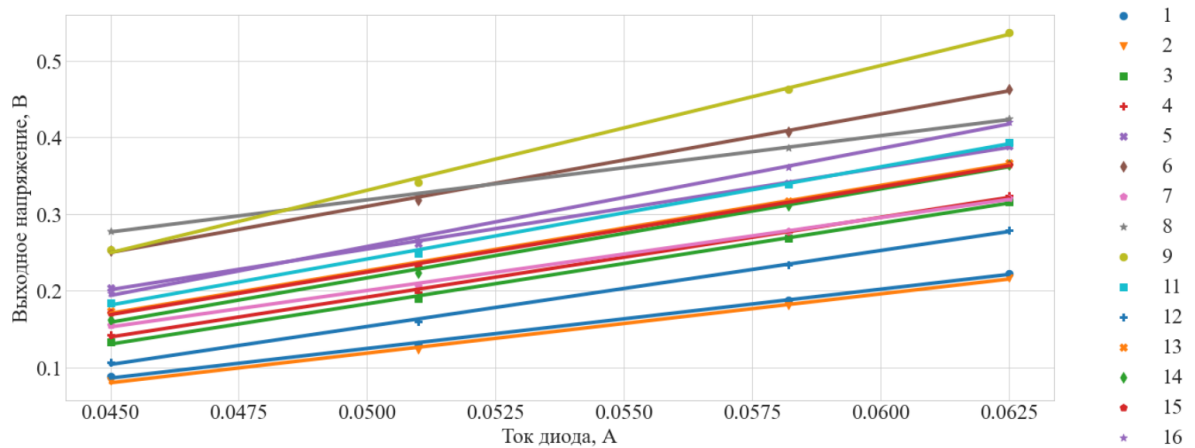


Рисунок 3.13: Калибровочные кривые для диагональных коэффициентов

На рис.3.12 заметно, что канал 13 отличается от остальных меньшей чувствительностью. Данный факт противоречил экспериментальным данным, согласно которым чувствительность 13-го канала находится на уровне соседних. Для устранения противоречия была проведена альтернативная калибровка с использованием центрального „поднимающего“ светодиода – при таком подходе не требуется производить демонтаж и разбор анализатора, а значит, не меняются параметры системы. В предположении, что излучение диода равномерно освещает всю поверхность детектора, регулировался ток через центральный светодиод и снимался сигнал со всех 16-ти каналов. Среднеквадратичное отклонение полученных значений чувствительности фотоэлементов (рис.3.13) составляет 20% от среднего $k_{mean} = 10.8$ В/А. Данные коэффициенты были использованы при построении экспериментальных профилей плотности.

Причин отличия двух калибровок может быть несколько. Прежде всего, отличались условия проведения измерений: если в первом случае собирался от-

дельный стенд, на котором размещался фотодиод с первой ступенью усиления, предварительно снятые с разобранной диагностики, то вторая калибровка проводилась при полностью собранном анализаторе в высоком вакуума установки. Кроме того, в случае калибровки на воздухе на результат мог повлиять человеческий фактор: неплотное соединение оптоволоконна между ступенями усиления существенно снижает измеряемый сигнал.

3.5 Экспериментальные результаты

Поскольку поток ионов на детектор анализатора включает в себя нейтралы, прошедшие перезарядку как на атомах диагностического инжектора, так и на фоновом газе, для построения профиля плотности проводились эксперименты с включенным и выключенным диагностическим инжектором. Доля потока нейтралов перезарядки на атомах пучка вычислялась как разность сигналов детектора для двух описанных состояний. На рис.3.14 представлен характерный вид получаемых временных зависимостей: в данном случае доля полезного сигнала составляет 0.25 В на всём временном промежутке работы DINA-5. Рост напряжения соответствует началу работы нагревных инжекторов в $t_{start} = 4$ мс. Для сканирования плазмы во временном интервале, не затрагивающем начало развития неустойчивостей (обычно >9 мс), диагностический инжектор включался вместе с нагревными.

Для получения значения потока временной сигнал усреднялся по интервалу 50 мкс, ошибка измерения вычислялась как среднеквадратическое отклонение на указанном интервале. Такой подход в обработке данных обусловлен прежде всего недостатком статистики: в ходе работы после нескольких выстрелов происходили регулярные перемикания сеток инжектора, делавшие дальнейшие эксперименты невозможными. Ввиду этого экспериментальная выборка состояла из 1-2 измерений. Ошибка определения радиальной координаты определяется шириной d_{\perp} плазмы, просматриваемой одним фотоэлементом.

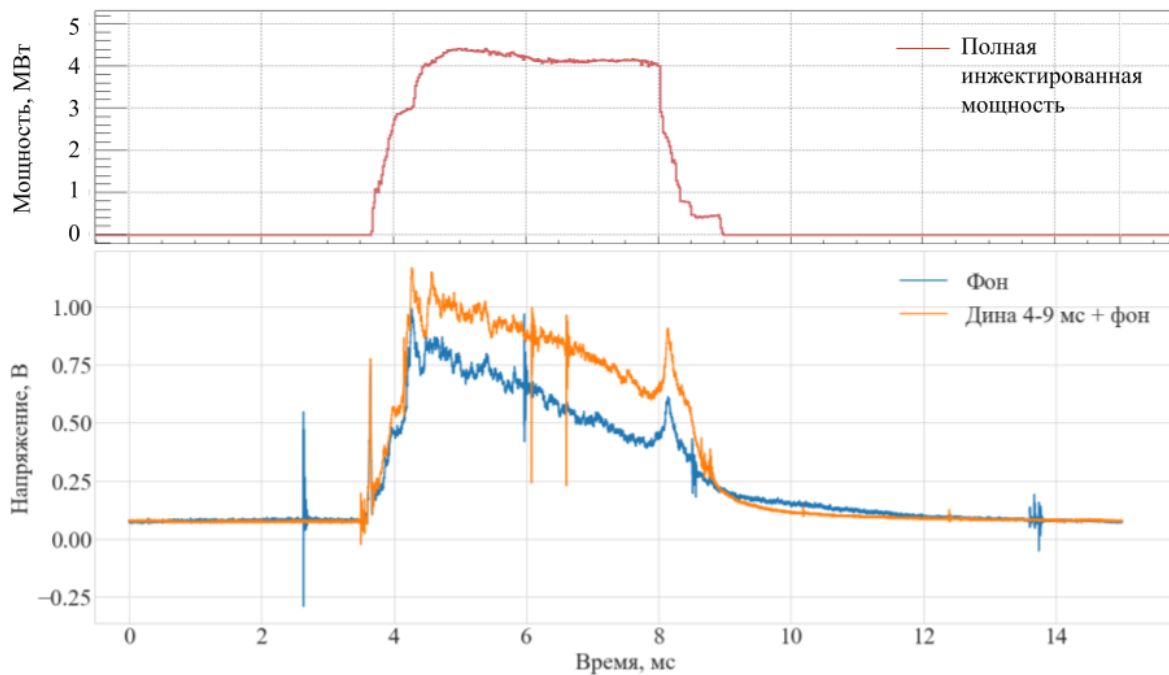


Рисунок 3.14: Характерный вид сигналов анализатора. Сверху – полная инжектированная в систему мощность, снизу – сигнал с фотоэлемента с включённой/выключенной мишенью

В первой серии экспериментов в качестве теста было решено произвести сканирование с изменением угла наклона вдоль оси установки. Нулевой угол был выбран при юстировке таким образом, что луч зрения диагностики направлен на середину диагностического пучка. Поскольку диаметр пучка $d_{DINA} = 4$ см сравним с отрезком сканирования вдоль оси $d_{||}$, ожидалось, что при отклонении на углы $\sim 2^\circ$ разность сигналов с инжектором и без инжектора будет стремиться к нулю. Результат (рис.3.15) демонстрирует спад ожидаемый спад профиля на больших продольных углах, что говорит о корректности выбора области фокусировки. Немонотонный спад функции распределения на углах 2.5° и 3.5° могут быть следствием как недостатком статистики, так и расфокусированности пучка: на данный момент диагностическая система инжектора DINA-5, состоящая из набора датчиков вторичной электронной эмиссии, не функционирует, поэтому не позволяет зафиксировать возможную проблему фокусировки.

Также была обнаружена быстрая перестройка профиля плотности частиц с энергией, близкой к энергии инжекции (рис.3.16), при включении нагревных

инжекторов. На графиках наблюдается характерный сдвиг максимума распределения из центра на периферию. В результате перезарядки на фоновом газе возникает поток нейтралов преимущественно из центра камеры. В то же время, за характерные времена ~ 1 мс плазменный столб расширяется и ионизирует весь газ внутри столба: область, дающая наибольший поток атомов перезарядки, смещается на периферию. Аналогичную перестройку можно наблюдать при развитии неустойчивости на рис.3.17, сопровождающуюся пробоем лимитера.

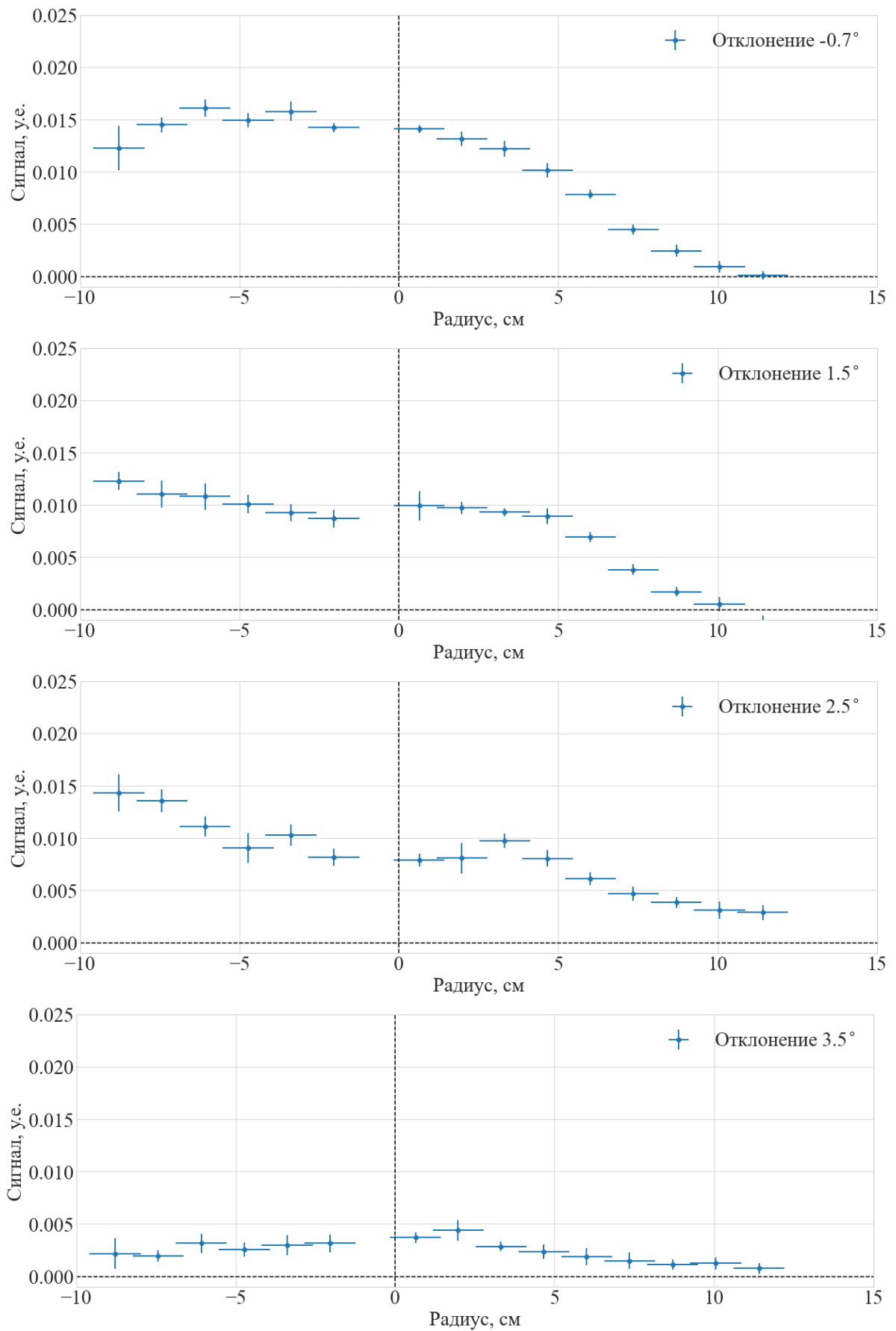


Рисунок 3.15: Сдвиг вдоль продольной оси (7.5 мс, 12 кэВ)

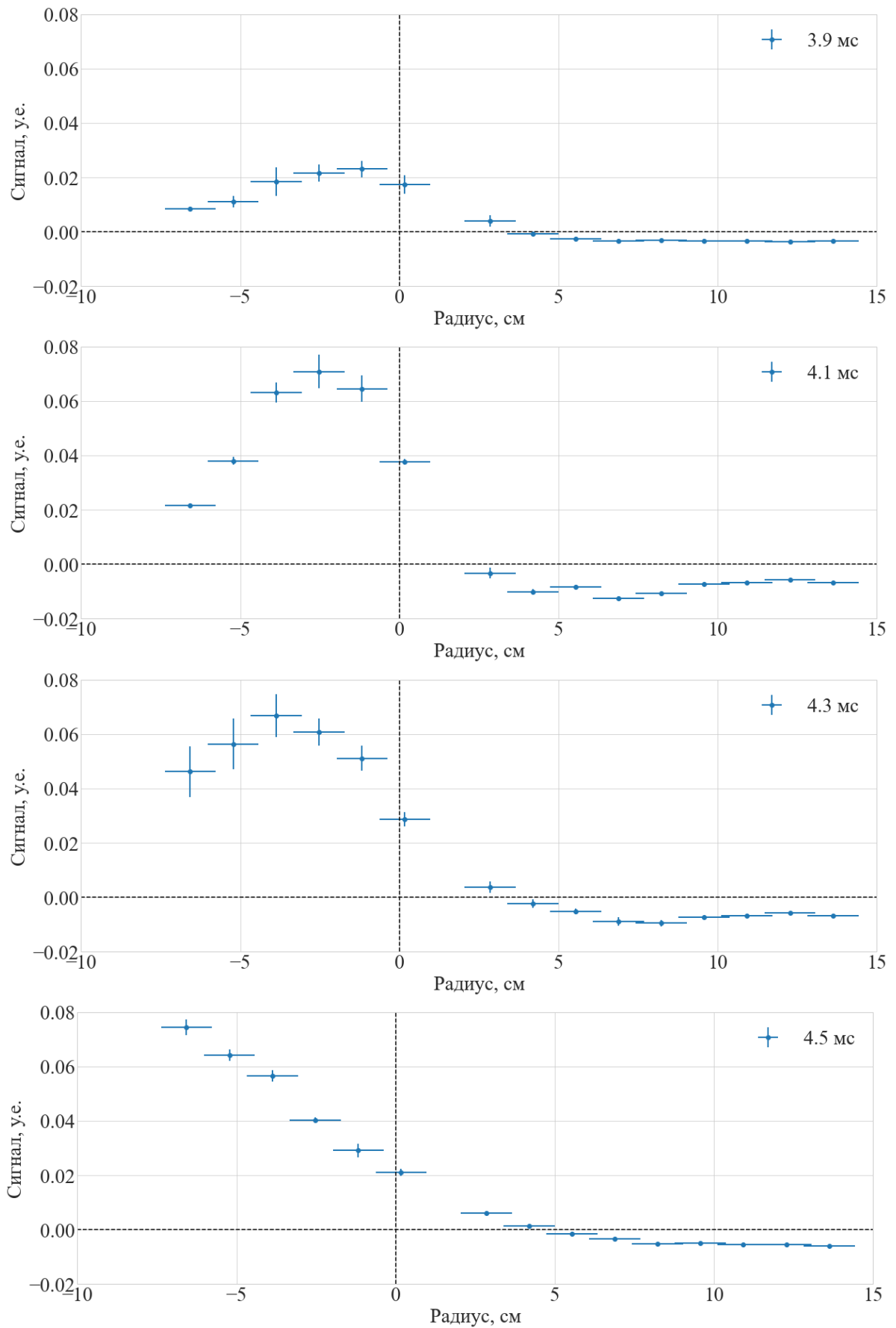


Рисунок 3.16: Эволюция профиля в начале инжекции (3.9-4.5 мс, 20 кэВ)

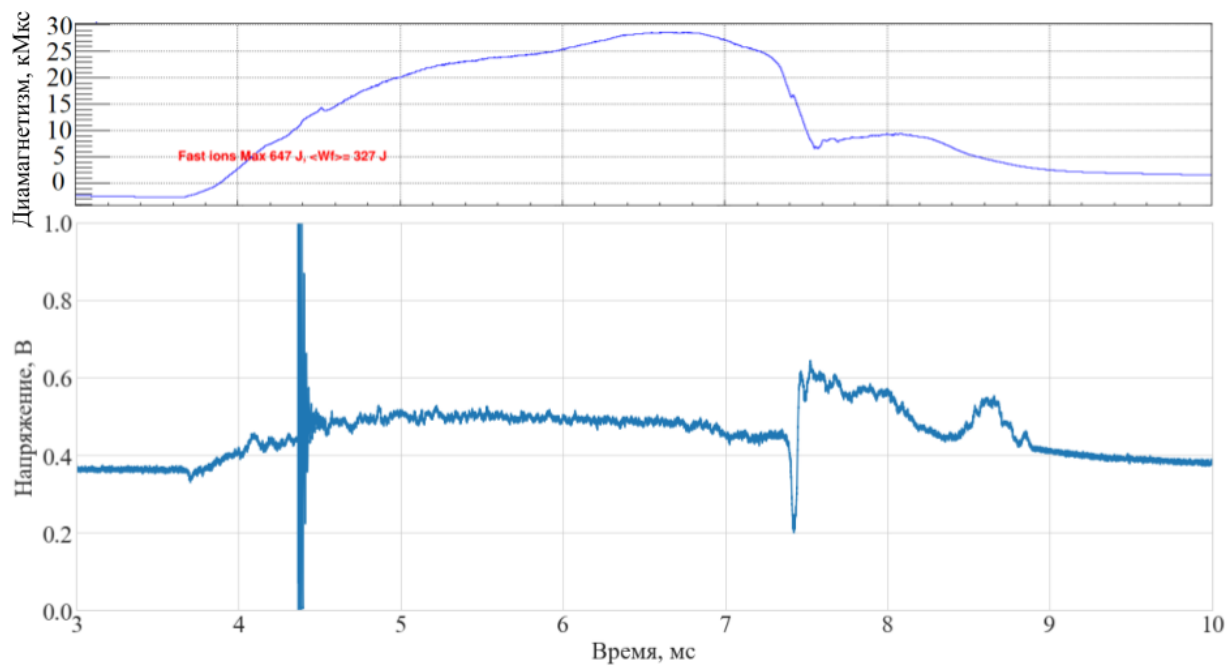


Рисунок 3.17: Развитие неустойчивости в 7.5 мс. Сверху – диамagnetизм в R=2, снизу – сигнал анализатора

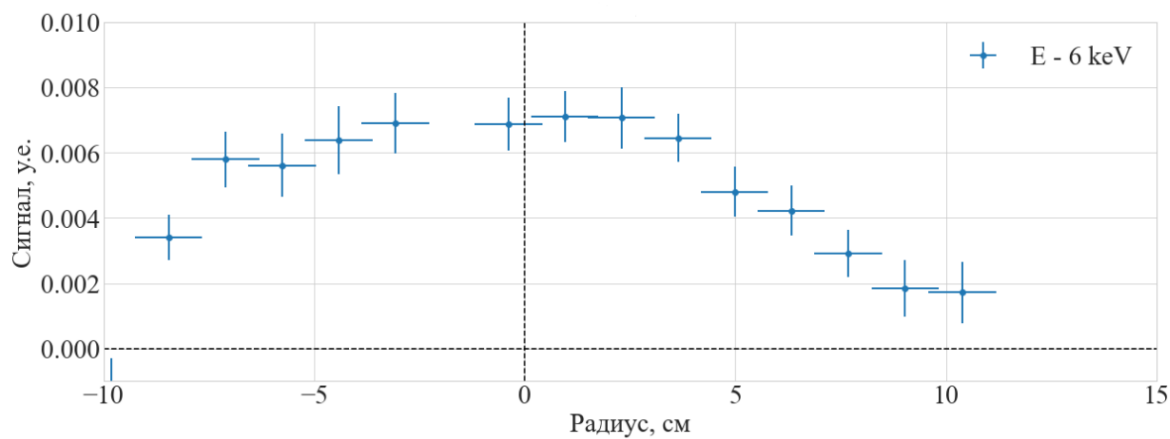


Рисунок 3.18: Профиль плотности для 6 кэВ (6 мс)

Заключение

В результате работы были разработаны, изготовлены и описаны диагностические приборы для установок ГДЛ и КОТ:

- Для установки КОТ разработан электростатический анализатор нейтралов перезарядки с энергетическим разрешением с детектором на основе микроканальной пластины. Описаны магнитные и газовые параметры системы, определены ключевые параметры.
- Для установки ГДЛ разработан электростатический анализатор нейтралов перезарядки с пространственным и энергетическим разрешением с полупроводниковым детектирующим элементом. Описаны магнитные и газовые условия диагностики, определены ключевые параметры, произведена калибровка фотодиода.
- На установке ГДЛ проведена серия экспериментов с использованием активной мишени на основе диагностического инжектора DINA-5. Получены радиальные профили плотности горячих ионов для нескольких энергий. Зарегистрирована быстрая перестройка профиля в начале инжекции и при развии неустойчивости.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Burning plasma achieved in inertial fusion / AB Zylstra, OA Hurricane, DA Callahan et al. // *Nature*. — 2022. — Vol. 601, no. 7894. — P. 542–548.
- [2] Rebut P-H et al. ITER: the first experimental fusion reactor // *Fusion engineering and design*. — 1995. — Vol. 30, no. 1-2. — P. 85–118.
- [3] Matsuda Shinzaburo, Tobita Kenji. Evolution of the ITER program and prospect for the next-step fusion DEMO reactors: status of the fusion energy R&D as ultimate source of energy // *Journal of Nuclear Science and Technology*. — 2013. — Vol. 50, no. 4. — P. 321–345.
- [4] Overview of first Wendelstein 7-X high-performance operation / T Klinger, T Andreeva, Sergey Bozhenkov et al. // *Nuclear Fusion*. — 2019. — Vol. 59, no. 11. — P. 112004.
- [5] Overview of C-2W: high temperature, steady-state beam-driven field-reversed configuration plasmas / H Gota, MW Binderbauer, T Tajima et al. // *Nuclear Fusion*. — 2021. — Vol. 61, no. 10. — P. 106039.
- [6] Murakami Masanori, Callen JD, Berry LA. Some observations on maximum densities in tokamak experiments // *Nuclear Fusion*. — 1976. — Vol. 16. — P. 347.
- [7] Lehnert B. Density limit of tokamak experiments // *Nuclear Fusion*. — 1975. — Vol. 15, no. 5. — P. 793.

- [8] Бурдаков Александр В, Поступаев Владимир В. Многопробочная ловушка: путь от пробкотрона Будкера к линейному термоядерному реактору // Успехи физических наук. — 2018. — Т. 188, № 6. — С. 651–671.
- [9] SMOLA device for helical mirror concept exploration / Anton V Sudnikov, Aleksey D Beklemishev, Vladimir V Postupaev et al. // Fusion Engineering and Design. — 2017. — Vol. 122. — P. 86–93.
- [10] Beklemishev Alexei D. Diamagnetic “bubble” equilibria in linear traps // Physics of Plasmas. — 2016. — Vol. 23, no. 8. — P. 082506.
- [11] Bagryansky PA, Beklemishev AD, Postupaev VV. Encouraging results and new ideas for fusion in linear traps // Journal of Fusion Energy. — 2019. — Vol. 38, no. 1. — P. 162–181.
- [12] Ryutov DD. Axial electron heat loss from mirror devices revisited // Fusion science and technology. — 2005. — Vol. 47, no. 1T. — P. 148–154.
- [13] Confinement of hot ion plasma with $\beta= 0.6$ in the gas dynamic trap / PA Bagryansky, AV Anikeev, AD Beklemishev et al. // Fusion science and technology. — 2011. — Vol. 59, no. 1T. — P. 31–35.
- [14] Ivanov Alexander A, Prikhodko VV. Gas-dynamic trap: an overview of the concept and experimental results // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2013. — Vol. 55, no. 6. — P. 063001.
- [15] Yarnold GD, Bolton HC. The electrostatic analysis of ionic beams // Journal of Scientific Instruments. — 1949. — Vol. 26, no. 2. — P. 38.
- [16] Harrower GA. Measurement of electron energies by deflection in a uniform electric field // Review of Scientific Instruments. — 1955. — Vol. 26, no. 9. — P. 850–854.

- [17] Green TS, Proca GA. A parallel plate electrostatic spectrograph // Review of Scientific Instruments. — 1970. — Vol. 41, no. 10. — P. 1409–1414.
- [18] Schmitz W, Mehlhorn W. Parallel plate analyser with second order focusing property // Journal of Physics E: Scientific Instruments. — 1972. — Vol. 5, no. 1. — P. 64.
- [19] Risley John S. Design parameters for the cylindrical mirror energy analyzer // Review of Scientific Instruments. — 1972. — Vol. 43, no. 1. — P. 95–103.
- [20] Hughes A LI, McMillen JH. Re-focussing of electron paths in a radial electrostatic field // Physical Review. — 1929. — Vol. 34, no. 2. — P. 291.
- [21] Armentrout CJ, Bramson G, Evanko R. E parallel B canted detector neutral-particle spectrometer // Review of scientific instruments. — 1985. — Vol. 56, no. 11. — P. 2101–2110.
- [22] Barnett CF, Ray JA. A calibrated neutral atom spectrometer for measuring plasma ion temperatures in the 0.165-to 10-keV energy region // Nuclear Fusion. — 1972. — Vol. 12, no. 1. — P. 65.
- [23] Charge-exchange neutral particle measurements on electron cyclotron resonance heating experiments in hot-ion-mode plasmas of the GAMMA 10 tandem mirror / Y Nakashima, Y Hasegawa, M Shoji et al. // Review of scientific instruments. — 1999. — Vol. 70, no. 1. — P. 849–852.
- [24] Hofer RR, Haas JM, Gallimore Alec D. Development of a 45-degree parallel-plate electrostatic energy analyzer for hall thruster plume studies: preliminary data // 26th International Electric Propulsion Conference. — 1999. — P. 99–113.
- [25] Yarnold GD, Bolton HC. LXXXIX. The energy distribution of slow positive

ion beams // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. — 1949. — Vol. 40, no. 308. — P. 956–968.

- [26] Summers DDR, Gill RD, Stott PE. A neutral-particle analyser for plasma diagnostics // Journal of Physics E: Scientific Instruments. — 1978. — Vol. 11, no. 12. — P. 1183.
- [27] Initial neutral particle analyzer measurements of ion temperature in the National Spherical Torus Experiment / SS Medley, RE Bell, MP Petrov et al. // Review of scientific instruments. — 2003. — Vol. 74, no. 3. — P. 1896–1899.
- [28] Design of solid state neutral particle analyzer array for National Spherical Torus Experiment-Upgrade / D Liu, WW Heidbrink, K Tritz et al. // Review of Scientific Instruments. — 2014. — Vol. 85, no. 11. — P. 11E105.
- [29] Приходько Вадим Вадимович. Удержание анизотропных горячих ионов в установке ГДЛ : Дисс... кандидата наук ; Институт ядерной физики им. ГИ Будкера. — 2009.