

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 БАКАЛАВРА

Мейстера Андрея Константиновича

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

Тема работы Изучение продольных потоков частиц и энергии в газодинамической ловушке

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой

к.ф.-м.н., доцент

ИЯФ СО РАН

Беклемишев А. Д./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....2020 г.

Научный руководитель

к.ф.-м.н.

ИЯФ СО РАН

Солдаткина Е. И./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....2020 г.

Дата защиты: «.....».....2020 г.

Новосибирск, 2020

Оглавление

1	Введение	3
2	Газодинамическая ловушка	7
3	Диагностическая система	9
3.1	Общее описание диагностической системы	9
3.2	Болометры	10
3.3	Датчики ионного тока	11
3.4	Датчики полного тока	12
4	Подготовка диагностической системы к работе	13
4.1	Калибровка болометров	13
4.2	Калибровка АЦП	14
4.3	Программное обеспечение	15
5	Оценки по результатам измерений	17
5.1	Потоки частиц и энергии	17
5.2	Энергия, выносимая одной ион-электронной парой	19
5.3	Коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии	20
5.4	Средний радиус плазмы	21
5.5	Степень асимметрии плазмы	22
6	Заключение	23
7	Список литературы	24

1 Введение

Интерес к ловушкам открытого типа, также называемым “пробкотронами”, мотивирован перспективой создания более дешёвого и компактного по сравнению с токамаками и стеллараторами термоядерного реактора. Дополнительным преимуществом реактора открытого типа является возможность использования для получения энергии реакций синтеза, в которых используются легко получаемые виды топлива и не используется радиоактивный тритий, в частности D-D и D-3He реакций.

Дополнительно ловушки открытого типа могут использоваться в качестве источников нейтронного излучения. При использовании D-T реакций нейтронный поток из ловушки может достигать 10^{18} нейтронов в секунду или выше при мощности инжекции нейтральных пучков 50 МВт [1]. Такой источник нейтронов может применяться для исследований в области термоядерного синтеза, к примеру, для исследования устойчивости материалов, рассматриваемых для использования в реакторах или для “дожигания” радиоактивных отходов с длительным временем распада.

В настоящее время работа над прототипом термоядерного реактора открытого типа ведётся в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера на установке ГДЛ (газодинамическая ловушка). Важнейший параметр исследуемой системы - её энергетическая эффективность (отношение выделяемой энергии к инжектируемой), растущая с увеличением температуры электронов [2]. Однако, высокая продольная теплопроводность плазмы может ограничивать электронную температуру и, как следствие, значительно ухудшать эффективность реактора.

Открытые ловушки для магнитного удержания плазмы не могут обойтись без плазменных поглотителей, или плазмоприёмников, находящихся за магнитными пробками в областях расширяющихся линий магнитного поля. Горячая плазма, покидающая установку через пробки, непосредственно контактирует с холодными поверхностями поглотителей, запуская ряд физических процессов, определя-

ющих величину продольных потерь энергии из ловушки. Изучение механизмов и построение моделей этих процессов необходимо для проектирования более крупных установок, в том числе предназначенных для промышленного использования. Тем самым, для использования открытых ловушек в области термоядерных исследований необходимо подробно изучить происходящие в них процессы продольного переноса частиц и энергии плазмы.

Для того, чтобы поглотитель мог выдержать потоки тепла, действующие на него, в пробкотронах применяется конфигурация с расширяющимся за магнитной пробкой магнитным полем. Частицы, вылетевшие через магнитные пробки, продолжают своё движение вдоль силовых линий магнитного поля, следовательно, столб вылетающей плазмы расширяется, уменьшая тепловую нагрузку на единицу площади плазмприёмника. Отсюда берут своё название области открытых ловушек, находящейся на её торцах – расширители. Помимо уменьшения удельного потока тепла, использование расширителей приводит к ещё нескольким благоприятным эффектам. Среди них – переход к бесстолкновительному режиму течения плазмы в области за магнитной пробкой и запираение в расширителе ловушки холодных электронов магнитной пробкой [3].

Переход к бесстолкновительному режиму течения плазмы позволяет значительно снизить продольные потери энергии из ловушки. Без расширителя течение плазмы происходит в спитцеровском режиме, поток энергии которого описывается формулой из [4]

$$Q \approx \frac{2,4T_e^{7/2}}{\sqrt{2\pi m_e e^4 L \Lambda}} \cdot S, \quad (1)$$

где T_e – температура электронной компоненты плазмы, m_e – масса электрона, e – элементарный заряд, L – длина плазменного столба, Λ – кулоновский логарифм. Мощность потерь из плазмы в таком случае пропорциональна $T_e^{7/2}$. В случае же бесстолкновительного течения поток энергии через магнитную пробку описыва-

ется формулой из [5]

$$Q \approx 1,53n \cdot 8T_e \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_i}} \cdot S, \quad (2)$$

где $n = n_e = n_i$ – плотность плазмы, а m_i – масса дейтона. В этом случае, поток энергии пропорционален $T_e^{3/2}$ и его значение будет много ниже по сравнению со спитцеровским.

Как в и любой открытой ловушке, в газодинамической ловушке вдоль оси выстраивается амбиполярное электрическое поле. Причина его возникновения – более высокая скорость истечения электронов из ловушки через магнитные пробки вследствие их большей, по сравнению с ионами, подвижности [3]. В результате, за магнитными пробками возникает отрицательный электростатический барьер, стремящийся сохранить квазинейтральность плазмы в целом и мешающий дальнейшему истечению электронов из ловушки. Необходимая энергия электронов для преодоления этого барьера может составлять 5-8 T_e [6]. Ионы же, наоборот, ускоряются возникающим амбиполярным полем и являются основным источником энергии, поступающей на стенку.

Для уравнивания потоков ионов и электронов вблизи поверхности поглотителя возникает дебаевский слой – скачок электрического потенциала [6]. Данный скачок имеет отрицательную величину относительно потенциала стенки, что приводит к отталкиванию от него электронов и притягиванию ионов. В результате в расширителе образуется популяция холодных электронов, осциллирующих между дебаевским слоем и амбиполярным барьером. В таком случае амбиполярное поле распределяется по расширителю, вместо того, чтобы концентрироваться в дебаевском слое [3].

Взаимодействие плазмы со стенкой плазмодриёмника приводит к вторичной эмиссии электронов. В работе [6] предсказывается, что при коэффициенте вторичной эмиссии больше единицы произойдёт переполнение расширителя холодными эмитированными электронами, что в свою очередь приведёт к уменьшению величины потенциального барьера в расширителе и дополнительным потерям элек-

тронов (и выносимой ими энергии) из области удержания. Однако, недавняя работа по моделированию электрического потенциала вдоль силовых линий магнитного поля предсказывает благоприятное влияние вторичной эмиссии на энергию, выносимую ион-электронной парой из ловушки, при условии, что коэффициент эмиссии не слишком высок [7]. При росте коэффициента вторичной эмиссии предсказывается падение потенциала в дебаевском слое и, как следствие, уменьшение проникновения электронов из расширителя установки в область удержания. Дополнительно предсказывается рост энергии электронов, необходимой для преодоления амбиполярного барьера, вплоть до 10–12 T_e .

Экспериментальные исследования основных механизмов продольной теплопроводности в открытой ловушке проводились в работе [8], однако температура электронов в тех экспериментах не превышала 20 эВ. Чтобы провести экстраполяцию результатов на системы термоядерного класса, нужно проверить предсказания теории при достигнутой на сегодняшний день в открытой ловушке ГДЛ электронной температуре порядка 200 эВ. Первые эксперименты по изучению популяции запертых в расширителе ГДЛ электронов проводились в 2016 году [9]. Данная работа является продолжением этих исследований.

Целью работы является экспериментальное изучение потоков частиц и энергии из открытой ловушки посредством новой диагностической системы. Система была прокалибрована и с её помощью были проведены оценки ряда ключевых параметров плазмы:

- Полных потоков частиц и энергии, поступающих на стенку плазмоприёмника
- Энергии, выносимой одной ион-электронной парой
- Среднего радиуса плазмы
- Степени асимметрии плазмы

- Коэффициента вторичной ион-электронной эмиссии с пластины плазмоприёмника

2 Газодинамическая ловушка

Установка Газодинамическая ловушка (ГДЛ) представляет собой аксиально симметричную открытую магнитную ловушку для удержания плазмы [10]. Схема установки представлена на рис. 1. Параметры установки и удерживаемой в ней плазмы представлены в таблице 1.

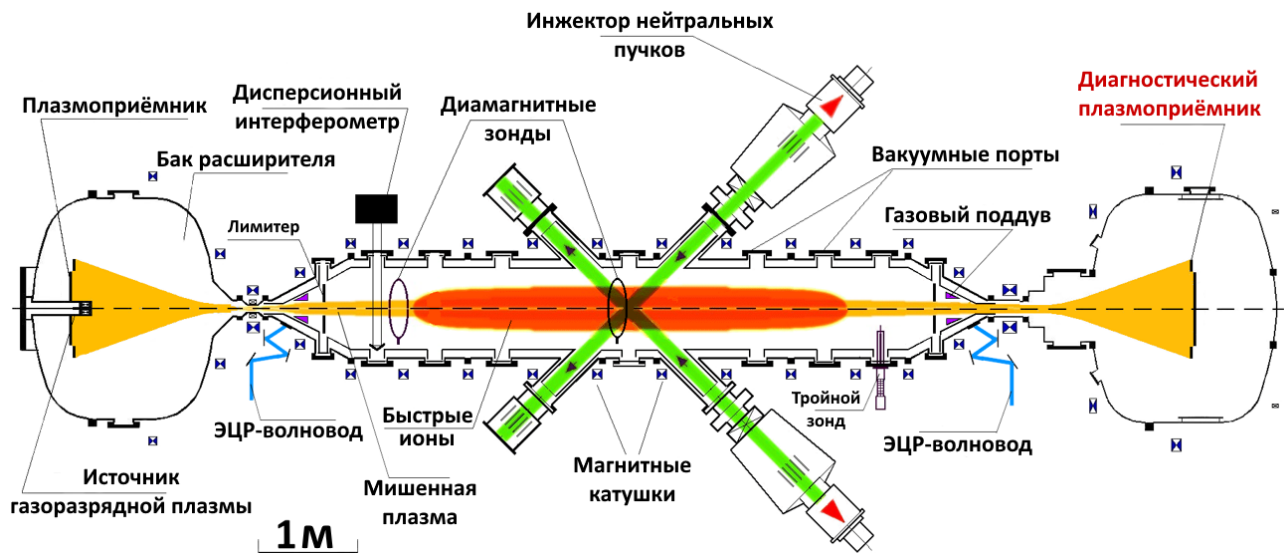


Рис. 1: Схема установки ГДЛ

Таблица 1: Параметры установки ГДЛ и удерживаемой плазмы [9]

Параметр	Значение	Параметр	Значение
Межпробочное расстояние	7 м	Энергия нейтр. пучков	25 кэВ
Магн. поле в середине	0,36 Т	Общая инжект. мощность	5 МВт
Магнитное поле в пробке	до 14 Т	Мощность, захватываемая плазмой	2 МВт
Пробочное отношение	33	Плотность плазмы	до $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$
Макс. энергия горячих ионов	10 кэВ	Темп. электронов	200 эВ
Максимальное β	0,6	Темп. электронов (с ЭЦР-нагревом)	до 900 эВ

Удерживаемая в ловушке плазма подразделяется на две компоненты: на мишенную плазму и быстрые ионы. Мишенная плазма создаётся в центральной зоне ло-

вушки пробоем нейтрального газа микроволновым излучением на частоте электронного циклотронного резонанса. Сразу после создания плазма имеет температуру порядка нескольких эВ [9]. Удержание мишенной плазмы происходит в газодинамическом режиме: время жизни частицы (время до вылета частицы из зоны удержания через магнитную пробку) можно оценить по формуле $\tau_{\parallel} = LR/2v_i$, где L – длина установки, R – пробочное отношение, v_i – тепловая скорость ионов [5].

Затем мишенная плазма нагревается инжекцией нейтральных пучков дейтерия. Пучки дейтерия инжектируются в центр установки с энергией 25 кэВ. Одновременно работают восемь инжекторов нейтральных пучков, общая мощность которых составляет 5 МВт. Ускоренные нейтральные частицы в процессе резонансной перезарядки с плазмой образуют вторую её компоненту – быстрые ионы. Последние удерживаются адиабатически и продолжают сталкиваться с мишенной плазмой, нагревая её до температур порядка 250 эВ, сами при этом они охлаждаются до средней энергии 10 кэВ [9]. Поддержание материального баланса плазмы производится путём поддува нейтрального газа через газовые клапаны, расположенные вблизи лимитеров.

МГД-устойчивость плазмы в ГДЛ обеспечивается за счёт механизма “вихревого удержания” плазмы [11], при котором на кольцевые лимитеры (рис. 1, вблизи магнитных пробок) подается потенциал порядка +200В, в результате чего периферийная плазма вращается в образующихся скрещенных полях и подавляет развитие желобковой неустойчивости. Для достижения того же эффекта потенциал отрицательного знака может подаваться на торцевые плазмоприемники.

Для лучшей электрической связи между лимитером и плазмоприёмником в расширительный бак дополнительный напускается нейтральный газ. При бесконечной электрической проводимости плазмоприёмников и самой плазмы силовые линии магнитного поля должны “вмерзать” в пластины поглотителей и стабилизировать её. Неидеальность ситуации компенсируется поддувом в расширители дополнительного нейтрального газа, который ионизируется частицами плазмы, вы-

летающими из установки, образуя на периферии бака холодную плазму, которая помогает стабилизировать плазму в установке [12].

3 Диагностическая система

3.1 Общее описание диагностической системы

Диагностическая система, использованная в данной работе, состоит из 21 тройки датчиков, из которых на момент проведения измерений функционировали лишь 17 (датчики внешнего кольца не были установлены). В каждую тройку входит один пирометрический болометр, один датчик ионного тока и один датчик полного тока. Датчики размещены по плазмоприёмнику крестообразно (рис. 2). Вся система гальванически развязана на напряжения до 2 кВ по величине для возможности использования вихревого удержания путём подачи на плазмоприёмники отрицательного потенциала. Для регистрации сигналов используются 12-разрядные 8-канальные АЦП с частотой дискретизации 1,25 МГц. Полученные данные передаются на общую систему сбора данных ГДЛ по световодным каналам. Фотографии собранной измерительной системы представлены на рис. 3.

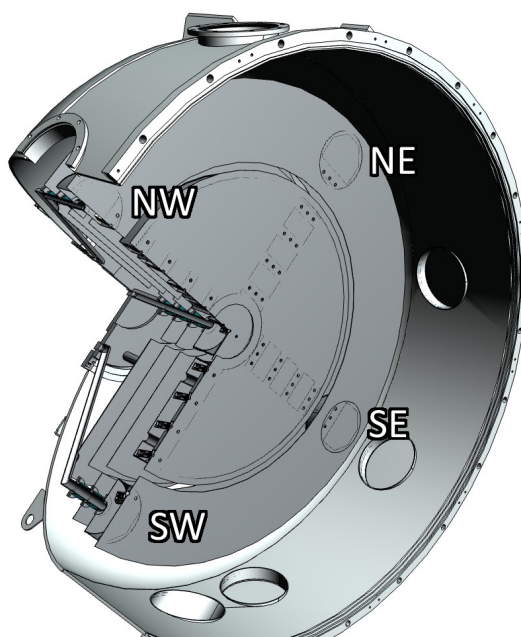
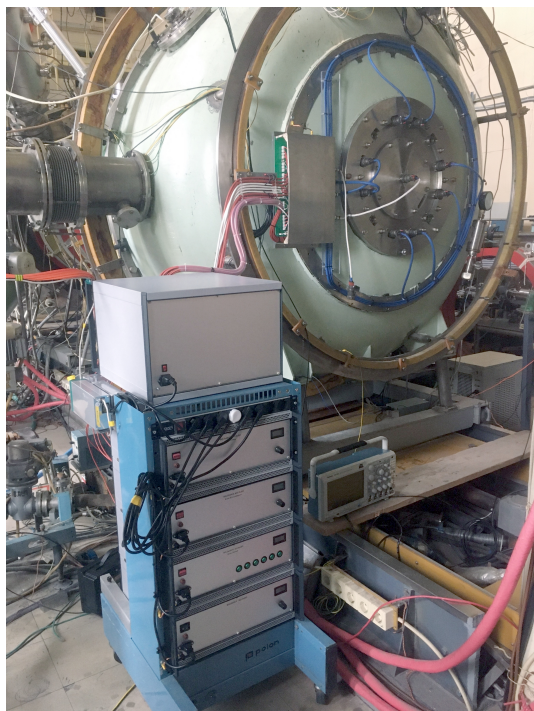
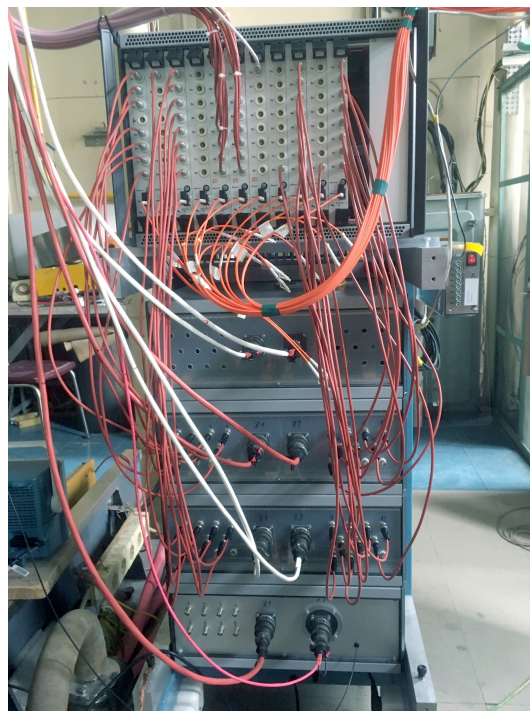


Рис. 2: Расположение датчиков на диагностическом плазмоприёмнике



(a) Общая фотография всей системы



(b) Крейт АЦП и система питания, вид спереди

Рис. 3: Фотографии измерительной системы

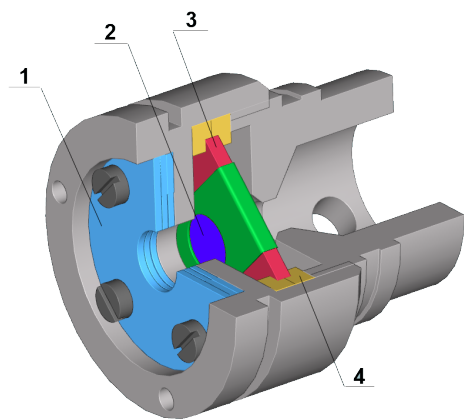
3.2 Болометры

Схема и фотография пироэлектрического болометра приведены на рис. 4. Болومتر состоит из пироэлектрического элемента, платы усилителя, вакуумной резины и металлической сетки, помещённых в металлический корпус.

В качестве пироэлектрика в болометрах используется таблетка ниобата лития радиусом 3 мм и толщиной 0,5 мм. На обращённую к плазме сторону таблетки напылён слой углерода толщиной 400 нм, имеющий коэффициент черноты 0,95 [13].

Для минимизации наводок таблетка ниобата лития закреплена на плате усилителя LMV 793 MA. Усилитель работает на принципе отрицательной обратной связи с сопротивлением обратной связи 4,7 МОм. Сама плата для устранения помех зафиксирована в корпусе вакуумной резиной.

Пироэлектрическая таблетка защищена от электрических колебаний плазмы металлической сеткой. Толщина нити сетки составляет $d = 0,06$ мм, а сама сетка имеет шаг $h = 0,169$ мм, что меньше дебаевского радиуса плазмы $r_d \approx 0,2$ мм



(а) Схема датчика: 1 – держатель сетки, 2 – пирозэлектрик, 3 – плата усилителя, 4 – вакуумная резина



(б) Фотография датчика

Рис. 4: Пирозэлектрический болометр

(при температуре электронов в расширителе 10 эВ и концентрации 10^{10} см^{-3}). Таким образом сетка имеет теоретическую прозрачность

$$B = \frac{(h - d)^2}{h^2} \approx 0,42, \quad (3)$$

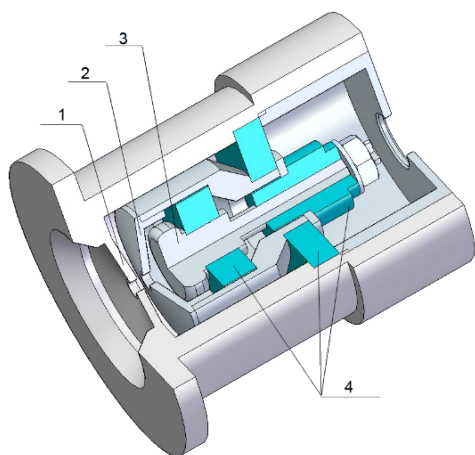
что подтверждено экспериментально при калибровке болометров (см. раздел 4.1).

Датчики имеют динамический диапазон от 10 мВт/см^2 (напряжение одного кванта АЦП, регистрирующего сигнал) до 1 кВт/см^2 (значение, при котором нарушается линейная зависимость напряжения от мощности). Временное разрешение датчика определяется инерционностью ниобата лития и составляет 15 мкс .

3.3 Датчики ионного тока

Схема и фотография датчика ионного тока представлены на рис. 5. Датчик состоит из коллектора и вытягивающего электрода, изолированных керамикой в металлическом корпусе с входным отверстием диаметром 2 мм .

Вход датчика ионного тока находится под потенциалом корпуса. На вытягивающий электрод подаётся напряжение -1.5 кВ относительно потенциала корпуса для вытягивания ионов из плазмы. На коллектор датчика подаётся напряжение на



(а) Схема датчика: 1 – входное отверстие, 2 – вытягивающий электрод, 3 – коллектор, 4 – изолирующая керамика



(б) Фотография датчика

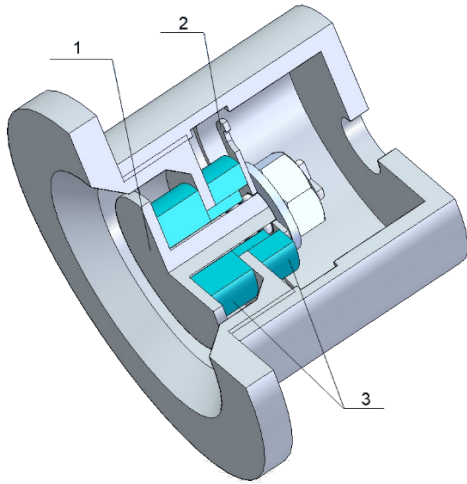
Рис. 5: Датчик ионного тока

несколько сотен вольт выше, чем на вытягивающий электрод с целью подавить вторичную эмиссию электронов с коллектора датчика. Для избежания пробоев электроды изолированы керамикой из оксида алюминия.

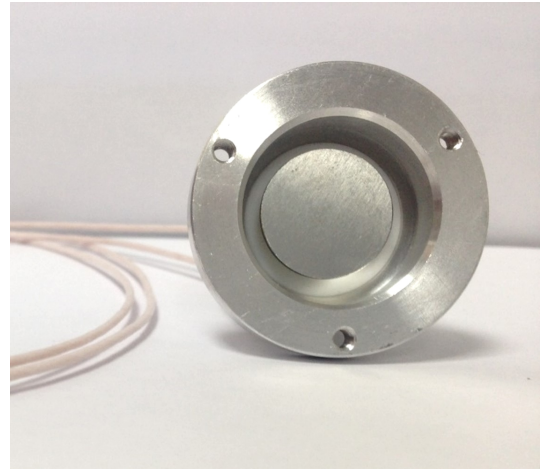
3.4 Датчики полного тока

Датчик полного тока (далее – плоские датчики) состоит из плоского коллектора, изолированного керамикой из оксида алюминия в металлическом корпусе. Схема и фотография датчика представлены на рис. 6.

На коллектор плоского датчика подаётся напряжение порядка -150 В, вследствие чего он работает в режиме ионного насыщения, т.е. также является датчиком ионного тока. Между плазмой и коллектором датчика не находится никаких прочих электродов, как в датчике ионного тока, поэтому вторичная эмиссия электронов с коллектора датчика не подавляется.



(а) Схема датчика: 1 – коллектор, 2 – лепесток для снятия напряжения, 3 – изолирующая керамика



(б) Фотография датчика

Рис. 6: Датчик полного тока (плоский датчик)

4 Подготовка диагностической системы к работе

4.1 Калибровка болометров

Калибровка болометров проводилась с помощью лазера с длиной волны 450 нм. С одинакового расстояния поочередно освещались болометры, подключенные к осциллографу, и измеритель мощности излучения, затем их измерения сопоставлялись. По результатам измерений был получен экспериментальный калибровочный коэффициент

$$K = \frac{WB}{US} = 16,3 \pm 3,4 \frac{\text{Вт}}{\text{В} \cdot \text{см}^2}, \quad (4)$$

где $W = 1,2 \pm 0,1$ Вт – мощность излучения лазера, $U = 95 \pm 5$ мВ – напряжение, полученное с болометра, $B = 0,42 \pm 0,02$ – прозрачность сетки болометра, $S = 0,28$ см² – площадь таблетки ниобата лития. Подавляющее большинство датчиков при освещении лазером давали идентичные показания. Показания отдельных датчиков отличались по величине в пределах до 10% от остальных, что было учтено при написании программного обеспечения.

Дополнительно, для проверки, калибровочный коэффициент был посчитан по

формуле из [14]

$$K = \frac{d}{SR \cdot \gamma/c_p} = 13,5 \frac{\text{Вт}}{\text{В} \cdot \text{см}^2}, \quad (5)$$

где $d = 0,05$ см – толщина таблетки, $S = 0,28$ см² – площадь таблетки, $R = 4,7$ МОм – сопротивление обратной связи усилителя, $\gamma/c_p = 2,8 \cdot 10^{-9}$ Кл·см/Дж – известный для ниобата лития коэффициент.

Совместно с калибровкой болометров была проверена прозрачность экранирующей сетки: отношение амплитуды импульса с сеткой к амплитуде без сетки при нескольких разных измерениях оказывалось равным $0,42 \pm 0,02$, подтверждая теоретический расчёт прозрачности.

4.2 Калибровка АЦП

Для калибровки АЦП к каждому каналу был подключен генератор прямоугольного сигнала. Параллельно к генератору был подключен осциллограф, с помощью которого была измерена амплитуда исходного сигнала. Затем через систему сбора данных ГДЛ записывался сигнал с калибруемого канала АЦП.

Для вычисления калибровочных коэффициентов сигналы, полученные с каждого канала, были программно обработаны. Для каждого записанного сигнала проводилось усреднение всех точек верхушки прямоугольного сигнала. Полученное значение считалось амплитудой сигнала. Поскольку записанный сигнал начинался в случайной фазе, был зашумлён и потенциально имел сдвиг нуля, то для определения верхушки прямоугольника применялся следующий метод. Верхушкой сигнала считались все точки, значение которых превышало 96% от абсолютного максимума записанного сигнала (процентное значение получено опытным путём). После этого делением полученной амплитуды на амплитуду подаваемого с генератора сигнала (дополнительно проверенную подключенным параллельно осциллографом) для каждого канала был получен индивидуальный калибровочный коэффициент. Все измеренные коэффициенты лежат в диапазоне 0,93–0,95,

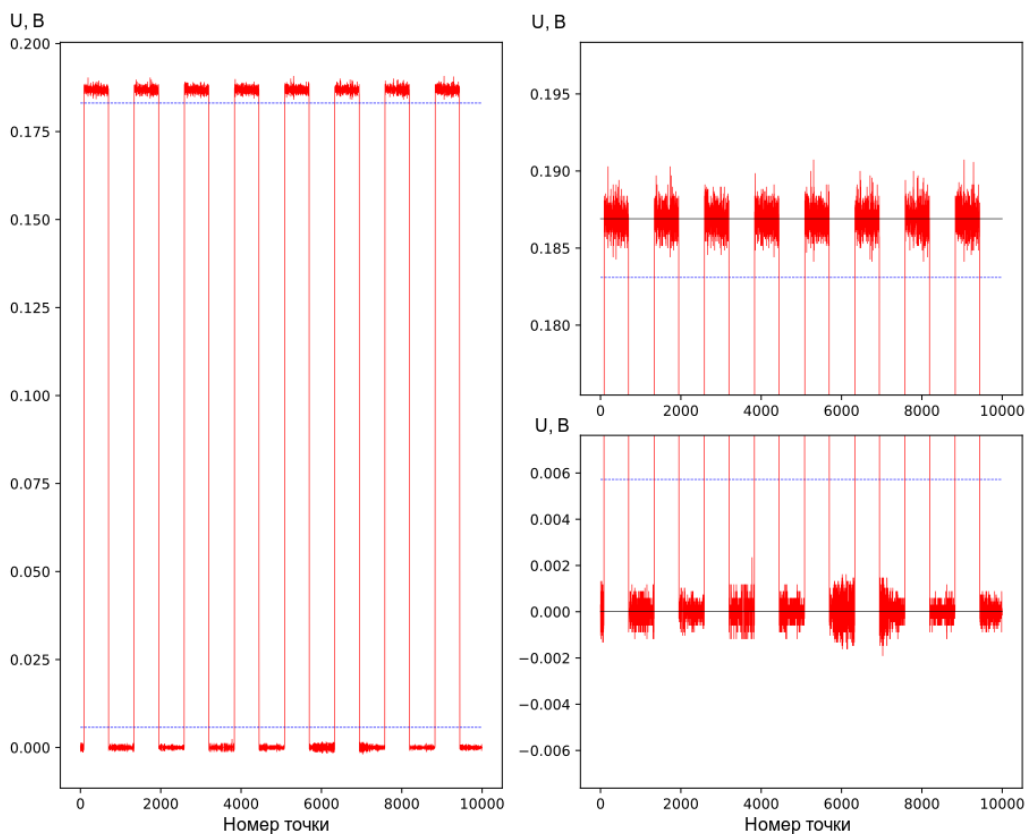


Рис. 7: Пример полученного сигнала (слева) и его обработки (справа): чёрная черта – среднее значение верхушки сигнала (его амплитуда), синяя прерывистая черта – значение, при превышении которого точки считались входящими в верхушку сигнала

внесены в базу данных и используются при обработке экспериментальных данных. Аналогичным образом проводилась проверка возможного сдвига нуля канала АЦП, в результате которой сдвигов обнаружено не было.

Для проверки корректности работы метода для каждого сигнала строился график, образец которого представлен на рис. 7. Стандартное отклонение точек “верхушки” сигнала в каждом случае оказалось малым по сравнению со средним, поэтому в конечном расчёте физических величин погрешностью коэффициента калибровки АЦП можно пренебречь.

4.3 Программное обеспечение

Для визуального представления собираемых данных и проведения необходимых вычислений с помощью пакета ROOT для языка C++ был написан ряд про-

грамм. Для каждого типа датчиков программы пересчитывают напряжение сигнала, полученного с АЦП, в соответствующие физические величины, используя полученные ранее калибровочные коэффициенты и физические параметры датчиков.

Программа для представления экспериментальных данных отображает пересчитанные данные в виде гистограммы и графика. Вид гистограммы и расположение на ней бинов имитирует расположение датчиков на пластине плазмоприёмника при виде “из установки,” наглядно демонстрируя общую картину распределения измеряемой величины. На графиках те же данные отображаются в виде отдельных линий для каждого крыла датчиков, что позволяет легко определить конкретное значение физической величины, измеряемой конкретным датчиком. Программа может отобразить данные в заданный момент времени или усреднить

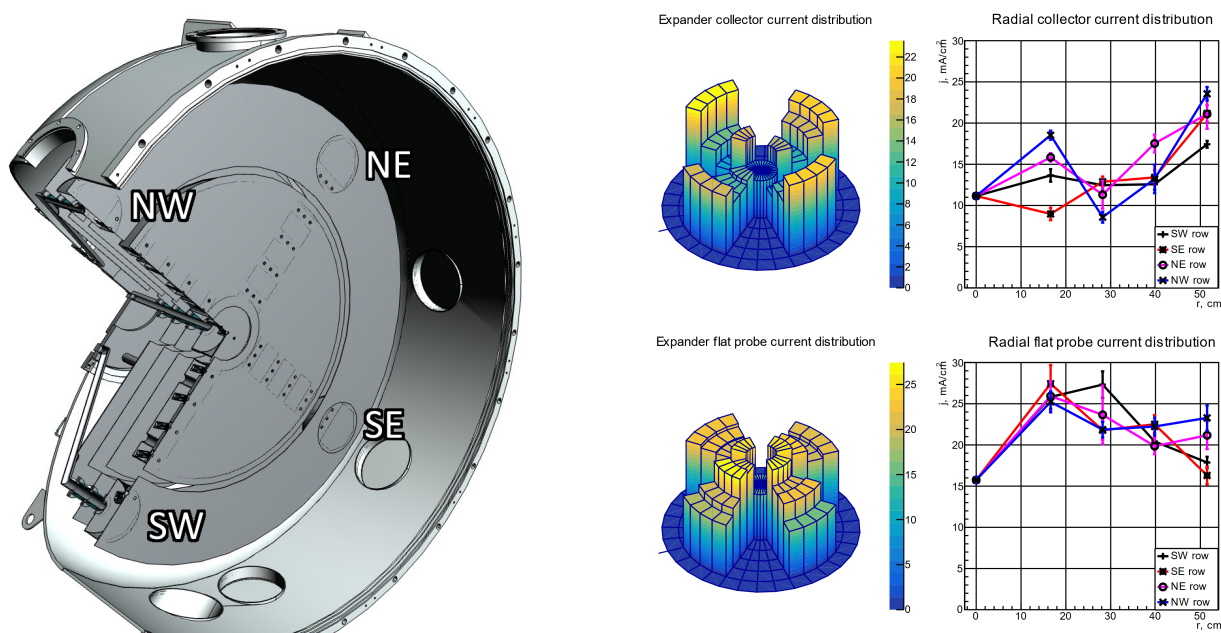


Рис. 8: Слева – обозначения “крыльев” измерительной системы, справа – скриншот-пример представления данных написанной программой

их по указанному промежутку времени. Также программа способна показать изменение измеряемых величин “в реальном времени” (по заданному периоду времени) в виде анимации.

5 Оценки по результатам измерений

5.1 Потоки частиц и энергии

Собранные диагностической системой измерения можно использовать для получения большого количества разнообразных данных о происходящих в плазме процессах. Так, например, с их помощью получен график зависимости ионного тока, вытекающего на диагностический плазмодриёмник от времени (рис. 9). Для

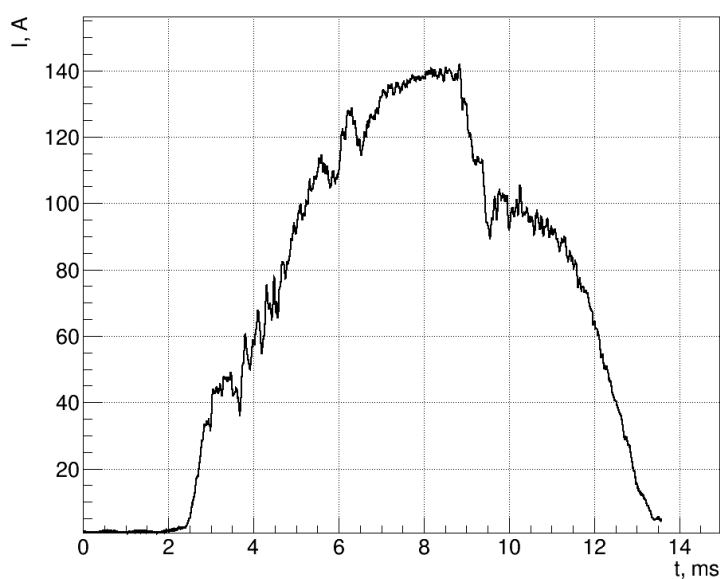


Рис. 9: Полный ионный ток, поступающий на диагностический плазмодриёмник

проведения оценки потоков был выбран период времени длиной 0,5 мс – с 7,5 до 8,0 мс – на котором плазма удерживается стабильно и достигает максимальной температуры электронов.

Полученные данные были использованы для оценки полного потока энергии из плазмы. Для этого сигнал с рабочего крыла болометров был усреднён по 0,5 мс времени стабильного удержания плазмы. Радиус на пластине плазмодриёмника был пересчитан в соответствующий радиус в центральной плоскости ловушки (далее, для краткости, будем называть этот радиус центральным) через сохранение потока магнитного поля. Полученное распределение представлено на рис. 10.

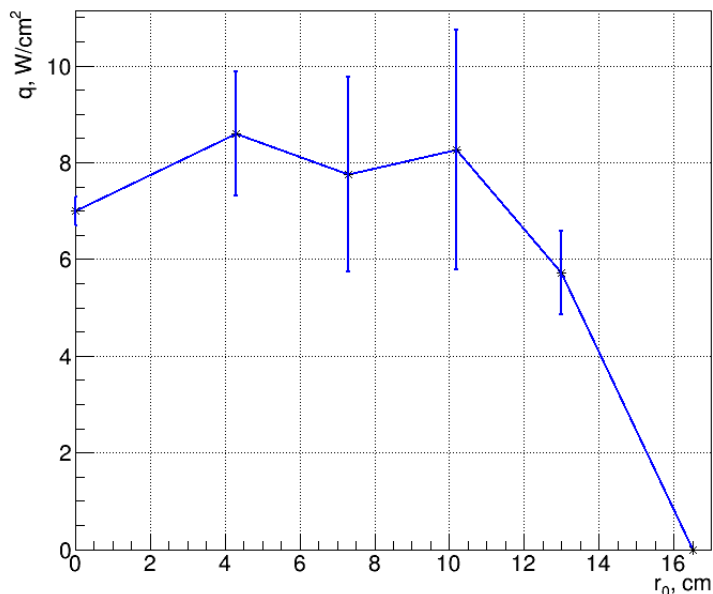


Рис. 10: Распределение потока энергии по центральному радиусу

Интегрирование этого распределения по площади плазмоприёмника даёт оценочное значение энергии, выносимой в одну пробку, равное 75 ± 12 кВт. Таким образом, полные продольные потери энергии из плазмы оказались равны 150 ± 24 кВт.

Взяв параметры плазмы $n = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\Lambda = 15$, $L = 6$ м, $S = 36 \text{ см}^2$ (суммарная площадь двух магнитных пробок) и $T_e = 200$ эВ (в центре, линейно падает до нуля на радиусе 17 см), проведём оценку потерь энергии для спитцеровского и газодинамического режимов течения плазмы. Формула (1) для спитцеровского режима даёт оценку потерь энергии равную 66 МВт, что значительно превышает оценку на основе полученных данных. Оценка по формуле (2) даёт результат ≈ 160 кВт, что находится в пределах погрешности оценки по экспериментальным данным. Следовательно, полученные результаты подтверждают газодинамический характер течения плазмы в расширителе газодинамической ловушки.

5.2 Энергия, выносимая одной ион-электронной парой

Оценка энергии, выносимой одной ион-электронной парой, была произведена, используя распределение, полученное в разделе 5.1. Для этого на том же самом промежутке времени (7,5–8,0 мс) было посчитано усреднённое значение токов для соответствующих рис. 10 болометрам датчиков ионного тока. Оценка производилась по формуле

$$A = \frac{\langle q(r_0) \rangle}{\langle j_c(r_0) \rangle \cdot T_e(r_0)}, \quad (6)$$

где треугольными скобками обозначено усреднение по вышеуказанному периоду, $q(r_0)$ – поток энергии, регистрируемый болометром, $j_c(r_0)$ – ток датчика ионного тока, $T_e(r_0)$ – температура электронов, r_0 – центральный радиус (см. раздел 5.1). Как и в предыдущем разделе, температура электронов предполагалась равной 200 эВ и линейно спадающей до нуля.

График распределения энергии, выносимой одной ион-электронной парой для каждой позиции датчиков, представлен на рис. 11. На графике видно, что одной

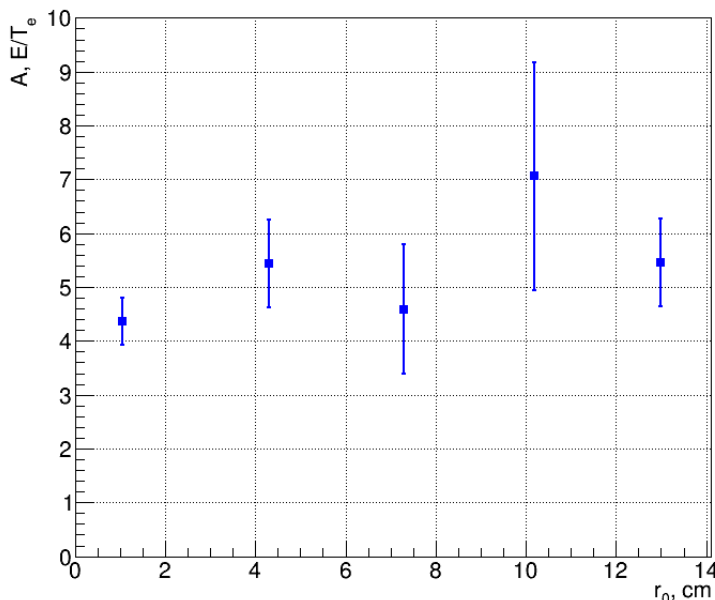


Рис. 11: Распределение энергии, выносимой одной ион-электронной парой в единицах электронной температуры по центральному радиусу

ион-электронной парой из ловушки выносится энергия порядка 4–9 электронных

температур, что согласуется с теоретическими оценками. Таким образом продемонстрировано, что диагностическая система позволяет оценить зависимость выносимой энергии от радиуса.

5.3 Коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии

Коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии можно оценить по формуле

$$\eta = \frac{j_f}{j_c} - 1 \quad (7)$$

где j_f - ионный ток плоского датчика, а j_c - ток ионного датчика. Для оценки были использованы суммарные токи с обоих видов токовых датчиков. Оценка была проведена для двух различных выстрелов: в одном в расширитель с диагностическим плазмоприёмником подавался дополнительный нейтральный газ до концентрации порядка 10^{13} см^{-3} , в другом поддува газа не производилось. Результаты представлены на рис. 12.

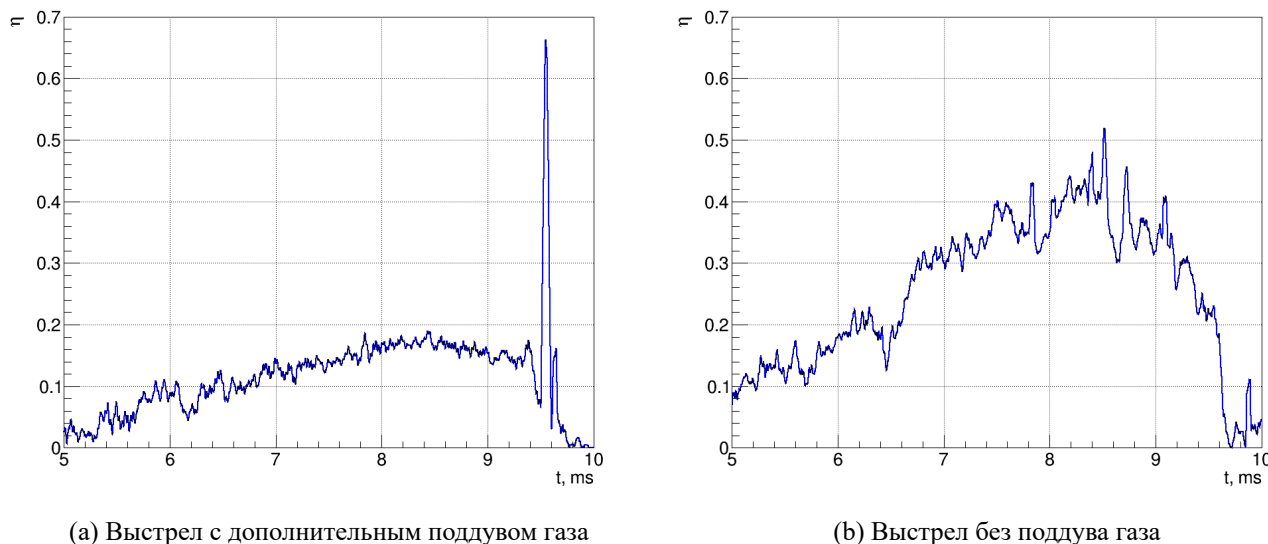


Рис. 12: Оценка коэффициента вторичной эмиссии по суммарным токам ионного и плоского датчиков

На графиках наблюдается явное различие между двумя случаями. В случае дополнительной подачи газа коэффициент вторичной эмиссии принимает значи-

тельно меньшие значения, чем при отсутствии поддува. Уменьшение коэффициента вторичной ион-электронной эмиссии – положительное явление, однако причины этого явления на данный момент не ясны и требуют дальнейшего изучения этой возможной закономерности.

5.4 Средний радиус плазмы

Средний радиус вычислялся по формуле

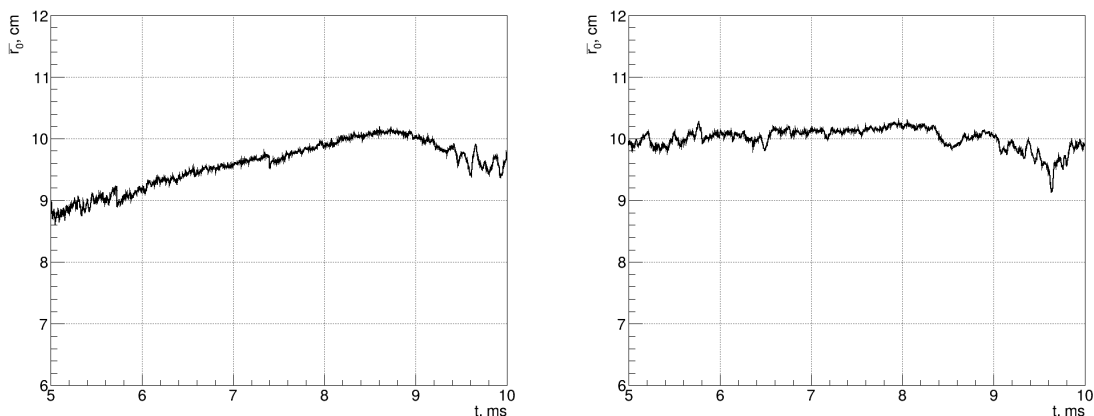
$$\bar{r}_0 = \frac{\int j \cdot r \, dS}{\int j \, dS} = \frac{\frac{2\pi}{3} \sum_k j_k (r_{k+1}^3 - r_k^3)}{\pi \sum_k j_k (r_{k+1}^2 - r_k^2)}, \quad (8)$$

где j_k – ток k -го ионного датчика, r_k – его центральный радиус (см. раздел 5.1).

Оценки, аналогично предыдущему разделу, проведены для выстрелов с дополнительным поддувом нейтрального газа до концентрации порядка 10^{13} см^{-3} и без него. Также, для демонстрации работоспособности системы, приведён выстрел, в котором в плазме развивается неустойчивость. Графики с оценками среднего радиуса плазмы для различных выстрелов приведены на рис. 13.

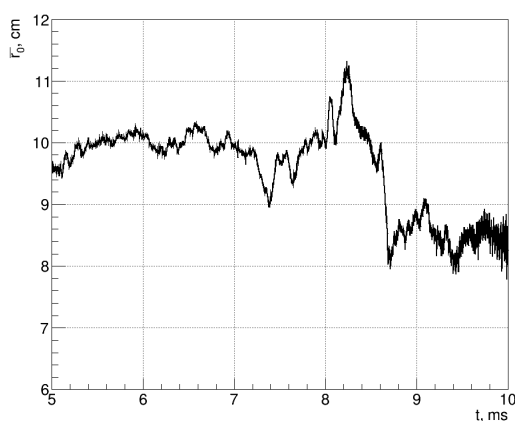
На графиках стабильного удержания плазмы видно различие между выстрелами с поддувом и без. В выстреле с дополнительным поддувом нейтрального газа (рис. 13а) наблюдается заметно более медленный рост среднего радиуса плазмы по сравнению с выстрелом без поддува (рис. 13б). Данный эффект, по всей видимости, объясняется понижением амплитуды вихревых колебаний плазмы при поддуве дополнительного газа в расширитель установки, что и является целью инжекции.

В выстреле на рис. 13с в момент 8 мс развивается неустойчивость, что фиксируется по данным различных диагностик, в частности диамагнитных петель. На приведённом графике видно, как в этот момент времени происходит резкий рост радиуса плазменного столба, а затем его резкое падение, сигнализирующее о разрушении столба.



(a) Выстрел с дополнительным поддувом газа

(b) Выстрел без поддува газа



(c) Выстрел с неустойчивостью

Рис. 13: Оценка среднего радиуса плазменного столба

5.5 Степень асимметрии плазмы

Вычисление степени асимметрии производилось по формуле

$$\sigma(r_0) = \frac{\sqrt{\frac{1}{4} \sum_{k=1}^4 (j_k(r_0) - \overline{j(r_0)})^2}}{\overline{j(r_0)}} \cdot 100, \quad (9)$$

где r_0 – центральный радиус (см. раздел 5.1), $j_k(r_0)$ – ток отдельного датчика, $\overline{j(r_0)}$ – среднее по всем четырём датчикам на данном радиусе r_0 . Числитель формулы являет собой среднеквадратичное отклонение тока датчиков для определённого радиуса. Оценки производились по тем же выстрелам, по которым вычислялся средний радиус плазмы. Графики с оценками степени асимметрии плазмы приведены на рис. 14.

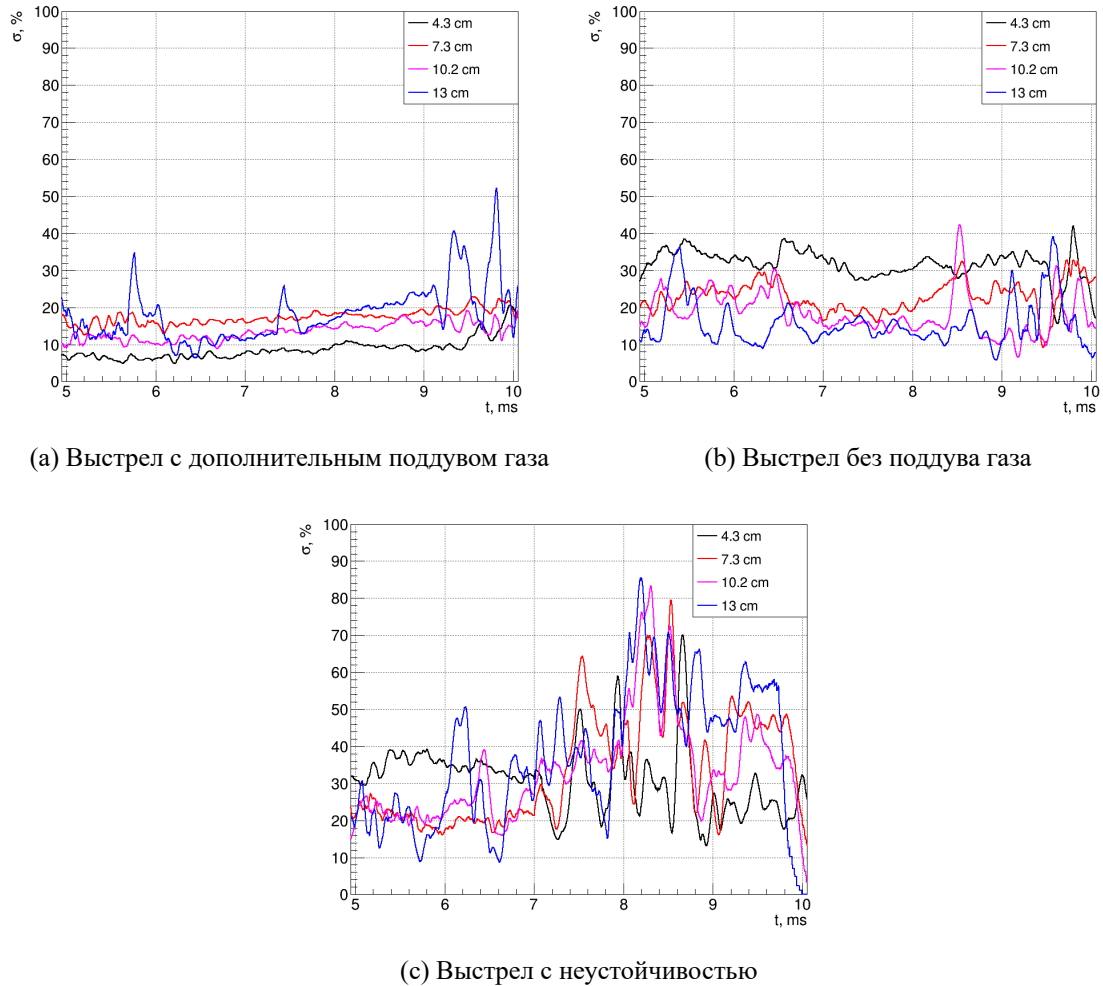


Рис. 14: Оценка степени асимметрии плазмы в процентах

Наблюдаемая на графиках картина схожа с представленной на рис. 13. При дополнительной инъекции газа в расширитель наблюдается понижение степени асимметрии плазмы. Наблюдение объясняется тем же эффектом, что и в оценке среднего радиуса плазмы. В присутствии дополнительного поддува газа наблюдается бóльшая стабильность плазмы, чем в случае без поддува, что свидетельствует об эффективности данного метода подавления вихревых колебаний.

6 Заключение

По итогам работы была произведена калибровка новой измерительной системы для дальнейших исследований физики процессов, происходящих в расширителе открытой ловушки, а также продемонстрирована её работоспособность. По пер-

вым данным была произведена оценка таких параметров плазмы как полные потоки частиц и энергии из установки, количество энергии, выносимой одной ион-электронной парой, коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии, средний радиус плазменного столба и степень его асимметрии. Ввиду малого количества собранных данных, на данный момент можно лишь сделать предварительные выводы о наблюдаемых явлениях. Изучение потенциальных закономерностей будет произведено в дальнейших исследованиях.

7 Список литературы

- [1] Development strategy for steady-state fusion volumetric neutron source based on the gas-dynamic trap / P.A. Bagryansky, Z. Chen, I.A. Kotelnikov et al. // Nuclear Fusion. — 2020. — Vol. 60, no. 3.
- [2] Baldwin D.E. End-loss processes from mirror machines // Reviews of Modern Physics. — 1977. — Vol. 49, no. 2. — P. 317.
- [3] Konkashbaev I.K., Landman I.S., Ulinich F.R. Possibility of decreasing the electron heat flux from open traps // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1978. — Vol. 74. — P. 956–964.
- [4] NRL plasma formulary : Rep. / Naval Research LAB Washington DC Beam Physics Branch ; Executor: Joseph D. Huba : 2007.
- [5] Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Газодинамическая ловушка // Итоги науки и техники: физика плазмы. — 1988. — Т. 8.
- [6] Ryutov D.D. Axial electron heat loss from mirror devices revisited // Fusion Science and Technology. — 2005. — Vol. 47, no. 1T. — P. 148–154.
- [7] Skovorodin D.I. Suppression of secondary emission of electrons from end plate in expander of open trap // Physics of Plasmas. — 2019. — Vol. 26, no. 1.

- [8] Longitudinal confinement of particles and energy in a gas-dynamic trap / AV Anikeev, PA Bagryansky, GI Kuznetsov, NV Stupishin // PLASMA PHYSICS REPORTS C/C OF FIZIKA PLAZMY. — 1999. — Vol. 25. — P. 775–782.
- [9] Influence of the magnetic field expansion on the core plasma in an axisymmetric mirror trap / E. Soldatkina, M. Anikeev, P. Bagryansky et al. // Physics of Plasmas. — 2017. — Vol. 24, no. 2.
- [10] Ivanov A.A., Prikhodko V.V. Gas-dynamic trap: an overview of the concept and experimental results // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2013. — Vol. 55, no. 6.
- [11] Vortex confinement of plasmas in symmetric mirror traps / A.D. Beklemishev, P.A. Bagryansky, M.S. Chaschin, E.I. Soldatkina // Fusion Science and Technology. — 2010. — Vol. 57, no. 4. — P. 351–360.
- [12] Kunkel Woulf B, Guillory John U. Interchange stabilization by incomplete line-tying // Proceedings of 7th International Conference on Phenomena in Ionized Gases. — 1965. — Vol. 2. — P. 702706.
- [13] Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. — М.: “Энергия”, 1977.
- [14] Диагностический комплекс установки ГДЛ для изучения нагрева плазмы при инъекции мощных атомарных пучков / П.А. Багрянский, В.Н. Бочаров, П.П. Дейчули и др. // Препринт 70-14. — 1993.