

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 **03.04.02 ФИЗИКА**
Образовательная программа: **МАГИСТРАТУРА**

**ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА
МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ**

Устюжанин Виктор Олегович

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

Тема работы **Формирование плазменной струи в установке СМОЛА с
помощью магнитоизолированного разряда с горячим катодом**

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой

канд. физ.-мат. наук

в.н.с., ИЯФ СО РАН

Беклемишев А.Д./.....

(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....2020 г.

Научный руководитель

канд. физ.-мат. наук

с.н.с., ИЯФ СО РАН, л.10

Иванов И.А./.....

(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....2020 г.

Дата защиты: «.....».....2020 г.

Новосибирск, 2020

Оглавление

<u>Введение</u>	3
<u>Глава 1. Экспериментальные условия и работа установки СМОЛА</u>	6
<u>Глава 2. Источник плазмы установки СМОЛА</u>	10
<u>§2.1. Катодный узел</u>	11
<u>§2.2. Электрическое питание источника и его магнитная система</u>	13
<u>§2.3. Газовая система</u>	14
<u>§2.4. Режим работы плазменной пушки</u>	16
<u>Глава 3. Методы измерения параметров плазменной струи</u>	18
<u>§3.1.1. Измерения тока разряда</u>	18
<u>§3.2.1. Газовые измерения</u>	18
<u>§3.3.1. Зондовые диагностики</u>	22
<u>§3.3.2. Основы зондовой теории</u>	23
<u>§3.3.3. Идеализированная ВАХ зонда</u>	24
<u>§3.3.4. Определение n_0 и T_e</u>	26
<u>§3.3.5. Двойной зонд</u>	27
<u>§3.3.6. Экспериментальные условия и режим работы зондового блока для определения температуры и плотности плазмы в новом режиме работы плазменной пушки</u>	30
<u>§3.4.1. Методы измерения температуры поверхности катода</u>	34
<u>§3.4.2. Экспериментальная схема для измерения температуры поверхности катода</u>	35
<u>Глава 4. Определение зависимостей параметров плазменного потока в винтовой открытой ловушке СМОЛА от начальных экспериментальных условий источника плазмы</u>	38

<u>§4.1. Первая экспериментальная серия.</u>	38
<u>§4.2.1. Вторая экспериментальная серия. Результаты газовых измерений.</u>	41
<u>§4.2.2. Вторая экспериментальная серия. Результаты зондовых диагностик и их обсуждение.</u>	44
<u>Заключение.</u>	53
<u>Список литературы</u>	54

Введение

В современном мире одной из ключевых проблем человечества является конечность энергетических ресурсов и, как следствие этого, поиск альтернативных источников энергии. Одним из решений данной проблемы является создание термоядерного реактора на основе управляемого термоядерного синтеза (УТС). Реакция синтеза между ядрами лёгких атомных ядер происходит с выделением энергии. Преимуществом такой реакции по сравнению с реакцией ядерного деления является большая доля выделившейся энергии на 1 нуклон. Такой способ генерации энергии является экологически безопасным, но в то же время сложно реализуемым с технологической точки зрения.

Мировые исследования в области УТС идут в 3 основных направлениях: замкнутые (закрытые) магнитные системы (токамаки, стеллараторы, пинчи с обращённым полем (RFP) и т.д.), открытые магнитные ловушки и системы для инерциального термоядерного синтеза (ИТС). Среди всех представленных систем наибольший прогресс в термоядерных исследованиях достигнут в закрытых магнитных системах типа токамак (установка JET (Европа), JT – 60 (Япония), EAST (Китай)). Также достигнуты термоядерные параметры на стеллараторах (основные рекордные значения получены на установке W – 7X (Германия)), с конкурентными параметрами по отношению к токамакам.

Открытые магнитные системы, значительно отличающиеся своей конструкцией и принципами работы, теоретически позволяют работать с бестритиевыми и безнейтронными реакциями, что даёт возможность таким установкам дольше функционировать без дорогостоящих реконструкций. В экспериментах по удержанию плазмы в открытых магнитных ловушках были получены следующие параметры: высокое относительное давление ($\beta \approx 60\%$) [1], средняя энергия горячих ионов 12 кэВ и температура электронов до 0,9 кэВ в стабильном режиме [2].

Но остаётся неразрешённой ключевая проблема: подавление продольных потерь частиц и энергии, что является причиной малого времени удержания плазмы. Существующий метод многопробочного подавления осевого теплового потока в сочетании с газодинамической центральной ячейкой [3] может обеспечить эффективное пробочное отношение порядка 100. Одним из новых вариантов многопробочного удержания плазмы является концепция винтового удержания (Рис.1).

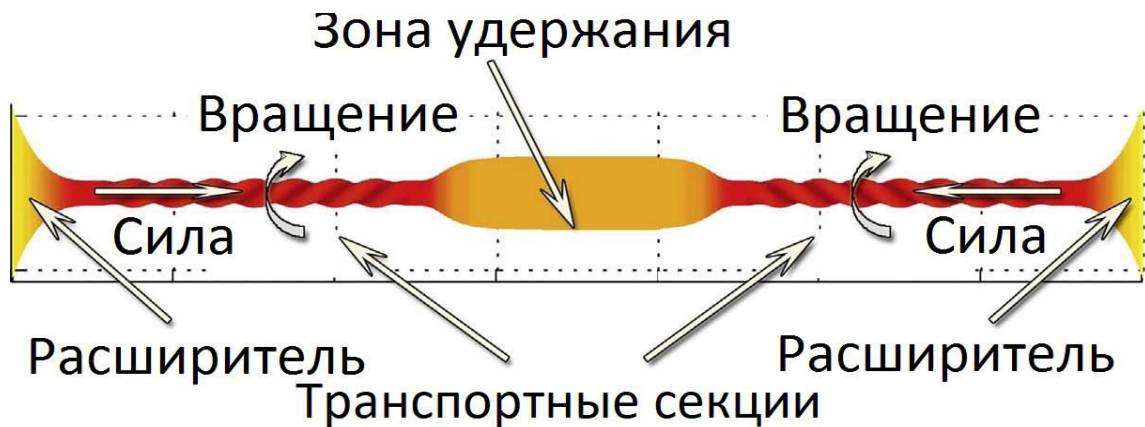


Рис. 1. Условная схема открытой магнитной системы с концепцией винтового удержания

Данная концепция основана на создании движущихся в системе отсчёта плазмы магнитных пробочек с помощью спирального магнитного поля. В этом случае плазма должна вращаться в скрещенных $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ полях. Таким образом, в зависимости от направления магнитных возмущений относительно плазменного потока действующая на частицы сила приводит либо к торможению плазмы и её перекачке обратно в установку, либо к ускорению плазменной струи. Теоретические расчёты [4] предсказывают, что время удержания плазмы будет экспоненциально зависеть от длины магнитной системы, что намного эффективнее, чем в других открытых магнитных системах: линейная зависимость (пробкотрон), квадратичная (многопробочная ловушка).

Для проверки концепции винтового удержания в 2017 г. в ИЯФ СО РАН была создана установка СМОЛА [5]. Наличие подавления аксиального

потока плазмы было продемонстрировано уже в первом эксперименте [6] с неполной конфигурацией магнитоплазменной системы.

Экспериментальная проверка концепции винтового удержания требует стабильной генерации начального плазменного потока. Таким образом, одной из первоочерёдных компонент установки является источник плазмы, способный формировать устойчивую и без примесей плазменную струю.

В открытых системах используются разные варианты источников формирования плазмы: термоэмиссионные источники (PSI – 2), СВЧ – антенны (ГОЛ-NB), коаксиальные источники с холодным катодом (С – 2 ТАЕ) и др. Из всех вариантов термоэмиссионные источники являются исторически первыми, технически простыми по сравнению с другими и формирующими большую плотность тока для генерации плазмы. Основные ограничения таких источников связаны с выбором материала эмиттера. Эмиттер должен иметь высокий коэффициент термоэмиссии, быть устойчивым при термомеханических нагрузках и не вступать в реакции при разгерметизации установки.

В установке СМОЛА был собран аксиально - симметричный источник плазмы с нагреваемым LaB_6 катодом. LaB_6 выбран в качестве эмиттера в виду высокой плотности эмиссионного тока ($j_e \sim 20 \text{ А/см}^2$ при $T \sim 2000 \text{ К}$) и небольшой работы выхода ($\phi \sim 2,6 \text{ эВ}$).

Основная **цель** представленной работы заключается в изучении зависимостей параметров генерируемой плазмы от начальных инженерных параметров плазменного источника:

Мощность накала катода

Электрическое питание анод – катод

Газовое питание системы

Магнитное поле источника

Глава 1. Экспериментальные условия и работа установки СМОЛА.

Установка СМОЛА – экспериментальный стенд для изучения поведения плазмы при её течении в винтовом магнитном поле при наличии радиального электрического поля. Установка состоит из 4 основных частей: источника плазмы, транспортной секции с многопробочной винтовой магнитной конфигурацией и двух концевых баков расширителей плазменного потока (Рис.2)[7].

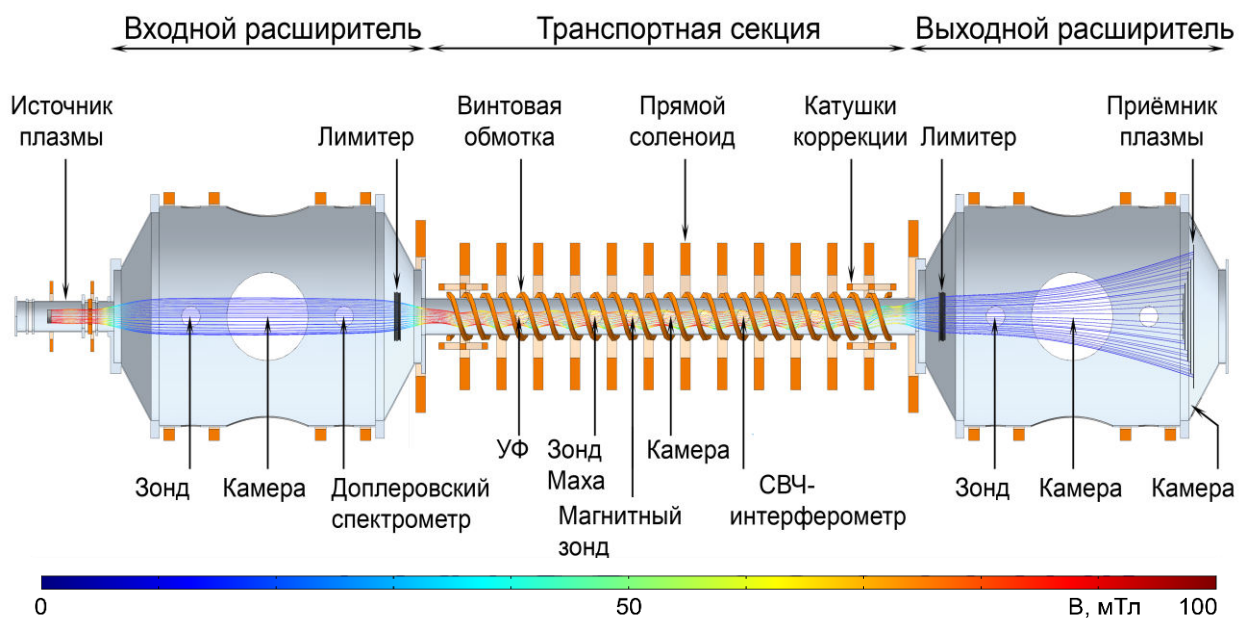


Рис. 2. Установка СМОЛА [8].

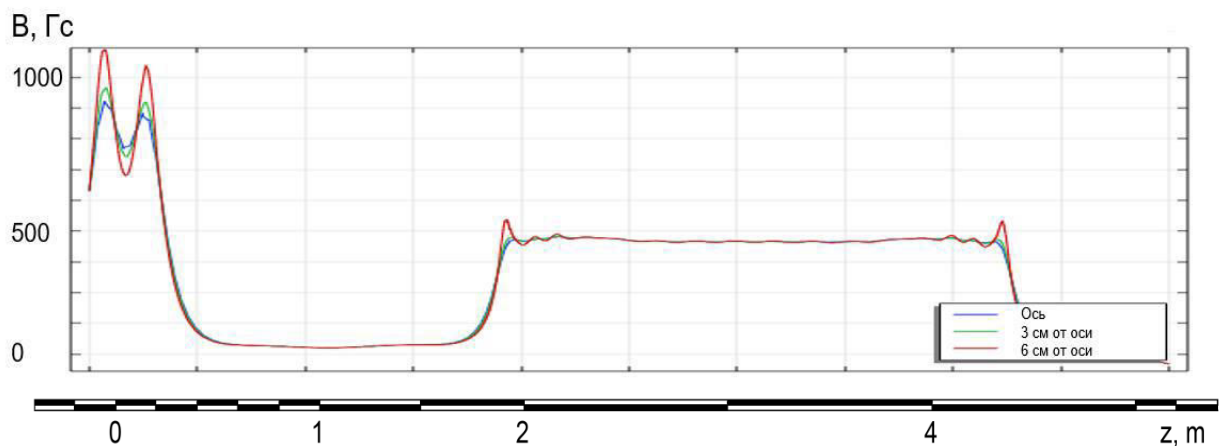


Рис. 3. Распределение магнитного поля вдоль оси установки [9].

Магнитная система включает в себя катушки плазменной пушки, катушки входного и выходного расширителей, центральный соленоид с винтовым полем. Магнитная ось в транспортной секции при максимальной

амплитуде винтового поля имеет вид трехмерной спирали с радиусом $\sim 1,5$ см.

Штатный центральный соленоид состоит из 14 катушек с внутренним диаметром 18,5 см, расположенных с периодом 18 см, и обеспечивает однородность поля $\sim 1\%$. Центральные катушки состоят из 90 витков с рабочим током 500 А. Максимальное рабочее поле в установке достигает значения $\sim 0,1 \div 0,3$ Тл (Рис. 3).

Плазма в установке создаётся с помощью осесимметричного плазменного источника с нагреваемым LaB_6 катодом (см. ниже, Глава 2). Магнитная конфигурация в области пушки задаётся таким образом, что нет силовых линий поля соединяющих катод и анод.

В расширителях магнитное поле в $4 \div 10$ раз меньше внутреннего поля пушки. Электрическое радиальное поле также значительно меньше, чем поле в области анода. Таким образом, устойчивый разряд ожидается во всех секциях, при этом ток будет меньше, чем в области пушки.

В центральном соленоиде с помощью ряда плоских катушек создается аксиальная часть магнитного поля, а за счет двух спиральных проводников с противоположными токами индуцируется геликоидальная конфигурация магнитного поля с шагом 18 см.

Изоляция плазменной струи от стенки камеры осуществляется лимитерами, установленными на входе и выходе винтовой секции (Рис. 4). В обсуждаемых экспериментах потенциалы лимитеров были плавающие.

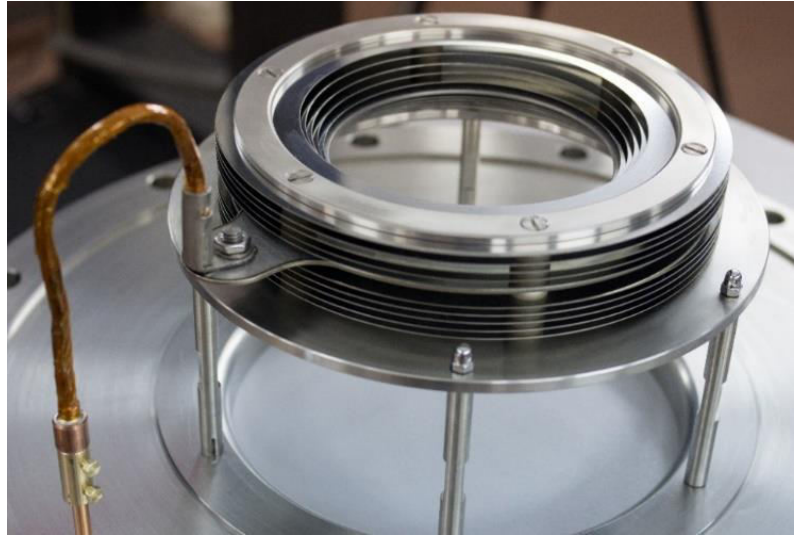


Рис. 4. Внешний вид лимитера.

После винтовой секции поток плазмы проходит через выходной магнитный расширитель и гибнет на радиально-сегментированном концевом плазмоприемнике (Рис. 5).

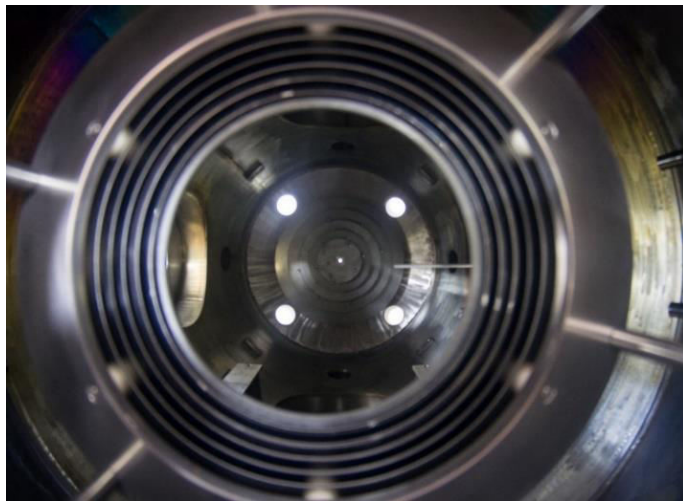


Рис. 5. Выходной лимитер и радиально сегментированный плазмоприёмник.

Вращение плазмы создается радиальным электрическим полем создаваемым выносом потенциала из плазменной пушки и потенциалами секционированного торцевого плазмоприемника. Электрическое поле пушки соответствует отрицательному потенциалу на оси плазмы.

Во вращающейся системе отсчета плазмы продольная скорость магнитных пробок равна:

$$V_z \approx c \frac{hE_r}{2\pi r B_z} \sim 10^7 \text{ см/с},$$

где $h=0,18$ м – шаг винта, r – радиус плазмы, $E_r \sim 10\div 100$ В/см – радиальное электрическое поле, $B_z \sim 0,02\div 0,3$ Т – аксиальная составляющая магнитного поля [5].

Если магнитные пробки движутся противоположно потоку плазмы и радиальное электрическое поле задаёт отрицательный потенциал плазмы на оси, то в этом случае ожидается два значительных эффекта: подавление потока на периферии плазмы с более высоким пробочным отношением вдоль линии поля и радиальное пинчевание плазмы.

Установка СМОЛА может работать в 4 разных режимах по конфигурации магнитного поля: режим удержания плазмы (прямое магнитное поле), удержание плазмы (винтовое магнитное поле), режим ускорения потока плазмы (прямое магнитное поле) и ускорение потока плазмы (винтовое магнитное поле).

Глава 2. Источник плазмы установки СМОЛА.

Плазменный поток в установке СМОЛА создаётся источником плазмы за счёт магнетронного разряда. Источник плазмы представляет из себя аксиально – симметричную систему с горячим LaB_6 катодом, кольцевым медным анодом, двумя магнитными катушками и вакуумной камерой 48 см в длину и 14 см в диаметре (Рис. 6). За основу был взят вариант разработанного ранее в ИЯФ СО РАН источника плазмы [10]. Он генерировал плазму с плотностью до $n \sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и температурой $T \sim 5 \text{ эВ}$.

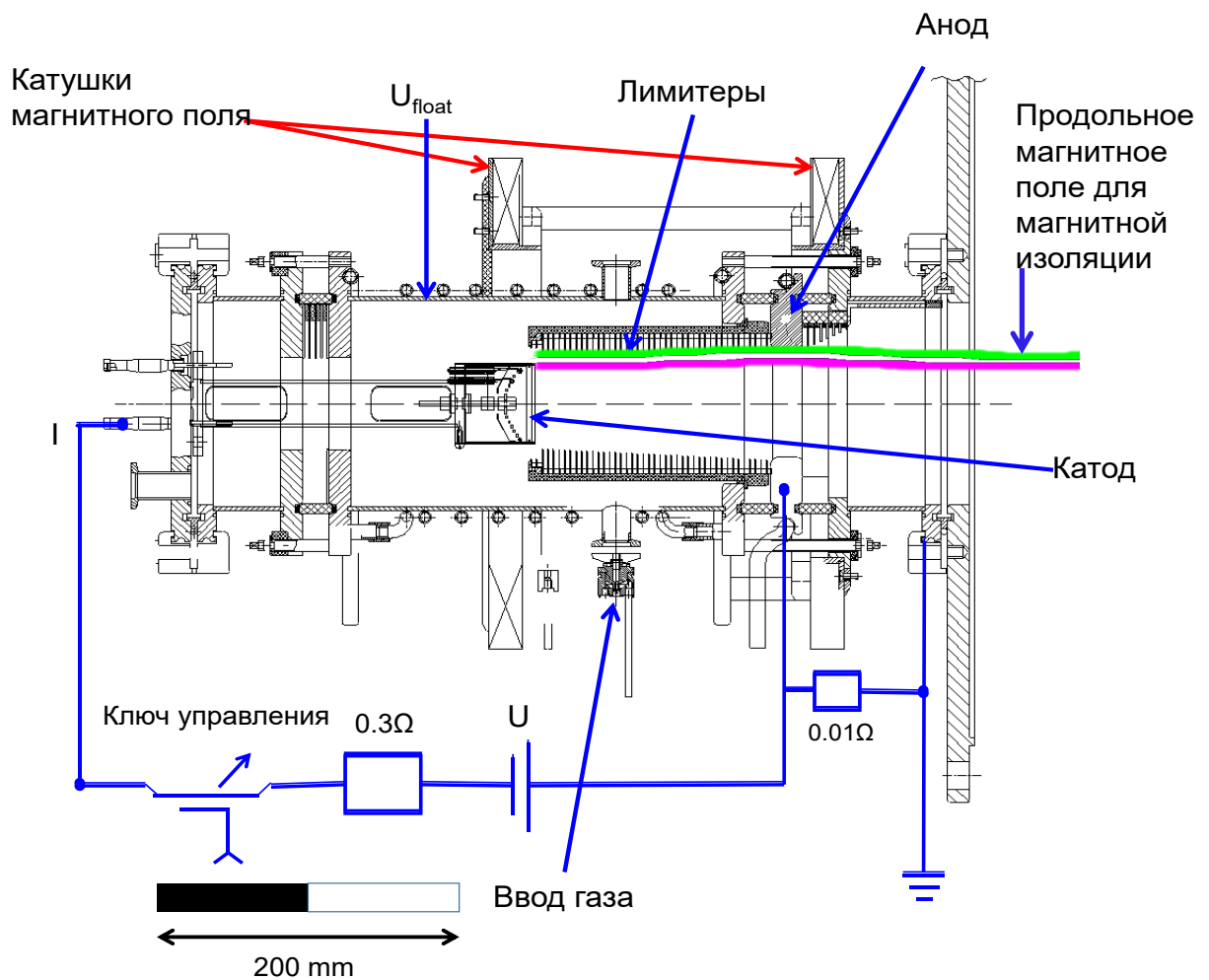


Рис. 6. Схема источника плазмы установки СМОЛА

§2.1. Катодный узел.

LaB₆ как материал для катода имеет ряд преимуществ: он может подвергаться воздействию воздуха и воды и при этом использоваться повторно. На него не нужно наносить покрытие, когда установка разгерметизирована, как это делают с оксидными катодами. Такой материал может выдерживать более высокие ионные потоки, связанные с высокими разрядами тока. Несмотря на то, что LaB₆ должен нагреваться почти вдвое выше, чем BaO, он имеет более высокий ток электронной эмиссии на единицу площади ($j_e \sim 20 \text{ A/cm}^2$ при $T \sim 2000 \text{ K}$) и, следовательно, может создавать плазму с большей плотностью и температурой.



Рис. 7. Катодный узел.

Данный катод представляет собой диск из спечённого порошка LaB₆ диаметром $D = 5 \text{ см}$ и толщиной $h = 3 \text{ мм}$. Нагрев катода осуществляется косвенно с помощью аксиально - расходящейся вольфрамовой спирали, которая расположена за катодом. Спираль нагревается протекающим по ней током, и фотоны, излучаемые спиралью, нагревают катод до $T \sim 2000 \text{ K}$. Ток нагревателя подаётся через изолированный вход в центре катодного фланца. Катодный узел имеет тепловые экраны из молибденовой фольги для снижения тепловых потерь и минимизации мощности нагрева. Таким образом для нагрева катода до рабочей температуры требуется мощность $\sim 800 \text{ Вт}$.

Конструктивно катод изолирован от анода двумя изоляторами с длинной металлической цилиндрической вставкой посередине. Это позволяет создать объём с плавающим потенциалом вокруг катода, в котором будут происходить ионизационные процессы при напуске газа в систему. Внутренняя часть вставки выполнена из молибдена для уменьшения образования однополярных плазменных дуг с поверхности.

Также для фиксирования области формирования плазменной струи в январе 2020 г. между катодом и анодом была установлена система плавающих металлических (Mo) диафрагм, помещённых в изолирующий керамический цилиндр (Al_2O_3) (Рис. 6, Рис. 8). Такая система позволила варьировать разрядный ток в диапазоне $100 \div 300$ А.



Рис. 8. Система плавающих диафрагм. Вид со стороны анода.

§2.2. Электрическое питание источника и его магнитная система.

Электрическое питание источника осуществляется от батареи суперконденсаторов через IGBT – ключ и балластное сопротивление $R = 0,3$ Ом (Рис.6). Общая ёмкость батареи питания $C = 10$ Ф, напряжение зарядки $U = 150 \div 300$ В. При этом потенциалы анода и катода задаются независимо друг от друга.

Необходимый режим работы пушки и всей установки создаётся в том случае, когда нет силовых линий поля, напрямую соединяющих анод и катод. Такое, изолирующее разряд от контакта с анодом, продольное магнитное поле подавляет поперечную проводимость в источнике и задаёт форму плазменного столба. Это ведущее магнитное поле создаётся двумя катушками, расположенными над катодом и анодом соответственно. Питание у каждой катушки независимое, что позволяет получить необходимую нам магнитную изоляцию разряда (Рис. 9). Максимальное магнитное поле в области источника $\sim 3,5$ кГс.

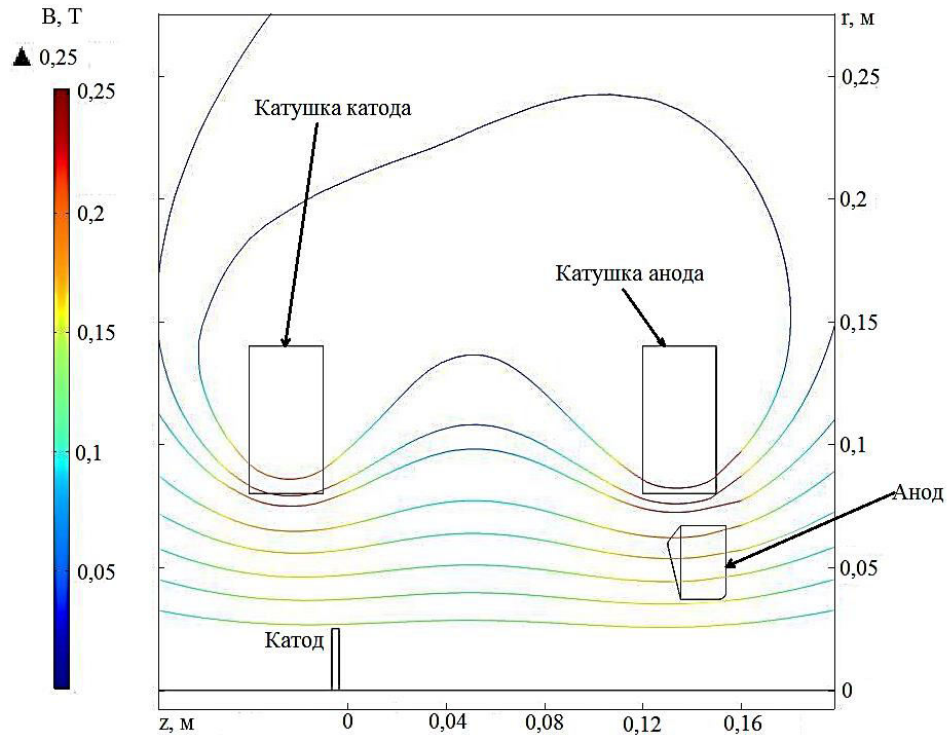


Рис. 9. Конфигурация магнитного поля в плазменной пушке. Горизонтальная ось проходит через центр катода.

§2.3. Газовая система.

Газовое питание источника плазмы осуществляется отдельной подсистемой (Рис. 10). Эта подсистема состоит из баллонов, соединённых с буферным объёмом, из которого газ поступает в плазменную пушку. Также буферный объём соединён с форвакуумной линией всей установки. Для контроля давления в буферном объёме используется механический барометр, работающий в диапазоне давлений $P = 10^{-5} \div 1,6 \cdot 10^5$ Па. В газопроводе, ведущем от буферного объёма до источника плазмы, используется цифровой барометр. Такая газовая система позволяет работать как с разными сортами газа отдельно, так и со смесью газов.

Непосредственное газовое питание осуществляется 2 независимыми газовыми клапанами. Первый (“быстрый”) служит для быстрого заполнения объема пушки и включается в течение первых $3 \div 10$ мс работы системы. Второй (“медленный”) отвечает за поддержание постоянного газонапуска во время разряда. Подача газа из клапана осуществляется через капилляр с

диаметром $d=250$ мкм и длиной $l=10$ см, что обеспечивает соответствующую редукцию давления, поддерживая непрерывный поток газа. Поток газа из “медленного” клапана через капилляр регулируется управлением избыточного давления в газовой магистрали. Проводимость такого капилляра для водорода при избыточном давлении в магистрали $P=80$ кПа:

$$U = 3.77 \cdot 12.1 \cdot \frac{d^4}{l} \cdot \bar{P} \approx 10^{-3} \left[\frac{\text{л}}{\text{с}} \right],$$

где $\bar{P} = \frac{P_1+P_2}{2}$, а P_1 и P_2 – давления на концах капилляра. Поток газа через такой капилляр будет:

$$I = (P_2 - P_1) \cdot U = 8 \cdot 10^4 [\text{Па}] \cdot 1 \left[\frac{\text{см}^3}{\text{с}} \right] = 2,4 \cdot 10^{19} \left[\frac{\text{шт}}{\text{с}} \right].$$

Таким образом, при регулировки рабочего давления в магистрали в пределах $10^{-1} \div 2$ бар поток газа из медленного клапана оценивается в пределах $10^{19} \div 10^{20}$ молекул/с.

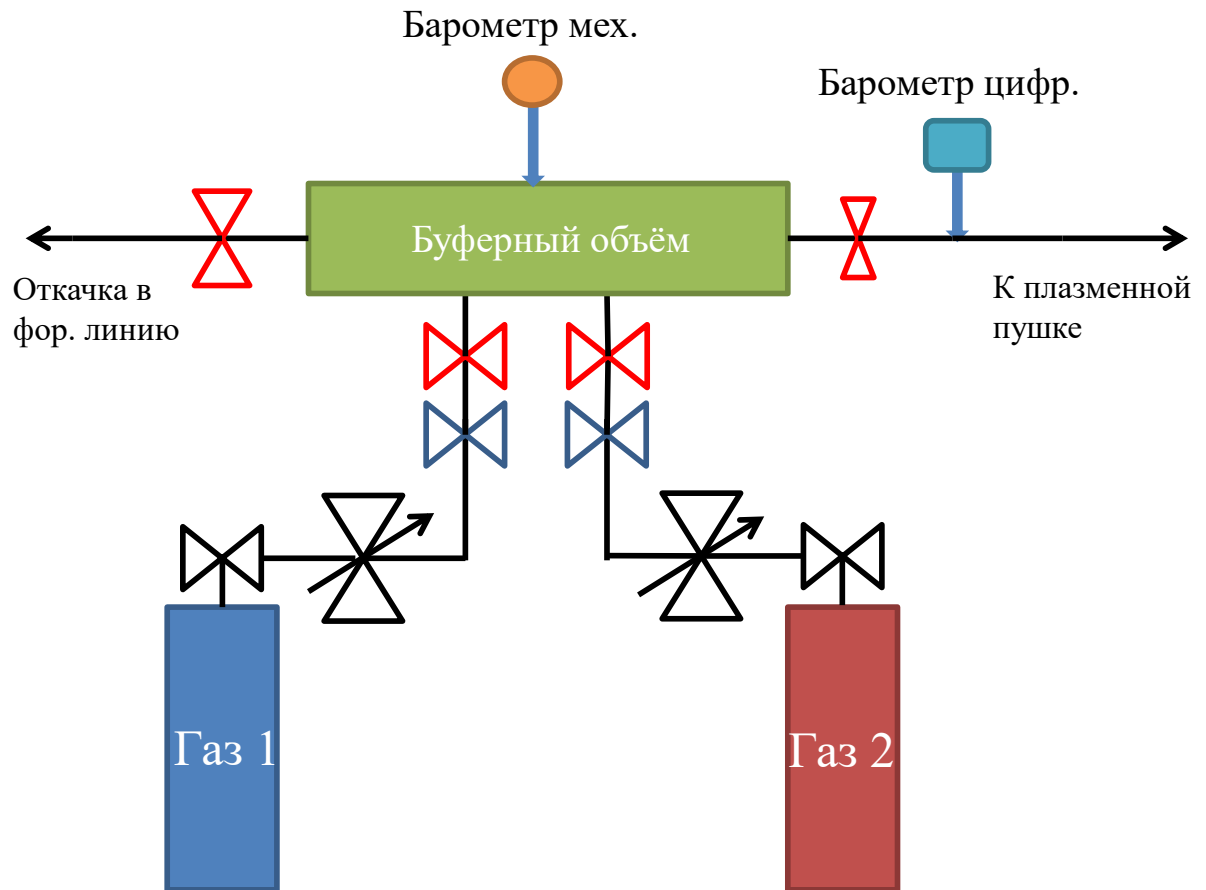


Рис. 10. Схема газовой системы. Красный цвет – механические входные/выходные вентили. Синий цвет – электрические газовые клапаны.

§2.4. Режим работы плазменной пушки.

Стационарный режим работы источника представлен на Рис.11.

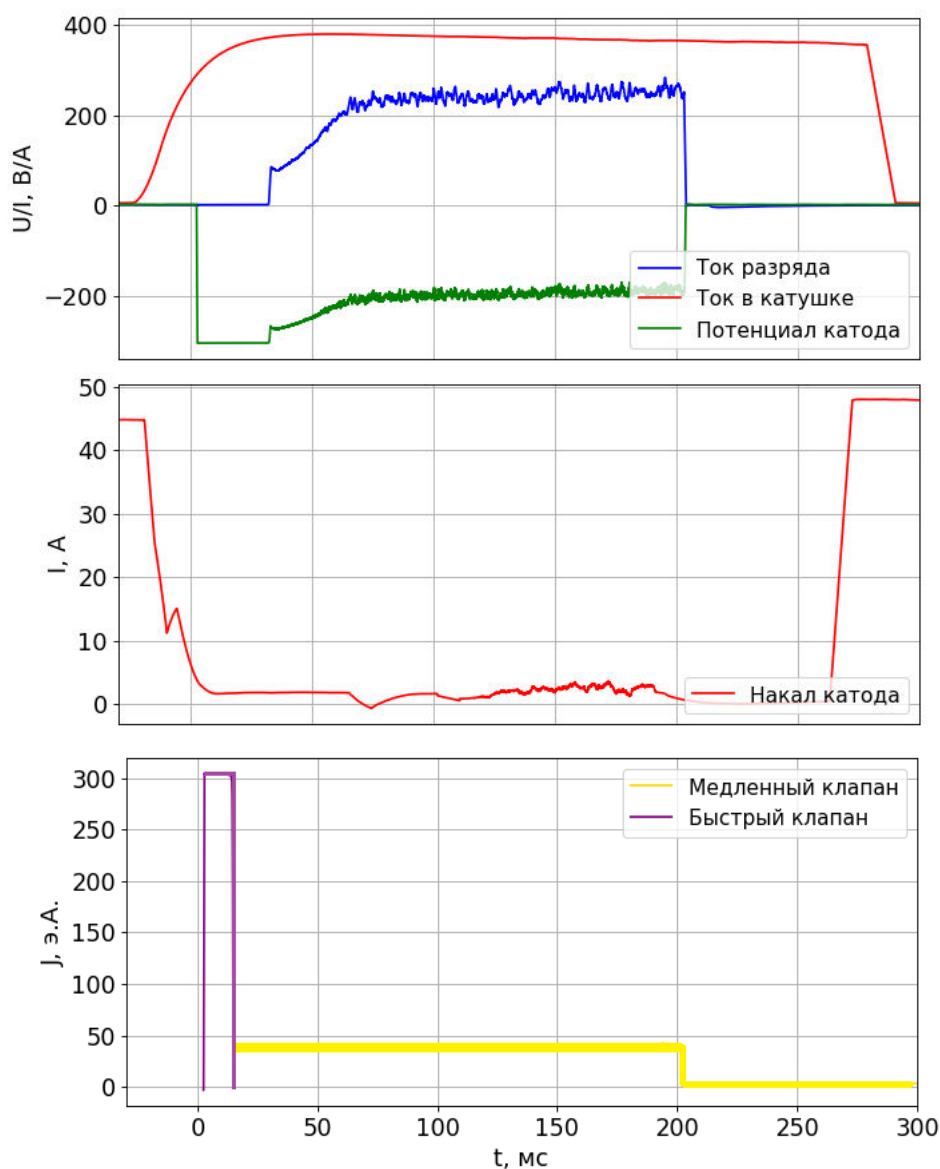


Рис. 11. Режим работы источника плазмы. Выстрел 6408.

До генерации плазменного потока отключается нагрев катода, начинается включение катушек магнитного поля, и включается первый быстрый газовый клапан. Далее на электроды плазменной пушки подаются потенциалы. В экспериментальных сериях на катоде всегда отрицательный потенциал, анод же либо под плавающим потенциалом, либо заземляется. В это же время для поддержания плазменного потока включается второй клапан, который работает на протяжении всего эксперимента. По окончании экспериментального выстрела снова включается нагрев катода для

поддержания температуры эмитирующей поверхности. Время жизни плазмы в эксперименте ограничено в первую очередь энергетическими возможностями батареи питания. Последняя модернизация системы питания разряда (январь 2020 г.) даёт возможность генерировать плазменный поток в течение $t \sim 1,5$ с.

Глава 3. Методы измерения параметров плазменной струи.

§3.1.1. Измерения тока разряда.

Ток разряда даёт важнейшую информацию об экспериментальном режиме работы установки. Знание величины разрядного тока даёт возможность регулировать режим эксперимента, выставлять диагностики на безопасный уровень для измерения параметров плазмы, а также даёт информацию о степени ионизации плазмы.

Измерение разрядного тока осуществляется с помощью LEM, установленным на кабеле, ведущем на катодный фланец.

§3.2.1. Газовые измерения.

Газовые измерения всегда присутствуют в списке методов исследования параметров плазмы. Они основаны на измерении газового давления в исследуемом объёме во время плазменного эксперимента. С помощью такой диагностики можно определить плотность потока частиц, степень ионизации плазмы, наличие примесей.

В установке СМОЛА газовые измерения осуществляются путём измерения концентрации газа в расширителях в течение всего экспериментального выстрела с помощью электроразрядных вакуумметров ПММ – 46 и РКР - 251. Схема вакуумметров представлена на Рис. 12.

Принцип действия такого магнетронного манометрического преобразователя с холодным катодом [11] основан на возможности поддержания в разреженном газе самостоятельного разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях.

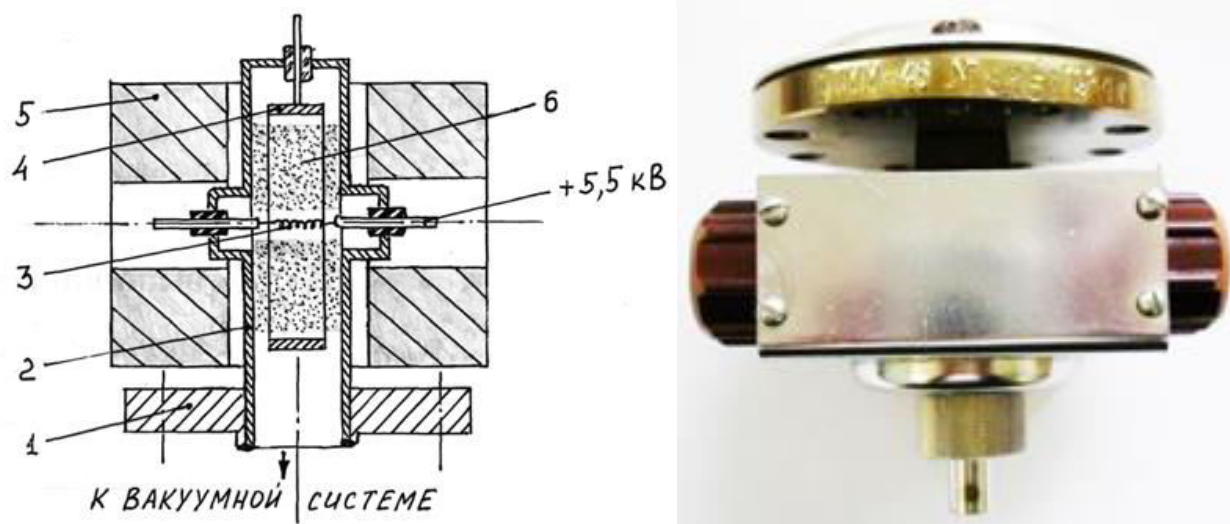


Рис. 12. Электроразрядный вакуумметр ПММ-46. Слева - схема ПММ-46, справа - фото измерительного устройства.

1 – присоединительный фланец; 2 – корпус преобразователя из немагнитной стали; 3 – нитевидный анод; 4 – полый цилиндрический катод; 5 – съемный постоянный магнит; 6 – разрядный промежуток

Разрядный промежуток датчика образован осевым нитевидным анодом, окружающим его цилиндрическим катодом и крышками, закрывающими торцы катодного цилиндра и ограничивающими разрядный промежуток в осевом направлении. Эта система помещена в постоянное осевое магнитное поле с индукцией $0,18 \pm 0,005$ Тл.

На анод подается напряжение 5,5 кВ, катод соединен с входом усилителя и находится под нулевым потенциалом. Таким образом, в разрядном промежутке преобразователя образуется радиальное электрическое поле.

Торцевые крышки являются частью корпуса преобразователя, и их потенциал равен потенциалу катода.

Под действием скрещенных электрического и магнитного полей свободные электроны, образующиеся в результате первичного акта, начинают двигаться по замкнутым гипоциклоидам. Движение в направлении к аноду, а следовательно, и попадание на анод происходит только в результате их столкновения с молекулами газа. Торцевые крышки

препятствуют выходу электронов в осевом направлении. Таким образом, возникает большая вероятность ионизации газа.

Образовавшиеся ионы двигаются к катоду, а электроны, вращаясь вокруг анода, в свою очередь, производят ионизацию. В манометрическом преобразователе происходит самостоятельный газовый разряд, который существует при давлении $10^{-8} - 10^{-1}$ Па. По величине разрядного тока можно судить о давлении газа. Временное разрешение данного вакуумметра $\sigma_t = 0,8 \pm 0,1$ мс [12]. Подача высокого напряжения на вакуумметры осуществляется посредством усилительного блока, в котором установлен трансформатор, связывающий непосредственно вакуумную лампу с измерительным прибором.

В условиях плазменного эксперимента газоразрядные вакуумметры представленного типа подвергаются воздействию излучения плазмы. Излучение глубокого ультрафиолетового диапазона, вызванное возбуждением ионов и нейтралов, способно вносить помехи в измерения и сокращать срок работы измерительного устройства. С целью защиты газоразрядной области вакуумной лампы от излучения, в каждом устройстве внутри канала, связывающего лампу и экспериментальный объём был установлен экран из нержавеющей стали толщиной порядка 100 мкм.

Также претерпела изменения система питания вакуумметров, поскольку штатная система питания не предназначена для импульсных и высоких газовых нагрузок. Вдобавок система выдавала временной сигнал давления газа с высокими шумовыми пульсациями. Обновление схемы питания (Рис. 13) привело к сглаживанию сигнала давления, что позволило точнее проводить совместные измерения для исследования кинетики плазмы.

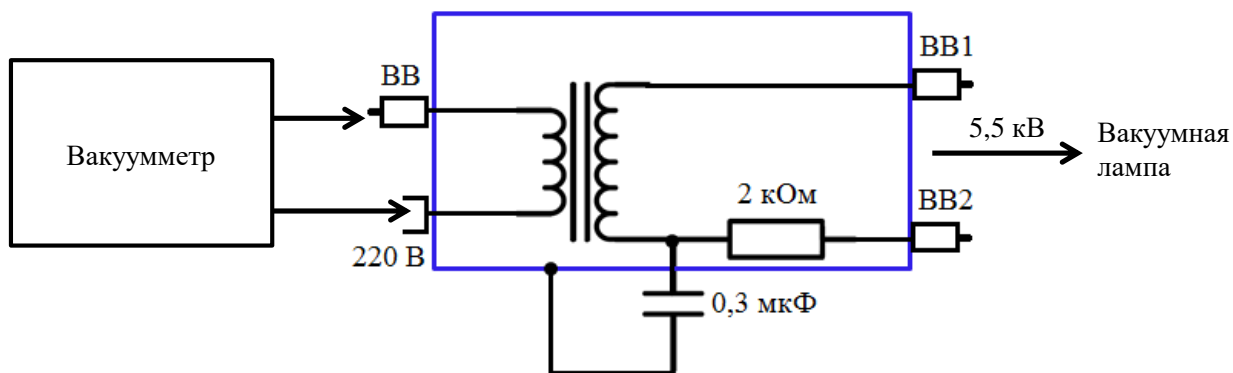


Рис. 13. Обновленный вид усилительного блока вакуумметра ПММ-46.

Полученные результаты измерения давления в расширителях дают различную интересную информацию. В области начального линейного роста давления по наклону кривой графика можно выразить величину $\Delta P \sim tg \alpha$ (α – наклон кривой), из чего далее вычисляются концентрация газа, n , величина напуска молекул газа клапанами, ΔN , газовый поток, $j_{\text{молекул}}$ и эквивалентный ток газа, $I_{\text{эkv}}$:

$$\Delta n = 3 \cdot 10^{14} \left[\frac{\text{шт}}{\text{Па} \cdot \text{см}^{-3}} \right] \cdot \Delta P [\text{Па}]$$

$$\Delta N = \Delta n \cdot V$$

$$j_{\text{молекул}} = \frac{\Delta N}{\Delta t}$$

$$I_{\text{эkv}} = \bar{e} \times 2 \times j_{\text{молекул}}$$

Данные расчёты в комбинации с измеряемыми параметрами плазмы предоставляют информацию о газовом балансе в установке и дают возможность регулировать экспериментальный режим. При этом надо учесть, что анализу подвергается полученная зависимость $P(t)$ лишь в моменты до и после разряда, а область «протекания разряда» с точки зрения газовых измерений использовать некорректно из – за помех, вызванных наличием плазмы. В качестве величины газового давления в присутствии плазмы выбирается точка «провала» давления сразу после окончания разряда

плазмы. Эта область наблюдается на всех временных диаграммах давления во время любого экспериментального выстрела с плазмой.

§3.3.1. Зондовые диагностики.

Зондовые методы диагностики для получения локальных параметров плазмы являются наиболее доступными и распространёнными. Они дают возможность совершать локальные измерения параметров плазмы в широком диапазоне, являясь наиболее простым инструментом исследований структуры разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Основным достоинством зондовой диагностики является простота измерений и измерительной аппаратуры. Основной недостаток – возмущение плазмы зондом, которое приводит к изменению функции распределения и потенциала вблизи зонда. Предположение о том, что возмущения плазмы локализуются в основном вблизи зонда, является одним из основных положений зондовой теории. Таким образом, полагается, что зонд мало влияет на состояние плазмы и на режим разряда. Заряженные частицы из окружающей плазмы, попадая на зонд, создают ток в его цепи. Этот ток прямо пропорционален плотности заряженных частиц и их скорости движения в невозмущенной плазме.

Ниже представлены основные принципы работы одиночного [13] и двойного [14] ленгмюровских зондов для водородной плазмы. Сделаем следующие предположения:

1. Электроны и ионы в плазме имеют Максвелловское распределение. Плотность плазмы (ионов) в установке СМОЛА в режиме прямого поля $n \sim 10^{18} \div 10^{19} \text{ м}^{-3}$.
2. Средние длины пробега электронов и ионов \gg характерного размера зондов.
3. T_e (температура электронов) $\gg T_i$ (температура ионов). На установке СМОЛА в стабильном экспериментальном режиме $T_e \sim 5 \div 7 \text{ эВ}$.
4. λ_D (длина Дебая) \ll характерного размера зондов. При данных параметрах плазмы на установке $\lambda_D \sim 10^{-3} \text{ см}$. Характерные размеры

у используемых зондов: $l \sim 10$ мм (длина электрода зонда), $d \sim 0,2 \div 0,4$ мм (диаметр электрода, используются цилиндрические зонды).

Последнее предположение означает, что зонды можно считать плоскими, т.к. при погружении в плазму зонда вокруг него создаётся область пространственного заряда порядка λ_D .

§3.3.2. Основы зондовой теории.

Классический электростатический зонд представляет собой металлический электрод малых размеров, помещённый в исследуемую область плазмы.

Далее основные теоретические пункты будем рассматривать на примере плоского одиночного зонда. Считаем его не подключённым к питанию. Тогда потенциал зонда отрицательный относительно плазмы.

При нахождении зонда в плазме, плазма вокруг него возбуждается. Выделяется две области возбуждённой плазмы: область пространственного заряда, которая расположена непосредственно возле зонда и квазинейтральная область, за областью пространственного заряда. За квазинейтральной областью располагается невозмущённая плазма.

Введём плотность тока электронов j_e и ионов j_i на зонд. Поскольку электроны в плазме подчиняются распределению Максвелла, то у поверхности плотность электронов подчиняется закону Больцмана:

$$n_e = n_0 \exp \left\{ \frac{e(V_p - V_{plasma})}{kT_e} \right\}$$

где n_0 – плотность электронов невозмущённой плазмы, k – постоянная Больцмана, T_e – температура электронов, e – заряд электрона по модулю, V_p – потенциал зонда, V_{plasma} – потенциал плазмы. Зная тепловую скорость электронов

$$\bar{v}_e = \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2}$$

где m_e – масса электрона, можно получить плотность тока электронов на зонд:

$$j_e = -\frac{en_e \bar{v}_e}{4} = -\frac{en_0}{4} \exp\left\{ \frac{e(V_p - V_{plasma})}{kT_e} \right\} \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2}.$$

Чтобы найти плотность тока ионов на зонд j_i , надо учесть, что квазинейтральная область своим полем ускоряет ионы, увеличивая их плотность тока на зонд. Поэтому можно указать, что плотность тока ионов равна

$$j_i = en_0 \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \exp\left\{ -\frac{1}{2} \right\} \quad (1)$$

Применяя заданные ранее начальные условия и полученную формулу для плотности ионного тока, можно выразить полный ионный ток на зонд по формуле Бома [15]

$$I_i \approx 0.4en \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}} S \quad (2)$$

где S – площадь поверхности зонда, m_i – масса ионов плазмы.

§3.3.3. Идеализированная ВАХ зонда.

Зондовые измерения заключаются в регистрации зондового тока в зависимости от величины приложенного напряжения, т.е. определении зондовой вольтамперной характеристики (ВАХ). Измеряемая разность потенциалов V_p складывается из двух величин: V – потенциал зонда относительно невозмущённой плазмы в его окрестности и V_s – разность потенциалов между плазмой и опорным электродом, т.е. $V_p = V + V_s$. Электрический ток на зонд складывается из противоположно направленных токов электронов и ионов $I_p = I_e + I_+$. Зная ВАХ зонда, можно получить такие

параметры как температуру и плотность электронов плазмы. Рассмотрим идеализированную ВАХ, представленную на Рис.14 и дадим ей качественную интерпретацию.

Ранее мы задали начальное условие, что зонд отключён от источника напряжения. При этом в единицу времени на поверхность зонда поступают одинаковые количества ионов и электронов. Однако плотности носителей заряда, отвечающие этим двум типам заряженных частиц, равны по величине лишь вне слоя. Поэтому первоначально на поверхность зонда поступает в единицу времени больше электронов, чем ионов, и на ней накапливается отрицательный заряд, этот отрицательный заряд отталкивает электроны и ускоряет ионы. Таким образом, перед зондом образуется слой пространственного положительного заряда, который увеличивается до тех пор, пока не установится динамическое равновесие между токами, вызванными этими двумя сортами носителей заряда I_+ и I_e , и результирующий ток I_p не обратится в нуль. Начиная с этого момента зонд находится под плавающим потенциалом, V_f , отрицательным по отношению к границе слоя, т.е. к невозмущённой плазме.

Если потенциал зонда достаточно отрицателен (т.е. $-eV_p \gg kT_e$), что достигается, когда V_p отрицательный по отношению V_f , то электроны практически не попадают на зонд, в то время как все ионы, приходящие на границу слоя пространственного заряда в направлении зонда, поглощаются им. В этом случае ток зонда будет отвечать ионному току насыщения, плотность которого j_i определяется в выражении (1).

Если потенциал зонда совпадает с потенциалом пространства ($V_p = V_s$, $V = 0$), заряды попадают на зонд исключительно благодаря своему хаотическому – тепловому движению, и ток практически полностью определяется электронной компонентой: $I \approx I_e$. Когда же источником напряжения повышаем потенциал на зонде до значений более положительных, чем V_s , то всё большее количество электронов оказывается в

состоянии преодолеть тормозящую разность потенциалов, а ионы покидают зонд, и плотность тока на зонд будет убывать до тех пор, пока не достигнет плотности тока насыщения электронов (плотности тока электронов в невозмущённой плазме)

$$j_{e0} = \frac{1}{4} n_0 e \bar{v}_e$$

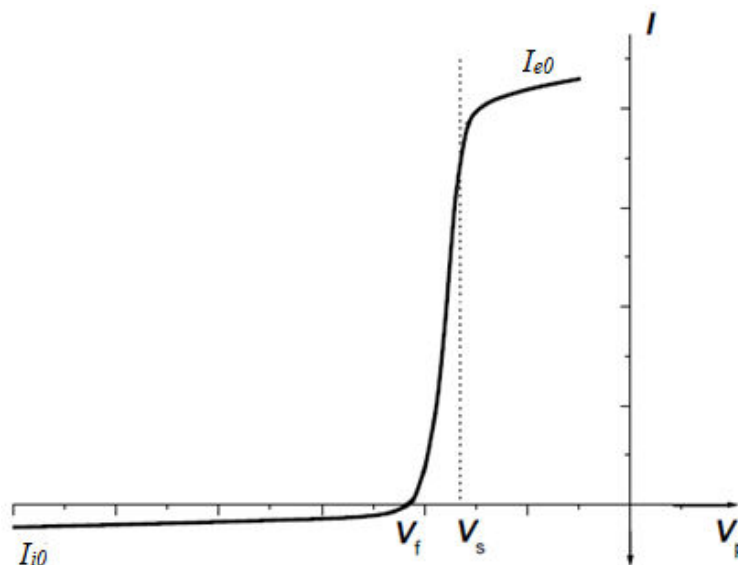


Рис.14. Идеализированная ВАХ зонда. I — ток, текущий на зонд, V_p — потенциал зонда, V_f — плавающий потенциал зонда.

§3.3.4. Определение n_0 и T_e .

Для определения n_0 и T_e достаточно посмотреть нижнюю (ионную) часть ВАХ зонда.

Полный ток на зонд при его отрицательном потенциале относительно плазмы равен

$$I = I_{i0} + I_{e0} \exp \left\{ \frac{e(V_p - V_{plasma})}{kT_e} \right\},$$

где I_{i0} и I_{e0} — полный ток насыщения ионов и электронов соответственно. При переходе к энергетическим единицам измерения температуры (электронвольты) формула приобретает вид

$$I = I_{i0} + I_{e0} \exp \left\{ \frac{(V_p - V_{plasma})}{T_e [\text{эВ}]} \right\}.$$

Из этого получается следующее выражение:

$$\ln(I_{i0} - I) = \ln(-I_{e0}) + \frac{V_p}{T_e [\text{эВ}]} - \frac{V_{plasma}}{T_e [\text{эВ}]}$$

Таким образом, измеряя по ВАХ I_{i0} , по углу наклона графика $\ln(I_{i0} - I)$ от V_p можно определить T_e . Используя полученные величины I_{i0} и T_e , площадь поверхности зонда S , из формулы Бома (2) можно найти плотность электронов плазмы.

§3.3.5. Двойной зонд.

Во многих экспериментальных условиях применение одиночного зонда даёт неудовлетворительные результаты. Это относится в особенности к тем случаям, когда отсутствует большой опорный электрод или когда потенциал пространства не вполне определён. Тогда для измерения локальных параметров плазмы используются комбинации зондов, такие как двойной или тройной зонды.

Метод двойного зонда для исследования плазмы заключается в помещении в плазму двух одинаковых зондов. Минимальное расстояние между ними определяется тем расстоянием, на котором ещё отсутствует экранирование одного зонда другим. Общая схема представлена на рис. 15

Если используются зонды одинаковых размеров и параметры плазмы в точках расположения зондов одинаковы, ВАХ двойного зонда симметрична относительно точки, в которой ток обращается в нуль (Рис. 16).

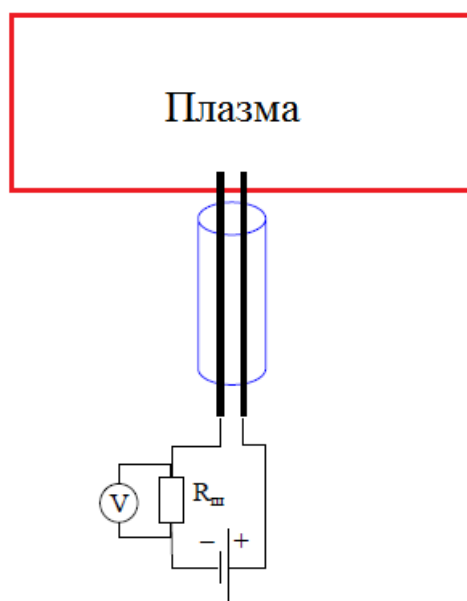


Рис. 15. Общая схема двойного ленгмюровского зонда.

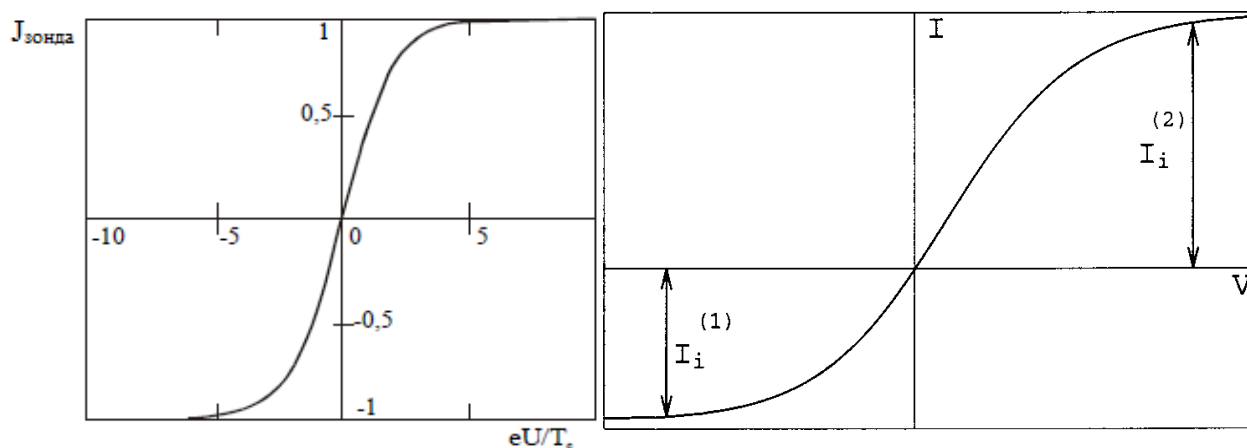


Рис. 16. ВАХ двойного зонда. Слева – площади зондов одинаковые. Справа – площадь поверхности второго зонда больше.

В случае различия потенциалов плазмы в точках расположения зондов ВАХ двойного зонда смешается вдоль оси напряжений на величину $\Delta V = V_{sp1} - V_{sp2}$ [14]. Сдвиг ВАХ по оси напряжений может наблюдаться и при измерениях в плазме с переменными полями в случае сильной неоднородности последних. Переменное поле ведет к искажению ВАХ и изменению плавающего потенциала зондов V_f . Поэтому помещение зондов в неэквипотенциальные по переменному полю точки ведёт к появлению $\Delta V = V_{f1} - V_{f2}$. В этом случае при интерпретации результатов зондовых измерений нужен тщательный анализ условий работы зондов.

Токи, идущие на каждый из зондов, равны по величине и противоположны по знаку. При изменении напряжения между зондами в системе с одинаковыми зондами ток будет ограничиваться током насыщения зонда, собирающего ионы [14]. Потенциал каждого из зондов (V_1 и V_2 , соответственно; $V_1 - V_2 = V - \Delta V$) относительно плазмы будет устанавливаться таким образом, чтобы их токи оказались равными. Отсюда же следует, что оба зонда всегда находятся при отрицательных потенциалах относительно плазмы. Поскольку электронный ток экспоненциально растет при приближении потенциала зонда к потенциалу плазмы, потенциал зонда, собирающего электроны, лишь незначительно отличается от плавающего потенциала V_f . При больших приложенных напряжениях практически всё оно сосредоточено у зонда, собирающего ионы, а ВАХ совпадает с характеристикой тока ионного насыщения одиночного зонда.

Получим соотношение для полного тока зонда [16]:

$$\sum I_p = I_{p1} + I_{p2} = 0 \text{ — условие "плавающей" системы}$$

$$I_{i0} + I_{e0} \exp\left(-\frac{eV_1}{kT_e}\right) + I_{i0} + I_{e0} \exp\left(-\frac{eV_2}{kT_e}\right) = 0$$

$$\left(1 - \exp\left(-\frac{eV_1}{kT_e}\right)\right) + \left(1 - \exp\left(-\frac{eV_2}{kT_e}\right)\right) = 0, \quad \text{т. к. } -I_{i0} = I_{e0}.$$

Полный ток в цепи зонда:

$$I_{p1} = I_{p2}$$

$$I = I_{i0} \left(1 - \exp\left(-\frac{eV_1}{kT_e}\right)\right) = I_{i0} \left(1 - \exp\left(-\frac{eV_2}{kT_e}\right)\right)$$

Тогда выражение для тока зонда можно упростить:

$$I = I_{i0} \tanh\left(-\frac{e(V - \Delta V)}{kT_e}\right), \quad (3)$$

где $V = V_1 - V_2$ — напряжение смещения между зондами, ΔV — разность между плавающими потенциалами зондов.

Дифференцируя уравнение (3) зонда по V получим T_e :

$$\left(\frac{dI}{dV_d}\right)_{V_d=0} = \frac{eI_{i0}}{2kT_e}$$

Плотность ионов плазмы выражается:

$$I_{i0} = 0.61n_0eS \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}$$

В случае нахождения системы во внешнем магнитном поле меняется режим движение частиц плазмы, поскольку частицы теперь совершают вращение вокруг силовых линий магнитного поля. В этом случае бесстолкновительная теория не «действует». Такой режим работы не сильно влияет на ионную часть ВАХ, но приводит к уменьшению электронного тока насыщения, в виду снижения диффузии и потока электронов. Тогда

$$I_{i0} \approx 0.5n_0eS \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}$$

$$I_{e0} \approx -\frac{en_e\bar{v}_{Te}}{4}S \frac{4\lambda}{3a} \sqrt{\frac{D_{\perp}}{D}}$$

где D_{\perp} - коэффициент поперечной диффузии [15].

§3.3.6. Экспериментальные условия и режим работы зондового блока для определения температуры и плотности плазмы в новом режиме работы плазменной пушки.

После модификации источника плазмы (добавки системы плавающих диафрагм, увеличение батареи электрического питания) ток разряда в экспериментальном выстреле увеличился до 250 - 300 А, а максимальная длительность разряда доведена до $t \sim 1,6$ с, следовательно произошло изменение плотности и температуры плазмы, в результате чего не было известно выдержит ли зондовая диагностическая система во входном

расширителе в точке $z=40$ см тепловые нагрузки со стороны плазменного потока.

В результате последующих проверочных экспериментов при длительности разряда $t \sim 0,5 \div 1$ с начальная зондовая система вышла из строя (срыв изоляции и оплавление электродов, Рис. 17), после чего было решено изменить систему зондовых измерений. В качестве блока зондовой системы использовалась конструкция Ленгмюровского зонда, состоящая из двойного и тройного зондов, разделённых в пространстве (Рис. 18). В каждом зонде использовались вольфрамовые электроды, помещённые в изолирующую керамическую трубку. Диаметр электродов в тройном зонде $D_1=0,2$ мм, в двойном $D_2=0,4$ мм.



Рис. 17. Результат воздействия секундного плазменного потока на зонд в области оси плазменного шнура при новой конфигурации плазменной пушки.

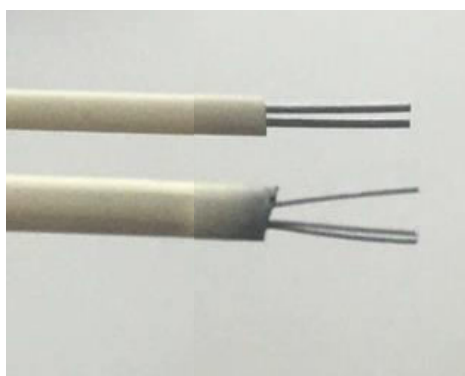


Рис. 18. Используемая в экспериментах система зондов.

После ремонта системы был изменён режим работы зондовой диагностики. Блок зондовых измерений работает только в режиме двойного

зонда. Подключение выполнено к одной проволочке двойного зонда и к одной проволочке тройного. Данная модификация режима работы зондового блока связана с эффектом увеличения ионной проводимости изолирующей керамики при её нагреве под воздействием плазменного потока, в результате чего измерения токов на тройном зонде теряли бы смысл. Таким образом, в новом рабочем режиме для одной полярности ток «насыщения» должен быть больше тока для другой полярности в ~ 2 раза. С целью измерения температуры электронов и ионной плотности в зондовом блоке была изменена система питания и измерения так, как показано на Рис. 19.

С целью получения ВАХ в эксперименте на зондовый блок подаётся переменное напряжение от сети через трансформатор. Трансформатор был установлен для изоляции источника питания (И.П.) зонда от корпуса установки (установка заземлена), поскольку ёмкость И.П. на землю влияет на измеренную ВАХ зонда. Его проходная ёмкость не должна превышать ёмкости связующих зонд и питание кабелей, $C \sim 100$ пкФ. Проходная ёмкость выбранного трансформатора $C_{пр.тр.} \sim 0,085 \div 0,09$ нФ, что подходит под наши ограничения. Также выбор вторичных обмоток на трансформаторе позволяет получить в эксперименте на зонде область ионного насыщения.

В результате серии проверочных экспериментов амплитуда подаваемого напряжения на зонд варьировалась в диапазоне 30 - 100 В, но этого оказалось недостаточно, так как в сигналах не наблюдалась область ионного насыщения. Во время этих экспериментов под воздействием плазменного потока произошёл срыв части керамической изоляции тройного зонда, в связи с чем, в последующей экспериментальной серии оголённое место было выставлено с подветренной стороны от потока плазменной пушки. После этой серии была выставлена амплитуда напряжения на зонде $U_0=170$ В.

В серии экспериментов, проведенных в режиме прямого магнитного поля, была измерена температура и плотность плазмы в разных точках по

радиусу плазменного шнура. В этих экспериментах удалось сделать два выстрела на поверхности и один на оси плазменного столба в точке $z=40$ см, после чего зонд вышел из строя (срыв керамической изоляции). В этих точках была построена ВАХ, из которой выделялась область ионного насыщения по заранее заданной аппроксимирующей функции, накладываемой на полученную ВАХ, и выражались ток ионного насыщения, температура электронов и плотность плазмы в данной точке плазменной струи.

Аппроксимирующая функция тока зонда имеет следующий вид:

$$f(a, b, c) = a \cdot \{ \exp(c \cdot (x - b)) - 1 \}$$

где a – ток ионного насыщения, [мА], b – ΔV разность между плавающими потенциалами зондов [В], $c = 1/T_e$ [эВ].

Для обработки полученных сигналов в интегрированной среде PyCharm был создан код, вычисляющий все необходимые величины. В этом коде сигналы с зонда при обработке подвергались фильтрации для увеличения точности измерения параметров плазмы. В качестве подходящих сглаживающих фильтров сравнивались два варианта: медианный фильтр и фильтр Савицкого - Голея. В результате построенные ВАХ оказались достаточно близки в плане полученных значений T_e , разброс в измерениях $\Delta T_e = \pm 6$ эВ.

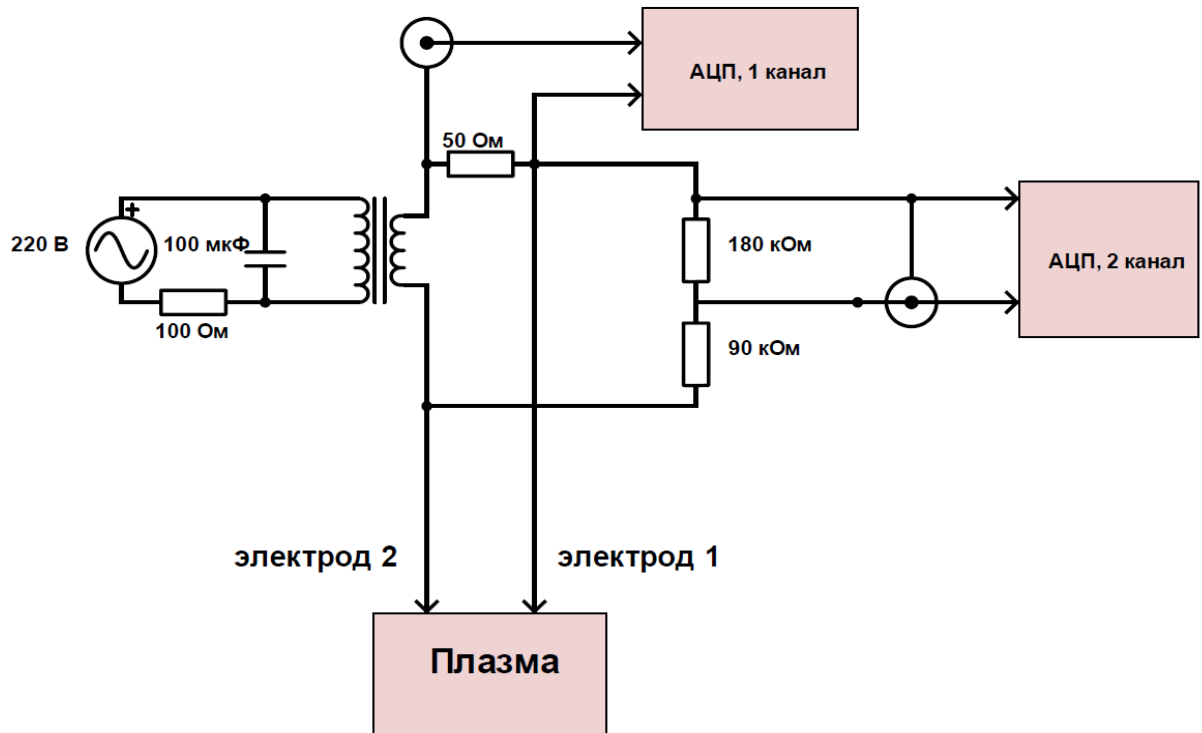


Рис. 19. Электрическая схема питания двойного зонда и его связи с АЦП.

§3.4.1. Методы измерения температуры поверхности катода.

Плазменный поток, формируемый во время эксперимента в пушке, непосредственно воздействует на анод и катод. Анод изолируется с помощью продольного магнитного поля, катод же остаётся под воздействием плазменного потока и нагревается в виду тока ионов и температурного градиента между плазмой и поверхностью катода. Следовательно, сокращается его срок службы. Также важно знать степень неоднородности распределения плазмы, которая также зависит от эмиссии с катода. Поэтому необходимо оценить температуру поверхности катода до зажигания плазмы и то, насколько сильно нагревается катод за счёт плазмы по сравнению с начальной температурой.

Методы измерения температуры можно разделить на контактные и бесконтактные. В обсуждаемой задаче контактный метод неприменим, так внешняя эмитирующая сторона катода должна быть открыта, а температура внутренней может существенно отличаться, к тому же присоединить к исследуемому объекту большое количество термопар является технически сложной задачей. Вторым вариантом является бесконтактный метод, основанный на диагностике теплового излучения тела. Но в этом случае получаемое значение температуры далеко не всегда соответствует физической температуре излучающей среды. Здесь можно выделить три основных метода измерения: радиационный, яркостной и цветовой.

С помощью радиационного пирометра осуществляется измерение интегрального потока теплового излучения, испускаемого нагретым телом по всему спектру. Часть спектра может перекрываться линиями поглощения среды, расположенной между источником теплового излучения и приемником. Кроме того, калибровка тепловых приемников в интегральных пирометрических системах – достаточно сложная задача. Поэтому этот пирометр не будет использоваться.

Яркостной пирометр основан на сравнении наблюдателем исследуемого предмета и прокалиброванной по абсолютно черному телу нити. Но катод не является абсолютно черным телом, и для точного определения температуры потребуется определить коэффициент черноты для формулы Вина, а зарегистрированная температура будет меньше чем действительная.

Цветовая температура – температура абсолютно чёрного тела, которое имеет тот же «цвет», т.е. то же отношение потоков излучения на двух выбранных частотах (или в цветовых полосах), что и наблюдаемый спектр. Таким образом, в этом методе температура определяется по отношению интенсивности свечения тела в разных спектральных диапазонах и без зависимости от коэффициента черноты тела. Чем ближе спектр излучения к планковскому, тем ближе цветовая температура к истинной температуре. Поэтому для измерения температуры поверхности катода в условиях эксперимента установки СМОЛА использовался бесконтактный метод, основанный на измерении цветовой температуры.

Для измеряемых температур порядка $1600 \div 2100$ К интенсивность излучения катода в диапазоне 500–700 нм достаточно велика, что позволяет выполнить измерения в видимом свете.

§3.4.2. Экспериментальная схема для измерения температуры поверхности катода.

Экспериментальная схема для измерения температуры катода представлена на Рис. 20. Излучение выходит с поверхности нагретого катода и с помощью плоского зеркала, закреплённого на лимитерах во входном расширителе (Рис. 21), попадает на детектор, расположенный в боковом окне расширителя, и в обрабатывающую сигнал систему.

В качестве детектора теплового излучения катода использовалась цифровая камера с прогрессивной развёрткой SDU-205C (ПЗС – камера) с тремя цветовыми каналами: красный, зелёный и синий. При температурах

выше 1000 К интенсивность красного канала существенно превышает интенсивности синего и зелёного каналов, что приводит к снижению динамического диапазона пирометра. Для выравнивания относительной интенсивности цветных каналов был применён фильтр, ослабляющий красную и полностью поглощающий инфракрасную области спектра. Для рассматриваемых рабочих температур наилучшее выравнивание интенсивностей обеспечивается стандартным фильтром СЗС-21 [17].

Зависимость интенсивности на каждом канале от температуры определяется из свёртки формулы Планка с суммарной функцией чувствительности цветового канала по рабочему промежутку от 400 нм до 700 нм, считая, что к большим длинам волн камера нечувствительна:

$$I_{r/g/b} = A \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon(\lambda, T) \frac{e^{-hc/kT\lambda}}{\lambda^5} \cdot \frac{d\varphi_{r/g/b}}{d\lambda} d\lambda,$$

где $\lambda_1 = 400$ нм, $\lambda_2 = 700$ нм, а $\varphi_{r/g/b}$ - спектральная функция для одного из каналов. В этой формуле коэффициент черноты ε может зависеть от длины волны излучения. На данный момент нет точной информации насчёт его зависимости от длины волны в видимом диапазоне, имеется лишь информация о его поведении в области дальнего красного и инфракрасного диапазона [18]. Однако мы сделали предположение, что коэффициент черноты в видимом спектре и при заданной температуре незначительно зависит от частоты излучения. Тогда при вычислении отношения между интенсивностями на каналах коэффициент черноты сократится. Зависимость отношения интенсивностей от температуры была представлена в следующей работе [19]. С её помощью определялась температура катода, сфотографированного нашей ПЗС камерой.

В данных экспериментах съёмка поверхности катода осуществлялась ПЗС камерой до зажигания разряда и через $0.5 \div 1$ мс после окончания разряда, чтобы избежать перекрывания катода плазмой.

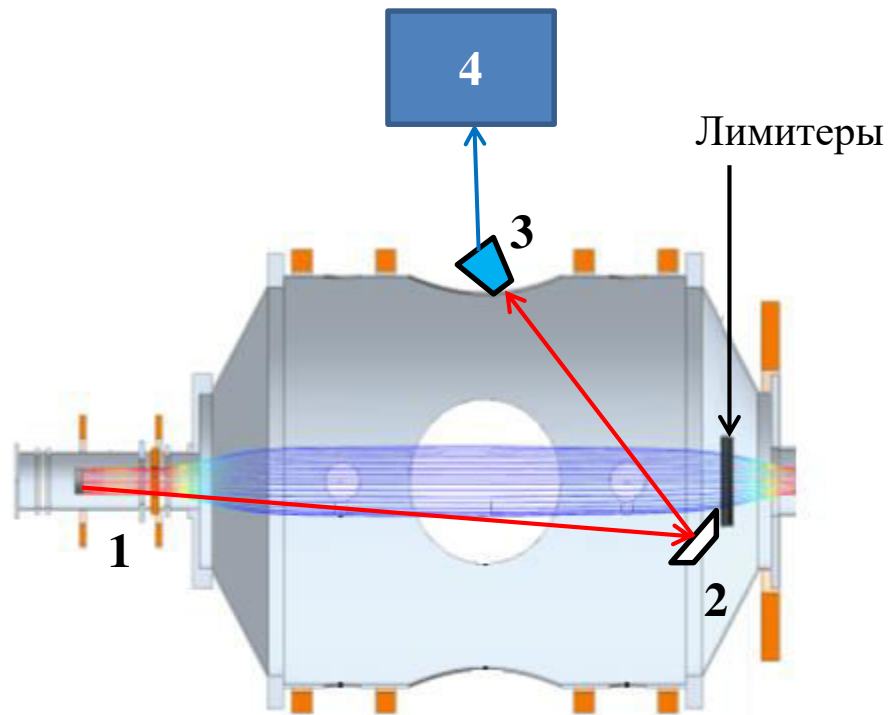


Рис. 20. Экспериментальная схема измерения цветовой температуры поверхности катода. 1 – источник плазмы, 2 – зеркало, закреплённое на лимитере, 3 – ПЗС камера, 4 – компьютер.

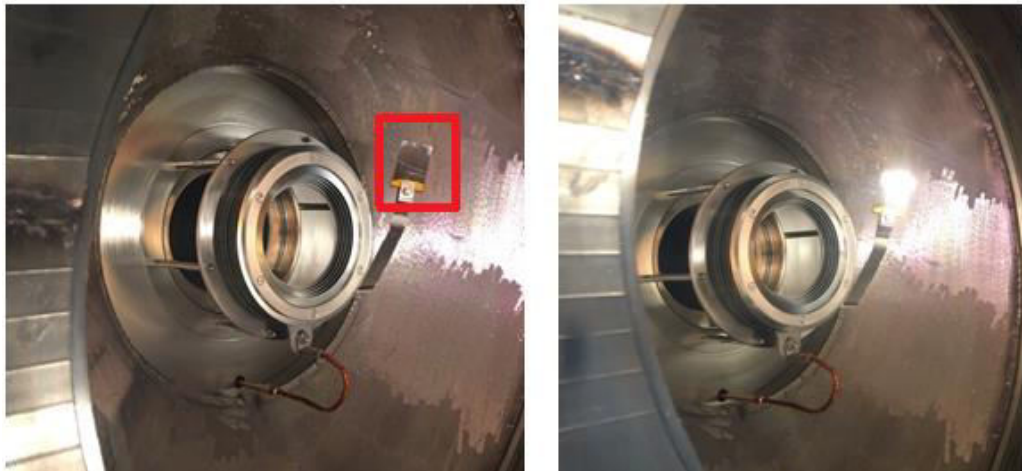


Рис. 21. Расположение плоского зеркала во входном расширителе для получения изображения катода.

Глава 4. Определение зависимостей параметров плазменного потока в винтовой открытой ловушке СМОЛА от начальных экспериментальных условий источника плазмы

Для изучения зависимостей параметров плазмы от условий работы плазменной пушки были проведены несколько экспериментальных серий.

Первая серия проведена для исследования поведения параметров плазмы в зависимости от мощности накала катода и выходного давления газовой струи для зажигания и питания плазмы. Эксперимент проходил в 2019 г.

Вторая экспериментальная серия проводилась с целью проверки газовых условий и измерения таких параметров плазмы как плотность и температура электронов в новом экспериментальном режиме, после модификации плазменной пушки в январе 2020 г.

§4.1. Первая экспериментальная серия.

Основные параметры, чьи зависимости от начальных экспериментальных условий исследовались в первой экспериментальной серии:

- 1) Ток разряда
- 2) Плотность плазмы
- 3) Температура поверхности катода и наличие градиента температуры на поверхности катода

Начальные экспериментальные условия:

- 1) Мощность накала катода
 - 2) Давление газовой струи на выходе из клапанов
1. Ток разряда (Рис.22) Полученные результаты дают следующие зависимости: вариации мощностью накала катода незначительно влияют на величину тока разряда, поскольку в выбранном рабочем

диапазоне мощности наблюдаются лишь небольшие корреляции (не выходящие за масштаб точности) от стационарной величины тока разряда при данной величине давления подаваемого газа. С другой стороны выходное давление подаваемого газа оказывается важным регулятором величины разрядного тока, который даёт возможность варьировать ток разряда для разных экспериментальных режимов.

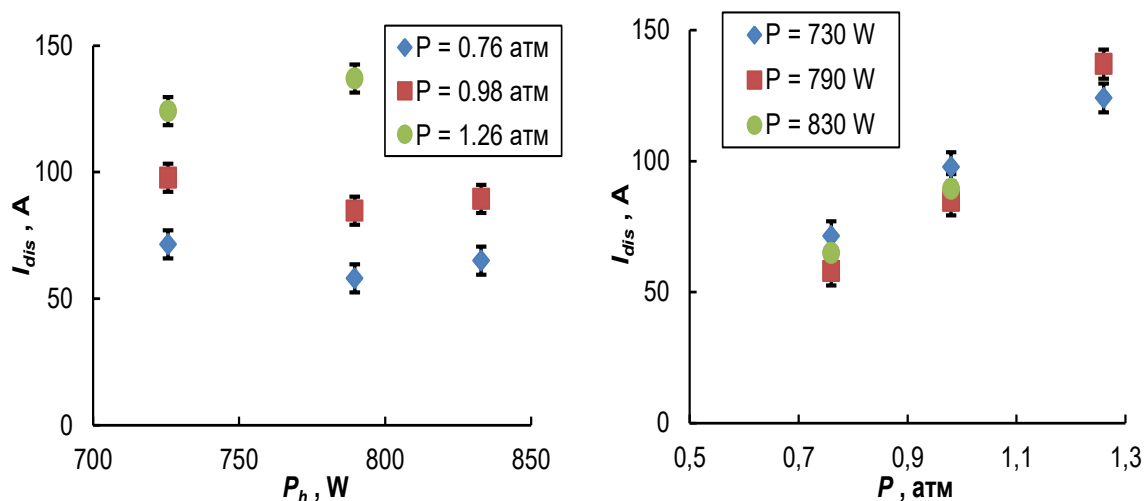


Рис. 22. Зависимости тока разряда от мощности нагрева катода (слева) и давления подаваемого газа (справа).

2. Плотность плазмы (Рис.23) Для измерения плотности использовался тройной зонд во входном расширителе; при вычислении использовалась формула (2), температура электронов оценивалась $T_e \approx 5$ эВ, площадь зонда $S = 3,52 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$. Мощность нагрева катода влияет на величину плотности плазмы, но при высоком нагреве наблюдается стационарная область (или область «насыщения»). При этом плотность плазмы остаётся в диапазоне $n \leq 5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ при значениях давления подаваемого газа $P \leq 1$ атм, но, при преодолении порога в $P = 1$ атм и выше наблюдается рост плотности до $n \geq 1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

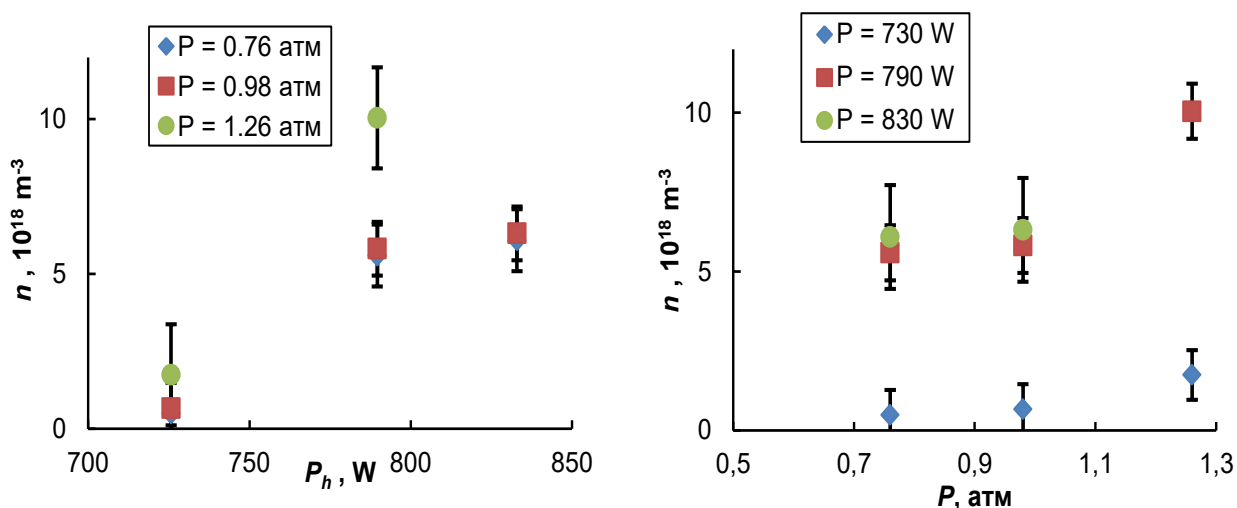


Рис. 23. Зависимости плотности плазмы от мощности накала катода (слева) и давления подаваемого газа (справа).

3. Температура поверхности катода (Рис. 24, 25)

Из полученных данных можно сделать следующие выводы: во всех экспериментальных выстрелах наблюдался нагрев катода потоком плазмы за счёт движения ионов в области отрицательного потенциала. При этом температура катода становится выше, чем на 100 К, только при давлении газа $P > 1$ атм, а при давлении $P < 0,8$ атм катод нагревается до одной и той же температуры вне зависимости от прикладываемой для накала мощности.

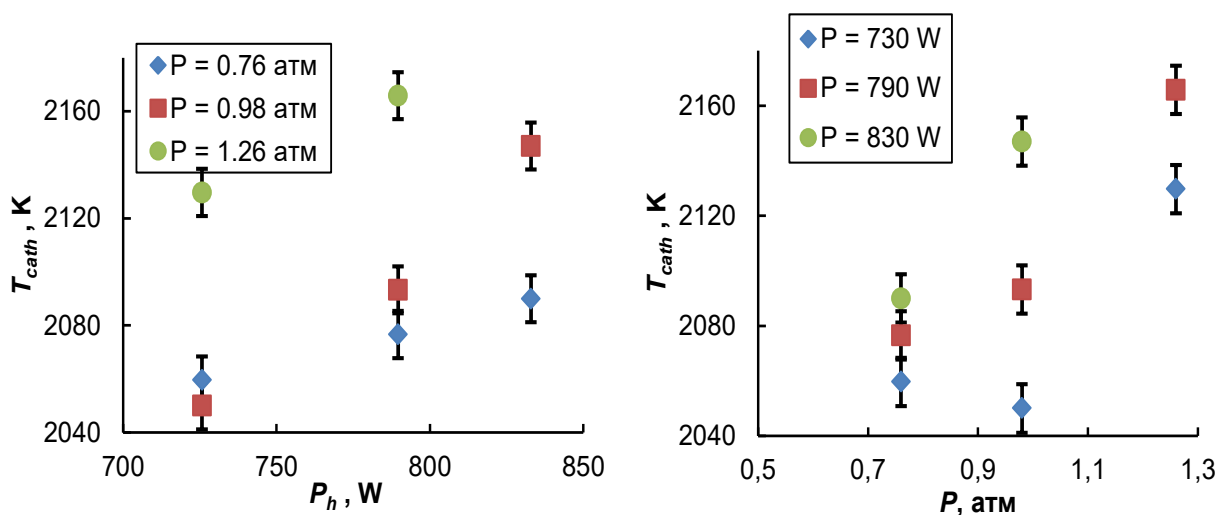


Рис. 24. Зависимости температуры поверхности катода от мощности накала катода (слева) и давления подаваемого газа (справа).

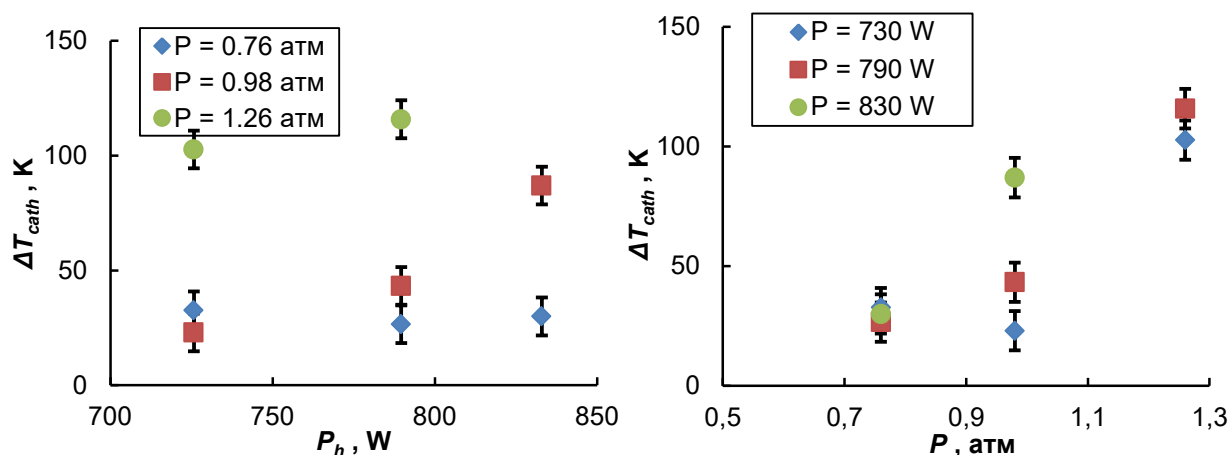


Рис. 25. Зависимости степени нагрева поверхности катода от мощности накала катода (слева) и давления подаваемого газа (справа).

§4.2.1. Вторая экспериментальная серия. Результаты газовых измерений.

В новом экспериментальном режиме были проведены измерения давления в расширителях для исследования газовых условий. Рассматривались экспериментальные выстрелы с плазмой и без неё.

Выстрелы:

5903, 6037 – выстрел только газом, работают оба клапана.

5901, 6038 – выстрел полным комплектом: плазма, плюс работают оба клапана.

5853 - только газом, работает только “медленный” клапан.

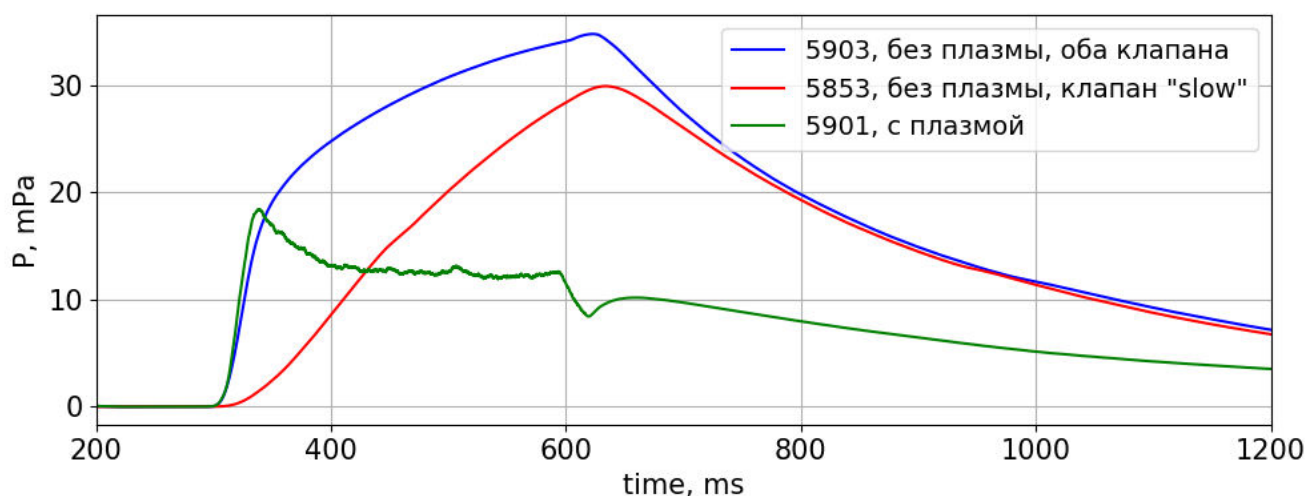


Рис. 26. Газовое давление во входном расширителе.

Скачок давления газа сразу после начала эксперимента в 5903 по отношению к 5853 (Рис. 26) определяется «быстрым» клапаном. Из чего можно определить величину напуска молекул водорода клапаном “fast”:

$$\begin{aligned}\Delta N &= 10^6 [\text{см}^3] \cdot 3 \cdot 10^{14} \left[\frac{\text{шт}}{\text{см}^3 \text{Па}} \right] \cdot \Delta P [\text{Па}] = 3 \cdot 10^{20} \cdot (0.02 - 0.003) \\ &= (0.51 \pm 0,2) \cdot 10^{19} [\text{молекул/имп}]\end{aligned}$$

То же значение газонапуска можно определить по газовым измерениям перепада давления в газовой магистрали во время эксперимента. Данное значение было определено 17 янв.2020г. и составляет:

$$\Delta N = \frac{\Delta P \cdot V}{kT} = \frac{1.7 \cdot 10^3 \cdot 17 \cdot 10^{-6}}{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 300} = 0.7 \cdot 10^{19} [\text{шт/имп}].$$

С учетом погрешности измерения, данные оценки величины ΔN совпадают.

Также можно оценить плотность газа во входном расширителе. Рассмотрим выстрел с плазмой, 5901. Если принять, что ко времени включения питания катода давление во входном расширителе приходит в равновесие, а повышение плотности во времени происходит за счёт медленного течения газа из источника плазмы через щель катод – плавающая диафрагма, то плотность газа во входном расширителе:

$$n_{\text{молекул}} = 3 \cdot 10^{14} \times 10^{-2} \text{Па} = 3 \cdot 10^{12} \text{см}^{-3}$$

Это соответствует количеству молекул в расширителе:

$$N = 3 \cdot 10^{12} \times 10^6 = 3 \cdot 10^{18} \text{шт (ат.)},$$

где второй множитель – объём расширителя, $V = 1 \text{ м}^3$.

За вычетом этой величины от полного быстрого газонапуска в П-пушке к этому времени осталось:

$$N_{\text{пушк}} = 1,5 \cdot 10^{19} - 0.6 \cdot 10^{19} \cong 10^{19} \text{ ат.}$$

Это соответствует плотности молекул в источнике плазмы:

$$n_{\text{мол.пушк}} = \frac{0,5 \cdot 10^{19}}{V_{\text{пушк}}} = \frac{0,5 \cdot 10^{19}}{4.4 \cdot 10^3 \text{ см}^3} \cong 10^{21} \text{ м}^{-3}$$

Сравнивая временные зависимости давления выстрелах без плазмы 5903 и 5853 можно наблюдать, что во время работы “медленного” клапана в выстреле 5853 натекание газа стационарно и не доходит до равновесного давления, определяемого скоростью откачки и притока газа. Значит, по данным измерениям можно определить поток газа (H_2):

$$J_{slow} \left[\frac{\text{шт}}{\text{с}} \right] = 10^6 [\text{см}^3] \cdot 3 \cdot 10^{14} \left[\frac{\text{шт}}{\text{см}^3 \text{Па}} \right] \cdot \Delta P \left[\frac{\text{Па}}{\text{с}} \right] = 8,3 \cdot 10^{19} [\text{молекул/с}]$$

$$\text{Эквивалентный ток атомов водорода: } I = \bar{e} \times 2 \times J_{slow} = 20 [\text{A}].$$

Теперь необходимо дать оценку потока плазмы через транспортную (центральную) секцию. Поток можно оценить через натекание газа в выходной расширитель (Рис. 27):

$$j_{\text{атом}} = \frac{\Delta P}{\Delta t} \times 3 \cdot 10^{20} = \frac{(3 - 1,5) \cdot 10^{-3}}{0,375 - 0,35} \times 3 \cdot 10^{20} = 1,8 \cdot 10^{19} \left[\frac{1}{\text{с}} \right].$$

Это соответствует эквивалентному току: $I = \bar{e} \times j_{\text{атом}} = 3,1 \pm 0,3 [\text{A}]$.

Сравним данные величины с интегральным потоком плазмы через сечение транспортной секции, измеряемым зондами:

$$\begin{aligned} J_{\text{плазма}} &= n \cdot v_T \cdot S_{\text{сечение}} = n \cdot 9,79 \cdot 10^5 \cdot \sqrt{\frac{T_i [\text{эВ}]}{m_i/m_p}} \cdot S_{\text{сечение}} = \\ &= 0,8 \cdot 10^{12} [\text{см}^{-2}] \times 9,79 \cdot 10^5 \sqrt{5} \times \pi \cdot 10^2 [\text{см}^2] = 5,6 \cdot 10^{19} \left[\frac{1}{\text{с}} \right]. \end{aligned}$$

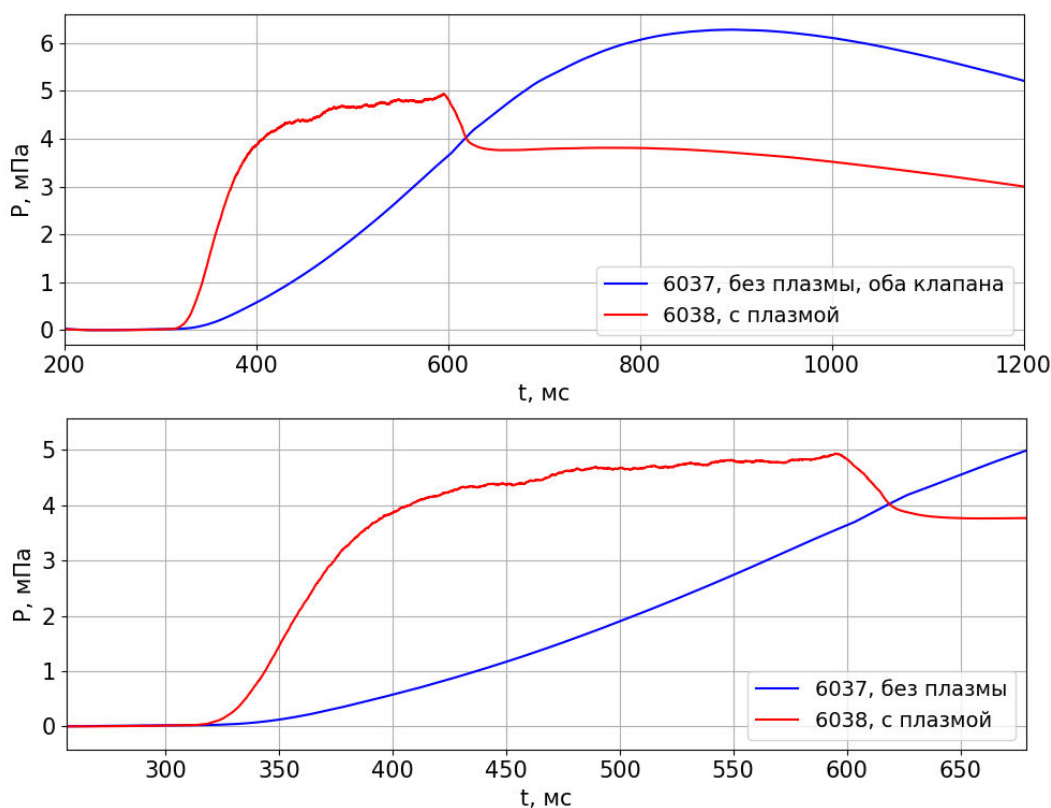


Рис. 27. Давление газа в выходном расширителе.

Таким образом, величина потока газа в выходной расширитель в несколько раз меньше интегрального потока плазмы после прохождения транспортной секции. Кроме того можно оценить эквивалентный поток плазмы через транспортную секцию:

$$I_{\text{плазма}} = \bar{e} \times J_{\text{плазма}} = 10 \text{ [A]}.$$

Тогда, сравнивая полученные величины потоков через транспортную секцию и значение тока газа от «медленного» клапана (см. выше), можно утверждать, что большая часть подаваемого газа расходуется на формирование плазмы в установке.

§4.2.2. Вторая экспериментальная серия. Результаты зондовых диагностик и их обсуждение.

В экспериментальной серии в режиме с прямым магнитным полем удалось получить сигналы на двойном зонде (Рис. 28), из которых можно построить ВАХ и вывести температуру электронов, плотность плазмы (Рис.

29), а также построить их профили для сравнения с предыдущими экспериментальными режимами (Рис. 30).

Выстрелы:

6405, 6407 – зонд на $R = 12$ см от центра плазмы.

6406 – зонд на оси.

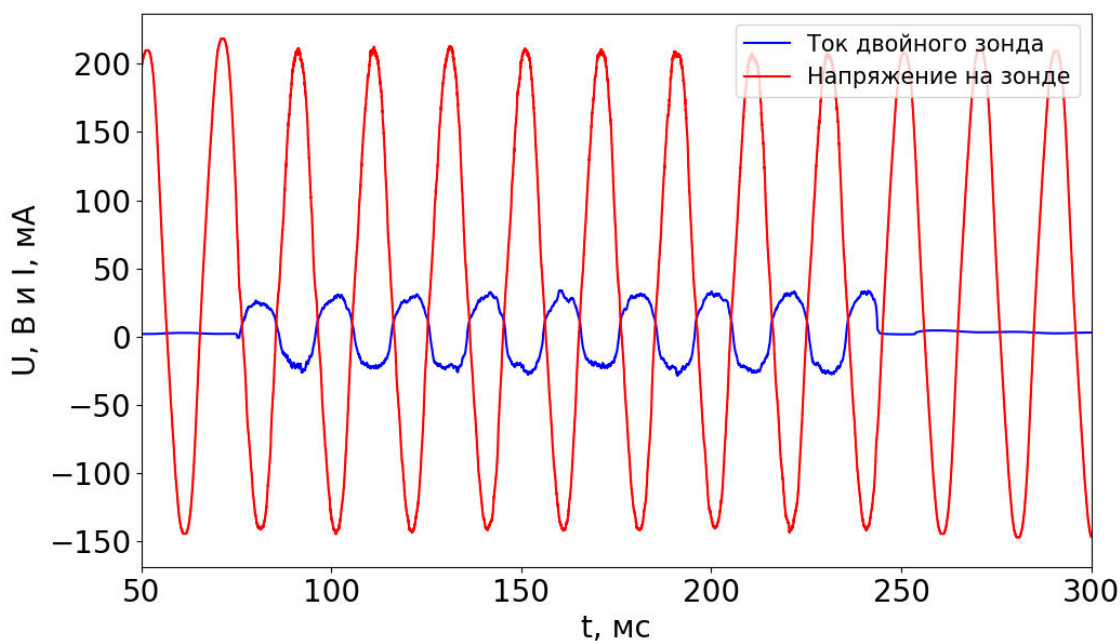


Рис. 28. Сигналы с двойного зонда. Выстрел 6405.

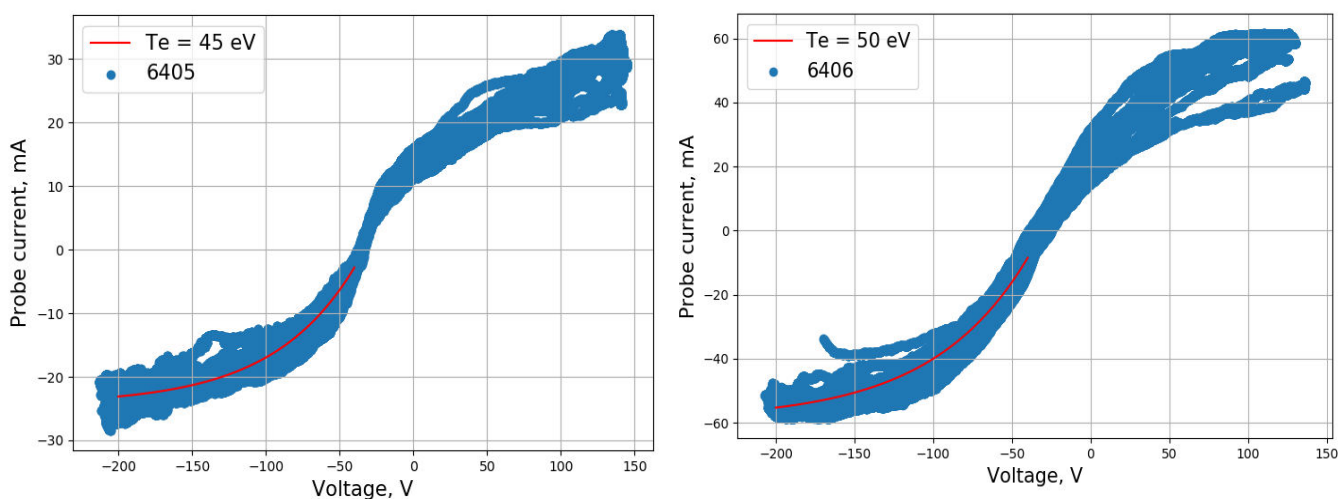


Рис. 29. ВАХ двойного зонда в плазме. Слева – выстрел 6405, справа – выстрел 6406. Красная линия – график аппроксимирующей функции.

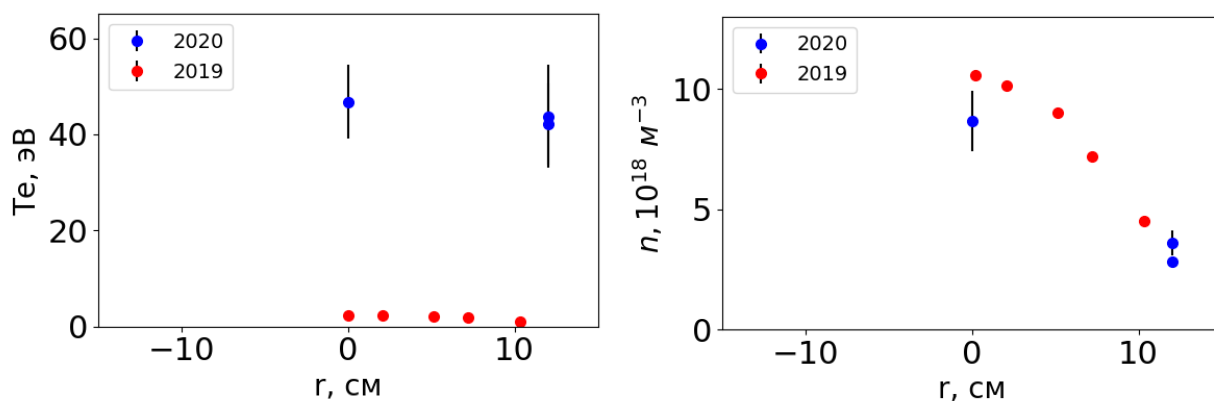


Рис. 30. Сравнение профилей температуры и плотности в режимах 2020 и 2019 гг.

Полученные профили указывают на значительное изменение параметров плазмы: плазма имеет достаточно горячую электронную компоненту по сравнению с ионной ($T_i \sim 4 \div 5$ эВ из результатов доплеровской спектроскопии). Полученные оценки необходимо проверить на правильность с точки зрения рассматриваемого приближения, а именно, приближения плоского зонда.

В случае $T_e \sim 10$ эВ ток насыщения $I_n = 60$ мА соответствует плотности ионов:

$$n_i = 5,3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$$

Тогда дебаевская длина $\lambda_D = 740 \cdot \sqrt{\frac{10}{5,3 \times 10^{12}}} \sim 1 \cdot 10^{-6} \text{ м} \ll R_{\text{пров}} = 200 \cdot 10^{-6} \text{ м}$.

Значит, зонд можно считать плоским.

Если принять, что $T_e \sim 40$ эВ реально, то $n_i = 3,97 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а $\lambda_D = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, что также много меньше диаметра проволоки зонда. То есть режим работы остаётся тем же.

Также необходимо учесть эффект тени от зонда при течении плазмы в установке. Это можно сделать, оценив величины ларморовских радиусов электронов и ионов:

$$1) \text{ при } T_e = 40 \text{ эВ, } B = 150 \text{ Гс: } R_{Le} = \frac{2,4\sqrt{T}}{B} = 2,4 \cdot \frac{6}{150} = 0,1 \text{ см} = 10^{-3} \text{ м}$$

$$2) \text{ при } T_i = 4 \text{ эВ, } B = 150 \text{ Гс: } R_{Li} = \frac{10^2\sqrt{T}}{B} = 100 \cdot \frac{2}{150} = 1,3 \text{ см} = 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ м}$$

Формально получается, что проволочка $R = 0.02 \text{ см} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}$ достаточно тонкая, чтобы не создавать тень позади себя, а также, чтобы рассматривать, что собирающая поверхность цилиндрическая.

Для того чтобы подтвердить результаты зондовых измерений, необходимо разобрать процесс нагрева и срыва изоляции зонда под действием плазменного потока. Оценим плотность потока энергии на зонд. Исходя из $T_e \sim 40 \text{ эВ}$ и $T_i \sim 4 \text{ эВ}$ и их подвижности, основной поток связан с электронным потоком. Электроны замагничены и имеют ларморовский радиус, $r_L \sim 0,1 \text{ см}$, что больше диаметра электрода, но меньше керамической трубочки. Значит, проволочка нагревается током электронов со всех её сторон, изолирующая трубка – только током электронов со стороны плазменной пушки, т.к. после неё создаётся тень вдоль силовых линий вплоть до плазмоприёмника. Интенсивность падающего потока:

$$W_e \sim j_e \cdot T_e \sim \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \times J_{i \text{ нас}} \cdot T_e = 40 \times 1.6 \frac{\text{А}}{\text{см}^2} \cdot 40 \text{ эВ} = 2.5 \left[\frac{\text{кВт}}{\text{см}^2} \right].$$

Такая мощность за время $\tau \sim 0,2 \text{ с}$ должна разогреть трубку (с учётом теплопроводности, считая тепловой скин меньше диаметра трубки) до температуры:

$$\begin{aligned} \Delta T &\sim \frac{W \cdot \tau}{C_p \cdot \rho_{\text{керам}} \sqrt{\frac{\lambda}{C_p \cdot \rho_{\text{керам}}} \cdot \tau}} = \\ &= \frac{2,5 \cdot 10^3 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \cdot 0,2 \text{ с}}{\sqrt{1,2 \frac{\text{Дж}}{\text{г} \cdot \text{К}} \cdot 3,9 \frac{\text{г}}{\text{см}^3} \cdot 0,078 \frac{\text{Вт}}{\text{см} \cdot \text{К}} \cdot 0,2 \text{ с}}} = 1850 \text{ К}, \end{aligned}$$

что может быть недалеко от действительности. Кроме того, надо учитывать тот факт, что мы имеем дело с импульсным нагревом, поэтому керамика, подвергаясь термомеханическим нагрузкам, трескается.

Приняв данные результаты за действительные, необходимо оценить влияние разных процессов на кинетику плазмы и её равновесие. Нужно оценить длины свободного пробега частиц плазмы в разных реакциях. При этом для масштаба возьмём диаметр плазменного шнура, $\Phi_{\text{пл}} \sim 10$ см, и длину входного расширителя, $L_{\text{вх.расш.}} = 1,5$ м.

Длина свободного пробега:

1. Электрона относительно ударной ионизации газа ($T_e = 40$ эВ):

$$\lambda = \frac{1}{n_H \sigma_{ion}} = \frac{1}{3 \cdot 10^{12} \times 7 \cdot 10^{-16}} = 5 \cdot 10^2 \text{ см}$$

2. Быстрого Ф-Канд. Атома (1 эВ) относительно ударной ионизации ($T_e = 40$ эВ):

$$\lambda_{H \text{ ion}} = \frac{v_A}{n_e \sigma_{ion} v_e} = \frac{10^6}{6 \cdot 10^{12} \times 7 \cdot 10^{-17} \times 4 \cdot 10^7 \sqrt{40}} = 10 \text{ см}$$

3. Быстрого Ф-Канд. Атома (1 эВ) относительно перезарядки ($T_i = 10$ эВ):

$$\lambda_{a \text{ пер}} = \frac{v_{T_a}}{\sigma_{\text{пер}} n_i v_{T_i}} \approx \frac{\sqrt{T_a}}{\sigma_{\text{пер}} n_i \sqrt{T_i}} = \frac{1}{10^{-15} 10^{13} \cdot 3} = 30 \text{ см}$$

4. Тепловой молекулы H_2 (500 К) относительно ударной диссоциации на атомы ($T_e = 40$ эВ):

$$\lambda_{H_2} = \frac{v_{\text{мол}}}{n_e \sigma_{\text{дис}} v_e} = \frac{10^6 \sqrt{0.5 \times 0.05}}{6 \cdot 10^{12} \times 1 \cdot 10^{-15} \times 4 \cdot 10^7 \sqrt{40}} = 0,1 \text{ см}$$

5. Электрона относительно транспортного рассеяния:

$$\lambda_{e \text{ тр}} = v_{\text{тр}}^{-1} \times v_{T_e} = \frac{4 \cdot 10^7 \sqrt{T_e}}{3 \cdot 10^{-6} n_e \ln \Lambda \cdot T_e^{-1.5}} = 900 \text{ см}$$

6. Иона плазмы относительно транспортного рассеяния, $T_i \sim 10$ эВ:

$$\lambda_{i \text{ тр}} = v_{i \text{ тр}}^{-1} \times v_{T_i} = \frac{10^6 \sqrt{T_i}}{4.8 \cdot 10^{-8} n_i \ln \Lambda \cdot T_i^{-1.5}} = 16 \text{ см}$$

7. Иона плазмы относительно перезарядки, $T_i \sim 10$ эВ:

$$\lambda_{i \text{ пер}} = \frac{1}{\sigma_{\text{пер}} n_a} \geq \frac{1}{10^{-15} \cdot 2 \cdot 10^{12}} = 500 \text{ см}$$

Из данных оценок можно заключить, что молекулы, попадая в плазму, сразу ионизируются/диссоциируют на быстрые атомы. При этом только половина потока молекул даёт возможность образовать быстрые атомы, другая переходит в ионный поток. .

Также важно знать основной механизм формирования разряда и, какой ток вносит основной вклад в формирование и течение плазменного потока.

Для обеспечения катодного тока нужна либо термоэмиссия без насыщения тока и выполняется закон трёх – вторых, либо выполняется закон Ричардсона – Дэшмона с насыщением тока эмиссии. Плотность тока катода в эксперименте:

$$J_K = \frac{I_K}{S} = \frac{250}{\pi \cdot 2.5^2} = 13 \text{ A/cm}^2,$$

что может соответствовать любому из случаев, т.к. это меньше предельного эмиссионного тока для LaB_6 , $J_{LaB_6} \sim 20 \text{ A/cm}^2$. В этом случае зазор между катодом и виртуальным плазменным анодом должен быть меньше, чем из закона трёх – вторых, т.к. напряжённость электрического поля должна быть больше, чем при токе по трем-вторым.

Оценка зазора между катодом и виртуальным плазменным анодом из закона трёх – вторых: при $U_{KA^*} = 200 \text{ В}$, $I_K = 250 \text{ А}$

$$I_{\frac{3}{2}} = 2,33 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{S}{d^2} U_{KA^*}^{\frac{3}{2}} = 2,33 \cdot 10^{-6} \times \\ \times \frac{\pi \cdot 0.025^2}{d^2} 200^{3/2} = 250 \Rightarrow d^* = 0.23 \text{ мм}$$

Если сравнить с λ_D , то дебаевская длина много меньше рассчитанного слоя. Значит катодный ток определяется термоэмиссией с насыщением по закону Ричардсона - Дэшмана. Предполагая, что плотность плазмы вблизи катода должна быть больше измеренной в точке $z = 40 \text{ см}$, это уменьшит значение λ_D вблизи катода. Это ещё сильнее усиливает утверждение о режиме работы с

насыщением катодного тока, т.к. увеличивается напряжённость поля вблизи катода. Тогда полный катодный ток задаётся законом Ричардсона – Дэшмана и током вторичных электронов от ионного тока из виртуального анода. Вторую составляющую можно оценить исходя из ионного тока насыщения, измеряемого зондом в точке $z = 40$ см, $J_{i0} = 60$ мА при $S_{\text{зонд}} = 0.6 \cdot \pi \cdot 0.02$ см², и коэффициента вторичной электронной эмиссии из LaB_6 при бомбардировки протонами, $\gamma_{se} \approx 0.15$:

$$I_{se} \approx S_K \times J_H \times \gamma = \pi \cdot 2.5^2 \times \frac{60 \cdot 10^{-3}}{0.6 \cdot \pi \cdot 0.02} \times \gamma = 5 \text{ А}$$

Полученное значение заметно меньше тока катода (250 А), следовательно, вторичная эмиссия электронов с поверхности катода составляет лишь несколько процентов от полного электронного тока. Таким образом, основной ток в плазме – термоэмиссионный, и для LaB_6 :

$$j_R \approx A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_e}{kT}\right),$$

при $A = 29 \text{ А}/(\text{см}^2\text{К}^2)$, $\varphi \sim 2,6$ эВ и плотности тока катода в эксперименте $J_K \approx 13 \text{ А}/\text{см}^2$ соответствует температуре катода $T \sim 1900$ К и является близкой к измеренному значению по цветовой яркости поверхности катода с помощью калиброванной цветовой SDU – камерой.

В описанных условиях можем более точно определить зазор между катодом и виртуальным анодом, в котором уже практически нет плазмы и течёт электронный ток за счёт приложенного к катоду отрицательного потенциала. Эту дистанцию оценивают из равенства давления плазмы и электрического поля внутри такого вакуумного диода:

$$\frac{E^2}{8\pi} = \frac{U^2}{8\pi d^2} = nkT_e,$$

откуда можно вывести величину $d \approx 50$ мкм, что в несколько раз больше дебаевской длины и соответствует ленгмюровскому слою.

Кроме исследования механизмов формирования и течения разряда есть возможность оценить распределение потенциала на оси установки для сравнения с оценками по спектру H_{α} и осциллограммами потенциалов на катоде и аноде.

Поскольку плазма в установке достаточно плотная и магнитоизолированная, она должна быть заряжена относительно торцов на величину:

$$\Delta\varphi \sim 3.6 \cdot \frac{T_e}{e} \sim 3.6 \cdot \frac{40 \text{ эВ}}{e} = 145 \text{ В.}$$

Предполагаемое распределение потенциала на оси представлено на Рис. 31.

Перепад потенциала вблизи катода происходит на расстоянии $d \approx 50$ мкм. При этом плазма имеет отрицательный потенциал относительно корпуса установки. Эту величину можно сравнить с разностью потенциалов между осью плазмы и её периферией:

$$U = \int_0^{r_0} E dr = \int_0^{r_0} \frac{\omega B r}{c} dr = \frac{\omega B}{2c} r_0^2$$

где скорость вращения плазмы не зависит от радиуса плазмы и выражается:

$$\omega = \frac{V}{r} = \frac{c E}{r B} = \text{const.}$$

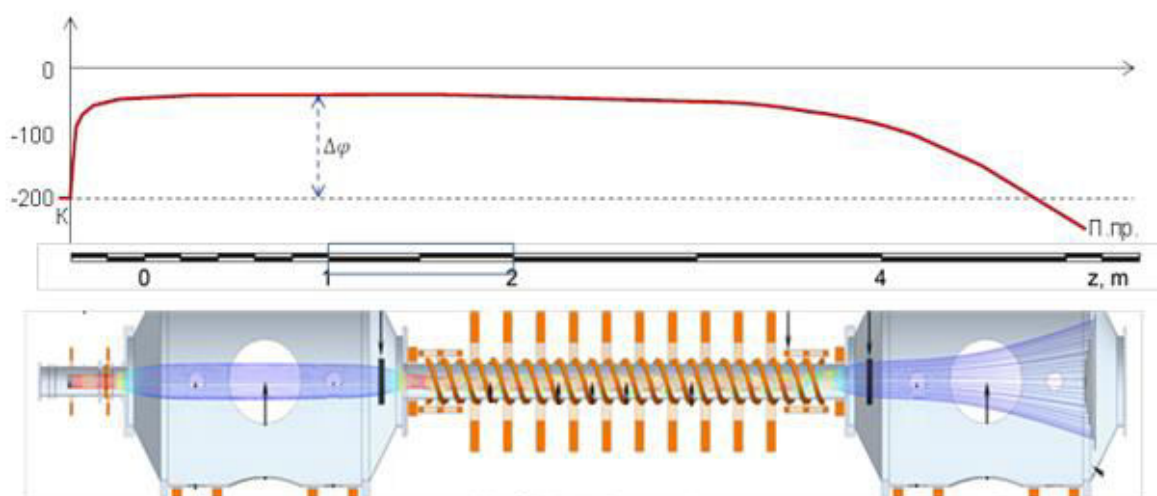


Рис. 31. Оценка распределения потенциала на оси плазмы вдоль установки.

Скорость вращения плазмы наблюдается по доплеровскому смещению в точке $z = 115$ см [20]. Величина магнитного поля в области наблюдения $B = 18,5$ мТ. Тогда при радиусе плазмы $r_0 \sim 7$ см:

$$U = \frac{(8 - 10) \cdot 10^5 c^{-1} \times 185 \text{ Гс} \times 50 \text{ см}^2}{2 \times 3 \cdot 10^{10} \text{ см}/c} \approx (0,125 - 0,155) \text{ Гс} \cdot \text{см} \approx (35 - 45) \text{ В}.$$

Суммируя данный вывод с оценкой разности потенциалов катод – плазма, полная разность потенциалов:

$$\Delta U = U + \Delta\varphi = 45 + 145 = 190 \approx U_{KA} = 200 \text{ В},$$

что достаточно близко коррелируется с разностью потенциалов на катоде и аноде (Рис. 32).

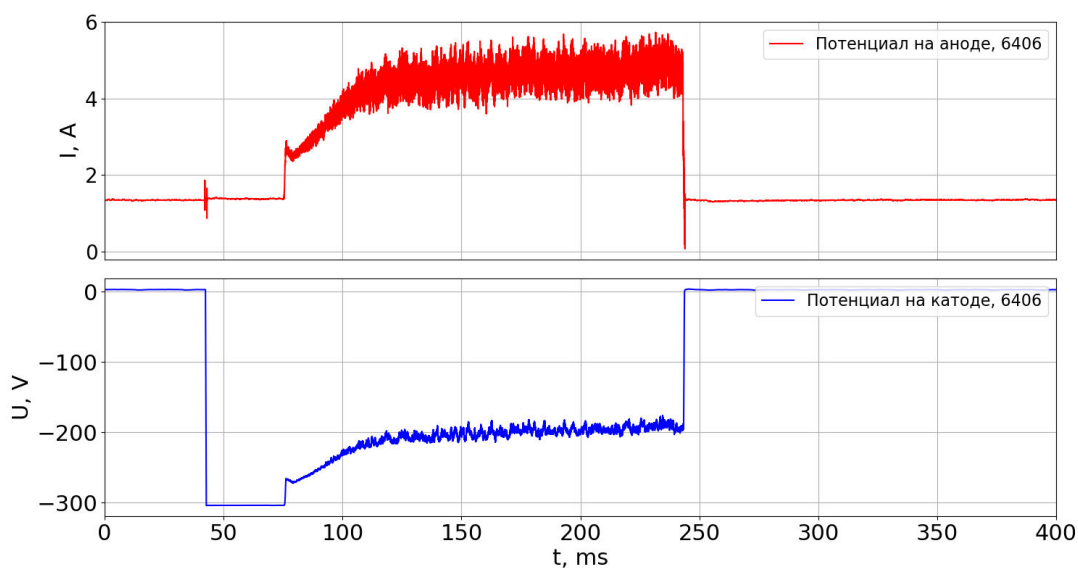


Рис. 32. Потенциалы на аноде и катоде плазменной пушки во время выстрела. Выстрел 6406

Полученные оценки потенциала на оси плазмы дают нам возможность утверждать, что плазменная пушка выполняет свою основную задачу, а именно, задаёт необходимое электрическое поле для вращения плазмы в необходимой нам конфигурации полей.

Заключение.

В результате проделанной работы были изучены зависимости параметров генерируемой плазмы от начальных инженерных параметров плазменного источника:

- 1) Основной системой, регулирующей экспериментальный режим, является система газонапуска.
- 2) Изменение величины накала катода не привело к значительному изменению таких параметров плазмы как ток разряда и плотность плазмы.
- 3) При этом ток эмиссии незначительно увеличивается в результате нагрева катода, поскольку катод нагревается под воздействием плазмы максимум ~ 100 К.

После модернизации источника плазмы в 2020 г. проведено исследование изменений параметров плазмы. Для решения данной задачи был обновлён зондовый диагностический комплекс во входном расширителе, разработан код для обработки зондовых сигналов и модернизирована система газовых измерений.

Теперь модифицированная плазменная пушка создаёт плазменный поток с высокотемпературной электронной компонентой. Параметры генерируемой плазмы: $n \leq 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_e \sim 40 \text{ эВ}$, $T_i \sim 4 \div 5 \text{ эВ}$. Также плазма имеет отрицательный потенциал на оси установки $\Delta U \sim -50 \text{ В}$, что приводит к её вращению в скрещенных полях.

Список литературы

1. **T.C.Simonen.** 558, 2010 г., J. Fusion Energy, Т. 29.
2. **P.A.Bagryansky.** s.l. : Nuclear Fusion, 2015, Vol. 55. 053009.
3. **V.V.Postupaev.** 57, б.м. : Nucl. Fusion, 2017 г. 036012.
4. **A.D.Beklemishev.** 63, б.м. : Fusion Sci. Technol., 2013 г., стр. 355.
5. **A.V.Sudnikov.** 85, б.м. : Fusion Engineering and Design, 2017 г., стр. 122.
6. **A.V.Sudnikov.** 14, б.м. : Plasma and Fusion Research, 2019 г. 2402023.
7. **A.V.Sudnikov.** б.м. : AIP conference proceedings, 2016.
8. *Тезисы XVII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. А.В.Судников.* 2020.
9. *Тезисы XVI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. А.В.Судников.* 2019.
10. **T.Akhmetov.** 87, б.м. : Rev. sci. instr., 2016 г.
11. Преобразователи манометрические ПММ-46, ПММ-46а. Техническое описание и инструкция по эксплуатации "3.472.008 ТО".
12. **М.С.Плеханов.** Быстрое измерение давления в установке ГОЛ-НВ. [В Интернете] 2019 г.
http://www.phys.nsu.ru/electricity/courseworks_2019_2020/18312/18312_ПлехановМС_аннотация.pdf.
13. **В.Лохте-Хольтгревен.** *Методы исследования плазмы.* М : Мир, 1971.
14. **V.I.Demidov.** Electric probes for plasmas: The link between theory and instrument. 2001 г., 73.
15. **D.Bohm.** *The characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields.* NY : б.н., 1964.
16. *Double and triple langmuir probes measurements in inductively coupled nitrogen plasma. A.Ghaffar, M.Y.Naz.* 114, б.м. : Progress In Electromagnetics Research, 2011 г.

17. **В.И.Пучков и Е.А.Иозеп.** *Стекло оптическое цветное. Технические условия.* 1993.
18. **Kowalczyk, M.D.** б.м. : Int J Thermophys, 2014 г.
19. **Н.А.Журавлёв.** Определение температуры накаливаемого LaB6 катода по тепловому излучению. [В Интернете] 2016 г.
http://www.phys.nsu.ru/electricity/courseworks_2015_2016/15321/15321_ЖуравлевНА_аннотация.pdf.
20. **А.А.Inzhevatkina.** 14, б.м. : Plasma and Fusion Research, 2019 г. 2402020.