

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**

Инжеваткина Анна Александровна

Тема работы Пространственное распределение скорости плазмы в винтовой
открытой ловушке СМОЛА

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой
Иванов Александр Александрович
ученая степень, звание
д-р физ.-мат. наук, профессор
должность, место работы
Зам. дир. ИЯФ СО РАН
...../.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....2018 г.

Научный руководитель

Судников Антон Вячеславович
ученая степень, звание
канд. физ.-мат. наук
должность, место работы
С.н.с. ИЯФ СО РАН
...../.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....2018 г.

Дата защиты: «.....».....2018 г.

Оглавление

Введение.....	3
Глава 1. Экспериментальные условия и режимы работы установки СМОЛА.	8
Глава 2. Методы измерения скорости плазмы.	14
§ 2.1.1 Диагностика на основе спектрометра с пространственным разрешением.	14
§ 2.1.2 Схема доплеровской диагностики на основе спектрального прибора с пространственным разрешением.	19
§ 2.1.3 Методология определения скорости вращения плазмы по доплеровскому сдвигу.	21
§ 2.2.1 Теоретические модели для интерпретации данных, полученных зондом Маха.....	24
§ 2.2.2 Влияние тени зонда на определение скорости потока плазмы	34
Глава 3. Определение скорости плазмы в винтовой открытой ловушке СМОЛА	39
§ 3.1 Определение скорости плазмы по доплеровскому сдвигу	39
§ 3.2 Определение скорости плазмы по отношению ионных токов насыщения	53
Заключение	58
Благодарности.....	59
Список литературы	60

Введение

В современном мире через обозримое время остро встанет вопрос обеспечения энергией всего человечества, решением которого занимаются уже на протяжении многих десятилетий [1]. Одним из вариантов выхода из сложившейся ситуации является создание безопасного термоядерного реактора на основе управляемого термоядерного синтеза (УТС). Слияние лёгких атомных ядер происходит с выделением энергии при высоких температурах в регулируемых и контролируемых условиях. Данный вид генерации энергии считается экологически безопасным [2], но в то же время сложно осуществимым с технико-инженерной точки зрения.

Исследования в области УТС проводятся в трех основных направлениях: закрытые магнитные системы (токамаки [3], стеллараторы [4], пинчи с обращенным полем (RFP) [5], «дракон» [6]), открытые магнитные ловушки и системы для инерциального термоядерного синтеза. Наибольший прогресс среди представленных термоядерных систем достигнут в популярных замкнутых системах типа токамак [7]. На сегодняшний день стеллараторы достигают высоких термоядерных параметров, используются все более мощные системы нагрева и сложные конструкции магнитной системы для удержания плазмы. Уже имеются рекордные результаты на стеллараторе W-7X, позволяющие утверждать, что системы для удержания плазмы типа стелларатор могут конкурировать с токамаками по термоядерным параметрам и генерации энергии [8]. Это означает, что стеллараторы могут стать одним из прототипов термоядерных реакторов.

Изучение абсолютно других по конструкции и принципам работы открытых систем позволяет выявлять совершенно новые возможности систем с магнитным удержанием, которые необходимы в перспективном термоядерном направлении бестритиевого и бездейтериевого синтеза [9]. Именно в открытой ловушке можно достигнуть необходимые условия для

протекания термоядерной реакции $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3{}^4\text{He}$, которая проходит без выделения нейтронов. В таком случае стенки такого реактора не будут активированы, а значит он может проработать дольше без дорогостоящих реконструкций.

Одним из основополагающих критериев для построения любой из открытых систем является время удержания плазмы. Основной проблемой удержания плазмы в открытых ловушках является подавление потерь частиц и энергии с торцов установок.

Улучшение удержания плазмы продемонстрировано в открытых ловушках с высоким относительным давлением ($\beta \approx 60\%$) [10], средней энергией горячих ионов около 12 кэВ и электронной температурой до 0,9 кэВ в квазистационарном режиме [11]. Пробочное отношение в простой открытой ловушке ограничено максимально доступным магнитным полем и находится в пределах 15-20 [12]. Более высокий термоядерный выход в линейных плазменных устройствах возможен с улучшенным продольным удержанием [13] в спиральном магнитном поле с движущимися магнитными пробками.

Существующий метод многопробочного подавления осевого теплового потока в сочетании с газодинамической центральной ячейкой [11] может обеспечить эффективные пробочное отношение порядка 100.

Установка СМОЛА создана для экспериментального подтверждения концепции винтового удержания (Рисунок 1), основной задачей которой является управление течением плазменной струи в винтовом магнитном поле.

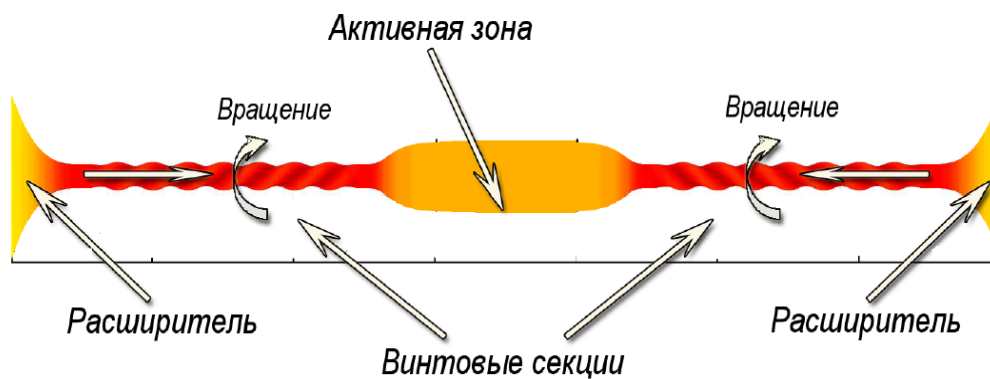


Рисунок 1 Схема винтового удержания

Данная концепция основана на создании движущихся в системе отсчёта плазмы магнитных пробок. В результате чего возникает сила, с помощью которой можно контролировать плазменные потоки: ускорять либо тормозить их.

Движение пробок (Рисунок 2) относительно плазмы создаётся вращением плазмы в скрещенных радиальном электрическом и винтовом магнитном полях. Направление силы, действующей на плазму, так же, как и направление скорости, зависит от направлений электрического и магнитного полей и спиральности обмотки. Торможение плазмы внешней силой обеспечивает лучшее продольное удержание, что делает возможным получение более высоких параметров.

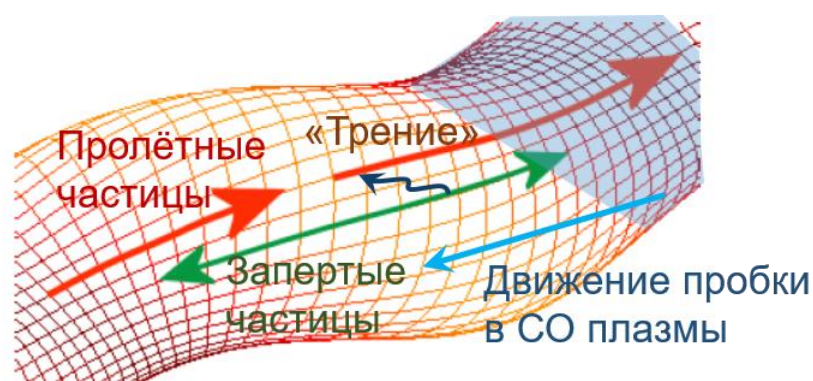


Рисунок 2 Движение частиц в винтовой открытой ловушке [14]

Теория предсказывает, 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).

Установка, работающая в режиме ускорения плазмы [15] необходима для проверки концепции, которая может стать теоретической основой прототипа плазменного двигателя космических кораблей для полетов на ближайшие планеты.

В концепции винтового удержания определение пространственного разрешения азимутальной и продольной компонент скорости плазмы критически необходимо для построения модели управления потоком плазмы в винтовой ловушке.

Для доказательства теории винтового удержания необходимо зарегистрировать сам факт вращения, а также зависимость скорости плазмы от различных режимов работы установки для достижения наилучшего результата в удержании плазмы.

В качестве диагностики скорости вращения плазменной струи была использована диагностика доплеровского смещения спектральных линий с пространственным разрешением. Такой спектральный прибор позволяет получать сведения о различии спектров, излучаемых разными областями плазмы, что необходимо для определения локализации и пространственного распределения изучаемых параметров.

Для определения скорости потока плазмы использовался зонд Маха, конструкция которого применялась в различных термоядерных установках таких, как DIII-D [16], ASDEX-U [17], Alcator C-Mod [18], CASTOR [19] и др.

Основная цель представленной работы заключается в диагностике скорости вращения плазмы и продольной компоненты скорости потока

плазмы в винтовой открытой ловушки СМОЛА, для реализации которой были поставлены следующие задачи:

1. Определить скорость вращения плазмы по доплеровскому сдвигу спектральной линии H_{α} .

1а) Зарегистрировать излучение плазмы на линии H_{α} с помощью спектрометра с пространственным разрешением в различных режимах работы установки.

1б) По доплеровскому смещению спектральной линии H_{α} определить скорость вращения плазмы.

1в) Установить зависимость радиального электрического поля от режима работы установки.

2. Определить продольную компоненту скорости потока плазмы с помощью Зонда Маха.

2а) Зарегистрировать токи насыщения двойных зондов, установленных с наветренной и подветренной сторон относительно пушки.

2б) Определить применимую модель маховских зондов в винтовой открытой ловушке.

Глава 1. Экспериментальные условия и режимы работы установки СМОЛА.

Основная задача установки СМОЛА заключается в управлении течением плазменной струи в винтовом магнитном поле. Установка состоит из следующих основных частей: источника плазмы, многопробочной винтовой секции и двух концевых баков-расширителей плазменного потока (Рисунок 3) [20].

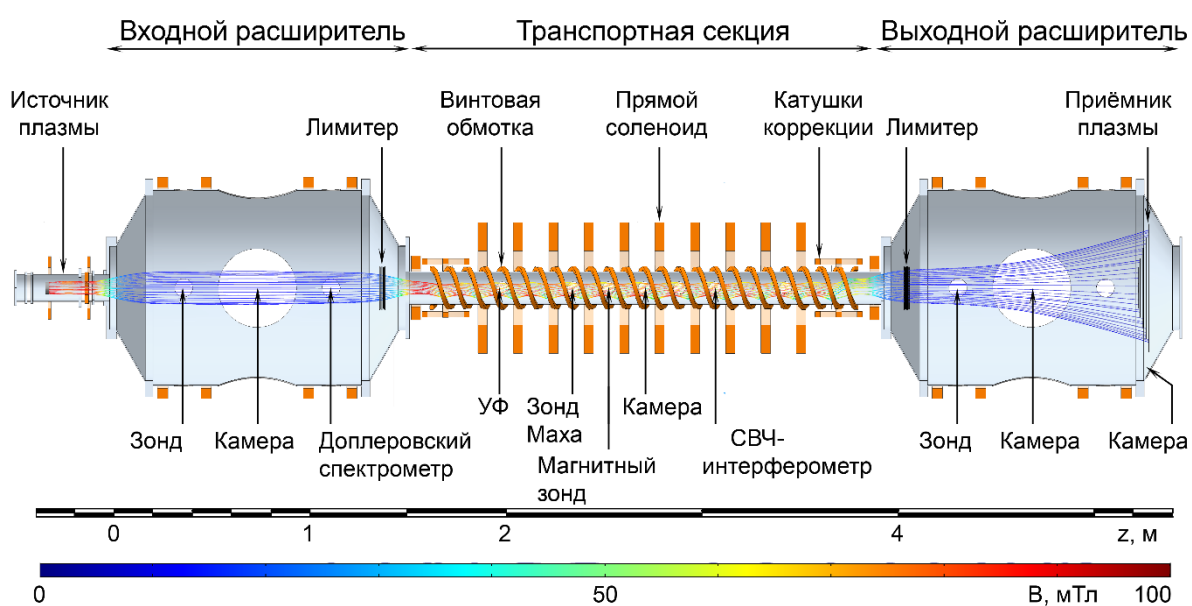


Рисунок 3 Схема установки СМОЛА [14]

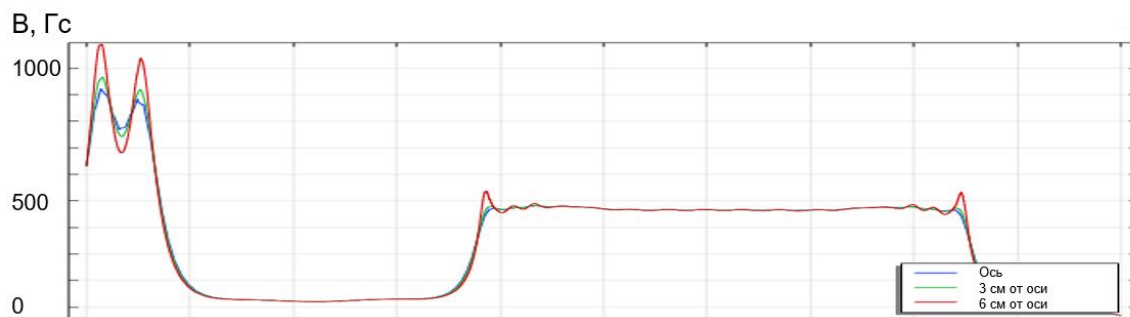


Рисунок 4 Величина магнитного поля вдоль оси установки [14]

Магнитная система включает в себя катушки плазменной пушки, катушки входного и выходного расширителей, центральный соленоид с винтовым полем, а также переходы между всеми частями. Магнитная ось в транспортной секции при максимальной амплитуде винтового поля имеет вид трехмерной спирали с радиусом $\sim 1,5$ см.

В экспериментах 2018 года временный соленоид обеспечивал в рабочем объёме магнитное поле с однородностью на уровне ~ 25 %. В экспериментах 2019 года установленный штатный соленоид, состоящий из 14 катушек с внутренним диаметром 18,5 см, расположенных с периодом 18 см, обеспечивал однородность поля ~ 1 %. Центральные катушки состоят из 90 витков с рабочим током 500 А. Максимальное рабочее поле достигает значения $\sim 0,3$ Тл (Рисунок 4).

Осесимметричная плазменная пушка (Рисунок 5) создана на основе ранее разработанного в ИЯФ СО РАН источника плазмы [21], создающего плазму с максимальной плотностью $n \sim 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ и $T \sim 5$ эВ. С помощью инфракрасного нагревателя и разрядного тока катод нагревается до $T \sim 2000$ К. Испускаемые катодом LaB $_6$ электроны осуществляют ионизацию.

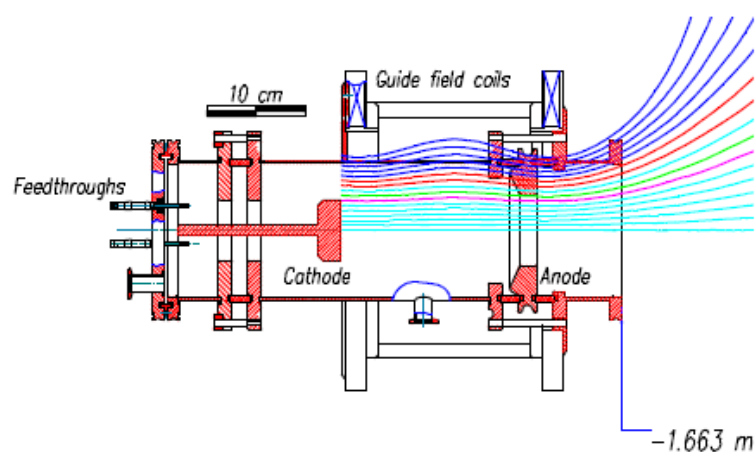


Рисунок 5 Плазменная пушка

Потенциалы анода и катода плазменной пушки задаются независимо друг от друга. Ведущее магнитное поле подавляет поперечную проводимость в плазменной пушке, поэтому большая часть тока протекает вдоль линий поля между внешним краем катода и внутренним краем анода и замыкается за счет поперечной проводимости в основном объёме. Необходимый режим работы создается в том случае, когда нет силовых линий поля, соединяющих катод и анод (Рисунок 5).

Магнитное поле расширителя в $4 \div 10$ меньше внутреннего поля пушки, радиальное электрическое поле также намного меньше, чем вблизи анода. Следовательно, регулярный разряд магнетронного типа ожидается как в расширителях, так и в винтовой секции, хотя его ток будет относительно небольшим.

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

Установленные лимитеры (Рисунок 6) на входе и выходе винтовой секции обеспечивают ограничение плазменной струи от стенки камеры. В обсуждаемых экспериментах потенциалы лимитера были плавающие.

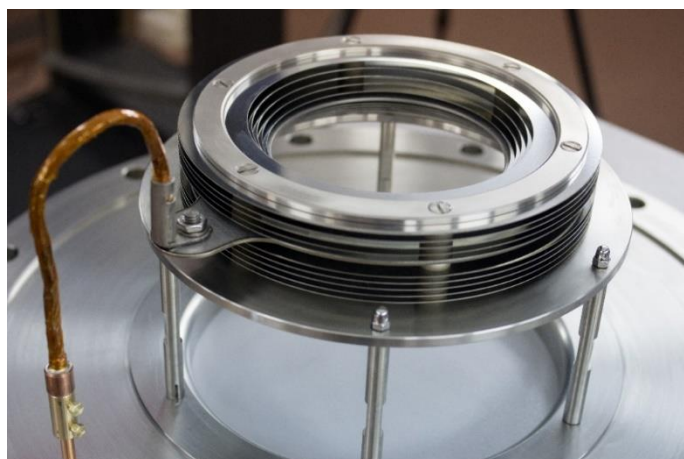


Рисунок 6 Внешний вид лимитера

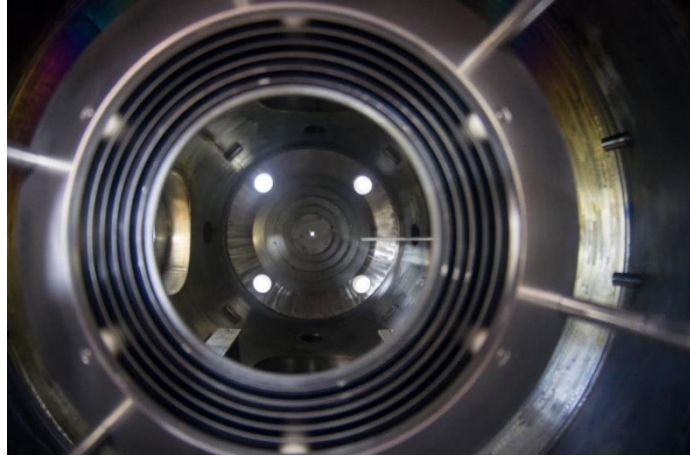


Рисунок 7 Выходной лимитер и радиально сегментированный плазмодприемник

После винтовой секции поток плазмы проходит к выходному магнитному расширителю с радиально сегментированными электрически изолированными концевыми пластинами (Рисунок 7).

Вращение плазмы создается радиальным электрическим полем плазменной пушки и потенциалом секционированного торцевого плазмодприемника. Электрическое поле пушки соответствует отрицательному заряду на оси плазмы.

Во вращающейся системе отсчета плазмы продольная скорость магнитных пробок равна:

$$V_z \approx c \frac{hE_r}{2\pi r B_z} \sim 10^7 \text{ см/с} \quad (1)$$

где h – шаг винта, r – радиус плазмы, E_r – радиальное электрическое поле, B_z – магнитное поле.

Магнитные пробки движутся противоположно потоку плазмы. В этом случае ожидается два значительных эффекта: подавление потока на периферии плазмы с более высоким пробочным отношением вдоль линии

поля и радиальное пинчевание плазмы. Оба этих эффекта приводят к радиальному сокращению длительности разряда.

Был также проведен эксперимент с противоположным направлением магнитного поля, а, следовательно, и вращения, чтобы исключить эффект статического многопробочного удержания.

Установка СМОЛА начала работу в конце 2017 года в ИЯФ СО РАН [22]. Основные параметры системы (Таблица 1): $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $E_r \sim -100 \text{ В/см}$, $T_i \sim 1 - 5 \text{ эВ}$, $B \sim 0,025 - 0,3 \text{ Т}$.

В дипломной работе представлены экспериментальные результаты, полученных в основных режимах работы установки СМОЛА 2018 и 2019 года соответственно.

Таблица 1 Параметры системы и режимы работы установки СМОЛА

	2018	01–05.2019	Полный диапазон
$n_i [10^{13} \text{ см}^{-3}]$	0.6–0.8	0.5–1	0.3–3
N [1]	12	12	12
r [cm]	5	5	5
t [s]	0.18	0.6	0.1–1
$B_z [\text{mT}]$	25	25–70	25–300
Однородность, $\delta B/B [\%]$	20	5	1–2
$R_{\text{mean}} [1]$	~2	1–1.5	1–2 (2.5)

E_r [V/cm]	~25	~25	10–100
ρ / r [1]	0.1	0.1	~0.1
v_z / v_T [1]	~1	~1	0.3–3
λ / l [1]	~1	~1	0.3–12
Потенциалы пластин плазмоприемника	Плавающие	Задаются внешним источником с разностью потенциалов между соседними платами 0, 50 или 100 В	Любые заданные
Импульсное включение винтового поля	Нет	Длительность 50 мс при коэффициенте заполнения 0,5	Да

В каждом из описанных режимов проводились измерения при прямой и винтовой конфигурациях магнитного поля, с различной амплитудой и направлением поля.

В настоящий момент установка СМОЛА может работать в 4 конфигурациях магнитного поля: режим удержания плазмы (прямое магнитное поле), удержания плазмы (винтовое магнитное поле), режим ускорения потока плазмы (прямое магнитное поле), ускорения потока плазмы (винтовое магнитное поле).

Для лучшей повторяемости экспериментальных условий в режиме 2019 года использовалось импульсное включение винтового поля длительностью 50 мс при коэффициенте заполнения 0,5.

Глава 2. Методы измерения скорости плазмы.

§ 2.1.1 Диагностика на основе спектрометра с пространственным разрешением.

Спектральная диагностика всегда занимала важное место среди многообразия методов исследования параметров плазмы. Она основана на анализе формы спектральных линий излучения, их положений и интенсивности и обеспечивает быстрые и бесконтактные измерения. С помощью такой диагностики можно определить наличие примесей в плазме, скорость движения плазмы (доплеровский сдвиг), температуру ионов (доплеровское уширение), концентрацию электронов и температуру (интенсивность излучения), а также магнитные (эффект Зеемана) и электрические (эффект Штарка) поля.

Естественная ширина спектральной линии определяется спонтанным излучением, ограничивающим время жизни атома в возбужденном состоянии. Спектральное распределение интенсивности соответствует формуле:

$$I(\nu) = I_{max} \frac{\left(\frac{\Delta\nu}{2}\right)^2}{(\nu_0 - \nu)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_N}{2}\right)^2}, \quad (2)$$

где I_{max} - интенсивность в максимуме линии, ν_0 - частота центра линии, $\Delta\nu_N$ - ширина линии, где интенсивность равна половине максимальной.

Естественная ширина спектральной линии:

$$\Delta\nu = 2\pi c \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (3)$$

где τ - время жизни возбужденного состояния атома водорода.

Оценка естественной ширины спектральной линии H_α (656,28 нм):

$$\Delta\lambda \sim 2 \cdot 10^{-5} \text{ нм}$$

Эффект Доплера является при определенных условиях наиболее существенным фактором уширения спектральных линий, величина которого зависит от температуры излучающего вещества. Суть данного эффекта заключается в том, что спектр излучения атома, движущегося с некоторой скоростью в лабораторной системе отсчета, имеет некоторый сдвиг на частоте относительно спектра покоящегося атома.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{V}{c}. \quad (4)$$

Для конкретной линии излучения H_α и скорости $V \sim 10^6 \text{ см/с}$:

$$\Delta\lambda \sim 0,02 \text{ нм}$$

Поскольку излучающие атомы двигаются хаотично, то полный спектр источника будет определяться наложением сдвинутых на определенную величину $\Delta\nu_i$ одинаковых по форме спектральных распределений отдельных атомов, что приводит к доплеровскому уширению спектральных линий. При максвелловском распределении частиц по скоростям форма спектральной линии имеет вид функции Гаусса:

$$I(\nu) = I_{max} \cdot \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_c} \right)^2 \right], \quad (5)$$

где $\Delta\nu_c$ – интервал частот между центром линии и точкой, в которой интенсивность меньше максимальной в e раз:

$$\Delta\nu_c = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2T}{M}} \quad (6)$$

Оценки полуширины спектральной линии в величинах длин волн для H_α при $T_i \sim 1 \text{ эВ}$ имеет следующий вид:

$$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} = 0,051\sqrt{T_i} \approx 0,05 \text{ нм},$$

где $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ – ширина на полувысоте спектральной линии.

Спектральные линии излучения атомов или ионов, подвергающиеся воздействию нейтральных и заряженных частиц, дополнительно уширяются.

Уширение линий при столкновении разнородных частиц называется лоренцовским (Рисунок 8).

При столкновении однородных частиц между ними возникает сильная резонансная связь, которая приводит к перекачке энергии от излучающего атома к невозбуждённому. В результате быстрого затухания колебаний в излучающем атоме спектральная линия уширяется – резонансное уширение, превышающее в 10 – 100 раз лоренцовское уширение.

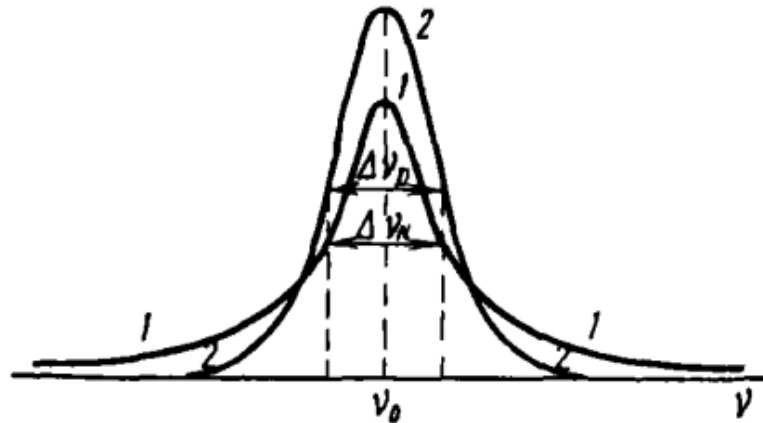


Рисунок 8 Формы спектральных линий. 1 – естественная или лоренцевская (дисперсионное распределение интенсивности) и 2 – доплеровская (распределение Гаусса). Для двух случаев ширины линий и интегралы интенсивности равны.

Наравне с вышеупомянутыми эффектами причинами уширения линий могут являться воздействия на излучающий атом электрических полей, создаваемых окружающими атомами - Эффект Штарка.

$$\Delta\nu \propto n^{\frac{2}{3}} \quad (7)$$

Оценка штарковского уширения спектральной линии H_{α} при плотности плазмы $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$:

$$\Delta\lambda \sim 10^{-4} \text{ нм}$$

Спектральная линия не только симметрична, но и не имеет смещение относительно начальной частоты.

При значениях концентрации $n_e < 10^{14} \text{ см}^{-3}$ Штарковское уширение становится незначительным, а контур линии в большей степени может определяться другими факторами, например, эффектом Доплера.

При помещении атома в магнитное поле, спектральные линии излучаемого света расщепляются на ряд составляющих (нормальный и аномальный эффект Зеемана).

По классической теории расщепление спектральных линий вызывается возникающим в магнитном поле прецессиональным движением колеблющихся электронов. Квантовая теория объясняет появление спектральных составляющих как результат вызванного магнитным полем расщепления атомных уровней энергии. Обе трактовки, применительно к нормальному эффекту, дают один и тот же результат, как для интенсивности и поляризации спектральных линий, так и для частот, а именно: составляющие, появляющиеся при наложении магнитного поля, сдвинуты по частоте от первоначальной расщепленной линии на величину:

$$\Delta\nu = \frac{eB}{4\pi mc}, \quad (8)$$

Оценка ширины линии излучения H_{α} и $B \sim 400 \text{ Гс}$:

$$\Delta\lambda = \sim \lambda^2 \cdot B \sim 10^{-5} \text{ нм}$$

Исходя из простых оценок, при таких параметрах плазмы и установки СМОЛА, а также разрешающей способности имеющихся диагностик мы можем наблюдать только доплеровское уширение и сдвиг спектральных линий, а значит определить температуру ионов и скорость движения (вращения) плазмы с помощью спектрометрической системы.

Скорость движения потока плазмы может быть определена по доплеровскому смещению спектральных линий излучения H_{α} . Для регистрации уширений или сдвигов нам необходим высокоразрешающий спектральный прибор, способный разрешить $\Delta\lambda \sim 0,05$ нм.

§ 2.1.2 Схема доплеровской диагностики на основе спектрального прибора с пространственным разрешением.

Измерение скорости плазмы (Рисунок 9) путем определения доплеровского сдвига спектральной линии излучения H_{α} осуществляется с помощью пространственно разрешающего спектрометра, построенного по схеме, аналогичной [23].

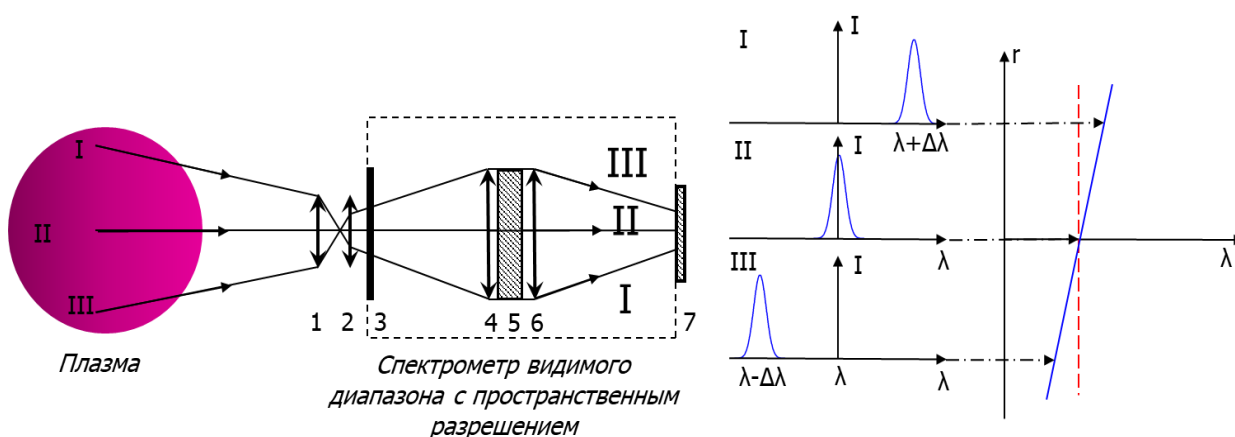


Рисунок 9 Схема измерения скорости вращения плазмы по доплеровскому сдвигу. 1 - объектив ($f = 25$ мм), 2 - длиннофокусная толстая линза ($f = 150$ мм). Монохроматор: 3 - входная щель, 4, 6 - параболические зеркала, 5 - дифракционная решетка. 7 - высокоскоростная ПЗС-камера.

Точка на цифровой камере проецируется в плазме в горизонтальную линию, параллельную магнитному полю, которое удерживает плазму [23]. Параметры плазмы вдоль однородного магнитного поля обычно изменяются достаточно медленно из-за отсутствия продольного удержания частиц и большой электронной теплопроводности. Это позволяет обоснованно утверждать, что в сагиттальной плоскости на поверхности фотоприемника формируется распределение яркости излучения поперек плазменного шнура в вертикальном направлении. При этом необходимо иметь фиксированное расстояние 70 см от спектрометра до плазмы для такой оптической системы.

В результате в системе изображение спектральной линии фокусируется перед входной щелью спектрального прибора, затем разлагается в спектр дифракционной решеткой и регистрируется камерой как двумерное изображение: по одной координате – длина волны, по другой – пространственная координата.

Использовалась входная щель спектрометра в виде серпа для улучшения разрешающей способности спектрометра путем уменьшения дисторсии и подавления, насколько это возможно, астигматизма прибора.

Спектр регистрируется ПЗС камерой SDU-285 (7) [24], имеющую высокочувствительную матрицу SONY ICX285AL со следующими параметрами: размер пикселя (мкм) 6,45 x 6,45, формат кадра 1392 x 1032, размер матрицы 8,77×6,6 мм, затем изображение записывается в базу данных.

Для монтажа оптической системы и системы регистрации с необходимой точностью, а также устранения паразитной засветки были разработаны элементы конструкции, позволяющие фиксировать положение регистрирующей камеры с возможностью тонкой регулировки пространственного положения при помощи подвижек. Перед началом использования спектральный прибор был отъюстирован при помощи полупроводникового лазера, излучающего на длине волны 520 нм (зеленый цвет).

В спектрометрической системе на основе спектрометра с обратной линейной дисперсией 0,1 нм/мм было достигнуто пространственное разрешение 1,2 мм. Пространственное распределение доплеровского сдвига линии H_{α} используется для расчета профиля поперечной скорости нейтрального водорода.

§ 2.1.3 Методология определения скорости вращения плазмы по доплеровскому сдвигу.

Время жизни возбужденного состояния $3p$ атома водорода составляет $\tau \sim 10^{-10} \text{ с}^{-1}$, тогда расстояние, на котором высвечивает атом, оценивается как

$$L = \tau \cdot v \sim 10^{-9} \text{ с} \cdot 10^6 \text{ см / с} = 10^{-3} \text{ см} \quad (9)$$

Эта длина пренебрежимо мала по сравнению с характерными параметрами системы: радиусом плазмы $r \sim 5 \text{ см}$ и ионным ларморовским радиусом $\rho_i \sim 1 \text{ см}$. Из этих оценок следует, что зарегистрированная скорость нейтрального атома совпадает со скоростью иона до перезарядки, а значит сдвиг центра спектральной линии, регистрируемой высокоразрешающим спектральным прибором, соответствует средней скорости потока ионов.

Калибровка спектрометра с пространственным разрешением проводилась по излучению (Рисунок 10) эталонной дейтериевой лампы ДДС – 30, в которой источником излучения служит разряд с полым катодом в смеси дейтерия и водорода, по линиям излучения D_α (656,106 нм) и H_α (656,278 нм). Наравне с лампой в отдельной серии экспериментов в качестве эталонного источника излучения был использован тлеющий разряд в водороде во всем объеме вакуумной камеры.

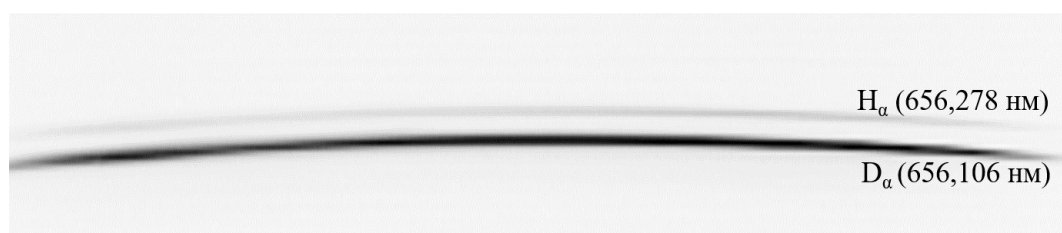


Рисунок 10 Спектр дейтериевой лампы

Изотопический сдвиг линий D_{α} и H_{α} составляет 0,172 нм, что оценочно соответствует 12 пикселям ПЗС-матрицы. Это позволило определить линейную дисперсию спектрального прибора, которая составила:

$$D = 0,014 \frac{\text{нм}}{\text{px}} = 0,1 \frac{\text{нм}}{\text{мм}}$$

Полученные спектры излучения дейтериевой лампы позволили определить не только линейную дисперсию, но и ширину аппаратной функции спектрометра по всей ширине видимой области пространства. Данная величина посчитана как ширина на полувысоте функции Гаусса, вписанной в распределение интенсивности свечения излучения от длины волны. В итоге:

$$\beta \approx 5 \text{ px} = 0,057 \text{ нм}$$

Кроме определения основных характеристик спектрального прибора, с помощью регистрации излучения дейтериевой лампы мы получаем сведения о базовом положении, форме и ширине спектральной линии H_{α} , что критически необходимо для определения скорости вращения плазмы.

Для определения скорости вращения был использован следующий алгоритм, реализованный в математической среде Wolfram Mathematica:

1. Изображение спектральной линии было разбито на вертикальные полосы шириной 1 пиксель.
2. Для каждой из таких полос было построено распределение интенсивности свечения, каждое из которых имеет форму, похожую на распределение Гаусса.
3. В эти распределения вписывалась функция Гаусса для повышения точности определения положения центра спектральной линии, затем находилось его смещение.

4. Построение графика, где по горизонтальной оси – пространственная координата, по вертикали – длина волны, являющаяся центром вписанной модельной функции.

Такой алгоритм применялся как к калибровочной линии дейтериевой лампы, так и к экспериментальной линии излучения. Затем была найдена разность этих двух функций. Координаты положения центров спектральной линии линейным образом переводятся в длины волны (линейная скорость), т.к. нам известна дисперсия спектрального прибора. В результате получаем распределения скорости плазмы от пространственной координаты.

Во всех представленных результатах в погрешность входят изменения значений параметра от выстрела к выстрелу. Фотографии спектральной линии снимаются в одно время по длительности разряда, далее усредняются значения, а затем находится отклонение. Также в ошибку входит погрешность, возникающая при математической обработке.

§ 2.2.1 Теоретические модели для интерпретации данных, полученных зондом Маха.

Зондовые методы диагностики для изучения локальных параметров плазмы являются наиболее распространенными и доступными. Они позволяют производить локальные измерения параметров плазмы в широком диапазоне, являясь наиболее доступным инструментом исследований тонкой структуры разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Безусловным достоинством зондовых методов является простота измерений и измерительной аппаратуры. Основным недостатком – 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.

Наиболее простое устройство для определения продольной компоненты скорости плазмы – зонд Маха. Зондовая теория постулирует, что при наличии дрейфа частиц в потоке плазмы поток ионов к наветренной стороне зонда будет больше, чем поток ионов к подветренной стороне.

Самая простейшая конструкция зонда Маха (Рисунок 11) состоит из двух электродов, отделенных друг от друга изолятором, каждый из которых измеряет ионный ток насыщения I_{sat} .

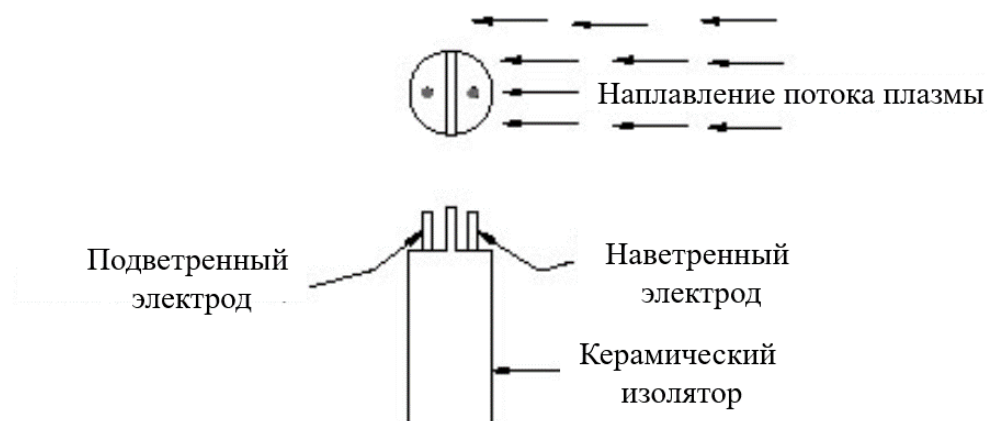


Рисунок 11 Схема зонда Маха

В случае если скорость потока плазмы равно 0, то два электрода должны регистрировать одинаковый ток насыщения. Если же скорость потока плазмы ненулевая (Рисунок 11), то электрод, обращенный к потоку, будет регистрировать бóльший ток I_{up} , чем электрод, обращенный низ по потоку I_{down} .

Подобрать теоретическую интерпретацию, наиболее точно описывающую взаимосвязь между током насыщения и скоростью потока плазмы является основной сложностью в теории зондов Маха и называется проблемой калибровки зонда Маха. В конечном счете, модели, которые связывают токи насыщения с наветренной и подветренной сторон со скоростью потока плазмы, сводятся к выражению вида [25]:

$$R = \frac{I_{up}}{I_{down}} = \exp(kM), \quad (10)$$

где число Маха $M = V_{flow}/C_s$, $C_s = \sqrt{2T_e/m_i}$, а коэффициент k – константа, определяемая выбранной моделью описания системы, R – отношение токов насыщения, регистрируемых с двух сторон относительно барьера.

Такая простая теоретическая интерпретация усложняется необходимостью учета влияния магнитного поля на сбор ионов электродами. Если ларморовский радиус иона r_L намного больше характерного размера собирающей поверхности зонда r_p , то ионы считаются незамагниченными. В противном случае ионы замагничены, поэтому ключевым параметром для выбора подходящей модели является отношение ларморовского радиуса иона к размеру зонда.

Нам наиболее интересно рассматривать случай незамагниченной плазмы, так как в нашей системе ларморовский радиус иона больше размеров зонда Маха, поэтому считается, что ионы незамагничены.

Первоначально интерпретация зондовых измерений в мировой практике была сосредоточена на одномерных моделях потоков плазмы и измерении параллельного потока, а затем была расширена для измерения потоков и в поперечном поле.

Теория зондовых измерений скорости потока плазмы в незамагниченной или слабо замагниченной плазме более сложна, чем для замагниченного случая, где можно применить одномерную модель для интерпретации результатов. Для незамагниченной плазмы требуется 2D или 3D анализ, поэтому, хотя зонды Маха ранее использовались в плазменных экспериментах, теория интерпретации зондов Маха в этом приближении развита недостаточно [26, 27].

Конструкции маховских зондов претерпевают изменения на более сложные, некоторые из которых способны регистрировать потоки плазмы под различными углами относительно основного потока для более четкого определения направления движения.

Различия между токами насыщения, собранными электродами с разных сторон относительно барьера не связаны с тем, что ионы пересекают дебаевский слой с более высокой скоростью. Скорость ионов ограничивается

скоростью звука, что является критерием для формирования дебаевского слоя, тогда поток ионов к собирающей поверхности определяется силами, действующими в оболочке (Рисунок 12).

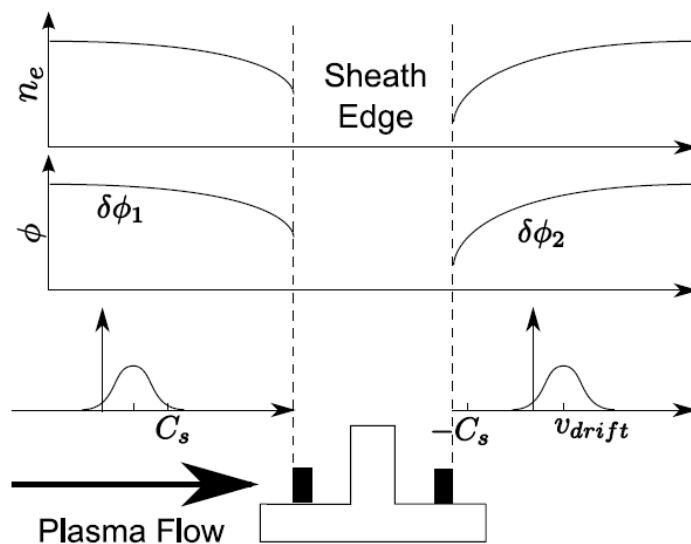


Рисунок 12 Схема работы зонда Маха [28]

Рассмотрим дрейфующее максвелловское распределение скоростей для ионов. Поле в преслое, необходимое для ускорения ионов должно быть больше для подветренной стороны, чем для наветренной по критерию Бома (Рисунок 12), который заключается в том, что для существования стационарного слоя необходимо, чтобы скорость ионов V_i , входящих в слой со стороны плазмы, превышала скорость ионного звука c_s .

Плотность электронов, определяемая соотношением Больцмана, будет ниже с подветренной стороны, так как падение потенциала через преслой будет больше. В условиях квазинейтральности плотность соответственно падает, поэтому поток ионов через край слоя к зонду будет ниже с подветренной стороны.

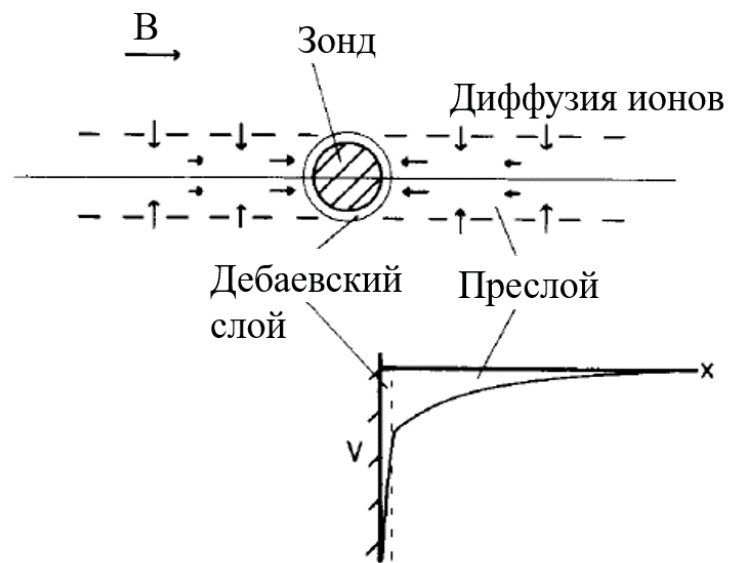


Рисунок 13 Схема сбора ионов в сильном магнитном поле

Значение скорости потока ионов в невозмущенной плазме определяется путем сравнения токов ионного насыщения с двух сторон от барьера.

В случае незамагниченной плазмы ($\rho > r_p$) происходит искажение преслоя по сравнению со случаем замагниченной плазмы (Рисунок 13). Вследствие чего модели, которые интерпретируют результаты, регистрируемые зондом, становятся сложнее.

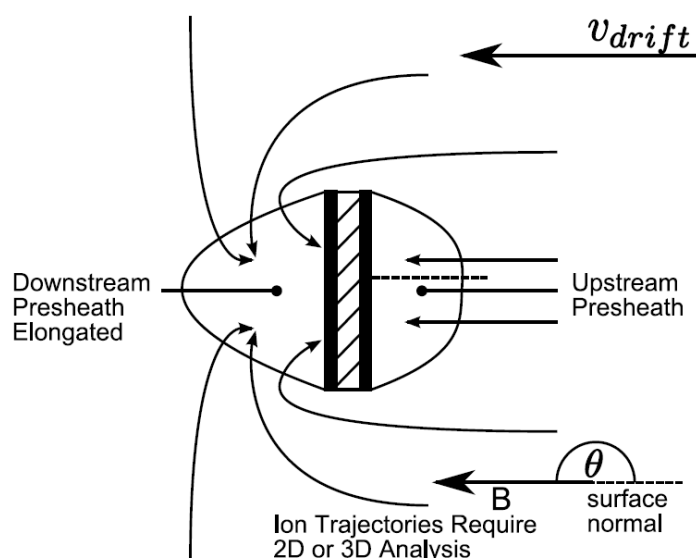


Рисунок 14 Поток частиц, показывающий искажение преслоя ниже по потоку, в случае незамагниченной плазмы [28]

Как говорилось ранее, все теории выражают соотношение токов насыщения, регистрируемых электродами, находящимся по разные стороны относительно барьера, в соответствии с формулой (10), которую можно представить в следующем виде:

$$M = \frac{1}{k} \ln \frac{I_{up}}{I_{down}} \quad (11)$$

Хочется отметить, что калибровочная константа k , как правило, может зависеть от T_e и T_i . Именно определение k для различных температур плазмы является основой теории и работ по моделированию в случае незамагниченной плазмы.

Хадис и Лидский [29] разработали модель токов ионного насыщения в незамагниченной плазме в приближении $T_i \ll T_e$. В результате получили аналитическую формулу для интерпретации результатов, полученных зондом Маха:

$$R = \exp\left(4 \sqrt{\frac{T_i}{T_e}} M_\infty\right). \quad (12)$$

Данная модель представляет собой одномерную цилиндрически симметричную систему, предполагающую, что падения потенциала в нисходящем и восходящем электродах изменяются из-за скорости дрейфа.

Такая модель стала широко распространена и использовалась для измерений скорости потока плазмы в небольших экспериментах с слабо замагниченной плазмой, однако она не является максимально точной, что и было определено в поздних экспериментальных кампаниях.

Чанг [30] в 1991 году разработал теорию с более сильным физическим обоснованием. Он использовал одномерную кинетическую модель, принимая перпендикулярную скорость в качестве исходного члена и пренебрегая вязкими членами, чтобы разработать модель с экспоненциальной зависимостью. Значения числа Маха согласуются со значениями, полученными в предыдущей модели в случае малого T_i/T_e .

Это, возможно, объясняет продолжающееся использование и успех модели Хадиса и Лидского [31], так как многие эксперименты, в которых использовались немагнитные зонды, проводились в режиме низких ионных температур.

Еще одна модель Хадиса и Лидского, разработанная на основе одномерного ионно-кинетического анализа, приводит к такому аналитическому конечному результату:

$$k = \frac{\sqrt{32T_i(T_i + T_e)}}{T_e} \quad (13)$$

Для значений, примерно соответствующим параметрам нашей системы, $T_i \sim 2$ эВ и $T_e \sim 8$ эВ константа $k = 3,16$.

В работе 2002 года Хатчинсон [32] провел моделирование частиц в ячейке (PIC) для немагнитного случая использования зонда Маха, чтобы определить соотношение токов насыщения. В результате численного моделирования получились значения $k = 1,34$ для $T_i/T_e < 3$. Такая модель продемонстрировала точность результата до 10%.

Андо [33] провел эксперименты, в которых использовал данное теоретическое описание, и обнаружил, что его результаты согласуются с такой моделью. Также был продемонстрирован тот факт, что влияние геометрии зонда оказывается незначительным в данном случае.

В 2009 году Чой предложит более сложную идею определения коэффициента k в зависимости от столкновительности. Он предположил, что результат столкновительной модели не согласуется с экспоненциальной формой, где присутствует постоянный калибровочный коэффициент k , который скорее всего должен является функцией, зависящей от числа Маха. Расчет коэффициентов приводит к такой зависимости:

$$k = 6,57 (1 - 1,5M_0 + 5,67M_0^2) \quad (14)$$

Такой результат был получен благодаря численному моделированию и описан в [34].

Учет столкновений ионов и нейтральных атомов дает гораздо больший вклад в соотношение для скорости дрейфа по сравнению с бесстолкновительной моделью. Следовательно, из одинаковых соотношений плотностей тока, полученное значения числа Маха намного меньше, чем из бесстолкновительных моделей (Рисунок 15) [34].

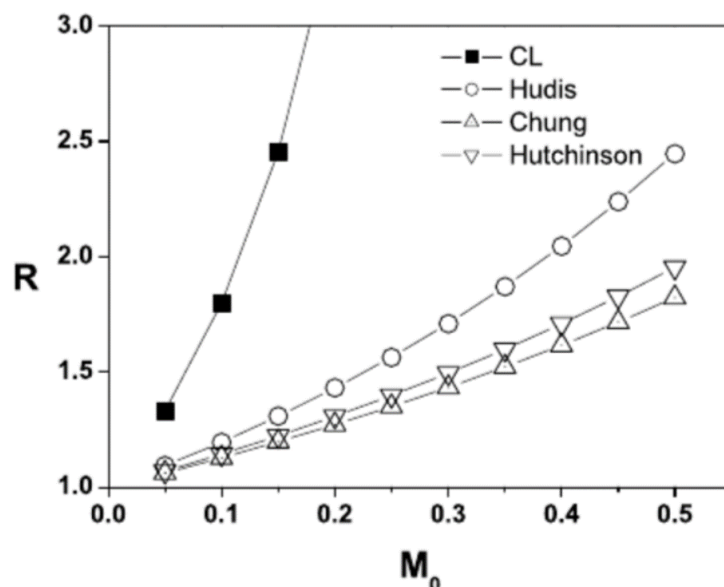


Рисунок 15 Различия в определении числа Маха в зависимости от выбранной модели

Недостаточное знание T_i и T_e в локализованных областях ограничивает возможность обнаружения различий применяемых моделей в эксперименте. Кроме того, большая часть написанных статей посвящена поведению сферического зонда Маха, сконструированного из двух взаимно изолированных полусфер, в то время как зонд Маха, используемый нами, представляет собой зонд с параллельными пластинами, поэтому неизвестно насколько сильным будет влияние геометрии зонда на конечный результат.

В условиях немагнитной плазмы отношение регистрируемых токов ионного насыщения не может достоверно определить скорость потока плазмы. Это происходит из-за того, что при большой ларморовской орбите, ион, налетающий с одной стороны относительно перегородки может попасть на электрод, собирающий поток с противоположной стороны. В результате мы регистрируем ток не только «правильных» ионов, но и паразитный. К сожалению, определить вероятность такого попадания крайне сложно для произвольной конструкции зонда Маха.

Значение ларморовского радиус иона $\rho_i \sim 0,5 - 1$ см в нашей системе превышает размерные параметры зонда Маха, что усложняет не только интерпретацию регистрируемых результатов, но и его конструкцию. В таком случае барьер, отгораживающий собирающие электроды друг от друга не может иметь произвольные размера. Необходимо подобрать перегородку таких размеров, чтобы, с одной стороны, возмущение плазмы ввиду помещения зонда было минимальным, но, с другой стороны, размеры барьера должны быть сопоставимы с ларморовским радиусом ионов.

§ 2.2.2 Влияние тени зонда на определение скорости потока плазмы

Зонд создает геометрическую тень низкой плотности ниже по течению относительно перегородки, которая влияет на плотность тока, регистрируемого зондом в столкновительной плазме, если длина свободного пробега иона меньше длины тени зонда, то это приводит к ошибочным значениям числа Маха.

Существует простой поправочный член, корректирующий значение числа Маха, полученного путем зондовых измерений, в том случае, когда известны скорость звука, средняя длина свободного пробега, температура ионов и коэффициент диффузии плазмы поперек магнитного поля.

Эффект, создаваемый тенью от зонда, должен учитываться всякий раз, когда длина свободного пробега иона равна по порядку величины длине тени в линейных устройствах.

Многие исследования зонда Маха [35, 36] предполагают, что длина преслоя - это «естественная» длина предварительного слоя, равная

$$L_n = \frac{w^2 c_s}{D_{\perp}} \sim 8 \text{ см} \quad (14)$$

где w – диаметр (размер) зонда, c_s - скорость звука, а D_{\perp} - поперечный коэффициент диффузии, формула которого представлена ниже:

$$D_{\perp} = \frac{D_{\perp A}}{1 + \left(\frac{\omega_{ci}}{v_i}\right)^2 + \frac{\mu_i}{\mu_{\beta}} \left(1 + \left(\frac{\omega_{c\beta}}{v_{\beta}}\right)^2\right)} \quad (15)$$

где β – сорт частиц, $\omega_{c\beta}$ - циклотронная частота, v_{β} - общая частота столкновений, μ_{β} - подвижность.

Коэффициент перпендикулярной амбиполярной диффузии определяется выражением:

$$D_{\perp A} = \frac{v_{Ti}^2}{v_i} \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) \quad (16)$$

где $v_i = v_{i-e} + v_{i-n}$.

Но это верно только для случая полностью ионизованной плазмы с максвелловскими электронами. В случае, когда длина свободного пробега иона $\lambda_i < L_n$, тогда длина преслоя пропорциональна средней длине пробега между столкновениями ионов и нейтральных атомов. В результате, когда в плазме присутствуют нейтральные атомы, фактическая длина преслоя может быть короче, чем «естественная» длина.

Длина геометрической тени зонда:

$$L_g = \frac{w^2 V_d}{D_{\perp}} \sim 5 \text{ см} \quad (17)$$

где v_d - скорость дрейфа ионов плазмы. Это масштаб длины области обедненной плотности, так как зонд действует как физическое препятствие в плазме.

Если длина преслоя плазмы меньше длины геометрической тени зонда, то, как показано на схеме (Рисунок 16) [37], собранный ток насыщения ионов будет представлять собой более низкую возмущенную плотность в тени из-за стержня зонда вместо плотности невозмущенной плазмы. Тогда более низкий ток насыщения ионов на стороне ниже по потоку будет выглядеть как искусственно увеличенное число Маха.

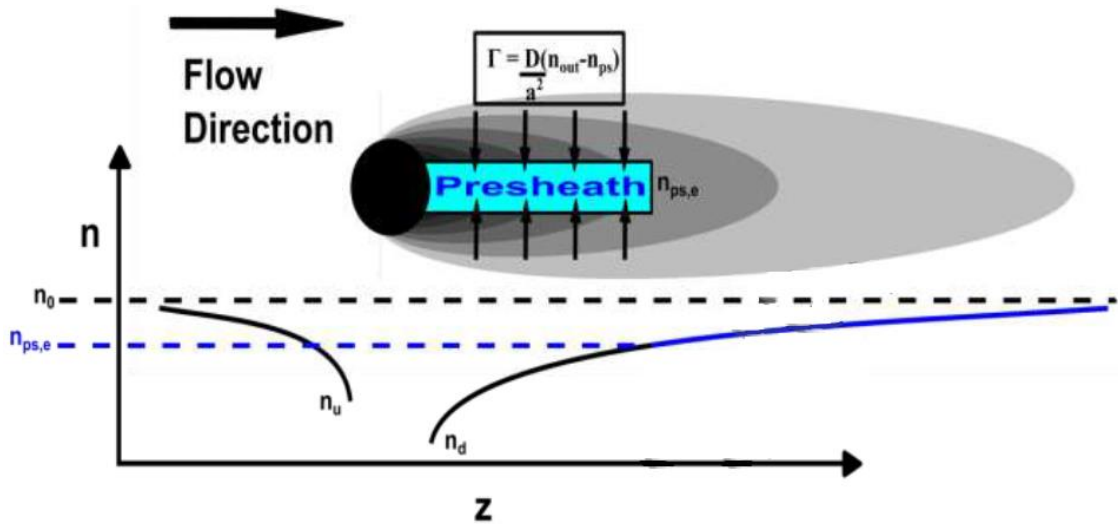


Рисунок 16 Схема тени зонда

Черный круг (Рисунок 16) представляет собой зонд Маха, серая область ниже по течению от зонда представляет геометрическую тень низкой плотности, а более темный серый - более низкую плотность.

На графике под рисунком проиллюстрировано падение плотности в преслое, обозначенное черным цветом, а синим цветом - падение плотности из-за тени зонда, которая демонстрирует уменьшенную плотность на краю.

Этот эффект может быть продемонстрирован с использованием упрощенной модели для плотности плазмы вниз по течению. Ионы представляются как жидкость, тем самым пренебрегаются электростатические эффекты.

Рассмотрим плазму в геометрии слоя прямоугольной формы с переносом в направлении, параллельном магнитному полю, в котором преобладает диффузия поперек магнитного поля:

$$v_d \frac{\partial n}{\partial z} = - D_{\perp} \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} \quad (18)$$

где v_d - скорость дрейфа, параллельная магнитному полю, D_{\perp} - диффузия поперек магнитного поля, z - координата, параллельная магнитному полю, а y - координата, перпендикулярная полю.

Геометрическая тень зонда создает область низкой плотности плазмы вниз по потоку от зонда, как показано на схеме (Рисунок 16). По мере увеличения магнитного поля перпендикулярный диффузионный транспорт уменьшается, что приводит к увеличению длины геометрической тени.

Чтобы рассчитать поправочный член необходимо знать величину плотности нисходящего потока на краю преслоя относительно невозмущенной плотности восходящего потока.

Предполагая, что скорость дрейфа постоянная формулу (18) можно представить в виде в виде:

$$\frac{\partial n}{\partial z} + \frac{D_{\perp}}{v_d} \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} = 0 \quad (19)$$

Для такой модели были использованы следующие граничные условия:

$$n(y, z = 0) = \begin{cases} n_0, & y \geq a \\ 0, & -a < y < a \\ n_0, & y \leq -a \end{cases} \quad (20)$$

где n_0 - плотность невозмущенной плазмы, a - размер зонда.

В результате получено аналитическое решение для плотности плазмы, находящейся ниже по потоку [19]:

$$n_d(y, z) = n_0 \left(1 - \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf}\left((y + a) \sqrt{\frac{v_d}{4D_{\perp}z}}\right) - \operatorname{erf}\left((y - a) \sqrt{\frac{v_d}{4D_{\perp}z}}\right) \right] \right) \quad (21)$$

Для параметров нашего зонда Маха:

$$n_d \sim 0,85 \cdot n_0$$

Данные поправки необходимо учитывать при конечном определении скорости потока плазмы, а также при выборе теоретической модели, описывающей нашу систему.

Глава 3. Определение скорости плазмы в винтовой открытой ловушке СМОЛА

§ 3.1 Определение скорости плазмы по доплеровскому сдвигу

Первые эксперименты проводились только во входном расширителе без установленного соленоида. В этом режиме плазма осаждалась на стенке расширителя. В этом случае скорость вращения плазмы, а, следовательно, радиальное электрическое поле сильно зависят от приложенного магнитного поля.

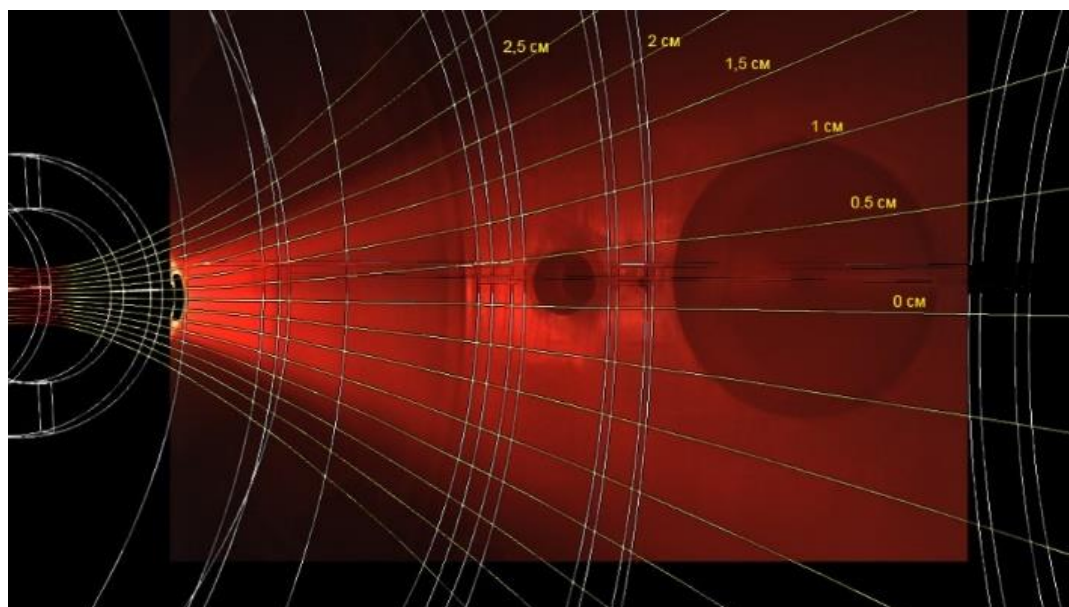


Рисунок 17 Фотография плазменной струи в расширителе установки СМОЛА с наложенными расчетными силовыми линиями магнитного поля

В этой конфигурации был проведен ряд экспериментов с различной амплитудой и направлением магнитного поля. Эти эксперименты проводились в основном для проверки способности диагностической системы регистрировать вращение плазмы.

Показана зависимость скорости вращения плазмы от амплитуды магнитного поля (Рисунок 21). Эта зависимость объясняется модификацией распределения потенциала при разных диаметрах пятна контакта плазмы с заземленной вакуумной камерой и различной степенью расширения.

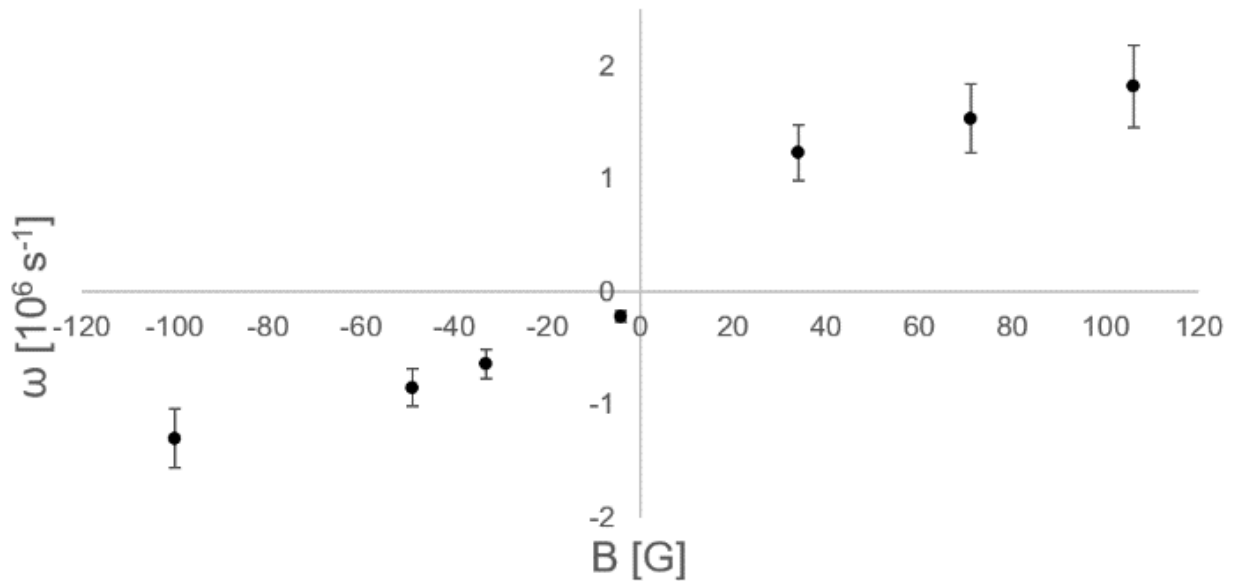


Рисунок 18 Зависимость скорости вращения плазмы от амплитуды магнитного поля

Ожидалось, что скорость вращения плазмы обратно пропорциональна амплитуде магнитного поля. Однако эксперимент продемонстрировал противоположный результат, предположительно из-за малого расстояния между областью плазмы и заземленной стенкой вакуумной камеры. Было показано, что в дальнейших экспериментах необходимо использовать плазмоприемник, расположенный на достаточно большом расстоянии.

Эти данные измерений были важны с методологической точки зрения, так как позволили диагностировать работу спектральной системы.

В режиме 1 (2018 год) была выполнена серия экспериментов с различной конфигурацией, амплитудой и направлением магнитного поля. Была

проведена серия экспериментов для наблюдения изменения скорости вращения плазмы в разное время относительно начала разряда.

В этом режиме работы прямое или спиральное магнитное поле включалось в 12 мс и 60 мс соответственно, а напряжение между анодом и катодом и подача газа начинались в 60 мс. Магнитные поля и напряжение между анодом и катодом отключались через 320 мс, а напуск газа прекращался через 300 мс. Таким образом, продолжительность разряда составляла около 250 мс.

Вышеуказанная зависимость построена для 4 режимов работы устройства (Рисунок 22): удержание плазмы (прямое магнитное поле), удержание плазмы (винтовое магнитное поле) и ускорение плазмы (прямое магнитное поле), ускорение плазмы (винтовое магнитное поле). Экспозиция камеры на каждом снимке была одинаковой (10 мс).

В отличие от первых экспериментов в этой серии обнаружено дифференциальное вращение плазмы. В этом случае центральная часть плазмы ($r \sim 3$ см) вращается быстрее, чем периферия.

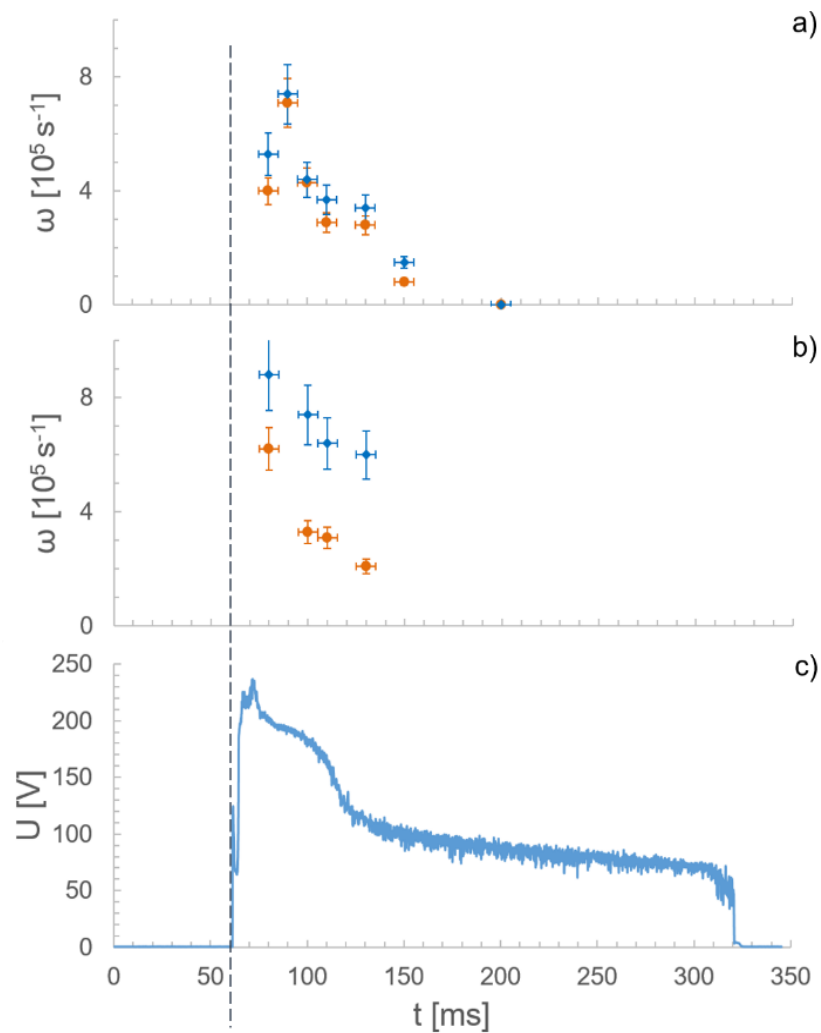


Рисунок 19 а) Режим удержания плазмы, б) режим ускорения плазмы: синий – винтовое магнитное поле, красный – прямое магнитное поле, в) Потенциал на плазмоприемнике, Пунктирная линия – старт плазмы

В режиме 2018 года скорость вращения плазмы падает со временем. Данное явление может объясняться ростом давления нейтрального газа, что приводит к возникновению силы, подобной трению, из-за процессов перезарядки, а также с падением разности потенциалов между анодом и катодом. В результате максимальная скорость вращения для каждого режима была зарегистрирована примерно через 30 мс после старта плазмы и составляет $\sim 7 \cdot 10^5 \text{ с}$.

Отмечено, что при работе в режиме ускорения плазменного потока скорость вращения выше, чем в режиме удержания.

Зависимость скорости вращения плазмы от радиального профиля (Таб. 2) электростатического потенциала в режиме 2018 года представлена ниже.

Таблица 2 Зависимость скорости вращения плазмы от режима работы плазмоприемника

Режим работы плазмоприемника	Скорость вращения
Все пластины заземлены	$\omega = (7,9 \pm 0,9) \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$
Потенциал плазмоприемника плавающий, потенциалы пластин одинаковы	$\omega = (8,7 \pm 1) \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$
Каждая пластина находится под собственным плавающим потенциалом (прямое поле)	$\omega = (9,8 \pm 1,1) \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$
Каждая пластина находится под собственным потенциалом (винтовое поле)	$\omega = (10,5 \pm 1,2) \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$

Скорость вращения плазмы на 20-25% выше в случае, когда каждая пластина плазмоприемника находится под собственным плавающим потенциалом.

По результатам изложенных выше экспериментов были выдвинуты предположения об основных регулируемых параметрах системы, управление которыми может обеспечить изменение скорости вращения.

Предположительно, такими параметрами являются:

- 1) напряжение, поданное между катодом и анодом плазменной пушки,
- 2) потенциалы пластин секционированного плазмоприемника,
- 3) давление нейтрального газа в системе,

- 4) ведущее магнитное поле,
- 5) степень расширения магнитного поля при контакте с плазмоприемником.

Исходя из этого, основной задачей экспериментов 2019 года являлось управление скоростью вращения и достижение максимальных значений линейной скорости на периферии плазмы.

На пластины плазмоприемника подавался заданный потенциал. Разность потенциалов между соседними пластинами составляла 50 В. Первые две пластины плазмоприемника были соединены с катодом плазменной пушки. В этом режиме работы скорость вращения плазмы остается постоянной на протяжении всего разряда (Рисунок 20). Абсолютное значение скорости составляет $\sim 2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Изменение максимального значения скорости связано с повышением амплитуды магнитного поля и изменением радиального профиля электрического поля.

Оптимизация газовых условий и усиление энергетика источника плазмы позволили устранить эффект снижения скорости вращения на протяжении разряда.

В отдельных экспериментах разность потенциалов между двумя внешними пластинами плазмоприемника была увеличена до 100 В. Существенного изменения скорости вращения не наблюдалось.

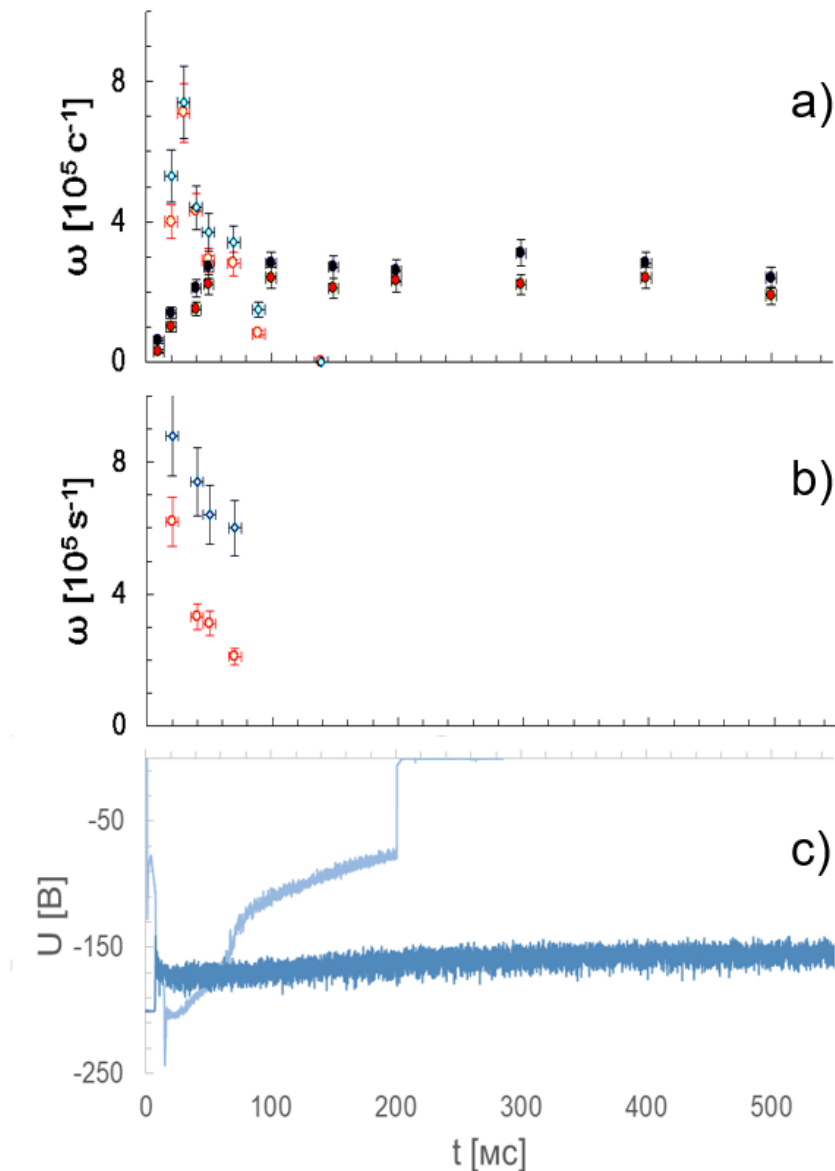


Рисунок 20 а) Режим удержания плазмы, б) Режим ускорения плазмы. Незакрашенные точки – режим 2018 года, покрашенные точки – режим 2019 года. Синий – винтовое магнитное поле, красный – прямое магнитное поле
 с) Потенциал на плазмодриемнике: светло-синий -2018, темно - синий - 2019,
 0 – старт плазмы

Были получены зависимости скорости вращения плазмы в стандартном режиме магнитного поля с пробочным отношением $R = 3$ и полем в винтовой секции $B = 500$ Гс от напряжения, поданного между катодом и анодом

плазменной пушки в режиме прямого магнитного поля, так как при таких условиях работы установки скорость вращения плазмы в винтовом и магнитном полях на уровне погрешности идентична (Рисунок 21).

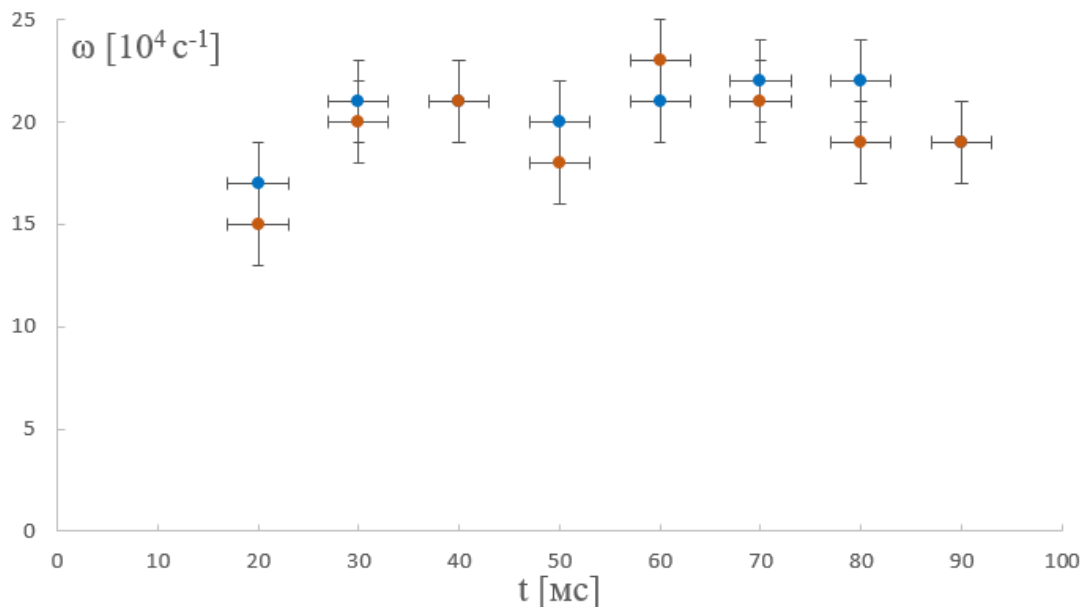


Рисунок 21 Зависимость скорости вращения плазмы от времени в режиме прямого и винтового магнитного поля $U_{\text{ак}} = 200 \text{ В}$.

Изменение степени расширения осуществлялось включением последней катушки выходного расширителя навстречу основной магнитной системе. В такой конфигурации пластины плазмодриемника проецируются на внутреннюю часть плазменной струи, создавая большее радиальное электрическое поле. При некоторой степени расширения периферийная область плазмы проецируется не только на плазмодриемник, состоящий из 5 пластин, но и на корпус установки, который является в данном случае 6 секцией плазмодриемника. На рисунках 22 и 24 представлены расчетная конфигурация магнитного поля для тока в выходной катушке 0 А и 70 А соответственно при стандартном режиме магнитного поля с пробочным отношением $R = 3$ и полем в транспортной секции $B = 500 \text{ Гс}$.

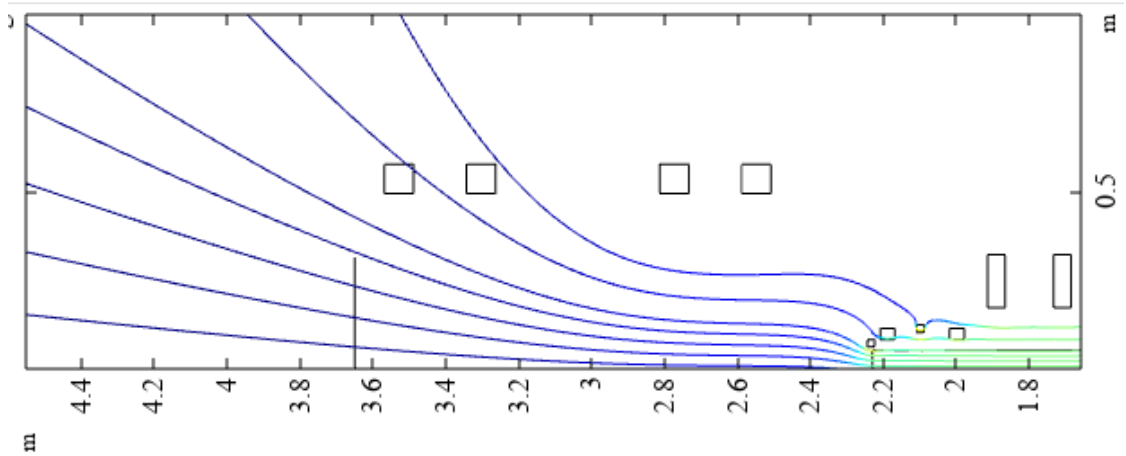


Рисунок 22 Расчетные силовые линии магнитного поля при коэффициенте расширения 35 на плазмодриемнике (3,65 м)

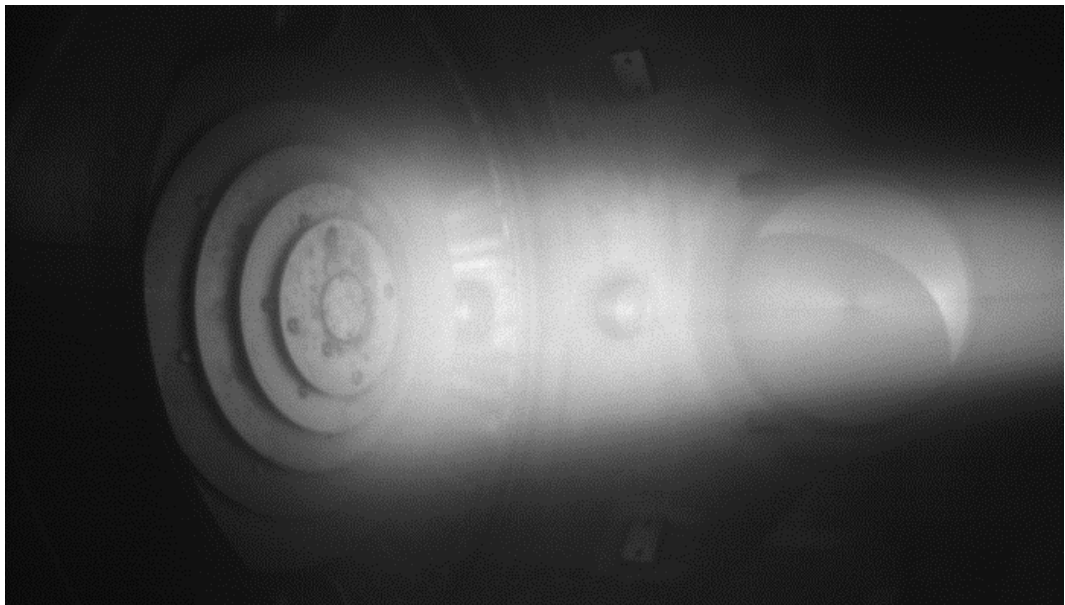


Рисунок 23 Фотография плазменной струи в области плазмодриемника (степень расширения 35)

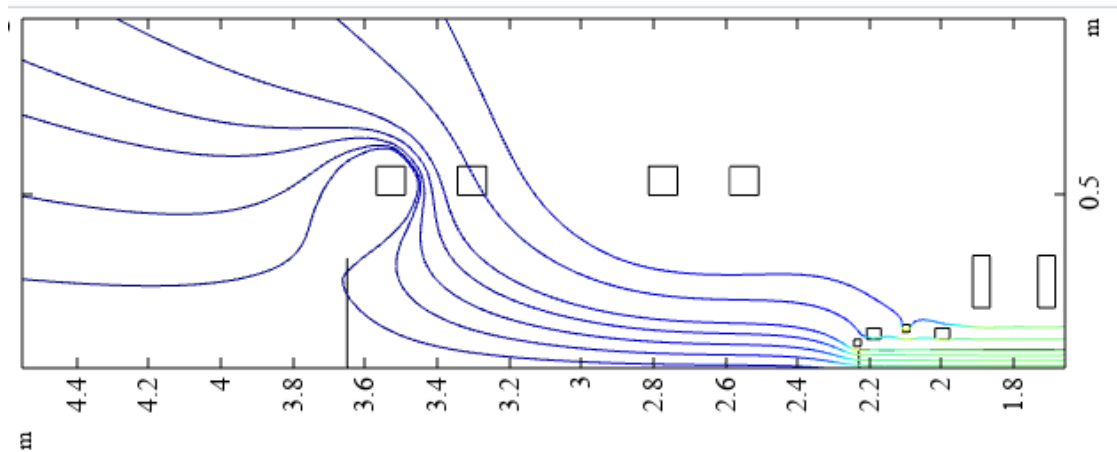


Рисунок 24 Расчетные силовые линии магнитного поля при коэффициенте расширения 170 на плазмодриемнике (3,65 м)

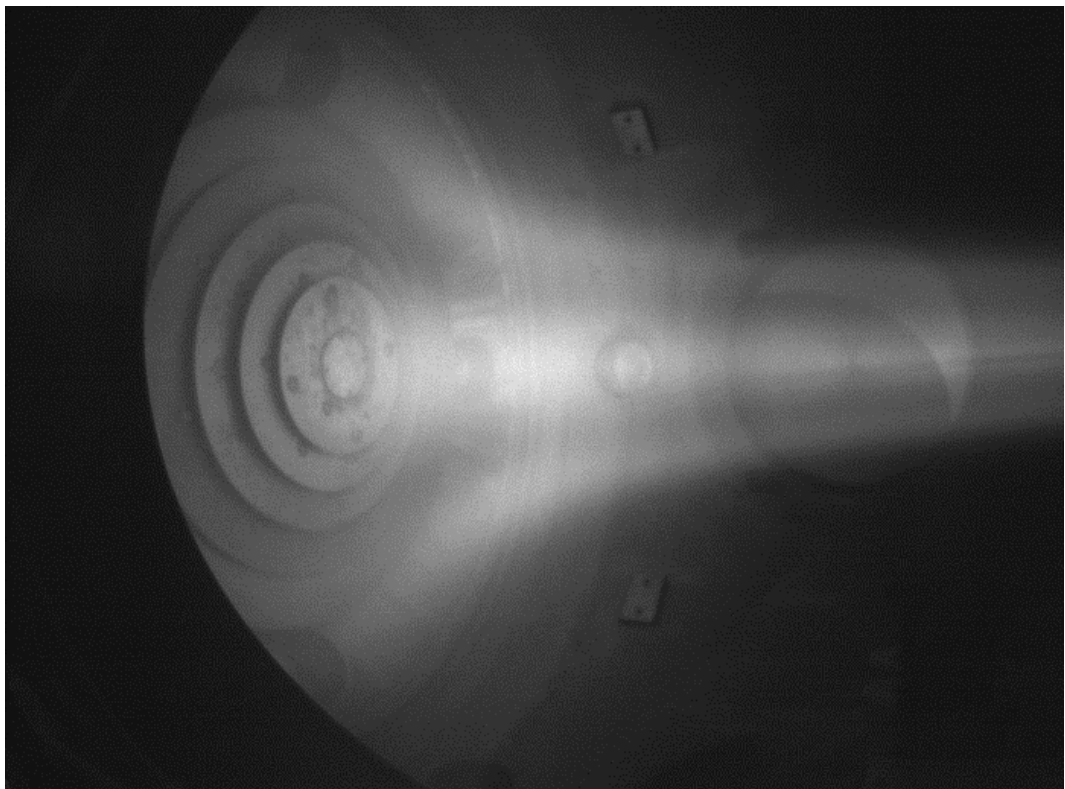


Рисунок 25 Фотография плазменной струи в области плазмодриемника (степень расширения 170)

Также в данной серии экспериментов изучалась зависимость скорости вращения плазмы от потока газа, поступающего в плазменную пушку.

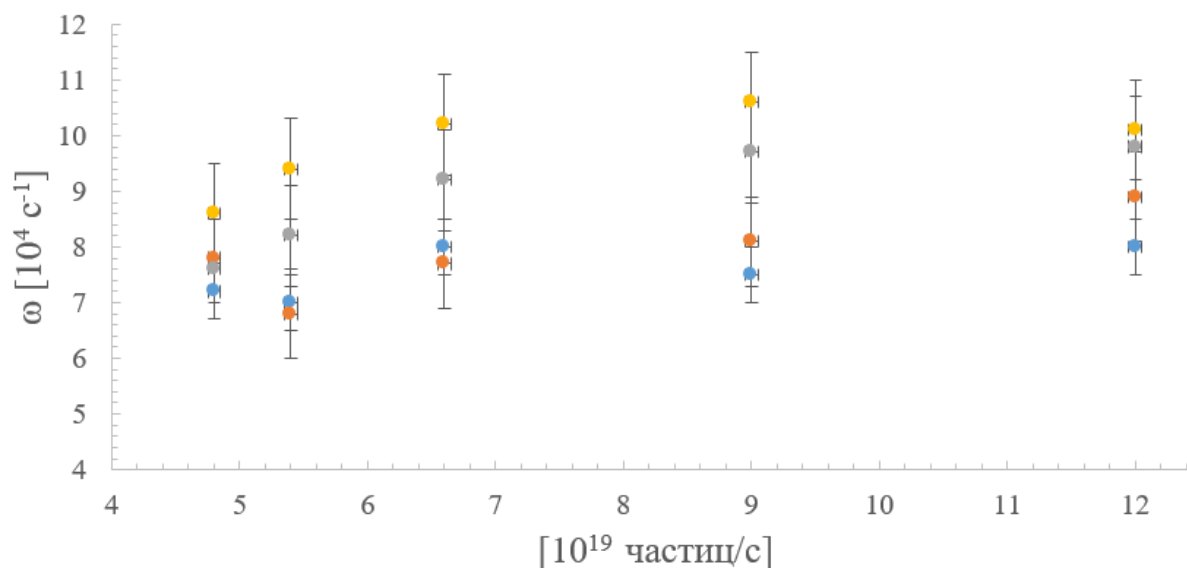


Рисунок 26 Зависимость скорости вращения плазмы от потока напускаемого газа и степени расширения на плазмодриемнике: степени расширения: синий – 35, красный – 70, серый – 170, желтый – 250.

Скорость вращения плазмы слабо зависит от изменения потока газа в представленном диапазоне. Разница между минимально и максимально полученным значения при одинаковой амплитуде магнитного поля последней катушки на уровне $\sim 20\%$, что лежит в пределах погрешности.

Сравнивая результаты при фиксированном потоке частиц $\sim 9 \cdot 10^{19}$ частиц/с, видно, что в зависимости от степени расширения на плазмодриемнике, скорость вращения плазмы увеличивается $\sim 35\%$ по сравнению с режимом, когда катушка была отключена.

Из предоставленных данных следует, что для максимально эффективного режима работы установки по вращению необходимо проводить эксперименты в условиях потока частиц напускаемого газа в плазменной пушке на уровне $\sim (7 \div 9) \cdot 10^{19}$ частиц/с, а также достаточно высокой степени расширения на плазмодриемнике. Пороговое значение степени расширения лежит в диапазоне $70 \div 170$.

Внешний контроль задаваемых потенциалов осуществляется не только плазмоприемником, но и напряжением между анодом и катодом плазменной пушки. Была проведена экспериментальная серия для установления влияния напряжения, поданного между анодом и катодом плазменной пушки, на скорость вращения плазмы во входном расширителе (Рисунок 27).

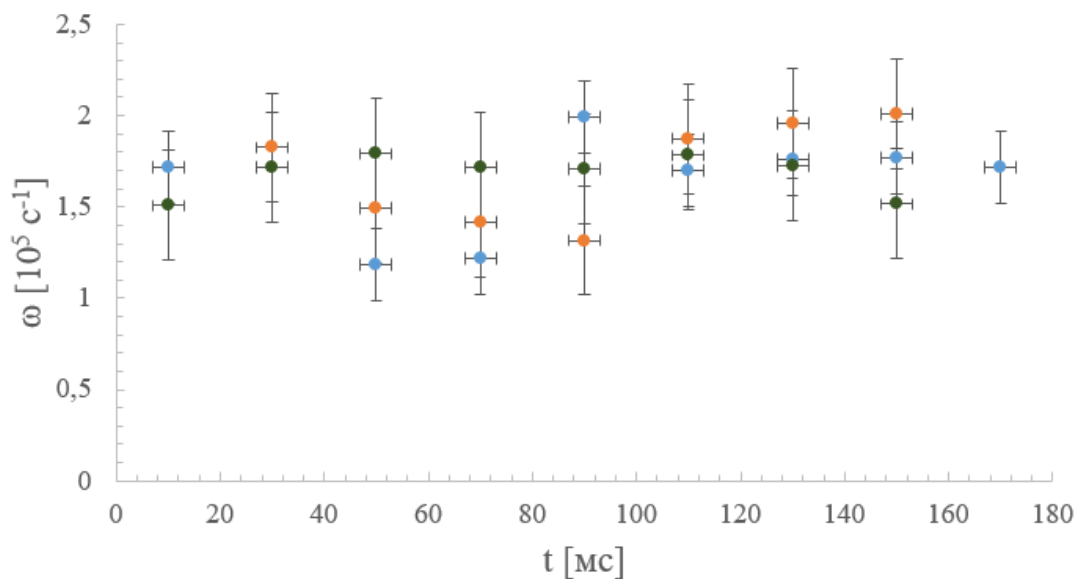


Рисунок 27 Зависимость скорости вращения плазмы от напряжения, поданного между анодом и катодом плазменной пушки. Синий: $U_{ак} = 150$ В, зелёный: $U_{ак} = 200$ В, красный: $U_{ак} = 250$ В.

Вне зависимости от приложенного напряжения между катодом и анодом плазменной пушки скорость вращения плазмы практически одинакова в пределах точности измерений.

Исходя из утверждения, что скорость плазмы, определяемая уравнением (1), должна зависеть от амплитуды не только радиального электрического, но и магнитного поля, были проведены эксперименты, направленные на определение данной зависимости (Рисунок 28).

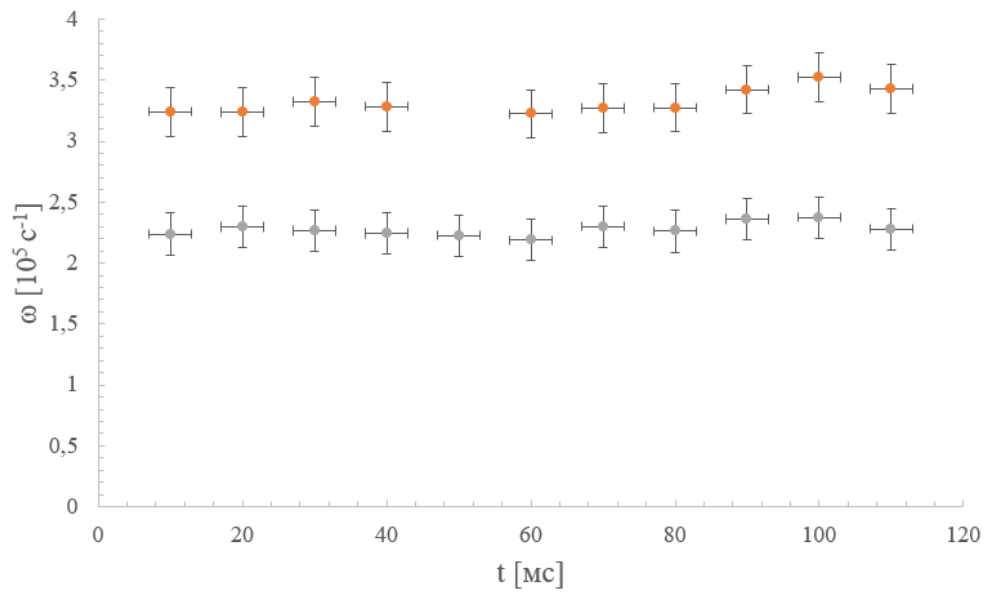


Рисунок 28 Зависимость скорости вращения плазмы от амплитуды магнитного поля. Красный – 400 Гс, серый – 500 Гс.

В результате обнаружено, что при изменении амплитуды магнитного поля с 400 до 500 Гс, наблюдается падение скорости плазмы на величину $\sim 10^5 \text{ c}^{-1}$, что в процентном соотношении соответствует увеличению магнитного поля на 20 %.

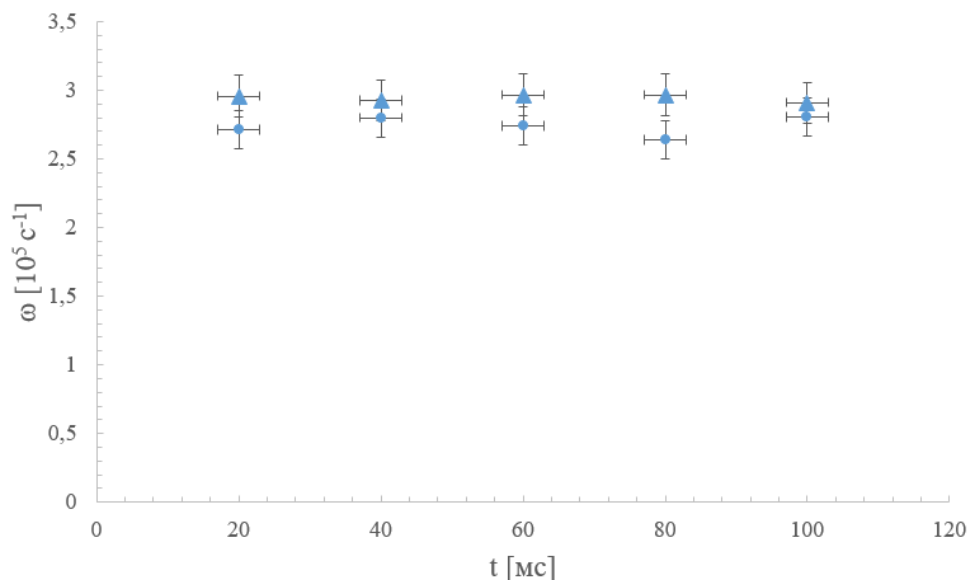


Рисунок 29 Зависимость скорости вращения плазмы от магнитного поля в расширителе. $B = 625$ Гс. Треугольник – максимально возможное поле в выходном расширителе. Круги – обычный режим.

Но в том же время, когда амплитуда магнитного поля была увеличена еще на 20%, то мы уже фиксируем рост скорости вращения плазмы по сравнению с предыдущим случаем.

В качестве сравнения при амплитуде магнитного поля, равной 625 Гс, были сняты зависимости скорости вращения от величины магнитного поля в выходном расширителе. При увеличении значения поля до максимально возможного скорость вращения плазмы увеличивается примерно на 15%.

Из полученных результатов следует, что на данный момент максимальное изменение скорости вращения зависит от газовых условий и конфигурации магнитного поля. Отсутствие явных различий в условиях изменения напряжения на пушки говорит о том, что необходимо искать другие параметры системы, которые можно регулировать для наблюдения изменений скорости вращения плазмы, а также находить режим работы установки, при котором все представленные параметры будут оптимальны для исследования параметров плазмы в концепции винтового удержания.

§ 3.2 Определение скорости плазмы по отношению ионных токов насыщения

В качестве первого прототипа (Рисунок 29) была предложена конструкция зонда Маха, состоящая из двух двойных зондов, отгороженных друг от друга стеклянной перегородкой. Каждый электрод был помещен в отдельный капилляр, а система, состоящая из четырех капилляров и перегородки, установлена в кварцевую трубку.

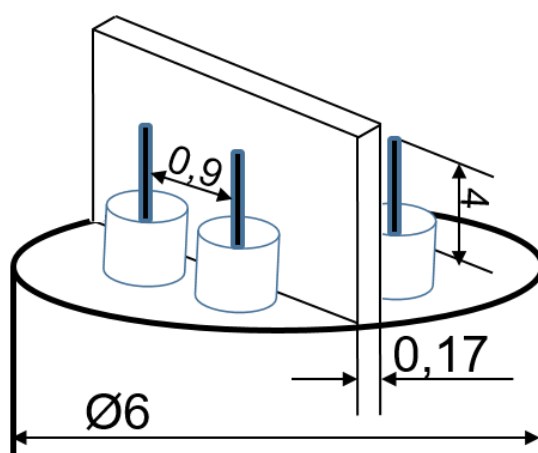


Рисунок 30 первый прототип зонда Маха на установке СМОЛА

В этой конструкции был не учтен тот факт, что температура в центре плазмы превышает температуру плавления обычного стекла, поэтому в этой области мы смогли сделать минимальное количество измерений.

Вторая версия зонда Маха (Рисунок 30) практически повторяет предыдущую за исключением того, что вместо стеклянной перегородки использовалась кварцевая трубка, которая выдерживает более высокие температуры. Такая модификация позволила уйти от приближений замагниченной плазмы, так как размер перегородки был увеличен.

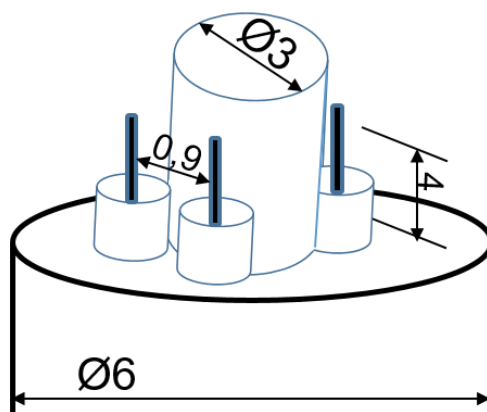


Рисунок 31 Вторая версия зонда Маха на установке СМОЛА

Первая версия зонда Маха, использованная на установке СМОЛА, продемонстрировала правильную работу каждого из двойных зондов по отдельности. Работая в отладочном режиме, данные зонды регистрировали токи насыщения, формы которых соответствовали импульсному включению винтового поля, а также синхронизованы с ним. Это означает, что плотность частиц была ниже в винтовом поле, что совпадает с предсказаниями теории.

В серии экспериментов, направленной на получение зависимости величины, пропорциональной скорости потока плазмы от времени в многоимпульсном режиме (Рисунок 32), зонд был установлен на расстоянии 40 мм от центра плазменной струи в винтовой секции установки СМОЛА. Для интерпретации результатов была выбрана наиболее простая модель Хадски и Лидсона для случая незамагниченной плазмы. Коэффициент k был посчитан с учетом $T_i = 1$ эВ, $T_e = 5$ эВ. Таким образом, в соответствии с формулой (12) $k = 1,8$.

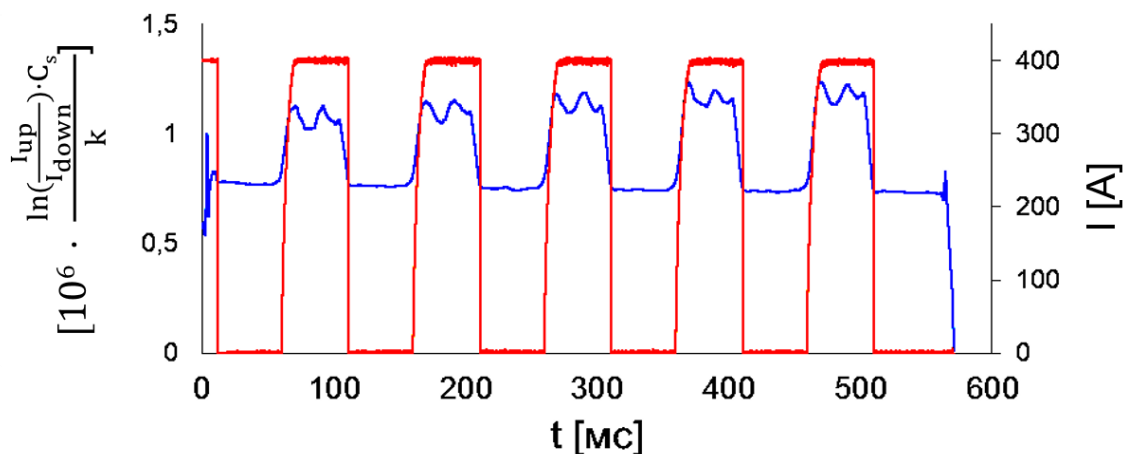


Рисунок 32 Зависимость величины, пропорциональной скорости потока плазмы от времени: синий – отношение сигналов зонда с двух сторон относительно перегородки, красный – ток винтовых катушек

Ожидалось, что при включении винтового поля скорость потока плазмы должна падать, как и описывает теория, но экспериментальные данные говорят об обратном. Такое противоречие скорее всего связано с тем фактором, что первая версия зонда Маха, результаты которого представлены здесь, имел конструкцию, подходящую для случая замагнитченных как ионов, так и электронов, на самом же деле ионы незамагничены в нашей системе. Такой прототип зонда работал только в отладочном режиме, так как после нескольких экспериментальных серий была нарушена его конструкция всвязи с чем не было проведено дополнительных калибровочных выстрелов для получения максимально точной оценки скорости.

В серии экспериментов, проведенных в режиме винтового магнитного поля, была измерена зависимость скорость потока плазмы в винтовой секции от радиуса плазмы. В каждой из точек было сделано по 3 выстрела, по которым и усреднялось значение, а затем данные токов насыщения интегрировались по всему времени, когда система находилась в стационарном режиме. Представлена зависимость величины, пропорциональной скорости потока от радиуса плазмы (Рисунок 33).

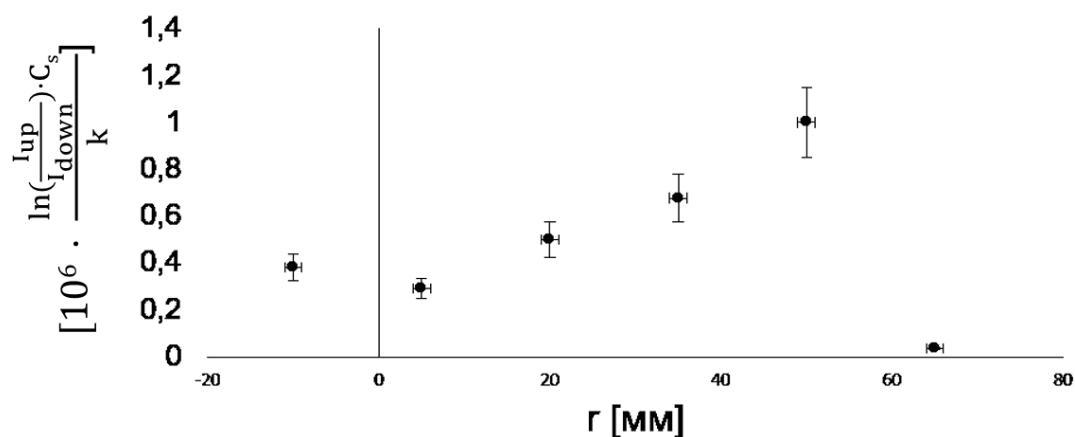


Рисунок 33 Радиальный профиль величины, пропорциональной скорости потока плазмы

Наблюдается падение скорости потока к центру плазменного шнура. Радиус плазмы в винтовой секции установки СМОЛА ~ 5 см, что соответствует полученным данным, так как за пределами плазмы с учетом погрешности зафиксирована нулевая продольная скорость.

На основе данных, полученных в экспериментах с прототипами зонда Маха, была предложена следующая конструкция (Рисунок 34), отличающаяся плоской геометрией и нулевым расстоянием от преграды до электрода. На ситалловую пластинку при помощи магнетронного распыления напылен тугоплавкий металл (модилбден). С помощью лазерной резки сделана разделительная полоса для создания двухэлектродной системы с одной стороны от перегородки. Теория в приближении незамагниченных ионов требует точной геометрии, приближенной к плоскому зонду. Это необходимо для максимально точного расчета площади собирающей поверхности, и, впоследствии, определения продольной скорости плазмы.

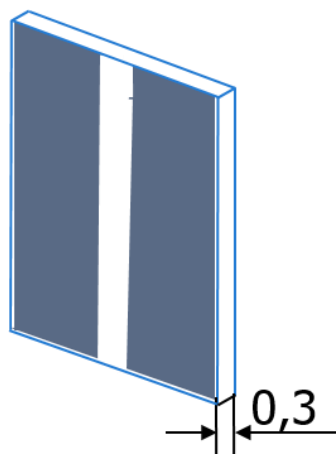


Рисунок 34 Плоский зонд Маха

На ситалловую пластинку, помимо молибдена, был напылен сплав NiAu, позволяющий достаточно легко припаять измерительную систему непосредственно к электроду. Перед погружением такого зонда в установку, была проведена экспериментальная серия, продемонстрировавшая, что такое напыление может выдержать взаимодействие с плазмой.

Конфигурация плоского зонда позволяет рассчитать площадь собирающей поверхности наиболее точно, а также она предотвратит попадания ионов, летящих с противоположной стороны относительно барьера. Это критически необходимо, так как мы должны быть уверены в том, что регистрируется ток только тех ионов, которые летят только вверх или только вниз по течению. В этом случае определение скорости потока плазмы будет максимально точным.

Заключение

В результате проделанной работы экспериментально доказано наличие вращения в установке СМОЛА.

Помимо этого, разработано математическое обеспечение для обработки изображений спектральных линий и восстановления профиля скорости плазмы.

Диагностика на основе спектрометра с пространственным разрешением используется в качестве основного средства контроля профиля вращения плазмы в установке СМОЛА. Измерены и проанализированы зависимости этого важного параметра от режимов работы системы.

Определена зависимость скорости вращения плазмы от времени и режимов работы во входном расширителе установки на уровне $\sim 2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ в последней экспериментальной кампании.

Установлены оптимальные параметры по газонапуску и степени расширения на плазмоприемнике для получения наиболее высоких скоростей вращения плазмы. Максимальная скорость достигнута при коэффициенте расширения на плазмоприемнике в диапазоне $70 \div 250$ и потоке частиц напускаемого газа в плазменной пушке на уровне $\sim (7 \div 9) \cdot 10^{19}$ частиц/с.

Спроектировано 3 прототипа зондов Маха разных конфигураций. Рассмотрены различные теоретические модели интерпретации результатов, полученных маховским зондом для случая немагнитной плазмы.

Получены первые результаты зондовых измерений, демонстрирующих применимость такой конструкции в нашей системе.

Определена величина, пропорциональная скорости движения потока плазмы в винтовой секции установки СМОЛА $\sim 10^6 \text{ см/с}$.

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность научному руководителю Судникову А. В. за терпение, организацию процесса и неоценимое участие при выполнении данной работы. Отдельно хочется поблагодарить заведующего лабораторией 10 ИЯФ СО РАН Бурдакова А. В., на всем протяжении работы проявлявшему должное внимание к данной теме, с.н.с. лаборатории 10 Иванова И. А. – за научное сотрудничество и своевременные замечания, Красулину А. Н. – за помощь в сфере дискретной математики и обработки данных, а также всю команду установки СМОЛА за проведение экспериментальных кампаний, обсуждение и согласование результатов.

Список литературы

1. J. Ongena, Nukleonika **61** (4) 2016,
2. International Energy Agency, World Energy Outlook, (2010),
3. S.V. Mirnov Nucl. Fusion **59** (2019),
4. K. Miyamoto Nucl. Fusion **18**, 2 (1978),
5. H.A.B. Bodin and A.A. Newton Nuc. Fus. **20**, 10 (1980),
6. V. Glukhikh, O. Filatov, B. Kolbasov Fundamentals of Magnetic Thermonuclear Reactor Design,
7. K. Ikeda, Nuclear Fusion, **47**, 6 (2007),
8. T. Pedersen Plasma Phys. and Controlled Fusion. **61**(1), (2019),
9. N. Rostoker et al., J. Fusion Energy, **22** (2), 83 (2003),
10. P.A. Bagryansky et al., Nucl. Fusion **55**, 053009 (2015),
11. V.V. Postupaev et al., Nucl. Fusion **57**, 036012 (2017).
12. A.V. Burdakov and V.V. Postupaev, AIP Conf. Proc. **1771**, 080002 (2016)
13. A. D. Beklemishev, Fusion Sci. Technol, **63** (No. 1T), 355 (2013).
14. А. В. Судников, тезисы XVI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, (2019).
15. A.D. Beklemishev, Phys. Plasmas, **22**, Iss.10, 103506 (2015);
16. J. A. Voedo, R. Lehmer et al., J. Nucl. Mater. (1999),
17. N. Tsois, C. Dorn, G. Kyriakakis et al., J. Nucl. Mater. (1999),
18. S. Gangadhara et al., J. Nucl. Mater. (2003),
19. J. P. Gunn et al., Phys. Plasmas **8** (2001),
20. A.V. Sudnikov et al., AIP conference proceedings, (2016),
21. T. Akhmetov et al., Rev. sci. instr., **87** (2016),
22. A. V. Sudnikov, Fusion Engineering and Design. **122** (2017),
23. И. А. Иванов, А. В. Бурдаков, А. Ф. Ровенских, Е. Н. Сидоров, Приборы и техника эксперимента, **2** (2016),
24. <http://www.sptt.ru/sptt/pdf/SDU285.pdf>

25. K. S. Chung, *Jpn. J. Appl. Phys.* **45** (2006) ,
26. I. H. Hutchinson. The invalidity of a mach probe model. *Physics of Plasmas* (2002),
27. Shunjiro Shinohara. Response to the invalidity of a mach probe model. *Physics of Plasmas*, **9** (2002),
28. S. Tallents, Dissertation Investigations of the MAST SOL using the reciprocating probe system, Imperial College London Department of Physics (2009),
29. M. Hudis and L. M. Lidsky. Directional langmuir probe. *Journal of Applied Physics*, **41** (1970),
30. K-S. Chung. *Journal of Applied Physics*, **69** (1991).
31. L. Oksuz, M. Atta Khedr, and N. Hershkowitz. *Physics of Plasmas*, **8** (2001),
32. Hutchinson I. H. *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** (2003),
33. A. Ando, T. K. Watanabe et al. *Contributions to Plasma Physics*, **46** (2006),
34. Y.-S. Choi, K.-S. Chung, H.-J. Woo, M.-J. Lee, and T. Lho, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **42** (2009),
35. K.-S. Chung, *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** (2012),
36. G.F. Matthews, *Plasma Phys. Control. Fusion* **36** (1999),
37. J. J. Gosselin, *Phys. Plasmas* **23** (2016).