

Скорость вращения плазмы в отражательном разряде с термокатодом

© А.П. Ойлер,^{1,2} Г.Д. Лизякин,¹ А.В. Гавриков,^{1,2} В.П. Смирнов¹

¹ Объединенный институт высоких температур,
125412 Москва, Россия

² Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет),
141701 Долгопрудный, Московская обл., Россия
e-mail:andrey_oiler@mail.ru

Поступило в Редакцию 18 мая 2022 г.

В окончательной редакции 28 июня 2022 г.

Принято к публикации 29 июня 2022 г.

Рассмотрено определение азимутальной скорости вращения ионов в отражательном разряде с термокатодом. Для экспериментального определения скорости движения ионов использовался зонд Маха с направленным сбором частиц. Скорость вращения, вычисленная по данным с зонда Маха, сравнивается со скоростью дрейфа в скрещенных $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ полях, где радиальное электрическое поле измерено эмиссионным плавающим зондом. Было обнаружено, что вращение плазмы преимущественно обусловлено этим дрейфом с поправкой на центробежные эффекты. Одним из важных результатов работы является определение температуры ионов буферного газа аргона. Полученное значение $T_i = 0.12 \text{ eV}$ согласуется с оценками температуры ионов в работах с похожими экспериментальными условиями. Получен универсальный параметр, позволяющий оценить необходимость учета центробежных эффектов в заданных условиях.

Ключевые слова: плазма, термокатод, отражательный разряд, вращение ионов, скрещенные поля.

DOI: 10.21883/JTF.2022.10.53245.139-22

Введение

Переработка отработавшего ядерного топлива для замыкания ядерного топливного цикла является одной из задач, стоящих перед современной ядерной энергетикой. Весьма многообещающими представляются плазменные методы, при которых смесь тяжелых и легких компонент переводится в плазменное состояние и далее разделяется в электрических и магнитных полях. Настоящая работа является частью исследований, проводимых в рамках разработки одного из таких методов на установке LaPlaS [1,2].

Ключевым вопросом для плазменных методов, базирующихся на применении масс-фильтра Т. Окавы [3] и сепаратора В.П. Смирнова [4], является создание пространственного распределения электростатического потенциала с заданным профилем в замагниченной плазме [5,6]. Предполагается, что частицы сепарируемого вещества будут увлекаться скрещенными $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ полями и разделяться в пространстве согласно их массам. Находясь в скрещенных электрических и магнитных полях, плазма начинает вращаться в азимутальном направлении. Измерение скорости вращения плазмы будет способствовать пониманию физических процессов, происходящих в отражательном разряде, позволит подтвердить данные, получаемые при помощи эмиссионного зонда, и определить температуру ионов.

Для диагностики скорости движения потоков заряженных частиц в настоящей работе использовался зонд Маха. Такой зонд применяется для исследования плазмы

в токамаках [7], так как там затруднена оптическая диагностика атомов водорода, ион которого не содержит электронов для эмиссии излучения. Зонд Маха является самым дешевым и простым в изготовлении зондом для измерения потоков заряженных частиц [8], кроме того, при помощи него можно измерять потоки ионов в пылевой плазме [9].

Простейший зонд Маха состоит из двух проводящих коллекторов, разделенных диэлектриком. На коллекторы подается отрицательный относительно окружающей плазмы потенциал, из-за чего зонд собирает ионы в режиме ионного насыщения. С коллектора, который находится с „наветренной“ стороны, собирается ток I_{up} , а соответствующий поток на коллектор называется „upstream“. На противоположный коллектор („подветренная“ сторона) собирается ток I_{down} , соответствующий ему поток — „downstream“. Число Маха потока ионов определяется из полуэмпирической формулы [8,10–14]:

$$R = \frac{I_{\text{up}}}{I_{\text{down}}} = e^{KM}. \quad (1)$$

Здесь K — калибровочный коэффициент, формула для которого зависит от замагниченности плазмы и режима работы зонда, а $M = v_d/c_s$ — число Маха потока ионов, двигающихся с дрейфовой скоростью v_d . Скорость звука определяется как $c_s = \sqrt{(T_i + T_e)/m_i}$.

Зонд Маха имеет два режима работы: замагниченный и незамагниченный, которые отличаются друг от друга соотношениями между циклотронным радиусом

ионов r_c и характерным размером коллектора зонда r_p [13]. На данный момент хорошо разработаны методики измерения числа Маха потока ионов для замагниченного зонда [8]. Эти методики дают близкие значения для калибровочного параметра K , причем хорошо определены значения K как для потоков ионов вдоль [7,13], так и поперек магнитного поля [14]. При этом следует учитывать, что вблизи собирающей поверхности образуется магнитный предслой [15]. В этой области формируется нормальное к поверхности электрическое поле. При определенных параметрах потока может сложиться ситуация, когда поток обтекает препятствие и тем самым не попадает на коллектор. Так, в работе [16] были определены критерии, согласно которым определяется, попадает ли поток ионов на поверхность зонда Маха или нет.

Для случая измерения числа Маха потока, когда зонд незамагничен, не существует общепринятого подхода по определению калибровочного коэффициента, и дискуссия остается открытой [8]. Разные теории предлагают свои значения для калибровочного коэффициента [10–12,17], а некоторые и вовсе используют отличающуюся от уравнения (1) формулу для $R(M)$ [8,17]. Что касается магнитного предслоя, то для незамагниченного зонда условия попадания частицы на поверхность отличаются от случая замагниченного зонда. Это связано с тем, что задача определения динамики частиц в окрестности собирающей поверхности зонда не может быть решена в рамках МГД подхода и требует дополнительного анализа, например, в рамках PIC-метода [11].

Также следует разделять различные ориентации потока по отношению к магнитному полю. Лидирующей [8,12,18] теорией, описывающей измерения сопла направленного магнитному полю потока ионов в незамагниченном режиме зонда, остается теория Хатчинсона [11], основанная на PIC-моделировании и подтвержденная рядом экспериментов [12,19,20].

Измерения скорости потока ионов поперек магнитного поля описываются теорией Хадиса и Лидски [10]. Согласно этой теории, калибровочный коэффициент определяется как

$$K = 4\sqrt{T_i/T_e}. \quad (2)$$

Следует отметить, что эту теорию можно применять только к конфигурации зонда с узкой щелью (направленный зонд Ленгмюра) или в англоязычной литературе DLP (Directional Langmuir Probe) конфигурация. При этом должны выполняться условия на соотношение температуры ионов и электронов $T_i \ll T_e$, а также на соотношение радиуса Дебая и размера зонда $30\lambda_D < r_p$. Формирование магнитного предслоя, по всей видимости, в таком зонде при измерении поперечного потока не происходит. Это связано с тем, что электроны не попадают на поверхность зонда.

Главной задачей настоящей работы было получение радиального профиля азимутального вращения плазмы

отражательного разряда с термокатодом. Согласно оценкам, плазма такого разряда является замагниченной, а циклотронный радиус ионов аргона составляет несколько сантиметров. Поэтому целесообразно использовать зонд в незамагниченном режиме.

1. Описание экспериментального стенда

Схема экспериментальной установки LaPlaS проиллюстрирована на рис. 1. Вакуумная камера имеет длину 2.3 м и внутренний диаметр 86 см. В установке могут зажигаться два типа разряда — высокочастотный и отражательный. Первый зажигается при помощи антенны, намотанной на диэлектрический цилиндр. Этот цилиндр поджат двумя заземленными диафрагмирующими фланцами с внутренним диаметром 500 мм. В настоящей работе высокочастотный разряд не использовался. Аксиальное квазиоднородное магнитное поле 1400 Gs создается четырьмя катушками, по которым течет ток 900 А.

На торцах камеры расположены электроды. Каждый из электродов занимает область 5 см по радиусу. Три внутренних электрода с каждого торца короткозамкнуты и к ним прикладывается напряжение -550 В (внешний радиус 15 см). Четвертый и пятый электроды находятся под плавающим потенциалом. Отражательный разряд зажигается между торцевыми катодами и цилиндрической поверхностью вакуумной камеры, которая является анодом. Ток разряда составляет величину порядка 10 А. Радиус плазменного столба составляет 25 см. В таком разряде формируется стационарное радиальное электрическое поле, направленное к оси камеры. На одном из торцов установлен подогреваемый термоэмиссионный элемент из LaB_6 . Предельное остаточное давление находится в диапазоне $(5-8) \cdot 10^{-5}$ Торр. В рабочем режиме в камеру напускается аргон и поддерживается натекание 3.5 SCCM (Standard Cubic Centimeters per Minute). Давление нейтрального газа при этом составляет $3 \cdot 10^{-4}$ Торр.

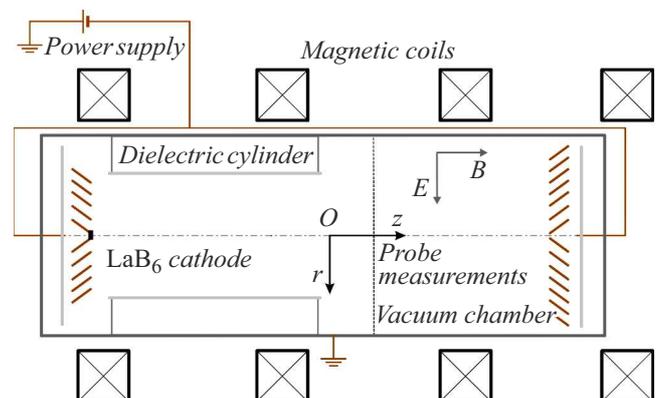


Рис. 1. Блок-схема установки LaPlaS.

Потенциал плазмы измеряется термоэмиссионным зондом, а температура электронов и концентрация плазмы — двойным зондом. Термоэмиссионный зонд, двойной зонд и зонд Маха вводятся в камеру радиально на аксиальном расстоянии $z = 10$ см от центральной поперечной плоскости (рис. 1). Температура электронов составляет 5–10 эВ, концентрация плазмы составляет величину порядка 10^{11} см $^{-3}$, соответственно степень ионизации — около 0.01.

2. Описание системы зондовых измерений

Геометрические размеры зонда Маха указаны на рис. 2. Основа зонда состоит из керамического (корунд) стержня длиной 15 см и диаметром 7 мм с 4 каналами диаметром ~ 1 мм. В этих каналах находятся молибденовые проволоки диаметром 0.8 мм, которые являются коллекторами зонда Маха. В боковой поверхности стержня проделаны 4 прорези шириной 1 мм и длиной ~ 6 мм, через которые захватывается поток ионов. Глубина каждой прорези 2 мм, так что угол сбора ионов составляет около 25° . Это позволяет считать данную конфигурацию зонда типом DLP. С торца каналы не закрыты, однако коллекторы утоплены на глубину 5 мм от края и прямого контакта с плазмой нет. Считается, что радиальный поток ионов поперек магнитного поля, вызванный столкновениями с нейтральным газом, существенно меньше азимутального, кроме того, площадь торца проволоки-коллектора (~ 0.5 мм 2) много меньше собирающей площади коллектора (~ 4.8 мм 2) и поэтому радиальный поток не вносит значительной погрешности в измерения.

Поскольку размеры отверстий могут быть неодинаковы, собирающие площади с противоположных сторон зонда могут отличаться. Поэтому для получения корректных данных необходимо усреднять значения тока

с противоположных коллекторов. То есть сначала использовать коллектор с эффективной площадью S_1 как „навстречный“, а S_2 — как „подветренный“. Потом, зонд поворачивается вокруг своей оси на 180° , и коллекторы меняются местами. Тогда уже коллектор с площадью S_2 используется как „навстречный“. Обоснуем корректность данной процедуры. Пусть эффективные площади коллекторов — S_1 и S_2 . Тогда отношение токов можно записать в виде

$$R = \frac{I_{\text{up}}^{(0)} + I_{\text{up}}^{(180)}}{I_{\text{down}}^{(0)} + I_{\text{down}}^{(180)}} = \frac{j_{\text{up}}S_1 + j_{\text{up}}S_2}{j_{\text{down}}S_2 + j_{\text{down}}S_1} = \frac{j_{\text{up}}}{j_{\text{down}}} = e^{KM}.$$

В этой формуле учтено, что уравнение (1), введенное для коллекторов с одинаковой площадью, относится в первую очередь к отношению плотностей ионного тока j_{up} и j_{down} , а не к самим токам. Также можно найти необходимое условие корректности полученных значений тока:

$$\frac{I_{\text{down}}^{(180)}}{I_{\text{down}}^{(0)}} = \frac{S_2}{S_1} = \frac{I_{\text{up}}^{(0)}}{I_{\text{up}}^{(180)}} \implies \eta = \frac{I_{\text{up}}^{(0)}I_{\text{down}}^{(0)}}{I_{\text{up}}^{(180)}I_{\text{down}}^{(180)}} = 1.$$

Отсюда следует, что произведение токов с противоположных коллекторов до ($I_{\text{up}}^{(0)}$ и $I_{\text{down}}^{(0)}$) и после поворота на 180° ($I_{\text{up}}^{(180)}$ и $I_{\text{down}}^{(180)}$) должно сохраняться. Таким образом, по числу η можно отсекают экспериментальные точки, которые явно нельзя учитывать при обработке экспериментов. Такие экспериментальные точки могут появиться при значительном изменении режима разряда за время поворота или при запылении изолятора зонда материалом катодов, что приводит к увеличению площади сбора ионов. Если $|1 - \eta| \ll 1$, то экспериментальную точку можно включать в анализ. Еще одним индикатором того, что измерения некорректны, служит резкое падение сопротивления между каналами зонда, которое возникает при сильном запылении диэлектрической поверхности зонда. Тогда оценка эффективной площади сбора не представляется возможной.

Для определения напряжения, которое необходимо подавать, чтобы зонд находился в режиме насыщения, были получены вольт-амперные характеристики (ВАХ) при различных положениях зонда внутри камеры (рис. 3). На рис. 3 видно, что с приближением к оси камеры (уменьшение радиальной координаты) экспоненциальная часть ВАХ становится шире как по оси напряжений, так и по оси токов. Это связано с увеличением флуктуаций потенциала плазмы. Минимальное отрицательное смещение относительно плавающего потенциала плазмы (около 300 В для радиальной координаты $r = 5$ см), при котором зонд находится в насыщении на всем диапазоне измерений, составляет 100 В.

На рис. 4 представлена принципиальная схема измерений зонда Маха. Схема состоит из четырех одинаковых частей, каждая из которых предназначена для снятия сигнала со своего канала зонда. Каждый канал способен

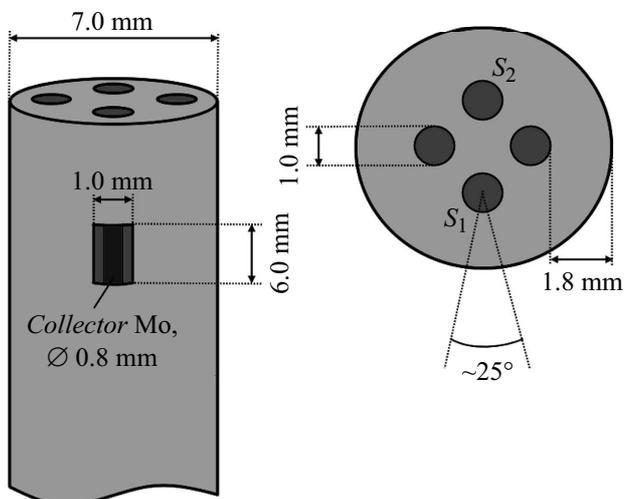


Рис. 2. Схема DLP зонда Маха.

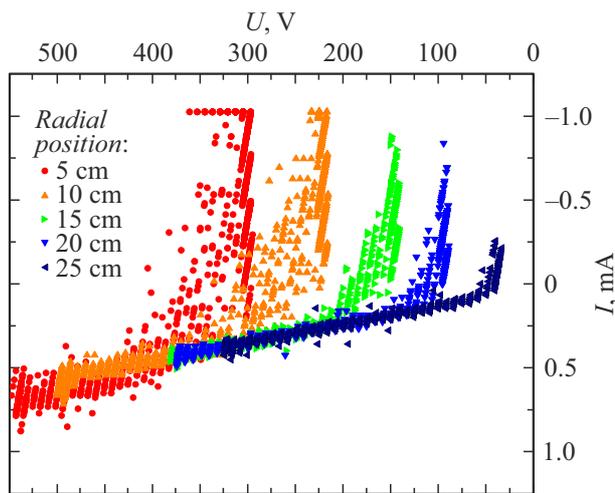


Рис. 3. Ионные ветки ВАХ зонда Маха в различных радиальных координатах.

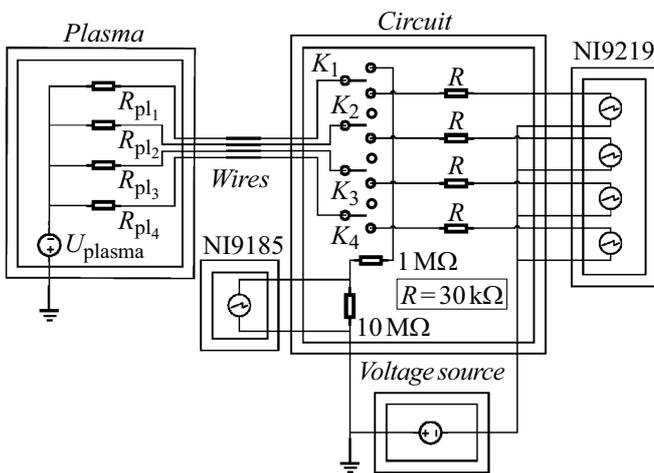


Рис. 4. Принципиальная схема измерений зондом Маха.

переключаться между двумя режимами: режимом измерения тока насыщения и режимом измерения плавающего потенциала. Сначала измеряется плавающий потенциал, потом из него вычитается 100 В для того, чтобы зонд перешел в ионное насыщение. Первый режим является основным для зонда Маха, и по нему можно определить скорость потока ионов. Во втором режиме определяется плавающий потенциал в области измерений.

После ключа K_i в режиме токовых измерений сигнал идет на сопротивление 30 кΩ. Основная функция этого сопротивления — защита схемы от короткого замыкания. Без него в случае не преднамеренного заземления канала зонда напряжение между каналами будет составлять сотни вольт, что может привести к выходу из строя измерительного оборудования. Далее ток течет через модуль NI9219 (24 разряда, 100 измерений в секунду, относительная погрешность измерений 0.3%) [21], работающий в режиме измерения тока на внутреннем

пункте. При комнатных температурах точность этих измерений составляет $0.75 \mu\text{A}$, что пренебрежимо мало по сравнению с флуктуациями тока на коллекторе.

3. Результаты экспериментов

В ходе экспериментального исследования была измерена радиальная зависимость отношения токов ионного насыщения R на зонд Маха (рис. 5, *a*). Здесь и далее координата для радиальных профилей отсчитывается от оси симметрии камеры. Как видно из рис. 5, *a*, на периферии LnR постоянна, а ближе к центру разряда — снижается.

Термоэмиссионным зондом был измерен потенциал плазмы (рис. 5, *b*). На рис. 5, *b* видно, что профиль потенциала плазмы является квазилинейным. Соответствующая напряженность электрического поля составляет 14.5 В/см. При радиальной координате 6 см потенциал достигает значения около -275 V , а линейная экстраполяция предполагает значение -365 V на оси разряда. На границе плазменного столба ($r = 25 \text{ cm}$) потенциал плазмы становится нулевым.

Согласно формуле (1), искомая скорость потока ионов есть

$$v_d = \frac{c_s}{K} \text{Ln} R. \tag{3}$$

Для определения скорости звука и калибровочного коэффициента при помощи двойного зонда был получен радиальный профиль температуры электронов (рис. 6, *a*).

Профиль температуры имеет две области, в каждой из которых температуру электронов можно считать постоянной. В первой области от 5 до 13 см температура электронов составляет $T_e \sim 9.5 \pm 1 \text{ eV}$. Эта область находится напротив трех короткозамкнутых торцевых электродов, к которым приложено напряжение разряда, их суммарный радиус составляет 15 см (рис. 1). Вторая область от 15 до 23 см, в которой температура электронов составляет $T_i \sim 6 \pm 1 \text{ eV}$, расположена напротив не связанных между собой плавающих электродов. Основная причина такого различия в температуре электронов, по всей видимости, связана с тем, что электроны, эмитированные с поверхности электродов, ускоряются в катодном слое. Так как электроны замагничены, в этой области возникает продольная и поперечная температура электронов. Зонд Маха измеряет азимутальный поток ионов, который направлен поперек магнитного поля, поэтому для корректного определения скорости звука в поперечном направлении необходимо использовать именно поперечную температуру электронов. Оценкой сверху для поперечной температуры могут служить значения, полученные в области напротив плавающих электродов.

Согласно выражению (3), при постоянной температуре электронов и ионов скорость вращения ионов прямо пропорциональна величине $\text{Ln}(R)$. Тогда, как видно из рис. 5, *a*, на периферии скорость вращения почти постоянна, а ближе к центру разряда начинает падать.

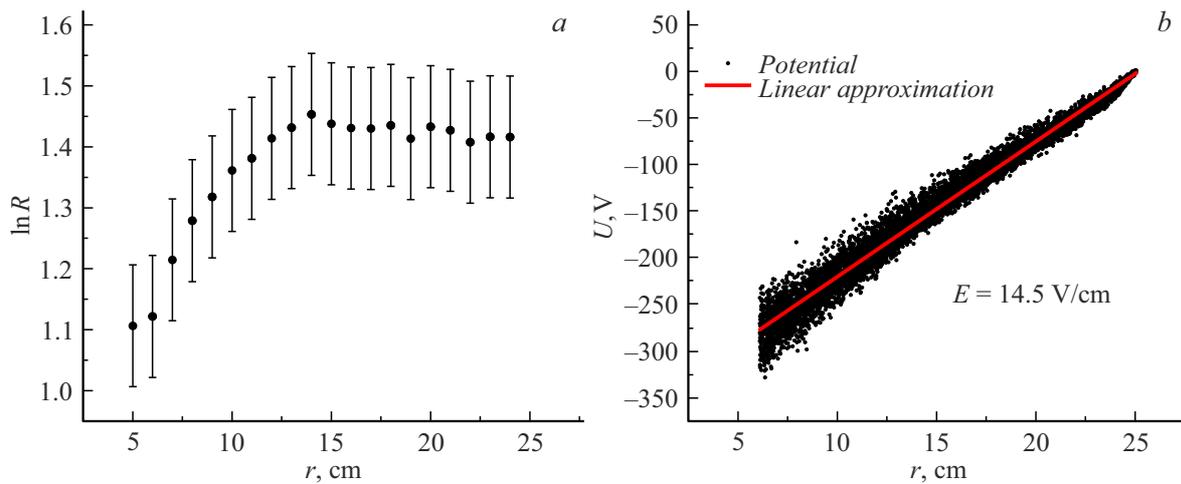


Рис. 5. Радиальная зависимость $\ln(R)$ (a) и потенциала плазмы (b).

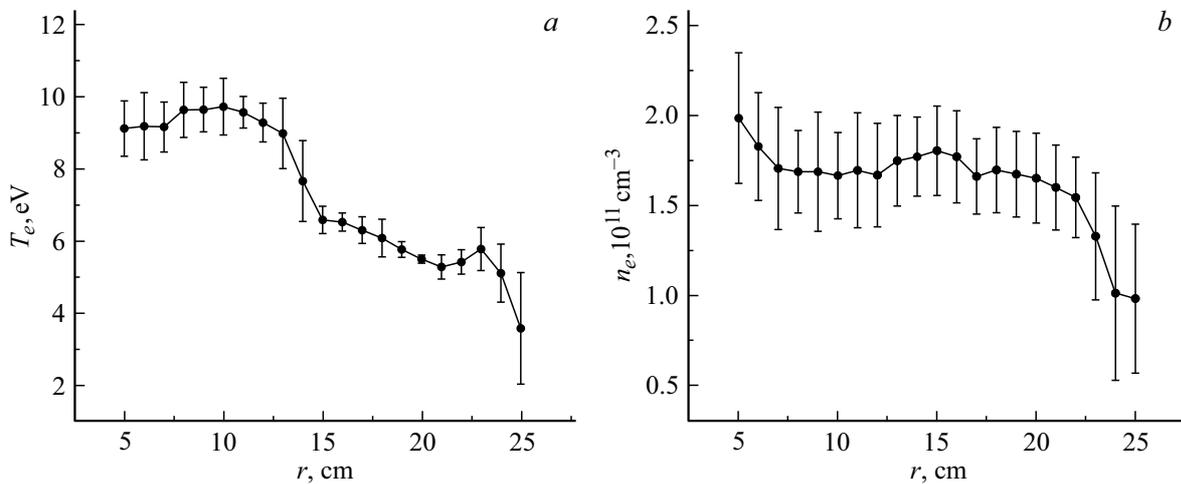


Рис. 6. Радиальный профиль: a — температуры, b — концентрации электронов.

Двойным зондом также был измерен радиальный профиль концентрации плазмы (рис. 6, b). В центре вакуумной камеры до 7 см по радиусу присутствует некоторый градиент концентрации. Далее градиент падает, и в области от 7 до 20 см концентрация выходит на плато. Ближе к краю плазменного столба концентрация электронов падает и опять возникает градиент концентрации.

4. Скорость дрейфа в центрально-симметричном поле

В плоском случае однородных, скрещенных $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ полей, без учета столкновений и градиента концентрации, дрейфовая скорость заряженной частицы равна

$$v_d = \frac{E}{B}. \tag{4}$$

Вычислим дрейфовую скорость для случая центрально-симметричного поля при наличии

соударений и градиента давления, а также найдем параметр для оценки необходимости учета центробежного эффекта. Для этого рассмотрим плазму в гидродинамическом приближении. Для стационарного случая имеем систему уравнений:

$$\begin{cases} (\mathbf{v}_i, \nabla) \mathbf{v}_i = -\frac{\nabla p_i}{\rho_i} + \frac{e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B})}{m_i} - v_{in}(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n) - v_{ie}(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e), \\ (\mathbf{v}_e, \nabla) \mathbf{v}_e = -\frac{\nabla p_e}{\rho_e} + \frac{e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B})}{m_e} - v_{en}(\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_n) - v_{ei}(\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i), \\ (\mathbf{v}_n, \nabla) \mathbf{v}_n = -v_{ni}(\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i) - v_{ne}(\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_e), \end{cases}$$

где все ионы, электроны и нейтральные атомы будем представлять как жидкости. Здесь \mathbf{v}_a , m_a — вектор скорости и масса a -й компоненты плазмы; p_a , ρ_a — давление и плотность a -й жидкости; e — величина элементарного заряда; v_{ab} — частота столкновений компоненты a с компонентой b .

В данном рассмотрении мы пренебрежем следующими величинами: вязкие напряжения (так как при давлении 0.3 mTorr реализуется свободномолекулярный режим), скорость движения нейтральной жидкости, скорость направленного движения электронов (много меньше теплового движения), частоты столкновений между заряженными частицами (так как плазма слабоионизованная). В силу последнего допущения электронная и ионная жидкости не взаимодействуют между собой, а потому описывающие их уравнения могут решаться независимо. Более того, уравнения имеют одинаковую структуру (с точностью до знака перед зарядом электрона), а потому решение уравнения для ионов аналогично решению уравнения для электронов. Пренебрегая ионными и электрон-электронными столкновениями, получаем, что понятие давления уже некорректно, так как оно подразумевает взаимодействия между частицами жидкости. Поэтому член с градиентом давления также был исключен из уравнений.

Тогда для рассмотрения стационарного вращения в скрещенных \mathbf{E} и \mathbf{B} полях можно записать стационарное уравнение Эйлера для ионной жидкости:

$$(\mathbf{v}_i, \nabla)\mathbf{v}_i = e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B})/m_i - v_{in}\mathbf{v}_i. \quad (5)$$

Проекция уравнения (5) в цилиндрических координатах выглядят следующим образом:

$$\begin{cases} v_{ir} \frac{dv_{ir}}{dr} - \frac{v_{i\varphi}^2}{r} = \frac{e}{m_i}(-E + v_{i\varphi}B) - v_{in}v_{ir}, \\ v_{ir} \frac{dv_{i\varphi}}{dr} - \frac{v_{i\varphi}v_{ir}}{r} = -\frac{e}{m_i}v_{ir}B - v_{in}v_{i\varphi}. \end{cases} \quad (6)$$

Сначала рассмотрим решение системы в случае отсутствия столкновений. Тогда второе уравнение принимает вид

$$v_{ir} \left(\frac{dv_{i\varphi}}{dr} - \frac{v_{i\varphi}}{r} + \frac{e}{m_i}B \right) = 0. \quad (7)$$

Оно имеет следующие решения:

$$\begin{cases} v_{ir} = 0, \\ v_{i\varphi} = \frac{eB}{m_i} r \cdot \text{Ln} \left(\frac{r}{r_0} \right), \end{cases} \quad (8)$$

где r_0 — постоянная интегрирования. Так как плоский случай является предельным при $r \rightarrow \infty$ для центрально симметричного случая (нулевая кривизна эквипотенциальных линий электрического поля), выражение для азимутальной скорости в бесстолкновительном режиме должно сводиться к выражению (4). Второе решение из (8) не является таковым, а поэтому физически корректное решение уравнения (7) есть $v_{ir} = 0$. Это является ожидаемым, так как радиальное движение в замагниченной плазме обусловлено только столкновениями частиц. Ввиду этого решение первого уравнения (6) имеет традиционный вид

$$v_{i\varphi} = \frac{eBr}{2m_i} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{4Em_i}{eB^2r}} \right). \quad (9)$$

Теперь решим систему (6) с учетом столкновений и градиента концентрации, предполагая первые слагаемые в левых частях уравнений пренебрежимо малыми по сравнению со вторыми. Такое допущение справедливо, поскольку, во-первых, при подстановке решения обратно в систему эти слагаемые окажутся действительно малыми, а, во-вторых, в бесстолкновительном пределе оно будет сводиться к выражению (9). Для краткости обозначим v_0 как скорость дрейфа в скрещенных полях:

$$v_0 = \frac{E}{B}. \quad (10)$$

Обезразмерим уравнения (6) следующим образом:

$$u_{ir,i\varphi} = \frac{v_{ir,i\varphi}}{v_0}, \quad \rho = \frac{r}{r_c}, \quad r_c = \frac{v_0}{\Omega_c}, \quad \Omega_c = \frac{eB}{m_i}, \quad \chi = \frac{\Omega_c}{v_{in}}. \quad (11)$$

Здесь r_c и Ω_c — циклотронный радиус и частота соответственно, χ — параметр Холла. Тогда получится

$$\begin{cases} -\frac{u_{i\varphi}^2}{\rho} = -1 + u_{i\varphi} - \frac{u_{ir}}{\chi}, \\ -\frac{u_{i\varphi}u_{ir}}{\rho} = -u_{ir} - \frac{u_{i\varphi}}{\chi}. \end{cases} \quad (12)$$

Выразим радиальную скорость из второго уравнения системы (12):

$$u_{ir} = \frac{1}{\chi} \frac{\rho u_{i\varphi}}{\rho + u_{i\varphi}}. \quad (13)$$

Если подставить выражение (13) в первое уравнение (12), то получим кубическое уравнение относительно $u_{i\varphi}$:

$$\frac{u_{i\varphi}^3}{\rho^2} - u_{i\varphi} \left(1 + \frac{1}{\chi^2} + \frac{1}{\rho} \right) + 1 = 0. \quad (14)$$

Будем считать, что скорость вращения на бесконечном расстоянии от центра не бесконечна. Тогда, исходя из (14), на бесконечности скорость имеет вид $u_{i\varphi} = 1/K_d$, где $K_d = 1 + 1/\chi^2$ — коэффициент торможения (drag factor), что согласуется с работами [22,23], в которых данная скорость вращения получена при пренебрежении конвективной производной в левой части (5) по сравнению со слагаемыми в правой части.

Три решения уравнения (14) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} u_{i\varphi}^{(n)} &= \sqrt{\frac{4}{3} \rho (1 + \rho K_d)} \\ &\times \cos \left[\frac{1}{3} \arctan \left(\sqrt{\frac{4}{27} \frac{(1 + \rho K_d)^3}{\rho} - 1} \right) + \frac{\pi + 2\pi n}{3} \right], \end{aligned} \quad (15)$$

где $n = 0, 1, 2$. На бесконечности только решение при $n = 0$ конечно, остальные два стремятся к бесконечности. Возвращаясь к размерным величинам, решение при

$n = 0$ запишем следующим образом:

$$v_{i\varphi} = v_0 \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\Omega_c r}{v_0} \left(1 + \frac{\Omega_c r}{v_0} K_d\right)} \times \cos \left[\frac{1}{3} \arctan \left(\sqrt{\frac{4}{27} \left(1 + \frac{\Omega_c r}{v_0} K_d\right)^3 - 1} \right) + \frac{\pi}{3} \right]. \quad (16)$$

Если подставить выражение (15) при $n = 0$ в выражение (13) и вернуться к размерным переменным, используя (10) и (11), то можно убедиться, что первое слагаемое в левой части первого уравнения системы (6) заведомо много меньше, чем второе при любой радиальной координате. При оценке аналогичных слагаемых во втором уравнении получается, что первое слагаемое меньше второго не менее чем в 5 раз на расстоянии $r > 2r_c$ от оси разряда. Таким образом, сделанные ранее предположения оказались верными. К тому же, если устремить K_d к единице (параметр Холла бесконечен), то выражение (16) сведется к выражению (9) при $r > 0.5r_c$. При $r < 0.5r_c$, где гидродинамическое приближение, строго говоря, не работает, выражение (16) стремится к $v_{i\varphi} = \Omega_c r$.

Разложим выражение (16) в многочлен Тейлора по $1/r$ с двумя членами

$$v_{i\varphi}(r) = \frac{v_0(r)}{K_d} - \frac{v_0(r)^2}{\Omega_c r K_d^2} + O\left(\frac{1}{r^2}\right) = \frac{v_0(r)}{K_d} (1 - p(r)) + O\left(\frac{1}{r^2}\right),$$

где $p = v_0/(\Omega_c r K_d)$. Тогда получается, что в областях, где $|p(r)| \ll 1$, можно не учитывать конвективную производную в уравнении (5) и считать, что вращение плазмы состоит из дрейфа в скрещенных полях с поправкой на коэффициент торможения

$$v_{i\varphi}(r) = \frac{v_0(r)}{K_d} = \frac{1}{K_d} \frac{E}{B}.$$

Когда параметр $p(r)$ становится заметно бóльшим 0.1, для корректной интерпретации необходимо пользоваться формулой (16). На рис. 7 представлены радиальные зависимости параметра p для работ, в которых также исследовали скорость вращения плазмы при помощи зонда Маха.

5. Обсуждение результатов

Из рис. 7 видно, что при обработке данных с зонда Маха в данном исследовании нельзя пренебрегать центробежными эффектами. На рис. 8 изображен радиальный профиль азимутальной скорости вращения плазмы. Черные точки соответствуют измерениям зонда Маха. Красная прямая (в онлайн версии) соответствует скорости вращения, вычисленной по формуле (4), где

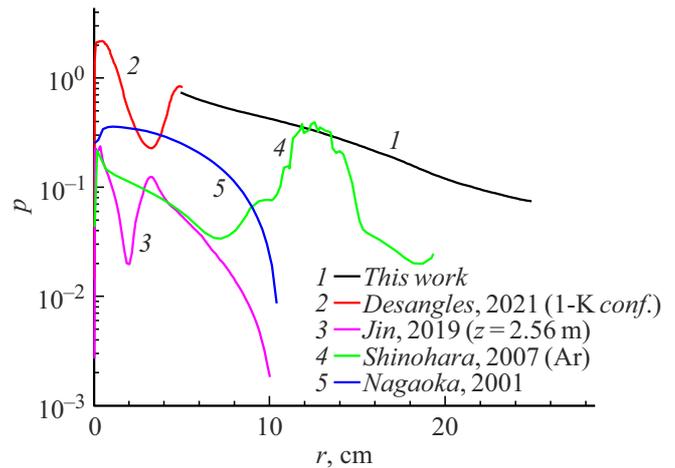


Рис. 7. Радиальные зависимости параметра p для работ [22,24-26] и настоящей работы.

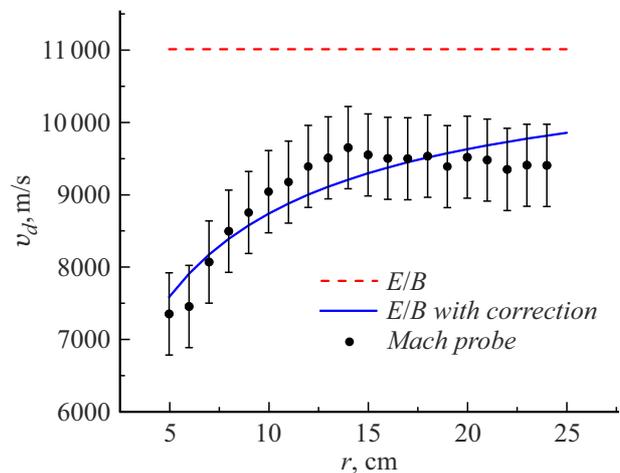


Рис. 8. Радиальная зависимость скорости азимутального потока ионов.

электрическое поле получалось из радиального профиля потенциала плазмы (рис. 6, а). Синим цветом (в онлайн версии) обозначены те же данные, но с учетом части конвективной производной в уравнении (5) и рассчитаны согласно выражению (16).

Экспериментальные данные с зонда Маха обрабатывались при помощи теории [10], т.е. коэффициент K вычислялся по формуле (2). При этом температура ионов подбиралась такой, чтобы экспериментальная кривая была максимально близкой к синему профилю. Температура ионов составила $T_i = 0.12$ eV. Эта оценка температуры ионов коррелирует со значениями температур ионов в работах с похожими экспериментальными условиями [25–27]. В итоге получается, что в пределах погрешности экспериментально определенный профиль азимутальной скорости ионов довольно хорошо совпадает с профилем, полученным, согласно выражению (16), с использованием экспериментальных профилей концентрации и потенциала плазмы.

Заключение

Анализ литературы по тематике зонда Маха показывает, что существует проблема определения калибровочного коэффициента в режиме незамагниченного зонда. Дискуссия по поводу этой темы до сих пор не закрыта, и единственной работой, в которой была приведена теория, наиболее подходящая для измерения потока, перпендикулярного магнитному полю, является работа [10], согласно которой и была проведена трактовка экспериментальных измерений.

Для подтверждения экспериментальных результатов была разработана теоретическая модель вращения плазмы с аксиальной симметрией. На основе модели был сформулирован критерий, согласно которому можно оценить, в каких случаях центробежными эффектами можно пренебречь.

Были проведены экспериментальные измерения азимутальной скорости вращения плазмы отражательно-го разряда в вакуумной камере плазменного массесепаратора LaPlaS-1. Форма радиального профиля, полученного при помощи зонда Маха, оказалась такой же, как и у профиля, который был получен при помощи теоретической модели на основе данных о потенциале плазмы, полученных эмиссионным зондом. Чтобы данные совпали в пределах экспериментальной погрешности, была подобрана температура ионов $T_i = 0.12 \text{ eV}$. Следует заметить, что условие $T_e \gg T_i$, необходимое для возможности использования теории, выполняется, что указывает на корректность полученных результатов.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-19-00716, <https://rscf.ru/en/project/21-19-00716/>

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G. Liziakin, N. Antonov, R. Usmanov, A. Melnikov, R. Timirkhanov, N. Vorona, V.S. Smirnov, A. Oiler, S. Kislenko, A. Gavrikov, V.P. Smirnov. *Plasma Phys. Controll. Fusion*, **63** (3), 032002 (2021). DOI: 10.1088/1361-6587/abd25e
- [2] G. Liziakin, N. Antonov, V.S. Smirnov, R. Timirkhanov, A. Oiler, R. Usmanov, A. Melnikov, N. Vorona, S. Kislenko, A. Gavrikov, V.P. Smirnov. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **54**, 414005 (2021). DOI: 10.1088/1361-6463/ac128e
- [3] T. Ohkawa, R.L. Miller. *Phys. Plasmas*, **9**, 5116 (2002). DOI: 10.1063/1.1523930
- [4] В.П. Смирнов, А.А. Самохин, Н.А. Ворона, А.В. Гавриков. *Физика плазмы*, **39**, 523 (2013). DOI: 10.7868/s0367292113050107
- [5] G. Liziakin, A. Gavrikov, V. Smirnov. *Plasma Sourc. Sci. Technol.*, **29**, 015008 (2020). DOI: 10.1088/1361-6595/ab5ad5
- [6] G. Liziakin, A. Oiler, A. Gavrikov, N. Antonov, V. Smirnov. *J. Plasma Phys.*, **87** (4), 905870414 (2021). DOI: 10.1017/s0022377821000829
- [7] C.S. MacLachy, C. Boucher, D.A. Poirier. *J. Gunn. Rev. Sci. Instrum.*, **63**, 3923 (1992). DOI: 10.1063/1.1143239
- [8] K.S. Chung. *Plasma Sourc. Sci. Technol.*, **21**, 063001 (2012). DOI: 10.1088/0963-0252/21/6/063001
- [9] S.A. Khrapak, B.A. Klumov, G.E. Morfill. *Phys. Plasmas*, **14**, 074702 (2007). DOI: 10.1063/1.2749259
- [10] M. Hudis, L.M. Lidsky. *J. Appl. Phys.*, **41**, 5011 (1970). DOI: 10.1063/1.1658578
- [11] I.H. Hutchinson. *Plasma Physio Controll. Fusion*, **44** (9), 1953 (2002). DOI: 10.1088/0741-3335/44/9/313
- [12] T. Shikama, S. Kado, A. Okamoto, S. Kajita, S. Tanaka. *Phys. Plasmas*, **12**, 1 (2005). DOI: 10.1063/1.1872895
- [13] K.S. Chung, I.H. Hutchinson, B. Labombard, R.W. Conn. *Phys. Fluids B*, **1**, 2229 (1989). DOI: 10.1063/1.859039
- [14] J.P. Gunn, C. Boucher, P. Devynck, I. Đuran, K. Dyabilin, J. Horaček, M. Hron, J. Stöckel, G. van Oost, H. van Goubergen, F. Žáček. *Phys. Plasmas*, **8**, 1995 (2001). DOI: 10.1063/1.1344560
- [15] P.C. Stangeby. *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices* (CRC Press, 2000)
- [16] I.H. Hutchinson. *Phys. Plasmas*, **15**, 123503 (2008).
- [17] L. Oksuz, N. Hershkowitz. *Plasma Sourc. Sci. Technol.*, **13**, 263 (2004). DOI: 10.1088/0963-0252/13/2/010
- [18] X. Zhang, D. Dandurand, T. Gray, M.R. Brown, V.S. Lukin. *Rev. Sci. Instrum.*, **82**, 033510 (2011). DOI: 10.1063/1.3559550
- [19] Y.S. Choi, H.J. Woo, K.S. Chung, M.J. Lee, D. Zimmerman, R. McWilliams. *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1: Regular Papers and Short Notes and Review Papers*, **45**, 5945 (2006). DOI: 10.1143/JJAP.45.5945
- [20] C. Collins, M. Clark, C.M. Cooper, K. Flanagan, I.V. Khalzov, M.D. Nornberg, B. Seidlitz, J. Wallace, C.B. Forest. *Phys. Plasmas*, **21**, 042117 (2014). DOI: 10.1063/1.4872333
- [21] [Электронный ресурс] Режим доступа: <https://www.ni.com/docs/en-US/bundle/ni-9219-specs/page/overview.html>
- [22] V. Désangles, G. Boussetin, A. Poyé, N. Plihon. *J. Plasma Phys.*, **87** (3), 905870308 (2021). DOI: 10.1017/s0022377821000544
- [23] F.F. Chen. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* (Springer International Publishing, Cham, 2016) DOI: 10.1007/978-3-319-22309-4
- [24] S. Jin, M.J. Poulos, B. van Compernelle, G.J. Morales. *Phys. Plasmas*, **26**, 022105 (2019). DOI: 10.1063/1.5063597
- [25] S. Shinohara, S. Horii. *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1: Regular Papers and Short Notes and Review Papers*, **46**, 4276 (2007). DOI: 10.1143/JJAP.46.4276
- [26] K. Nagaoka, A. Okamoto, S. Yoshimura, M.Y. Tanaka. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **70**, 131 (2001). DOI: 10.1143/JPSJ.70.131
- [27] S. Shinohara, N. Matsuoka, S. Matsuyama. *Phys. Plasmas*, **8**, 1154 (2001). DOI: 10.1063/1.1350663