

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)»

*На правах рукописи*



**Майстренко Дмитрий Александрович**

**Методика измерения параметров плазменных струй электроракетных  
двигателей с помощью апертурного зонда и фильтра Вина**

**2.5.15. Тепловые, электроракетные двигатели и  
энергоустановки летательных аппаратов**

**ДИССЕРТАЦИЯ**

**на соискание ученой степени кандидата технических наук**

Научный руководитель –

Ловцов Александр Сергеевич,

кандидат физико-математических наук

Москва – 2026

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	3
Глава 1. Обзор конструкций зондов и анализ методик измерения энергетического спектра ионов и плотности ионного тока.....	11
1.1. Методы измерения распределения ионов по энергиям и плотности ионного тока в плазменных струях ЭРД.....	11
1.2. Расчетный анализ работы многосеточного зонда.....	24
Глава 2. Обзор зондов и анализ методики измерения зарядового состава ионов.....	31
2.1. Методы измерения зарядового состава ионов.....	31
2.2. Обзор существующих конструкций $E \times V$ зондов.....	35
2.3. Методика расчетного исследования $E \times V$ зонда.....	41
Глава 3. Разработка усовершенствованного зонда с задерживающим потенциалом .....	45
3.1. Конструкция универсального зонда.....	45
3.2. Расчетное исследование зонда.....	49
3.3. Оценка погрешности при наличии энергетического распределения ионов.....	54
3.4. Влияние неточности сборки на погрешность измерений.....	56
3.5. Экспериментальные исследования зонда.....	58
3.6. Анализ особенностей использования апертурного зонда.....	64
3.7. Совместные испытания апертурного и многосеточного зондов.....	71
3.8. Итоговая методика измерения энергетического спектра ионов и плотности ионного тока апертурным зондом.....	79
Глава 4. Исследование $E \times V$ методики для измерения доли двухзарядных ионов в струях ХД.....	80
4.1. Расчетно-теоретическая оптимизация геометрии зонда.....	80
4.2. Экспериментальное исследование работы зонда.....	85
4.3. Итоговая методика по измерению доли двухзарядных ионов с помощью фильтра Вина.....	89
Глава 5. Исследование струй ХД мощностью от 100 до 2500Вт.....	90
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	96
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	97

## ВВЕДЕНИЕ

### Актуальность темы исследования

Электроракетные двигатели (ЭРД) находят широкое применение на борту современных космических аппаратов (КА) [1-2]. Это связано, с одной стороны, с повышением требований к транспортным задачам в космосе, а с другой – с прогрессом в развитии средств бортовой энергетики. Такие достоинства, как высокий удельный импульс, малые массовые и габаритные характеристики, возможность регулирования величины тяги делают применение ЭРД весьма перспективным.

В первую очередь, ЭРД используются для решения таких задач, как приведение геостационарных КА в точку стояния, удержания КА в орбитальной позиции и увода КА на орбиту захоронения по окончании срока его эксплуатации. Известны применения ЭРД для межпланетных перелетов, например, для полета к Луне [3]. В последние годы ЭРД начали применяться для довыведения высокоорбитальных спутников связи с низкой околоземной орбиты на геостационарную. Столь широкое применение ЭРД обусловлено тем, что высокие скорости истечения, достигающие 50-100 км/с, позволяют (по сравнению с традиционными химическими двигателями, у которых скорость истечения не превышает 5 км/с) существенно снизить массу топлива, необходимого для решения задачи, и, следовательно, значительно увеличить массу полезной нагрузки КА [4].

Для обеспечения эффективного использования таких двигателей особую важность имеют задачи, связанные с диагностикой струи плазмы двигателя. Измерение параметров плазмы струи позволяет как диагностировать работу самого двигателя, определить эффективность его работы, так и рассчитать влияние струи плазмы двигателя на бортовые устройства космических аппаратов [5]. Наиболее важными параметрами плазмы, которые необходимо для этого измерять, являются распределение ионов по энергиям, плотность ионного тока и зарядовый состав струи [6].

Для измерения распределения ионов по энергиям в настоящее время используется многосеточный зонд [7]. Для проведения корректных измерений конструкция традиционного многосеточного зонда должна удовлетворять определённым требованиям. Одно из них заключается в том, чтобы расстояние между сетками было не больше четырёх длин Дебая, а диаметр отверстий в сетках не превышал одну-две длины Дебая. Чем выше плотность плазмы, тем меньше длина Дебая и тем меньше должен быть зазор между сетками и размер их отверстий [7-9]. Поэтому максимальная плотность плазмы, для диагностики которой можно использовать зонд, ограничена сверху технологически достижимым размером ячеек сетки и расстоянием между сетками. При этом разработанный под измерения в относительно плотной плазме зонд будет неизбежно иметь низкую прозрачность, что затруднит использование зонда в плазме с низкой плотностью тока. Недостатком многосеточных зондов также является плохо предсказуемая прозрачность сеток для ионов, которая зависит от энергии ионов и изменяется во время пребывания зонда в струе из-за ионного распыления сеток. Низкая точность, с которой известна прозрачность зонда для ионов, не позволяет измерять с его помощью абсолютные значения плотности тока ионов с достаточной точностью. Для таких измерений обычно используют дополнительные зонды, например, цилиндр Фарадея [10].

Для измерения зарядового состава ионов чаще всего используется так называемый  $E \times B$  зонд или фильтр Вина, который обеспечивает пространственное разделение заряженных частиц в скрещенных электрическом и магнитном полях, имеющих изначально различную скорость [11]. В струе плазмы ЭРД ионы, имеющие разную величину заряда, имеют кратно разную скорость, если они были ускорены одинаковой разностью потенциалов. В зонде создаются ортогональные электрическое и магнитное поля, перпендикулярные потоку влетающих в зонд частиц, и ионы разного заряда отклоняются по-разному.

Основной недостаток таких зондов — это крайне слабый сигнал на коллекторе ионов (до 100 нА в случае относительно плотной плазмы на расстоянии в пару десятков сантиметров от двигателя и порядка 1 нА в случае

измерений в более отдаленной области). При попытке улучшения сигнала критически падает спектральное разрешение зонда, и увеличивается погрешность определения долей многозарядных ионов в плазме ЭРД [11,12]. Также, как показано в данной работе с помощью численного моделирования, уровень сигнала и спектральное разрешение зонда чувствительно к энергии ионов исследуемого пучка, и поэтому в настоящий момент используемые зонды с конкретной геометрией предназначены для измерения доли многозарядных ионов только двигателей с конкретным диапазоном ускоряющих напряжений. Еще одним недостатком являются крайне высокие требования к юстировке зонда, что создает существенные сложности при работе, особенно учитывая то, что юстировка должна проводиться относительно оси струи плазмы двигателя, которая не всегда совпадает с осью двигателя. Следовательно, применение таких зондов сопряжено с существенными сложностями и невозможностью использовать один и тот же зонд для измерения параметров плазменных струй холловских двигателей (ХД) с отличающимися в несколько раз напряжениями разряда. Также, в открытых источниках не найдена информация об успешной разработке зонда для измерения доли двухзарядных ионов ХД во всем диапазоне напряжений разряда таких двигателей.

**Таким образом, актуальность работы обусловлена следующим:**

1. Измерение распределения ионов по энергиям, плотности ионного тока и доли двухзарядных ионов является необходимым при оптимизации конструкции разрабатываемых ЭРД и расчёте их воздействия на приборы и конструкционные элементы КА.
2. Существующие на данный момент методики не могут обеспечить требуемый уровень точности в достаточно широком рабочем диапазоне параметров плазмы.

**Цель и задачи исследования:**

Целью работы является разработка методики измерения параметров плазменных струй электроракетных двигателей с помощью апертурного зонда и фильтра Вина.

Решена научная задача разработки методики измерения параметров плазменных струй ЭРД с применением апертурного зонда и фильтра Вина, обладающей высокими метрологическими характеристиками.

Частными вопросами данной научной проблемы являются следующие.

1. Расчётно-теоретическая оценка погрешности измерения параметров плазменных струй ЭРД в широком диапазоне плотности тока и энергии ионов существующими методами.

2. Выбор геометрических параметров апертурного зонда для измерения энергетического спектра и плотности тока ионов струи в диапазонах от 1 до 4000 эВ и от  $10^{-4}$  до  $10^2$  А/м<sup>2</sup>, соответственно.

3. Выбор параметров фильтра Вина для измерения зарядового состава плазменных струй ЭРД с энергией ионов от 100 до 2000 эВ.

4. Разработка методики измерения параметров плазменных струй ЭРД с применением разработанных апертурного зонда и фильтра Вина.

5. Экспериментальная апробация методики, оценка погрешности измерений в указанном диапазоне энергии и плотности тока ионов.

**Достоверность** результатов экспериментальных исследований обеспечена применением современной, поверенной измерительной аппаратуры, апробированных методик измерения, а также проверкой полученных результатов с использованием различных способов и измерительных приборов. Достоверность теоретических и расчетных исследований обеспечена использованием общепринятых физических моделей и математических методов и подтверждена удовлетворительным совпадением результатов расчетов с результатами эксперимента.

### **Научная новизна работы**

1. Впервые получена теоретическая зависимость погрешности измерения энергетического спектра ионов струи ЭРД с помощью многосеточного зонда с задерживающим потенциалом от плотности тока ионов.

2. Научно обоснованы и экспериментально подтверждены геометрические параметры разработанного апертурного зонда, обеспечивающего погрешность измерения не более 2% в диапазоне плотности тока от  $10^{-4}$  до  $10^2$  А/м<sup>2</sup> и энергии ионов от 1 до 4000 эВ.

3. Впервые получена зависимость разрешающей способности фильтра Вина от его геометрических параметров и энергии ионов, выбраны геометрические параметры фильтра Вина для измерения доли двухзарядных ионов в диапазоне энергий ионов от 50 до 2000 эВ с разрешающей способностью не хуже 0,5%.

4. Разработана методика измерения параметров плазменных струй ЭРД с применением разработанного апертурного зонда и фильтра Вина, обладающая высокими метрологическими характеристиками.

### **Теоретическая и практическая значимость работы**

Разработанные зонды позволяют упростить диагностику плазменных струй ЭРД благодаря расширенному на пять порядков рабочему диапазону плотностей токов и меньшей погрешности, максимальное значение которой составляет 2%. Полученные результаты измерений демонстрируют преимущества разработанных зондов, а рассчитанные на основе проведенных измерений коэффициенты эффективности двигателей, могут быть использованы как при доработке самих двигателей, так и для расчета воздействия струи на бортовые устройства КА.

### **Личный вклад соискателя**

Автор настоящей работы самостоятельно готовил и проводил все эксперименты, анализировал и обрабатывал полученные результаты. Соискатель разработал и экспериментально верифицировал зонды для исследования распределения ионов по энергиям, плотности ионного тока и зарядового состава ионов. Разработанные зонды имеют расширенный рабочий диапазон параметров плазмы и лучшую точность и были использованы для измерения параметров струй холловских двигателей мощностью от 100 до 2500 Вт. Обсуждение результатов проводилось с А.С. Ловцовым, А.А. Шагайдой, Д.А. Томилиным и Д.А. Кравченко. Все результаты, составляющие научную новизну диссертации и выносимые на защиту, получены автором лично.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Результаты численного исследования погрешности измерения многосеточного зонда с задерживающим потенциалом в широком диапазоне плотности тока ионов.
2. Обоснование выбранных геометрических параметров апертурного зонда;
3. Зависимости разрешающей способности фильтра Вина от его геометрических параметров и энергии ионов, обоснование выбранных геометрических параметров фильтра Вина.
4. Методика измерения параметров струи с помощью апертурного зонда и фильтра Вина.
5. Результаты экспериментального подтверждения метрологических характеристик зондов.

### **Апробация работы**

Результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на научно-технических совещаниях в АО ГНЦ “Центр Келдыша”, на научном семинаре в МАИ, на саммите молодых ученых в образовательном центре «Сириус» в 2019 году, на 63й конференции МФТИ, на 49, 50 и 52й международной Звенигородской конференции, на научно-технической конференции молодых сотрудников АО «РЕШЕТНЁВ», на конференции молодых ученых и специалистов в АО ГНЦ “Центр Келдыша” и на конференции "ФИЗИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ" в Казани в 2023 году.

### **Научные публикации**

1. Maystrenko D. A., Shagayda A. A., Kravchenko D. A., Lovtsov A. S., Development of a high dynamic range retarding potential analyzer for electric propulsion plume diagnosis // Rev. Sci. Instrum. 93, 073504 (2022). doi: 10.1063/5.0083810.
2. Maystrenko D. A., Shagayda A. A., Kravchenko D. A., Tomilin D.A. and Selivanov M. Yu. High Dynamic Range Retarding Potential Analyzer Operation Verification, 506 2024. doi: 10.1134/S1063780X24601135.



3. Майстренко Д. А., Шагайда А. А., Селиванов М. Ю., Ловцов А. С. Оптимизация  $E \times B$  методики для исследования зарядового состава ионов в струе плазмы холловских двигателей // Омский научный вестник. Сер. Авиационно-ракетное и энергетическое машиностроение. 2025. Т. 9, № 4. С. 00–00. DOI: 10.25206/2588-0373-2025-9-4-00-00.

#### **Рекомендации к внедрению:**

1. Новый разработанный апертурный зонд может заменить многосеточный зонд и зонд Фарадея и может использоваться для измерения распределения ионов по энергиям и плотности ионного тока в струях как ионных, так и холловских двигателей.

2. Представленные в данной работе результаты по исследованию зондов с задерживающим потенциалом могут быть использованы для более корректной интерпретации результатов измерений.

3. Результаты исследования методики измерения доли двухзарядных ионов в струях электроракетных двигателей могут быть использованы для более корректного анализа экспериментальных данных, полученных на всех зондах такого типа.

4. Разработанный зонд для измерения доли двухзарядных ионов может быть использован для исследования струй холловских двигателей с напряжением разряда до 2000 В.

#### **Соответствие паспорту специальности**

В работе представлено комплексное исследование, посвященное диагностике струи плазмы электроракетных двигателей. Работа связана с анализом характеристик двигателей и исследованием методов диагностики струи, которые играют исключительное значение в испытании перспективных электроракетных двигателей. Отраженные в диссертации научные положения соответствуют пунктам 10, 19 и 25 паспорта специальности 2.5.15.

## **ГЛАВА 1. ОБЗОР КОНСТРУКЦИЙ ЗОНДОВ И АНАЛИЗ МЕТОДИК ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ИОНОВ И ПЛОТНОСТИ ИОННОГО ТОКА**

### **1.1. Методы измерения распределения ионов по энергиям и плотности ионного тока в плазменных струях ЭРД**

В настоящее время для диагностики распределения ионов по энергиям чаще всего используется зонд с задерживающим потенциалом RPA (Retarding Potential Analyzer). Этот зонд содержит несколько сеток, через которые проходит поток плазмы. На сетки подаются потенциалы, которые позволяют отделить поток ионов от потока электронов и выделить из потока ионов частицы с энергией, превышающей некоторое заданное значение. По сравнению с другими энергоанализаторами RPA имеет сравнительно простую конструкцию, а также небольшие размеры и массу, что позволяет использовать его как в лабораторных условиях, так и непосредственно на исследовательских космических аппаратах [13-15].

Для корректной работы RPA традиционной конструкции должны удовлетворять определённым требованиям. Одно из них заключается в том, чтобы расстояние между сетками было не больше четырёх длин Дебая, а диаметр отверстий в сетках не превышал одну-две длины Дебая. Чем выше плотность плазмы, тем меньше длина Дебая и тем меньше должен быть зазор между сетками и размер их отверстий. Поэтому максимальная плотность плазмы, для диагностики которой можно использовать зонд, ограничена технологически достижимым размером ячеек сетки и расстоянием между сетками. Недостатком сеточных зондов также является плохо контролируемая прозрачность сеток для ионов, которая зависит от энергии ионов и изменяется во время пребывания зонда в струе из-за ионного распыления сеток. Низкая точность, с которой известна прозрачность зонда, не позволяет измерять с его помощью абсолютные значения плотности тока ионов. Для таких измерений обычно используют дополнительные

зонды, например, цилиндр Фарадея. Схематично, зонд традиционной многосеточной конструкции представлен на рисунке 1.

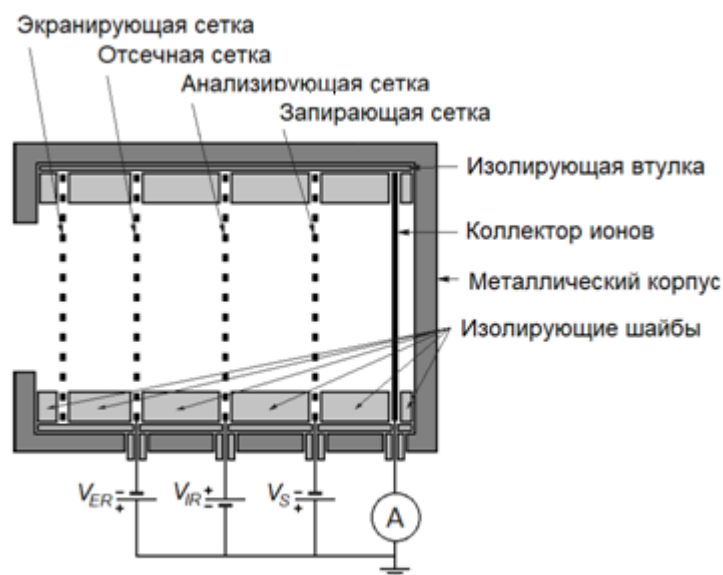


Рисунок 1. Схема многосеточного зонда.

Зонд состоит из четырёх сеток, на которые подаются потенциалы, и коллектора, регистрирующего ток ионов, прошедших через сетки. Первая, так называемая, экранирующая сетка, находится под плавающим потенциалом или заземлена. Эта сетка используется для снижения возмущений в исследуемой плазме, вызванных второй отрицательно заряженной сеткой. На вторую сетку, называемую отсечной, подаётся отрицательный относительно плазмы потенциал  $V_{ER}$ , который отталкивает электроны, в результате чего через сетку проходят только положительно заряженные ионы. На третью сетку, называемую анализирующей, подаётся положительный относительно плазмы потенциал  $V_{IR}$ , который тормозит ионы. Через эту сетку проходят только те ионы, энергия которых достаточна для преодоления создаваемого этой сеткой потенциального барьера. Четвертая, так называемая, запирающая сетка находится под потенциалом  $V_S$ , который ниже потенциала коллектора. Она используется для запирания потока вторичных электронов, выбиваемых ионами из коллектора. Изменяя потенциал анализирующей сетки и измеряя ток коллектора, получают кривую задержки ионного тока. Дифференцируя эту зависимость, получают

функцию распределения ионов по энергии. Характерный вид кривой задержки и энергетического спектра ионов показан на рисунке 2.



Рисунок 2. Типичный сигнал с коллектора зонда.

Расстояния между сетками и размеры ячеек в RPA определяют, исходя из требования, чтобы объёмный заряд, создаваемый ионами, не изменял высоту потенциального барьера, создаваемого анализирующей сеткой. Для примера на рисунке 3 показаны типичные распределения потенциала вдоль оси зонда при отсутствии объёмного заряда и при наличии ионных потоков с приемлемой и чрезмерно высокой плотностью тока.

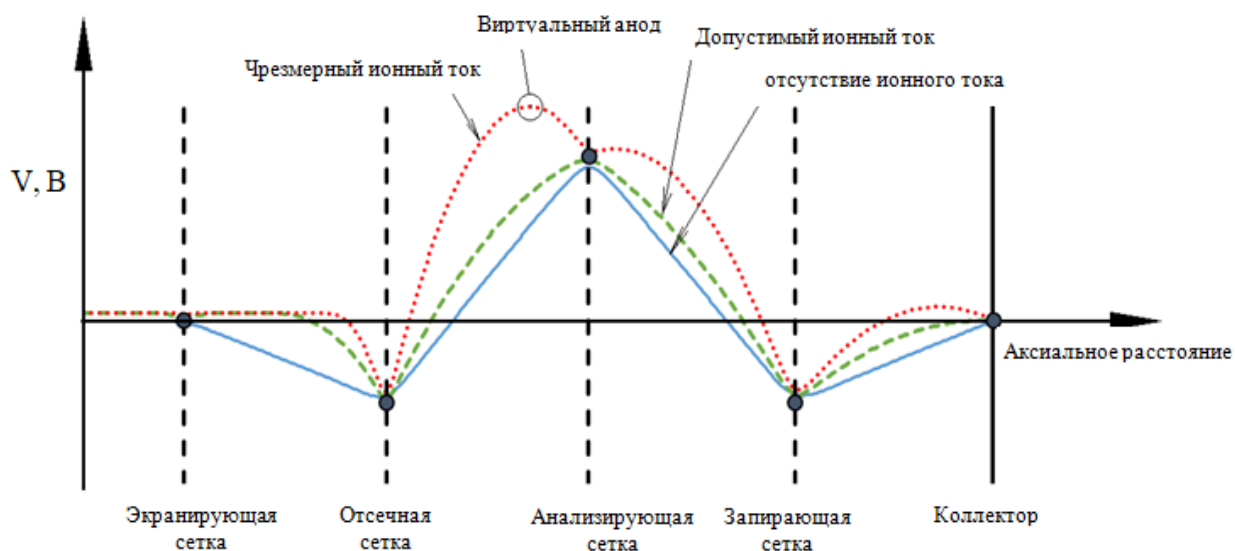


Рисунок 3. Распределение потенциала внутри многосеточного зонда.

В отсутствие объёмного заряда распределения потенциала в зазорах между сетками близки к линейным. Небольшие отклонения от линейности возникают только в отверстиях сеток из-за «провисания потенциала». Такое «провисание» в апертуре анализирующей сетки является одним из источников систематической ошибки зонда. В отверстиях этой сетки происходит понижение потенциала, так как соседние сетки имеют более низкий потенциал. Пониженный потенциальный барьер позволяет проникать через сетку ионам с энергией, меньшей приложенного тормозящего потенциала [7]. Чем меньше отношение размера ячейки к толщине сетки, тем меньше «провисание» потенциала. Поэтому точность измерений повышают, уменьшая ширину ячеек или увеличивая толщину сетки. Иногда вместо увеличения толщины сетки используют две расположенные рядом сетки с одинаковым потенциалом [16].

При наличии пучка ионов положительный объёмный заряд ионов вызывает рост потенциала в межсеточном зазоре. Если объёмный заряд пучка превышает некоторый критический уровень, в межсеточном зазоре могут образовываться локальные максимумы потенциала, превышающие потенциал электродов. Такие максимумы иногда называют «виртуальными анодами». В случае, показанном на рисунке 3, виртуальный анод возникает перед анализирующей сеткой и отражает часть ионов, энергия которых достаточна для преодоления потенциала анализирующего электрода. Исходя из условия отсутствия виртуальных анодов, для определения расчётных режимов работы зонда обычно используют закон Чайлда-Ленгмюра, применённый к потоку однозарядных ионов в зазоре между отсечной и анализирующей сетками. Закон Чайлда-Ленгмюра справедлив для случая, когда скорость ионов на анализирующей сетке близка к нулю, и позволяет рассчитать максимально допустимое расстояние между сетками, при котором производная потенциала на анализирующей сетке равна нулю. Согласно этому закону, нулевая производная потенциала на анализирующей сетке достигается при плотности тока

$$j = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{M}} \frac{V^{3/2}}{l^2}, \quad (1)$$

где  $V = V_{IRG} - V_{ERG}$  – разность потенциалов между отсечной и анализирующей сетками,  $l$  – расстояние между сетками;  $M$  – масса иона,  $e$  – элементарный заряд,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная. Отсюда можно получить условие на максимальный зазор между сетками

$$l < l_{\max} = \frac{2}{3} \left( \frac{\varepsilon_0}{j} \right)^{1/2} \left( \frac{2e}{M} \right)^{1/4} V^{3/4}. \quad (2)$$

При заданной концентрации плазмы  $n$  и минимальной начальной скорости ионов, в качестве которой обычно используют скорость Бома [7,17]  $V_B = \sqrt{eT_e/M}$ , максимальная плотность ионного тока определяется выражением

$$j_{\max} = \exp(-1/2) ne \sqrt{eT_e/M}, \quad (3)$$

где  $T_e$  – температура электронов, выраженная электронвольтах. Подстановка этого выражения в (2) приводит к условию

$$l/\lambda_D < 1.02(V/T_e)^{3/4}. \quad (4)$$

где  $\lambda_D = \sqrt{(\varepsilon_0 T_e)/(ne)}$  – длина дебаевского экранирования.

Значение  $V = V_{IRG} - V_{ERG}$  минимально при  $V_{IRG} = 0$ . Так как обычно для эффективного запираания электронов выбирают  $V_{ERG} \cong -(5...6)T_e$ , то из (4) следует условие  $l < 4\lambda_D$ . Наконец, для того, чтобы провисание потенциала в отверстиях сетки было незначительным, диаметр отверстий в сетках  $d$  должен быть меньше межсеточного расстояния. Например, при  $d = l/2$  получается условие  $d < 2\lambda_D$ , которое часто используется при расчёте параметров RPA [7,18]. Иногда для повышения точности зонда за счёт уменьшения «провисания» потенциала в отверстиях сетки задаются условием  $d < \lambda_D$  [7].

Оценим характерные значения дебаевской длины в плазменных струях ЭРД. Температура электронов в плазменных струях ЭРД обычно составляет единицы электронвольт [19]. Концентрация плазмы в струе ЭРД изменяется в широких пределах и зависит от многих факторов, включая тип и мощность двигателя, расстояние до двигателя и угол точки наблюдения по отношению к оси струи.

Среди ЭРД, которые в настоящее время эксплуатируются в космосе, наибольшую плотность плазмы в струе имеют двигатели холловского типа. В этих двигателях максимальная плотность плазмы может превышать  $10^{18} \text{ м}^{-3}$  [19]. При такой плотности дебаевская длина составляет около  $10 \div 20$  мкм, расстояние между сетками должно быть порядка  $40 \div 80$  мкм, и, если исходить из условия  $d < 2\lambda_D$ , то диаметр отверстий сеток не должен превышать  $20 \div 40$  мкм.

Создание зондов с расстояниями между сетками и размером ячеек, порядка десятков микрон, сопряжено с рядом трудностей физического и технологического характера. Минимальное расстояние между сетками ограничено требованием отсутствия электрических пробоев. Сетки с размером отверстий в десятки микрон обладают низкой прозрачностью, так как в них ширина перемычек между отверстиями, как правило, больше, чем размер отверстий. Возможности повышения прозрачности путём уменьшения ширины перемычек ограничены условиями обеспечения механической прочности и стойкости сеток к ионному распылению. Иногда при диагностике плотных потоков плазмы с малым радиусом Дебая плотность плазмы снижают путём коллимации пучка. Это позволяет увеличить межсеточное расстояние, но ведёт к дальнейшему снижению прозрачности зонда [7].

При использовании зонда с низкой прозрачностью возникают проблемы диагностики плазменной струи на больших расстояниях от двигателя при малых плотностях ионного тока, а также на периферии струи. На периферии струи современных холловских и ионных двигателей первичные ускоренные ионы практически отсутствуют. В этой области основная доля тока создаётся вторичными ионами, образующимися при столкновениях ионов пучка с атомами остаточного газа. Плотность тока вторичных ионов может быть на несколько порядков меньше, чем плотность тока в изначальном пучке, и при низкой прозрачности зонда регистрация очень слабых токов на коллекторе становится существенной проблемой. В этом случае необходимо использовать сетки с отверстиями большего диаметра, обладающие высокой прозрачностью. Делались попытки создать зонд с изменяемой шириной входной апертуры, но конструкция такого

зонда оказалась слишком сложной [20] и не получила дальнейшего развития. Поэтому использование зонда традиционной конструкции возможно только в некотором определённом диапазоне плотности плазмы, и для измерений параметров одной и той же плазменной струи на близких и далёких расстояниях от двигателя, а также на оси и на периферии могут потребоваться несколько зондов с различными геометрическими параметрами.

Необходимо также добавить, что эффективная прозрачность традиционного зонда для ионов, определяемая как отношение тока ионов на коллекторе к току ионов, входящих в зонд, плохо поддаётся расчёту. Это связано с тем, что геометрическая прозрачность сеток не равна их эффективной прозрачности для потока ионов из-за фокусировки и дефокусировки ионов в электростатических линзах, образованных апертурами сеток [7]. Фокусные расстояния таких электростатических линз зависят от энергии ионов, а форма ионных пучков между сетками зависит от плотности ионного тока. Поэтому эффективная прозрачность зонда изменяется в зависимости от формы энергетического спектра и плотности ионного тока. Кроме того, эффективная прозрачность сеток изменяется со временем в результате ионного распыления. Из-за этого RPA редко используют для измерения абсолютных значений плотности ионного тока. Для этой цели чаще всего систему зондовой диагностики струи дополняют зондами Фарадея [15]. Таким образом, для исследования энергетического спектра ионов и плотности ионного тока в плазменной струе ЭРД с требуемой точностью на различных углах к оси двигателя и на разных расстояниях от него приходится использовать систему диагностики, состоящую из нескольких RPA с различными геометрическими параметрами сеток, а также зонды Фарадея.

Рассмотрим несколько наиболее конструктивно уникальных зондов с задерживающим потенциалом. Основная цель данного обзора — это определить наиболее удачные предложения, улучшающие стандартную многосеточную конструкцию, и выяснить диапазоны плотностей плазмы, в которых могут работать существующие зонды. В заключении данного обзора сделан краткий



вывод о применимости представленных идей для решения задачи данной диссертации.

В работе автора *Beal* [21], опубликованной в 2003 году, описан трёхсеточный зонд, который предлагалось использовать для исследования работы как одиночного двигателя Busek ВНТ-200, так и кластера из 4 таких двигателей. Схематично зонд изображен на рисунке 4. Авторы данной статьи используют стандартную трехсеточную конструкцию зонда с задерживающим потенциалом с соосным расположением отверстий сеток и геометрической прозрачностью зонда 38%. Испытания проведены в плазме на оси струи ХД на расстоянии 0.5 м от двигателя и на углу 60 градусов к оси двигателя. При этом концентрация лежит в диапазоне от  $10^{13} \text{ м}^{-3}$  до  $10^{15} \text{ м}^{-3}$ . В итоге показано, что данный RPA-зонд может измерять энергетическое распределение ионов в данном диапазоне концентраций плазмы с погрешностью 5%. При этом, авторы в ходе обработки экспериментальных данных отмечают отрицательное влияние эффекта перезарядки на точность измерений.

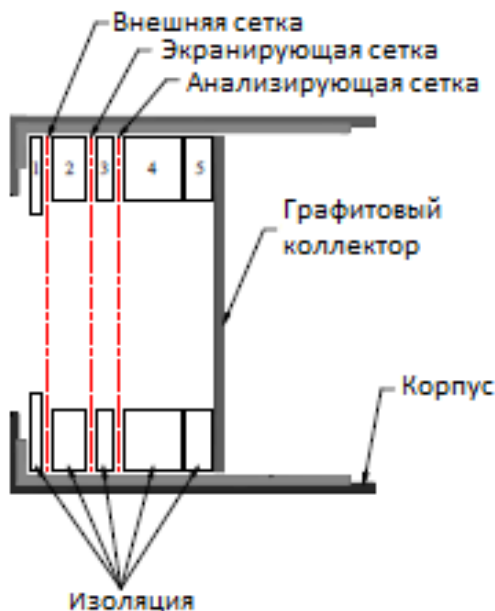


Рисунок 4. Схема зонда автора *Beal* [21].

В работе 1997 года автора *Marrese* [18] описан зонд, схематичное изображение которого представлено на рисунке 5. В основе модификации данного зонда, отличающей его от стандартной конструкции, лежит идея

открытия конструкции с обеих сторон. Данное нововведение позволило снизить давление внутри зонда, уменьшая при этом вероятность эффекта перезарядки. Для приведенных в статье условий авторы оценивают вероятность перезарядки в стандартном RPA зонде в 90%, поэтому уменьшение давления должно значительно улучшить точность зонда. Также, в данном зонде предлагается уменьшение провисания потенциала внутри ячеек сеток с помощью использования утолщенных или сдвоенных сеток, разделенных изолятором. Тестирование зонда было проведено на оси двигателя SPT-100 на расстоянии 0.5 м, при этом температура электронов в потоке плазмы составляла 2 эВ, а концентрация плазмы  $10^{16} \text{ м}^{-3}$ . В результате тестирования зонда сделан вывод, что уменьшение давления в корпусе действительно уменьшает погрешность работы зонда. Использование утолщенных сеток для уменьшения падения потенциала внутри ячейке сетки искажает траектории ионов и вносит дополнительный вклад в погрешность. Также отмечается, что представленный зонд способен измерять спектр и на периферии струи данного двигателя. При этом конкретные данные о погрешности работы зонда в статье не приводятся.

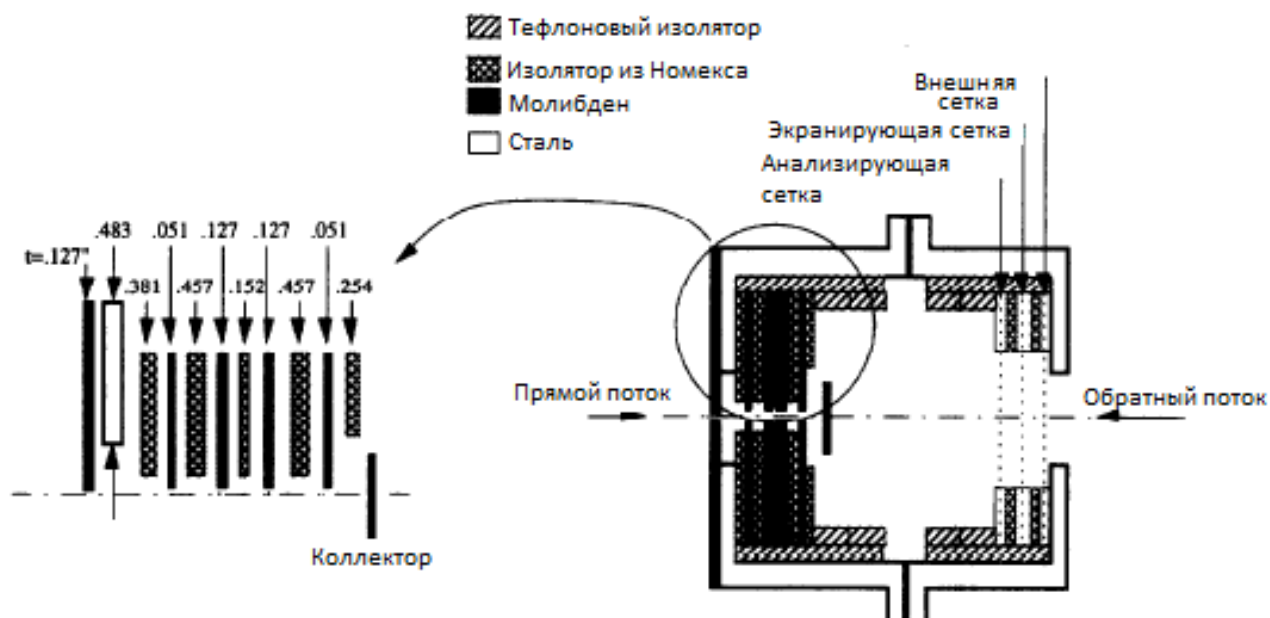


Рисунок 5. Схема зонда автора Marrese [18].

В статье 2007 года автора *Harmann* [16] представлен зонд, основным отличием которого является использование 5 сеток и чашки Фарадея в качестве токоприемника. Схематичное изображение зонда представлено на рисунке 6.

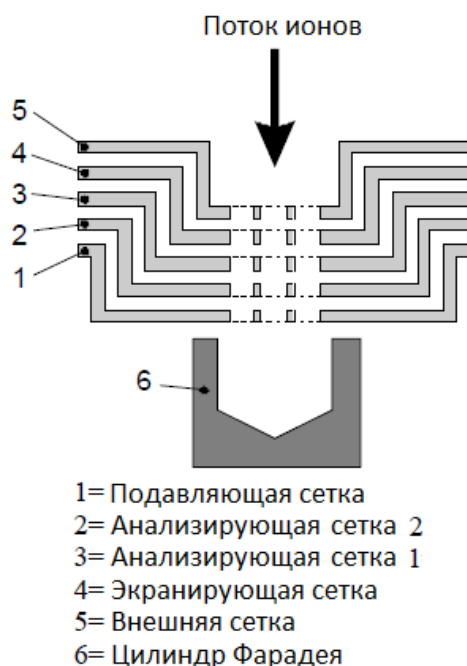


Рисунок 6. Схема зонда автора *Harmann* [16].

Зонд использует сетку, подавляющую вторичную электронную эмиссию (1), две анализирующие сетки (2, 3), экранирующую сетку (4), внешнюю сетку (5) и цилиндр Фарадея в роли токоприемника (6).

Данный зонд использовался для анализа струи плазмы в двигателе НЕМР 3050. Измерения энергетического спектра при напряжении разряда двигателя 1000 В на оси струи и зависимости плотности тока от угла к оси двигателя продемонстрировали хорошую точность работы представленного RPA зонда, однако точных данных о погрешности зонда не приводится. При измерениях энергии ионов авторы отмечают наличие сдвига спектра в сторону более низких, чем ожидалось, энергий, учитывая напряжение разряда. Этот сдвиг может быть как особенностью используемого двигателя, так и погрешностью в работе самого зонда.

В статье 2007 года автора *Lemmer* [20] представлены и протестированы два разных зонда с задерживающим потенциалом, используемых для измерения энергетического спектра геликонного источника плазмы с концентрацией в

диапазоне  $10^{16} \text{ м}^{-3} - 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Первым зондом является MRPA, схематично изображенный на рисунке 7а. В основе этого зонда лежит стандартная конструкция, описанная в [7], параметры зонда точно рассчитаны, исходя из знания радиуса Дебая измеряемой плазмы. Так как радиус Дебая исследуемой плазмы по порядку величины составляет микрометры, а для точной работы зонда расстояние между экранирующей и анализирующей сеткой должно быть порядка 4 радиусов Дебая, авторы данной статьи использовали несколько сеток, расположенных перед экранирующей сеткой для снижения концентрации плазмы и увеличения радиуса Дебая.

Другим зондом, представленным в данной статье, является SRPA, схематично изображенный на рисунке 7б. Основная особенность этой конструкции в том, что вместо сеток используются щели и, изменяя ширину этих щелей, можно подстраивать зонд под разные типы плазмы. Данный зонд не использует четвертую сетку, подавляющую вторичную электронную эмиссию, но авторы планировали добавить ее в будущем. Оба зонда протестированы в плазме геликонного источника, при концентрации плазмы  $10^{16} \text{ м}^{-3}$ .

При тестировании зонда MRPA обнаружена зависимость наиболее вероятной энергии ионов от потенциалов и экранирующей, и подавляющей сеток. Так, при изменении потенциала экранирующей сетки от 0 до -100 В, наиболее вероятная энергия ионов уменьшается. При изменении потенциала подавляющей сетки от 0 до 11 В наиболее вероятная энергия ионов также уменьшается. В целом, наиболее вероятная энергия ионов оказалась ниже, чем ожидали авторы, исходя из параметров запуска источника плазмы.

Тестирование зонда SRPA показало необходимость использования сетки (щели), подавляющей вторичную электронную эмиссию. При увеличении потенциала анализирующей щели наблюдается увеличение тока на коллектор. Это происходит из-за того, что вторичные электроны, приближаясь к анализирующей сетке, вызывают уменьшение потенциала и позволяют ионам с меньшей энергией достичь коллектора. Также авторы упоминают возможность

эффекта ионизации при отсутствии или недостатке отрицательного потенциала, подаваемого на экранирующую щель.

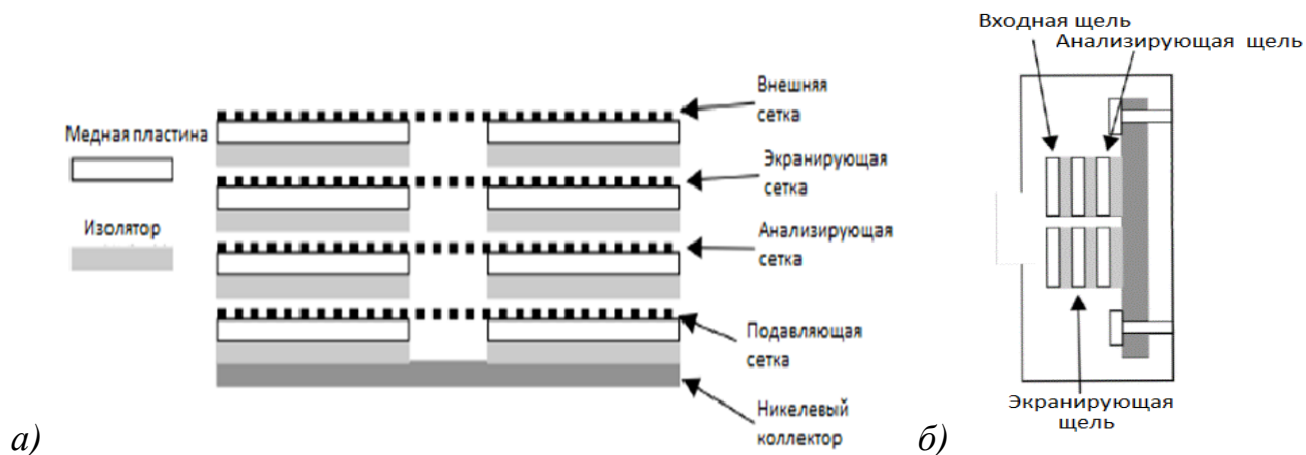


Рисунок 7. Зонды автора *Lemmer* [20]: а) – MRPA, б) – SRPA.

Зонд, представленный в статье 2017 года автора *Heu*, является наиболее уникальной конструкцией [22]. Подробно данная конструкция проанализирована в статье [23]. Схематично, зонд изображен на рисунке 8. Для отсеечения электронов зонд использует вместо экранирующей сетки одну апертуру (1) диаметром несколько миллиметров, под высоким отрицательным потенциалом (около 100 В). Для фильтрации ионов положительный потенциал подается непосредственно на коллектор (3). Ионы с недостаточной энергией отражаются от коллектора и улетают обратно через апертуру (1). Согласно выводам диссертации [24], где подробно описывается разработка данного зонда, представленная конструкция может использоваться для измерения энергетического спектра ионов в плазме с плотностью тока до  $1 \text{ А/м}^2$ .

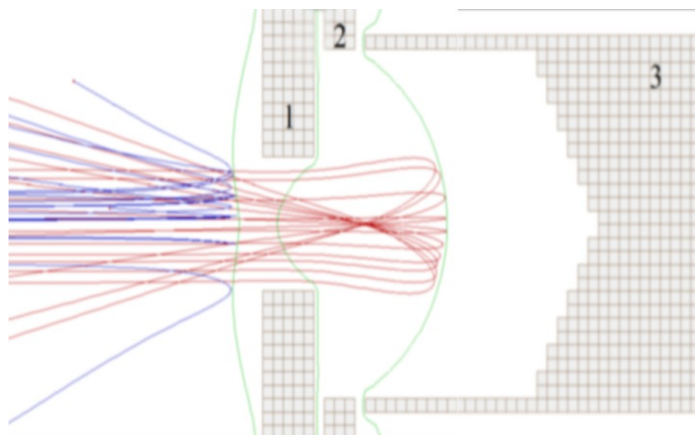


Рисунок 8. Схема работы зонда автора *Heu* [22].

Подведем итоги рассмотрения разных конструкций зондов с задерживающим потенциалом и сделаем вывод о применимости существующих идей для решения задачи текущей диссертации.

В одной из работ была предпринята попытка решить проблему высокого давления, из-за которого столкновения перезарядки вносят в результаты измерений заметную погрешность. Данная проблема актуальна для авторов, так как давление внутри зонда во время экспериментов превышает 5 Па, и при таких давлениях вероятность столкновения перезарядки превышает 30 %, что вносит значительный вклад в погрешность. Исследования показали способность зонда хорошо работать на оси двигателя при концентрации плазмы  $10^{16} \text{ м}^{-3}$ , но в статье отсутствуют точные данные о погрешности зонда, как и о работе зонда на периферии.

В рассмотренной статье 2007 года предлагается идея подстраивания геометрии зонда под разные типы плазмы. В сравнении с зондом стандартной конструкции новый зонд работал со значительной погрешностью и демонстрировал эффекты, нехарактерные для исследуемой плазмы. При этом авторы считают, что уменьшение вероятности вторичной электронной эмиссии в данном зонде увеличит точность работы зонда. Также авторы обращают внимание на эффект ионизации при столкновениях ионов с нейтральными частицами внутри зонда. Вероятность такого эффекта необходимо оценить.

В последней рассмотренной работе представлен зонд без сеток, у которого положительный потенциал для фильтрации ионов по энергиям подается непосредственно на коллектор. Исследования показывают, что данный зонд может с высокой точностью восстанавливать энергетический спектр ионов в плазме с плотностью тока в диапазоне до  $1 \text{ А/м}^2$ . Данная конструкция обладает высокой прозрачностью, но, согласно моделированию, ее погрешность увеличивается с увеличением плотности тока.

Таким образом все наиболее значимые модификации стандартной конструкции зонда с задерживающим потенциалом работают в узком диапазоне

параметров плазмы и не могут использоваться для решения задачи текущей диссертации. Наиболее уникальная конструкция, представленная в [22], не использует сетки и может работать в достаточно широком диапазоне плотностей тока. Учитывая представленные характеристики измерительного устройства, можно заключить, что представленный зонд способен работать в струях плазмы при плотности тока от 0 до 20 А/м<sup>2</sup>. При этом, расчеты работы данного зонда, приведенные в диссертации [24], не учитывают влияние пространственного заряда на траектории ионов. Но уже для плотности тока, порядка 1 А/м<sup>2</sup>, учет влияния пространственного заряда на работу данного зонда показывает, что погрешность зонда, при измерении энергетического спектра ионов, становится выше, чем утверждают авторы. Следовательно, можно считать, что данный зонд будет работать при плотностях токов, больше 1 А/м<sup>2</sup>, со значительной погрешностью

В настоящей работе решалась задача создания универсального зонда, который можно одинаково эффективно использовать как в центре струи при высокой плотности ионного тока, так и на периферии, где плотность тока меньше на несколько порядков. Также ставилась задача обеспечить контролируемую стабильную во времени прозрачность зонда, чтобы его можно было использовать для измерений не только энергетического спектра, но и абсолютных значений плотности тока вместо зонда Фарадея.

## **1.2. Расчетный анализ работы многосеточного зонда**

Расчетное исследование зондов проводилось при помощи программного обеспечения IOS-3D [25,26]. Это программное обеспечение предназначено для решения самосогласованных задач расчёта стационарных электрических полей и потоков заряженных и нейтральных частиц в трёхмерных областях произвольной формы и был апробирован при разработке и исследовании различных типов ионно-оптических систем ионных двигателей. Используется равномерная расчетная сетка с шагом порядка радиуса Дебая заданной плазмы. На входном отверстии зонда задается поток ионов с заданным энергоспектром и

шагом разбиения по энергиям 5 В, что определяет абсолютную погрешность моделирования.

При моделировании и в ходе испытаний анализировалась работа трёхсеточного зонда, разработанного в Центре Келдыша, схема которого показана на рисунке 9.

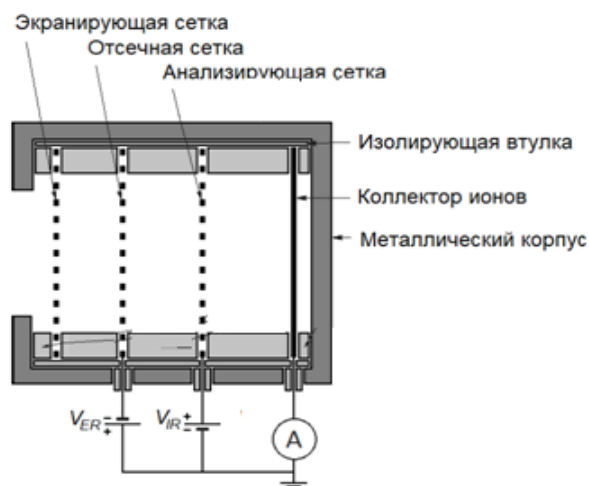


Рисунок 9. Схема трёхсеточного зонда

Данный трёхсеточный зонд был разработан так, чтобы наиболее точно измерять энергетический спектр ионов с плотностью тока  $1-10 \text{ А/м}^2$  в диапазоне энергий ионов 100-1000 эВ. При этих параметрах плазмы зонд способен работать корректно. Данный зонд использовался для измерения параметров струи ХД и с его помощью были получены корректные значения коэффициентов эффективности двигателя [27].

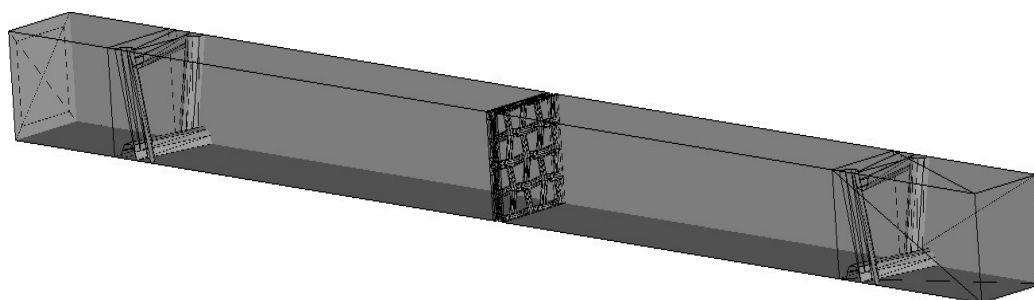


Рисунок 10. Модель трёхсеточного зонда

В численной модели была задана трехмерная геометрия одной входной ячейки трёхсеточного зонда, с геометрическими размерами, с высокой точностью повторяющими геометрические размеры зонда, используемого Центре Келдыша



(Рисунок 10). В данной модели предполагается, что отверстия экранирующей и анализирующей сетки соосны, а отверстия отсечной сетки расположены симметрично относительно оси отверстий двух других сеток.

Расчет был проведен при двух разных распределениях ионов по энергиям, представленных на рисунке 11 оранжевой кривой. Моделирование проводилось при отсутствии влияния пространственного заряда, при заметном влиянии пространственного заряда и при максимально возможном влиянии пространственного заряда. Данные ситуации возможны соответственно на периферии струи ЭРД, где плотность ионного тока порядка  $0.001 \text{ А/м}^2$ , на небольших углах к оси двигателя и непосредственно на оси струи либо вблизи двигателя, где плотность тока может достигать  $100 \text{ А/м}^2$ . Результаты моделирования показаны на рисунке 11.

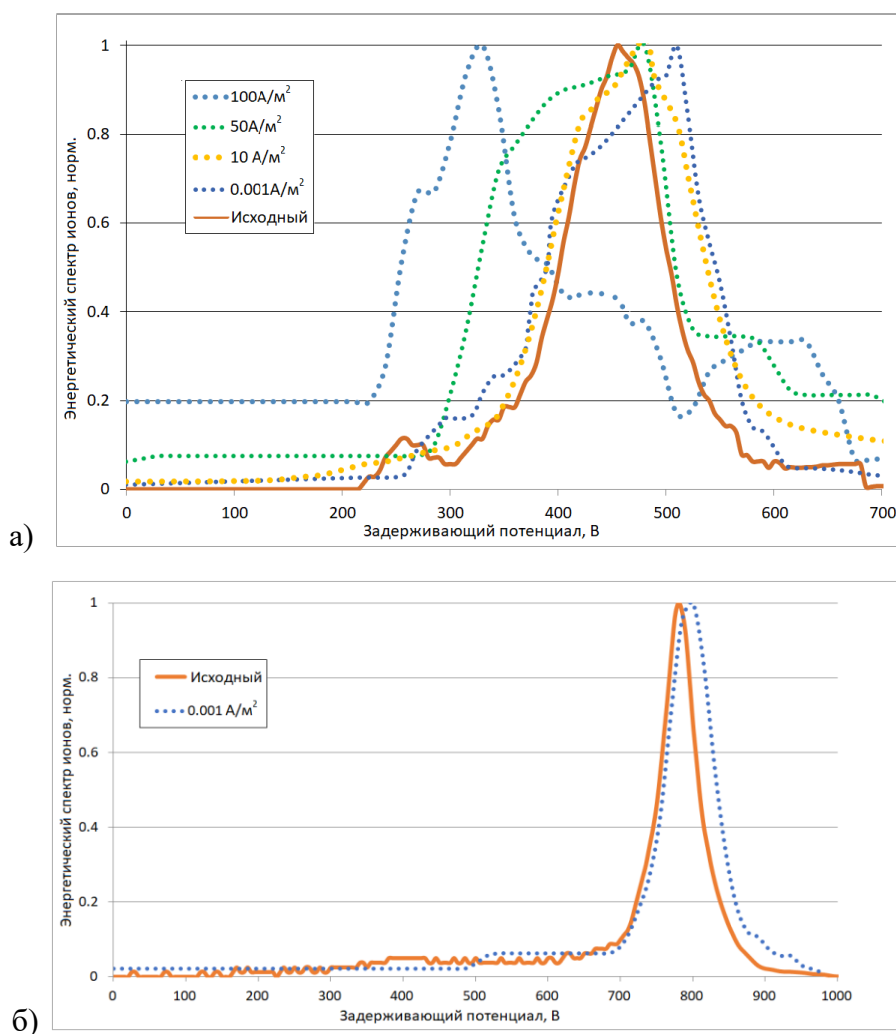


Рисунок 11. Результаты моделирования работы трехсеточного зонда в плазме ХД с наиболее вероятной энергией ионов а) 470 эВ, б) 810 эВ

На приведенных рисунках можно заметить две особенности: сдвиг спектра в сторону меньших энергий при достаточно большой плотности тока и сдвиг в сторону больших энергий при достаточно низкой плотности тока. Данные эффекты продемонстрированы на рисунках 12 и 13. Моделирование траекторий ионов показало, что при слишком большой плотности тока между отсечной и анализирующей сеткой образуется пространственный заряд, приводящий к отражению ионов с энергией, изначально достаточной для достижения коллектора. Этот эффект также продемонстрирован на рисунке 12. На рисунке 12а изображены траектории ионов с энергией в диапазоне от 350 до 400 эВ в зонде при плотности ионного тока  $50 \text{ А/м}^2$ , при потенциале отсечной сетки  $-50 \text{ В}$  и при потенциале анализирующей сетки  $350 \text{ В}$ . Данная группа ионов отражается из-за наличия пространственного заряда, который создает потенциальный барьер между отсечной и анализирующей сеткой величиной  $450 \text{ В}$ . Распределение потенциала в этом случае представлено на рисунке 12б. При этом, если пучка ионов нет, пространственный заряд отсутствует, распределение потенциала в зонде близко к линейному (красная кривая). Данные результаты согласуются с теорией, описанной в разделе 1.1.

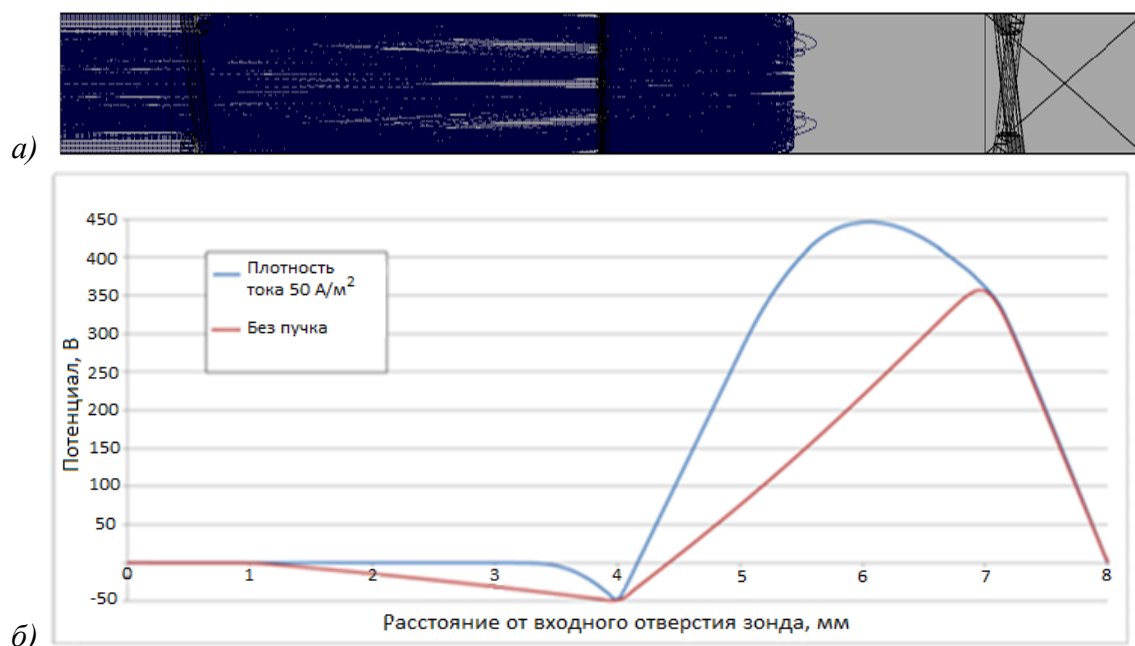


Рисунок 12. Иллюстрация влияния пространственного заряда: а) траектории ионов  
 б) распределение потенциала при влиянии пространственного заряда и при  
 отсутствии пространственного заряда

В другой ситуации, когда плотность тока низкая и пространственный заряд незначителен, заметно влияние другого негативного эффекта, который сдвигает спектр в сторону больших энергий. Из-за провисания потенциала в центре отверстия анализирующей сетки существует часть ионов, которая проходит сквозь отверстия сетки несмотря на то, что их начальная энергия недостаточна для преодоления заданного потенциала сетки. Эта ситуация показана на рисунке 13. На рисунке 13а показаны траектории ионов с энергией в диапазоне 308-315 эВ и плотностью тока  $0.001 \text{ А/м}^2$  при потенциале анализирующей сетки 320 В. На рисунках 13б и 13в продемонстрировано распределение потенциала в отверстии анализирующей сетки. Видно, что потенциал в центре отверстия равен 308 В.

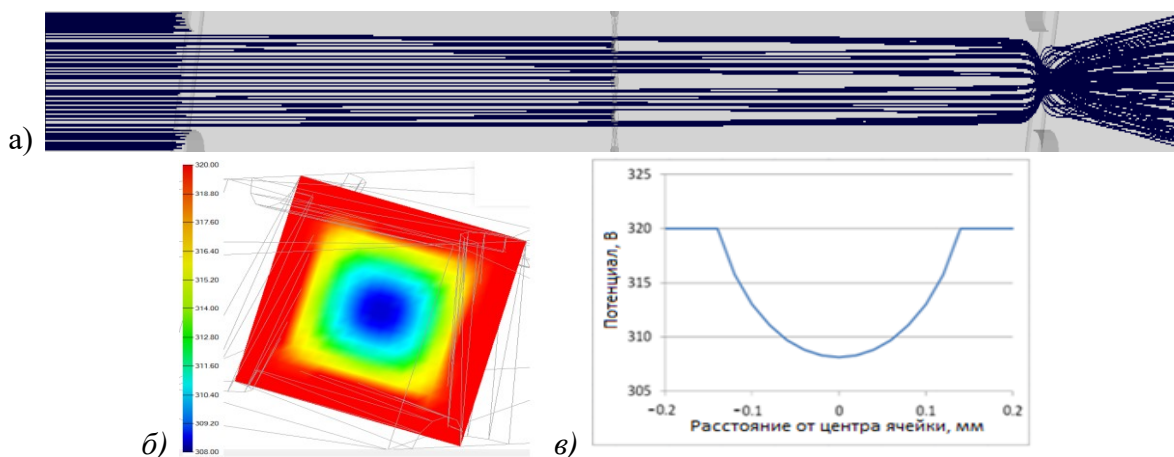


Рисунок 13. Иллюстрация некорректной работы зонда в струе с низкой плотностью тока: а) траектории ионов, б) и в) распределение потенциала в ячейки сетки

Таким образом результаты моделирования подтверждают, что зонд многосеточной конструкции не может работать в широком диапазоне плотностей токов с постоянной и предсказуемой погрешностью. Обе указанные выше проблемы можно решить, уменьшая отверстия сеток, но это сильно усложнит работу зонда в струях с низкой плотностью тока из-за неизбежного снижения суммарной прозрачности зонда. При этом, отличие ширины спектра на полувысоте энергетического пика не превышало 5% при плотности тока до  $10 \text{ А/м}^2$ .

Дополнительно стоит отметить, что в трехсеточном зонде вторичная ион-электронная эмиссия с коллектора приводит к неконтролируемому завышению измеряемого тока с коллектора и сдвигу энергетического спектра в сторону больших энергий. При работе трехсеточного зонда имеет место выбивание электронов с поверхности коллектора и движение электронов с коллектора в сторону положительно заряженной анализирующей сетки. Влияние данного эффекта на результат измерений зависит от коэффициента вторичной электронной эмиссии, который при энергиях ионов ксенона в диапазоне от 100 до 2000 эВ находится в диапазоне от 0.05 до 0.2. Более того, абсолютное значение электронного тока с коллектора зависит от потенциала анализирующей сетки, так как при меньших потенциалах сетки больше ионов долетает до коллектора и электронный ток с коллектора соответственно больше. При больших потенциалах меньше ионов долетает до коллектора и ток вторичных электронов также меньше, поэтому падение измеряемого тока на коллектор происходит резче, чем падение ионного тока на коллектор. Также следует отметить, что при увеличении потенциала анализирующей сетки сначала отсекаются ионы низкой энергии, которые вносят меньший вклад во вторичную электронную эмиссию, а затем отсекаются ионы со всё более высокой энергией, играющие большую роль во вторичной электронной эмиссии. Таким образом, вторичная электронная эмиссия в трехсеточном зонде сдвигает энергетический спектр в сторону больших энергий и сужает его ширину. Данную проблему можно решить, добавив еще одну сетку, поддерживаемую под отрицательным потенциалом, которая заблокирует вторичную электронную эмиссию, но это решение уменьшит прозрачность зонда и усложнит работу зонда при исследовании энергетических спектров на периферии, где плотность ионного тока может быть меньше  $0.001 \text{ А/м}^2$ .

Подводя итоги всему вышесказанному, можно заключить, что многосеточный зонд способен корректно работать только в узком диапазоне концентраций плазмы и эту проблему невозможно решить, модифицируя количество сеток, их толщину или структуру. Это обстоятельство делает невозможным корректное измерение распределения ионов по энергиям в струе с

помощью одного многосеточного зонда на различных углах к оси электроракетного двигателя. Также показано, что в струях с низкой плотностью тока зонд соответствующей геометрии будет сдвигать измеряемый спектр ионов в сторону больших энергий, что осложняет интерпретацию результатов. Более того из-за непредсказуемой эффективной прозрачности многосеточного зонда для ионов измерение плотности тока струи имеет низкую точность из-за чего приходится дополнительно использовать зонд Фарадея.

Исходя из характеристик холловских двигателей, имеющих напряжение разряда не более 2000 В и плотность тока струи на расстоянии 1 м от двигателя не более  $100 \text{ А/м}^2$ , актуальна задача разработки универсального зонда, способного измерять энергетический спектр ионов и плотность ионного тока в диапазоне плотностей токов от  $10^{-4}$  до  $100 \text{ А/м}^2$  и энергий ионов до 2000 эВ.

## ГЛАВА 2. ОБЗОР ЗОНДОВ И АНАЛИЗ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ЗАРЯДОВОГО СОСТАВА ИОНОВ

### 2.1. Методы измерения зарядового состава ионов

Следующей важной задачей в диагностике струи ЭРД является измерение зарядового состава ионов плазмы. Процесс многократной ионизации требует значительных затрат энергии и влечет за собой уменьшение общего КПД двигателя. Измерение доли многозарядных ионов в пучке позволяет объяснить и предсказать эффективность ионизации и рассчитать снижение тяги. [5] Также измерение доли двухзарядных ионов позволяет более точно оценить эрозию распыляющихся элементов двигателя. Как уже было сказано ранее, для таких исследований в плазме ЭРД используют так называемый  $E \times B$  зонд или фильтр Вина в англоязычной литературе.

В струе плазмы ЭРД ионы, имеющие разную величину заряда, имеют кратно разную скорость, если они ускорялись одинаковой разностью потенциалов. В зонде используются ортогональные электрическое и магнитное поля, перпендикулярные потоку влетающих в зонд частиц. Изменение траектории частиц происходит под действием силы Лоренца, при этом происходит разделение ионов разных скоростей и, соответственно, разных зарядов.

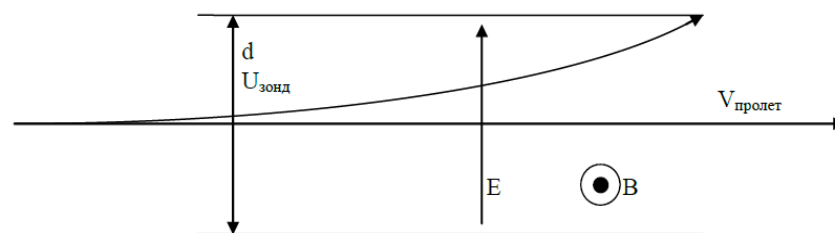


Рисунок 14. Схема движения ионов в  $E \times B$  зонде

Пример траекторий движения частиц в фильтрующем отсеке  $E \times B$  зонда представлена на рисунке 14. Между электродами создается электрическое поле  $E$ , перпендикулярно ему создаётся магнитное поле  $B$ . При этом можно теоретически рассчитать, какая скорость должна быть у ионов, чтобы они не отклонялись и

пролетали фильтрующую секцию зонда насквозь. Эта скорость определяется следующим соотношением [11,28]:

$$V = \frac{E}{B} = \frac{U}{B * d}$$

где  $B$  – индукция магнитного поля,  $E$  – напряженность электрического поля,  $U_{\text{зонд}}$  – напряжение, приложенное к пластинам зонда,  $d$  – расстояние между пластинами.

В результате ионы одной кратности ионизации пролетают зону фильтрации по прямой и попадают на коллектор, а другие ионы отклоняются, как показано на рисунке 14. Обычно при фиксированном магнитном поле и расстоянии между пластинами снимается зависимость тока пролетевших частиц от напряжения, приложенного к пластинам. В результате измерений получается график зависимости тока частиц, собранного коллектором, от напряжения. В этой вольт-амперной характеристике (ВАХ) группы частиц с разными зарядами проявляются как максимумы тока. Пример получаемой характеристики, приведен на рисунке 15 [28].



Рисунок 15. Вольт-амперная характеристика  $E \times B$  зонда

Самый высокий экстремум соответствует однозарядным ионам, следующий по высоте – двухзарядным, последующие экстремумы трех- и более зарядным

ионам. Анализ полученных спектров является непростой задачей из-за уширения, смещения и перекрытия пиков тока, определяющих каждый вид ионов. Например, ток, регистрируемый в диапазоне от 340 В до 360 В, скорее всего, формируется как однозарядными, так и двухзарядными ионами. Поэтому, следует более подробно остановиться на методах обработки данных. Существует несколько основных методов обработки спектров и определения долей каждого вида ионов.

Подробно методы обработки были проанализированы в работе [29]. Приведем здесь краткое описание наиболее распространенных методов – метод треугольников и метод гауссовой подгонки. Первый метод, подгонка треугольниками, является простым методом первого порядка, учитывающим влияние уширения пика. Равнобедренные треугольники рисуются над каждым пиком с помощью линий, которые соединяют точку максимума пика и точку половины максимума. Поскольку правая сторона каждого пика обычно более четко выражена, чем левая, эта линия проводится с правой стороны каждого пика и симметрично отражается слева, образуя равнобедренный треугольник (Рисунок 16а). Площадь этого треугольника затем принимается за ток, собранный для соответствующего вида. Произведение максимального тока и полуширины на половине максимума пропорционально площади всего треугольника. Это произведение допустимо принять в качестве меры собранного тока, так как оно используется только для расчёта относительных долей тока ионов различной кратности. Хотя этот метод дает лишь приблизительную меру общего тока, собранного для каждого пика, он позволяет учесть большую часть эффекта расширения, оставаясь при этом относительно простым.

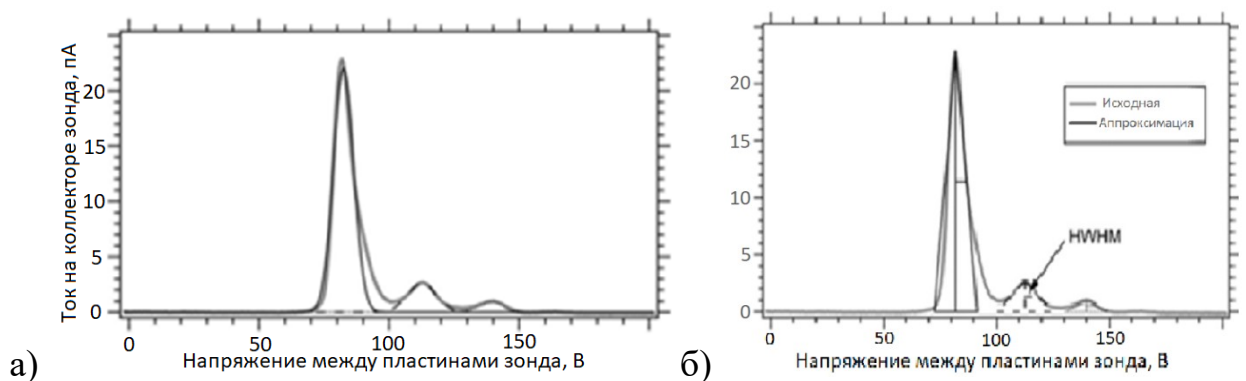


Рисунок 16. Метод трапеций (а) и метод треугольников (б)



Второй метод, гауссова подгонка, представляет собой попытку более точно определить общий пик для каждого вида путём подгонки симметричного гауссовского профиля. После подгонки полученная функция вычитается из исходного спектра  $E \times V$ , чтобы не учитывать ток дважды. Затем процесс повторяется до тех пор, пока все пики не совпадут (Рисунок 166). Каждый гауссовский профиль затем интегрируется по всем напряжениям, чтобы получить суммарный ток для каждого вида.

Существует также несколько конструктивных проблем, которые могут значительно влиять на точность и достоверность получаемых данных. Низкий сигнал из-за малой прозрачности зонда может затруднять регистрацию слабых компонент плазмы, что особенно критично при анализе многозарядных ионов. Это требует либо увеличения времени измерений, либо применения более чувствительных детекторов, что усложняет эксперимент. Краевые эффекты электрического и магнитного полей вносят дополнительные погрешности в траектории ионов, искажая получаемые результаты. Это может быть особенно заметно при наличии значительной расходимости струи. Высокие требования к юстировке существенно усложняют процесс настройки  $E \times V$  зонда. Даже незначительные отклонения оси зонда от направления движения ионов могут привести к смещению пиков в спектре, что требует тщательной калибровки и постоянного контроля в ходе измерений. Ограниченное разрешение зонда проявляется в уширении зарядовых спектров, что затрудняет разделение близких по энергии ионов. Это особенно критично при анализе многозарядных ионов, чьи пики могут перекрываться. Изменение магнитного поля при использовании постоянных магнитов из-за нагрева также снижает точность получаемых данных. Шумы и фоновые сигналы (например, от рассеянных частиц) усложняют выделение полезного сигнала, что делает необходимым применение фильтрации и статистических методов обработки данных.

## 2.2. Обзор существующих конструкций Е×В зондов

Автор *Sang-Wook Kim* [11] был одним из первых, кто подробно описал и применил Е×В методику для исследования зарядового спектра ХД. В работе автора подробно описана базовая конструкция зонда, который получил широкое распространение среди исследователей, Рисунок 17.

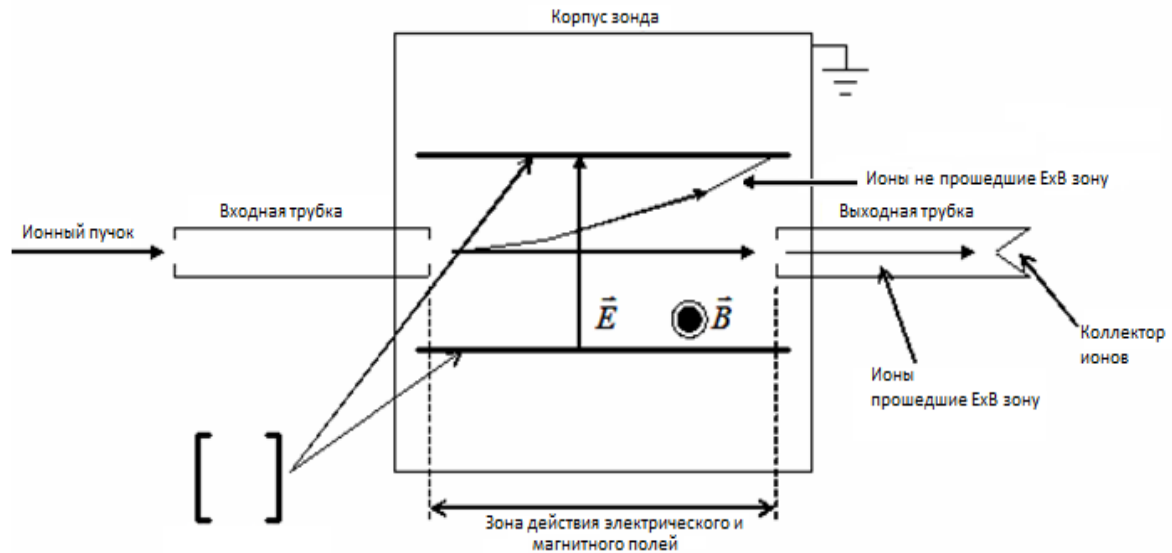


Рисунок 17. Базовая конструкция зонда [11].

Стандартная конструкция зонда, которую использует этот и последующие авторы, представляет собой: входную трубку с коллиматорами на входе и выходе; зону скрещенных полей, где создается магнитное поле, обычно, постоянными магнитами, расположенными над и под зоной фильтрации, и электрическое поле, обычно создаваемое подачей положительного и отрицательного потенциала на пластины; выходную трубку с коллиматором на входе и токоприемником (коллектором ионов) на выходе. В итоге измеряется зависимость тока коллектора от напряжения, поданного на электроды и по методике, описанной в предыдущей главе, восстанавливается доля двух или трехзарядных ионов.

Автор выделил несколько источников погрешностей зонда: неопределенность в измерениях тока и напряжения, неопределенность в измерениях энергии ионов из-за ненулевой ширины энергетического спектра, неопределенность в измерениях из-за накопления частиц и столкновений,

происходящих внутри зонда. Разрешающая способность  $E \times V$  зонда может быть определена аналитически. Для расчета разрешающей способности зонда предполагалось, что каждый вид ионов обладает одной энергией. Таким образом, разрешающая способность зонда, по оценкам автора, составляла 1% от измеренной энергии ионов. Неопределенность в измерениях энергии ионов из-за скопления частиц и столкновений, происходящих внутри зонда, оказалась по словам автора небольшой по сравнению с изменением энергии ионов из-за неустойчивости плазмы.

Объединяя все неопределенности, рассмотренные автором, общая погрешность измерений с помощью  $E \times V$  метода оценена в 2% для ионного тока и 4% для скорости ионов.

В работе 2003 года автора *Richard R. Hofer* [8] также рассказывается про использование  $E \times V$  зонда для исследования струи другого, 5-ти киловаттного холловского двигателя. В статье описан зонд, разработанный на основе зонда из предыдущей приведенной здесь статьи. Авторы оценили разрешение зонда аналитически и получили погрешность в 7% от энергии ионов.

В данной статье  $E \times V$  зонд использовался для измерения потоков ионов однократной, двукратной ( $\text{Xe}^{2+}$ ) и трехкратной ( $\text{Xe}^{3+}$ ) ионизации в дальней зоне струи лабораторной модели холловского двигателя NASA-173Mv2. Двигатель работал при постоянном расходе ксенона 10 мг/с и разрядном напряжении 300-900 В. При разрядном напряжении 300 В зарегистрированные доли  $\text{Xe}^{2+}$  и  $\text{Xe}^{3+}$  были ниже, но все же соответствовали предыдущим исследованиям ХД с использованием других  $E \times V$  зондов. При разрядном напряжении 300-900 В доля  $\text{Xe}^{2+}$  увеличилась с 0,04 до 0,12, а доля содержания  $\text{Xe}^{3+}$  увеличилась с 0,01 до 0,02. В этой статье делается вывод об ожидаемом росте долей многозарядных ионов при увеличении напряжения разряда двигателя.

В статье авторов *Reid* и *Shastry* [30], посвящённой исследованию многозарядных ионов в струе холловского двигателя мощностью 6 кВт, продемонстрирован  $E \times V$  зонд с подробным анализом его работы. Был использован зонд, представленный ранее в работе [29], с некоторыми

улучшениями. Одной из целей данного эксперимента было определение потенциальной ошибки, вносимой измерениями  $E \times V$  зонда в одной точке в центре струи, путём сравнения с пространственно разрешенными угловыми измерениями.

Особое внимание было уделено температурному режиму зонда. Чтобы свести к минимуму тепловой поток к корпусу зонда, передняя часть  $E \times V$  зонда была защищена графитовой панелью, в которой было вырезано отверстие для входа. Пластина была подсоединена к выравнивающему столу и расположена примерно в 3 см ниже по потоку от входа зонда. В работе также была измерена зависимость температуры магнитов от времени и положения, при котором достигаемая температура магнитов составляла от 340 до 380 К, что значительно ниже максимальной рабочей температуры в 530 К.

Также в статье рассмотрена проблема повышения давления внутри зонда, которая часто считается потенциальной причиной искажения результатов. Давление внутри зонда по словам авторов достигает равновесия, когда поток входящих ионов и нейтралов уравнивается потоком выходящих нейтралов зонда. Используя плотность, заданную равновесным давлением внутри зонда, средняя длина свободного пробега до столкновения иона с нейтральным атомом была оценена с использованием поперечного сечения столкновения, равного приблизительно  $4 \times 10^{-19} \text{ м}^2$ . Этот анализ показал, что давление внутри зонда при наихудших условиях (напряжение разряда двигателя 300 В, расход газа 30 мг/с) приводило к незначительному рассеиванию частиц в пределах испытательной секции.

Следующая статья тех же авторов, опубликованная в 2015 году [31] интересна тем, что авторы попытались теоретически оценить зависимость точности зонда от его геометрических размеров. Хотя авторы не учитывают такие важные эффекты как разброс ионов по энергиям и пространственный заряд пучка, рассмотренный авторами подход является первой успешной попыткой оценить теоретически зависимость спектрального разрешения зонда от его геометрических размеров. В статье рассмотрен схематично зонд, изображенный

на рисунке 18, где  $d_1$  – диаметр входного отверстия входного коллиматора,  $d_2$  – диаметр выходного отверстия входного коллиматора,  $d_3$  – диаметр входного отверстия выходного коллиматора,  $L_c$  – длина входной трубки коллектора,  $L_f$  – длина Е×В зоны,  $L_d$  – длина выходной трубки.

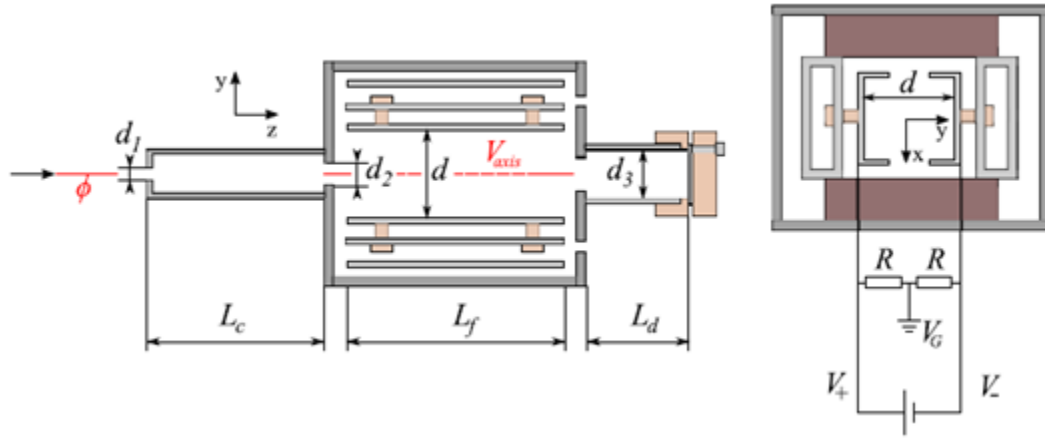


Рисунок 18. Схема зонда.

Считая, что ионы влетают в зонд под малым углом, а уширение пиков на ВАХ зонда  $\Delta u$  много меньше скорости ионов  $u_0$  и, применяя уравнения движения к иону в Е×В зоне, авторы получают следующую формулу:

$$\Delta u = \frac{mu_0^2}{ZeB_0} \left[ \frac{a_2 + a_3 + (a_1 + a_2)(L_f + L_d)/L_c}{L_f^2 + 2L_dL_f} \right]$$

Разрешение датчика  $\Delta u/u$  определяется как отношение уширения скорости к начальной скорости ионов, которая считается пропорциональной квадратному корню из ускоряющего напряжения. В случае ионного двигателя ионы имеют большую энергию и, соответственно, большой  $\Delta u$ . Поскольку распределение ионов по скоростям в струе ионного двигателя имеет тенденцию быть узким и неперекрывающимся, зонд, предназначенный для работы с ионным двигателем, может быть сконструирован таким образом, чтобы  $\Delta u$  был достаточно большим для регистрации всех многозарядных частиц целиком. Для спектрометра, работающего в плазме ХД, важно низкое значение  $\Delta u$ , так как в среднем скорость ионов меньше, а разброс по скоростям больше.

В статье авторов *T. Hallouin, S. Mazouffre* [32] продемонстрирован  $E \times B$  зонд, разработанный для исследования зарядового спектра пучка плазмы маломощного 100 Вт ХД ISCT100-v2. Измерения проводились при постоянном давлении в вакуумной камере не более  $5 \times 10^{-3}$  Па.

Авторы приводят конструкцию зонда со следующими параметрами. Магнитное поле в зонде постоянное (1750 Гс) и создаётся постоянными магнитами  $SmCo_5$ , расположенными на расстоянии 18 мм друг от друга. Электрическое поле создаётся двумя параллельными электродами, расположенными на расстоянии 16 мм. Входной коллиматор представлял собой заземлённую трубку из нержавеющей стали диаметром 2 мм и длиной 55,5 мм, а оптимальное отверстие коллиматора подбиралось экспериментально. Таким образом, фактический размер коллиматора представлял собой компромисс между оптимальным разрешением и измеримым коллекторным током. Выходной коллиматор представлял собой заземлённую пластину с отверстием диаметром 4 мм. Графитовый коллектор изолирован от остальной части зонда тефлоновой трубкой. Его коническая форма ограничивает влияние эмиссии вторичных электронов из-за бомбардировки ионами.

На основе параметров двигателя, конструкции зонда и поддерживаемого при эксперименте давления авторы утверждают, что спектры, представленные в их исследовании, не искажены столкновениями, происходящими внутри зонда.

Основные пики соответствовали ионам  $He^+$ ,  $He^{2+}$  и  $He^{3+}$ , однако перед пиком  $He^+$  наблюдался дополнительный пик популяции ионов с низкой скоростью. Хотя этот дополнительный пик был обнаружен при других измерениях  $E \times B$ , его истинное происхождение до сих пор остаётся неизвестным. Кроме того, была видна область перекрытия между одно- и двухзарядными частицами, и это было интерпретировано как результат упругих столкновений между ними.

Также в этой работе было исследовано влияние фонового давления. Оно было искусственно повышено в вакуумной камере путём прямого впрыскивания чистого ксенона через дозирующий клапан. Таким образом, измерения с

помощью зонда проводились при рабочем давлении  $P_1$  ( $3.2 \times 10^{-3}$  Па) и двух более высоких фоновых давлениях, а именно  $P_2 = 2P_1$  и  $P_3 = 3P_1$ . Доля многозарядных ионов увеличивалась с ростом фонового давления, что согласуется с предыдущими исследованиями. Также при повышении фонового давления до ( $9.7 \times 10^{-3}$  Па) амплитуда дополнительного пика увеличивалась таким образом, что при самом высоком давлении он сливался с пиком  $\text{He}^+$ .

Другая интересная особенность связана с перекрытием пиков одно- и двукратно заряженных частиц. Перекрытие уменьшается при повышении давления. При высоком фоновом давлении пики ионов хорошо выражены и разделены.

Подводя итоги, в данной работе было исследовано влияние фонового давления и напряжения разряда для 100-ваттного двигателя. Одним из неожиданных результатов является то, что доля многократно заряженных ионов не увеличивается с ростом напряжения разряда на центральной линии двигателя, в отличие от того, что было описано для двигателей средней и высокой мощности. Однако эта доля увеличивается по мере удаления зонда от центральной линии двигателя.

**В итоге** можно видеть, что несмотря на большое разнообразие подходов к моделированию работы зондов и к использованию самой методики скрещенных полей для анализа долей многозарядных ионов в струях различных электроракетных двигателей, не обнаружено успешных попыток исследования возможности конструирования универсального зонда для анализа доли двухзарядных ионов холловских двигателей независимо от номинальной мощности и напряжения разряда. Существуют успешные попытки использования зонда для исследования доли двух и трехзарядных ионов двигателей с напряжением разряда 300 и 900 В, и зарубежными авторами получена оценочная формула для расчета спектрального разрешения зонда. Также в зарубежных работах исследовано влияние давления на передаточную функцию зонда. Но все ранее проведенные исследования не ставили задачу создать зонд, который будет

успешно измерять долю двухзарядных ионов во всем диапазоне напряжений разряда и мощностей существующих холловских двигателей.

В данной работе поставлена задача подробно проанализировать методику с помощью численного моделирования траекторий ионов различной степени ионизации внутри зонда и оптимизировать конструкцию для измерения доли двухзарядных ионов в струях различных холловских двигателей. Для разработки зонда, предназначенного для исследования зарядового состава ионов в плазме ХД с напряжением разряда до 2000 В, в данной работе проведено моделирование траекторий ионов в зонде с заданием конечной ширины энергетического спектра ионов, учетом распределения электрического и магнитного полей и ненулевого угла падения ионов. Учитывая возможности современной измерительной аппаратуры и присутствие высоковольтных источников питания ХД мощностью до 50 кВт, для достижения требуемой точности измерений доли двухзарядных ионов в плазме ХД необходимо было обеспечить уровень сигнала однозарядных ионов больше 50 нА, а уровень сигнала двухзарядных ионов больше 10 нА.

### **2.3. Методика расчетного исследования $E \times B$ зонда**

Для подробного исследования возможностей методики измерения зарядового состава ионов в плазме ЭРД при помощи  $E \times B$  зонда в данной работе представлен расчет характеристик зонда в зависимости от геометрии зонда и заданных на входе в зонд параметров плазмы. Рассчитывался ожидаемый ток коллектора зонда и спектральное разрешение зонда в зависимости от длины зоны фильтрации и исходной энергии ионов плазмы.

Моделирование проводилось в программном пакете IOS-3D. В ходе моделирования на входном отверстии зонда задаются параметры плазменной струи ХД, далее рассчитываются траектории ионов, проходящих через зонд и в итоге рассчитывается ток коллектора (Рисунок 19а). Задается плотность ионного тока, температура электронов, распределение ионов по энергии, угол наклона ионного пучка по отношению к оси зонда и доля двухзарядных ионов. Внутри зонда задаются магнитное и электрические поля, моделируются траектории ионов



с учётом их объёмного заряда, рассчитывается ток на коллекторе зонда при различных напряжениях между пластинами, и таким образом восстанавливается зависимость тока зонда от напряжения отклоняющих пластин – вольт-амперная характеристика зонда.

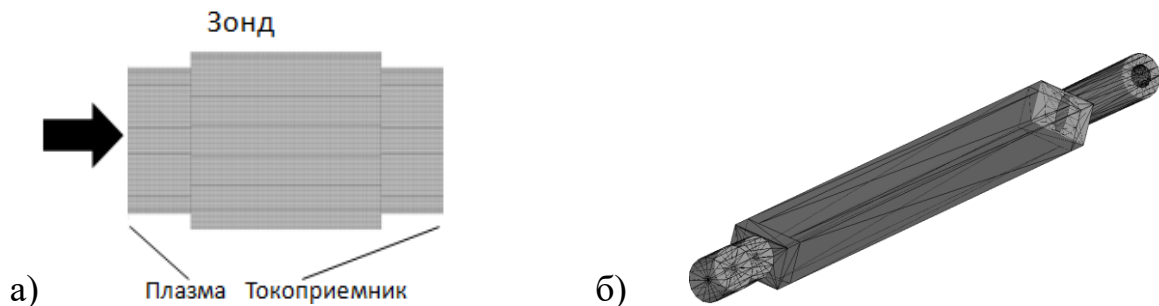


Рисунок 19. Модель зонда.

Учитывая сложность расчетов и отсутствие в опубликованных работах результатов моделирования зонда с учетом объемного заряда, угла падения ионов, конечной ширины энергетического спектра и плотности ионного тока, первой задачей при оптимизации зонда являлась проверка адекватности методики моделирования. С помощью программного пакета IOS-3D была создана трехмерная модель зонда (Рисунок 19б), геометрически повторяющая реальный зонд, разработанный в АО ГНЦ “Центр Келдыша” и ранее использованный для исследования зарядового состава ионов в плазме ионных двигателей (Рисунок 20). Модель воспроизводит форму и размеры реального зонда с входной трубкой, коллиматорами, зоной с заданными электрическим и магнитными полями, коллекторной трубкой и токоприемником.

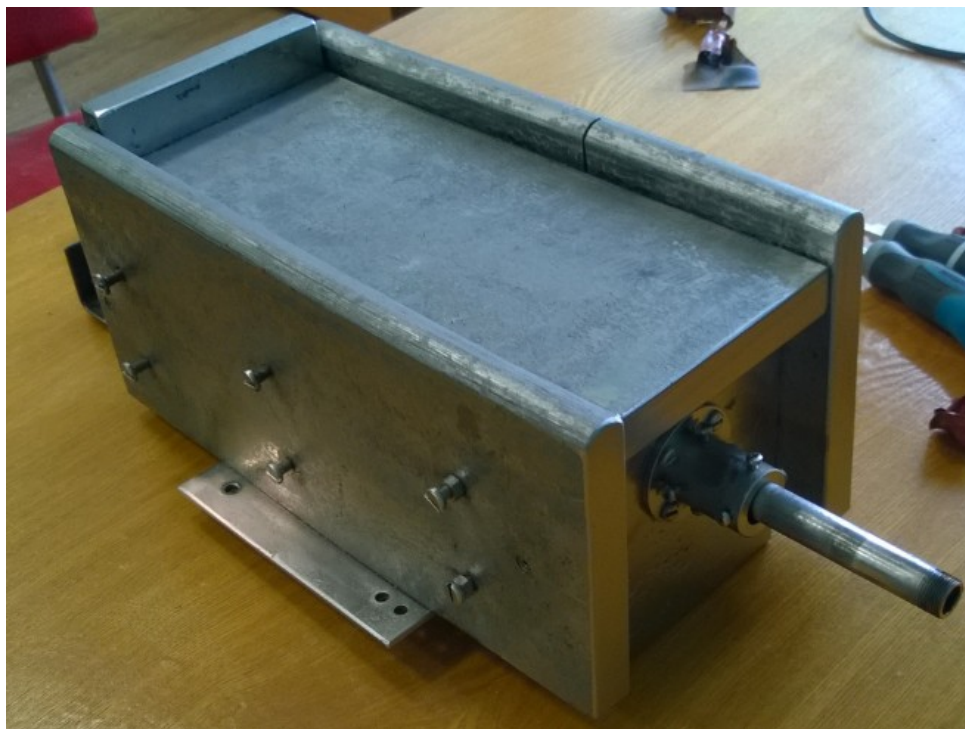


Рисунок 20. Общий вид зонда для измерения струи ионного двигателя

Конструкция зонда является стандартной [7,29] и адаптирована для измерения доли двухзарядных ионов ионных двигателей с ускоряющим напряжением 2000-4000 В. По данным эксперимента, посвященного диагностике струи ионного двигателя, при моделировании на входе в зонд были заданы параметры плазмы и рассчитана ВАХ зонда. Результаты измеренной и рассчитанной ВАХ можно видеть на рисунке 21.



Рисунок 21. Верификация моделирования

Учитывая узкий энергетический спектр ионов в струе ионного двигателя (разброс по энергиям порядка нескольких эВ при энергии пучка порядка 2000 эВ) на входе в зонд был задан ионный пучок содержащий в себе 80% однозарядных ионов с энергией 2000 эВ и 20% двухзарядных ионов с энергией 4000 эВ соответственно. Был проведен расчет траекторий ионов для напряжений между пластинами от 50 до 350 В с шагом 5 В. Итогом расчета стала вольт-амперная характеристика, которую следовало сравнить с ВАХ, измеренной ранее таким зондом в струе ИД с ускоряющим напряжением 2000 В. Результаты расчета совпали с проведенными ранее экспериментами со средней погрешностью 5%, что показывает адекватность модели (Рисунок 21).

В итоге можно сделать вывод, что модель может быть использована для более подробного анализа  $E \times V$  методики. Основной задачей моделирования является определение зависимости тока коллектора и спектрального разрешения зонда от энергии ионов и подбор оптимальной геометрии зонда для исследования доли двухзарядных ионов в струях холловских двигателей с напряжением разряда от 100 до 2000 В.

## ГЛАВА 3. РАЗРАБОТКА УСОВЕРШЕНСТВОВАННОГО ЗОНДА С ЗАДЕРЖИВАЮЩИМ ПОТЕНЦИАЛОМ

### 3.1. Конструкция универсального зонда

Основная проблема, которая возникает при измерении ионных потоков с высокой плотностью тока, состоит в необходимости обеспечения условий  $d < 2\lambda_D$  и  $l < 4\lambda_D$ , т.е. в использовании сеток с очень малыми размерами ячеек и межсеточными расстояниями. Важно отметить, что это условие получено вовсе не из требования «минимизировать дебаевское экранирование в апертурах сеток», как это иногда пишут в работах, посвящённых разработке RPA [7]. Фактически, это неравенство является условием отсутствия в RPA виртуальных анодов и вытекает из соотношения (2) (раздел 1.1 настоящей диссертации) если отрицательный потенциал отсечного электрода равен по модулю нескольким электронным температурам. Если же этот потенциал задать достаточно большим, то, как следует из (2), межсеточное расстояние, а следовательно, и размер отверстий в сетках можно сделать существенно больше радиуса Дебая.

Хорошей аналогией, подтверждающей правомерность указанного подхода, может служить ионно-оптическая система (ИОС) ионного двигателя [19]. В ионных двигателях плазма, создаваемая в газоразрядной камере, не проникает за пределы эмиссионной сетки, хотя диаметр отверстий в этой сетке обычно составляет несколько миллиметров, т.е. в десятки, а иногда и в сотни раз превышает длину Дебая. Такая отсечка плазменных электронов достигается за счёт того, что между эмиссионным и ускоряющим электродами в ИОС приложена высокая разность потенциалов. В том случае когда ускоряющая разность потенциалов достаточно велика и извлекаемая плотность ионного тока меньше, чем плотность тока, определяемая уравнением Чайлда-Ленгмюра, вблизи отверстия эмиссионного электрода формируется плазменная граница. На этой границе происходит отражение электронов, и за её пределы проникают только ионы.

Основная идея, заложенная в конструкцию нового зонда, состоит в том, чтобы организовать сепарацию ионов и электронов так же, как это происходит в ИОС ионных двигателей. Это означает, что отверстия в сетках должны быть соосны, а приложенные к сеткам потенциалы должны обеспечивать формирование вблизи эмиссионного электрода плазменной границы, с которой извлекаются отдельные ионные пучки. Такая конструкция позволяет использовать сетки с отверстиями большого диаметра, намного превышающего дебаевскую длину, и обеспечивает высокую прозрачность зонда. В результате появляется возможность проводить измерения как в плотной плазме на небольших расстояниях от двигателя, так и вдали от двигателя и на периферии плазменной струи.

Принципиальная схема нового зонда показана на рисунке 22.

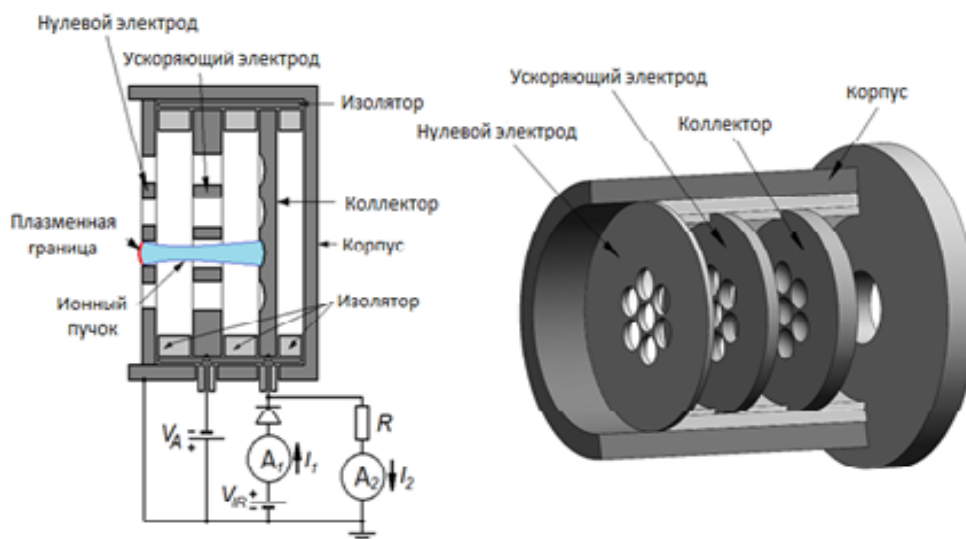


Рисунок 22. Схема универсального зонда.

Зонд включает в себя экранирующий электрод, отсечной электрод и коллектор. Экранирующий и отсечной электроды представляют собой пластины с круглыми соосными апертурами, расположенными в узлах гексагональной решетки. Экранирующий электрод заземлён. На отсечной электрод, который является аналогом ускоряющего электрода в ИОС ионных двигателей, подаётся большой отрицательный потенциал, который обеспечивает формирование

плазменной границы вблизи апертуры экранирующего электрода. На этой границе происходит отсечение электронов.

Потенциал отсечного электрода задаётся, исходя из того, чтобы плотность тока, задаваемая соотношением Чайлда-Ленгмюра (1), в котором в качестве расстояния  $l$  задано расстояние между экранирующим и отсечным электродом, и  $V = |V_{ER}|$  была больше измеряемой плотности тока. В процессе измерений потенциал  $V_{ER}$  можно регулировать, увеличивая его при нахождении зонда в плотной плазме и уменьшая при удалении зонда от двигателя или перемещении его на периферию струи.

На коллектор подаётся положительный потенциал, который определяет граничную энергию регистрируемых ионов. На коллекторе имеются углубления в форме сферических сегментов, которые служат для снижения систематической погрешности измерений. Более подробно об этом будет сказано в следующем разделе.

В том случае, если внутри зонда обеспечена фокусировка ионного пучка без попадания ионов на отсечной электрод, эффективная прозрачность зонда для ионов близка к геометрической прозрачности экранирующего электрода. Это позволяет использовать зонд вместо цилиндра Фарадея для измерений абсолютных значений плотности тока. Важно также, что ионное распыление наружной поверхности экранирующего электрода практически не изменяет эффективную прозрачность зонда, и поэтому эта прозрачность будет оставаться постоянной в течение длительного времени.

Принципиальная схема электропитания и измерения показана на рисунке 22. Источник напряжения  $V_{IR}$  задаёт потенциал коллектора. Ток  $I_1$ , протекающий через источник напряжения  $V_{IR}$  и амперметр  $A_1$ , уходит на заземление через амперметр  $A_2$ . Ток ионов, поступающих на коллектор, суммируется в цепи амперметра  $A_2$  с током  $I_1$  и вместе с ним проходит через  $A_2$  на землю. Таким образом искомый ток ионов на коллектор равен разности  $I_2 - I_1$ .

Отметим, что предложенная конструкция является не первой, в которой используется принцип фокусировки ионных пучков в соосных апертурах, а тормозящий потенциал подаётся непосредственно на коллектор. Фокусировка ионов исследовалась, например, в работе [22] в одноапертурном зонде с задерживающим потенциалом. В этом зонде электростатическая линза использовалась для компенсации расширения пучка и фокусировки потока ионов на коллектор.

Коллектор, на который подаётся анализирующий потенциал, был использован в так называемом бессеточном RPA [22], который наиболее близок по конструкции к зонду, предложенному в настоящей работе. Перечислим наиболее важные с нашей точки зрения различия этих двух конструкций.

Во-первых, в конструкции универсального зонда присутствует экранирующий электрод, который минимизирует возмущения, вносимые в плазму отрицательным потенциалом отсечного электрода. Экранирующий электрод позволяет сформировать плазменную границу, непосредственно примыкающую ко входной апертуре так, что площадь, с которой собираются ионы, близка к площади апертуры и практически не зависит от плотности ионного тока. При отсутствии экранирующего электрода плазменная граница располагается снаружи зонда, и площадь, с которой извлекаются ионы, является плохо контролируемой величиной. Это вносит погрешность в точность измерений абсолютных значений плотности тока.

Во-вторых, в отличие от одноапертурного зонда [22], где отсечной электрод предназначен только для отражения электронов, в предложенной здесь конструкции отсечной электрод выполняет две функции. Кроме отсечения потока электронов он ускоряет и фокусирует ионный поток, обеспечивая отсутствие виртуальных анодов в значительно более широком диапазоне измеряемых значений плотности тока.

В-третьих, в новой конструкции вместо собирающей чашки использован коллектор, который расположен вблизи отсечного электрода. Минимизация расстояния между коллектором и отсечным электродом позволяет избежать

возникновения в этом зазоре виртуальных анодов при существенно более высоких плотностях ионного тока, чем это возможно при использовании коллекторной чашки с большим внутренним объёмом. Отметим также, что большой внутренний размер коллекторной чашки зонда из упомянутой работы [22], диаметр которой намного больше диаметра входной апертуры, не позволяет создавать многоапертурную конструкцию с высокой прозрачностью, так как соседние апертуры должны располагаться на больших расстояниях друг от друга. В предложенной схеме диаметр сферических сегментов в коллекторе близок к диаметру апертур в электродах. Это даёт возможность располагать большое количество апертур на небольшом расстоянии друг от друга и получить ИОС с высокой сумарной прозрачностью.

Таким образом, предложенная в настоящей работе конструкция обладает высокой хорошо контролируемой прозрачностью и позволяет расширить рабочий диапазон зонда как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения измеряемой плотности ионного тока.

### 3.2. Расчётное исследование зонда

Конструкция представленного в настоящей работе зонда разрабатывалась для измерения параметров плазменных струй ЭРД, работающих на ксеноне, с плотностью тока до  $J_{\max} = 100 \text{ А/м}^2$  и энергией ионов до 2000 эВ. Расстояние между экранирующим и отсечным электродами было выбрано равным 2 мм, так как на этом расстоянии, согласно формуле Чайлда-Ленгмюра (1), при разности потенциалов 2 кВ обеспечивается плотность тока ионов ксенона  $100 \text{ А/м}^2$ . Остальные параметры зонда подбирались по результатам численного моделирования.

Численное моделирование зонда проводилось при помощи программного обеспечения IOS-3D. Геометрия области моделирования показана на рисунке 23. Были исследованы два типа коллектора – с плоской поверхностью (Рисунок 23б) и со сферическими углублениями (Рисунок 23в). На экранирующем и отсечном электродах, на коллекторе и на границе, через которую втекает поток плазмы,



задавались граничные условия Дирихле с фиксированными потенциалами. На боковых поверхностях задавались граничные условия Неймана с нулевой нормальной производной потенциала и условие зеркального отражения заряженных частиц. На твёрдых поверхностях задавалось условие рекомбинации ионов. На границе, через которую втекает поток плазмы, задавался поток ионов с выбранным видом функции распределения по энергии и равновесный поток электронов с максвелловским распределением по скоростям и выбранной температурой. Температура плазменных электронов была задана равной 1 эВ.

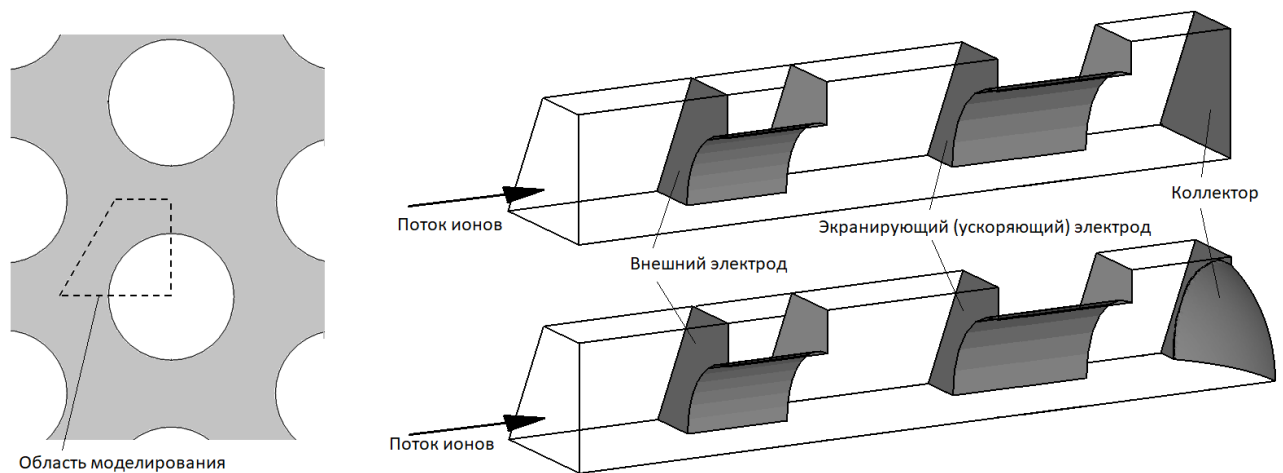


Рисунок 23. Расположение и внешний вид расчетной области

Серия расчётов, по результатам которой были выбраны окончательный тип коллектора и размеры зонда, выполнялась для частного случая моноэнергетических потоков ионов. Спектр моноэнергетического пучка однозарядных ионов, движущихся со скоростью  $v_i$ , представляет собой дельта-функцию  $\delta(V_{IR} - V_i)$ , где  $V_i = Mv_i^2/2e$  – энергия ионов, выраженная в электронвольтах. В реальной конструкции измеренный энергетический спектр будет иметь форму пика конечной ширины из-за того, что вектор скорости ионов, приближающихся к коллектору, не везде направлен в точности по нормали к поверхности коллектора. Поэтому, при увеличении потенциала коллектора  $V_{IR}$ , начиная с некоторого значения  $V_{IR} = V_{refl} < V_i$ , появляется доля ионов, у которых компонента скорости в направлении нормали к поверхности коллектора  $v_{i\perp}$

недостаточна для попадания иона на коллектор. Эти ионы отражаются тормозящим потенциалом коллектора. Доля таких ионов тем выше, чем ближе значение потенциала коллектора  $V_{IR}$  к энергии ионов  $V_i$ . Поэтому зависимость ионного тока на коллектор от его потенциала имеет форму плавно спадающей кривой, а её производная имеет форму колокола шириной  $(V_i - V_{refl})$ .

На рисунке 24 показаны примеры рассчитанных распределений потенциала и траекторий ионов, которые были получены при энергии ионов  $V_i = 500$  эВ, плотности ионного тока  $J_i = 25$  А/м<sup>2</sup> и потенциале отсечного электрода  $V_{ER} = -1000$  В. На рисунке 24 (а) показаны траектории ионов в конфигурации с плоским коллектором при  $V_{IR} = 497$  В. Можно видеть, что в этом режиме из-за ненулевого наклона вектора скорости к нормали поверхности коллектора значительная часть ионов отражается тормозящим полем, не достигая коллектора. На рисунке 24 (б) показаны траектории ионов в конфигурации коллектора со сферическим углублением при таком же значении потенциала  $V_{IR} = 497$  В. В этом случае все ионы, входящие в зонд, достигают коллектора, так как направление их скорости близко к нормали к поверхности. На рисунке 24 в) показаны траектории ионов в конфигурации коллектора со сферическим углублением при  $V_{IR} = 499.6$  В. В этом режиме на периферии пучка существует группа отражённых ионов. Появление этой группы объясняется сферической абберацией ионно-оптической системы, которая приводит к нелинейному росту угла падения с увеличением радиуса и отклонению вектора скорости ионов на внешней границе пучка от нормали к поверхности. В конфигурации со сферическим углублениями отражённые ионы появляются при потенциале коллектора, который намного ближе к энергии ионов, чем в варианте с плоским коллектором.

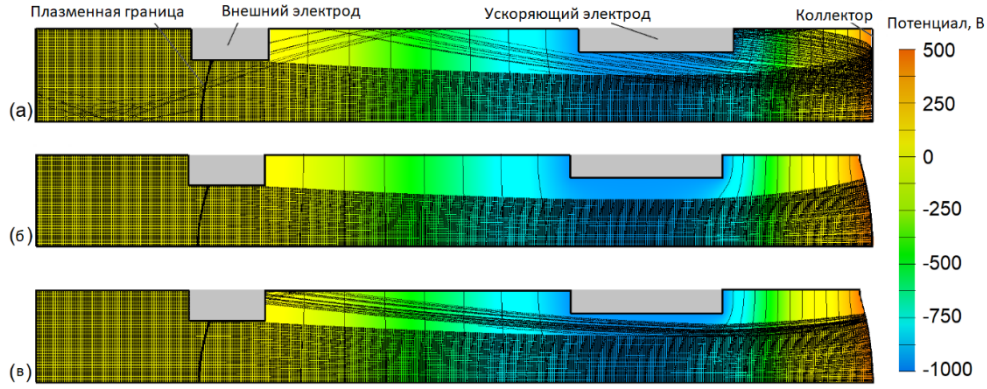


Рисунок 24. Пример траекторий ионов с начальной энергией  $V_i = 500$  эВ:

(а) плоский коллектор,  $V_{IR} = 497$  В;

(б) коллектор с углублениями,  $V_{IR} = 497$  В;

(в) коллектор с углублениями,  $V_{IR} = 499.6$  В

Рассчитанные для этого режима, т.е. при  $V_i = 500$  эВ,  $J_i = 25$  А/м<sup>2</sup>,  $V_{ER} = -1000$  В, тормозные кривые и энергетические спектры для двух конфигураций коллектора показаны на рисунке 25. В случае плоского коллектора минимальный потенциал коллектора, при котором начинается отражение ионов,  $V_{refl} = 482$  В, в конфигурации с ямками  $V_{refl} = 499.4$  В. Таким образом использование углублений в рассмотренном режиме приводит к снижению относительной погрешности измерения энергии  $(V_i - V_{refl})/V_i$  с 1.6% до 0.12%. Поэтому для дальнейшей оптимизации была выбрана конфигурация коллектора со сферическими углублениями.

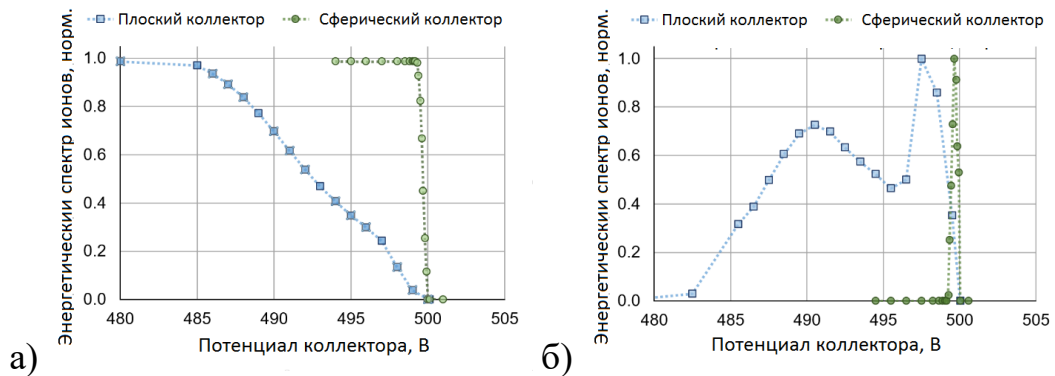


Рисунок 25. Рассчитанные тормозные кривые (а) и энергетические спектры (б) для двух конфигураций коллектора

Важно также отметить, что использование коллектора с углублениями позволяет существенно снизить ошибку измерений, которая может возникнуть из-за эффекта вторичной эмиссии электронов. Как видно на рисунке 24 (а), при плоском коллекторе значительная доля ионов, отражённых тормозящим потенциалом, попадает на отсечной электрод. Вторичные электроны, возникающие в результате ионно-электронной эмиссии, будут ускоряться в направлении коллектора, потенциал которого выше, чем потенциал отсечного электрода. Поток этих электронов на коллектор будет искажать результаты измерений ионного тока. В конфигурации коллектора с углублениями отражённые ионы проходят внутри апертуры отсечного электрода и попадают на экранирующий электрод. Вторичные электроны, выбитые с поверхности экранирующего электрода, не попадут на коллектор, так как будут отражены потенциалом, создаваемым отсечным электродом, так же, как это происходит с электронами пучковой плазмы.

Для поиска оптимальной геометрии зонда, в качестве критерия оптимизации используется относительную погрешность  $(V_i - V_{refl})/V_i$ . Для каждой конфигурации зонда задавался моноэнергетический пучок ионов с некоторыми выбранными значениями энергии ионов  $V_i$  и плотности ионного тока  $J_i$  и подбиралось оптимальное значение потенциала отсечного электрода  $V_{ER}$ , при котором относительная погрешность минимальна. Далее эти вычисления повторялись для другой пары значений  $V_i$  и  $J_i$ . Путём последовательного изменения значений  $V_i$  и  $J_i$  определялась интегральная погрешность выбранной конфигурации зонда, как среднее значение относительной погрешности по всем рассчитанным режимам  $\langle (V_i - V_{refl})/V_i \rangle$ . В проведённых вычислениях средняя относительная погрешность рассчитывалась на сетке параметров  $V_i$  и  $J_i$ , в которой для энергии ионов задавались значения  $V_i = 100, 250, 500, 1000, 1500$  и  $2000$  эВ, а для плотности тока  $J_i = 0.001, 1, 10, 25, 50$ , и  $100$  А/м<sup>2</sup>.

В процессе поиска оптимальной геометрии варьировались диаметры апертур и толщина отсечного электрода, диаметр и радиус кривизны сферических углублений в коллекторе, а также расстояние между коллектором и отсечным электродом. Из всех рассмотренных конфигураций была выбрана конфигурация с минимальной средней относительной погрешностью. В этой конфигурации относительная погрешность при энергии ионов 100 эВ и плотности ионного тока  $100 \text{ А/м}^2$  не превышала 1.5%, а среднее значение относительной погрешности  $\langle (V_i - V_{refl})/V_i \rangle$  для всех остальных режимов не превышало 1%.

Оптимальный потенциал отсечного электрода  $V_{ER}$ , согласно проведённым расчётам, зависит, главным образом, от плотности тока ионов и изменяется от -250 В при очень низкой плотности тока до -1600 В при плотности тока  $100 \text{ А/м}^2$ . Отсечной потенциал можно уменьшать при увеличении энергии ионов, так как ионы с большей энергией меньше подвержены искажению траектория под действием пространственного заряда. Отметим, что оптимальную величину потенциала  $V_{ER}$  можно подбирать в процессе измерений, добиваясь в каждом режиме максимального тока на коллекторе, т.е. минимизируя долю ионов, которые отражаются тормозящим полем коллектора из-за отклонения вектора скорости от нормали к его поверхности.

Стоит также отметить наличие эффекта перезарядки внутри апертурного зонда. С помощью программного пакета IOS-3D было оценено влияние столкновений перезарядки на результаты. При максимальной расчетной плотности тока вероятность перезарядки может достигать 3%, что практически не влияет на точность восстановления распределения ионов по энергиям, но может занижать измеряемые абсолютные значения плотности тока. При проведении экспериментов в струях с плотностью тока более  $50 \text{ А/м}^2$  следует учитывать этот эффект и корректировать измеряемые значения плотности ионного тока.

### 3.3. Оценка погрешности при наличии энергетического распределения ионов

Узкие энергетические спектры, предельным случаем которых является моноэнергетический пучок, характерны для ионных двигателей, в которых разброс ионов по скоростям имеет масштаб скорости Бома, а соответствующий разброс по энергии составляет единицы электронвольт. В двигателях холловского типа распределение ионов по энергии более широкое и заметно изменяется при отклонении зонда от центра плазменной струи [19]. Поэтому была выполнена расчётная оценка систематической погрешности зонда для нескольких различных распределений ионов по энергии, характерных для двигателей холловского типа.

В качестве исходных данных при выполнении расчётов были взяты энергетические распределения ионов, полученные ранее экспериментально при помощи традиционного RPA в плазменных струях холловских двигателей номинальной мощностью 3 и 10 кВт. При моделировании работы нового зонда использовался энергетический спектр ионов ХД мощностью 10 кВт, измеренный на оси струи, и два спектра ХД мощностью 3 кВт, измеренные на оси струи и при отклонении зонда от оси струи на угол 60 градусов. Для того, чтобы воспроизвести параметры струи, которые могут быть получены на различных расстояниях от двигателя, в расчётах плотность тока ионов варьировалась для энергетических спектров, измеренных на оси двигателей, от 1 до 100 А/м<sup>2</sup>, а для спектра, измеренного на периферии, от 10<sup>-4</sup> до 5 А/м<sup>2</sup>.

Результаты моделирования показаны на рисунке 26. Точечной линией показаны энергетические спектры, которые были заданы для потоков ионов, втекающих в расчётную область со стороны пучковой плазмы. Маркерами показаны значения спектра, полученные в численной модели по рассчитанному току ионов на коллектор при нескольких значениях плотности ионного тока на входе в зонд. Для оценки систематической погрешности зонда использовалось отношение  $\Delta V_i / V_i$ , где  $\Delta V_i$  – разница между заданной и измеренной энергией ионов при некотором заданном уровне энергетического спектра. Во всех полученных распределениях максимальная погрешность не превышала 2%.

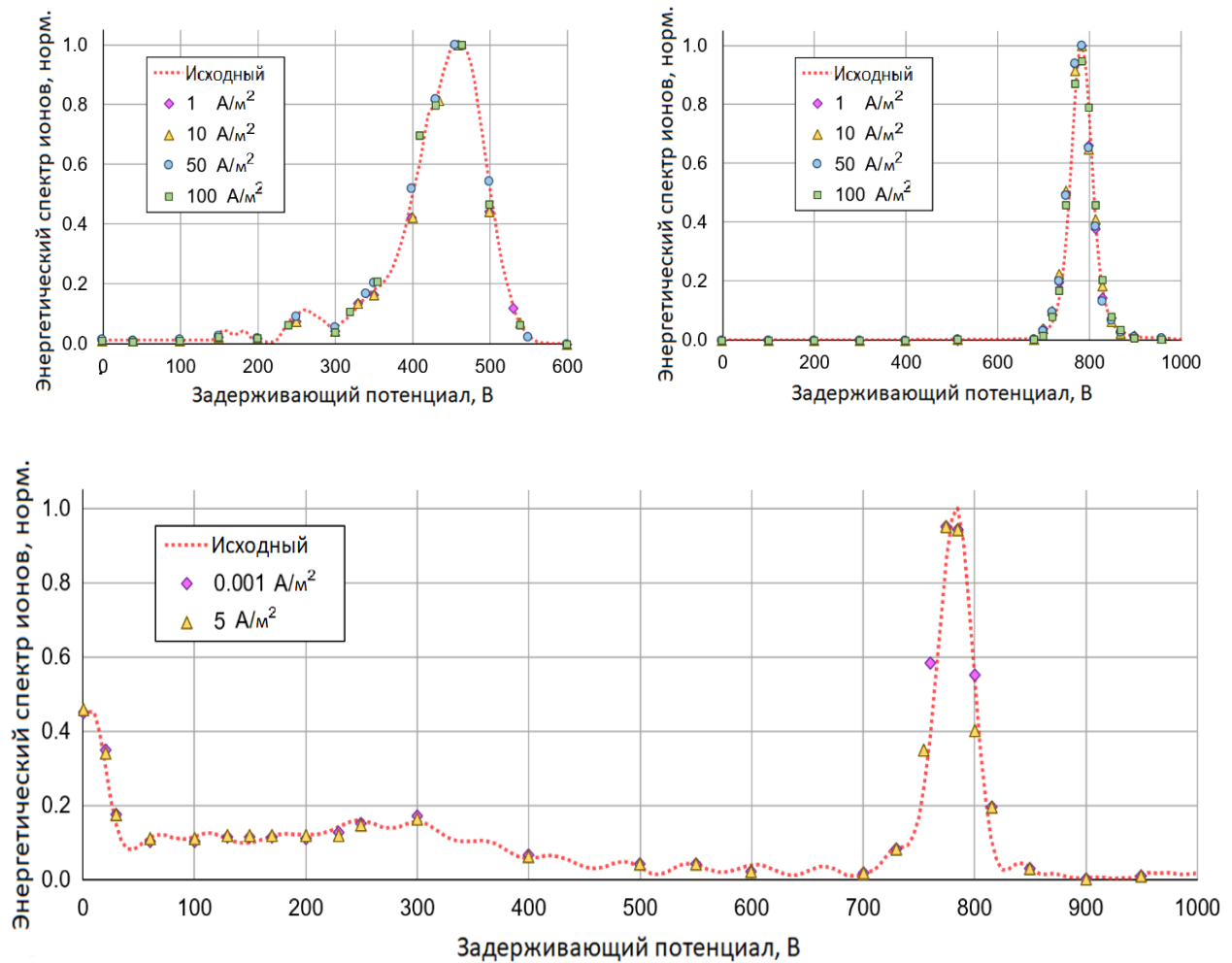


Рисунок 26. Заданные энергетические спектры и результаты моделирования работы зонда при плотностях ионного тока от 0.001 до 100 A/m<sup>2</sup>

### 3.4. Влияние неточности сборки на погрешность измерений

На погрешность измерений оказывает влияние точность сборки зонда и взаимной юстировки отверстий сеток. При конструировании зонда необходимо определить допуски на взаимный сдвиг апертур сеток, при которых обеспечивается заданная точность измерений. Для этого была проведена серия вычислений, в которых моделировались формы энергетического спектра при различных поперечных смещениях отверстий отсечной сетки по отношению к отверстиям экранирующей сетки. Внешний вид расчётной области, использованной для выполнения этих исследований, показан на рисунке 27.

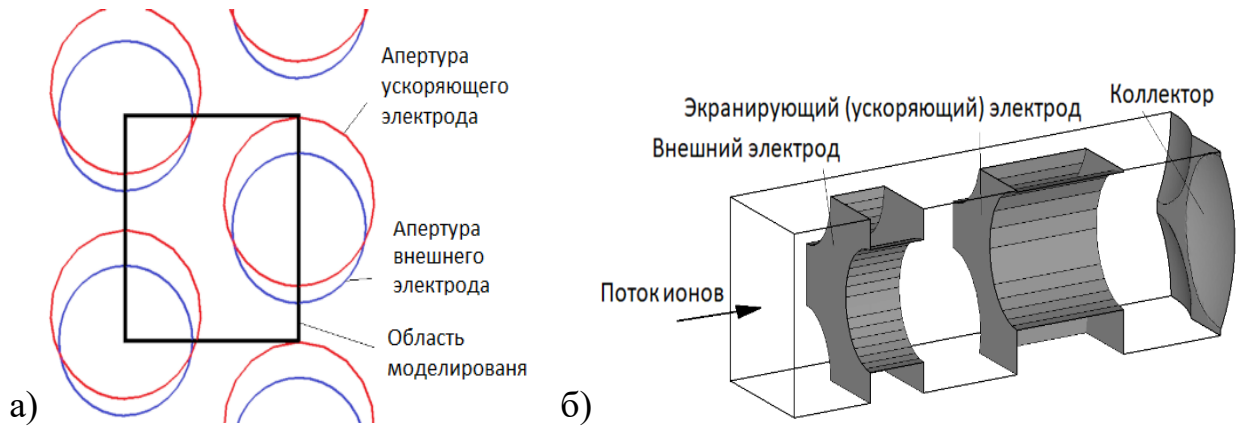


Рисунок 27. Расположение (а) и внешний вид (б) расчётной области, заданной для исследования погрешности из-за несоосности апертур

Прямоугольник на рисунке 27 (а) показывает границы расчётной области в плоскости, перпендикулярной направлению движения ионов. На границах области, соответствующих верхней и нижней сторонам этого квадрата, были заданы граничные условия трансляционной симметрии, на боковых сторонах задавались условия зеркальной симметрии. Центр отверстия в экранирующей сетке и центр ямки в коллекторе расположены на одной оси, центр отверстия в отсечной сетке смещён в поперечном направлении. Были проведены расчёты энергетического спектра при взаимном смещении осей 0.10, 0.15 и 0.20 мм. На входе в расчётную область задавался ионный поток с энергетическим спектром двигателя КМ-75, измеренным ранее традиционным РРА на оси струи. Плотность ионного тока была задана равной  $100 \text{ А/м}^2$ .

На рисунке 28 показан пример рассчитанных траекторий ионов при взаимном смещении осей отверстий 0.15 мм. После прохождения через апертуру отсечного электрода ионный пучок отклоняется от первоначального направления движения, но, благодаря наличию сферической выемки, угол падения ионов на коллектор остаётся близким к 90 градусам.



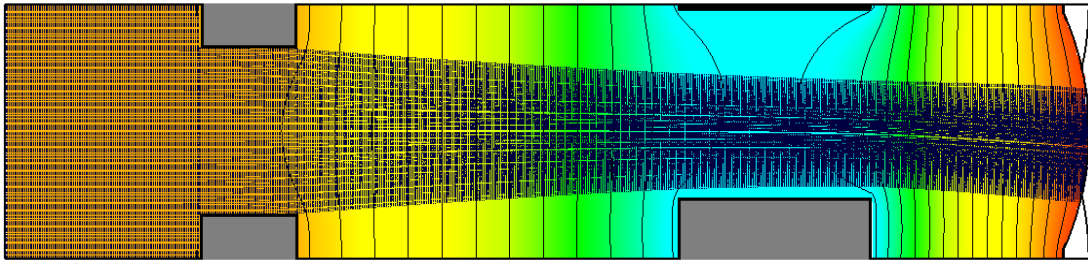


Рисунок 28. Траектории ионов при взаимном смещении апертур на 0.15 мм

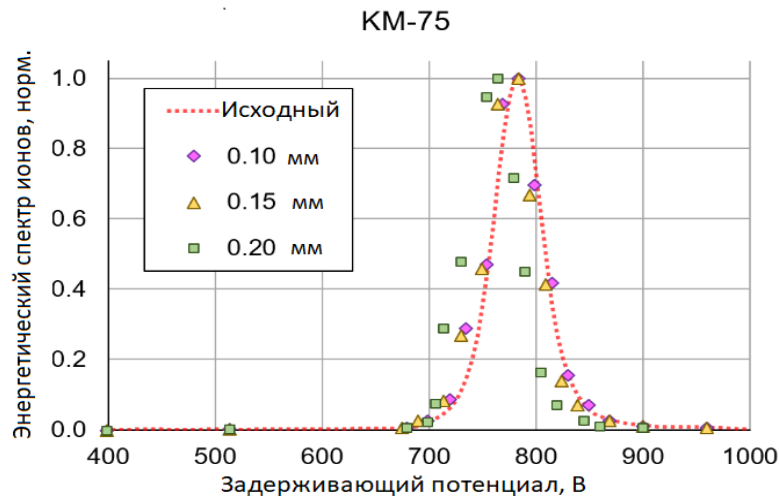


Рисунок 29. Рассчитанные энергетические спектры при взаимном сдвиге апертур зонд

На рисунке 29 показаны рассчитанные энергетические спектры ионов при трёх значениях взаимного смещения апертур. Результаты моделирования показали, что максимальная относительная погрешность измерений не превышает 1% при смещении апертур до 0.1 мм и остаётся в пределах 2% при смещении апертур до 0.15 мм. При дальнейшем увеличении смещения начинается быстрый рост погрешности, обусловленный как увеличением наклона падения ионов на коллектор, так и началом прямого перехвата части ионного пучка отсечным электродом.

### 3.5. Экспериментальные исследования зонда

Для экспериментальных исследований был изготовлен зонд, внешний вид которого показан на рисунке 30 а). На рисунке 30 б) зонд показан со снятым

защитным кожухом, который служит для экранирования электродов от внешней плазмы. Внешний вид коллектора показан на рисунке 30 в). Диаметр перфорированной области экранирующего электрода равен 10.4 мм. Диаметр апертур в экранирующем электроде равен 0.8 мм. При расстоянии между центрами апертур 1.2 мм геометрическая прозрачность экранирующего электрода примерно равна 40%. Экранирующий электрод и защитный кожух изготовлены из нержавеющей стали. Отсечной электрод и коллектор изготовлены из титана. Для изоляции электродов и для защиты изоляторов от ионного распыления использовались кольца, изготовленные из двуокиси алюминия.

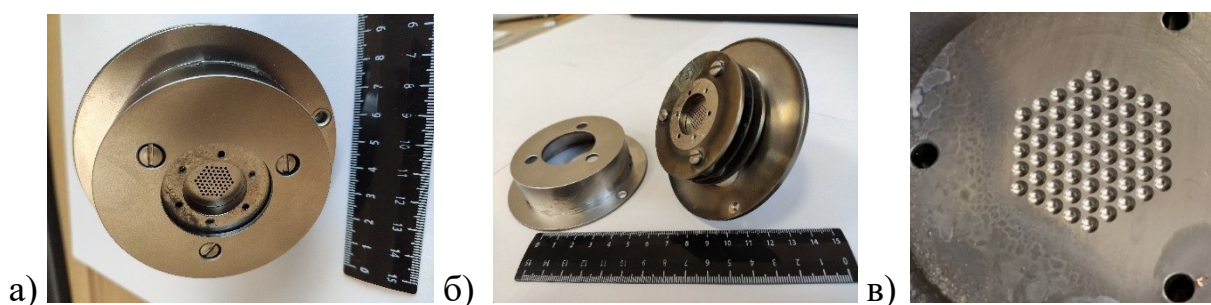


Рисунок 30. Внешний вид зонда: а) в сборе; б) со снятым кожухом; в) коллектор ионов

Измерения проводились в плазменной струе холловского двигателя номинальной мощностью 3 кВт, работавшего на ксеноне при напряжениях разряда 300, 500, и 810 В (рисунок 31). Двигатель размещался в цилиндрической вакуумной камере диаметром 1.6 м и длиной 3.65 м. Система вакуумной откачки включала два вакуумных насоса НВК-400-6.5 с номинальной скоростью откачки по ксенону 3050 л/с и три насоса НВК-630-20 со скоростью откачки 8000 л/с. Остаточное давление при неработающем двигателе было не более  $2 \cdot 10^{-4}$  Па. Во время работы двигателя максимальное давление в вакуумной камере не превышало  $1.1 \cdot 10^{-2}$  Па. Были проведены измерения на оси плазменной струи на расстояниях 1.2 и 2.3 м от двигателя, а также при отклонении зонда от оси на угол 60 градусов на расстоянии 1.5 м от двигателя.

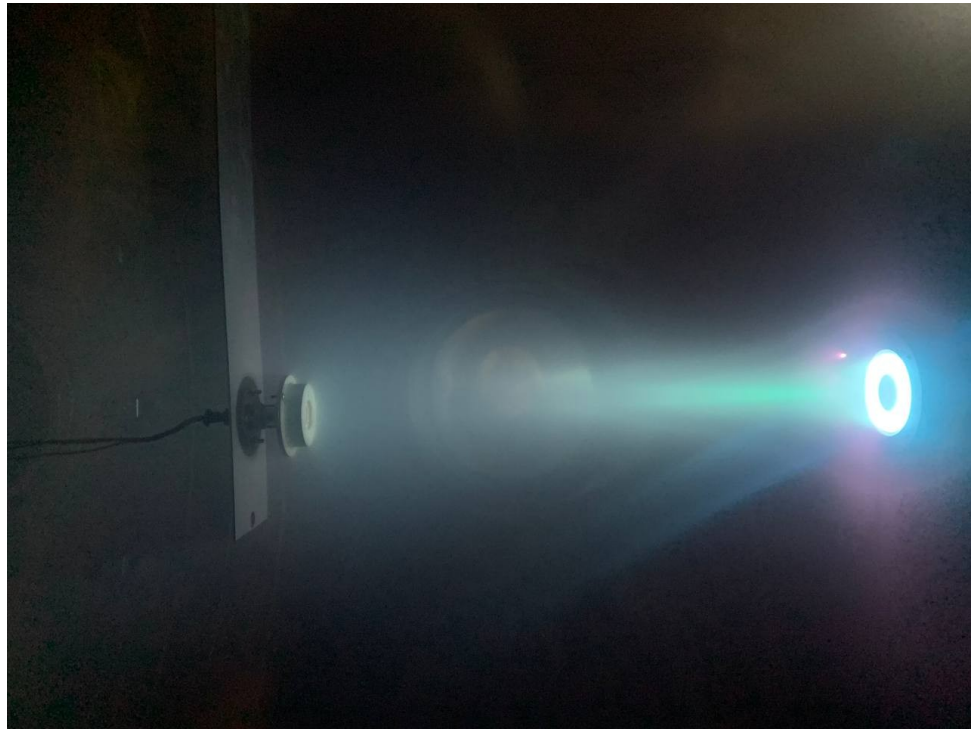


Рисунок 31. Апертурный зонд в струе холловского двигателя

Для проверки работы нового зонда при измерениях на расстоянии 2.3 м от двигателя одновременно проводились измерения при помощи расположенного рядом RPA традиционной конструкции. Этот зонд имеет три сетки – экранирующую, отсечную, и отсечную, которые выполнены переплетениями проволоки из нержавеющей стали. Сетки и коллектор разделены фторопластовыми изолирующими кольцами и помещены в титановый корпус. Входной диаметр RPA равен 20 мм, суммарная прозрачность сеток равна 14%.

В процессе измерения энергетических спектров новым зондом потенциал отсечного электрода выбирался таким образом, чтобы обеспечить максимальный ток коллектора. Пример зависимости тока коллектора от потенциала отсечного электрода при нулевом потенциале на коллекторе ионов показан на рисунке 32. Зонд располагался на оси струи на расстоянии 2.3 м от двигателя, работавшего при напряжении разряда 500 В.

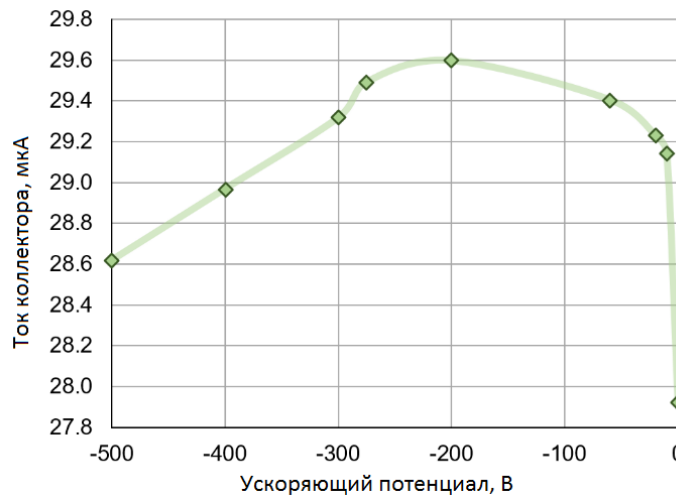


Рисунок 32. Ток коллектора в зависимости от потенциала отсечного

В приведённом примере максимальный ток коллектора достигается при потенциале отсечного электрода  $-200$  В. Наличие максимума тока согласуется с результатами численного моделирования. При более высоких и более низких значениях потенциала растёт доля ионов, траектории которых вблизи коллектора значительно отклоняются от нормали. Эти ионы не достигают поверхности коллектора, что приводит к снижению регистрируемого ионного тока. Измерения кривых задержки выполнялись при оптимальных значениях потенциала отсечного электрода, обеспечивающих максимум ионного тока. Значения оптимального потенциала во всех режимах находились в диапазоне от  $-60$  до  $-200$  В.

Испытания нового зонда на расстоянии  $2.3$  метра от двигателя проведены совместно с зондом стандартной трехсеточной конструкции. При этом, измерения новым зондом проводились при отсечном потенциале  $-200$  В. На рисунке 33 представлены измеренные новым и старым зондами энергетические спектры при напряжении разряда двигателя  $300$  и  $500$  В. Распределения ионов по энергиям, полученные при напряжении разряда  $300$  В хорошо повторяют друг друга. При напряжении разряда  $500$  В спектр, полученный с помощью трехсеточного зонда, сдвинут в сторону больших энергий относительно спектра полученного с помощью нового зонда. Данный эффект может быть объяснен высокой ион-электронной эмиссией внутри старого зонда при соударении прошедших ионов с

коллектором и отраженных с отсечной сеткой. Обе группы электронов создают отрицательный объемный заряд в пространстве между коллектором и анализирующей сеткой и могут вызывать провисание потенциала в отверстиях этой сетки.

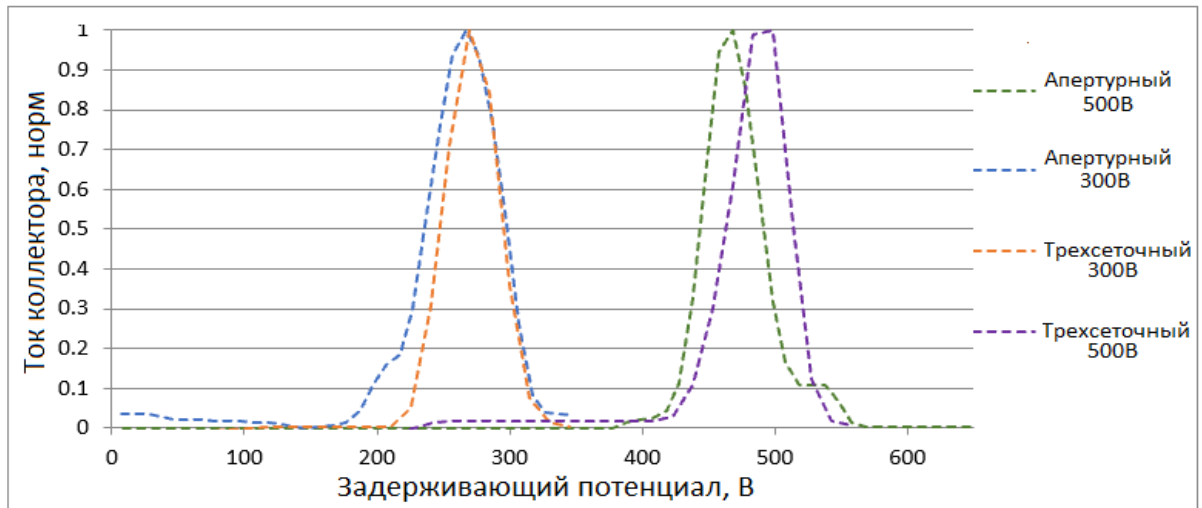


Рисунок 33. Результаты измерений апертурным зондом на расстояние 2.3 метра

Одновременно с измерением энергетических спектров с помощью нового зонда проводились измерения трехсеточным зондом на том же расстоянии от двигателя. При этом оба зонда располагались на одинаковом расстоянии от оси двигателя и угол наклона зондов к оси струи двигателя не превышал 1.5 градуса.

Учитывая известную погрешность используемого трехсеточного зонда, равную 4%, и погрешность измерительных устройств нового зонда, не превышающую 2%, восстановленные спектры повторяют друг друга с достаточной точностью.

Проведены испытания нового зонда на расстоянии 1.2 метра от двигателя при напряжениях разряда 300, 500 и 810 В. Восстановленные спектры показаны на рисунке 34. Спектр, полученный в режиме работы двигателя с напряжением разряда 810 В, сравнивался со спектром, снятым трехсеточным зондом при похожем режиме работы двигателя на расстоянии 1.4 метра. Полученные энергетические спектры ионов соответствуют ожиданиям, учитывая напряжение

разряда двигателя, а спектр, снятый при  $U_d = 810$  В соответствует измерениям старого зонда в пределах погрешности экспериментов.

В ходе экспериментов на расстоянии 1.2 метра от двигателя при измеренной плотности тока  $7 \text{ А/м}^2$ , обнаружен эффект вторичной электронной эмиссии по отрицательному току на коллектор при потенциале коллектора, намного большем напряжения разряда. Величина максимального тока вторичных электронов в текущих экспериментах оказалась несущественной относительно измеряемых токов на коллектор, но может внести погрешность, большую 2%, при измерениях в струях плазмы с плотностью тока  $30 \text{ А/м}^2$  и более. Решить эту проблему можно либо учитывая ток вторичных электронов при обработке результатов, определив предварительно коэффициент вторичной электронной эмиссии для разных начальных энергий ионов и ускоряющих потенциалов, либо увеличив диаметр апертур отсечного электрода, уменьшив тем самым вероятность соударения ионов с электродом.

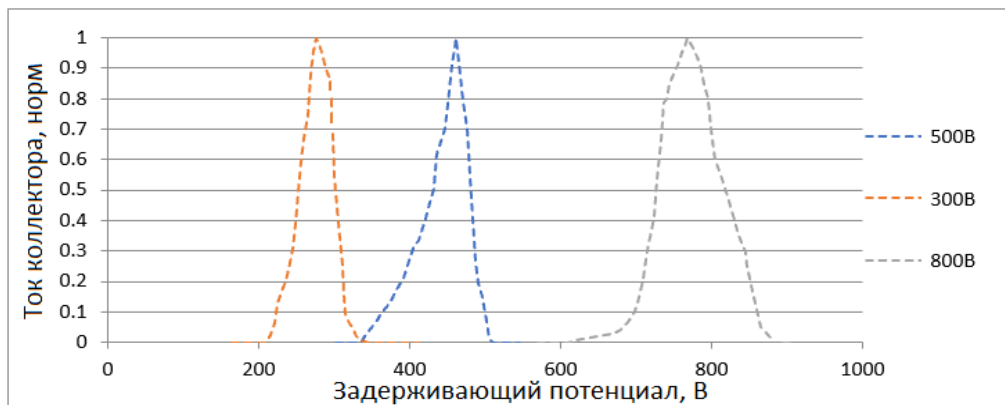


Рисунок 34. Результаты измерений апертурным зондом на расстояние 1.2 метра

Были проведены испытания нового зонда на периферии струи ХД мощностью 3 кВт, под углом в 60 градусов к оси двигателя на расстоянии 1.5 метра. Результаты представлены на рисунке 35. При увеличении угла доля ионов с низкой энергией увеличивается и энергетический спектр смещается влево относительно напряжения разряда. Учитывая напряжение разряда в данном эксперименте, равное 300 В, восстановленный энергетический спектр соответствует ожиданиям.

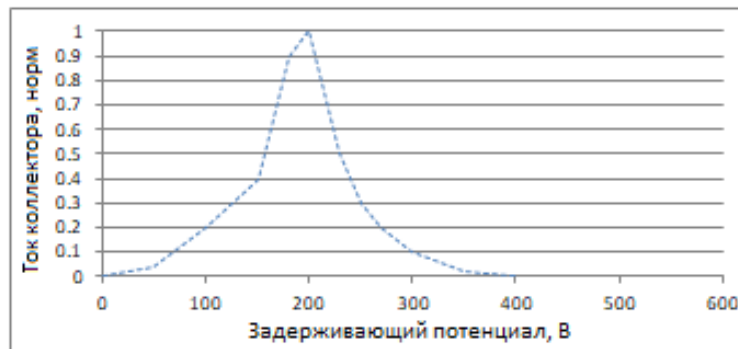


Рисунок 35. Измерения апертурным зондом на периферии струи.

С помощью нового зонда измерена плотность тока ионного пучка для экспериментов на расстоянии 2.4 метра от двигателя. Как показано ранее, в диапазоне ускоряющих потенциалов от -60 до -200В ток на коллектор не изменяется, что говорит о хорошей фокусировке ионного пучка в зонде. Корректность этих результатов можно доказать, оценив плотность тока с помощью трехсеточного зонда. Зная, что диапазон эффективной прозрачности трехсеточного зонда, составляет от 9 до 16%, можно восстановить диапазон возможных значений плотности тока. Результаты измерения плотности тока сведены в таблицу 1. Из вышесказанного можно заключить, что значения плотности тока, полученные с помощью нового зонда, корректны и отражают реальную плотность тока пучка с погрешностью не превышающей погрешность измерительных устройств.

Таблица 1. Измеренные плотности тока

	Новый зонд	Старый зонд
300В	0.57	[0.3,0.6]
500В	1.008	[0.5,1.1]

В заключение стоит отметить, что испытания нового зонда с ионно-оптической системой проведены успешно, энергетические спектры, измеренные на расстоянии 2.4 метра от двигателя соответствуют энергетическим распределениям, полученным с помощью трехсеточного зонда с известной погрешностью. Результаты измерений на расстоянии 1.2 метра от двигателя



согласуются с общими представлениями о распределении ионов по энергиям в струе плазмы холловского двигателя, и энергетический спектр, полученный при напряжении разряда 800 В, соответствует энергетическому спектру, снятому трехсеточным зондом на похожем режиме работы двигателя.

### 3.6. Анализ особенностей использования апертурного зонда

Был рассчитан минимальный оптимальный ускоряющий потенциал для параметров плазмы в диапазоне энергий ионов от 100 до 2000 эВ и плотностей токов до  $100 \text{ А/м}^2$ , и была получена зависимость этого потенциала от плотности ионного тока и энергии ионов. Эта зависимость представлена на рисунке 36 для четырех моноэнергетичных пучков с энергией ионов 100, 250, 500 и 2000 эВ. Например, при работе зонда в пучке с энергией ионов 500 эВ и плотности ионного тока  $30 \text{ А/м}^2$  оптимальным является потенциал -700В.

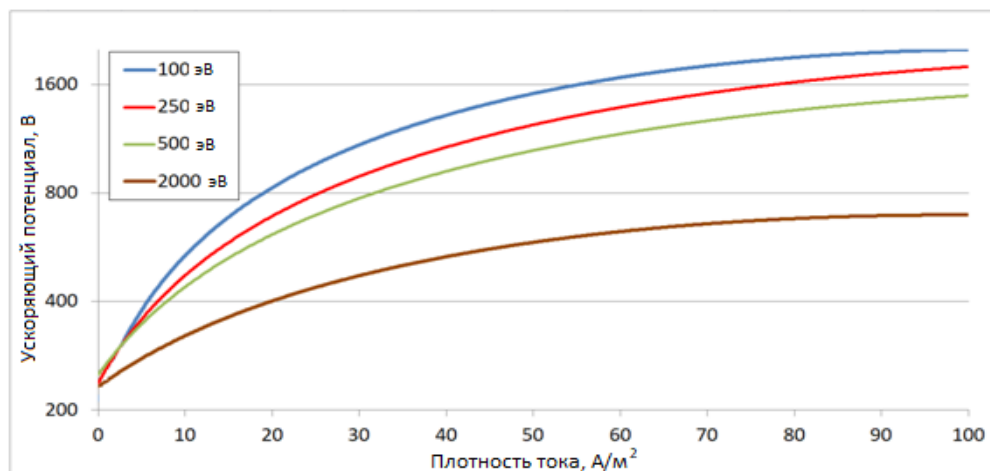


Рисунок 36. Оптимальный ускоряющий потенциал в зависимости от плотности тока для разных энергий ионов

Следует также отметить, что, согласно проведенному моделированию, оптимальная фокусировка ионного пучка имеет место в некоторой окрестности ускоряющего потенциала. Не углубляясь в детали, выделим несколько диапазонов параметров пучка и укажем для них оптимальный ускоряющий потенциал в таблице 2.



Таблица 2. Оптимальные ускоряющие потенциалы для разных параметров плазмы.  $J$  – плотность ионного тока в  $\text{A}/\text{m}^2$ ,  $E$  – энергия ионов, кэВ

Диапазон	$J < 10$ $E = [0, 2]$	$J = [10, 50]$ $E = [0, 0.5]$	$J = [10, 50]$ $E = [0.5, 2]$	$J = [50, 100]$ $E = [0.5, 2]$	$J = [50, 100]$ $E = [0, 0.5]$
Ускоряющий потенциал	500 В	1200 В	700 В	1200 В	1800 В

Единственным недостатком апертурного зонда является эффект вторичной электронной эмиссии с ускоряющего электрода в сторону коллектора. Данный эффект возникает в случае расфокусировки отраженных от коллектора ионов (Рисунок 37), которые сталкиваются с ускоряющим электродом со стороны коллектора, образуя на поверхности электрода вторичные электроны, которые летят на коллектор, занижая значения измеряемого тока и сдвигая измеряемый энергетический спектр в сторону меньших энергий. Величина данного эффекта может быть определена моделированием, путем расчета тока ионов на правую сторону ускоряющего электрода и учета коэффициента вторичной электронной эмиссии.

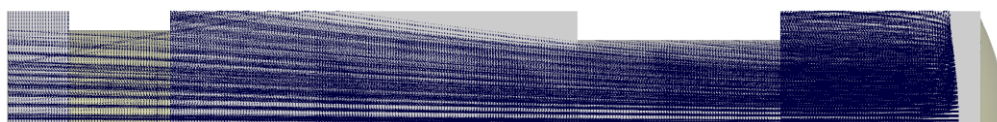


Рисунок 37. Расфокусировка отраженных ионов

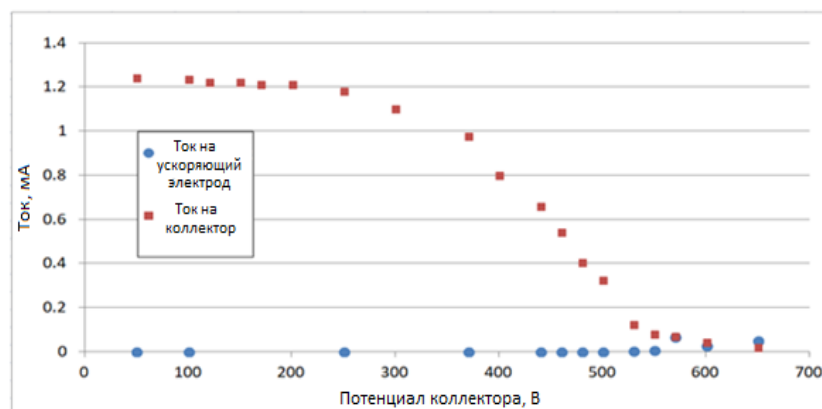


Рисунок 38. Зависимость токов коллектора и электрода от потенциала коллектора в апертурном зонде

Для определения максимальной погрешности, которую вносит эффект вторичной электронной эмиссии, необходимо смоделировать работу зонда в плазме с высокой плотностью тока и низкой энергией ионов, когда расфокусировка пучка наиболее сильна. На рисунке 38 показаны зависимости токов ионов на коллектор и на ускоряющий электрод от потенциала коллектора при заданной энергии пучка 100 эВ и плотности ионного тока  $100 \text{ А/м}^2$ . Видно, что максимальный ток на ускоряющий электрод составляет 5% от максимального тока на коллектор. Учитывая коэффициент вторичной электронной эмиссии, который для титанового электрода при энергиях ионов в диапазоне от 100 до 2000 эВ лежит в диапазоне от 0.07 до 0.11, максимальный ток вторичных электронов составляет 0.5% от максимального тока на коллектор и достигается при таких потенциалах коллектора, когда ионный ток на коллектор практически равен нулю. Следовательно, можно утверждать, что погрешность в определении энергетического пика лежит в пределах 1%. Учитывая это, данным эффектом можно пренебречь. При этом, величина данного эффекта также может быть подтверждена экспериментально, и использована для дальнейшего уменьшения погрешности зонда, о чем будет сказано в следующей главе.

Как уже было сказано ранее, для корректной работы апертурного зонда важно правильно установить потенциал ускоряющего электрода зонда. Для экспериментального поиска оптимального ускоряющего потенциала необходимо поддерживать коллектор под потенциалом 0 В для того, чтобы всем ионам изначально хватало энергии для достижения коллектора и, плавно увеличивая потенциал ускоряющего электрода, измерять зависимость тока коллектора от ускоряющего потенциала. Оптимальным является минимальный потенциал, начиная с которого ток на коллектор перестанет зависеть от ускоряющего потенциала. В предыдущей главе на рисунке 36 можно заметить, что для ионного пучка с энергией ионов 250 эВ и плотностью ионного тока  $15 \text{ А/м}^2$ , оптимальный ускоряющий потенциал, полученный расчетным путем, равняется примерно 600 В. Экспериментальное подтверждение величины данного потенциала можно увидеть на рисунке 39. При данных измерениях были установлены следующие

параметры разряда: напряжение разряда 302 В, ток разряда 3 А, потенциал катода -18 В.

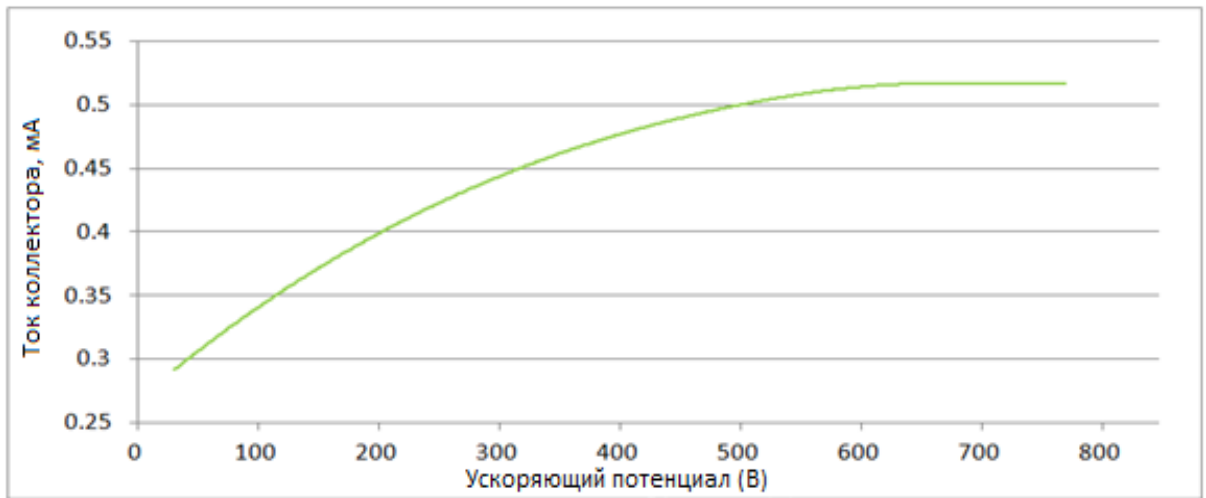


Рисунок 39. Зависимость тока коллектора от ускоряющего потенциала

Измеренная плотность тока оказалась равна  $13 \text{ А/м}^2$ . Согласно полученной зависимости, можно утверждать, что оптимальный ускоряющий потенциал в данном случае равен 700 В, что согласуется с результатами моделирования. Подобный эксперимент был проведен также для пучка с напряжением разряда 302 В, потенциалом катода -18 В и током разряда 6 А. Результаты измерения представлены на рисунке 40.

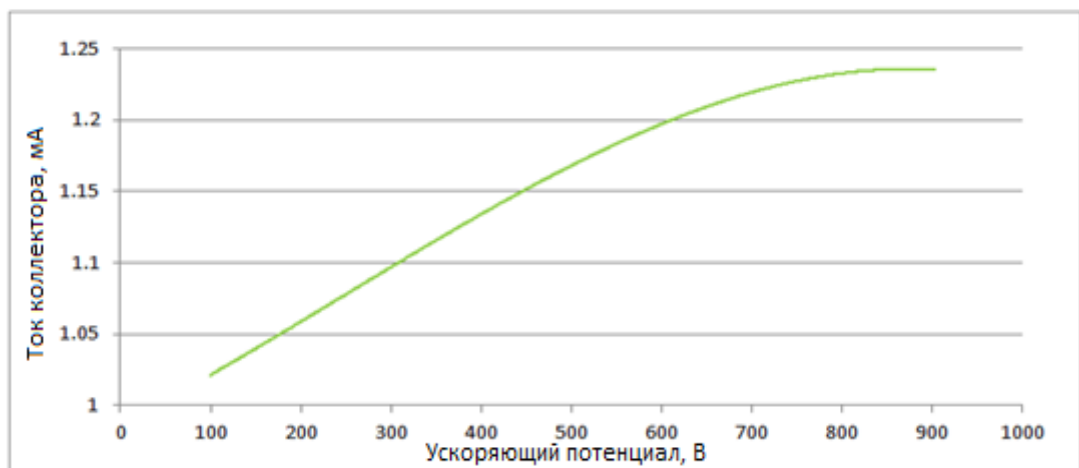


Рисунок 40. Зависимость тока коллектора от ускоряющего потенциала

Измеренная плотность тока равна  $30 \text{ А/м}^2$ , а определенный экспериментально оптимальный ускоряющий потенциал оказался равен 800 В, что совпадает с

оптимальным потенциалом, определенным расчетом, с точностью до погрешности моделирования (Рисунок 40).

Приведем далее результаты измерения энергетического спектров ионов апертурным зондом в струе холловского двигателя с напряжением разряда 302 В, потенциалом катода -18 В и током разряда 2.4 А. Измерения проводились при двух ускоряющих потенциалах: оптимальном, -500 В, и завышенном, -900 В. Стоит отметить, что при данных параметрах плазмы завышенный ускоряющий потенциал -900 В все еще не приводит к перефокусировке, и зонд должен работать корректно. Видно, что при разных ускоряющих потенциалах измеренные спектры практически совпадают (Рисунок 41). Это значит, что потенциала -500 В достаточно для оптимальной фокусировки ионного пучка и корректной работе зонда.

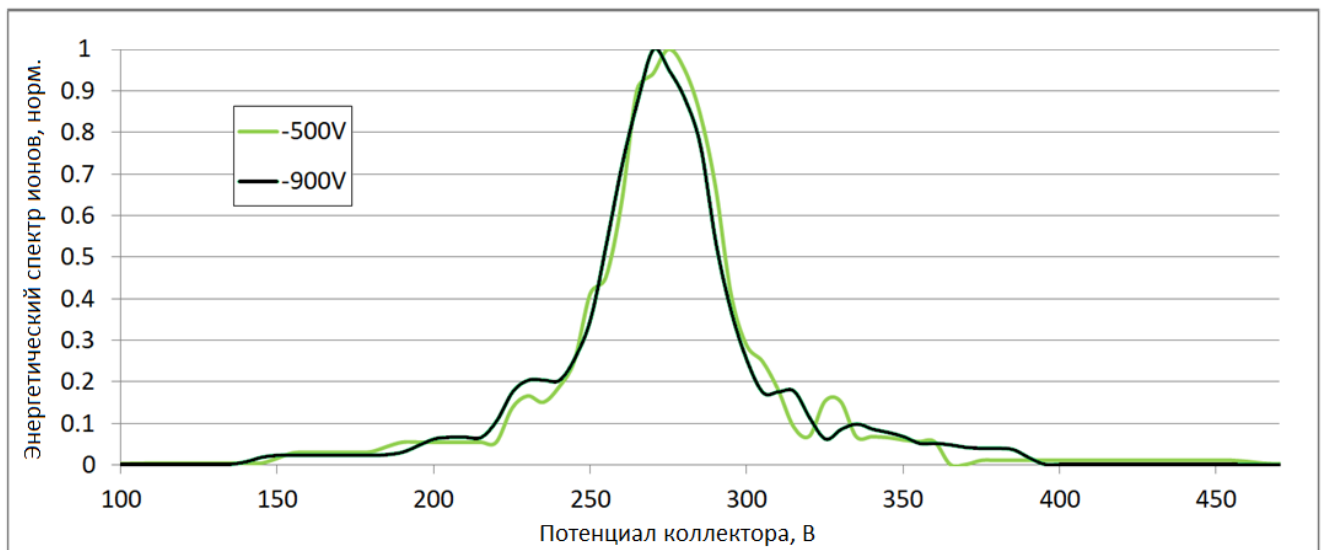


Рисунок 41. Энергетический спектр, полученный апертурным зондом при разных ускоряющих потенциалах

Для проверки работы нового зонда и определения влияния вторичной электронной эмиссии на результаты был измерен максимальный ток вторичных электронов на коллектор при различных рабочих параметрах измеряемой плазмы. Ток вторичных электронов на коллектор можно измерить только в том случае, когда на коллектор заведомо летят только электроны, а это происходит при потенциалах коллектора на 200-300 В больших напряжения разряда ХД. При

таких потенциалах коллектора заведомо отсутствуют ионы, которые могли бы долететь до коллектора. В этом случае, ионы в зонде будут двигаться так, как показано на рисунке 36. Из-за столкновения ионов с ускоряющим электродом со стороны коллектора, образуются электроны, летящие на коллектор с электрода, и ток этих электронов можно измерить. Величина этого тока показывает максимальное значение вторичной электронной эмиссии, так как при реальных измерениях энергетического спектра потенциал коллектора меньше и количество электронов, долетающих до коллектора, также меньше. В качестве примера на рисунке 42 показана зависимость тока коллектора от потенциала коллектора при напряжении разряда двигателя 320 В и входной плотности тока 20 А/м<sup>2</sup>.

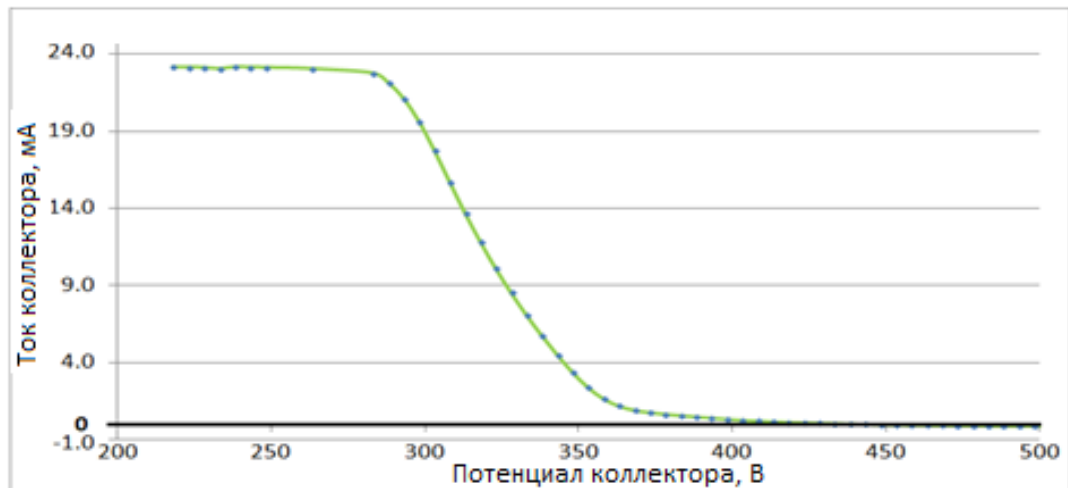


Рисунок 42. Зависимость тока на коллекторе от потенциала коллектора с измерением отрицательных токов

При потенциале коллектора в 600 В, максимальный измеренный электронный ток оказался равен  $-1.3 \cdot 10^{-7}$  А. Это составляет 0.4% от максимального тока на коллектор и соответственно может давать погрешность в определении энергетического пика до 1%. Подобные измерения были проведены для различных входных плотностей токов и показали, что максимальный вклад эффекта вторичной электронной эмиссии в работу зонда равен 2% и достигается только при плотностях ионного тока больше 60 А/м<sup>2</sup>. Данные измерения коррелируют с расчетами, и показывают, что при измерении энергетического

спектров ионов в струе электроракетного двигателя при помощи апертурного зонда влиянием вторичной электронной эмиссии можно пренебречь.

Далее представлены результаты экспериментальной верификации апертурного зонда в струе ионного двигателя [33], энергетическое распределение ионов которого известно с точностью 5-10 эВ.

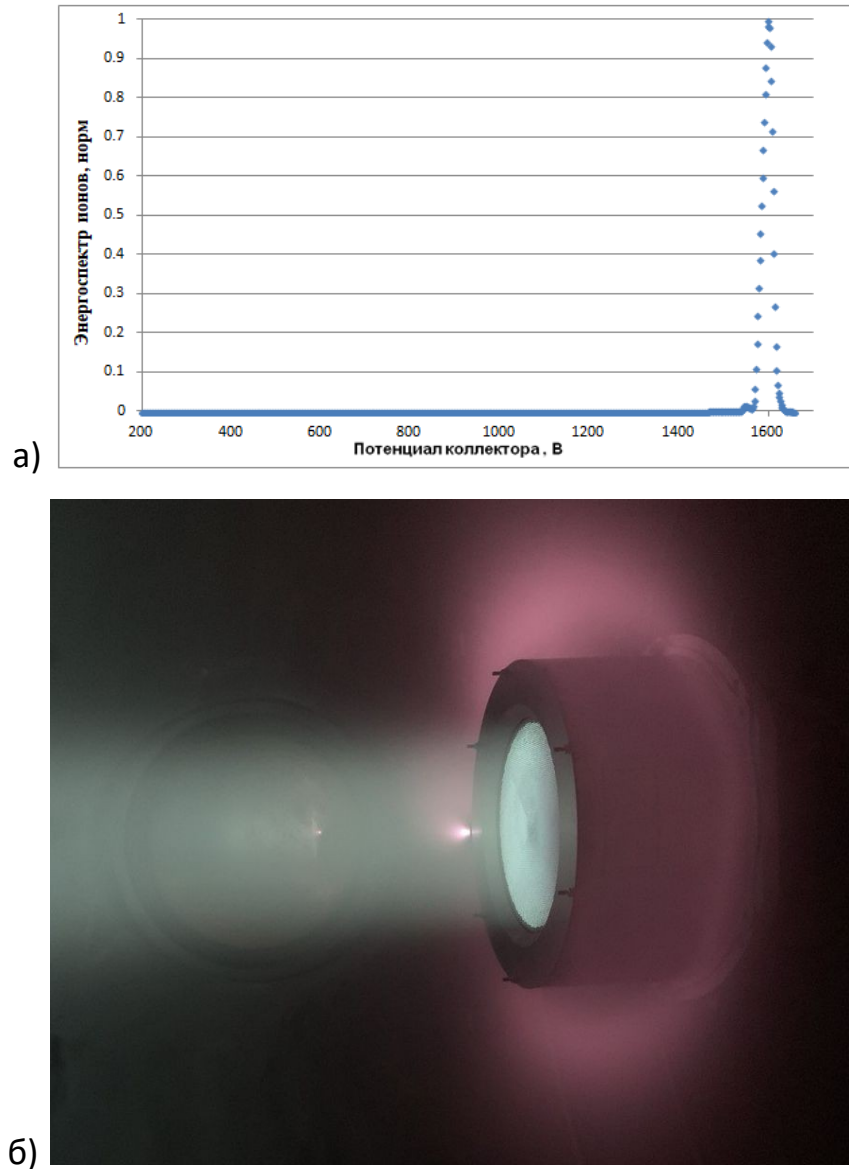


Рисунок 43. Испытания апертурного зонда в струе ИД. а-результаты измерения энергетического спектра ИД, б – Ионный двигатель.

На рисунке 43 представлен измеренный энергетический спектр ионного двигателя при потенциале эмитсионного электрода 1600 В. При этом известно, что энергетический пик должен находиться в районе 1600 эВ с точностью до электронной температуры, которая меньше 15 эВ, согласно прошлым

экспериментальным исследованиям. Измеренный апертурным зондом энергетический пик достигается при энергии ионов 1605 эВ, что подтверждает низкую погрешность зонда, меньшую 1%.

### 3.7. Совместные испытания апертурного и многосеточного зондов

Измерения проводились в плазме двигателя КМ-75, работающего на ксеноне при напряжениях разряда 300, и 900 В. Двигатель был помещен в цилиндрическую вакуумную камеру объемом 90 кубических метров. Система вакуумной откачки включала несколько вакуумных насосов криогенного типа со средней общей скоростью откачки 10 мг/с. При выключении двигателя остаточное давление не превышало  $10^{-4}$  Па. При работающем двигателе давление не превышало  $5 \cdot 10^{-3}$  Па. Оба зонда устанавливались на расстоянии 1.5 метра от двигателя и имели возможность перемещаться по дуге для проведения измерений на всех углах к оси двигателя (Рисунок 44).

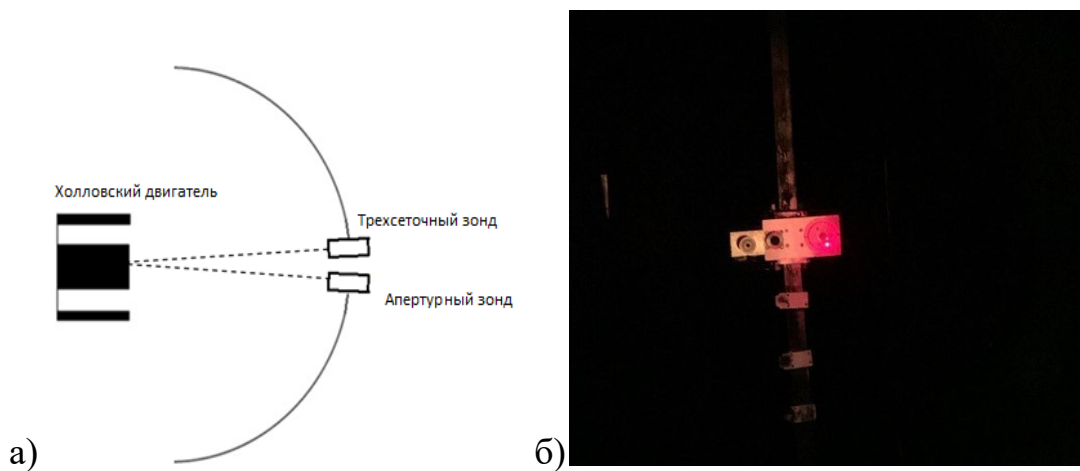


Рисунок 44. а - постановка эксперимента, б – установка зондов

Каждый зонд был установлен так, что при любом положении зонда на дуге, ось зонда смотрела точно в центр двигателя, юстировка проводилась с помощью лазера, который устанавливали на двигатель и настраивали зонды так, что лазер смотрел в центр двигателя. Также лазер устанавливался на зонды и проводилась юстировка углового положения зондов. При этом погрешность установки зондов составила 0.1 градус. Оба зонда подключаются к автоматической системе питания

и сбора данных, в которых подача и измерение задерживающего потенциала производится с погрешностью до 1 В, а измерение тока производится с абсолютной погрешностью 0.1 мкА в диапазоне от 1 до 20 мкА и с погрешностью в 0.05 мкА в диапазоне от 20 до 100 мкА.

Первыми сравнительными испытаниями были измерения плотности тока пучка в зависимости от угла к оси двигателя (Рисунок 45). Измеренная максимальная плотность тока апертурным зондом составила  $2.31 \text{ А/м}^2$ , трехсеточным зондом  $2.33 \text{ А/м}^2$ . Согласно расчётам при геометрических размерах зонда и радиуса Дебая плазмы на угловом расстоянии от -30 до 30 градусов от оси двигателя, в этой области трехсеточный зонд работает наиболее корректно и его прозрачность близка к геометрической. Поэтому совпадение измеренных распределений плотности тока в струе при угловом расстоянии от оси до 30 градусов со средним отклонением до 1,5% позволяет сделать вывод, что реальная погрешность апертурного зонда в текущих измерениях не превышает обоснованную в главе 2 погрешность трехсеточного зонда, равную 5%. Перейдем теперь к подробному анализу расхождений.

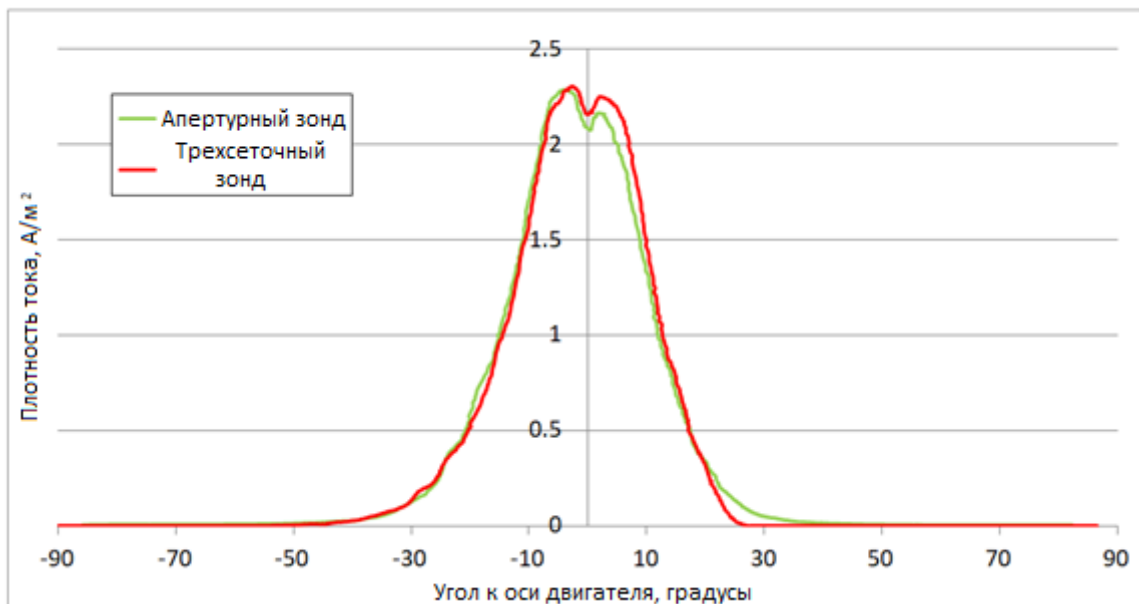


Рисунок 45. Распределение плотности тока в струе

Измерения и апертурным, и трехсеточным зондами корректно отображали центр струи, который для каждого из зондов лежал на оси двигателя, где



измеренная апертурным зондом плотность ионного тока оказалась на 2% ниже, чем плотность тока, измеренная трехсеточным зондом. Плотность тока, измеренная многосеточным зондом, восстановлена исходя из суммарной геометрической прозрачности зонда, которая при конструировании зонда была равна 14%. Следует отметить, что, начиная с угла 20 градусов, плотность тока, измеренная трехсеточным зондом, была в основном ниже плотности тока, измеренной апертурным зондом. Данный эффект вызван вторичной электронной эмиссией с коллектора трехсеточного зонда, который вблизи от центра струи при более высокой плотности тока и энергиях ионов играл большую роль в завышении тока коллектора. Также можно заметить, что оба зонда зарегистрировали несимметричность струи относительно оси двигателя, при этом апертурный зонд сильнее подчеркнул эту несимметричность. Это может быть связано с пониженной точностью зонда при высокой плотности тока в центре струи из-за вторичной электронной эмиссии, как это было отмечено ранее.

Измерения энергетических спектров проводились при двух разных режимах двигателя: с напряжением разряда 900 В и 300 В. При этом ускоряющее напряжение для ионов было 875 В и 278 В, учитывая потенциал катода -25 В и -22 В соответственно. Представим сначала результаты измерений на 0 и 15 градусах к оси двигателя. Измеренные распределения ионов по энергиям представлены на рисунках 46 и 47.

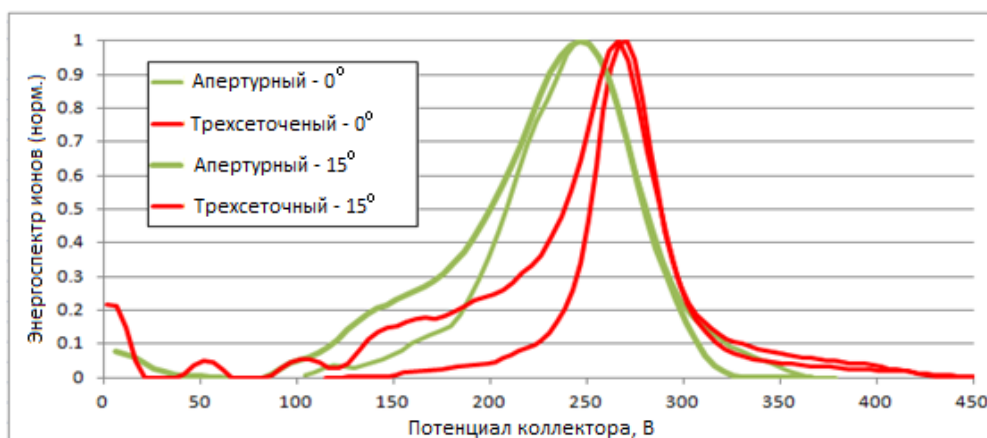


Рисунок 46. Энергетические спектры в центре струи при напряжении разряда 300 В на углах 0 и 15 градусах к оси двигателя

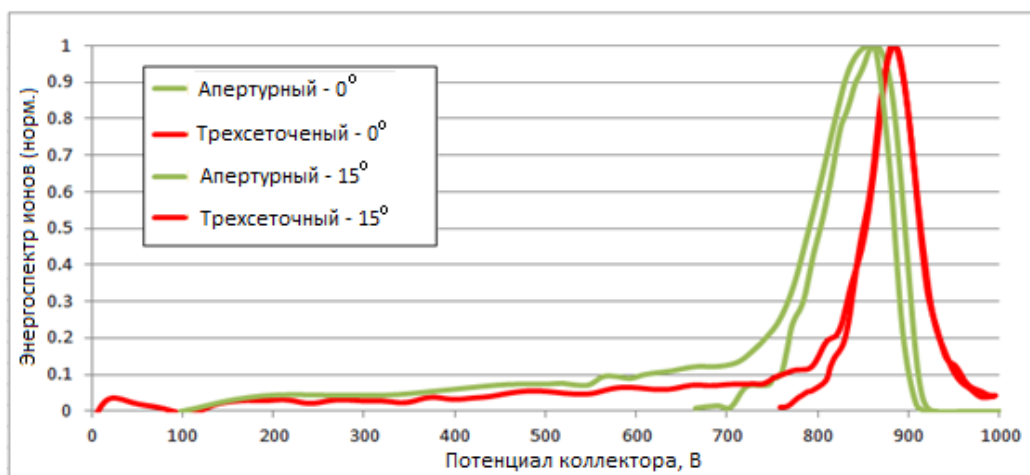


Рисунок 47. Энергетические спектры в центре струи при напряжении разряда 900 В на углах 0 и 15 градусах к оси двигателя

При обоих режимах работы двигателя в проведенных измерениях можно отметить три важных наблюдения. Во-первых, трехсеточный зонд сдвигает спектр относительно апертурного в сторону больших энергий на величину порядка 10-15 эВ. Учитывая, что при данных измерениях плотность тока составляет около  $1 \text{ А/м}^2$ , влияние пространственного заряда невелико, и, согласно моделированию, данный эффект можно объяснить тем, что из-за падения потенциала в отверстиях ячеек сеток трехсеточный зонд сдвигает спектр в сторону больших энергий на величину до 11 эВ. Во-вторых, спектр, измеренный апертурным зондом, шире на величину порядка 10 эВ. Уширение и сужение спектров в апертурном и трехсеточном зондах связано с эффектом вторичной электронной эмиссии. При этом, как было сказано в главе 4, испытания доказали, что в апертурном зонде эффект вторичной электронной эмиссии может влиять на энергетический спектр на величину до 2%, а влияние эффекта вторичной электронной эмиссии с коллектора в трехсеточном зонде было объяснено в главе 3. В-третьих, оба зонда на больших углах к оси двигателя показывают рост ионов с более низкой энергией, что корректно и характерно для струи плазмы холловского двигателя.

Перейдем далее к измерению спектров на углах к оси двигателя 45 и 60 градусов (рисунки 48 и 49). Измерения обоими зондами показали преобладание в

пучке ионов низкой энергии, что характерно для параметров плазменной струи на таких углах. При увеличении угла оба зонда показали уменьшение доли высокоэнергетичных ионов и увеличение доли низкоэнергетичных, что также корректно и характерно для струи ХД. Учитывая погрешность измерений, оба зонда показали схожие результаты, а отличия в определении энергетических пиков лежат в пределах погрешности трехсеточного зонда. В энергетических спектрах, полученных на 60 градусах к оси двигателя, замечен более высокий уровень шумов у трехсеточного зонда, чем у апертурного.

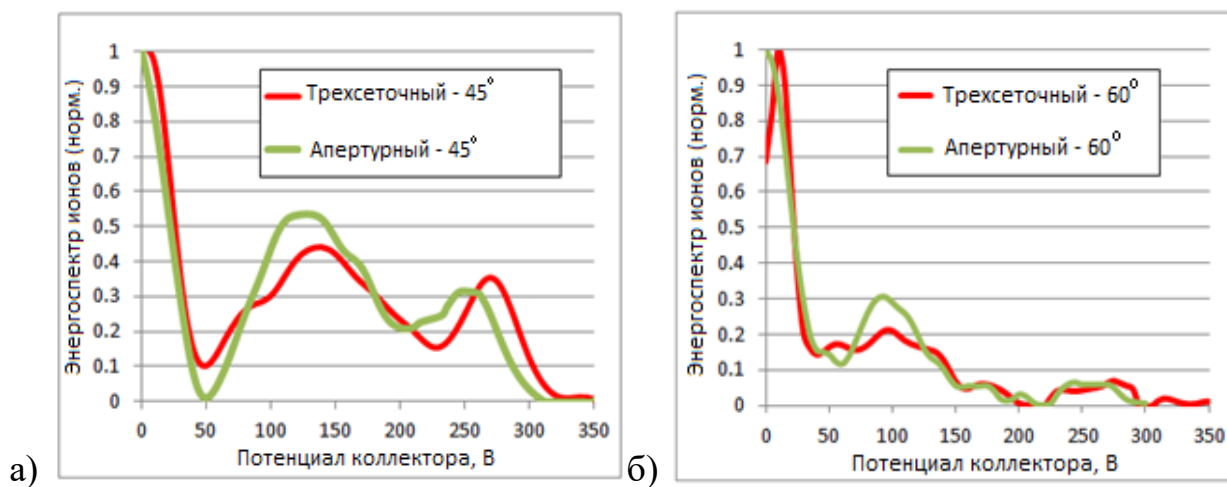


Рисунок 48. Измерения при напряжении разряда 300 В на углах 45 и 60 градусов к оси

Для напряжения разряда 900 В и положении зондов на 60 градусах к оси двигателя энергетические спектры, полученные обоими зондами, адекватны. При этом, апертурный зонд зафиксировал присутствие большей доли высокоэнергетичных ионов в струе, чем трехсеточный, что показывает большую устойчивость апертурного зонда к ненулевому углу падения ионного пучка на зонд (на периферии, несмотря на точность юстировки зондов, в любом случае существенная доля ионов имеет ненулевой угол падения на зонд).

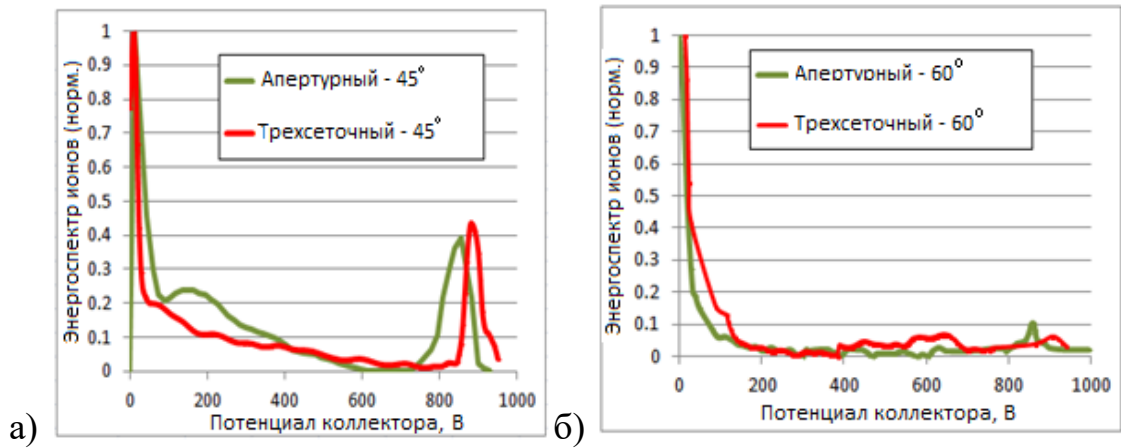


Рисунок 49. Измерения при напряжении разряда 900 В на углах 45 и 60 градусов к оси

Также обоими зондами измерен спектр на 80 градусах к оси двигателя. Сначала следует обратить внимание на зависимость тока коллектора от задерживающего потенциала (Рисунок 50). При измерениях трехсеточным зондом ток коллектора изменялся от -0.1 мкА до -1.3 мкА, а ток коллектора апертурного зонда менялся от 0.5 мкА до 0 мкА. Из этого можно заключить, что в работу многосеточного зонда вмешивалась вторичная электронная эмиссия с сеток на коллектор.

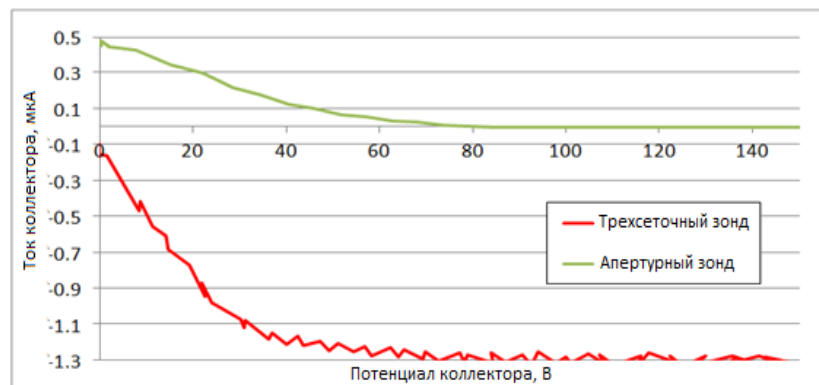


Рисунок 50. Зависимости токов на коллекторе для многосеточного (снизу) и апертурного зондов (сверху)

Восстановленные энергетические спектры (Рисунок 51) качественно отражали одинаковые распределения ионов по энергиям, учитывая очень слабый сигнал, но полученный трехсеточным зондом спектр оказался сильно зашумлен.

Кроме того, спектр, восстановленный трехсеточным зондом, оказался смещен в сторону более низких энергий, что может быть связано и с низкой прозрачностью зонда, и с неконтролируемыми утечками, и с вторичной электронной эмиссией.

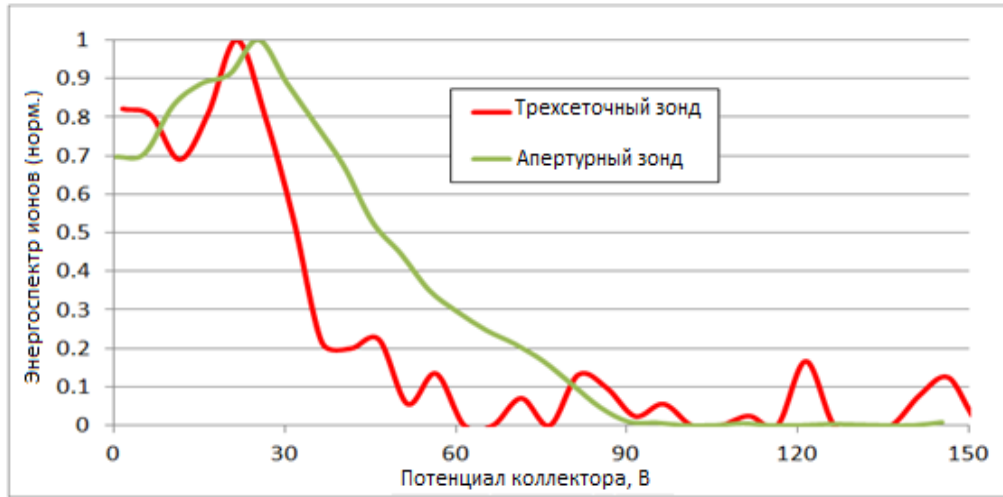


Рисунок 51. Энергетические спектры на углу 80 градусов

Подводя итоги испытаний, можно сделать вывод, что зонд апертурной конструкции работает корректно при энергиях ионов до 1000 эВ и плотностях токов до 30 А/м<sup>2</sup>. В экспериментах, проведенных совместно с многосеточным зондом, были обнаружены различия в измеренных распределениях ионов по энергиям, которые объясняются физическими явлениями внутри многосеточного зонда и подтверждаются моделированием. Наименьшим отличием обладали измерения на углах в 45 и 60 градусов, что соответствует диапазону плотностей токов от 0.01 до 0.1 А/м<sup>2</sup>. При больших плотностях токов влияние пространственного заряда начинает ухудшать работу трехсеточного зонда. При меньших плотностях токов имеет место слишком низкий сигнал и слишком высокий разброс ионов по углу падения на зонд, что приводит к зашумленному спектру и значительным сложностям в интерпретации результатов. При этом, как было показано ранее и теоретически и с помощью численного моделирования, апертурный зонд указанных недостатков не имеет. Следовательно, можно сделать вывод, что восстановленные с помощью него энергетические спектры отражают

реальные распределения ионов по энергиям с точностью до 2% при энергиях ионов до 1000 эВ и плотностях токов до 50 А/м<sup>2</sup>.

Проведен подробный анализ недостатков и преимуществ нового апертурного зонда с задерживающим потенциалом для диагностики распределения ионов по энергиям и для измерения плотности ионного тока. Вместе с этим продемонстрированы результаты моделирования зонда трехсеточной конструкции, и проведен подробный анализ недостатков обоих зондов. Показаны существенные недостатки многосеточного зонда при измерениях энергетических спектров ионов в плазме ХД на различных углах к оси двигателя. Зонд многосеточной конструкции, которая подобрана для проведения измерений в плазме с определенной плотностью ионного тока, не может корректно работать в плазме с плотностью тока на 1-2 порядка большей. При этом, при меньшей плотности тока возможны трудности с интерпретацией сигнала в связи с низким уровнем токов на коллектор. При этом показано, что апертурная конструкция теоретически может работать при любой плотности тока до 100 А/м<sup>2</sup> с точностью определения энергетического пика менее 1%. Экспериментальным путем, с помощью определения оптимального ускоряющего потенциала и расчета величины вторичной электронной эмиссии доказана корректность моделирования. Также показаны результаты испытания апертурного зонда совместно с трехсеточным зондом. Расхождения в спектрах в основном оказались вызваны негативными физическими эффектами в трехсеточном зонде и качественно совпадали с результатами моделирования. Причем, при измерениях на 80 градусов к оси двигателя у многосеточного зонда на коллектор измерен электронный ток по модулю, превышающий ионный, что говорит о некорректности измерений. Апертурный зонд в этом эксперименте отработал корректно и показал адекватный для данного угла спектр. В итоге можно сделать вывод, что в диапазоне плотностей токов до 30 А/м<sup>2</sup> и энергий ионов до 1000 эВ апертурный зонд работает с погрешностью, не превышающей 2%.

### **3.8. Итоговая методика измерения энергетического спектра ионов и плотности ионного тока апертурным зондом**

В итоге разработан новый апертурный зонд для измерения распределения ионов по энергиям и плотности ионного тока в струях плазмы различных электроракетных двигателей. Методика измерения распределения заключается в следующем:

1. Перед началом измерений необходимо определить оптимальный ускоряющий потенциал зонда с погрешностью до 50В. Для этого необходимо при нулевом потенциале коллектора зонда подать на ускоряющий электрод зонда потенциал в -100 В и измерить ток коллектора. Далее необходимо увеличивать по модулю этот потенциал до -2000В и измерять ток коллектора в зависимости от этого потенциала. Оптимальным будет такой минимальный потенциал, при котором ток коллектора перестанет меняться с увеличением или начнет падать.
2. Для измерения плотности ионного тока необходимо измеренный ток коллектора зонда поделить на суммарную площадь входных апертур зонда, равную 30,6464 мм<sup>2</sup>. При этом максимальная погрешность измерения плотности ионного тока будет равна 1.5%
3. Для измерения энергетического спектра ионов необходимо подавать на коллектор положительный потенциал и измерить зависимость тока коллектора от потенциала коллектора. Для получения спектра эту зависимость необходимо продифференцировать. При этом наиболее вероятная энергия ионов будет получена с максимальной погрешностью в 1.5%.

## ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ Е×В МЕТОДИКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДОЛИ ДВУХЗАРЯДНЫХ ИОНОВ В СТРУЯХ ХД

### 4.1. Расчетно-теоретическая оптимизация геометрии зонда

Основное требование, предъявляемое к Е×В зонду – способность работать в плазме с энергией ионов от 100 до 2000 эВ, которая имеет место в центре струи холловских двигателей. Также следует учитывать, что ожидаемая доля двухзарядных ионов при разрядных напряжениях порядка 100 В может быть меньше процента, и необходимо обеспечить высокое спектральное разрешение зонда.

Главным параметром, влияющим на разрешающую способность и погрешность зонда, является длина зоны фильтрации. При этом зона фильтрации является конструктивно наиболее сложным элементом зонда, поэтому целесообразно расчетным методом определить ее оптимальные характеристики. Длины входных и выходных трубок, как и диаметры отверстий коллиматоров, были заданы такими же, как и в исходной конструкции, успешно испытанной в струе ионных двигателей.

Учитывая тот факт, что напряжение разряда ХД находится в диапазоне от 100 до 2000 В, ускоряющее напряжение для ионов также будет в диапазоне от 100 до 2000 В с погрешностью до 10 В. При этом суммарная плотность тока однозарядных и двухзарядных ионов на входе в зонд была задана равной  $1 \text{ А/м}^2$ , что соответствовало параметрам плазменной струи ХД мощностью 2500 Вт на расстоянии 2 метра от двигателя.

Из теоретических соображений следует, что при уменьшении длины зонда растет уровень сигнала на коллекторе, но падает спектральное разрешение зонда. Учитывая приведенные ранее требования к уровню измеряемого тока, основная задача состояла в том, чтобы найти минимальную длину зоны фильтрации, при которой спектральное разрешение зонда позволит корректно восстановить по ВАХ зонда долю двухзарядных ионов.



Расчет ВАХ зонда был проведён для энергий однозарядных ионов в диапазоне от 100 до 2000 эВ для нескольких длин зоны фильтрации от 40 до 200 мм при фиксированной геометрии остальных элементов конструкции. При этом заданная доля двухзарядных ионов составляла 20% и соответственно энергия двухзарядных ионов была в диапазоне от 200 до 4000 эВ. Моделирование показало, что зонд с длиной  $E \times B$  зоны 40 мм работает корректно только при низкой энергии ионов (Рисунок 52).

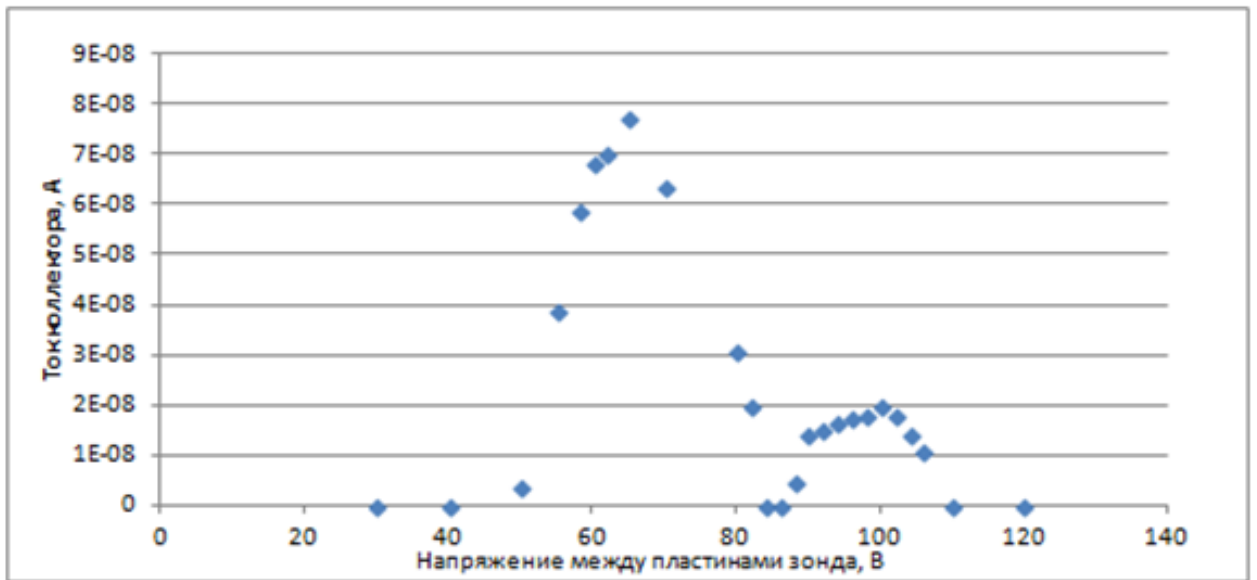


Рисунок 52а. Расчетная ВАХ зонда с  $E \times B$  зоной длиной 40 мм при энергии однозарядных ионов 200 эВ и энергии двухзарядных 400 эВ

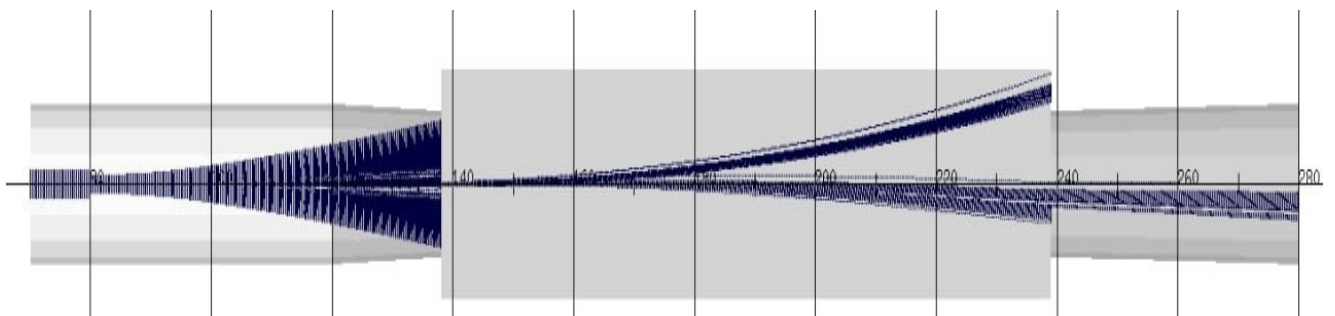


Рисунок 52б. Иллюстрация работы зонда с зоной фильтрации длиной 40 мм при энергии однозарядных ионов 200 эВ и энергии двухзарядных 400 эВ

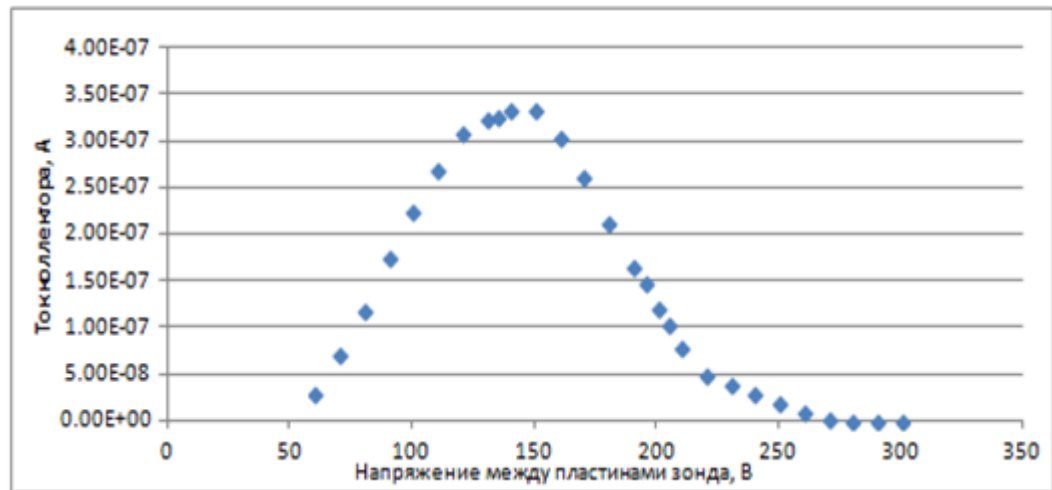


Рисунок 53а. Расчетная ВАХ зонда с E×V зоной длиной 40 мм при энергии однозарядных ионов 800 эВ и энергии двухзарядных 1600 эВ

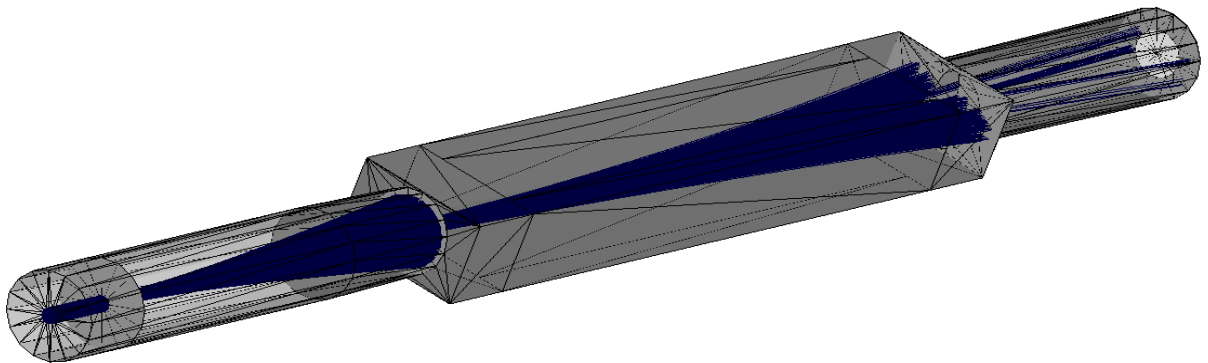


Рисунок 53б. Иллюстрация работы зонда с зоной фильтрации длиной 40 мм при энергии однозарядных ионов 800 эВ, энергии двухзарядных ионов 1600 эВ и долей двухзарядных 20% от количества однозарядных

Расчёт показал, что при энергии однозарядных ионов 800 эВ, пики одно- и двухзарядных ионов неразличимы. На рисунках 52б и 53б можно видеть, что в одном случае зонд способен разделить ионные пучки и соответственно обеспечить адекватное спектральное разрешение, а в другом случае четкого разделения ионных пучков не происходит, что и отражается на вольт-амперной характеристике. Из-за расфокусировки ионного пучка вследствие объемного заряда пучки не разделяются достаточно для получения отдельных пиков на ВАХ.

Зонды с длиной зоны фильтрации более 100 мм показали хорошее разрешение пиков во всем требуемом диапазоне энергий ионов.

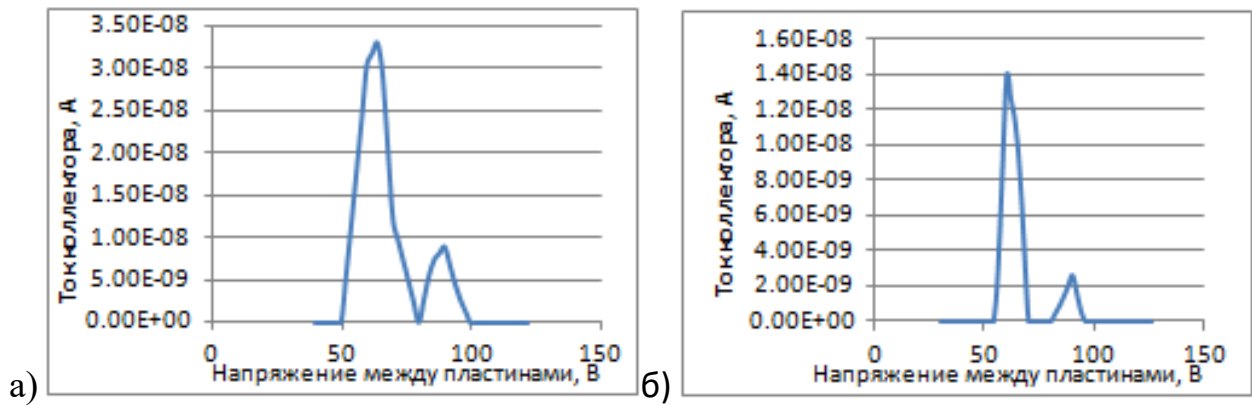


Рисунок 54. Расчетная ВАХ с длиной зоны фильтрации 100 мм Е×В (а) и 200 мм (б) при энергии однозарядных ионов 200 эВ и энергии двухзарядных 400 эВ

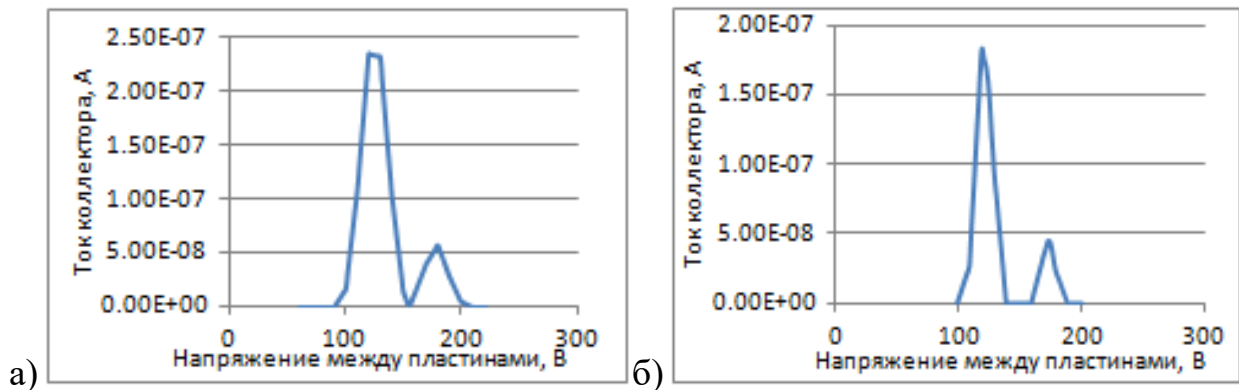


Рисунок 55. Расчетная ВАХ с длиной зоны фильтрации 100 мм Е×В (а) и 200 мм (б) при энергии однозарядных ионов 800 эВ и двухзарядных 1600 эВ

На рисунках 54 и 55 представлены результаты расчета ВАХ для энергий однозарядных ионов 200 и 800 эВ соответственно. Можно видеть четко разделенные пики однозарядных и двухзарядных ионов при длинах зоны фильтрации и 100 мм, и 200 мм. Однако при энергии 200 эВ максимальный ток двухзарядных ионов более чем в четыре раза выше у зонда с зоной длиной 100 мм, чем у зонда с зоной длиной 200 мм.

На рисунках 56 и 57 представлены результаты расчёта зависимости максимальных токов коллектора от длины зоны фильтрации при трёх значениях энергии однозарядных ионов.

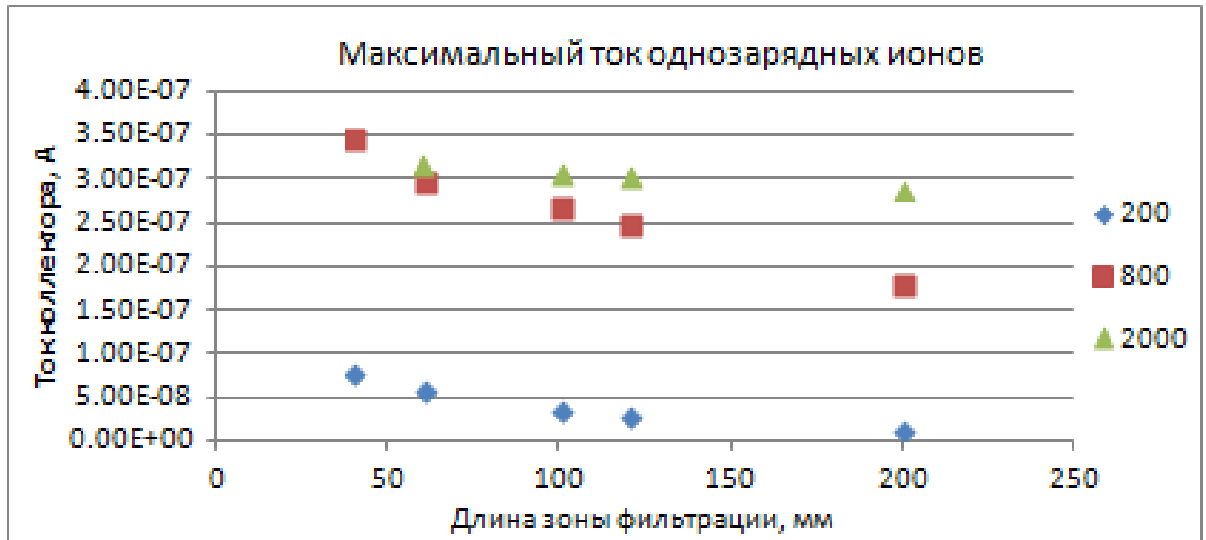


Рисунок 56. Зависимость максимального тока однозарядных ионов от длины зоны фильтрации для трех значений энергии однозарядных ионов: 200 - 2000 эВ

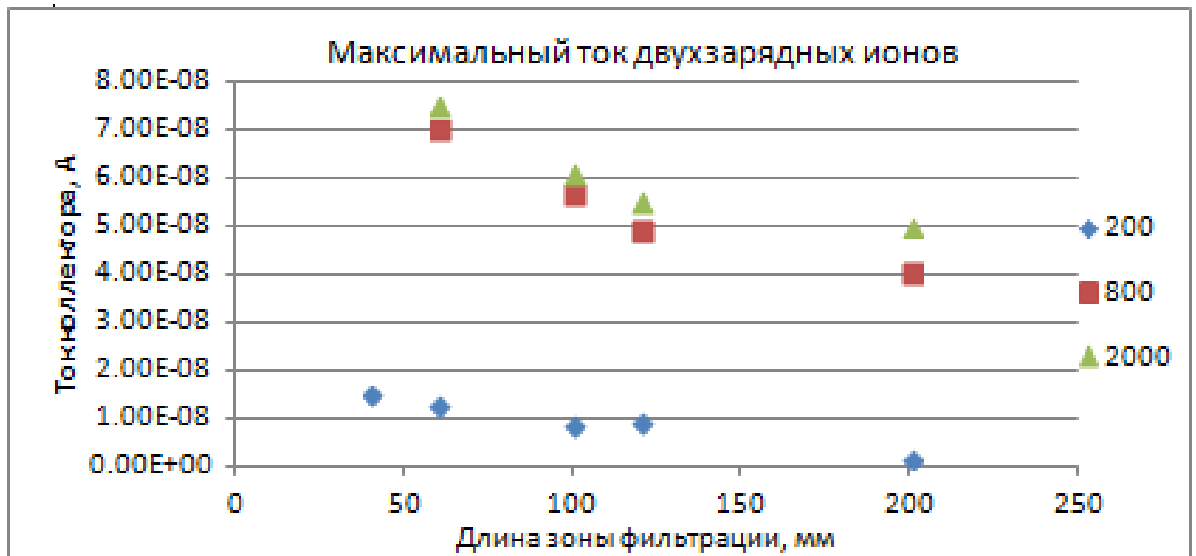


Рисунок 57. Зависимость максимального тока двухзарядных ионов от длины зоны фильтрации для трех значений энергии однозарядных ионов: 200 - 2000 эВ

Моделирование показало, что минимально допустимая длина зоны фильтрации для обеспечения корректного разделения ионных пучков в струях двигателей с напряжением разряда от 100 до 2000 В равна 100 мм. Такая длина обеспечивает ток двухзарядных ионов на коллекторе на уровне 10 нА, что соответствует ранее поставленным требованиям, а спектральное разрешение зонда оказывается достаточным для разделения пиков тока на вольт-амперной характеристике зонда.

Было проведено расчетное исследование  $E \times B$  методики с учетом пространственного заряда и реальных параметров плазмы струи холловского двигателя и исследована зависимость спектрального разрешения зонда и уровня измеряемого тока на коллекторе зонда от длины зоны фильтрации и энергии ионов пучка. Исследование показало, что при увеличении энергии ионов для обеспечения требуемой разрешающей способности зонда необходимо увеличивать длину зоны фильтрации. С другой стороны, при увеличении этой длины происходит расфокусировка ионных пучков под действием пространственного заряда и снижение тока коллектора.

Результаты численного моделирования показали, что для получения необходимого спектрального разрешения при напряжениях разряда исследуемого двигателя в диапазоне от 100 до 2000 В необходимо, чтобы длина зоны фильтрации была больше 100 мм. При этом при плотности тока в плазменной струе  $1 \text{ А/м}^2$  и длине зоны фильтрации 200 мм максимальный ток двухзарядных ионов оказывается в четыре раза меньше, чем при длине зоны фильтрации 100 мм и равен примерно 2 нА, что в реальных испытаниях будет сравнимо с шумом. В итоге, в данной работе с помощью моделирования показана зависимость спектрального разрешения  $E \times B$  зонда и уровня сигнала на коллекторе зонда от длины зоны фильтрации и показано, что для исследования зарядового состава плазмы струи ХД с напряжением разряда от 100 до 2000 эВ целесообразно выбрать длину зоны фильтрации в 100 мм, и при этом ожидаемый ток однозарядных ионов должен находиться в пределах 20 – 350 нА, а ожидаемый ток двухзарядных ионов должен быть порядка 10 нА.

#### **4.2. Экспериментальное исследование работы зонда**

По результатам расчетного исследования разработан и сконструирован зонд с зоной фильтрации 200 мм, входной и выходной трубками длиной 100 мм и расстоянием между электрическими пластинами 20 мм.

Для подтверждения работоспособности и чувствительности зонда была проведена экспериментальная верификация на холловском двигателе с

напряжением разряда 200 В и мощностью 100 Вт, у которого заведомо низкая доля двухзарядных ионов. У данного двигателя ожидаемая доля двухзарядных ионов равна примерно 1%, регистрация которой покажет точность разработанного зонда. На рисунке 58 показан экспериментальный стенд, основой которого является вакуумная камера объемом  $5 \text{ м}^3$  и скоростью откачки до 2 мг/с.

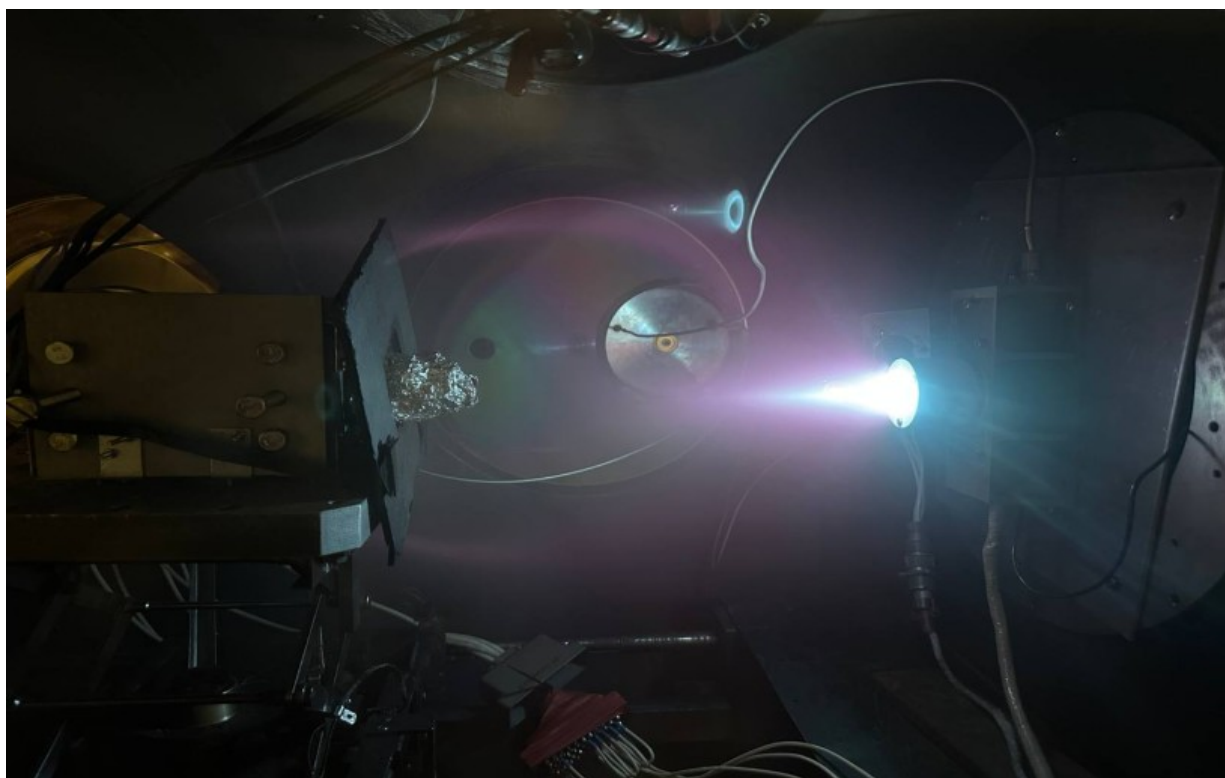


Рисунок 58. Испытания в струе 100Вт ХД

Измерения проведены на номинальном режиме работы двигателя (напряжение разряда 200 В, ток разряда 0.5 А) при рабочем давлении порядка  $5 \cdot 10^{-5}$  Па. В результате измерений получена вольт-амперная характеристика с двумя разрешенными пиками, соответствующими однозарядным и двухзарядным ионам (Рисунок 59). При этом максимальный ток однозарядных ионов составил 25 нА, а ток двухзарядных 3 нА.

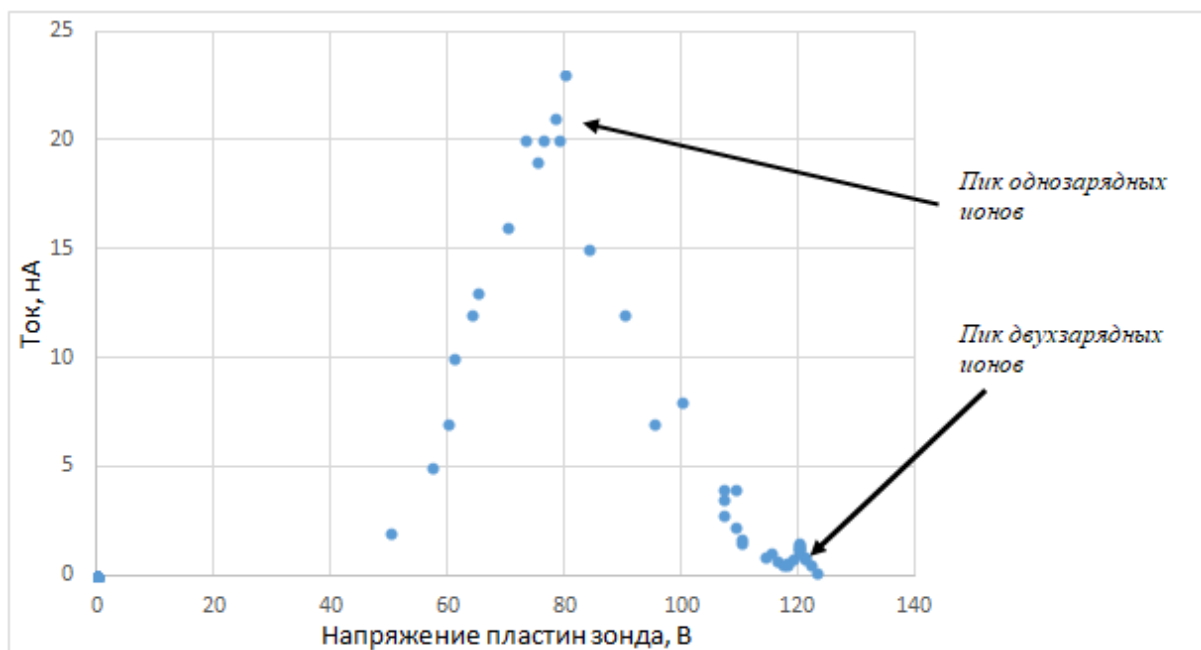


Рисунок 59. ВАХ зонда в струе 100Вт ХД

Зная величину магнитного поля постоянных магнитов, расстояние между ними, а также значение напряжения разряда, можно примерно определить теоретическое ожидаемое положение пиков с помощью выражения, представленного в разделе 2.1. Результаты расчёта сведены в таблицу 3.

Таблица 3: Верификация эксперимента

	пик $\text{Xe}^+$ , В	пик $\text{Xe}^{2+}$ , В
Теория	81,4	115,1
Эксперимент	78,2	119,7

Положения максимумов соответствовало ожидаемым с точностью 2%, что показывает корректность работы зонда и позволяет с уверенностью утверждать, что левая часть (от 40 до 110 В) соответствует однозарядным ионам, а правая (от 115 до 125 В) двухзарядным.

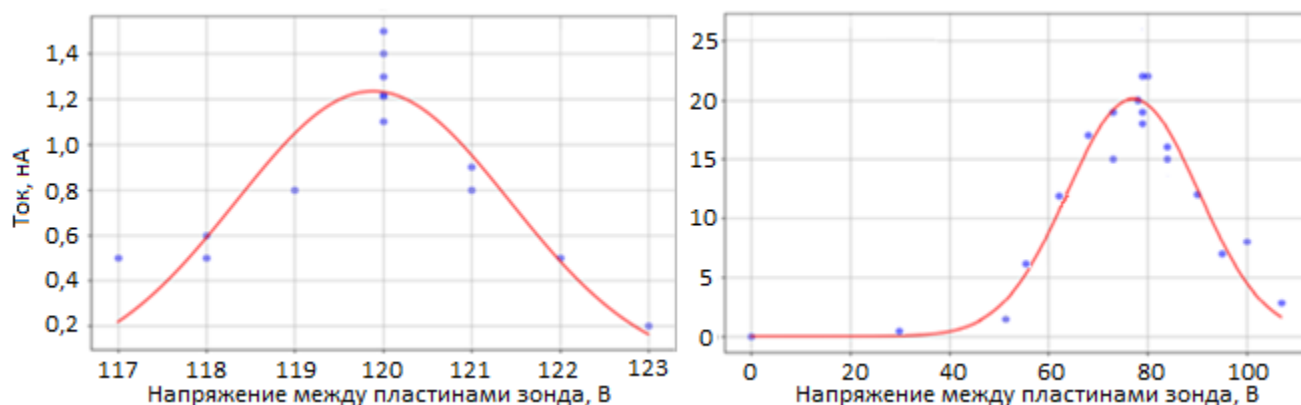


Рисунок 60. Обработка спектров зонда

Для анализа полученной ВАХ и расчета доли двухзарядных ионов воспользуемся двумя представленными ранее методами обработки: упрощённым (метод треугольников) и уточненным (приближение гауссом). Общий вид аппроксимации с помощью функции Гаусса представлен на рисунке 60.

Таблица 4. Результаты расчётов

	доля $\text{Xe}^+$ , %	доля $\text{Xe}^{2+}$ , %
Метод подгонки треугольниками	99,2	0,8
Метод гауссовой подгонки	99,3	0,7

В итоге с помощью теоретической оценки разрешающей способности зонда на основании формулы, выведенной зарубежными авторами (раздел 2.2 настоящей диссертации) и с использованием численной модели, учитывающей конечную ширину энергетического спектра, влияние пространственного заряда ионов и ненулевого угла падения ионов, разработан и расчетно-верифицирован Е×В зонд, способный восстанавливать долю двухзарядных ионов в струе с энергией однозарядных ионов от 100 до 2000 эВ. При этом минимальная расчетная доля, которую способен определить зонд, рассчитана из требований к минимальному току на коллекторе в 1 нА и равна 0.2%. Эксперименты доказали чувствительность зонда к доле в 0.5% при токе двухзарядных ионов порядка 10



нА. При этом при средней энергии пучка в 200 эВ спектральное разрешение зонда оказалось достаточным для разрешения тока однозарядных ионов от тока двухзарядных ионов.

#### **4.3. Итоговая методика по измерению доли двухзарядных ионов с помощью фильтра Вина**

В итоге разработан зонд способный измерить долю двухзарядных ионов в струях холловских двигателей с напряжением разряда от 100 до 2000 В. Методика измерения заключается в следующем:

1. Перед проведением измерений необходимо выставить зонд соосно с осью двигателя с погрешностью установки в 0.2 градуса
2. Для проведения измерений необходимо подать отрицательный потенциал на одну пластину зонда и равный по модулю положительный потенциал на другую пластину зонда. Далее необходимо повышать напряжение между пластинами зонда и измерять зависимость тока коллектора от этого напряжения.
3. Корректная ВАХ зонда должна выглядеть как два или три разделенных пика. Первый пик должен соответствовать однозарядным ионам, второй двухзарядным, третий трехзарядным ионам. Итого, долю двухзарядных ионов можно рассчитать как отношение половины суммарного измеренного тока двухзарядных ионов к суммарному току.
4. Максимальная чувствительность к доле двухзарядных ионов составит 0.2%.

## ГЛАВА 5. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУЙ ХД МОЩНОСТЬЮ ОТ 100 ДО 2500 Вт

Разработанные зонды были использованы совместно с трехсеточным зондом и зондом Фарадея для исследования струи 100 Вт холловского двигателя с диаметром разрядного канала в 7 см. Номинальный расчетный режим работы двигателя это: напряжение разряда 200В и ток разряда 0.5А. При этом в исследованиях напряжение разряда варьировалось от 150 до 300 В и ток от 0.5 до 1А. Цель данных испытаний – на основании зондовых измерений струи рассчитать коэффициенты эффективности в зависимости от тока и напряжения разряда двигателя, а также сравнить результаты, полученные с помощью трехсеточного и апертурного зондов. Измерения проводились в вакуумной камере объемом 90 м<sup>3</sup> при рабочем давлении порядка 10<sup>-3</sup> Па и остаточном давлении порядка 10<sup>-4</sup> Па. Зонды располагались на расстоянии в 1.2 метра от двигателя и измерения проводились при углах к оси двигателя от 90 до -90 градусов (как было показано на рисунке 43) с шагом в 5 градусов.

Получены энергетические спектры ионов на различных углах к оси двигателя апертурным и трехсеточным зондами, измерена плотность ионного тока в зависимости от угла к оси двигателя и измерена доля двухзарядных ионов. На рисунке 61 представлены результаты измерения спектров ионов для 0, 10 и 50 градусов к оси двигателя. На рисунке 61а приведены энергетические спектры измеренные апертурным зондом, на рисунке 61б – трехсеточным.

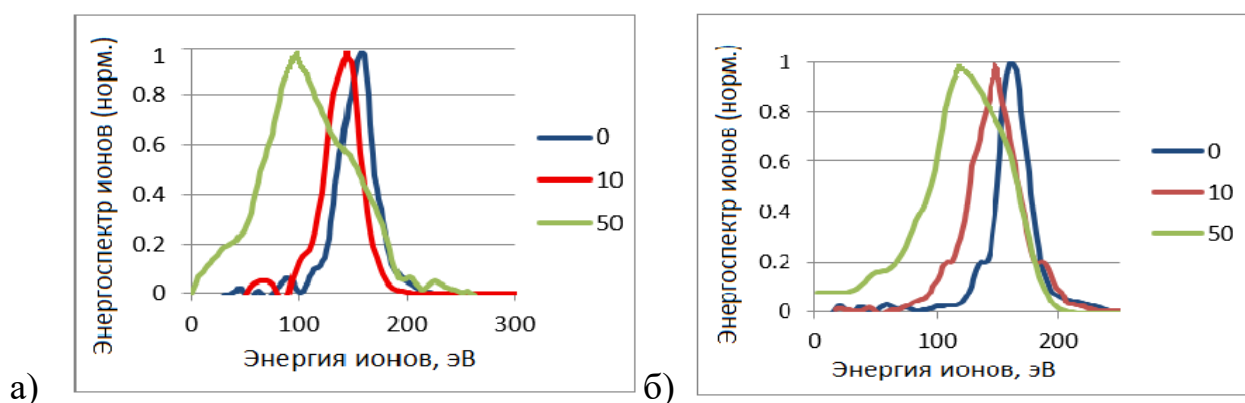


Рисунок 61. Измеренные спектры 100 Вт холловского двигателя

Результаты, полученные с обоих зондов, продемонстрировали увеличение количества низкоэнергетичных ионов с приближением к периферии струи, что соответствует общим представлением о струе холловского двигателя [19]. Эксперименты также показали соответствие полученных измерений между апертурным и трехсеточным зондами с погрешностью, меньшей подтвержденной погрешности трехсеточного зонда. По этим данным восстановлена зависимость средней энергии ионов от угла к оси двигателя, которая качественно согласуется с общими представлениями о струе ХД (рисунок 62). При этом, завышение средней энергии ионов трехсеточным зондом объясняется падением потенциала в центрах отверстий сеток и прохождением ионов с изначально недостаточной энергией через сетку, что подтверждается моделированием.

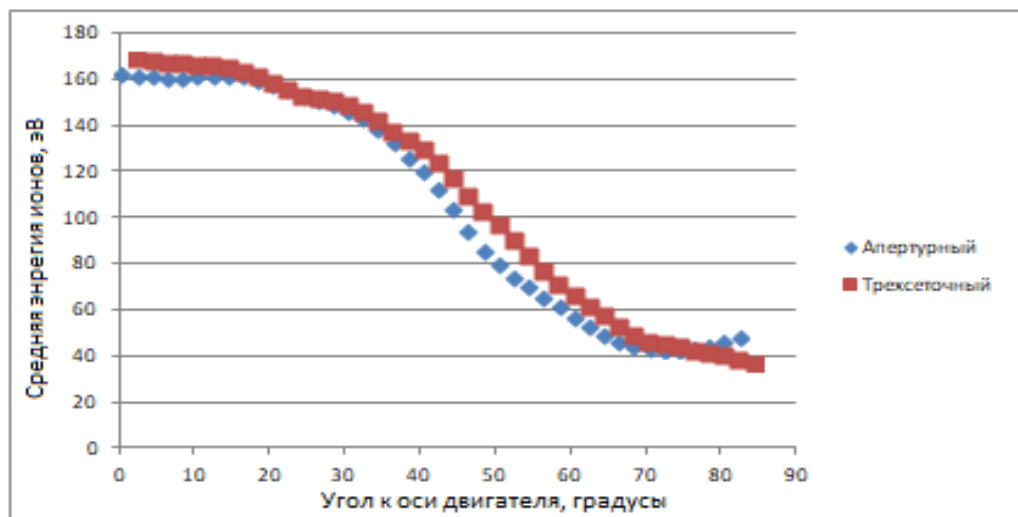


Рисунок 62. Зависимость средней энергии от угла к оси двигателя

Трехсеточным и апертурным зондами совместно с зондом Фарадея измерена зависимость плотности тока пучка от угла к оси двигателя. Все зонды корректно и одинаково с точностью до 0.1 градуса определили центр струи и отразили характерные для ХД два пика, расположенные симметрично относительно центра струи (рисунок 63).

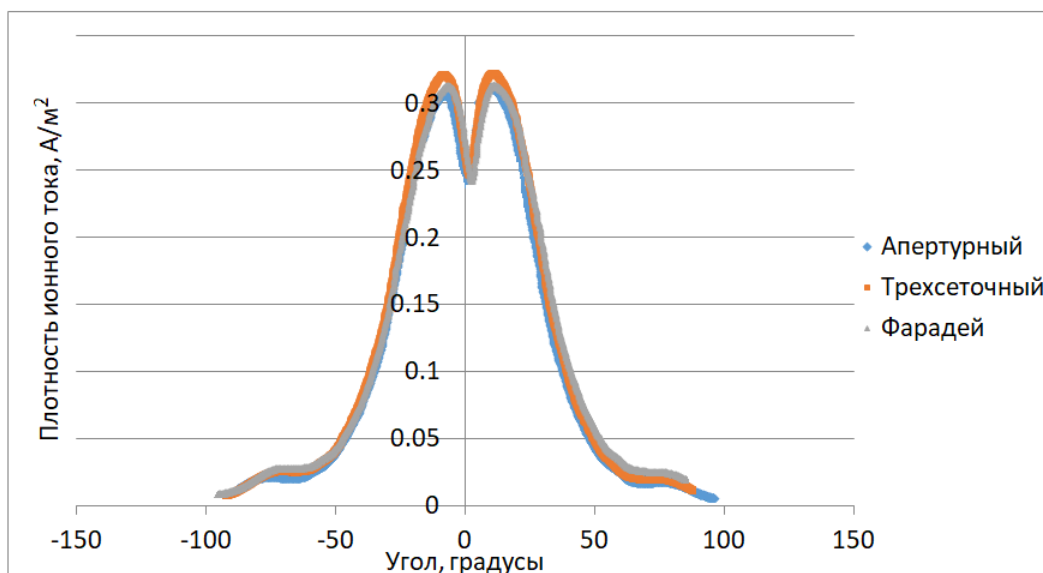
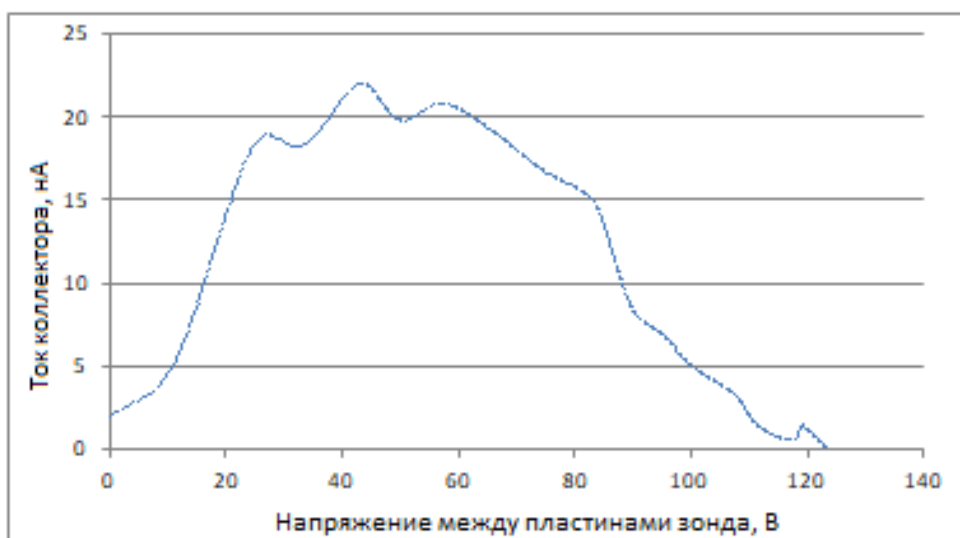


Рисунок 63. Зависимость плотности тока от угла

С помощью разработанного  $E \times V$  зонда проведены измерения доли двухзарядных ионов в струе двигателя. Положения пиков, соответствующих токам одно и двухзарядных ионов соответствовали теоретическим расчетам с погрешностью в 2%, а восстановленная доля двухзарядных ионов оказалась равной 0.5%, что, учитывая размеры двигателя, короткую зону ионизации, низкое напряжение разряда и общую статистику по холловским двигателям является адекватным значением.

Рисунок 64. ВАХ  $E \times V$  зонда в струе 100 Вт холловского двигателя

Проведенные измерения позволили рассчитать коэффициенты эффективности двигателя согласно методике, представленной в [5]. Измерения проведены при напряжениях разряда двигателя в диапазоне от 150 до 300 В и токах разряда от 0.5 до 1 А, при этом мощность двигателя не превышала 250 Вт. На основании измерений распределения ионов по энергиям при различных углах к оси двигателя и плотности ионного тока в зависимости от угла к оси двигателя, а также на основании измерений доли двухзарядных ионов в струе на оси двигателя рассчитаны коэффициенты эффективности двигателя. Результаты приведены в таблице 5.

Таблица 5. Рассчитанные коэффициенты эффективности

Напряжение разряда, В	Ток разряда, А	Мощность разряда, Вт	Расход газа анодный, мл/с	Тяга, мН	Eff m	Eff I	Eff U	Eff q
150,1	0,5	75	0,75	5,45	0.724	0.819	0.447	0.996
199	0,75	149,3	0,94	8,93	0.787	0.75	0.483	0.994
198,4	1	198,2	1,1	11,33	0.928	0.777	0.411	0.994
251,3	0,5	125,7	0,63	6,44	0.767	0.742	0.463	0.993
249,3	0,75	187,2	0,86	9,76	0.849	0.745	0.471	0.993
250	1	250	1,03	12,15	0.907	0.717	0.444	0.993
302,7	0,5	151,4	0,59	6,57	0.792	0.723	0.426	0.992
301,7	0,75	226,3	0,86	10,15	0.839	0.744	0.427	0.992

Eff q - коэффициент снижения КПД из-за наличия двухзарядных ионов

Eff U - коэффициент снижения КПД из-за угловой расходимости пучка и разброса ионов по энергиям.

Eff I - коэффициента использования рабочего тела m

Eff m - коэффициента использования тока

В результате проведенные измерения показали корректность разработанных зондов и позволили получить представление об эффективности различных режимов работы двигателя.

Помимо рассмотренного выше холловского двигателя, испытаны несколько ХД мощностью до 2500 Вт. Испытания проводились также в вакуумной камере объемом 90 м<sup>3</sup> при рабочем давлении порядка 10<sup>-3</sup> Па. Проведено исследование струй двигателей мощностью до 2500Вт с помощью нового апертурного зонда, трехсечного зонда и зонда Фарадея. На рисунках 65 и 66 приведены результаты измеренной зависимости средней энергии от угла и плотности ионного тока от угла. Результаты представлены для двигателя КМ-55 при напряжении разряда 250 В и для двигателя КМ-70 при напряжении разряда 400 и 800 В.

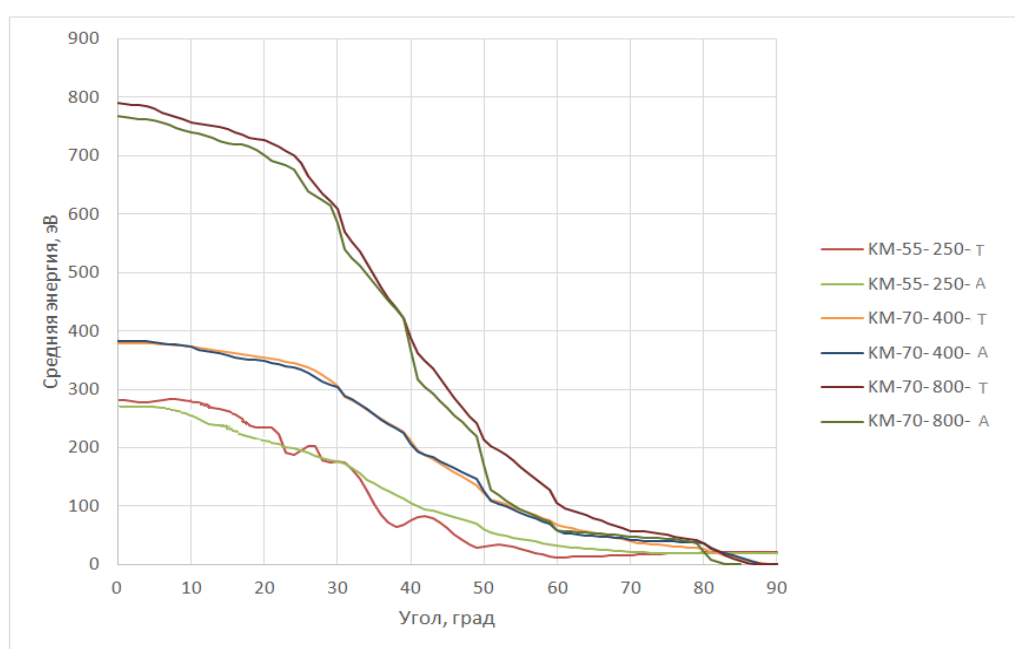


Рисунок 65. Средняя энергия ионов в зависимости от угла. Т – трехсечный, А – апертурный

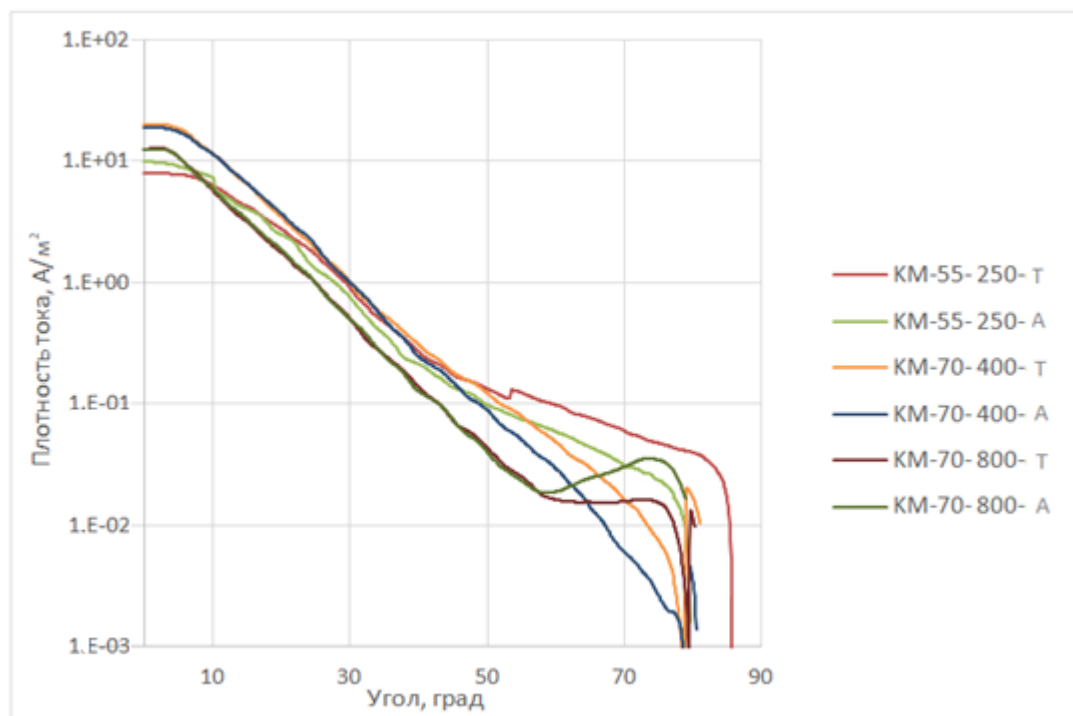


Рисунок 66. Плотность тока струи в зависимости от угла.

Измерения также как и в случае с 100 Вт ХД соответствуют ожиданиям: при увеличении угла средняя энергия ионов падает и энергия, измеренная трехсеточным зондом, завышена относительно энергии измеренной апертурным. Завышение энергии трехсеточным зондом относительно апертурного, наблюдаемое в центре струи двигателя объясняется наличием вторичной электронной эмиссии с коллектора трехсеточного зонда в сторону анализирующей сетки. Данный эффект наиболее заметен именно в центре струи, так как в центре и энергия ионов и ток ионов наибольший, а соответственно повышенных коэффициент ион-электронной эмиссии и температура коллектора, с которого происходит эмиссия. В итоге, по данным экспериментам также можно подтвердить корректность работы зондов и соответствие полученных результатов с погрешностью, не превышающей подтвержденную погрешность трехсеточного зонда, равную 5%.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработана методика измерения параметров плазменных струй электроракетных двигателей с применением разработанного апертурного зонда и фильтра Вина.
2. С помощью численного моделирования доказано, что применение многосеточного зонда с задерживающим потенциалом для измерения параметров струй ЭРД во всем диапазоне углов вылета ионов может приводить к ошибкам более 30% при работе в струях с плотностью тока, превышающую допустимую, для данной геометрии зонда.
3. Выбраны геометрические параметры апертурного зонда, для измерения энергетического спектра ионов и плотности ионного тока в диапазоне плотности тока от  $10^{-4}$  до  $10^2$  А/м<sup>2</sup> и энергии ионов от 1 до 4000 эВ с погрешностью не более 2%.
4. Проведено расчетное исследование работы Е×В зонда и показана необходимость разделять зонды на два класса: зонды для диагностики холловских и зонды для диагностики ионных двигателей.
5. Выбраны геометрические параметры зонда типа Фильтра Вина для измерения доли двухзарядных ионов в диапазоне энергий ионов от 50 до 2000 эВ с чувствительностью к доле двухзарядных ионов не хуже 0,5%.
6. Проведена экспериментальная верификация методики измерений, в результате которой итоговая погрешность методики при измерении наиболее вероятной энергии ионов, плотности ионного тока и доли двухзарядных ионов составила не более 2%.
7. Проведена апробация методики в плазме струй холловских двигателей. Полученные результаты показали адекватность методики и позволили рассчитать коэффициенты эффективности данного двигателя.



## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Lev D., Myers R.M., Lemmer K.M., Kolbeck J., Koizumi H., Polzin K. The technological and commercial expansion of electric propulsion // *Acta Astronaut.* 2019, 159, 213–227. DOI: 10.1016/j.actaastro.2019.03.058
2. Levchenko I., Xu S., Mazouffre S., Lev D., Pedrini D., Goebel D., Garrigues L., Taccogna F., Bazaka K. Perspectives, frontiers, and new horizons for plasma-based space electric propulsion. // *Phys. Plasmas* 2020, 27, 020601. DOI: 10.1063/1.5109141
3. Dale E., Jorns B., Gallimore A., // *Future Directions for Electric Propulsion Research.* *Aerospace* 2020, 7, 120. DOI: 10.3390/aerospace7090120
4. Prithvi Giridhar. A comprehensive report on Electric Propulsion technology for space exploration // *Moscow Aviation Institute (MAI)* 2024. DOI:10.13140/RG.2.2.26311.06566
5. Gorshkov O.A., Shagayda A.A. Determining the Efficiency of a Plasma Thruster with Closed Electron Drift // *Technical Physics Letters*, 2008, 34, No. 2, pp. 153–155. DOI:10.1134/S106378500802020X
6. King L.B., Gallimore A.D., Marrese C.M. Transport property measurements in the Plume of an SPT-100 Hall thruster // *J. Prop. Power.*, 1998, 14 327. DOI: 10.2514/2.5301
7. Hutchinson I.H., *Principles of Plasma Diagnostics* // Cambridge University, 2002 2nd ed.
8. Hofer R. R., Haas J. M., and Gallimore A. D. Ion voltage diagnostics in the far-field plume of a high-specific impulse Hall thruster // *39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, 2003. DOI: 10.2514/6.2003-4556
9. Zhang Z., Tang H., Zhang Z., Wang J, and Cao S. A retarding potential analyzer design for keV-level ion thruster beams // *Rev. Sci. Instrum.* 87, 123510 DOI: 10.1063/1.4972345
10. Nina Sarah Mühlich, Bernhard Seifert High-precision digital Faraday cups for FEEP thrusters; DOI 10.1088/1748-0221/17/08/P08008
11. S.W. Kim Plume study of a 1.35-kW SPT-100 using an  $E \times B$  probe DOI:10.2514/2.3897

12. Fujita H., Adati K., Kumazawa R. Design of a Wien Filter Type Heavy Ion Beam Probe System for the Measurement of Plasma Potential // Japanese Journal of Applied Physics 1987, 26(Part 1, No. 5): 755-759. DOI: 10.1143/JJAP.26.755
13. Mikellides I. G., Jongeward G. A., Katz I., and Manzella D. H. Plume Modeling of Stationary Plasma Thrusters and Interactions with the Express-A Spacecraft // Journal of Spacecraft and Rockets, vol. 39 no. 6, pp. 894–903, 2002. DOI:10.2514/1.35905
14. Bankov, L., R. Heelis, M. Parrot, J.-J. Berthelier, P. Marinov, and A. Vassileva. WN4 effect on longitudinal distribution of different ion species in the topside ionosphere at low latitudes by means of DEMETER, DMSP-F13, DMSP-F15 data. // Ann Geophys., 2009, 27, 2893–2902. DOI: 10.5194/angeo-27-2893-2009
15. Pagano, D., Scortecci F., Bundesmann C., Eichhorn C., Scholze F., Neumann H., Leiter H., Kersten H., Gauter S., Wiese R., Blott R., Klar P., Holste K., Meyer B., et al. Qualification of the AEPD System as a Standard On-Ground Tool for Electric Propulsion Thruster // IEPC Paper 2015-363, Hyogo-Kobe, Japan.
16. Harmann H.P., Koch N., and Kornfeld G. The ULAN Test Station and its Diagnostic Package for Thruster Characterization // IEPC-2007-119, September 17-20, 2007
17. Böhm C. Perrin J. Retarding field analyzer for measurements of ion energy distributions and secondary electron emission coefficients in lowpressure radio frequency discharges Rev. Sci. Instrum. 64, 31 (1993) DOI: 10.1063/1.1144398
18. Marrese, C. M., Majumdar, N., Haas J., Williams G., Ring L., and Gallimore A. D. Development of a Single-Orifice Retarding Potential Analyzer for Hall Thruster Plume Characterization // Proceedings of the 25th International Electric Propulsion Conference, Cleveland, OH, Aug. 24-28 1997, IEPC-97-066, p. 397-404.
19. Goebel, D.M. and Katz, I. Fundamentals of Electric Propulsion: Ion. and Hall Thrusters; John Wiley & Sons: Hoboken,. NJ, USA, 2008; pp. 1–446.
20. Lemmer K. M., Gallimore A.D., Smith T. B, and Austin D. R., Review of two retarding potential analyzers for use in high density helicon plasma, // Tech. Dig. 30<sup>th</sup> Int. Electric Propulsion Conf., Florence, Italy, 2007

21. Beal B. E. and Gallimore A. D. Energy analysis of a Hall thruster cluster, // Proceedings of the 29th IEPC, 2003, pp.2003-2038
22. Hey F. G., Vaupel M., and Groll C., Development of a Gridless Retarding Potential Analyser, // 35th ed. IEPC, 2017, pp-2017-271
23. Maystrenko D., Shagayda A., Kravchenko D. and Lovtsov A., Development of a high dynamic range retarding potential analyzer for the electric propulsion plume diagnosis // Rev. Sci. Instrum. 93, 073504 (2022). DOI: 10.1063/5.0083810.
24. Groll C., Development of a plasma diagnostic system // Ph.D. thesis (Delft University of Technology, 2016.
25. Свидетельство на программу для ЭВМ № 2014612703 Российская Федерация. Моделирование потоков заряженных частиц в ионно-оптических системах ионных двигателей (IOS-3D): № 2014610277; заявлено 21.01.2014; зарегистрировано 05.03.2014; опубликовано 20.04.2014 / Шагайда А. А.; правообладатель Государственный научный центр Российской Федерации - федеральное государственное унитарное предприятие «Исследовательский центр имени М.В. Келдыша» (RU). – 1 с.
26. Shagayda A, Madeev S. Performance limits of ion extraction systems with non-circular apertures. Rev Sci Instrum. 2016 Apr 87(4):043301. doi: 10.1063/1.4945565. PMID: 27131665.
27. Shagayda A., Nikitin V., Tomilin D. Three-dimensional analysis of ion optics with misalignments of apertures // Vacuum. 2016. T. vol. 123. C. p.p. 140-150. doi: 10.1016/j.vacuum.2015.10.030
28. Кожевников В.В., Смирнов А.А., Смирнов П.Е., Черный И.А., Автоматизированная система диагностики параметров выходного пучка радиочастотного ионного двигателя // Труды МАИ, 2014
29. Shastry R., Hofer R., Raid B., Gallimore A., Method for analyzing  $E \times B$  probe spectra from Hall thruster plumes // Rev. Sci. Instrum. 80, 063502 (2009) DOI:10.1063/1.3152218

30. Shastry R., Hofer R., Raid B., Gallimore A. Angularly-Resolved  $E \times B$  Probe Spectra in the Plume of a 6kW Hall Thruster // 44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, DOI:10.2514/6.2008-5287
31. Huang W. and Shastry R. Analysis of Wien filter spectra from Hall thruster plumes // Rev. Sci. Instrum 86(7):073502 DOI:10.1063/1.4923282
32. T. Hallouin, S. Mazouffre.  $E \times B$  probe measurements in the plasma plume of a 100 W-class Hall thruster. // 7th Space Propulsion Conference, Mar 2021, Digital event, France. HAL: 03796024
33. Reijen, B. V., N. Koch, A. Lazurenko, S. Weis, M. Schirra, A. Genovese, J. Haderspeck and E. Gill. High Precision Beam Diagnostics for Ion Thrusters. // IEPC-2011-132