

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования

«Московский авиационный институт
(национальный исследовательский университет)»

На правах рукописи



МЕЛЬНИКОВ АНДРЕЙ ВИКТОРОВИЧ

**ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ИОННЫЙ ДВИГАТЕЛЬ С
ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ ПОСТОЯННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ**

Специальность 05.07.05

«Тепловые, электроракетные двигатели и энергоустановки
летательных аппаратов»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук, профессор
Хартов Сергей Анатольевич

Москва — 2019

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1 Анализ современного состояния разработки высокочастотных ионных двигателей	13
1.1 Перспективы применения ионных двигателей в составе низкоорбитальных космических аппаратов дистанционного зондирования Земли	13
1.2 Высокочастотный ионный двигатель	16
1.2.1 Принцип работы.....	16
1.2.2 Процессы ионизации в разрядной камере	19
1.2.3 Обзор физико-математических моделей высокочастотного индуктивного разряда.....	22
1.3 Методы повышения энергоэффективности высокочастотного ионного двигателя	25
1.4 Постановка задачи исследования	31
Глава 2 Описание экспериментального оборудования.....	37
2.1 Основные элементы вакуумного стенда.....	37
2.2 Система вакуумирования	38
2.3 Система подачи рабочего тела.....	39
2.4 Система электропитания лабораторных моделей двигателя.....	40
2.5 Конструкция лабораторных моделей.....	43
2.6 Методика эксперимента и оценка погрешностей измерений.....	52
2.6.1 Исследование интегральных характеристик.....	52
2.6.2 Диагностика локальных параметров плазмы	57
Глава 3 Результаты экспериментального исследования высокочастотного ионного двигателя с дополнительным постоянным магнитным полем.....	67
3.1 Исследование лабораторной модели двигателя с диаметром пучка 100 мм..	67
3.2 Исследование лабораторной модели двигателя с диаметром пучка 80 мм...	76
3.2.1 Исследование интегральных характеристик.....	76
3.2.2 Исследование локальных параметров плазмы.....	83

3.2.3 Сравнение эффективности различных конфигураций магнитной системы	91
3.2.4 Исследование лабораторной модели с постоянным магнитом	101
3.2.5 Оценка потерь высокочастотной мощности в согласующем контуре..	108
3.3 Рекомендации по проектированию ВЧИД малой мощности	111
Глава 4 Инженерная математическая модель высокочастотного ионного двигателя с дополнительным постоянным магнитным полем	114
4.1 Основные допущения инженерной модели.....	114
4.2 Методика расчёта	116
4.3 Результаты численного моделирования	133
Заключение	141
Список сокращений и условных обозначений.....	143
Список литературы	145

Введение

Актуальность темы исследования

Одним из востребованных на сегодняшний день направлений развития космической техники является разработка перспективных низкоорбитальных космических аппаратов (КА) дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) с длительным сроком активного существования (САС) [1, 2]. В настоящее время для решения задач ДЗЗ в России всё чаще начинают использоваться так называемые малые космические аппараты (МКА) с массой менее 1000 кг [3, 4]. Переход на аппараты данного класса позволяет значительно снизить сроки и затраты на изготовление, открывая перспективную возможность формирования низкоорбитальных спутниковых систем, которые смогут существенно повысить периодичность наблюдения или даже обеспечить непрерывный мониторинг земной поверхности. Однако для повышения разрешения целевой аппаратуры МКА, имеющих определённые ограничения по массе и габаритам, целесообразно снижение высоты их рабочей орбиты до 250...300 км [5-7]. При этом стоит учитывать, что при движении на данных высотах КА будет испытывать значительное аэродинамическое сопротивление остаточной атмосферы Земли, что в случае отсутствия корректирующей двигательной установки (КДУ) приведёт к заметному снижению САС [8]. Применение для компенсации аэродинамического торможения КДУ с жидкостным ракетным двигателем (ЖРД) повлечёт за собой сокращение массы полезной нагрузки. Поэтому наиболее подходящим в данном случае является использование для коррекции орбиты электроракетных двигательных установок (ЭРДУ).

В настоящее время ЭРДУ на базе стационарных плазменных двигателей (СПД) успешно эксплуатируются на российских МКА ДЗЗ серии Канопус-В и их модификациях, обеспечивая, при высоте орбиты 500...520 км, пятилетний САС [9]. Однако, с учётом роста требований к сроку службы и тенденции к снижению рабочей орбиты наиболее перспективным для низкоорбитальных МКА становится использование сеточных ионных двигателей (ИД), характеризующихся более

высокими, по сравнению с СПД, показателями времени работы и удельного импульса, и потребляющих при отработке того же суммарного импульса меньшее количество рабочего тела (РТ) [10, 11].

В России разрабатывается два типа сеточных ИД, различающихся организацией процесса ионизации атомов РТ: ионные двигатели с ионизацией в разряде постоянного тока (ИДПТ), построенные по схеме Кауфмана [11-13], и с ионизацией в безэлектродном разряде – высокочастотные ИД (ВЧИД) [14-17]. Следует отметить, что, хотя эффективность ионизации в разряде постоянного тока выше, чем в переменном электромагнитном поле в ВЧИД, использование индукционного безэлектродного разряда позволяет уйти от проблем, связанных (в случае ИДПТ) с наличием подверженного ионному распылению катода-эмиттера, разрушение которого снижает ресурс работы двигателя. Кроме того, при эксплуатации ВЧИД снижаются требования по чистоте ксенона и в целом появляется возможность использования практически любого РТ. Уменьшается также масса конструкции двигателя и системы его электропитания. Благодаря многочисленным исследованиям по выбору формы, материала и размеров разрядной камеры (РК); по оптимизации параметров индуктора (расположения и способа намотки, количества витков, частоты переменного тока), и ионно-оптической системы (ИОС) [18-23], современные модели ВЧИД мощностью до 1 кВт, незначительно уступают по характеристикам аналогичным моделям ИДПТ [10, 11]. Это, с учетом очевидных преимуществ по массе и ресурсу, позволяет рекомендовать ВЧИД к использованию в КДУ перспективных низкоорбитальных МКА ДЗЗ с повышенным САС.

При проектировании МКА ДЗЗ необходимо также учитывать, что сила аэродинамического сопротивления на низких орбитах зависит от большого количества различных факторов (времени суток, солнечной и геомагнитной активности, времени года и т.д.) и может изменяться более, чем в 10 раз. Поэтому для снижения запаса РТ двигатели КДУ должны обеспечивать широкий диапазон дросселирования тяги. ВЧИД обладает возможностью регулирования тяги за счёт изменения как вкладываемой высокочастотной (ВЧ) мощности, так и расхода РТ.

Но переход на пониженный уровень тяги сопровождается заметным снижением эффективности работы двигателя, что делает поиск и исследование новых способов улучшения характеристик ВЧИД востребованной и актуальной на сегодняшний день задачей.

В целом повышение интегральных параметров ВЧИД возможно, как за счёт оптимизации ИОС по максимальному извлекаемому ионному току, так и за счёт совершенствования рабочего процесса в РК. Одним из основных факторов, негативно влияющих на эффективность ионизации РТ в ВЧИД, является наличие потерь, связанных с амбиполярной диффузией заряженных частиц к стенкам РК, где происходит их активная рекомбинация. Уменьшение данных потерь можно обеспечить за счёт использования в области ВЧ разряда дополнительного постоянного магнитного поля, которое будет снижать подвижность электронов в радиальном направлении, практически не влияя при этом на их движение в сторону ИОС. В результате увеличивается количество ионов, извлекаемых ИОС, что и приведёт в конечном итоге к повышению эффективности работы двигателя. Для оценки возможного улучшения интегральных характеристик ВЧИД за счёт дополнительного постоянного магнитного поля в рамках данной работы был проведён ряд экспериментальных исследований.

Объектом исследования являются лабораторные модели высокочастотного ионного двигателя малой мощности с интегрированным в конструкцию дополнительным источником постоянного магнитного поля.

Целью работы является разработка рекомендаций по созданию моделей ВЧИД малой мощности с повышенной эффективностью за счёт использования в области ВЧ разряда дополнительного постоянного магнитного поля рупорно-аксиальной конфигурации.

Основные задачи диссертации:

Для достижения поставленной цели в рамках диссертационной работы решались следующие задачи:

- разработка различных конструкций дополнительной магнитной системы для исследования параметров лабораторных моделей ВЧИД малой мощности;
- проведение экспериментальных исследований влияния параметров дополнительного постоянного магнитного поля на интегральные характеристики лабораторных моделей ВЧИД;
- оценка воздействия на интегральные характеристики лабораторной модели ВЧИД различных конфигураций дополнительной магнитной системы;
- исследование влияния дополнительного постоянного магнитного поля на распределение локальных параметров плазмы на выходе из разрядной камеры в сечении вблизи ИОС;
- разработка и испытание лабораторной модели ВЧИД малой мощности с дополнительным магнитным полем, создаваемым постоянным магнитом;
- разработка инженерной математической модели для оценки влияния выбора параметров дополнительной магнитной системы на интегральные характеристики ВЧИД;
- выработка рекомендаций по созданию моделей ВЧИД малой мощности с повышенной эффективностью.

Научная новизна результатов исследований:

- Впервые экспериментально показано, что наличие дополнительного постоянного магнитного поля рупорно-аксиальной геометрии приводит к увеличению интегральных характеристик ВЧИД малой мощности.
- На основании анализа экспериментальных данных распределений локальных параметров плазмы в выходном сечении РК доказано предположение, обосновывающее рост интегральных характеристик модели ВЧИД малой мощности при дросселировании тяги, за счет эффекта увеличения концентрации и выравнивания температуры электронов по радиусу при наличии рупорно-аксиального магнитного поля.
- По результатам системных исследований различных конфигураций дополнительного постоянного магнитного поля показано, что его топология,

обеспечивающая стабильную работу и улучшение интегральных характеристик ВЧИД малой мощности, в широком диапазоне дросселирования тяги, достигается при значениях индукции осевой и радиальной составляющих на срезе разрядной камеры уровня 0,5 и 0,3 мТл соответственно.

Теоретическая и практическая значимость работы:

- Доказана возможность улучшения интегральных характеристик моделей ВЧИД малой мощности при дросселировании тяги за счёт использования дополнительного постоянного магнитного поля рупорно-аксиальной конфигурации.
- Определены режимы работы двигателя малой мощности и параметры дополнительного магнитного поля, при которых наблюдается улучшение интегральных характеристик.
- Экспериментально подтверждена возможность использования постоянного магнита в качестве источника дополнительного рупорно-аксиального магнитного поля в ВЧИД, что снижает массу и упрощает конструкцию двигателя.
- Предложена инженерная математическая модель, позволяющая с минимальными временными и материальными затратами оценить влияние дополнительного постоянного магнитного поля рупорно-аксиальной конфигурации на интегральные характеристики ВЧИД и на распределение локальных параметров плазмы в его РК.
- Разработаны рекомендации по созданию моделей ВЧИД малой мощности. Найденные технические решения защищены патентом на полезную модель.

Методология и методы исследований

В работе применялись эмпирические и теоретические методы исследования. В ходе экспериментов использовались современные методики регистрации параметров ВЧИД и контактного исследования локальных параметров плазмы тройным электростатическим зондом. Инженерная математическая модель построена с учётом известных принципов теории физики плазмы газового разряда.

Положения, выносимые на защиту:

1. Результаты исследования интегральных параметров лабораторных моделей ВЧИД малой мощности с дополнительным постоянным магнитным полем, позволяющим повысить эффективность их работы при дросселировании тяги.
2. Результаты исследования распределения локальных параметров плазмы в РК ВЧИД при наличии в области ВЧ разряда дополнительного постоянного магнитного поля.
3. Результаты расчёта параметров плазмы и интегральных характеристик ВЧИД, полученные с использованием разработанной инженерной математической модели.

Достоверность приведенных в данной работе результатов исследований обусловлена использованием сертифицированного оборудования и современных, апробированных ранее, методик измерений, сбора и обработки экспериментальных данных. Экспериментальные результаты, полученные на лабораторных моделях двигателя без использования дополнительного магнитного поля, согласуются с данными исследований других авторов.

Апробация результатов исследования

Основные результаты экспериментальных исследований обсуждались на семинаре кафедры «Электроракетные двигатели, энергетические и энергофизические установки» Московского авиационного института (национального исследовательского университета) МАИ и были доложены на 7-ми российских и международных конференциях: «16-ой и 17-ой Международных конференциях «Авиация и космонавтика» (Москва, 2017 г., 2018 г.); XLIV и XLV Международных молодёжных научных конференциях «Гагаринские чтения» (Москва, 2018 г., 2019 г.); 7-ой Российско-Германской конференции по электроракетным двигателям – новые вызовы (Марбург, 2018 г.); 11-ой конференции “Современные средства диагностики плазмы и их применение”

(Москва, 2018 г.) и на XLIII Академических чтениях по космонавтике (Москва, 2019 г.).

Публикации по теме диссертации

По теме диссертации опубликовано 9 работ, из них 3 в рецензируемых научных изданиях. Из 9 работ: 3 – статьи в рецензируемых научных изданиях из рекомендованного ВАК перечня; 6 – тезисы докладов на научных конференциях. Получен патент на полезную модель (№159636 РФ, опубликован 20.02.2016).

Личный вклад автора работы

При непосредственном участии автора:

- модернизированы лабораторные модели ВЧИД, в конструкцию которых был интегрирован источник дополнительного постоянного магнитного поля;
- проведены все исследования, представленные в данной работе;
- произведена обработка экспериментальных данных, на основе которой были построены зависимости различных параметров, позволяющие оценить улучшение характеристик двигателя при использовании дополнительного постоянного магнитного поля;
- разработана инженерная математическая модель для оценки влияния дополнительного постоянного магнитного поля на интегральные характеристики ВЧИД и на локальные параметры плазмы в его РК и проведены расчёты для лабораторной модели двигателя.

Структура и объем работы

Диссертационная работа изложена на 157 страницах машинописного текста, включает в себя 101 рисунок, 16 таблиц, а также список литературы, содержащий 108 наименований. Работа разделена на: введение, 4 главы содержательной части, заключение, список сокращений и условных обозначений, список литературы.

Краткое содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы диссертации; определен объект исследования, сформулированы цель и основные задачи исследования; отражены научная новизна, теоретическая и практическая значимость работы; обоснована достоверность полученных в работе результатов; представлена апробация результатов исследования; приведено краткое описание структуры и глав диссертации.

В первой главе рассмотрено состояние разработки современных электроракетных двигателей (ЭРД), пригодных для эксплуатации на низкоорбитальных МКА ДЗЗ. Обоснована возможность использования ВЧИД в качестве исполнительного элемента ЭРДУ для МКА. Дано описание принципа работы ВЧИД и основных процессов в его РК. Приведен краткий обзор современных подходов к физико-математическому моделированию плазмы индуктивного ВЧ разряда. Рассмотрены основные методы повышения эффективности работы ВЧИД. Сформулированы задачи исследования.

Вторая глава посвящена описанию экспериментального оборудования, использованного для исследования лабораторных моделей ВЧИД. Приведена схема испытательного стенда, даны характеристики применяемых измерительных приборов. Описаны конструкции лабораторных моделей ВЧИД с источником дополнительного постоянного магнитного поля, процедура исследования их интегральных характеристик, а также методика измерения локальных параметров плазмы в РК. Представлены результаты оценки погрешности измерений.

В третьей главе приведены результаты экспериментальных исследований интегральных характеристик двигателей, а также локальных параметров плазмы в РК одной из моделей, при наличии и при отсутствии дополнительного постоянного магнитного поля. Представлены результаты исследования работы лабораторной модели ВЧИД с постоянным магнитом в качестве источника дополнительного магнитного поля.

Четвертая глава посвящена описанию инженерной математической модели ВЧИД, позволяющей с минимальными временными и материальными затратами

оценить влияние дополнительного постоянного магнитного поля на интегральные характеристики ВЧИД и на распределение локальных параметров плазмы в его РК. В конце главы проведено сравнение результатов расчётов с экспериментальными данными.

Заключение содержит основные результаты и выводы по диссертационной работе.

Глава 1 Анализ современного состояния разработки высокочастотных ионных двигателей

1.1 Перспективы применения ионных двигателей в составе низкоорбитальных космических аппаратов дистанционного зондирования Земли

Возрастающий за последнее время спрос на информацию со спутников ДЗЗ привёл к активному развитию данного направления отрасли космической техники. Основной задачей таких аппаратов является съёмка поверхности Земли в определённом диапазоне спектра электромагнитного излучения [24]. При этом эффективность работы регистрирующей аппаратуры часто зависит от высоты рабочей орбиты КА. Поэтому для обеспечения наилучшего пространственного разрешения стараются снижать высоту до 450...500 км, а в перспективе до 250...300 км. Однако на этих высотах необходимо учитывать наличие остаточной атмосферы Земли, которая приводит к возникновению аэродинамического торможения КА и как следствие к снижению его САС [8]. Поэтому длительно функционирующие КА ДЗЗ оснащаются КДУ, компенсирующей взаимодействие с верхними слоями атмосферы и обеспечивающей коррекцию, и поддержание высоты рабочей орбиты. САС современных российских аппаратов ДЗЗ с КДУ Ресурс-П и Канопус-В, работающих на высотах 475 и 510 км, составляет 5 лет.

Дальнейшее развитие КА ДЗЗ в России связано как с повышением эффективности работы целевой аппаратуры, так и с увеличением их САС до 7 – 10 лет [1, 2]. Это в совокупности с тенденцией перехода к эксплуатации для задач ДЗЗ МКА приводит к росту требований к КДУ. В настоящее время вместо традиционных ЖРД всё чаще используются КДУ на базе электроракетных двигателей, более высокий удельный импульс $I_{уд}$ которых позволяет заметно снизить потребление рабочего тела (РТ), значительно увеличив САС.

В России из всех типов ЭРД наиболее активное развитие получили стационарные плазменные двигатели, принцип действия которых основан на

ионизации и дальнейшем ускорении ионов РТ в электростатическом поле, возникающем между анодом и «виртуальным катодом» сформированным дрейфующими в магнитном поле специальной конфигурации электронами [25]. Штатная эксплуатация СПД началась ещё в 1974 году в составе ЭРДУ ЭОЛ-2 и её модификаций на искусственных спутниках Земли (ИСЗ) семейства «Метеор» и «Метеор-Природа» [10, 26]. В настоящее время некоторые модели СПД широко используются на борту зарубежных (Eutelsat, Intelsat, SES-10, Echostar) и отечественных (серии спутников Экспресс и Ямал) геостационарных КА. Кроме того, два двигателя СПД-50 производства ФГУП ОКБ «Факел» уже обеспечивают коррекцию и поддержание орбиты современных российских МКА ДЗЗ серии Канопус-В. Однако для решения перспективных задач снижения высоты орбиты и обеспечения более высокого САС возникает потребность в повышении удельного импульса и ресурса работы двигателя. Несмотря на высокий уровень технологической отработки, $I_{уд}$ и ресурс современных СПД заметно ниже, чем у наиболее распространённых за рубежом ионных двигателей [10, 11]. Для сравнения в таблице 1.1 приведены характеристики некоторых эксплуатируемых и прошедших лётные испытания моделей СПД и ИД с наиболее подходящей с точки зрения возможностей бортовой энергетики МКА потребляемой мощностью – менее 1 кВт.

Таблица 1.1 – Характеристики эксплуатируемых СПД и ИД [10, 11].

Модель ЭРД	СПД-50	СПД-70	КМ-45	XIPS-13	UK-10 (T5)	RIT-10	μ 10
Разработчик	ФГУП ОКБ «Факел»		ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша»	Hughes Boeing EDD	QinetiQ	EADS Astrium	JAXA
Мощность, Вт	350	650	200-450	450	275-636	590	350
Тяга, мН	20	40	10-28	~18	10-25	15	8,5
Удельный импульс, с	1250	1450	1250-1500	2350	3000-3300	3300	3000
Ресурс, час	2250	3100	4000	12000	11000	20000	15000
Рабочее тело	Xe	Xe	Xe	Xe	Xe	Xe	Xe

Представленные выше данные показывают, что наиболее перспективным для низкоорбитальных МКА ДЗЗ с длительным САС является использование КДУ на основе ионных двигателей.

На сегодняшний день разработано три принципиальных схемы ИД, различающихся организацией процесса ионизации атомов РТ. Одна схема основана на разряде постоянного тока (схема Кауфмана) и реализуется в ИДПТ, а другие, построенные на базе безэлектродного ВЧ и СВЧ разряда, легли в основу ВЧ и СВЧ ИД.

В разряде постоянного тока эмитируемые с катода электроны ускоряются в постоянном электрическом поле, ионизируя при столкновении атомы РТ. В схеме Кауфмана разряд находится во внешнем магнитном поле, конфигурация которого способствует повышению эффективности ионизации РТ за счёт удержания электронов в объёме плазмы. Построенные по данной схеме ИД характеризуются низкими затратами энергии на ионизацию РТ, что в совокупности с высокими показателями коэффициента использования рабочего тела, то есть соотношения количества истекающих из двигателя в единицу времени ионов и подаваемых в разряд нейтральных атомов, позволяет, в большинстве случаев, обеспечить КПД свыше 50 % [10, 11]. Однако наличие подверженного распылению катода, необходимого для поддержания разряда, зачастую может ограничивать ресурс работы этих двигателей. Решением данной проблемы может быть использование ИД на основе безэлектродного ВЧ или СВЧ разряда.

СВЧИД начали активно развиваться относительно недавно и на сегодняшний день разработано всего четыре модели этих двигателей, три из которых принадлежит Японскому агентству аэрокосмических исследований (JAXA) ($\mu 1$, $\mu 10$ и $\mu 20$), а одна представляет собой модифицированную версию, разработанного в НАСА, экспериментального ИД HiPER [10, 27, 28]. Из всех моделей к настоящему моменту только СВЧИД $\mu 10$ прошёл лётные испытания и сейчас эксплуатируется на борту научного КА Hayabusa 2 [10, 27]. Более широкую технологическую отработку и распространение получили ВЧИД, первый запуск которых на КА «EURECA» состоялся ещё в 1993 году [10].

В отличие от двигателей схемы Кауфмана ВЧИД не восприимчивы к каким-либо примесям в РТ и могут работать практически с любыми газами. Кроме того, более простая конструкция позволяет заметно снизить сроки отработки двигателя для решения конкретных задач. Однако, несмотря на имеющиеся преимущества, ВЧИД всё же уступают ИДПТ по энергетической эффективности, что связано с некоторыми особенностями организации процесса ионизации РТ.

1.2 Высокочастотный ионный двигатель

1.2.1 Принцип работы

Как и во всех ИД в конструкции ВЧИД можно выделить три основных элемента: узел генерации плазмы, включающий в себя разрядную камеру с намотанным на её боковую поверхность индуктором, ионно-оптическую систему, необходимую для извлечения и ускорения ионов РТ, и компенсирующий положительный заряд истекающего из двигателя ионного пучка – катод-нейтрализатор. Принципиальная схема работы ВЧИД представлена на рисунке 1.1.

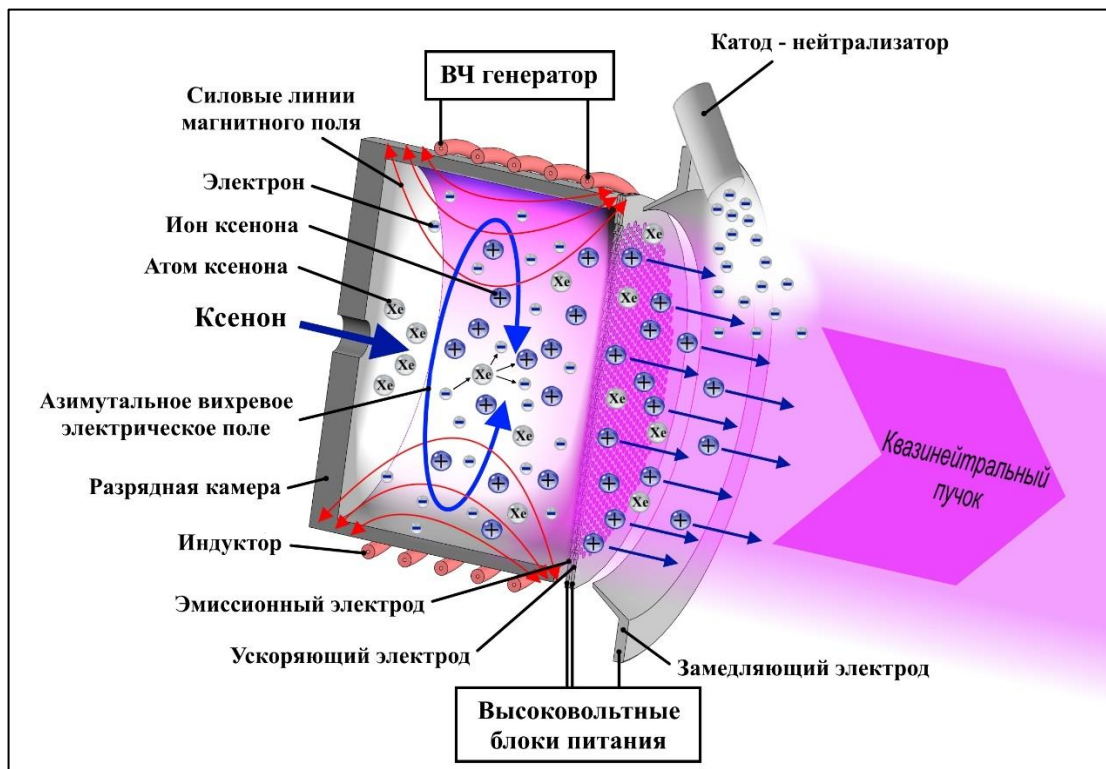


Рисунок 1.1 – Принципиальная схема работы ВЧИД.

Текущий по индуктору переменный ток частотой $f_{\text{ВЧ}} = 1 - 30$ МГц создаёт в объёме РК, выполненной из диэлектрического и радиопрозрачного материала (в основном кварца или окиси алюминия), аксиальное переменное магнитное поле с индукцией B_z :

$$B_z = B_0 \sin(\omega t), \quad (1.1)$$

где B_0 – амплитудное значение индукции магнитного поля; $\omega = 2\pi f_{\text{ВЧ}}$ – угловая частота ВЧ поля.

Меняющееся по времени аксиальное магнитное поле в свою очередь приводит к возникновению азимутального вихревого электрического поля напряжённостью E_φ :

$$E_\varphi = \frac{r}{2} \omega B_0 \cos(\omega t), \quad (1.2)$$

где r – расстояние от оси разрядной камеры.

Под воздействием этого электрического поля свободные электроны, находящиеся в объёме РК, набирают энергию и затем при взаимодействии с атомами РТ ионизируют их.

Часть образовавшихся в объёме РК ионов извлекается из плазмы и затем ускоряется с помощью ионно-оптической системы, состоящей из эмиссионного, ускоряющего и выходного электрода, представляющих собой густо перфорированные цилиндрическими соосными отверстиями тонкие пластины. Приложенные к электродам потенциалы создают необходимую для извлечения, фокусировки и ускорения ионов конфигурацию электростатического поля. Контактующий с плазмой эмиссионный электрод (ЭЭ) находится под положительным потенциалом U_+ , который, в современных ВЧИД, может достигать 3000 В. Потенциал ускоряющего электрода (УЭ) U_- обычно составляет около 10% от U_+ , что препятствует проникновению электронов в зону ускорения ионов и позволяет при этом обеспечить наименьшую величину ионного тока «перехвата». Выходной электрод находится под нулевым потенциалом корпуса КА. Он

предотвращает проникновение электронов из области нейтрализации в межэлектродный зазор и защищает УЭ от выпадения на него ионов, образованных за ИОС в результате резонансной перезарядки. Ионное распыление материала УЭ является главным фактором, ограничивающим ресурс ИОС. Поэтому эти электроды изготавливают преимущественно из материалов с низким коэффициентом распыления: титана, молибдена или углерод-углеродного композита. На рисунке 1.2 представлено распределение электрического потенциала в элементарной ячейке ИОС [29, 30].

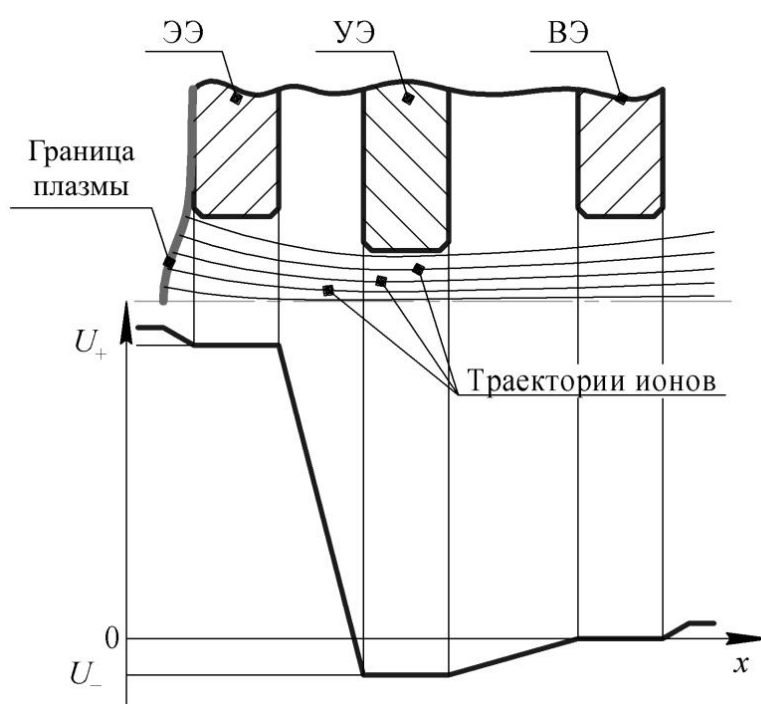


Рисунок 1.2 – Распределение потенциала в элементарной ячейке ИОС [29, 30].

Данная конфигурация электростатического поля препятствует прохождению электронов из квазинейтральной плазмы в зону ускорения, что и позволяет извлекать из неё только ионную компоненту. В результате, возле отверстий эмиссионного электрода формируется граница плазмы в виде «мениска», форма которого зависит как от конфигурации электростатического поля, так и от локальных параметров самой плазмы. Из-за наличия в области ускорения объемного положительного заряда величина извлекаемой плотности ионного тока принципиально ограничена. Исходя из закона Чайлда-Ленгмюра для плоского

вакуумного диода, максимальная плотность ионного тока $j_{\text{пр}}$, при которой исключается возможность прямого взаимодействия ионов с ускоряющим электродом, может быть определена из следующего соотношения [29]:

$$j_{\text{пр}} = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{M} \frac{U_{\Sigma}^{3/2}}{\delta^2 + \frac{d^2}{4}}} \quad (1.3)$$

где $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная; $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный электрический заряд; M – масса иона РТ, кг; $U_{\Sigma} = U_+ + U_-$ – ускоряющая разность потенциалов, В; δ – величина межэлектродного зазора, м; d – диаметр отверстия эмиссионного электрода, м.

Для повышения ионного тока – извлекающей способности ИОС, целесообразно снижение зазора между эмиссионным и ускоряющим электродом [31]. Однако при этом стоит учитывать, что при работе двигателя, из-за наличия больших градиентов ионного тока по радиусу РК, происходит неравномерный нагрев электродов, который, за счёт появления термических напряжений, может привести к возникновению искажения формы, нарушению межэлектродного зазора и замыканию. Поэтому в ряде случаев электроды изготавливают в форме сегмента сферы, что позволяет им при нагреве деформироваться в одном направлении, сохраняя таким образом стабильность межэлектродного зазора [32].

Для сохранения электрического заряда КА поток истекающих из ИОС ионов нейтрализуется электронами из катода-нейтрализатора, что необходимо для обеспечения бесперебойной работы ИД. Кроме того, данный узел может использоваться для эмиссии первичных электронов для зажигания ВЧ разряда.

1.2.2 Процессы ионизации в разрядной камере

Результаты исследований локальных параметров плазмы в РК ВЧИД [30, 33-35] показывают, что концентрация заряженных частиц в данных устройствах составляет величину порядка $\sim 10^{16} \dots 10^{17}$ 1/м³, что в совокупности со средней температурой электронов на уровне 4...5 эВ приводит к тому, что длины

свободного пробега при электрон-атомных и электрон-ионных взаимодействиях в большинстве случаев превышают характерные размеры разрядной камеры. В данных условиях плазма находится в неравновесном состоянии, то есть температура электронов значительно превышает температуру ионов и атомов РТ. Кроме того, это приводит к возникновению так называемого аномального скин-эффекта [36], при котором электроны, набравшие энергию в скин слое, локализованном возле стенки РК, отдают её во всём объёме плазмы.

Так как средняя энергия электронов в РК ВЧИД ниже энергии ионизации РТ, в качестве которого обычно используется ксенон (потенциал ионизации – 12,13 эВ), вероятность образования двухзарядных ионов в ВЧ плазме значительно снижается. На рисунке 1.3 представлены результаты оценки интенсивности ионизации ксенона $dn/n \cdot \sigma_i \varepsilon_e$ в ВЧ разряде при средней энергии электронов – 5 эВ и допущении, что функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) dn/n соответствует Максвелловской [33, 37].

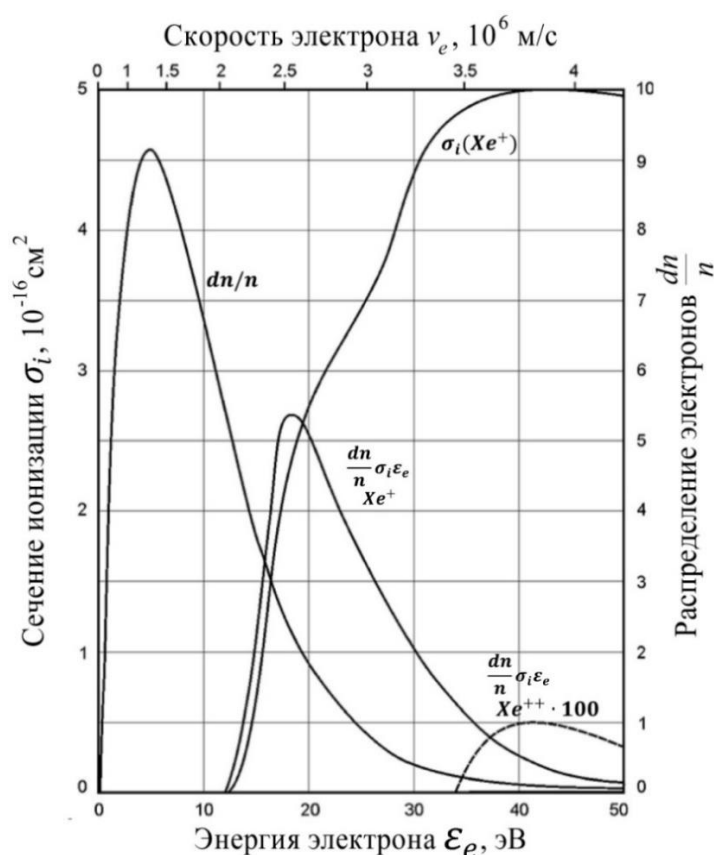


Рисунок 1.3 – Скорость образования однозарядных и двухзарядных ионов ксенона в ВЧ разряде [33, 37].

Из приведенных зависимостей видно, что интенсивность ионизации, соответствующая образованию однозарядных ионов Xe^+ , значительно выше скорости двукратной ионизации, что и приводит к снижению доли двухзарядных ионов Xe^{++} , которая в ВЧИД составляет менее 1 % [33]. За одно взаимодействие атом могут ионизировать только электроны, находящиеся в высокоэнергетичном «хвосте» распределения Максвелла, в то время как основная их часть участвует в ступенчатой ионизации атомов РТ. При этом часть энергии возбуждения переходит в электромагнитное излучение, которое определяет радиационные потери в плазме. В работе [38] для ксенона была получена, представленная на рисунке 1.4, зависимость величины удельных радиационных потерь, приходящихся на ионизацию одного атома, от температуры электронов.

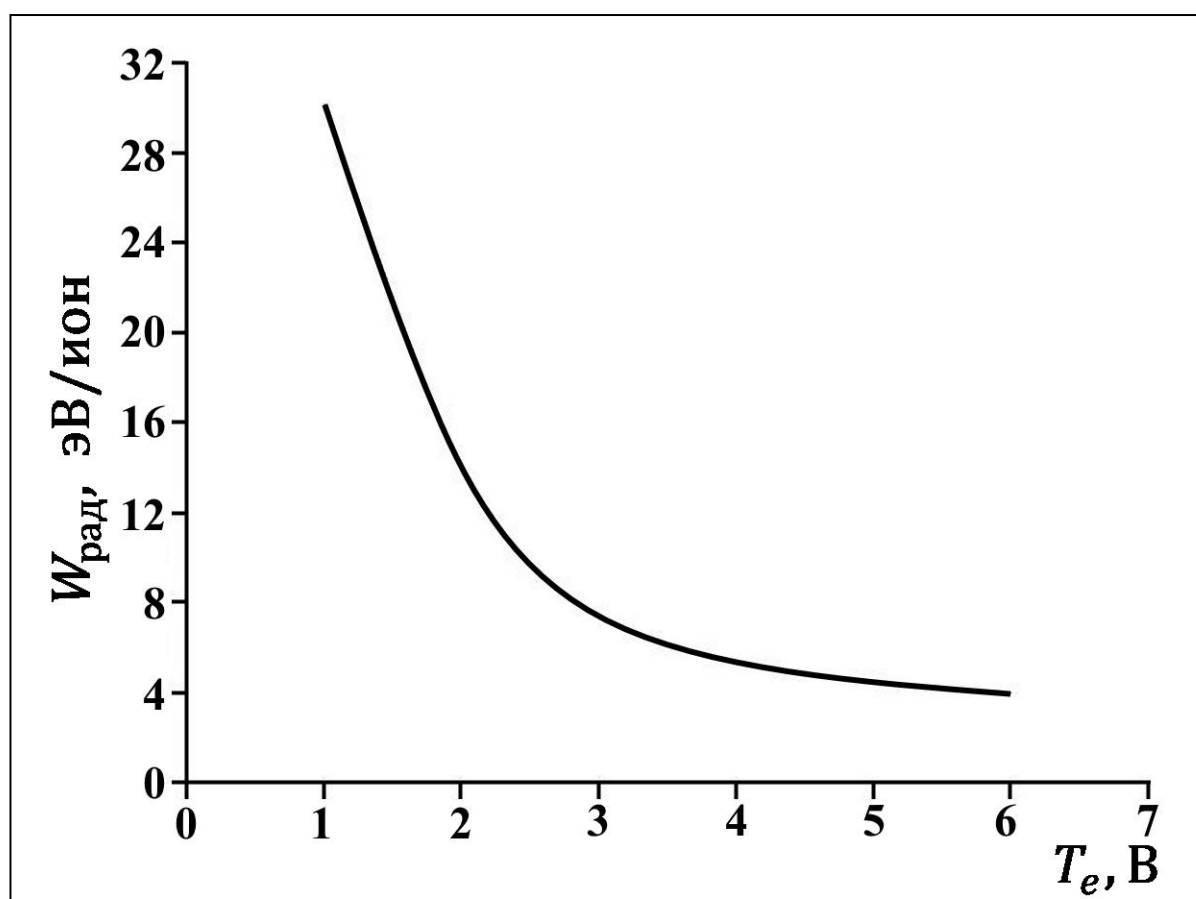


Рисунок 1.4 – Зависимость удельных радиационных потерь от температуры электронов [38].

Согласно представленной зависимости для характерных для плазмы в РК ВЧИД значений $T_e \approx 3 - 5$ эВ радиационные потери составляют $\sim 4 - 7$ эВ/ион. Наиболее значимым фактором, снижающим эффективность ионизации РТ в ВЧИД,

является амбиполярная диффузия заряженных частиц на стенки РК, где происходит их интенсивная рекомбинация. Как показывают результаты численного моделирования, эти потери могут составлять около 50% от вложенной в ВЧ разряд мощности [39]. Кроме того, необходимо также учитывать и потери, связанные с омическим нагревом индуктора и рассеиванием ВЧ мощности на металлических элементах конструкции, которые могут быть соизмеримы с потерями в разряде. Всё это в совокупности приводит к более низкой по сравнению с ИДПТ эффективности ионизации РТ в ВЧИД. Для повышения энергетических характеристик данных двигателей были проведены многочисленные исследования по изучению физических процессов в ВЧ разряде и выявлению факторов, влияющих на эффективность ионизации.

1.2.3 Обзор физико-математических моделей высокочастотного индуктивного разряда

Возможность широкого практического применения ВЧ индуктивного разряда в различных устройствах (ВЧИД, технологических ВЧ генераторах плазмы и источниках ионов) привела к возникновению потребности в разработке физико-математических моделей высокочастотной плазмы, позволяющих предварительно оценить её параметры и влияние тех или иных конструктивных элементов на ожидаемые характеристики готовых изделий. Использование таких моделей должно способствовать снижению сроков и затрат на разработку изделий за счёт сокращения необходимого объёма экспериментальных исследований, так как появляется возможность отсеять заведомо неудачные компоновочные решения и найти наиболее оптимальные варианты конструкции.

К настоящему времени разработан целый ряд расчётных моделей, различающихся детализацией и глубиной физического описания процессов в плазме высокочастотных устройств. Для описания общей характеристики индуктивного ВЧ разряда может использоваться аналитическая модель [40], плазма в которой рассматривается как вторичный контур воздушного трансформатора с

собственной индуктивностью и активным сопротивлением. Данный подход не учитывает распределение электромагнитного поля в РК, но даёт возможность при известных значениях сопротивления плазмы и силы тока в индукторе оценить вкладываемую в ВЧ разряд мощность.

Другие модели построены на основе использования уравнений баланса частиц и энергии [41-48], позволяющих согласовать основные параметры плазмы (вкладываемую в ВЧ разряд мощность, среднюю концентрацию и температуру электронов, ионов и атомов РТ, среднее значение плотности ионного тока, актуальные в случае ВЧИД значения тяги и КиРТ) между собой. При этом могут учитываться: амбиполярная диффузия заряженных частиц, наличие омического и стохастического механизма нагрева электронов и зависимости от их энергии сечения различных процессов взаимодействия с атомами РТ (ионизация, возбуждение, упругие столкновения).

Некоторые модели позволяют рассчитать двумерные (при осесимметричной постановке задачи) распределения локальных параметров плазмы в РК ВЧИД за счёт использования уравнений магнитогидродинамики [39, 49-55] или приближённых к ним аналитических соотношений [30, 56]. В данном случае для нахождения распределения электромагнитного поля в объёме РК решается система уравнений Максвелла.

Для оптимизации малых ВЧИД ($\mu\text{N-RIT's}$) с диаметром пучка менее 5 см был разработан программный код для трёхмерного моделирования параметров плазмы [57]. Для расчёта распределения концентрации электронов и ионов в данной модели используется метод «частица в ячейке» (Particle-in-Cell), в то время как для нахождения распределения концентрации атомов РТ по объёму РК применяется метод Монте Карло. В целом такой подход требует больших вычислительных ресурсов и занимает много расчётного времени. Моделирование плазмы высокочастотных ИД и технологических устройств методом «частица в ячейке» также реализовано и в программном коде KARAT [58-61].

К настоящему времени начинают применяться и комбинированные физико-математические модели, в которых используются различные подходы для

описания отдельных механизмов. В работе [62] параметры плазмы (концентрации заряженных частиц, температура электронов) определяются из балансовых соотношений, в то время как свободномолекулярное течение атомов РТ рассматривается при трёхмерной постановке задачи. Электромагнитное поле при этом рассчитывается в осесимметричном двумерном приближении. В [21] используется несколько иной подход. На первом этапе рассматривается аналитическая балансовая модель, которая позволяет при выбранных геометрических параметрах РК найти необходимую для обеспечения заданной величины извлекаемого ионного тока температуру электронов, через которую затем определяются суммарные потери мощности в плазме. На втором этапе для цилиндрической геометрии решаются уравнения электромагнитной волны и рассчитываются радиальные распределения температуры электронов, концентрации заряженных частиц и потенциала плазмы. При этом в начальном приближении используются результаты расчёта (значения температуры электронов, концентрации атомов РТ и заряженных частиц) из предыдущего шага. Как было показано в работе [21], данная модель помимо согласования интегральных характеристик ВЧИД позволяет для упрощённой геометрии получить и двумерные распределения параметров плазмы в РК.

Отдельно стоит отметить самосогласованную модель индуктивного ВЧ разряда [63, 64], позволяющую учесть влияние внешнего постоянного магнитного поля на параметры плазмы и при заданных размерах цилиндрической РК оценить условия (плотность плазмы, индукцию внешнего постоянного магнитного поля) существования объёмных волн (косой ленгмюровской волны и геликона), способствующих повышению эффективности вклада ВЧ мощности в плазму. Предложенная модель использовалась для физического объяснения наблюдавшихся закономерностей во время многочисленных экспериментальных исследований перспективных ВЧ источников ионов и генераторов плазмы с индуктивным ВЧ разрядом, помещённым во внешнее магнитное поле [65-68]. Но при этом модель может применяться также и для описания параметров плазмы в ВЧИД.

Таким образом на сегодняшний день предложено большое количество различных подходов к моделированию индуктивного ВЧ разряда. Некоторые модели позволяют получить более точные двумерные и трёхмерные распределения параметров плазмы в РК и учесть геометрию основных элементов двигателя или технологических устройств (индуктора, РК, параметров ИОС). Однако расчёт при учёте большого количества различных факторов может занимать длительное время, что в ряде случаев не желательно. С другой стороны, сильное упрощение модели приведёт к ухудшению её предсказательной способности и снижению точности расчётов. Поэтому для оценки характеристик и оптимальных геометрических параметров ВЧИД в данном исследовании пришлось искать компромисс между временем расчёта и точностью моделирования.

1.3 Методы повышения энергоэффективности высокочастотного ионного двигателя

Первые лабораторные образцы ВЧИД были разработаны и испытаны в начале шестидесятых годов в Гиссенском университете (Германия) под руководством профессора Хорста Лёба [69]. Там же были проведены и основные работы по оптимизации этих двигателей с целью повышения энергетических характеристик.

Одни из первых работ были посвящены исследованию влияния размеров РК на эффективность ионизации РТ [18]. Для снижения потерь, связанных с интенсивной рекомбинацией заряженных частиц на стенках, целесообразно уменьшение длины РК, то есть уменьшение площади её внутренней поверхности. Однако при этом стоит учитывать, что сопутствующее уменьшение объёма плазмы приведёт к снижению эффективности ионизации атомов РТ. Поэтому для обеспечения наилучшей энергетической эффективности необходимо было найти оптимальное соотношение между площадью внутренней поверхности и объёмом РК. Исходя из этого для различных РТ были получены, представленные на рисунке 1.5, зависимости оптимальной длины РК от радиуса [20].

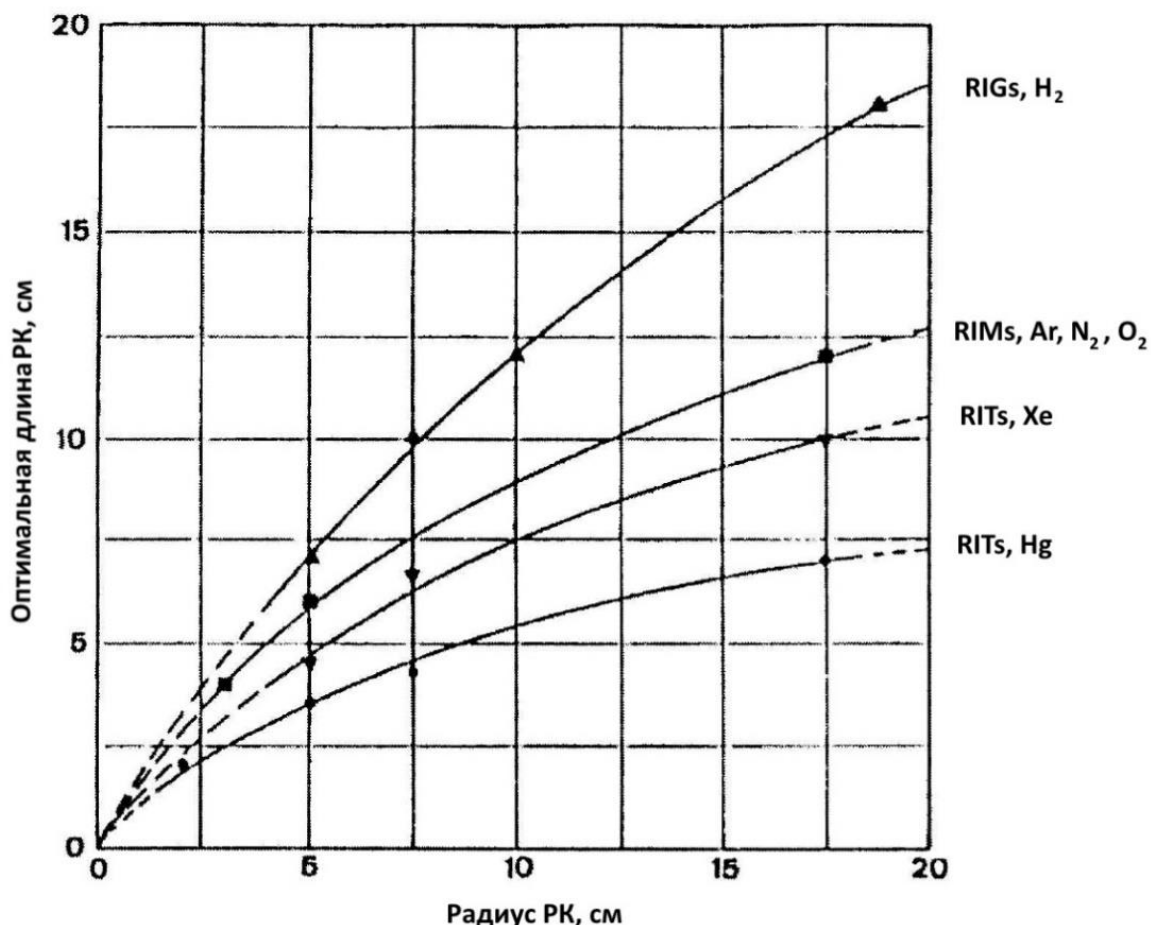


Рисунок 1.5 – Зависимость оптимальной длины РК от её радиуса для различных РТ [20].

Следующим важным шагом стало исследование влияния формы РК на характеристики ВЧИД. На разработанной в Гиссенском университете лабораторной модели двигателя с диаметром пучка 150 мм – RIT-15LP была произведена замена цилиндрической РК на полусферическую. Это позволило снизить площадь внутренней поверхности стенки РК, сохранив при этом эффективность ионизации РТ. Результаты сравнения протестированных лабораторных образцов RIT-15 с цилиндрической и с полусферической РК представлены на рисунке 1.6 [22].

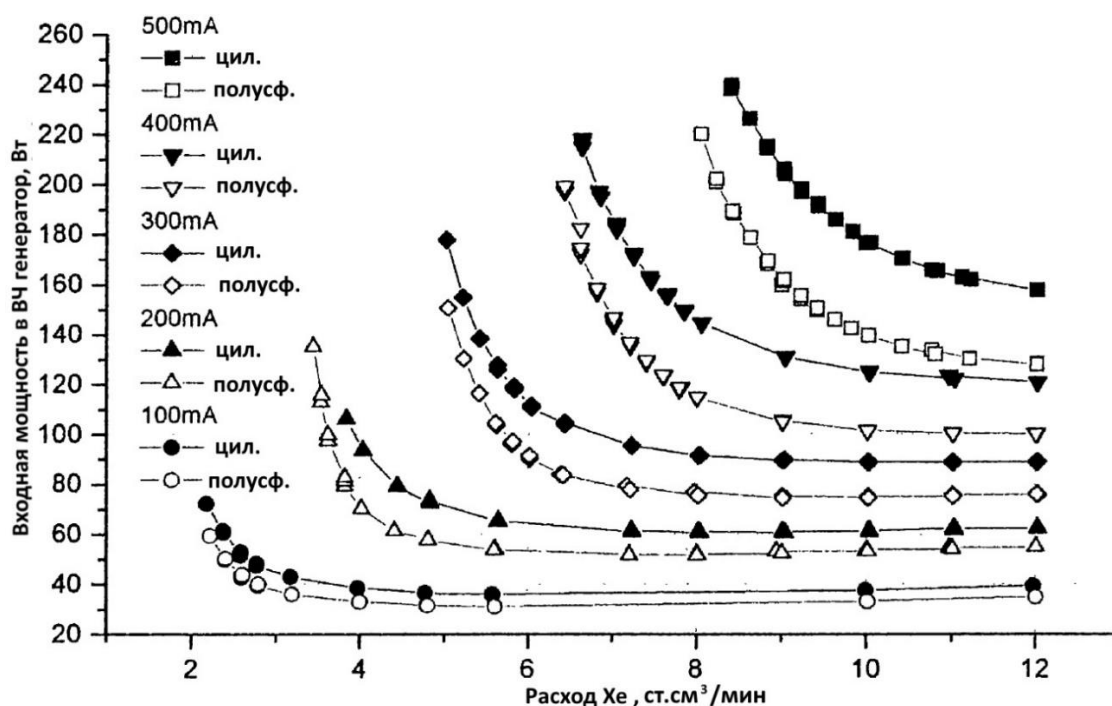


Рисунок 1.6 – Сравнение интегральных характеристик РИТ-15 с РК различной формы [22].

Замена цилиндрической РК на полусферическую привела к снижению цены иона на 23 %, что значительно улучшило энергетические характеристики [22].

Аналогичные исследования на модели двигателя с диаметром пучка 100 мм также производились и в лаборатории ВЧИД МАИ. В рамках работы [21] было проведено сравнение конической, полусферической и двух цилиндрических РК с длиной 4,5 и 6,5 см. Как и ожидалось, наилучшие характеристики были получены при использовании полусферической РК. И если цилиндрические РК значительно уступали по полученным характеристикам, то коническая, в некоторых режимах работы, показывала схожие с полусферической результаты, что можно увидеть на представленных на рисунке 1,7 зависимостях цены иона C_i от коэффициента использования РТ (КиРТ) β , которые определяются как [21]:

$$C_i = \frac{N_{ВЧ}}{I_i}, \quad (1.4)$$

$$\beta = \frac{I_i M_{Xe}}{e \dot{m}}, \quad (1.5)$$

где $N_{ВЧ}$ – ВЧ мощность, Вт; I_i – ток извлекаемого ионного пучка, А; M_{Xe} – масса иона ксенона, кг; \dot{m} – массовый расход ксенона, кг/с.

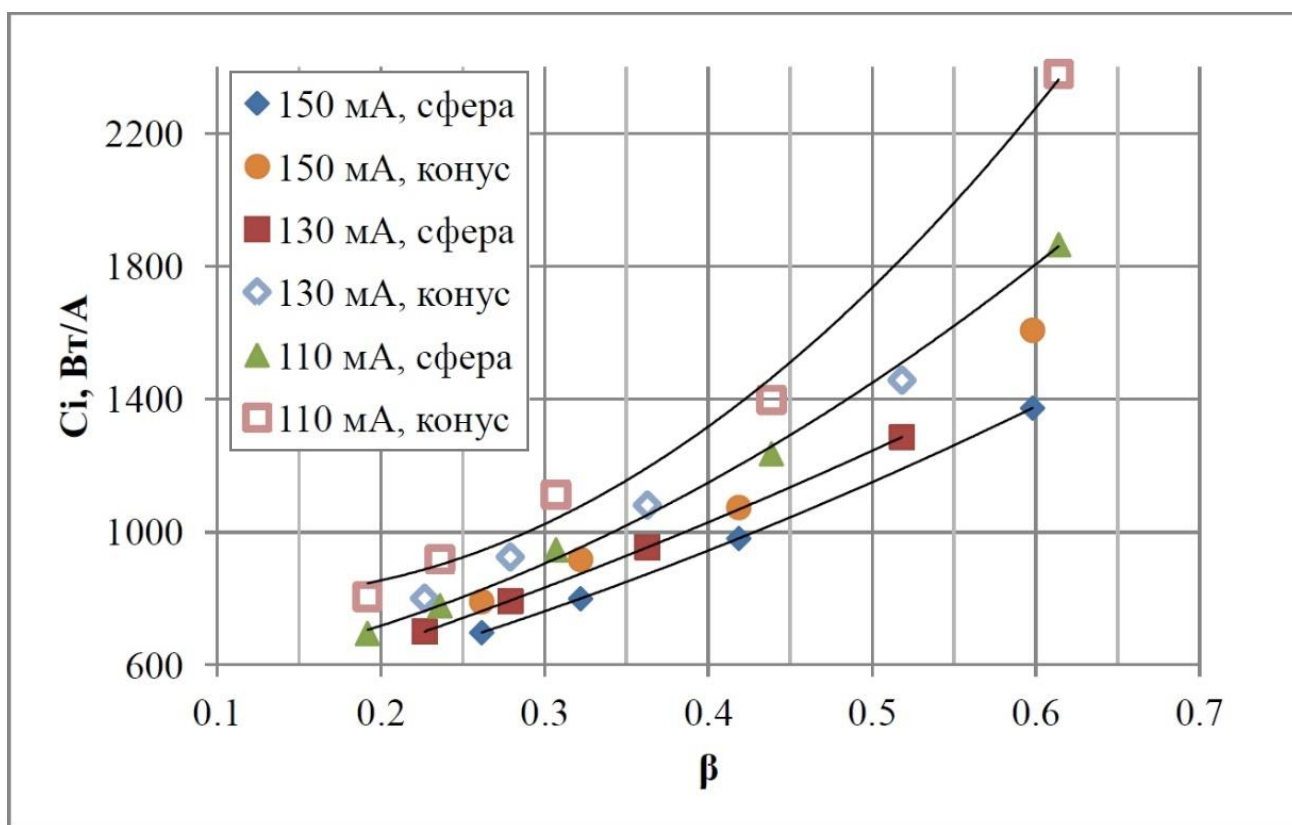


Рисунок 1.7 – Сравнение эффективности при использовании полусферической и конической РК [21].

Ещё одним важным фактором, влияющим на эффективность ввода ВЧ мощности в плазму, являются параметры индуктора. В Гиссенском университете для лабораторных моделей с диаметром пучка 100 и 150 мм были проведены исследования по оптимизации числа витков индуктора и частоты, текущего по нему переменного тока, результаты которых можно увидеть на рисунке 1.8 [18, 23]. В работе [21] было также исследовано влияние расположения и способа намотки индуктора на интегральные характеристики модели двигателя с диаметром пучка 100 мм. В результате были сформулированы рекомендации по оптимальному количеству витков и их расположению относительно конструкции ИОС, которое, при сохранении эффективности ввода ВЧ мощности в разряд, обеспечивало снижение потерь, связанных с индукционным нагревом металлических элементов.

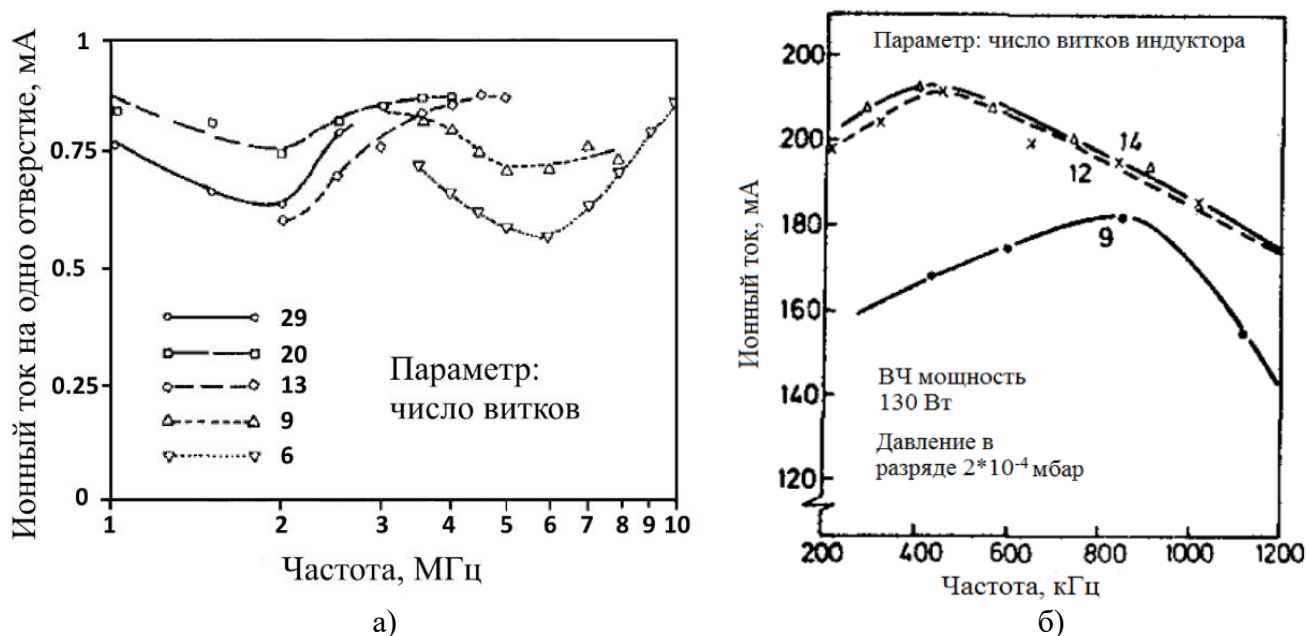


Рисунок 1.8 – Оптимизация числа витков индуктора и частоты:

а) RIT-10 [18]; б) RIT-15 [23].

Наряду с изучением особенностей вклада ВЧ мощности в плазму часть работ была сосредоточена на оптимизации ИОС. Одни из первых исследований были направлены на поиск оптимальных геометрических параметров электродов (количества и диаметра отверстий, толщины, межэлектродного зазора) и приложенных к ним потенциалов. Кроме того, в Гиссенском университете при отработке двигателя RIT-15 с целью снижения влияния теплового расширения электродов на интегральные характеристики и увеличения ресурса работы ИОС перешли на использование углерод-углеродных композитных материалов. Также на RIT-15 было проведено исследование влияния толщины эмиссионного электрода на эффективность работы двигателя. Наилучшие показатели были получены при использовании более тонкого электрода. Это связано с тем, что при высокой плотности плазмы её граница находится внутри извлекающего канала эмиссионного электрода. При этом часть ионов рекомбинирует на стенке этого канала и не может быть использована для ускорения в ИОС. Снижение толщины эмиссионного электрода позволяет значительно уменьшить эти потери, повысив энергетическую эффективность ВЧИД. На рисунке 1.9 представлено сравнение характеристик RIT-15 при использовании электродов с толщиной 0,3 и 0,5 мм [70].

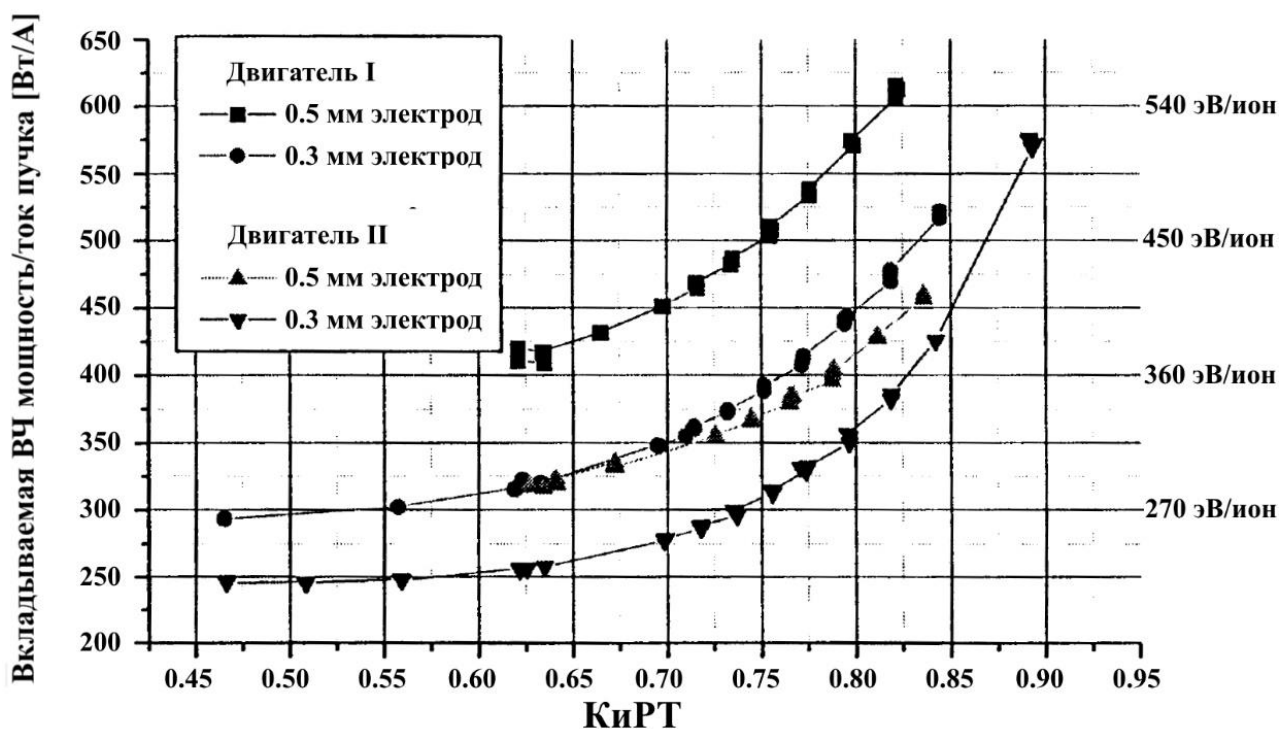


Рисунок 1.9 – Сравнение эффективности двух моделей RIT-15 при различной толщине эмиссионного электрода (ток пучка 400 мА, тяга 20 мН) [70].

Из данных зависимостей видно, что использование эмиссионного электрода толщиной 0,3 мм, вместо 0,5 мм, позволяет снизить величину вкладываемой ВЧ мощности для того же извлекаемого тока ионного пучка приблизительно на 20%.

Эти исследования позволили значительно улучшить энергетические характеристики ВЧИД, современные модели которых, в некоторых случаях (в основном в классе двигателей с потребляемой мощностью менее 1 кВт), по эффективности приближаются к ИДПТ (тяговый КПД (без учёта нейтрализатора) у моделей ВЧИД RIT-10 составляет 48,6 - 52,7 %; у ВЧИД ММ (НИИПМЭ МАИ) – 41,6 - 65,1 %; у ИДПТ УК-10 – 70 %; ETS-8 – 45,6 - 49,7 %; T5 – 55 %; XIPS-13 – 50 %; ИД-50 – 50 - 60 %; ИД-100 – 45 - 55 % [10, 11, 15, 17, 19, 29, 71]), что делает их одним из наиболее перспективных типов ЭРД для применения в составе КДУ на борту низкоорбитальных МКА ДЗЗ.

Однако стоит учитывать, что для выполнения реальных задач от КДУ требуется обеспечение широкого диапазона тяги. В случае дросселирования, то есть снижения извлекаемого ионного тока пучка, падает и энергетическая

эффективность ВЧИД. Поэтому поиск дополнительных методов улучшения характеристик данных двигателей, в том числе и для не номинальных режимов работы, остаётся актуальным и сегодня. Одним из таких дополнительных методов улучшения является использование дополнительного постоянного магнитного поля в области ВЧ разряда.

1.4 Постановка задачи исследования

Первые исследования ВЧИД с применением дополнительного постоянного магнитного поля были проведены ещё в шестидесятых годах в Гиссенском университете при отработке ранних лабораторных образцов [18, 72]. Основной целью использования дополнительного поля было снижение влияния скин-эффекта, то есть увеличение области, в которой происходит эффективное поглощение ВЧ мощности плазмой. Данная идея была основана на обнаруженном на ВЧ источниках ионов Б. Кохом и Х. Нойертом магнитно-резонансном эффекте, объяснение которого было позднее получено благодаря экспериментальным и теоретическим исследованиям Б. Пфайффера [73]. Дополнительное поперечное постоянное магнитное поле изменяет показатель преломления плазмы и затухание вращающейся компоненты электромагнитной волны снижается [18], что и позволяет частично компенсировать скин-эффект. Наилучший вклад ВЧ мощности наблюдается при определённой, резонансной индукции магнитного поля B_{res} , величина которой зависит как от плотности плазмы, так и от частоты тока в индукторе. На рисунке 1.10 приведены результаты исследования влияния напряжённости дополнительного поперечного магнитного поля на величину плотности извлекаемого ионного тока и потребляемой ВЧ мощности [72], проведённого на лабораторной модели RIT-10.

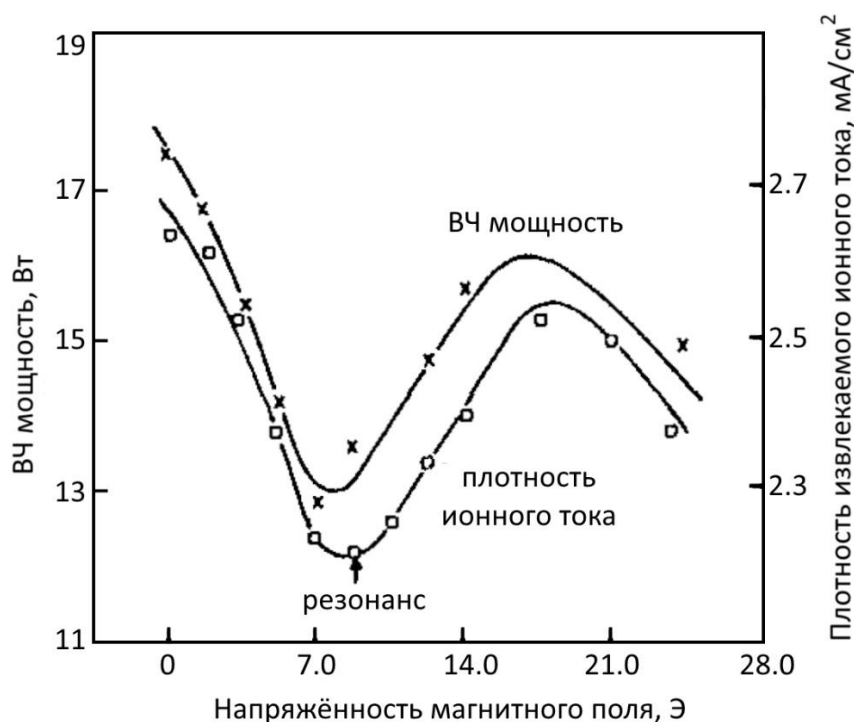


Рисунок 1.10 – Зависимость извлекаемой плотности ионного тока и потребляемой ВЧ мощности от напряжённости магнитного поля [72].

Анализ представленных зависимостей показывает, что отношение извлекаемой плотности ионного тока к потребляемой мощности во всём измеряемом диапазоне остаётся постоянным. Это приводит к тому, что при любой индукции магнитного поля на 1 Вт поглощённой ВЧ мощности приходится одна и та же величина извлекаемой плотности ионного тока. Исходя из этого при разработке и оптимизации последующих моделей ВЧИД, отказались от использования дополнительного магнитного поля. Однако ряд исследований, проведённых на кафедре физической электроники МГУ [65-68], показал, что для улучшения вклада ВЧ мощности в плазму можно также использовать и аксиальное постоянное магнитное поле.

В рамках работы [66] была проведена серия экспериментов, посвящённая изучению влияния внешнего магнитного поля на поглощение индуктивным разрядом подводимой ВЧ мощности. Часть исследований производилась на источниках ионов со схожей с ВЧИД конфигурацией РК и индуктора, что позволяет использовать полученные данные для предварительной оценки возможности улучшения дополнительным аксиальным постоянным магнитным

полам энергетических характеристик двигателей. При использовании кварцевой камеры радиусом 50 мм и длиной 100 мм были получены зависимости эквивалентного сопротивления плазмы, характеризующего эффективность ввода ВЧ мощности, от индукции внешнего однородного магнитного поля. Вид данных зависимостей для расхода ксенона 1,5 и 3 см³/мин представлен на рисунке 1.11 [66].

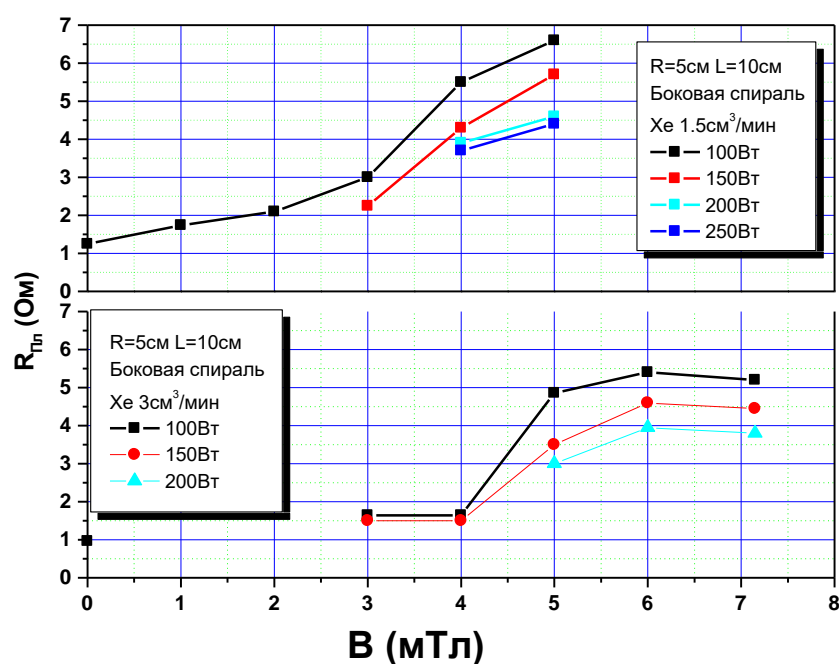


Рисунок 1.11 – Зависимость эквивалентного сопротивления плазмы от индукции магнитного поля (частота индуктора 13,56 МГц) [66].

Как можно увидеть из результатов эксперимента, дополнительное однородное магнитное поле приводит к росту эквивалентного сопротивления плазмы, что объясняется возникновением условий (при частоте 13,56 МГц это $B > 1$ мТл) резонансного возбуждения геликонов и косых ленгмюровских волн, улучшающих поглощение ВЧ мощности [64, 66]. Кроме того, аксиальная конфигурация магнитного поля снижает подвижность электронов в радиальном направлении, что влечёт за собой увеличение плотности плазмы. Однако, при оценке зависимости цены иона от коэффициента использования РТ (рисунок 1.12) было обнаружено, что несмотря на улучшение ввода ВЧ мощности в плазму, энергетическая эффективность источника ионов при наличии дополнительного постоянного однородного магнитного поля падает (возрастает цена иона) [66].

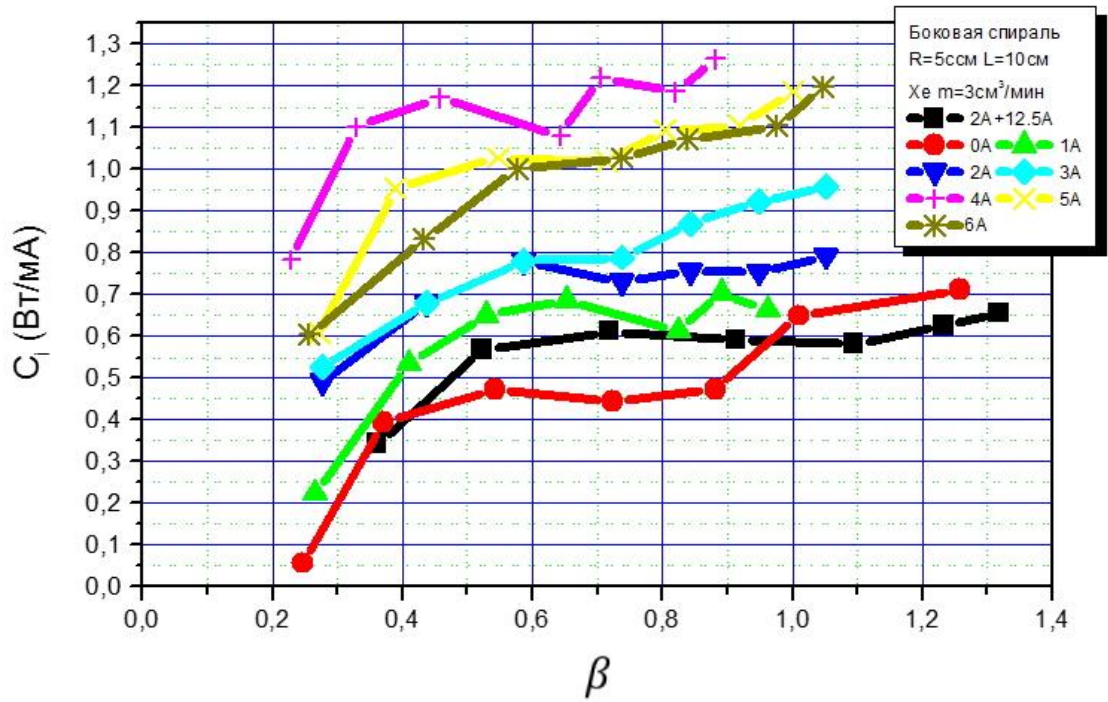


Рисунок 1.12 – Зависимость цены иона от КиРТ [66].

В [66] предполагалось, что рост эквивалентного сопротивления сопровождался перераспределением плотности плазмы по объёму РК, которое и приводило к снижению извлекаемого ИОС ионного тока. На рисунке 1.13 для различной индукции магнитного поля представлено радиальное распределение измеренной возле ИОС плотности ионного тока [66].

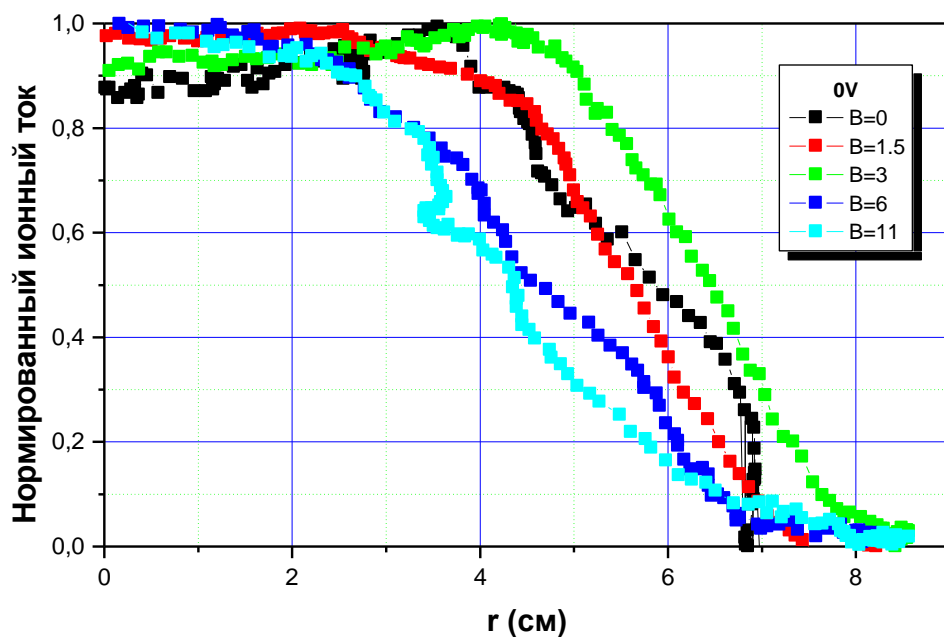


Рисунок 1.13 – Радиальное распределение плотности ионного тока, возле ИОС [66].

Как можно увидеть из представленных данных, увеличение индукции магнитного поля свыше 3 мТл приводит к сужению радиального распределения, что и объясняет снижение извлекаемого тока ионного пучка. Однако стоит отметить, что такая закономерность наблюдалась при использовании однородного постоянного магнитного поля, в то время как неоднородное, в некоторых режимах работы (см. рис. 1.12), всё же позволяло улучшить энергетические характеристики источника ионов.

Таким образом, исходя из представленных выше данных, можно сделать вывод о том, что дополнительное рупорно-аксиальное постоянное магнитное поле может улучшить эффективность ионизации РТ и в РК ВЧИД. Но при этом необходимо учитывать конструктивные особенности двигателей и характерные для них параметры работы. Поэтому для оценки возможного повышения энергетической эффективности требуется исследование влияния дополнительного постоянного магнитного поля на интегральные характеристики ВЧИД, чему и посвящена данная работа. Для поиска условий, соответствующих максимальному улучшению эффективности работы необходимо было решить следующие задачи:

- разработать магнитную систему для лабораторных моделей ВЧИД, которая позволит изменять индукцию магнитного поля в объёме РК;
- исследовать влияние дополнительного постоянного магнитного поля на интегральные характеристики ВЧИД;
- провести исследование локальных параметров плазмы в РК ВЧИД при наличии дополнительного магнитного поля;
- сравнить повышение энергетической эффективности от различных схем магнитной системы;
- используя полученные данные разработать и испытать лабораторную модель ВЧИД с постоянным магнитом в качестве источника дополнительного постоянного магнитного поля;
- сформулировать рекомендации для применения постоянного магнитного поля на ВЧИД;

- разработать упрощённую инженерную математическую модель, позволяющую оценить влияние дополнительного постоянного магнитного поля на интегральные характеристики ВЧИД и на локальные параметры плазмы в его РК.

Глава 2 Описание экспериментального оборудования

2.1 Основные элементы вакуумного стенда

Все экспериментальные исследования в рамках данной работы производились на вакуумном стенде «2ИУ-3В» МАИ, общий вид которого представлен на рисунке 2.1.

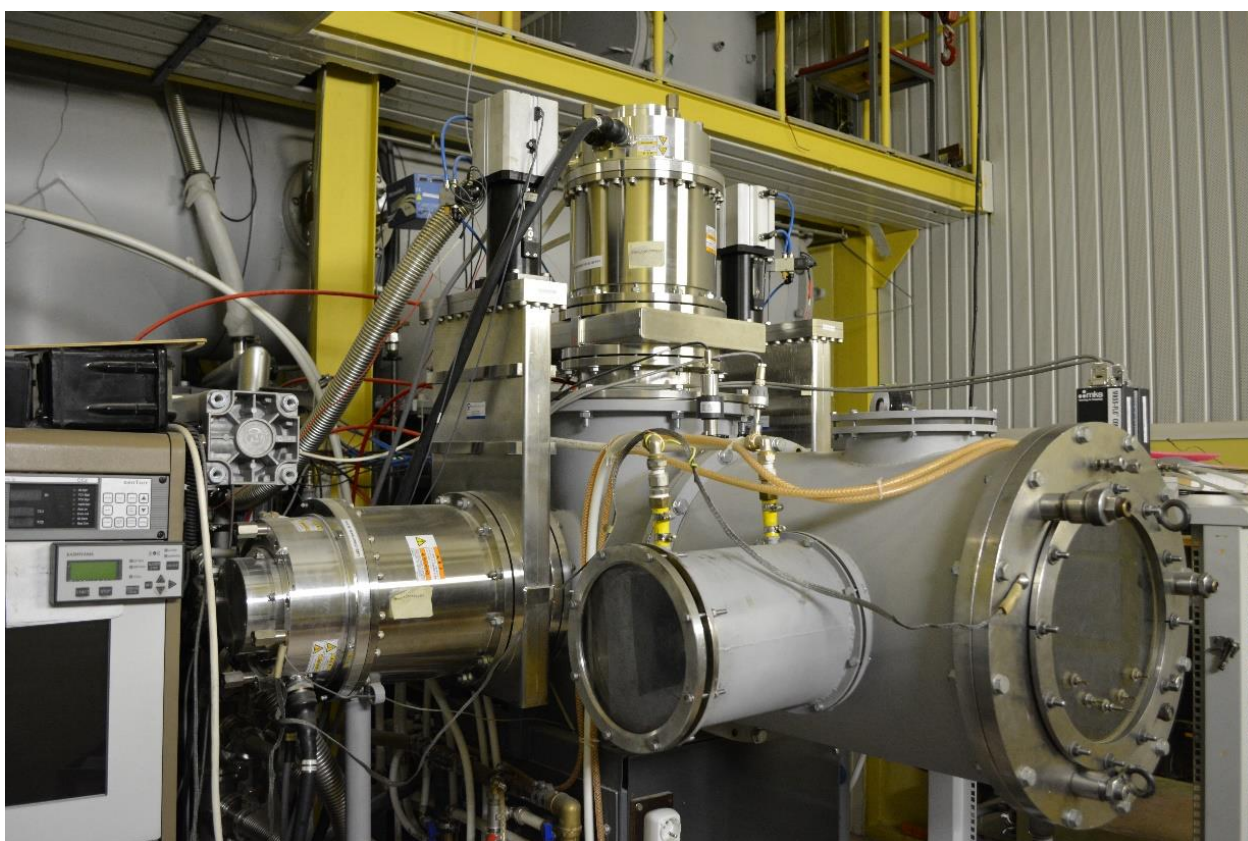


Рисунок 2.1 — Фотография установки «2ИУ-3В».

В состав стенда входят следующие основные элементы:

- цилиндрическая вакуумная камера объёмом 0,4 м³;
- система вакуумной откачки;
- система подачи рабочего тела;
- система электропитания лабораторных моделей ВЧИД.

Выполненная из нержавеющей стали вакуумная камера конструкционно разделена на две секции, одна из которых предназначена для подключения

форвакуумной магистрали, турбомолекулярных насосов и датчиков давления, а другая для установки исследуемых двигателей и подключения дополнительного экспериментального оборудования. Кроме того, камера оснащена специальной водоохлаждаемой мишенью из алюминиевого сплава, принимающей, рассеивающей и полностью нейтрализующей проходящий на неё ионный пучок. Особенный рельеф мишени обеспечивает снижение обратного потока вторичных частиц во время работы исследуемого двигателя.

2.2 Система вакуумирования

Система откачки стенда «2ИУ-3В» включает в себя двухступенчатый безмасляный форвакуумный насос Kashijama MU-603 и четыре турбомолекулярных насоса (ТМН) с электромагнитным подвесом ротора Shimatzu TMP-2203LM. После создания в вакуумной камере предварительного разрежения MU-603 поддерживает необходимое давление в форвакуумной магистрали для работы турбомолекулярных насосов. Контроль давления на вакуумном стенде осуществляется двумя типами вакуумметров: теплоэлектрическими Varian Convectorr, обеспечивающими измерение давления до 10^{-3} мм рт. ст., и вакуумметрами ионизационного типа Varian 525, работающими в диапазоне давлений 10^{-2} – 10^{-8} мм рт. ст.. В форвакуумной магистрали давление контролируется одним теплоэлектрическим вакуумметром, в то время как в вакуумной камере, помимо теплоэлектрического, установлены два ионизационных датчика давления. Данные со всех вакуумметров снимаются с двух контроллеров Varian senTorr CC2.

Четыре ТМН обеспечивают суммарную скорость откачки по ксенону около 8400 л/с, что позволяет при исследовании ВЧИД мощностью до 1 кВт работать на динамическом вакууме свыше $5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. [74].

Схема вакуумной системы стенда приведена на рисунке 2.2, а расшифровка обозначений указана в таблице 2.1.

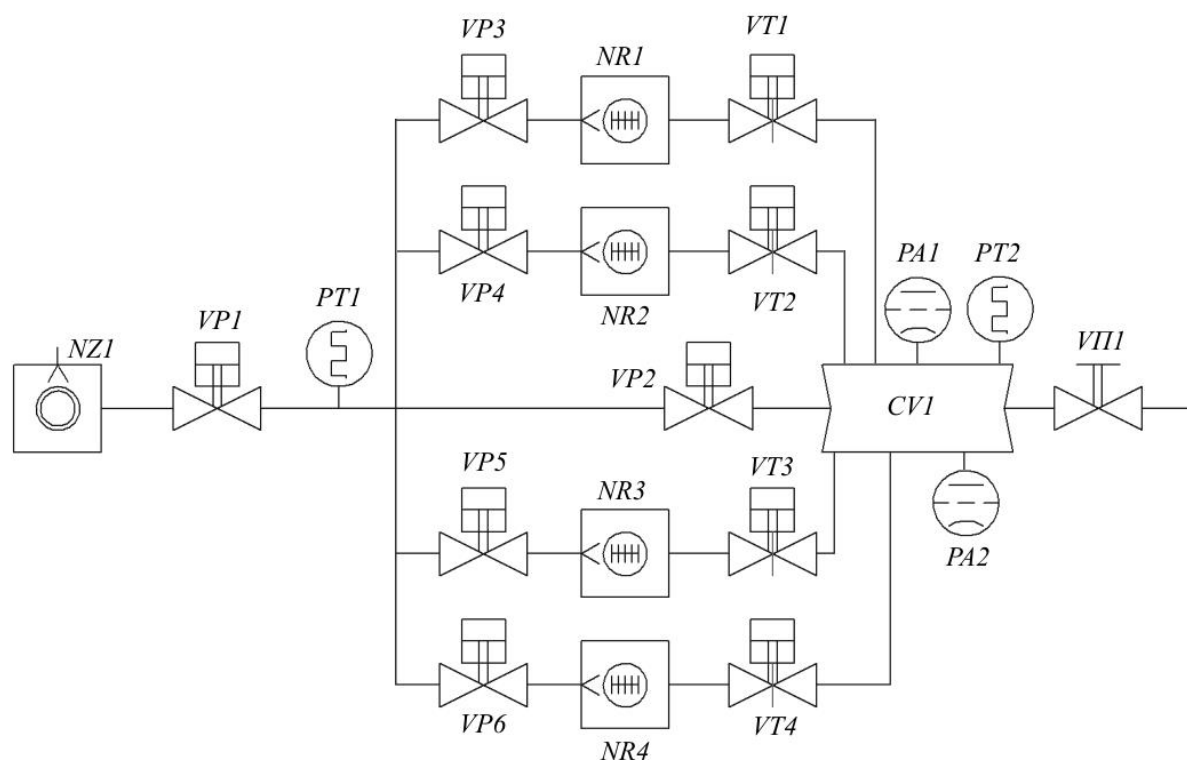


Рисунок 2.2 — Схема вакуумной системы станда 2ИУ-3В.

Таблица 2.1 – Обозначение элементов на схеме вакуумной системы.

Обозначение на схеме	Наименование
CV1	Вакуумная камера
NR1...NR4	Турбомолекулярный насос
NZ1	Двухступенчатый форвакуумный насос (Рутс)
PA1, PA2	Ионизационный вакуумметр
PT1, PT2	Теплоэлектрический вакуумметр
VP1...VP6	Клапан с пневмоприводом
VT1...VT4	Тарельчатый клапан с пневмоприводом
VP11	Клапан с ручным приводом

2.3 Система подачи рабочего тела

Общая схема системы подачи РТ для исследуемых лабораторных моделей ВЧИД представлена на рисунке 2.3. Она включает в себя: баллон с ксеноном, баллонный редуктор, механический регулятор давления газа РДМ-24 производства ЭЛТОЧПРИБОР, ресивер из нержавеющей стали объёмом 2 л и два параллельно подключённых регулятора-измерителя расхода газа (РПИ) MKS Instruments 1179В с цифровым блоком управления и индикации MKS PR4000В.

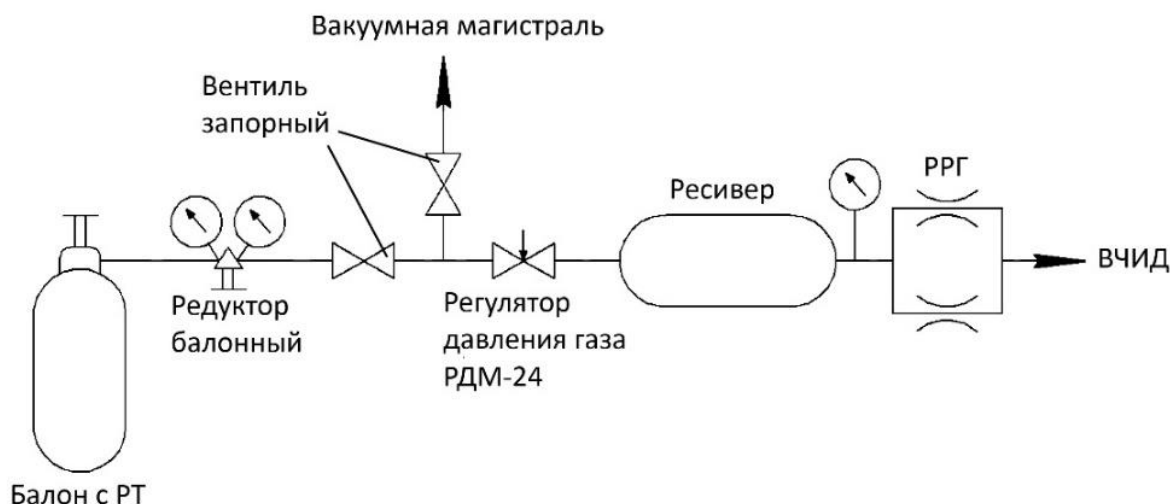


Рисунок 2.3 — Схема системы подачи РТ.

Такая система подачи РТ позволяет работать как с одним РРГ в диапазоне расхода по ксенону от 0,7 до 14 ст. см³/мин, так и с двумя, обеспечивая требуемый в некоторых случаях расход ~ 20 ст. см³/мин. Точность регулировки каждого РРГ определяется суммой величин 0,5 % от текущего показания расхода РТ и 0,2 % от максимально возможного значения (с учётом GCF (Gas Correction Factor)). Таким образом погрешность по величине расхода РТ может составлять ± 0,03...0,1 ст. см³/мин.

2.4 Система электропитания лабораторных моделей двигателя

Исследования в рамках данной работы производились с использованием двух конструктивных схем лабораторной модели ВЧИД: с диаметром пучка 80 и 100 мм. Принципиальная схема электропитания одной из них представлена на рисунке 2.4. Эта система электропитания включает в себя блоки питания эмиссионного и ускоряющего электродов (БПЭЭ и БПУЭ), блоки питания нити накала (используется как источник электронов для зажигания ВЧ разряда и при необходимости как нейтрализатор) и необходимого для гарантированной эмиссии электронов потенциала смещения, (БПНН и БППС), блок питания обмотки постоянного тока (БПО) и ВЧ генератор (ВЧГ) с дополнительным согласующим

устройством (СУ). БПЭЭ, БПУЭ, БПНН и БППС выполнены в виде единого блока питания и управления, изготовленного ООО НПК «Платар». БПЭЭ позволяет работать с потенциалом до 5000 В и с извлекаемым током ионного пучка до 0,5 А. БПУЭ поддерживает напряжение в диапазоне от 0 В до 500 В при максимальном токе перехвата 0,3 А. БПНН и БППС могут обеспечить до 20 А тока при отрицательном смещении потенциала относительно выходного электрода на 80 В. Все цепи питания оснащены специальными фильтрами, предотвращающими возникновение ВЧ-наводок. Кроме того, БПЭЭ и БПУЭ позволяли выводить на внешние цифровые измерители, в виде вольтового сигнала, значения извлекаемого ионного тока пучка, потенциала ЭЭ, и тока перехвата. При этом истинные значения данных параметров определялись исходя из заданного производителем (НПК «Платар») коэффициента пересчёта. Регистрация внешнего сигнала с блоков питания осуществлялась цифровыми мультиметрами Mastech M830B (для извлекаемого ионного тока пучка) и MAS830 (для потенциала ЭЭ и тока перехвата).

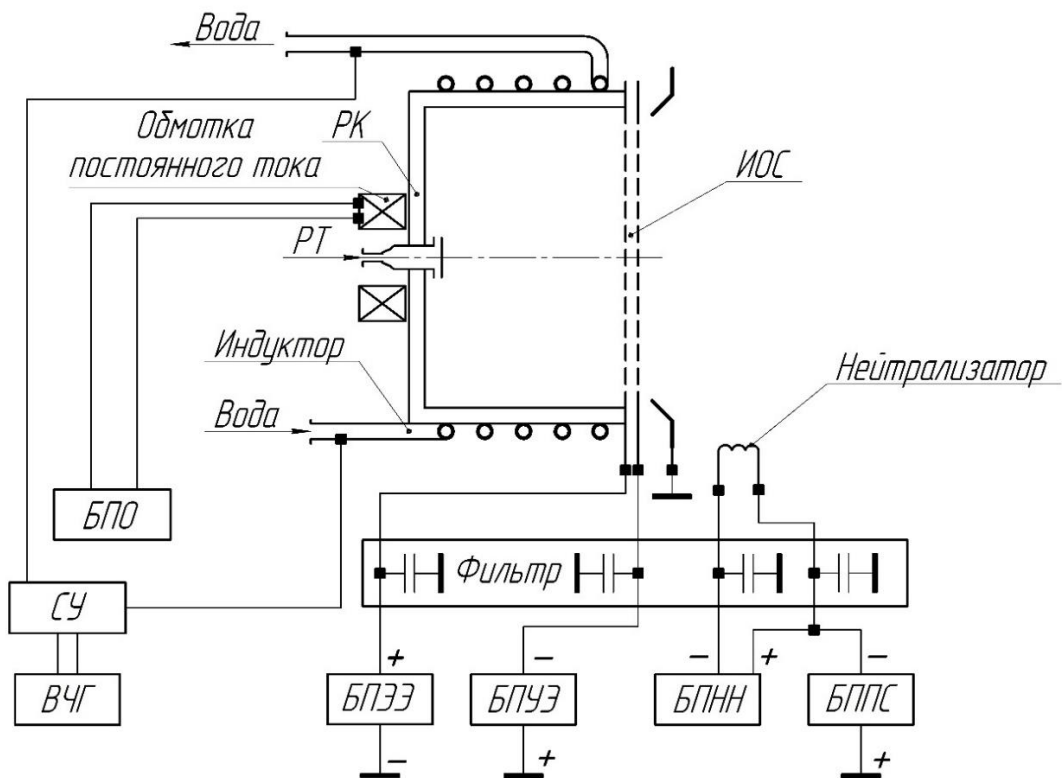


Рисунок 2.4 — Схема электропитания лабораторной модели ВЧИД с диаметром пучка 100 мм.

Для питания индуктора лабораторных моделей использовался ВЧ генератор Seren R601, который при частоте от 1,7 до 2,1 МГц, позволял работать с мощностью до 600 Вт. Погрешность измерения исходящей ВЧ мощности у R601 составляла $\pm 2\%$ [75].

В экспериментальных исследованиях с внешним ВЧГ использовались две схемы согласования нагрузки: для лабораторной модели двигателя с диаметром пучка 100 мм использовалась, отработанная в [21] схема с двумя последовательно подключёнными СУ (модулем подстройки MFJ9982 и СУ типа емкостного делителя); для лабораторных моделей с диаметром пучка 80 мм использовался только MFJ9982. Обе схемы согласования показаны на рисунке 2.5.

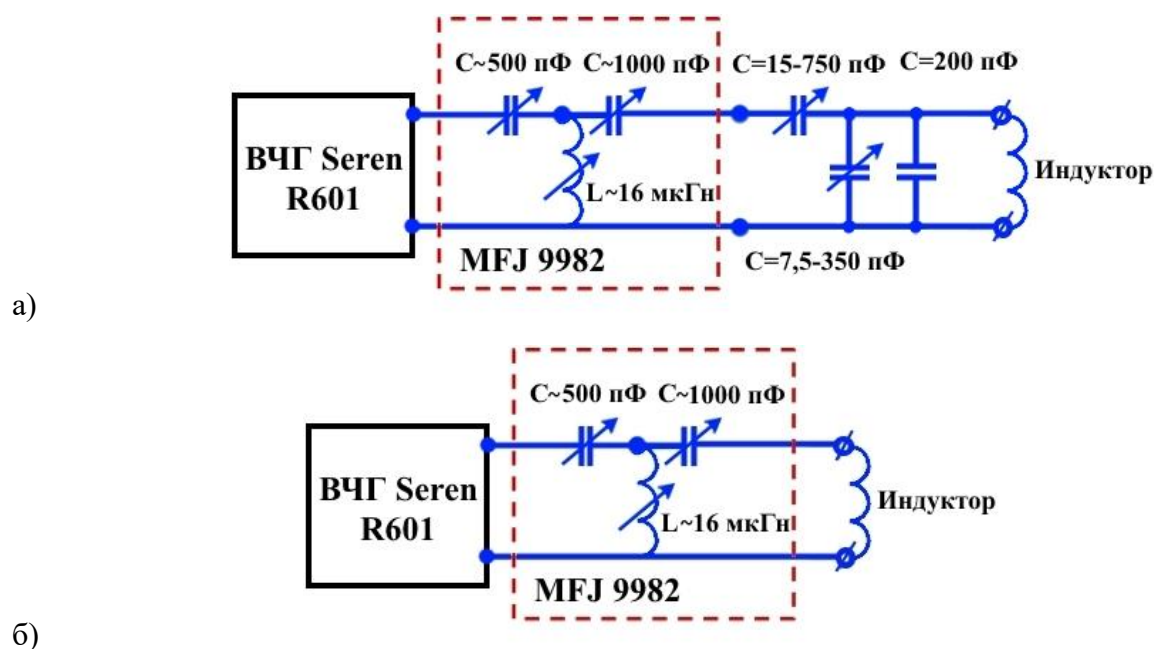


Рисунок 2.5 — Схемы согласования ВЧ контура для лабораторных моделей ВЧИД:

а) с диаметром пучка 100 мм [21]; б) с диаметром пучка 80 мм.

Для исследования влияния величины индукции дополнительного постоянного магнитного поля использовались магнитные системы на основе обмоток постоянного тока, питание которых осуществлялось блоком питания Statron RFT 3217, позволяющим работать с током до 10 А в диапазоне напряжений 0,005...30 В. Для снижения погрешности при регулировании силы тока в

дополнительных обмотках, в цепи питания был установлен амперметр М109 с классом точности 0.5.

2.5 Конструкция лабораторных моделей

Для проведения экспериментальных исследований необходимо было разработать дополнительную магнитную систему, которая могла бы обеспечить рупорно-аксиальную конфигурацию постоянного магнитного поля, снижающую подвижность электронов в радиальном направлении и не влияющую при этом на их диффузию в сторону ИОС. Кроме того, также необходимо было учитывать и величину индукции дополнительного постоянного магнитного поля. По данным экспериментальных исследований локальных параметров плазмы в РК ВЧИД, средняя энергия электронов обычно находится в диапазоне 3...5 эВ [30]. Для эффективного удержания в объёме плазмы электронов с данной энергией достаточно индукции магнитного поля на уровне 1 мТл. Это связано с тем, что радиус Лармора в данном случае будет в 5 – 8 раз меньше радиуса РК (для РК с диаметром 80 и 100 мм). Таким образом дополнительная магнитная система должна была обеспечить рупорно-аксиальную конфигурацию постоянного магнитного поля и величину индукции в объёме РК не менее 1 мТл.

Как уже было отмечено ранее, экспериментальные исследования проводились с использованием двух схем лабораторных моделей ВЧИД. Первая серия экспериментов проходила на лабораторном образце с диаметром пучка 100 мм и была направлена на определение закономерностей влияния дополнительного постоянного магнитного поля на интегральные характеристики. Для данного исследования была спроектирована и изготовлена дополнительная магнитная система, общий вид которой представлен на рисунке 2.6.

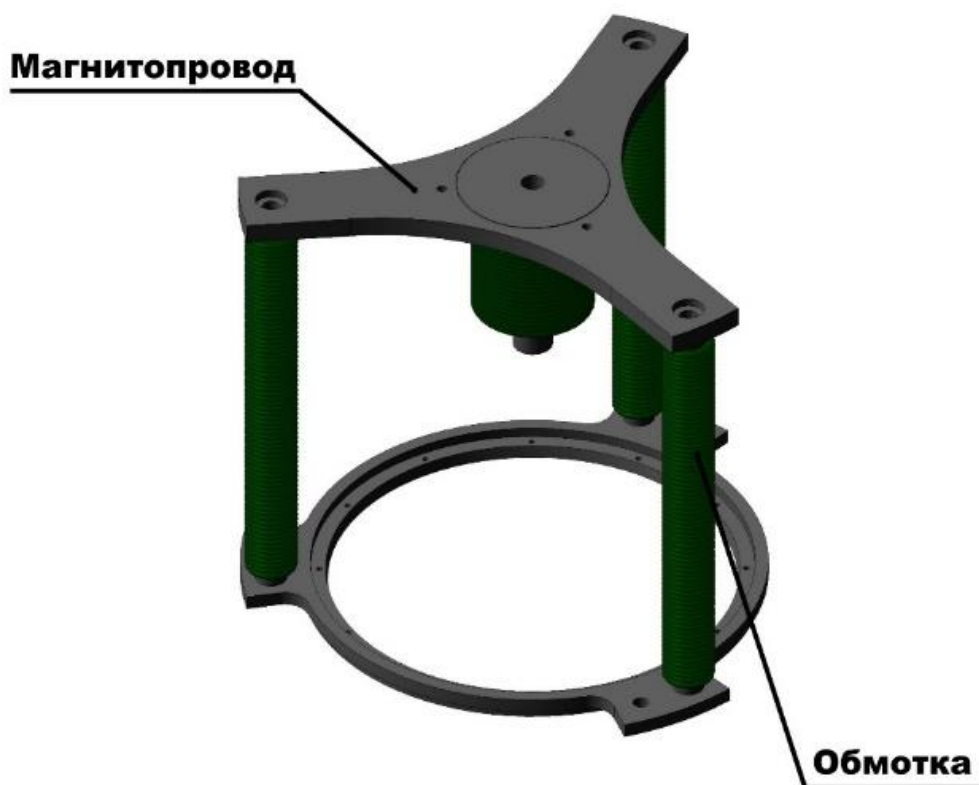


Рисунок 2.6 – Общий вид дополнительной магнитной системы для лабораторной модели ВЧИД с диаметром пучка 100 мм.

Данная магнитная система (МС) включала в себя магнитопровод, выполненный из магнитопроводящей стали марки СТ-3 и четыре обмотки – 3 боковых и 1 центральную. За счёт конструкции МС формировалось два магнитных полюса, одним из которых являлся газопровод, а другим – фланец для фиксации эмиссионного электрода. Все обмотки МС, выполненные из жаростойкого провода ПОЖ-700, имели в общей сложности 538 витков.

Для определения соответствия реальной и ожидаемой топологии дополнительного постоянного магнитного поля было проведено исследование магнитных силовых линий с помощью металлических опилок из стали СТ-3 и силикатного клея, нанесённого на плотную картонную подложку. Данное исследование проводилось при токе в обмотках МС 5 А. Результат исследования представлен на рисунке 2.7.

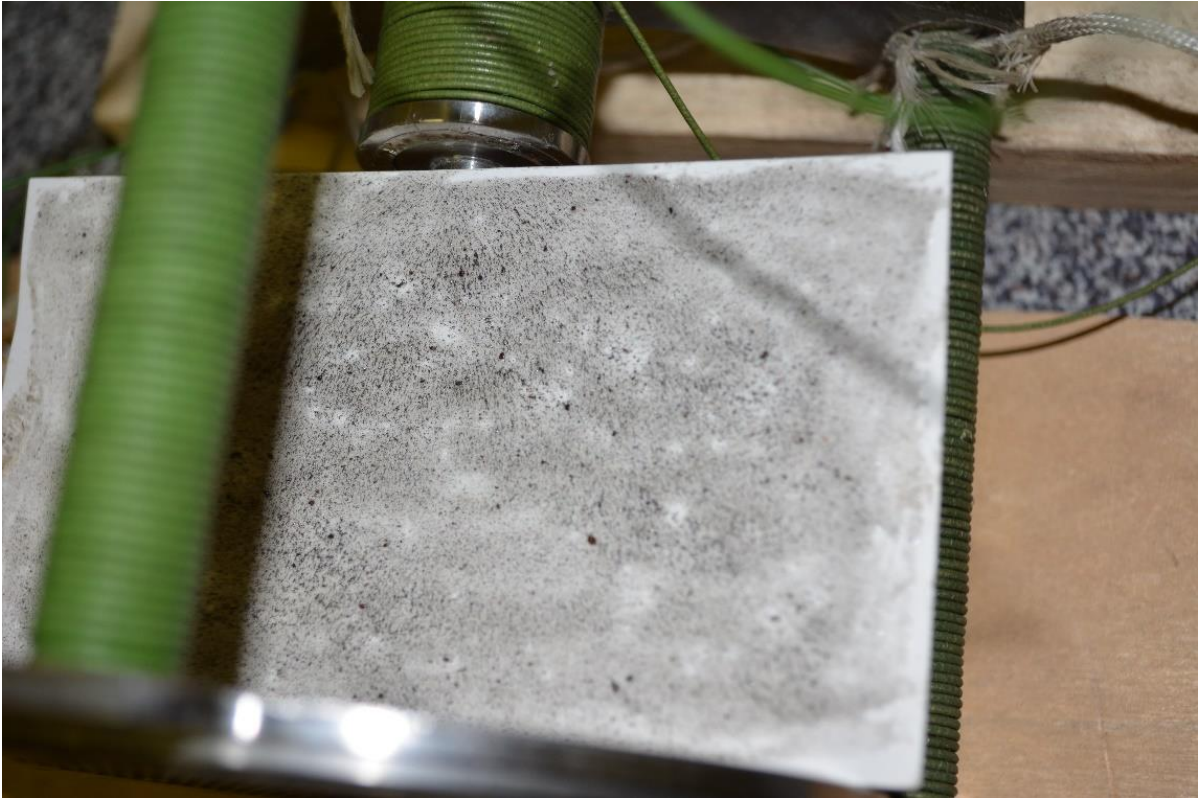


Рисунок 2.7 – Исследование силовых линий магнитного поля.

Можно видеть, что перераспредевшиеся вдоль магнитных силовых линий металлические опилки указывают на ожидаемую рупорно-аксиальную конфигурацию магнитного поля.

Следующим шагом было определение степени соответствия реальной и расчётной индукции магнитного поля. Для этого с помощью миллитесламетра ТПУ-01 (НПЦентр) на расстоянии 2 мм по оси от центрального полюса была снята зависимость осевой составляющей индукции магнитного поля от силы тока в обмотках МС. Процент относительной погрешности ТПУ-01 при измерении постоянного магнитного поля определяется по формуле [76]:

$$\delta_o = \pm \left(2 + 0,1 \left(\frac{B_{\Pi}}{B_M} - 1 \right) \right), \quad (2.1)$$

где B_{Π} – предел измерения миллитесламетра, мТл; B_M – показание миллитесламетра, мТл.

Измерения индукции магнитного поля до 20 мТл производились с использованием диапазона 0,01...19,99 мТл, свыше 20 мТл – 0,1...199,9 мТл. Таким образом относительная погрешность измерений для значений менее 20 мТл составила $\delta_{o<20 \text{ мТл}} \approx \pm 2 \dots 2,3 \%$, более 20 мТл – $\delta_{o>20 \text{ мТл}} \approx \pm 2,3 \dots 2,9 \%$. Сила тока в обмотке менялась с 0 до 5 А с шагом 0,5 А.

Расчёт трёхмерной МС производился методом конечных элементов в программном пакете COMSOL Multiphysics [77] с использованием стандартного модуля «Magnetic fields». Один из результатов расчёта распределения постоянного магнитного поля для тока в обмотках 1 А представлен на рисунке 2.8.

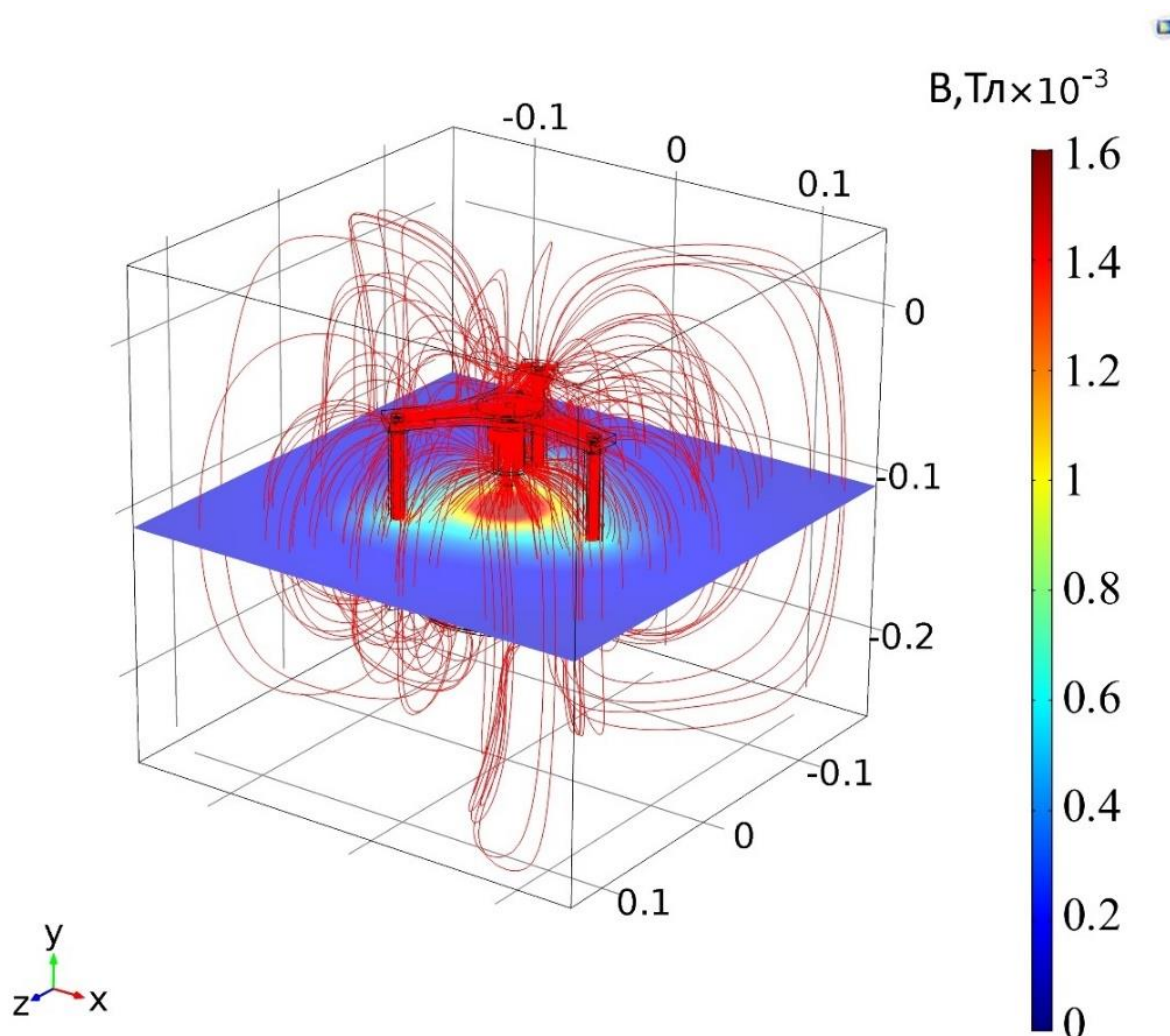


Рисунок 2.8 – Результат расчёта магнитной системы. Ток в обмотках 1 А.

Сравнение экспериментальных и расчётных данных приведено на рисунке 2.9.

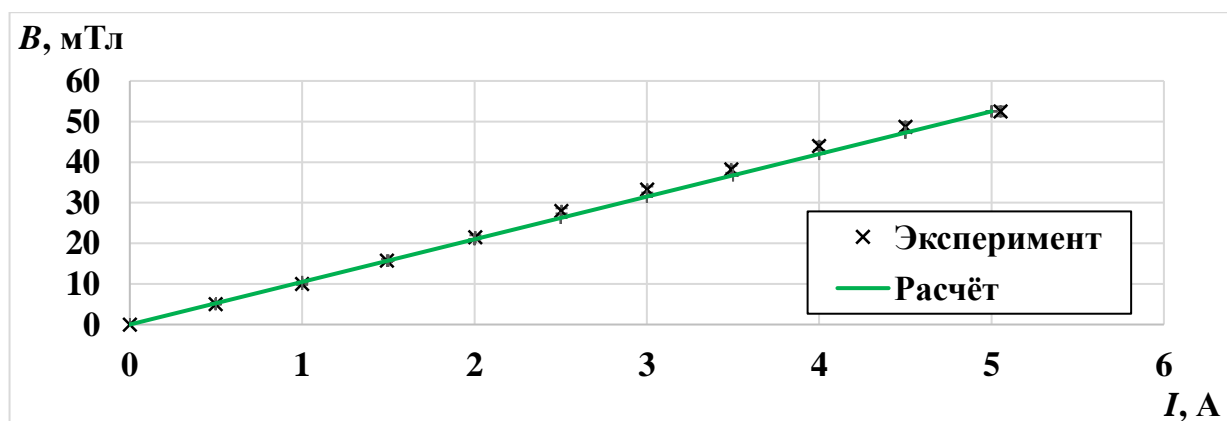


Рисунок 2.9 – Зависимость индукции магнитного поля от тока в обмотках МС.

Результаты численного моделирования МС показали хорошее совпадение с экспериментальными данными, что позволило использовать результаты расчётов для численной оценки пространственного распределения индукции магнитного поля в области разрядной камеры.

После подтверждения соответствия МС требуемым для исследования параметрам (конфигурации и величины индукции дополнительного постоянного магнитного поля) была произведена её установка на лабораторную модель ВЧИД. На рисунке 2.10 представлены фотографии уже модифицированного для исследования лабораторного образца.



Рисунок 2.10 – Фотография лабораторной модели ВЧИД с дополнительной магнитной системой: а) без кожуха; б) с защитным кожухом.

Эта лабораторная модель была оснащена цилиндрической разрядной камерой из смеси нитрида кремния и окиси алюминия, вокруг которой был намотан водоохлаждаемый медный индуктор. Входящие в состав ИОС эмиссионный и ускоряющий электрод были выполнены из титана марки ВТ1-0 и имели 1346 гексагонально-расположенных соосных отверстий. Фланец фиксации ускоряющего электрода, как и имеющий форму кольца выходной электрод, были изготовлены из стали 12Х18Н10Т. Основные геометрические характеристики ИОС лабораторной модели ВЧИД приведены в таблице 2.2.

Таблица 2.2 – Характеристики электродов ИОС лабораторной модели.

	Эмиссионный электрод	Ускоряющий электрод
Материал	Ti (BT1-0)	Ti (BT1-0)
Толщина, мм	0,9	0,9
Диаметр отверстия, мм	2,2	1,9
Межосевое расстояние, мм	4,4	
Прозрачность	0,56	0,41
Межэлектродный зазор, мм	0,6	

Узел генерации плазмы и ИОС тремя стальными шпильками фиксировались на монтажном фланце, выполненном из стали 12Х18Н10Т. Шесть изолированных тоководов, расположенных на фланце, позволяли обеспечить подвод потенциала к электродам ИОС, питание обмотки дополнительной магнитной системы и разогрев вольфрамовой нити накала, используемой для зажигания ВЧ разряда. Кожух, необходимый для экранирования ВЧ мощности и предотвращения проникновения вторичных частиц внутрь конструкции лабораторной модели, был также выполнен из нержавеющей стали 12Х18Н10Т.

На данном лабораторном образце удалось исследовать интегральные характеристики в диапазоне извлекаемого тока ионного пучка от 50 до 300 мА.

Остальная часть экспериментов проводилась на лабораторной модели ВЧИД с диаметром пучка 80 мм, конструкция которой позволила, помимо интегральных характеристик, исследовать, при наличии в объеме РК дополнительного постоянного магнитного поля, радиальное распределение локальных параметров

плазмы (температуры и концентрации электронов), а также провести сравнение различных конфигураций магнитной системы. Общий вид лабораторной модели приведен на рисунке 2.11.



Рисунок 2.11 – Общий вид конструкции лабораторной модели с диаметром пучка 80 мм.

Лабораторный образец с диаметром пучка 80 мм был оснащён полусферической РК из нитрида кремния (Si_3N_4), в стенке которой для диагностики локальных параметров плазмы имелось специальное отверстие, необходимое для внедрения внутрь электростатического зонда. Во время проведения других исследований отверстие цементировалось с помощью порошка из оксида алюминия (Al_2O_3), после спекания которого достигалась герметичность стенки РК.

Фиксаторы, выполненные из стеклотекстолита КАСТ-В, обеспечивали плотное прилегание полого медного индуктора (с внешним и внутренним

диаметром 3 и 2 мм) к внешней поверхности РК, поддерживая при этом необходимое расстояние между витками.

Узел ИОС включал в себя эмиссионный и ускоряющий электрод с 283 гексагонально-расположенными соосными отверстиями, и выполненный в форме кольца выходной электрод из нержавеющей стали 12X18Н10Т. Остальные характеристики электродов ИОС указаны в таблице 2.3.

Таблица 2.3 — Характеристики электродов ИОС лабораторной модели ВЧИД с диаметром пучка 80 мм.

	Эмиссионный электрод	Ускоряющий электрод
Материал	Ti (OT4-1)	Ti (OT4-1)
Толщина, мм	0,3	1,0
Диаметр отверстия, мм	2,4	1,6
Межосевое расстояние, мм	3,6	
Прозрачность	0,40	0,18
Межэлектродный зазор, мм	0,75	

Для обеспечения герметичности между узлом ИОС и РК использовалось кольцевое медное уплотнение, толщиной 0,5 мм, сжатие которого производилось за счёт крепления изоляторного узла ИОС к стеклотекстолитовому (КАСТ-В) диску (см. рис. 2.11). С помощью гаек диск, через три стальных шпильки (12X18Н10Т), фиксировался на монтажном фланце. Кроме того, во время проведения диагностики локальных параметров плазмы на диске также устанавливался специальный кронштейн для фиксации зонда.

Источником дополнительного магнитного поля в этой лабораторной модели являлась обмотка постоянного тока, которая, с помощью второго стеклотекстолитового диска, была сцентрирована и зафиксирована перед РК. Катушка была выполнена из жаростойкого провода ПОЖ-700 и имела 140 витков. Для проверки соответствия параметров дополнительного постоянного магнитного поля в COMSOL Multiphysics [77] было произведено численное моделирование, результат которого для тока в обмотке 10 А показан на рисунке 2.12.

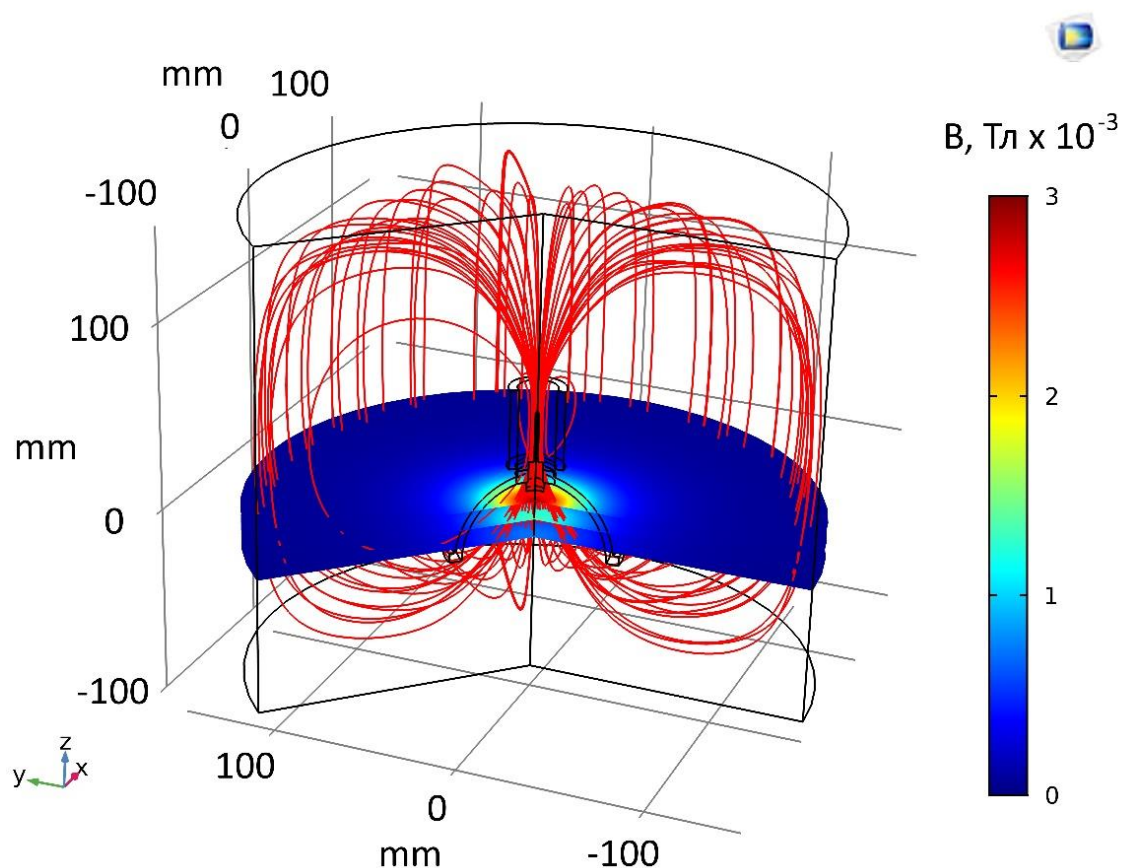


Рисунок 2.12 – Результат моделирования дополнительного постоянного магнитного поля в РК лабораторной модели с диаметром пучка 80 мм (ток в дополнительной обмотке 10 А).

Как можно увидеть из результата расчёта, дополнительная обмотка создавала в объёме РК, расходящееся аксиально ориентированное магнитное поле со средней величиной индукции около 1 мТл – достаточной для проведения исследований.

Как и на лабораторной модели с диаметром пучка 100 мм, вместо полого катода-нейтрализатора (КН) использовалась вольфрамовая нить накаливания. Это позволяло избавиться от проблем, связанных с обслуживанием данного узла – необходимостью проведения процесса дегазации после каждого извлечения двигателя и обеспечения высокой чистоты РТ, от которой зачастую зависит ресурс работы КН. Кроме того, во время экспериментов нить накала использовалась только для зажигания ВЧ разряда, а полная нейтрализация пучка осуществлялась за счёт водоохлаждаемой мишени и заземлённых стенок вакуумной камеры.

2.6 Методика эксперимента и оценка погрешностей измерений

В рамках работы исследовались как интегральные характеристики лабораторных моделей ВЧИД, так и локальные параметры плазмы в РК одной из них. В обоих случаях использовались уже отработанные на данных устройствах методики проведения экспериментов.

2.6.1 Исследование интегральных характеристик

Одна из главных задач работы была связана с исследованием влияния дополнительного постоянного магнитного поля на интегральные характеристики лабораторных моделей. С этой целью регистрировались как традиционные для данного типа двигателей зависимости вкладываемой ВЧ мощности от расхода РТ по постоянному извлекаемому току ионного пучка (при отсутствии и при наличии дополнительного магнитного поля) [22, 78, 79, 80], так и зависимости величины извлекаемого тока от расхода и ВЧ мощности при различных значениях тока в обмотке МС. Также, для некоторых режимов работы, оценивалось влияние силы тока в обмотке на извлекаемый ток ионного пучка.

Несмотря на то, что для оценки эффективности ВЧИД в основном используются кривые-зависимости ВЧ мощности от расхода, при решении прикладных задач и при сравнении с другими типами ЭРД оперируют такими параметрами как: тяга, удельный импульс, КиРТ, цена иона и полный (тяговый) КПД. В случае ВЧИД эти характеристики можно оценить с помощью простых соотношений.

Тяга P ионного двигателя определяется как ускоренными в ИОС ионами РТ, так и вылетающими с тепловой скоростью нейтральными частицами:

$$P = \dot{m}_i V_i + \dot{m}_a V_a, \quad (2.2)$$

где \dot{m}_i – массовый расход ионов через ИОС; V_i – скорость ионов; \dot{m}_a – массовый расход истекающих из двигателя нейтральных атомов; V_a – скорость атомов РТ.

Строго говоря для более точного расчёта тяги необходимо также учитывать зависящую от конфигурации ИОС расходимость ионного пучка (полуугол расходимости в современных ИОС составляет менее 20°) и наличие дополнительно ускоряющего ионы РТ пристеночного перепада потенциала между объёмом плазмы и эмиссионным электродом (зависит от энергии электронов в РК и обычно составляет около 25...30 В). Но так как данные параметры вносят незначительные изменения в искомые величины, то для предварительной оценки ими можно пренебречь. Кроме того, в этом типе двигателей скорость ионов и их массовый расход значительно выше, чем у нейтральных атомов. Поэтому тягу ВЧИД обычно определяют только по ионной компоненте [29]:

$$P = \dot{m}_i V_i. \quad (2.3)$$

При этом массовый расход ионов РТ \dot{m}_i через ИОС (при допущении, что вылетают только однозарядные ионы – ранее было показано, что количество многозарядных ионов не превышает 1 % (см. раздел 1.2.2)) можно найти по известной величине извлекаемого тока ионного пучка I_i (регистрируется во время экспериментов):

$$\dot{m}_i = \frac{I_i M_i}{e}, \quad (2.4)$$

где M_i – масса иона РТ, кг.

А скорость ионов V_i , которая зависит от значения заданного потенциала на эмиссионном электроде U_+ , определить из следующего соотношения:

$$V_i = \sqrt{\frac{U_+ 2e}{M_i}}. \quad (2.5)$$

Зная массовый расход ионов, можно оценить величину удельного импульса тяги:

$$I_{уд} = \frac{P}{\dot{m}_{РТ}} = \frac{\dot{m}_i V_i}{\dot{m}_{РТ}} = \beta V_i \quad (2.6)$$

Полный КПД ВЧИД, при допущении, что атомы РТ однократно ионизированы, будет определяться как:

$$\eta_T = \frac{P^2}{2\dot{m}_{РТ}N}, \quad (2.7)$$

где $N = N_{ВЧ} + N_{п} + N_{кн}$ – полная потребляемая ВЧИД электрическая мощность, Вт; $N_{ВЧ}$ – приходящая от ВЧ генератора мощность, Вт; $N_{п} = I_i U_+$ – мощность, затрачиваемая на ускорение ионного пучка, Вт; $N_{кн}$ – мощность, потребляемая катодом-нейтрализатором, Вт (в рамках данной работы $N_{кн} = 0$ (см. раздел 2.5)).

Для повышения точности, перед каждым экспериментальным исследованием интегральных характеристик, после запуска двигателя (зажигания ВЧ разряда), в течение 30...40 минут производился прогрев электродов ИОС, потенциал на которых постепенно выводился на номинальное значение. Данная процедура необходима из-за того, что в процессе нагрева электродов происходит изменение межэлектродного зазора, что влияет на значения исследуемых параметров. Регистрация данных производилась только после достижения установившегося режима работы, при котором с течением времени не происходило изменения величины извлекаемого ионного тока.

В каждой исследуемой точке с помощью СУ с целью минимизации потерь ВЧ мощности в передающих линиях обеспечивалось почти полное согласование нагрузки (индуктора и плазмы в РК ВЧИД) и сопротивления токоподводящей цепи с выходным сопротивлением ВЧ генератора (50 Ом). Величина отражённой ВЧ мощности во время экспериментов была близка к нулю (коэффициент стоячей волны (КСВ) ≈ 1).

Для более удобного сравнения полученных результатов с данными других авторов, в ходе исследований использовалась внесистемная единица измерения объёмного расхода РТ \dot{v} – стандартный кубический сантиметр в минуту (ст. см³/мин). Для ксенона, при нормальных условиях (температуре 273,15 К и давлении 760 мм рт. ст.), 1 ст. см³/мин приблизительно соответствует массовому

расходу 0,0977 мг/с. Величина извлекаемого ионного тока пучка в данной работе измерялась в миллиамперах (мА).

При регистрации зависимостей извлекаемого ионного тока пучка от расхода и ВЧ мощности, экспериментальные точки при различных значениях тока в обмотке МС снимались с малым временным интервалом (обычно менее 1 минуты). Поэтому при сравнении данных характеристик можно учитывать только приборную погрешность измерений $\Delta\tilde{x}_p$. В таблице 2.4 для доверительной вероятности $\alpha = 0,95$ приведены значения приборных погрешностей регистрируемых параметров.

Таблица 2.4 – Приборная погрешность измерений.

Измеряемая величина	Приборная погрешность (доверительный интервал)
Извлекаемый из плазмы ток ионного пучка	$\pm 0,3 \dots 1,1$ мА (для тока пучка 25...200 мА); $\pm 2,9 \dots 3,3$ мА (для тока пучка 200...300 мА)
Сила тока в обмотке магнитной системы	$\pm 0,005$ А (для тока в обмотке до 1 А); $\pm 0,05$ А (для тока свыше 1 А)
Расход ксенона	$\pm 0,03 \dots 0,09$ ст. см ³ /мин (1 расходомер, $\dot{v}_{Xe} = 1 \dots 14$ ст. см ³ /мин); $\pm 0,09 \dots 0,1$ ст. см ³ /мин (2 расходомера, $\dot{v}_{Xe} = 14 \dots 20$ ст. см ³ /мин)
Подводимая от ВЧ генератора мощность	$\pm 0,95 \dots 7,6$ Вт (при подводимой мощности 50...400 Вт)

Однако при оценке абсолютного значения интегральных характеристик необходимо учитывать и возникающие во время проведения серии экспериментов случайные погрешности $\Delta\tilde{x}_{сл}$, которые определяются как:

$$\Delta\tilde{x}_{сл} = t\tilde{\sigma}, \quad (2.8)$$

где t – коэффициент Стьюдента; $\tilde{\sigma}$ – среднеквадратичное отклонение результата измерения.

Так как при исследовании интегральных характеристик производилось осреднение данных из 4 измерений, то коэффициент Стьюдента, в данном случае,

будет равен $t = 3,18$ ($\alpha = 0,95$). Среднеквадратичное отклонение результатов измерения для каждой экспериментальной точки рассчитывается исходя из следующего соотношения:

$$\tilde{\sigma} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\tilde{x} - x_i)^2}{n(n-1)}}, \quad (2.9)$$

где $\tilde{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$ – среднее арифметическое измеряемой величины x_i .

Для нахождения общей погрешности серии измерений $\Delta\tilde{x}$ используется закон сложения независимых величин:

$$\Delta\tilde{x} = \sqrt{\Delta\tilde{x}_\pi^2 + \Delta\tilde{x}_{\text{сл}}^2}. \quad (2.10)$$

Так как во время экспериментов значения подводимой от ВЧ генератора мощности и силы тока в обмотке дополнительной МС задавались с точностью до цены деления используемых приборов, то $\Delta\tilde{x}_{\text{сл}}$ в данном случае была равна нулю и общая погрешность для данных величин определялась только $\Delta\tilde{x}_\pi$ (см. табл. 2.4). Извлекаемый ток ионного пучка и расход РТ уже регистрировались в ходе испытаний, поэтому для них $\Delta\tilde{x}_{\text{сл}} \neq 0$. Общая погрешность измерений для этих параметров, с учётом $\Delta\tilde{x}_{\text{сл}}$, представлена в таблице 2.5.

Таблица 2.5 – Общая погрешность измерений в эксперименте.

Измеряемая величина	Общая погрешность
Извлекаемый ток ионного пучка	$\pm 0,34 \dots 1,2$ мА (для тока пучка 25...200 мА), менее ± 2 %; $\pm 2,9 \dots 3,3$ мА (для тока пучка 200...300 мА), менее $\pm 1,5$ %
Расход ксенона	$\pm 0,07 \dots 0,5$ ст. см ³ /мин (1 расходомер, $\dot{v}_{Xe} = 1 \dots 14$ ст. см ³ /мин), $\sim \pm 5$ %; $\pm 0,7 \dots 1,4$ ст. см ³ /мин (2 расходомера, $\dot{v}_{Xe} = 14 \dots 20$ ст. см ³ /мин), менее ± 7 %

Выявление грубых ошибок в массиве экспериментальных данных осуществлялось за счёт использования критерия Граббса [81].

2.6.2 Диагностика локальных параметров плазмы

При исследовании локальных параметров плазмы в РК применялась отработанная на ВЧИД методика измерения тройным электростатическим зондом [30], главным достоинством которой является отсутствие необходимости в каких-либо активных или пассивных мерах компенсации ВЧ помех в измерительной цепи, что значительно упрощает проведение эксперимента и обработку полученных данных. Кроме того, использование трёхэлектродного зонда, позволяет быстро и одновременно регистрировать параметры, необходимые для определения как концентрации, так и температуры электронов. На рисунке 2.13 представлена принципиальная схема подключения зонда.

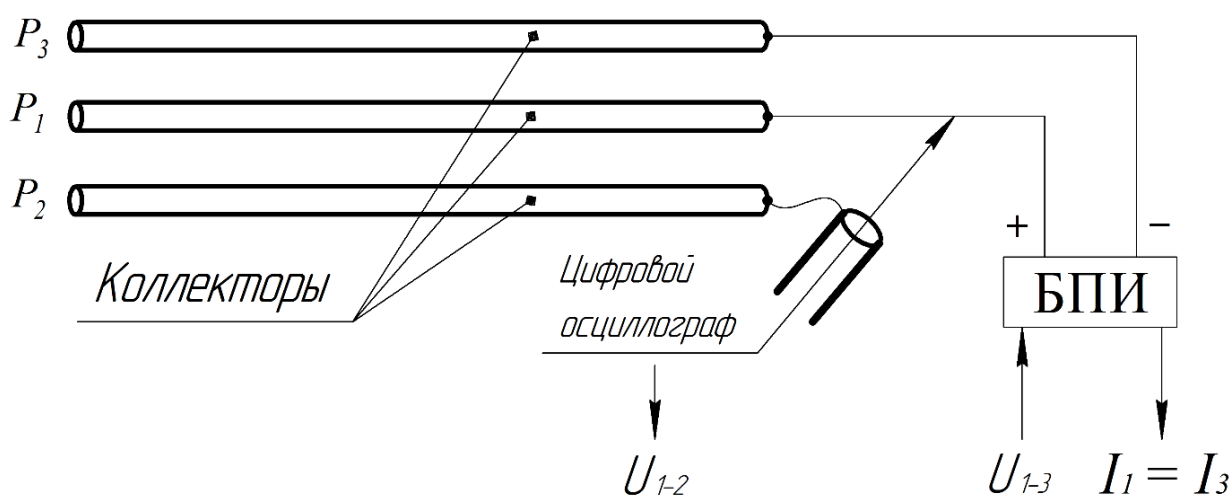


Рисунок 2.13 – Принципиальная схема подключения тройного электростатического зонда.

Два коллектора зонда (P_3 и P_1) подключаются к блоку питания и измерения (БПИ), который создаёт между ними постоянную разность потенциала U_{1-3} и измеряет при этом величину проходящего через него тока $I_1 = I_3$. Третий коллектор (P_2) находится под плавающим потенциалом φ_f , относительно которого, с помощью цифрового осциллографа, определяется значение положительного смещения U_{1-2} зондовой ветви P_1 .

Температура и концентрация электронов в исследуемой точке, согласно методике, рассчитывается из следующих соотношений [30, 82]:

$$\frac{1 - \exp\left(\frac{-eU_{1-2}}{kT_e}\right)}{1 - \exp\left(\frac{-eU_{1-3}}{kT_e}\right)} = \frac{1}{2}, \quad (2.11)$$

$$n_e = \sqrt{\frac{M_i}{kT_e}} \cdot \frac{I \cdot \exp\left(\frac{1}{2}\right)}{eS \left(\exp\left(\frac{eU_{1-2}}{kT_e}\right) - 1 \right)}, \quad (2.12)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана; $I = I_1 = I_3$ – ток, текущий через зонд; S – площадь собирающей поверхности коллектора зонда.

Стоит отметить, что (2.11) и (2.12) были получены при допущении, что ФРЭЭ в плазме, находящейся вне области объёмного заряда коллекторов зонда (в невозмущённой плазме), соответствует максвелловской.

Одной из важнейших задач при проведении исследования плазмы тройным электростатическим зондом является расчёт геометрии коллекторов, которая должна соответствовать некоторым требованиям. На рисунке 2.14 схематично показана используемая конструкция зонда с обозначением основных геометрических характеристик.

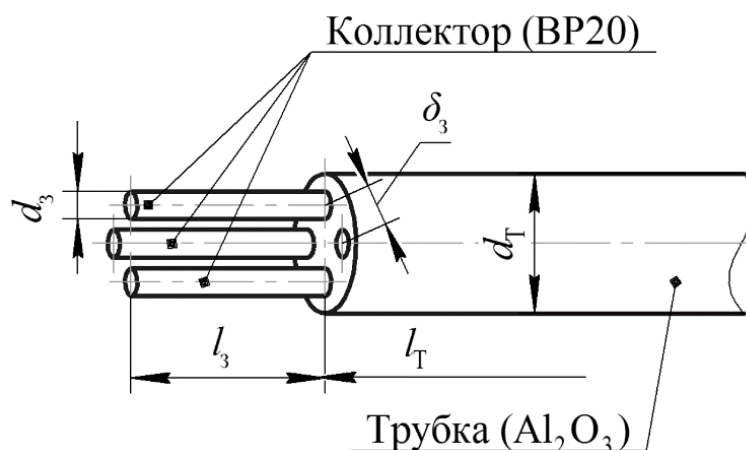


Рисунок 2.14 – Геометрические характеристики тройного электростатического зонда.

Основным условием применимости зондовой диагностики плазмы является отсутствие в зоне собирания (области объёмного заряда вокруг коллекторов) каких-либо взаимодействий между электронами, ионами и атомами РТ (ионизация, рекомбинация), то есть концентрация заряженных частиц должна меняться только

под действием приложенного к коллектору потенциала. Кроме того, собирающие слои отдельных коллекторов зонда не должны пересекаться между собой, что необходимо учитывать при выборе межэлектродного расстояния δ_3 .

Так как методика предполагает использование низких потенциалов на коллекторах зонда ($|qU_p| < kT_e$), толщина собирающего слоя будет соизмерима с радиусом Дебая, который определяется как:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e}{2 e^2 n_e}}. \quad (2.13)$$

Согласно исследованиям локальных параметров плазмы, проведённым на лабораторной модели с аналогичной конструкцией [30], температура электронов в РК находится на уровне 4,5 эВ, при средней концентрации $n_e \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ 1/м}^3$. Радиус Дебая при данных условиях будет приблизительно равен $2,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$.

Для оценки возможности возникновения взаимодействий между частицами в собирающем слое коллекторов зонда необходимо определить наименьшую длину свободного пробега, которая в нашем случае будет определяться ион-атомными столкновениями. При этом для расчёта длины свободного пробега ионов можно использовать рекомендованное в [83] сечение взаимодействия для атомов ксенона $\sigma_{Xe} = 5,06 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2$. Кроме того, необходимо также учитывать, что концентрация нейтральных атомов РТ n_a в плазме по многочисленным расчётным оценкам [21, 30, 48, 56, 84] приблизительно на один-два порядка превышает концентрацию заряженных частиц. Тогда исходя из вышперечисленного длина свободного пробега составит:

$$\lambda_{ia} = \frac{1}{n_a \sigma_{Xe}} \approx 0,1 \text{ м}. \quad (2.14)$$

Как можно видеть из результата расчёта $\lambda_D \ll \lambda_{ia}$, что свидетельствует об отсутствии каких-либо взаимодействий между частицами в собирающем слое коллекторов зонда.

При выборе размера коллекторов необходимо учитывать наличие в объёме плазмы внешних магнитных полей, которые могут привести, из-за снижения подвижности заряженных частиц поперёк магнитных силовых линий, к искажению зондовых измерений. При этом перемещение заряженных частиц поперёк магнитного поля будет эквивалентно радиусу Лармора R_L . Так как при исследовании локальных параметров плазмы использовалось дополнительное постоянное магнитное поле, потребовался совместный расчёт индуктора и обмотки постоянного тока. На рисунке 2.15 представлен результат численного моделирования суммарной индукции магнитного поля в исследуемом сечении РК (в 7 мм от среза) при значении тока в индукторе и дополнительной обмотке 10 А.

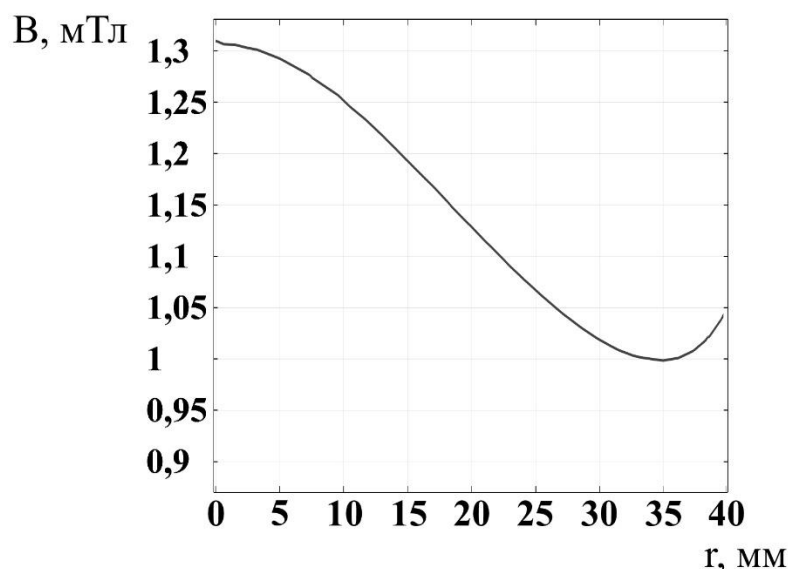


Рисунок 2.15 – Результат расчёта радиального распределения магнитного поля в COMSOL Multiphysics (ток в индукторе и в дополнительной обмотке 10 А).

Согласно расчёту максимум индукции магнитного поля находится в центре РК и, при амплитудном значении тока в индукторе, достигает величины $B_{max} \approx 1,3$ мТл. Минимальным радиусом Лармора будут обладать значительно более лёгкие электроны, для которых в большинстве случаев и необходимо учитывать влияние магнитного поля. По данным работы [30] в центральной области РК температура электронов составляет приблизительно 3 эВ, что соответствует

средней скорости $V_e \approx 1,16 \cdot 10^6$ м/с. По известным значениям B_{max} и V_e можно определить ларморовский радиус электрона R_{Le} :

$$R_{Le} = \frac{m_e V_e}{e B_{max}} = 5,1 \cdot 10^{-3} \text{ м.} \quad (2.15)$$

Исходя из полученного результата длина коллектора зонда l_3 в данном случае не должна превышать 5 мм. При этом стоит учитывать, что снижение его длины влечёт за собой уменьшение площади собирающей поверхности, то есть уменьшение величины приходящего во время измерения на зонд тока, что, в свою очередь, приведёт к увеличению требований к точности измерительной аппаратуры и повышению влияния различных шумов на экспериментальные данные. Поэтому для исследования локальных параметров плазмы оптимальная длина коллекторов l_3 составила 5 мм.

При выборе диаметра коллектора d_3 необходимо учитывать, что для обеспечения наименьшего влияния искажающих эффектов, он должен быть больше радиуса Дебая (в нашем случае $\lambda_D = 2,5 \cdot 10^{-5}$ м).

Исходя из имеющихся требований, в качестве коллекторов зонда была использована устойчивая к нагреву и ионному распылению проволока из вольфрам-рениевого сплава ВР20, диаметром $d_3 = 0,2$ мм ($d_3 > \lambda_D$). Длина рабочего участка каждого из коллекторов l_3 составила 5 мм ($l_3 < R_{Le}$). Три коллектора с одинаковыми геометрическими параметрами были установлены в диэлектрическую трубку (Al_2O_3) с диаметром $d_t = 1,2$ мм и длиной $l_t = 80$ мм, и зафиксированы цементом на основе порошка из оксида алюминия. Геометрия и конструкция керамической трубки позволила расположить коллекторы зонда на расстоянии $\delta_3 = 0,4$ мм ($\delta_3 > \lambda_D$) друг от друга. Таким образом были выполнены все условия, необходимые для обеспечения наименьшего искажения экспериментальных данных.

На рисунке 2.16 представлена схема расположения исследуемого сечения РК с позициями зонда, при которых производилась диагностика локальных

параметров плазмы и, фотография зафиксированного в рабочем положении на лабораторной модели ВЧИД тройного электростатического зонда.

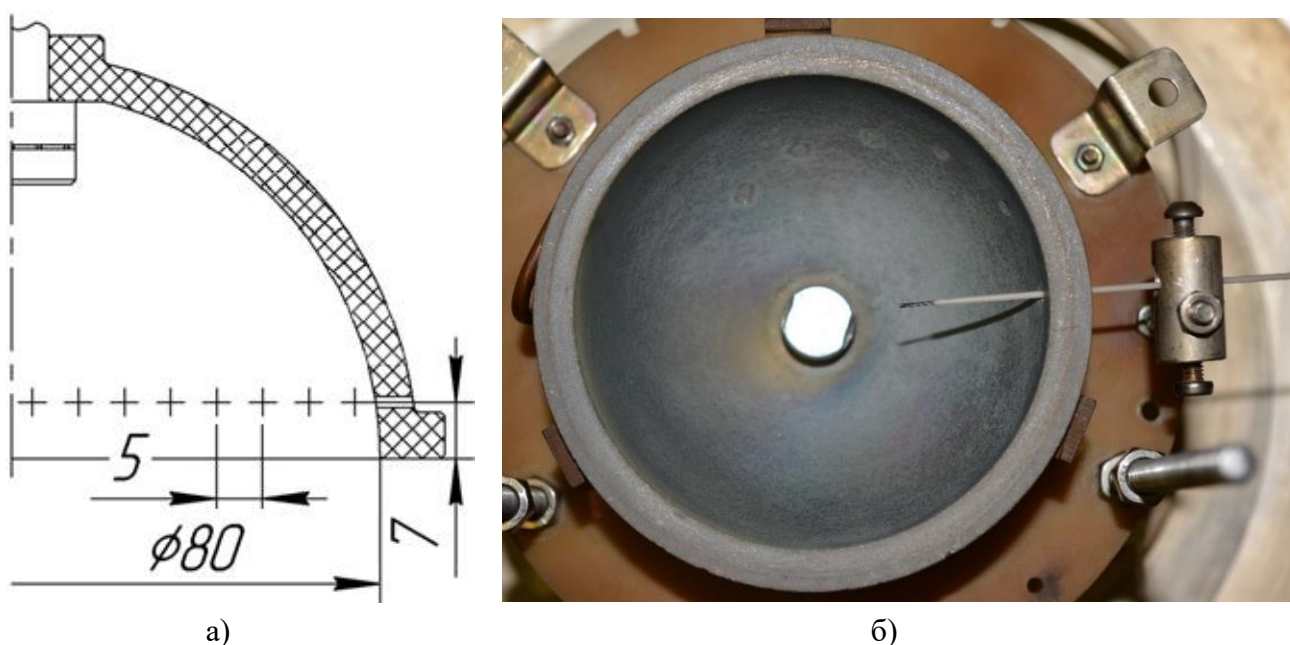


Рисунок 2.16 – а) схема расположения исследуемого сечения и позиции зонда (отмечены +), в которых производилась регистрация параметров плазмы; б) фотография зафиксированного в необходимой позиции для эксперимента тройного электростатического зонда.

Установленный на стеклотекстолитовом диске «зондодержатель» позволял менять позицию зонда вдоль радиуса РК и обеспечивал плотную фиксацию в необходимом для проведения эксперимента положении.

Так как во время исследования зонд находится под потенциалом плазмы, который в индукционном разряде определяется величиной приложенного к эмиссионному электроду ИОС напряжения ($U_+ \leq 2000 \text{ В}$), вся измерительная система для обеспечения стабильной и бесперебойной работы была изолирована от «земли» экспериментальной установки через разделительный трансформатор. Принципиальная схема используемой измерительной системы изображена на рисунке 2.17 [30].

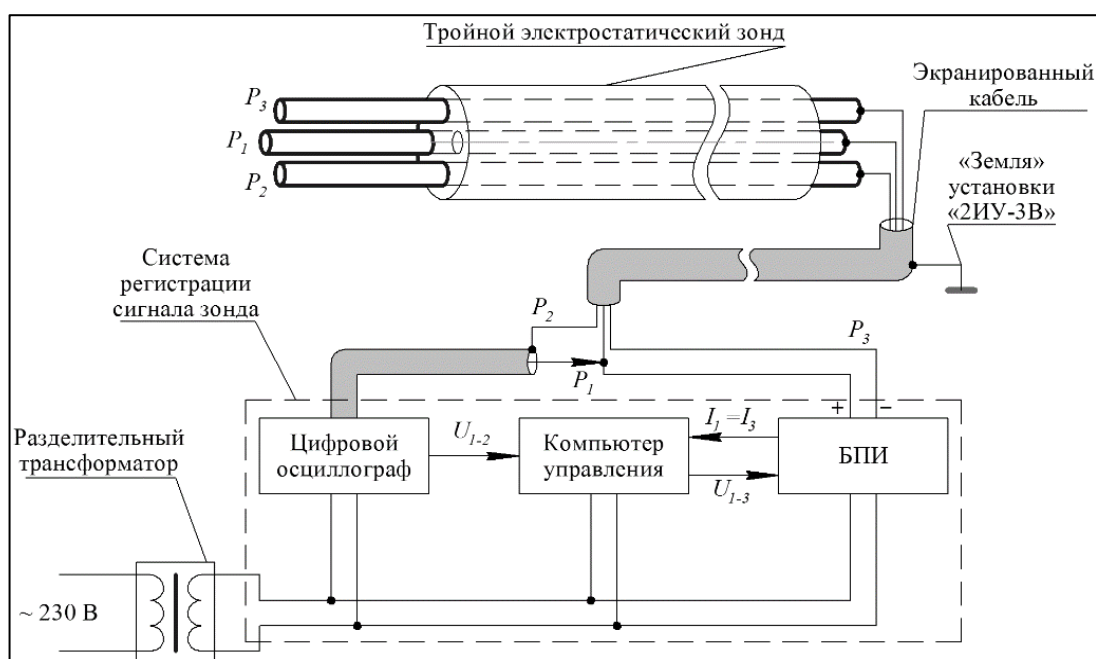
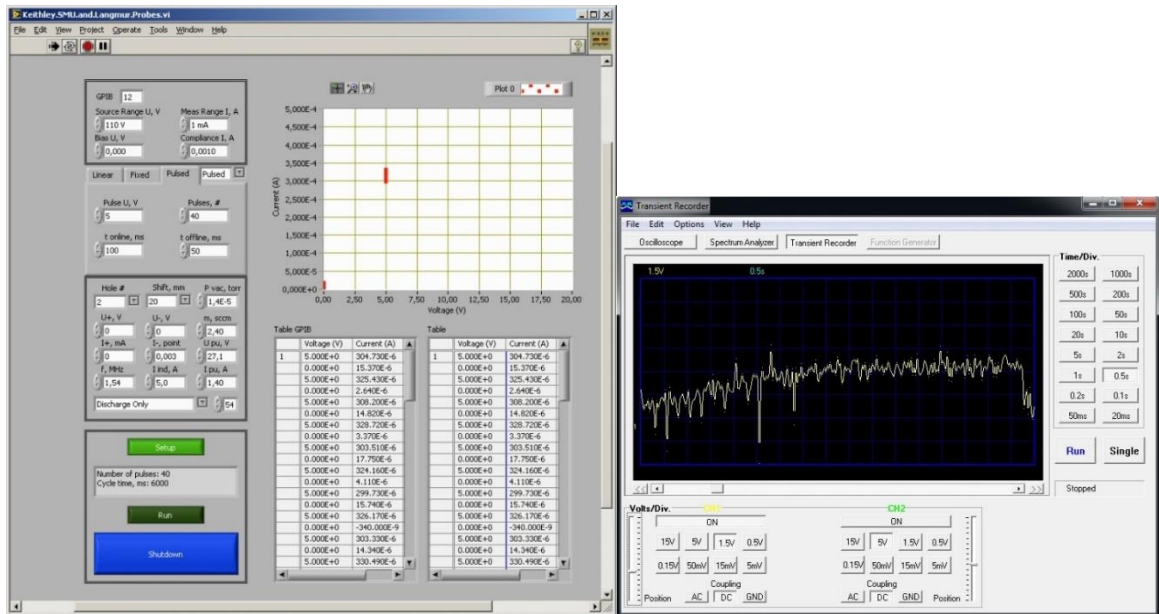


Рисунок 2.17 – Схема измерительной системы для проведения диагностики локальных параметров плазмы тройным электростатическим зондом [30].

Для создания разности потенциала U_{1-3} между коллекторами P_1 и P_3 и измерения проходящего по ним тока $I_1 = I_3$ использовался программируемый БПИ Keithley 236, обеспечивающий точность при установке напряжения $\pm 0,06$ В и точность $\pm 4,1 \cdot 10^{-4}$ мА при регистрации величины протекающего через зонд тока. Смещение положительной ветви зонда P_1 относительно плавающего потенциала (ветви P_2) U_{1-2} фиксировалось цифровым осциллографом Velleman PCS500, относительная погрешность измерения которого не превышает 2,5 % от текущего показания.

Управление экспериментом и синхронизация измерений U_{1-2} и $I_1 = I_3$ осуществлялась через персональный компьютер, к которому были подключены БПИ и цифровой осциллограф. Сбор экспериментальных данных при этом производился с использованием двух специальных программ: PC-Lab2000 (для записи значения смещения потенциала U_{1-2} с осциллографа) и разработанной в среде LabVIEW программы для управления БПИ, через которую задаётся величина разности потенциала U_{1-3} и фиксируются измеряемые значения тока $I_1 = I_3$ [30]. Интерфейс обеих программ показан на рисунке 2.18.



а)

б)

Рисунок 2.18 – Интерфейс программы: а) для управления и сбора данных с БПИ [30];
б) для записи данных с цифрового осциллографа.

Согласно используемой методике [30], все измерения необходимо производить при потенциале U_{1-3} , значение которого соответствует переходу в область электронного тока насыщения на зондовой вольт-амперной характеристике (ВАХ). На рисунке 2.19 представлен пример калибровочной ВАХ тройного электростатического зонда.

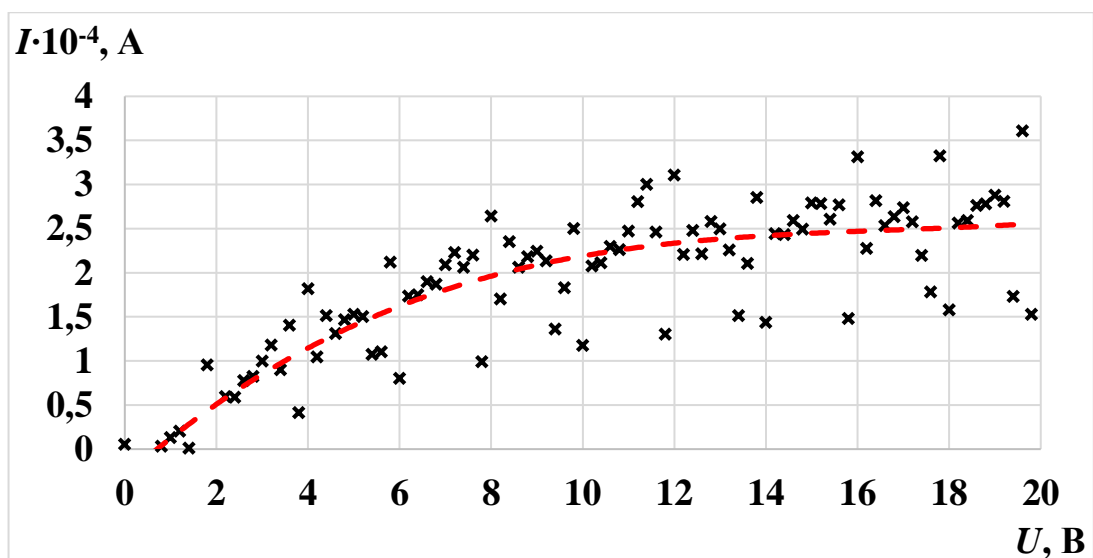


Рисунок 2.19 – Калибровочная вольт-амперная характеристика тройного электростатического зонда.

Данная характеристика снималась в каждой исследуемой точке и при всех рассматриваемых режимах работы. Напряжение на зонде при этом менялось от 0 до 19,8 В с шагом 0,2 В, а время регистрации всей кривой составляло 7 с. Так как характер ВАХ и расположение точки насыщения при этом практически не менялись, разность потенциала U_{1-3} всегда находилась на уровне 10 В.

Каждое измерение производилось в импульсном режиме и включало в себя 40 пульсаций подаваемого на зонд потенциала U_{1-3} при котором фиксировались значения U_{1-2} и $I_1 = I_3$. Длительность каждого импульса при этом составляла 100 мс, а скважность 1,5. Для повышения точности исследования каждое измерение повторялось по 5 раз и затем усреднялось. Для примера на рисунках 2.20 и 2.21 приведены данные, полученные с БПИ и цифрового осциллографа во время одного из измерений.

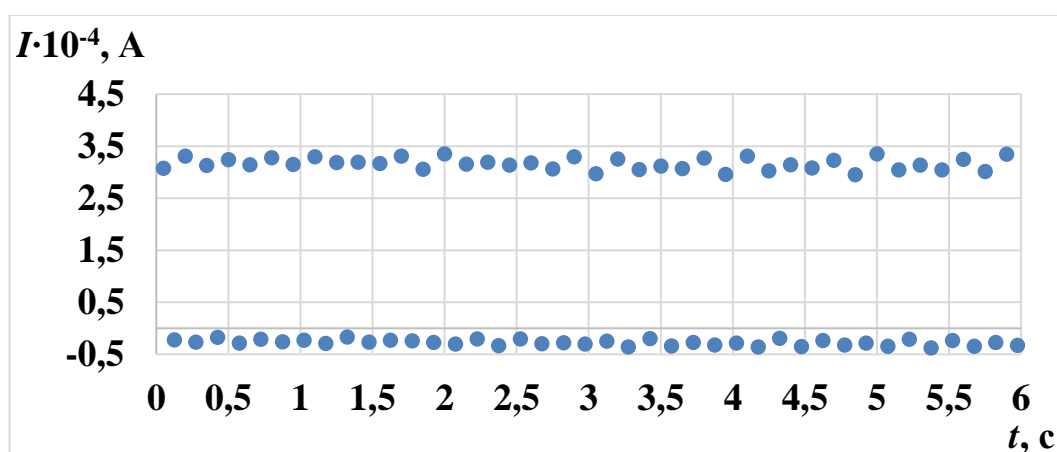


Рисунок 2.20 – Временная развёртка приходящего во время измерения на зонд тока.

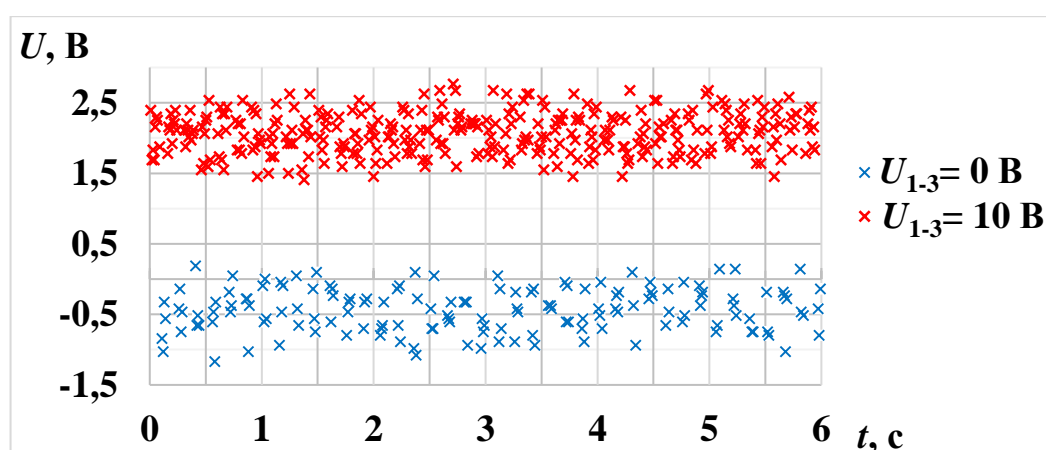


Рисунок 2.21 – Регистрируемые во время измерения данные с осциллографа.

Как можно видеть из представленных выше рисунков, во время измерения формируется два набора данных, соответствующих отсутствию и наличию потенциала U_{1-3} на коллекторах зонда. Далее полученные данные усредняются и определяются значения смещения потенциала U_{1-2} и проходящего на зонд тока $I_1 = I_3$, которые через соотношения (2.11) и (2.12) позволяют рассчитать температуру T_e и концентрацию n_e электронов в исследуемой точке.

Использование соотношений (2.11) и (2.12) для расчёта локальных параметров плазмы, по оценкам [82], может привести к завышению величины температуры и концентрации электронов, до 6 % и до 15 % соответственно (при $T_e < 6$ эВ). Это связано с тем, что, определяющая эффективную площадь собирающей поверхности, толщина слоя объёмного заряда вокруг коллектора зонда увеличивается с повышением приложенного к нему потенциала. Для снижения данного эффекта необходимо по возможности минимизировать толщину собирающего слоя, что и обеспечивается при работе в области перехода на насыщение зондовой ВАХ.

При оценке концентрации электронов с помощью зондовых измерений погрешность (по сравнению с методом микроволновой интерферометрии) может достигать 50 % [85, 86]. Однако, исходя из того, что основной задачей исследования является сравнительный анализ локальных параметров плазмы при различных значениях индукции дополнительного постоянного магнитного поля в области ВЧ разряда использование данной методики оправдано, так как позволяет относительно быстро и просто оценить качественные изменения в радиальном распределении температуры и концентрации электронов.

При доверительном интервале $\alpha = 0,95$ величина погрешности каждого измерения проходящего на зонд тока, с учётом 40 пульсаций (коэффициент Стьюдента $t = 2,0227$), не превышала 10 %.

Глава 3 Результаты экспериментального исследования высокочастотного ионного двигателя с дополнительным постоянным магнитным полем

3.1 Исследование лабораторной модели двигателя с диаметром пучка 100 мм

Для оценки влияния на интегральные характеристики изменений, внесённых в конструкцию лабораторной модели (добавление МС), была проведена серия измерений, в ходе которой, при определённых значениях ВЧ мощности и расхода РТ (потенциалы на электродах ИОС при этом не менялись и составляли $U_+ = 1200$ В и $U_- = 100$ В; частота тока на индукторе равнялась $f = 2$ МГц), регистрировалась величина извлекаемого ионного тока пучка I_i . Далее значения I_i сверялись с данными, полученными ранее при аналогичных условиях (режиме работы, схеме согласования и используемом во время эксперимента оборудовании), но с использованием первоначальной конструкции лабораторной модели ВЧИД (без МС). Согласно результатам эксперимента модификация конструкции не внесла каких-либо существенных изменений в интегральные характеристики и все различия находились в пределах погрешности измерений (см. раздел 2.6.1).

Перед проведением основной части экспериментов была также определена оптимальная частота тока в индукторе. Наибольшая величина извлекаемого ионного тока, при неизменной подаваемой от ВЧ генератора мощности, наблюдалась на частотах от 1,88 до 1,96 МГц. Поэтому в дальнейшем при исследовании лабораторной модели была использована частота 1,92 МГц. Потенциал на эмиссионном и ускоряющем электроде во время экспериментов не менялся и составлял $U_+ = 1600$ В и $U_- = 160$ В (оптимальные для используемой конфигурации ИОС).

На первом этапе исследования без использования дополнительного постоянного магнитного поля регистрировались кривые-зависимости подводимой ВЧ мощности $N_{ВЧ}$ от расхода РТ \dot{v}_{Xe} по постоянному току пучка. Экспериментальные данные снимались для извлекаемого ионного тока от 50 до 300

мА с шагом 50 мА. Полученные зависимости представлены на рисунке 3.1 [87, 88]. Характер кривых, типичен для ВЧИД и совпадает с аналогичными данными у других авторов [21, 22, 30, 48, 78, 79, 80, 89, 17].

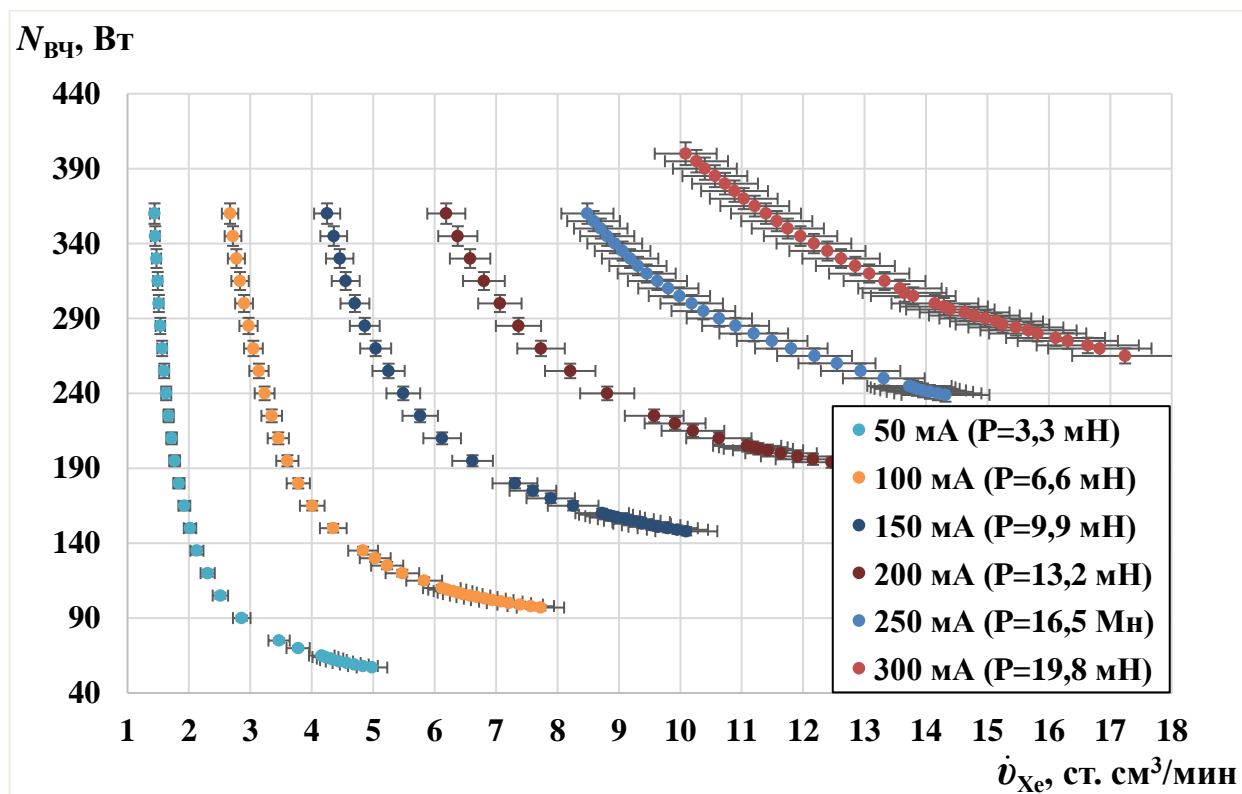


Рисунок 3.1 – Интегральные характеристики лабораторной модели ВЧИД без дополнительного магнитного поля [87, 88].

Следующая серия экспериментов была направлена на исследование влияния дополнительного постоянного магнитного поля на интегральные характеристики лабораторной модели. Для более удобного представления результатов вместо индукции магнитного поля использовалось значение силы тока в обмотке дополнительной МС. Это связано с тем, что индукция постоянного магнитного поля неравномерно распределена по объёму РК и в каждой точке имеет собственное значение.

Первыми, при различных значениях ВЧ мощности и расхода ксенона, снимались зависимости извлекаемого из РК ионного тока пучка I_i от тока в обмотке МС $I_{МС}$. Полученные результаты приведены на рисунках 3.2, 3.3 и 3.4.

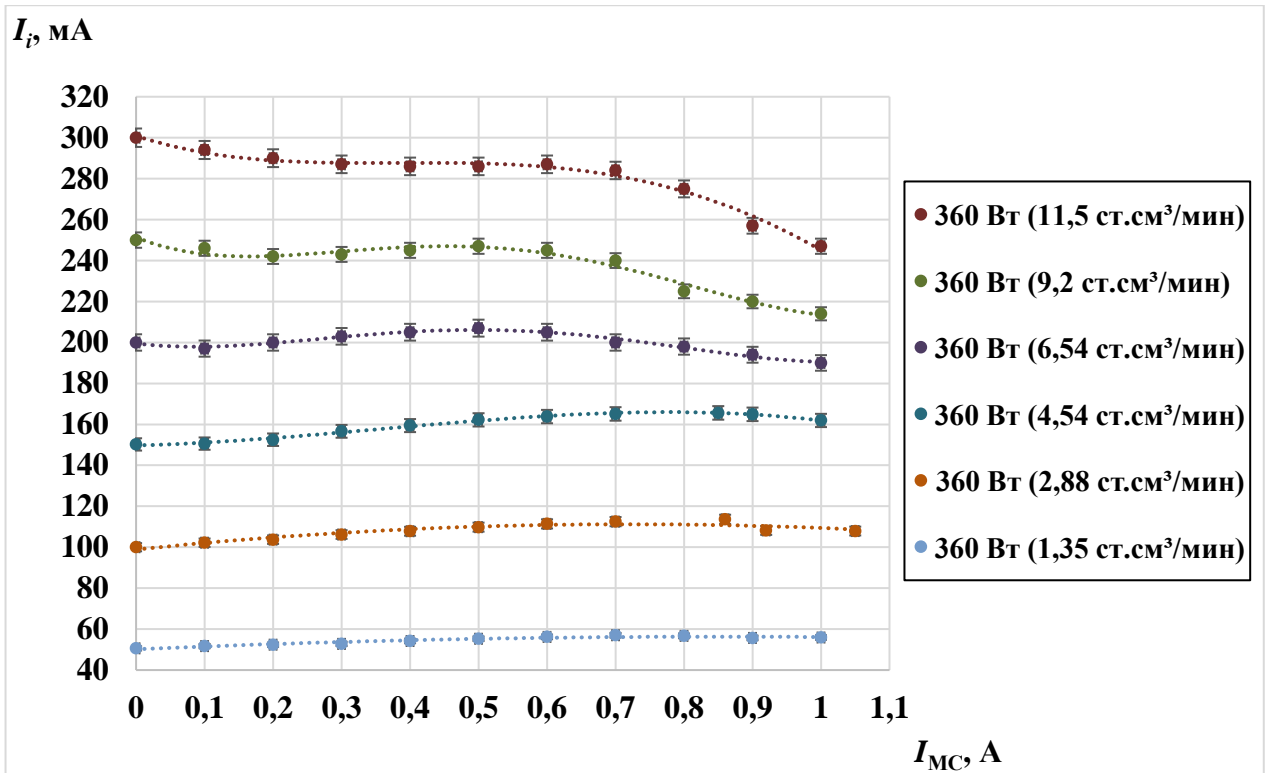


Рисунок 3.2 – Зависимость извлекаемого ионного тока пучка от силы тока в обмотке МС при ВЧ мощности 360 Вт.

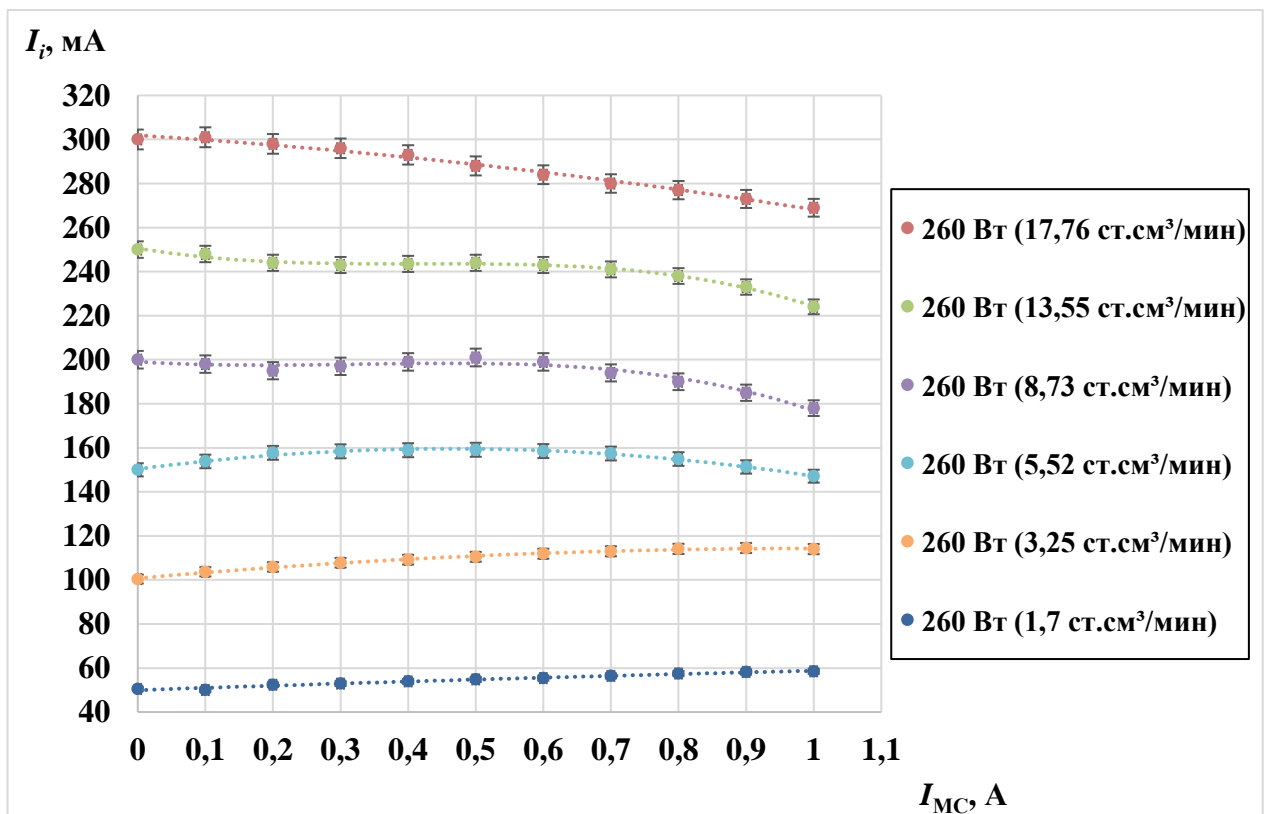


Рисунок 3.3 – Зависимость извлекаемого ионного тока пучка от силы тока в обмотке МС при ВЧ мощности 260 Вт.

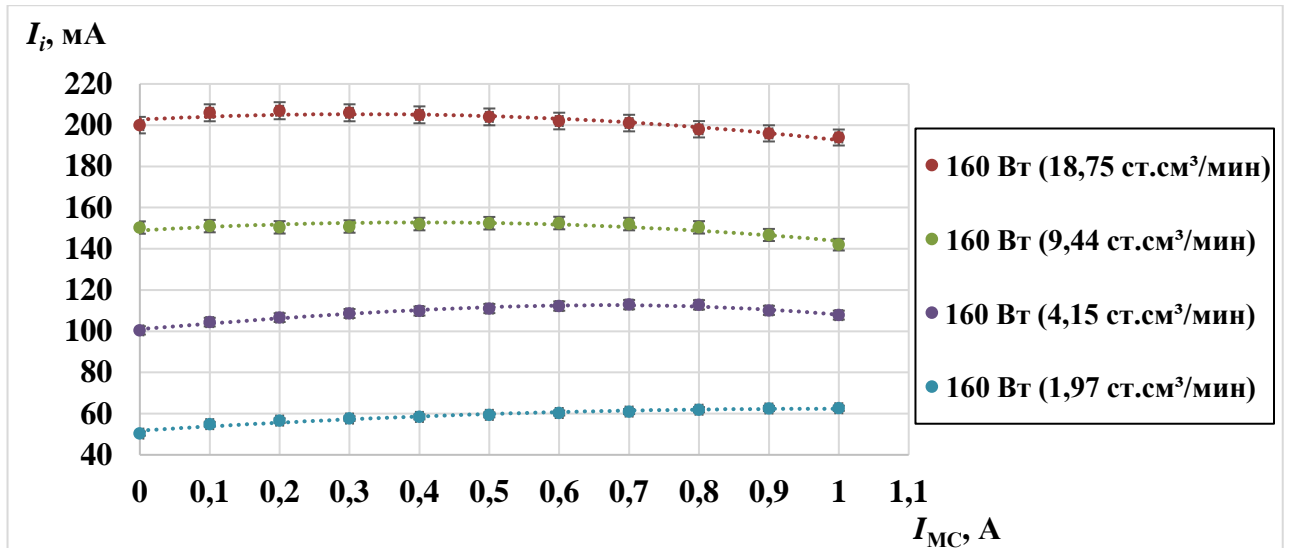


Рисунок 3.4 – Зависимость извлекаемого ионного тока пучка от силы тока в обмотке МС при ВЧ мощности 160 Вт.

Как можно видеть из представленных данных, при определённых режимах работы наблюдается положительное влияние дополнительного постоянного магнитного поля, проявляющееся в увеличении извлекаемого тока ионного пучка. При этом максимум эффекта достигается при определённых значениях силы тока в обмотках МС, при превышении которых происходит снижение положительного влияния. Дальнейшее увеличение силы тока в МС приводило сначала к полному исчезновению положительного эффекта, а потом и к снижению величины извлекаемого ионного тока, вплоть до затухания ВЧ разряда. Однако, исходя из того, что основной задачей данной работы являлось именно улучшение интегральных характеристик, рассматривались только те режимы работы, при которых наблюдалось наличие положительного влияния. При этом, величина силы тока в обмотках МС, соответствующая максимальному приросту извлекаемого ионного тока, зависит от расхода РТ и подводимой ВЧ мощности и смещается при их увеличении в область меньшего значения силы тока. Также стоит отметить, что в некоторых случаях (при больших расходах РТ и ВЧ мощностях) наличие дополнительного магнитного поля только ухудшало интегральные характеристики (см. рис. 3.2 и 3.3). Для уточнения режимов работы лабораторной модели, сопровождающихся положительным влиянием дополнительного постоянного

магнитного поля, при фиксированных значениях подаваемой ВЧ мощности и тока в обмотках МС были получены, представленные на рисунках 3.5, 3.6 и 3.7, зависимости извлекаемого ионного тока пучка от расхода РТ.

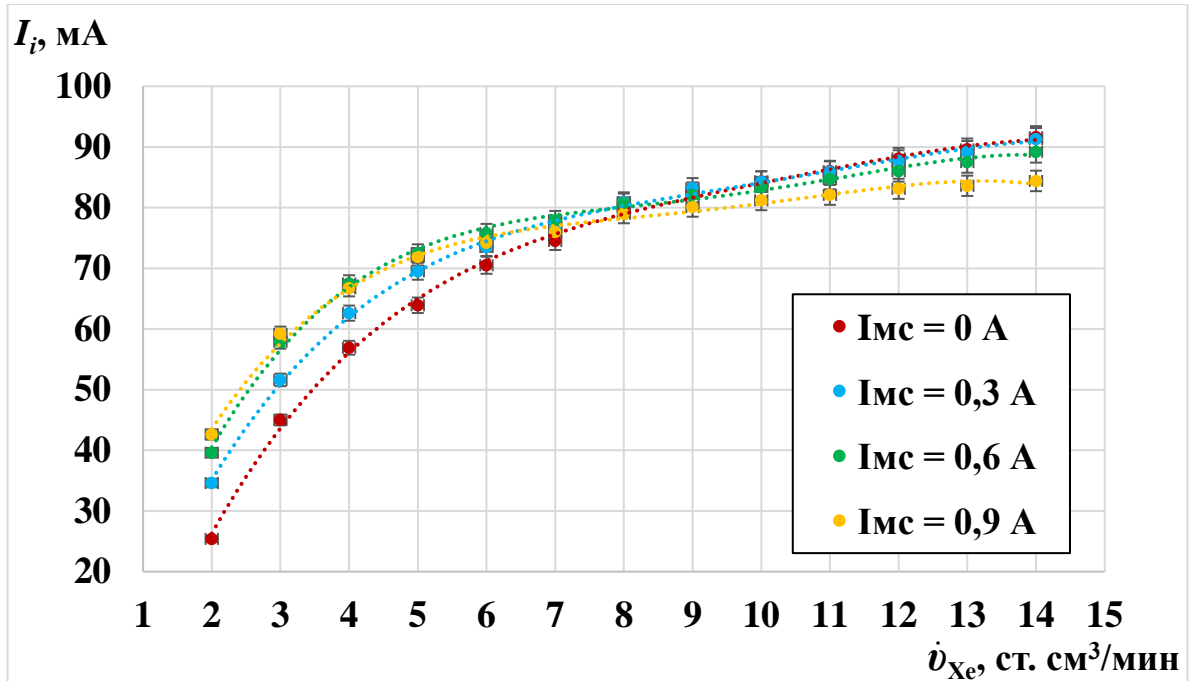


Рисунок 3.5 – Зависимость извлекаемого ионного тока от расхода ксенона при ВЧ мощности 75 Вт.

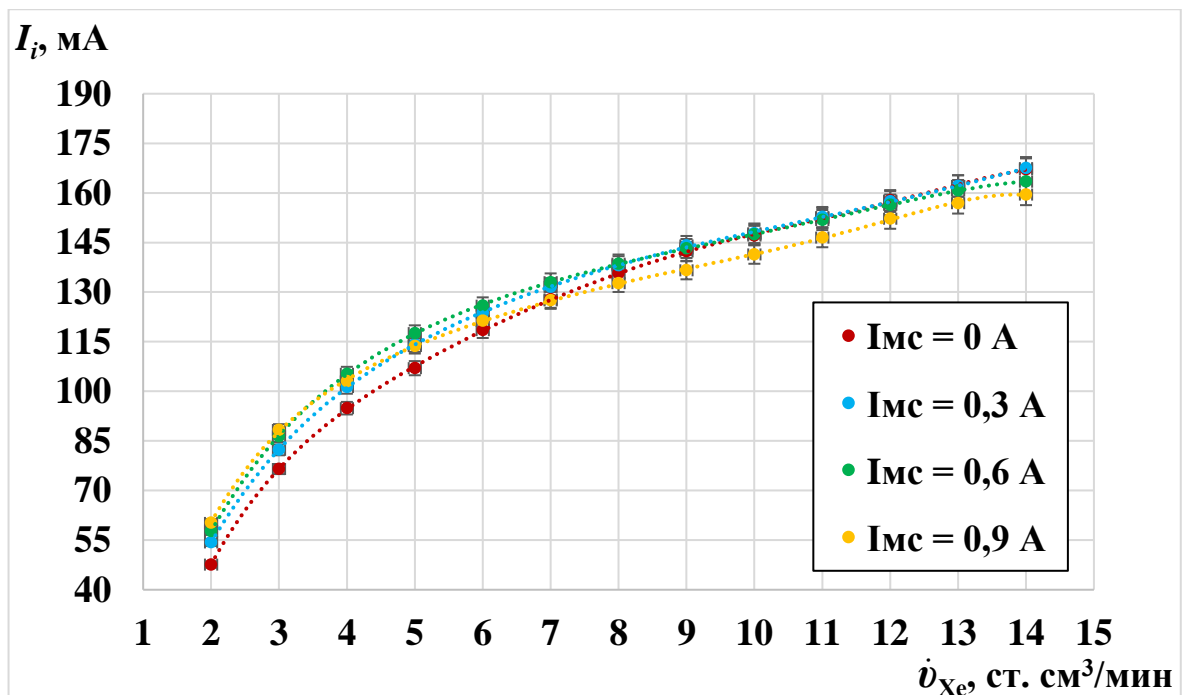


Рисунок 3.6 – Зависимость извлекаемого ионного тока от расхода ксенона при ВЧ мощности 150 Вт.

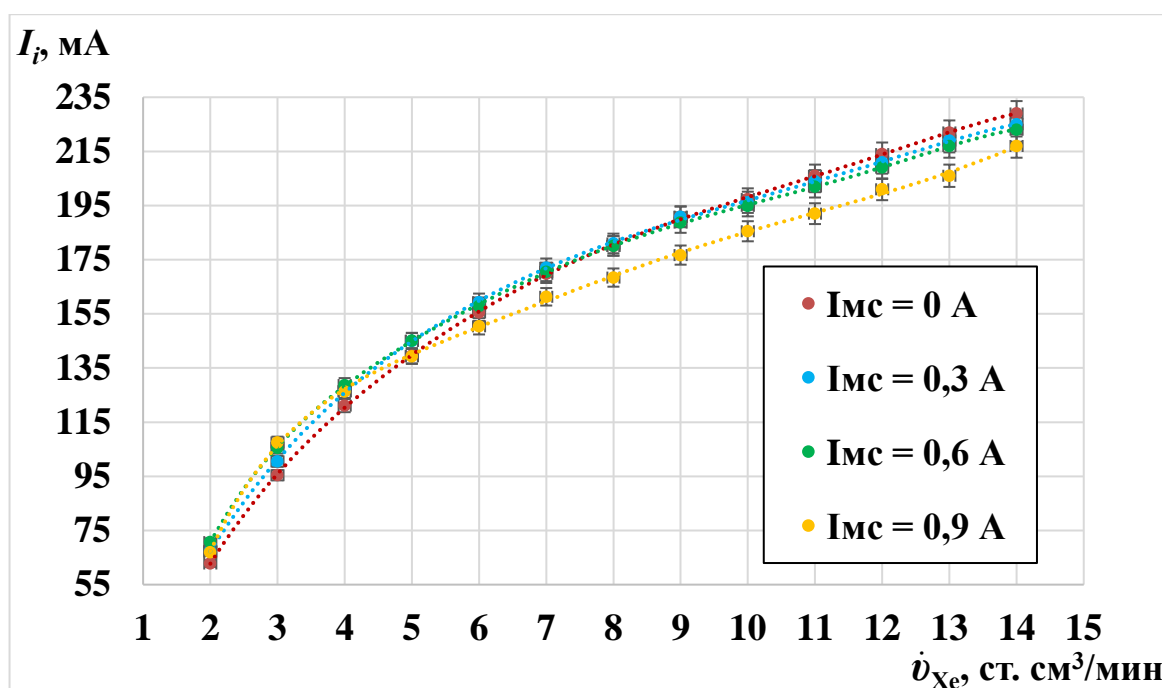


Рисунок 3.7 – Зависимость извлекаемого ионного тока от расхода ксенона при ВЧ мощности 225 Вт.

Анализ данных зависимостей показывает, что использование дополнительного магнитного поля целесообразно только при расходе РТ, не превышающем 8 ст. см³/мин. Свыше данного расхода наблюдаются либо незначительные улучшения, находящиеся в пределах погрешности измерений, либо ухудшения характеристик лабораторной модели. Кроме того, при переходе на более высокую мощность снижается величина прироста извлекаемого ионного тока пучка, полученного за счёт МС.

С учётом области существования положительного эффекта были сняты кривые-зависимости ВЧ мощности от расхода РТ, но уже при наличии дополнительного постоянного магнитного поля. При этом в каждой рассматриваемой точке подбиралось оптимальное значение силы тока в обмотках МС, соответствующее максимальному улучшению характеристик. Для более удобного сравнения полученные при отсутствии и при наличии дополнительного магнитного поля зависимости были объединены на одном графике, который приведен на рисунке 3.8 [87, 88].

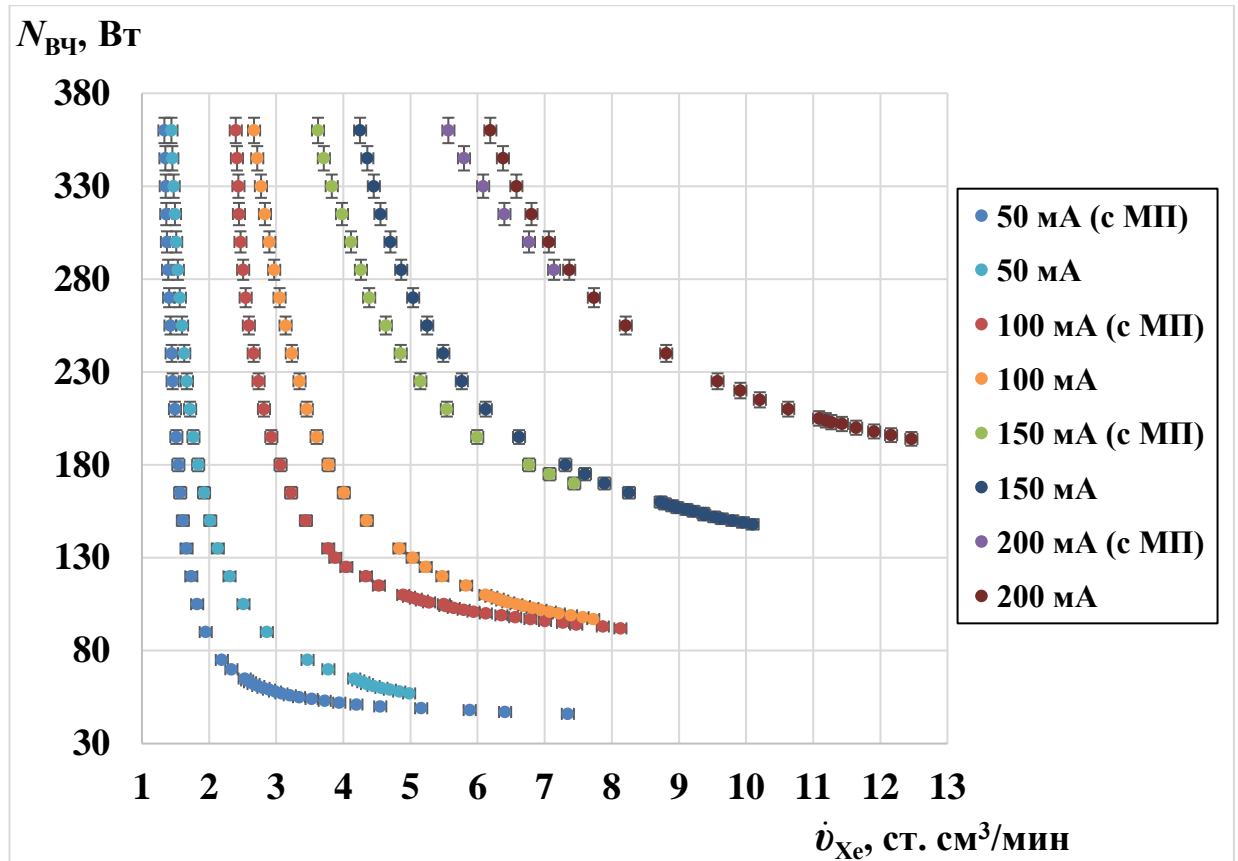


Рисунок 3.8 – Сравнение интегральных характеристик лабораторной модели, полученных при отсутствии и при наличии дополнительного магнитного поля (МП) [87, 88].

Как можно видеть из представленных данных, наличие в ВЧ разряде дополнительного постоянного магнитного поля приводит к смещению характеристики в область меньшего расхода и ВЧ мощности, то есть происходит улучшение эффективности работы лабораторной модели. При этом наибольший положительный эффект наблюдался при извлекаемом токе ионного пучка 50 и 100 мА, для которых в некоторых режимах работы потребовался на 1 ст. см³/мин меньший расход РТ. Как и в предыдущей серии экспериментов (см. рис. 3.5 – 3.7), улучшение интегральных характеристик удалось получить только при расходе, не превышающем 8 ст. см³/мин.

Повышение эффективности можно продемонстрировать и через зависимости $K_{\text{ИРТ}} \beta$ от ВЧ мощности. Полученные кривые, для рассматриваемых значений извлекаемого ионного тока пучка, показаны на рисунках 3.9 и 3.10.

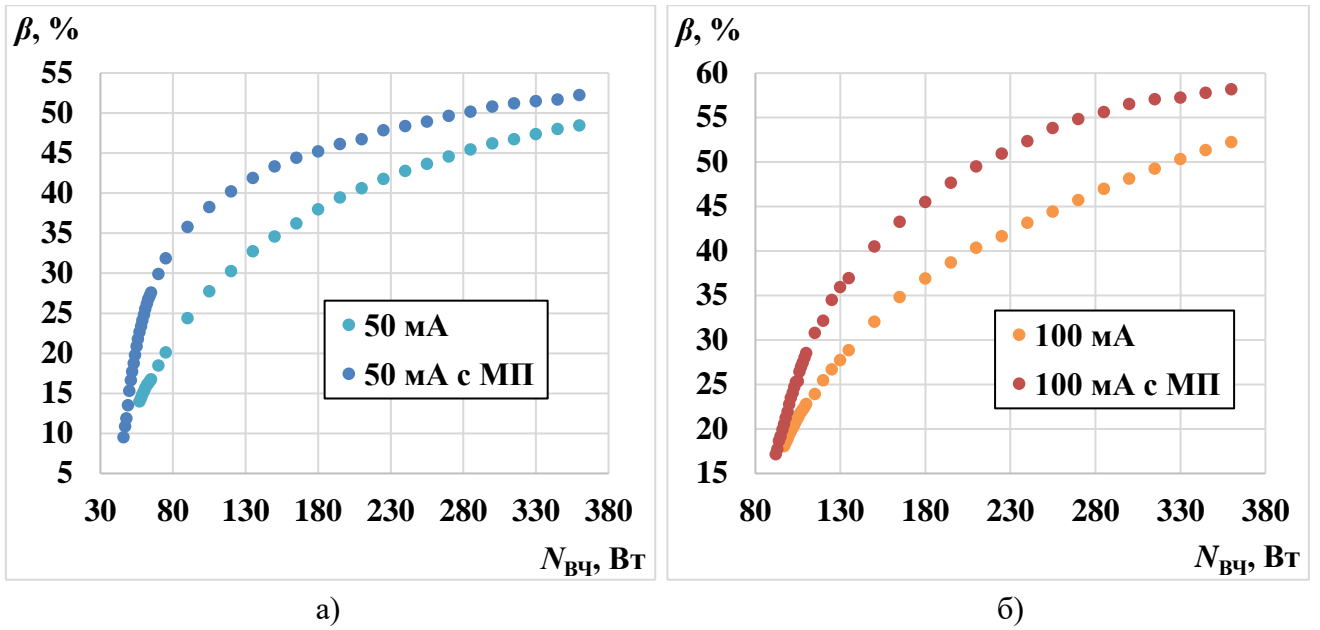


Рисунок 3.9 – Зависимость КиРТ от ВЧ мощности: а) для извлекаемого ионного тока 50 мА;
 б) для извлекаемого ионного тока 100 мА.

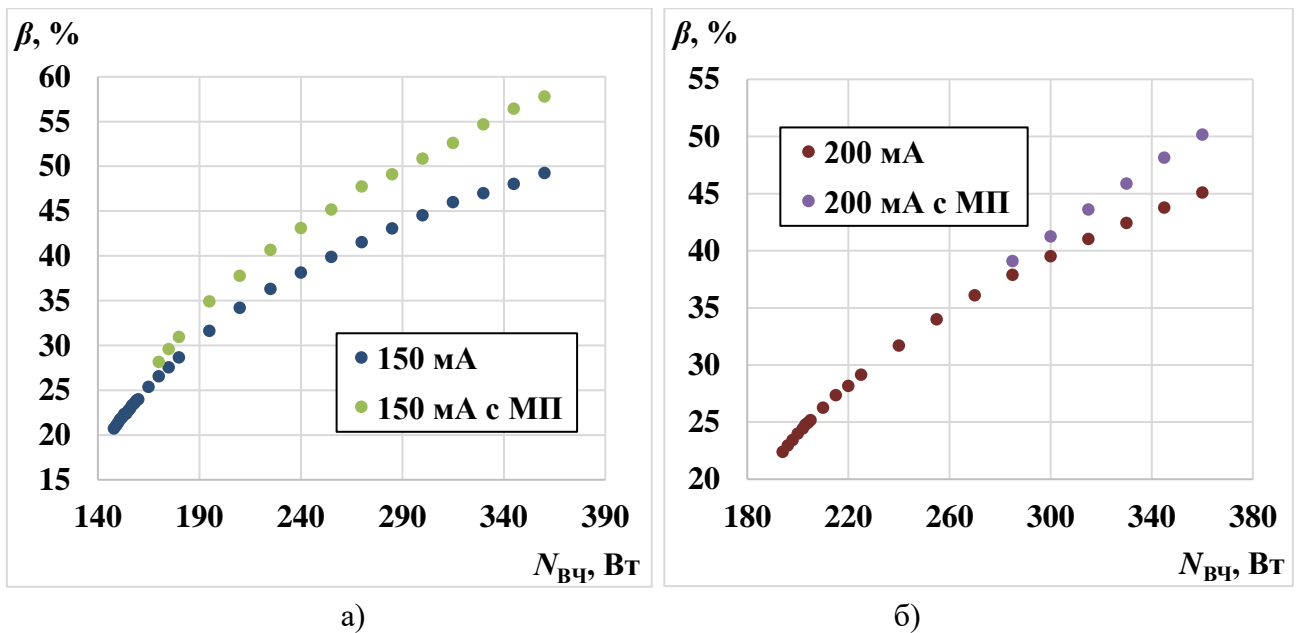


Рисунок 3.10 – Зависимость КиРТ от ВЧ мощности: а) для извлекаемого ионного тока 150 мА;
 б) для извлекаемого ионного тока 200 мА.

Как показывают представленные на рисунках 3.9 и 3.10 зависимости, наличие дополнительного магнитного поля приводит к увеличению КиРТ при фиксированном значении ВЧ мощности, или к снижению требуемой мощности при сохранении одного и того же уровня КиРТ. Наблюдаемый эффект указывает на

повышение эффективности ионизации атомов РТ за счёт удержания электронов в центральной области РК при наличии магнитной системы.

С помощью представленных в разделе 2.6.1 соотношений (2.6) и (2.7) была проведена оценка прироста тягового КПД $\Delta\eta_T$ и удельного импульса $\Delta I_{уд}$ за счёт использования дополнительного постоянного магнитного поля. Результаты расчёта показаны в таблице 3.1.

Таблица 3.1 – Оценка прироста тягового КПД и удельного импульса ($U_+=1600$ В).

I_i , мА	$\Delta\eta_T$, %	$\Delta I_{уд}$, м/с
50	0,7...6,1	1850...5690
100	1,5...4,5	1210...4550
150	0,9...3,4	780...4140
200	0,6...2,4	580...2460

Как можно увидеть из представленных данных, наибольшего прироста тягового КПД и удельного импульса удаётся достичь при малых значениях извлекаемого ионного тока. При этом стоит отметить, что максимальная величина ВЧ мощности в экспериментах была ограничена на уровне 360 Вт, что не позволило для извлекаемого тока 150 и 200 мА снять весь оптимальный рабочий диапазон кривой-зависимости по постоянному току ионного пучка. Поэтому верхний предел значений $\Delta\eta_T$ и $\Delta I_{уд}$ для данных режимов работы несколько занижен.

Таким образом в результате проведённой серии экспериментов были определены режимы работы лабораторного образца, при которых дополнительное постоянное магнитное поле, приложенное в области ВЧ разряда, улучшает интегральные характеристики. Положительный эффект проявлялся преимущественно при низких значениях ВЧ мощности и расхода РТ.

Исходя из того, что в настоящее время востребованы двигатели мощностью до 500 Вт, дальнейшие исследования проводились уже на лабораторной модели меньшей размерности – с диаметром пучка 80 мм.

3.2 Исследование лабораторной модели двигателя с диаметром пучка 80 мм

Как уже было отмечено ранее, на лабораторной модели двигателя с диаметром пучка 80 мм, помимо интегральных характеристик, были исследованы радиальные распределения локальных параметров плазмы и определено влияние конфигурации МС на улучшение эффективности работы. Кроме того, ряд дополнительных экспериментов, проведённых с использованием разработанного фирмой «Авант-Спейс Системс» [90] ВЧ генератора, позволил приблизительно оценить величину потерь во внешнем согласующем контуре (см. раздел 2.4) и получить более точные значения цены иона и тягового КПД исследуемой лабораторной модели.

Как и для двигателя с диаметром пучка 100 мм, перед проведением основных исследований была определена оптимальная частота тока на индукторе – 1,94 МГц.

Потенциалы на эмиссионном и ускоряющем электродах во время экспериментов не менялись и составляли $U_+ = 2000$ В и $U_- = 200$ В (оптимальные для используемой конфигурации ИОС).

3.2.1 Исследование интегральных характеристик

При исследовании лабораторной модели с диаметром пучка 80 мм кривые-зависимости ВЧ мощности от расхода РТ регистрировались для извлекаемого ионного тока пучка от 50 до 125 мА, с шагом в 25 мА. Полученные в результате без использования дополнительного магнитного поля характеристики представлены на рисунке 3.11 [91, 92].

Максимальная величина ВЧ мощности во всех экспериментах была ограничена и составляла 150 Вт, что было связано с необходимостью предотвращения перегрева неохлаждаемого индуктора, резкое повышение активного сопротивления которого, могло привести к искажению результатов измерений. Величина расхода РТ при этом не превышала 12 ст. см³/мин.

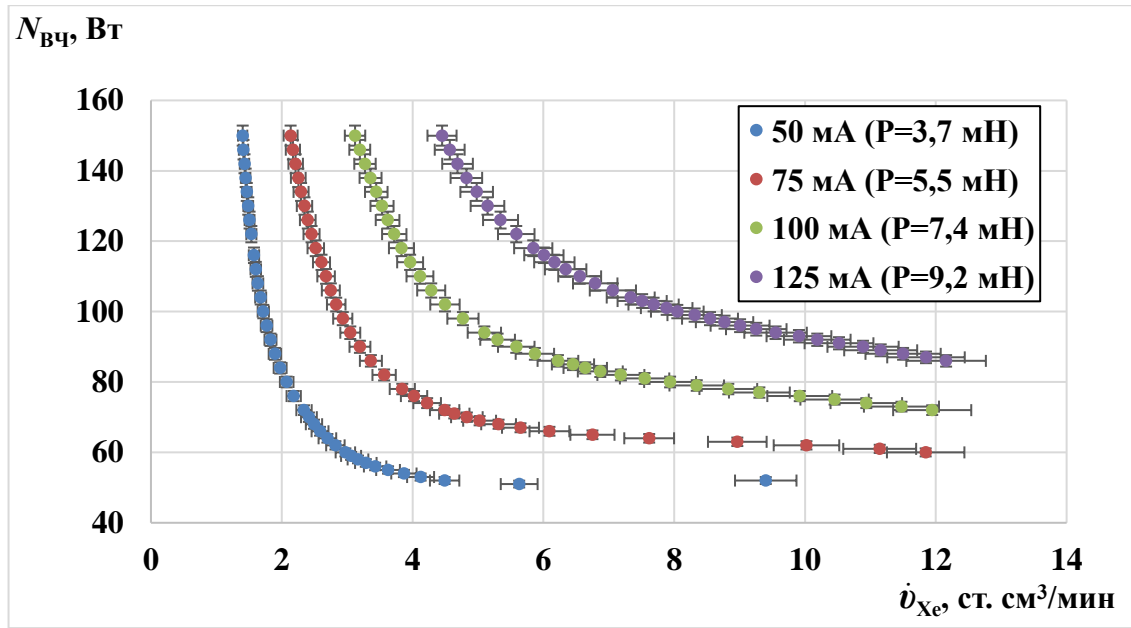


Рисунок 3.11 – Интегральные характеристики лабораторной модели с диаметром пучка 80 мм [91, 92].

Для исследования влияния дополнительного магнитного поля на интегральные характеристики, как и на предыдущей лабораторной модели (см. раздел 2.6.1), сначала снимались зависимости извлекаемого ионного тока пучка от тока в дополнительной обмотке при различных значениях расхода РТ и ВЧ мощности. Полученные экспериментальные данные представлены на рисунках 3.12, 3.13 и 3.14.

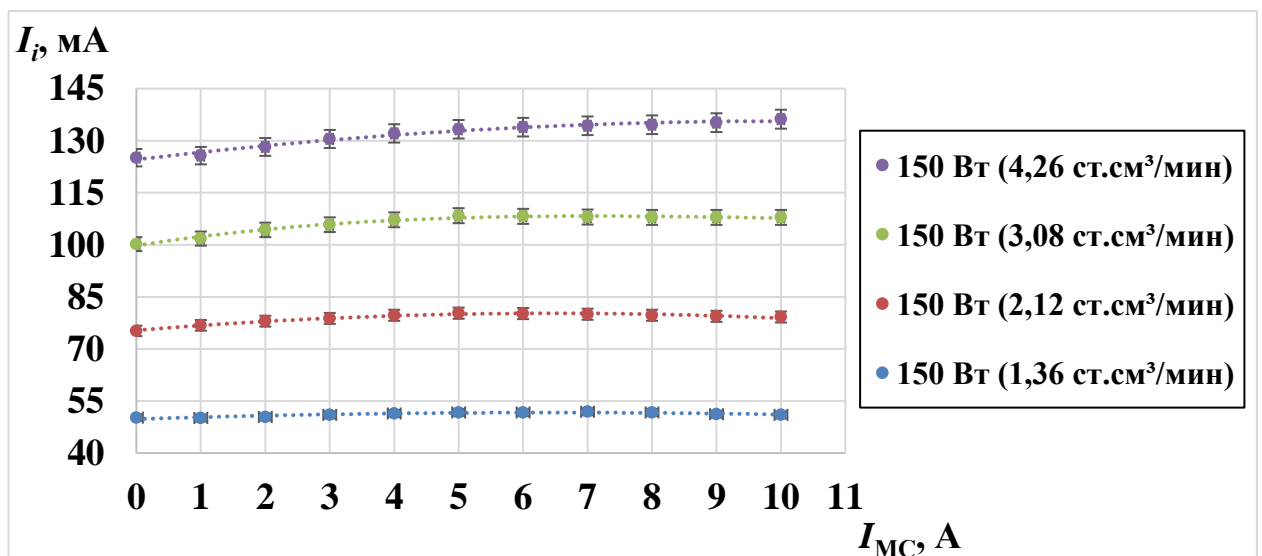


Рисунок 3.12 – Зависимость извлекаемого ионного тока пучка от силы тока в дополнительной обмотке при ВЧ мощности 150 Вт.

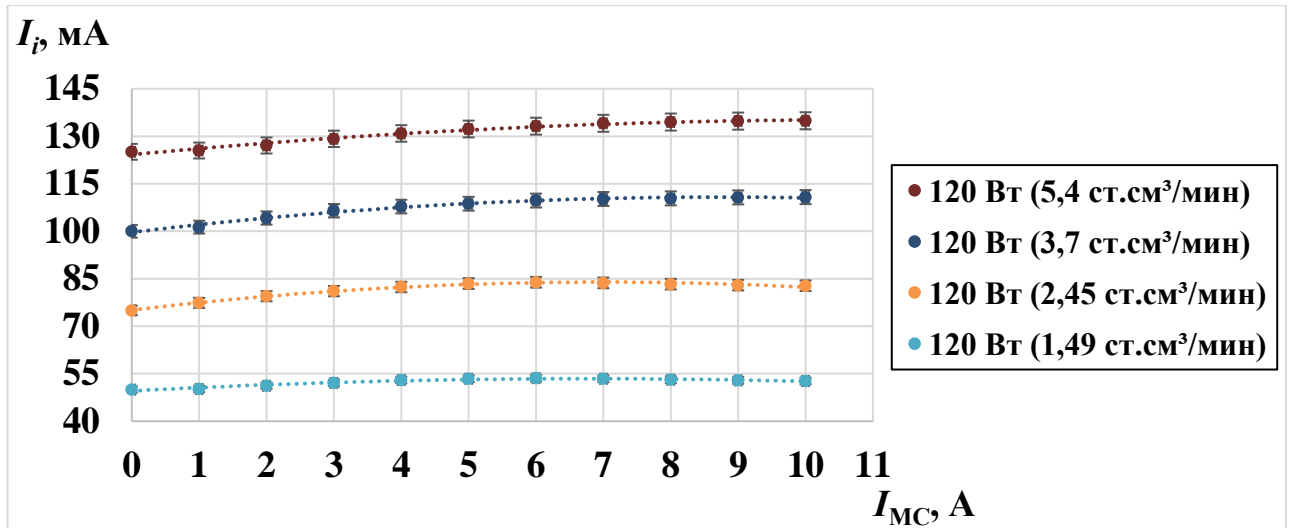


Рисунок 3.13 – Зависимость извлекаемого ионного тока пучка от силы тока в дополнительной обмотке при ВЧ мощности 120 Вт.

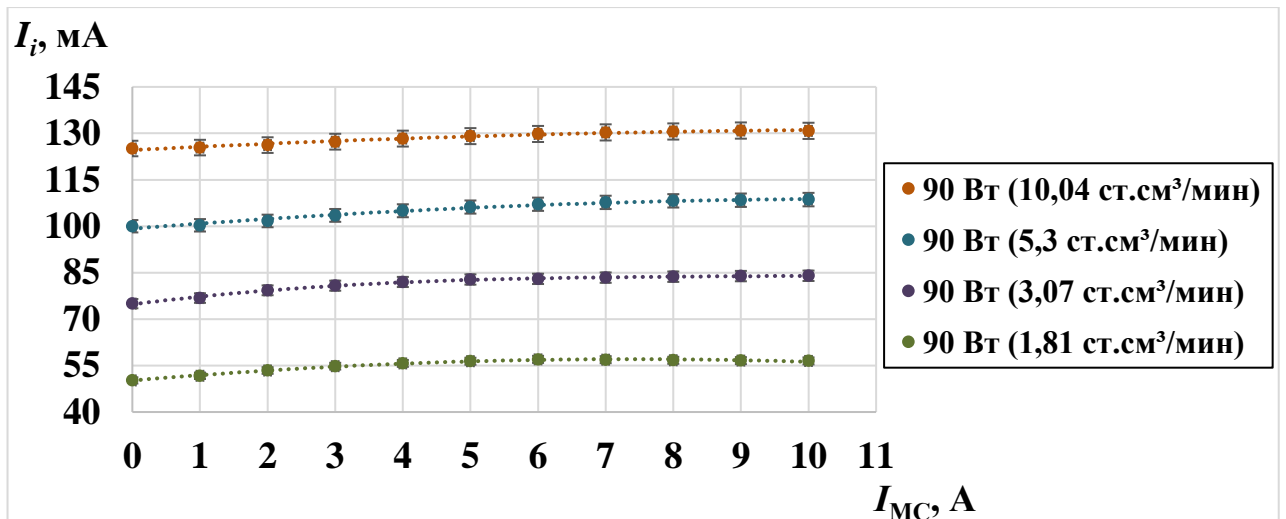


Рисунок 3.14 – Зависимость извлекаемого ионного тока пучка от силы тока в дополнительной обмотке при ВЧ мощности 90 Вт.

Характер приведенных зависимостей близок к полученным при испытании лабораторного образца двигателя с цилиндрической РК. Повышение силы тока в обмотке также до определённого значения приводит к увеличению извлекаемого ионного тока пучка. При этом, из-за отсутствия магнитного полюса и значительно меньшего количества витков, максимум положительного эффекта смещается в большие значения силы тока. Также анализ представленных данных показывает, что в большинстве случаев оптимум находится на уровне 10 А тока и лишь при некоторых режимах работы снижается до 6 А. При этом важно отметить, что

положительный эффект наблюдался во всех рассматриваемых диапазонах расхода РТ и ВЧ мощности. Для подтверждения отсутствия режимов работы, при которых дополнительное магнитное поле приводит только к ухудшению характеристик, были сняты зависимости извлекаемого ионного тока пучка от расхода РТ при постоянном значении ВЧ мощности. Экспериментальные данные фиксировались при токе в обмотке 0, 3, 6 и 9 А. Полученные зависимости представлены на рисунках 3.15, 3.16 и 3.17.

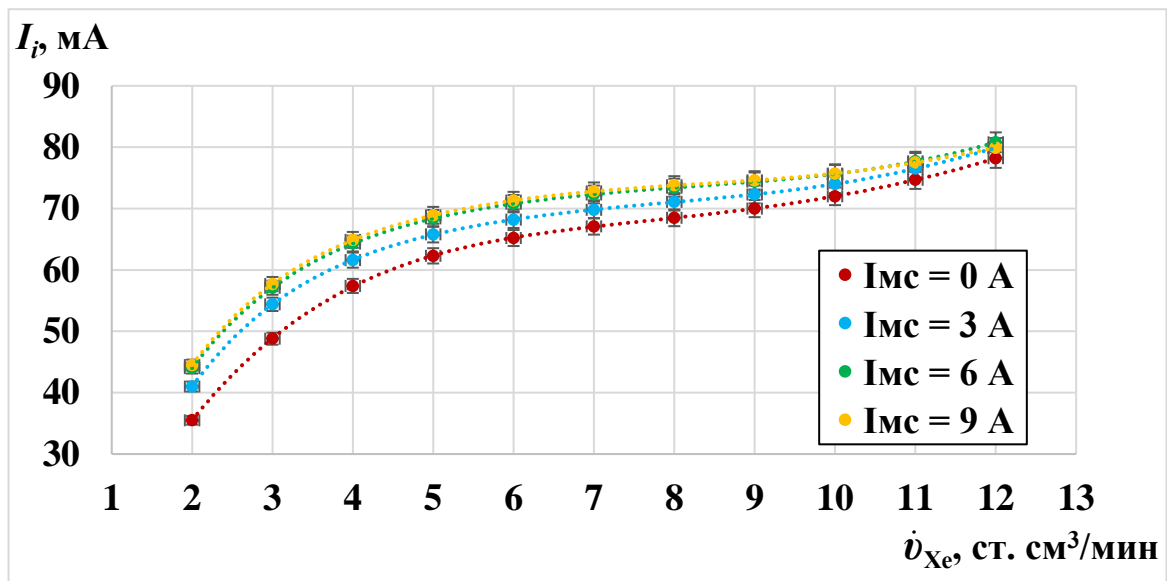


Рисунок 3.15 – Зависимость извлекаемого ионного тока от расхода РТ при ВЧ мощности 60 Вт.

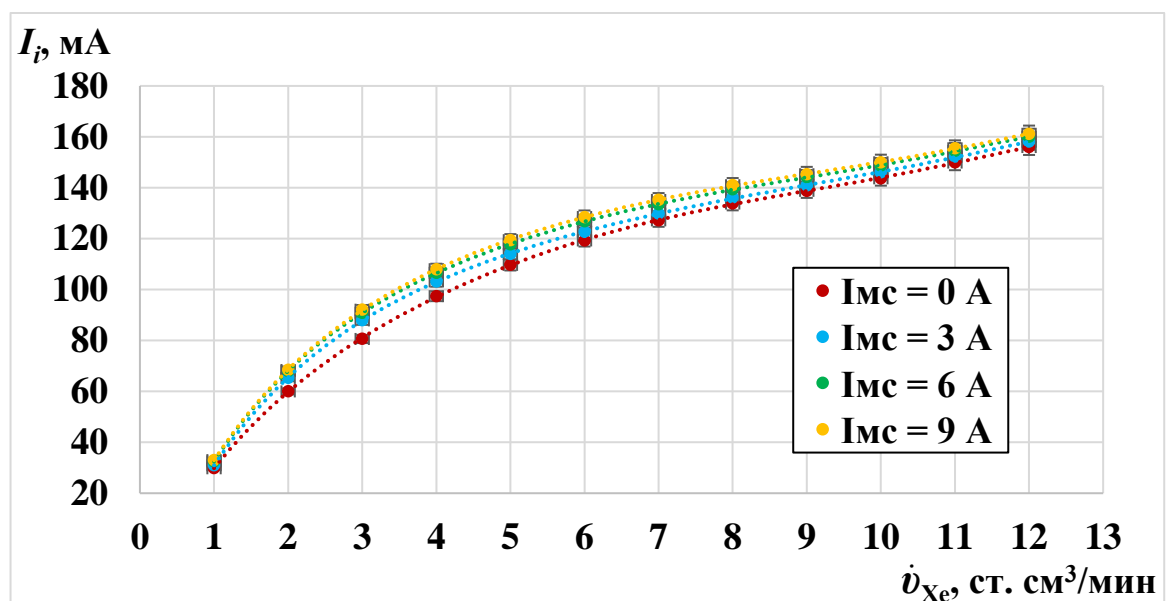


Рисунок 3.16 – Зависимость извлекаемого ионного тока от расхода РТ при ВЧ мощности 105 Вт.

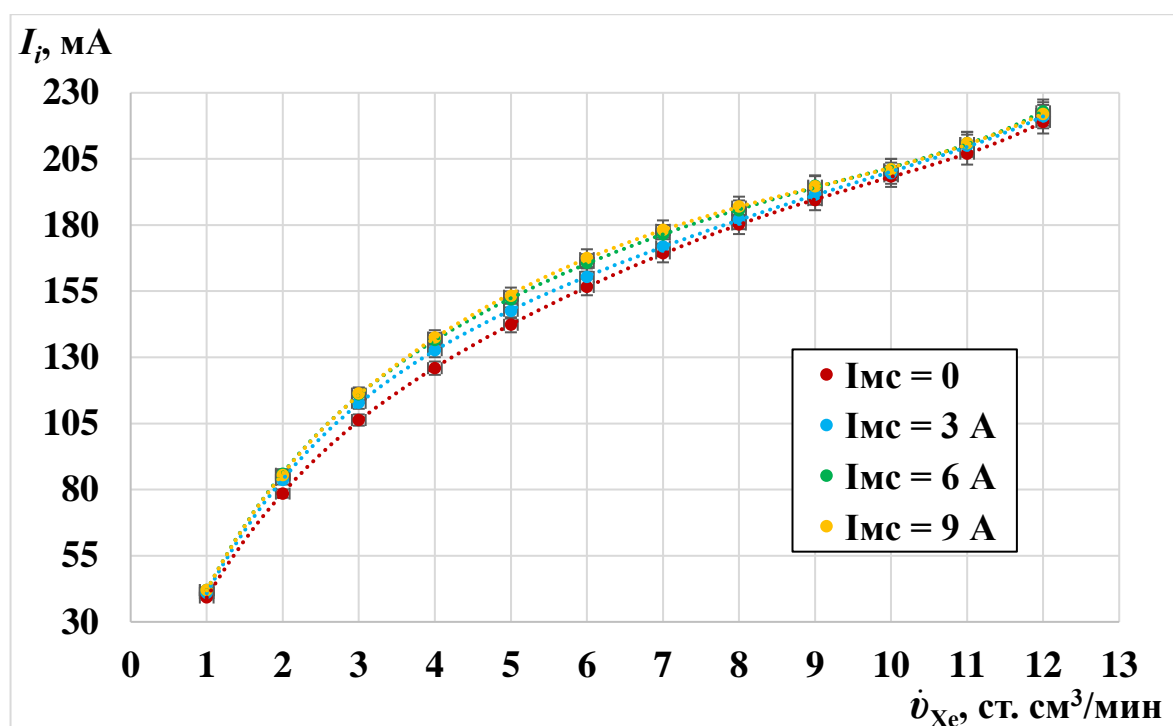


Рисунок 3.17 – Зависимость извлекаемого ионного тока от расхода РТ при ВЧ мощности 150 Вт.

Как можно увидеть из приведенных зависимостей, наличие дополнительного постоянного магнитного поля во всех рассматриваемых режимах работы приводит к повышению величины ионного тока. При этом наибольший прирост наблюдается при увеличении тока в дополнительной обмотке до 6 А. Переход на ток 9 А оказывает значительно меньшее положительное влияние на извлекаемый ток пучка.

Последняя серия экспериментов была направлена на получение при наличии в области ВЧ разряда дополнительного магнитного поля кривых-зависимостей по постоянному значению извлекаемого ионного тока. При этом в каждой рассматриваемой точке подбиралась оптимальная сила тока в обмотке, при которой наблюдался максимальный положительный эффект. Для более удобного сравнения полученные данные были совмещены на одном графике с характеристиками, снятыми без дополнительного магнитного поля. Получившиеся в результате зависимости показаны на рисунке 3.18 [91, 92].

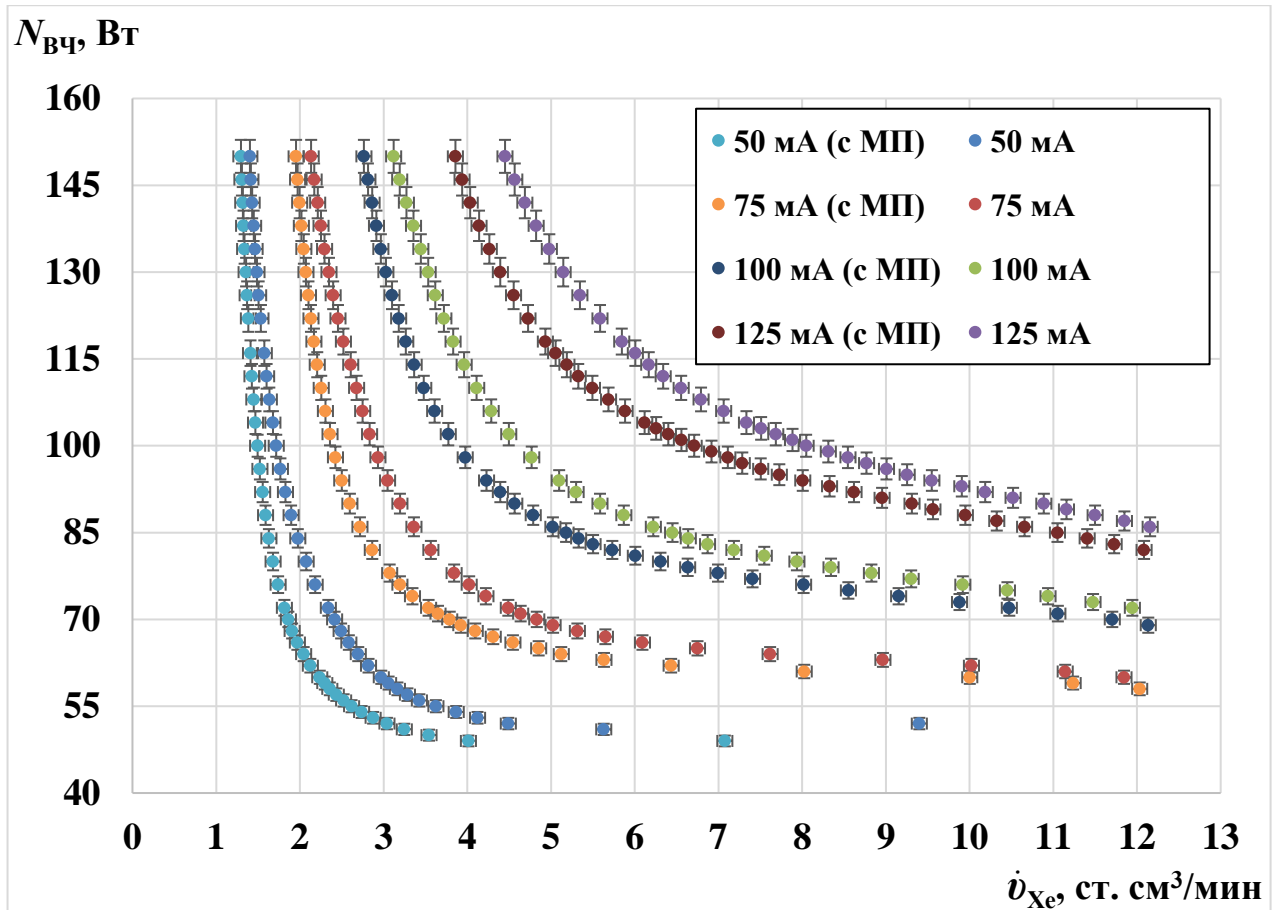


Рисунок 3.18 – Сравнение интегральных характеристик лабораторной модели с диаметром пучка 80 мм при отсутствии и при наличии дополнительного магнитного поля [91, 92].

Как и на рассматриваемой ранее лабораторной модели, использование дополнительного магнитного поля приводит к снижению требуемого, для обеспечения заданного ионного тока, расхода РТ при фиксированной ВЧ мощности, либо к уменьшению ВЧ мощности при сохранении одного и того же расхода РТ. Максимальное влияние магнитного поля наблюдается в области изгиба кривых-зависимостей, где и реализуются оптимальные режимы работы ВЧИД.

Влияние дополнительного магнитного поля на эффективность ионизации в РК лабораторной модели продемонстрировано на рисунках 3.19 и 3.20, где показаны зависимости $K_{иРТ}$ (β) от ВЧ мощности.

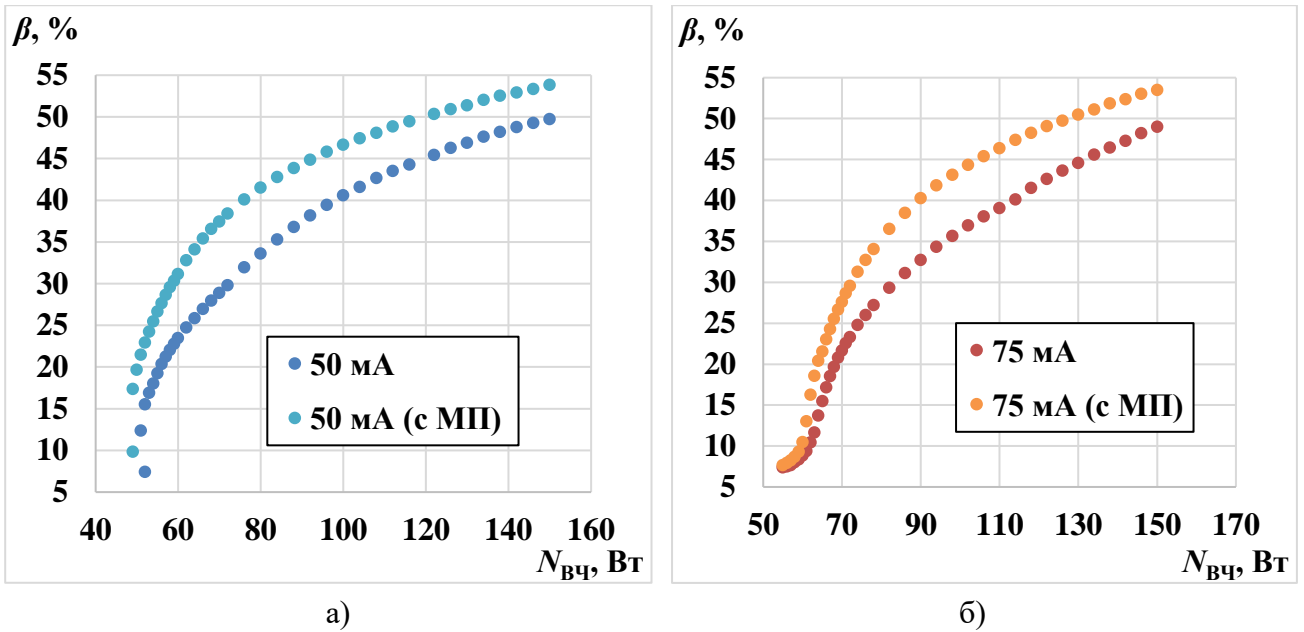


Рисунок 3.19 – Зависимости КиРТ от ВЧ мощности: а) для извлекаемого ионного тока 50 мА; б) для извлекаемого ионного тока 75 мА.

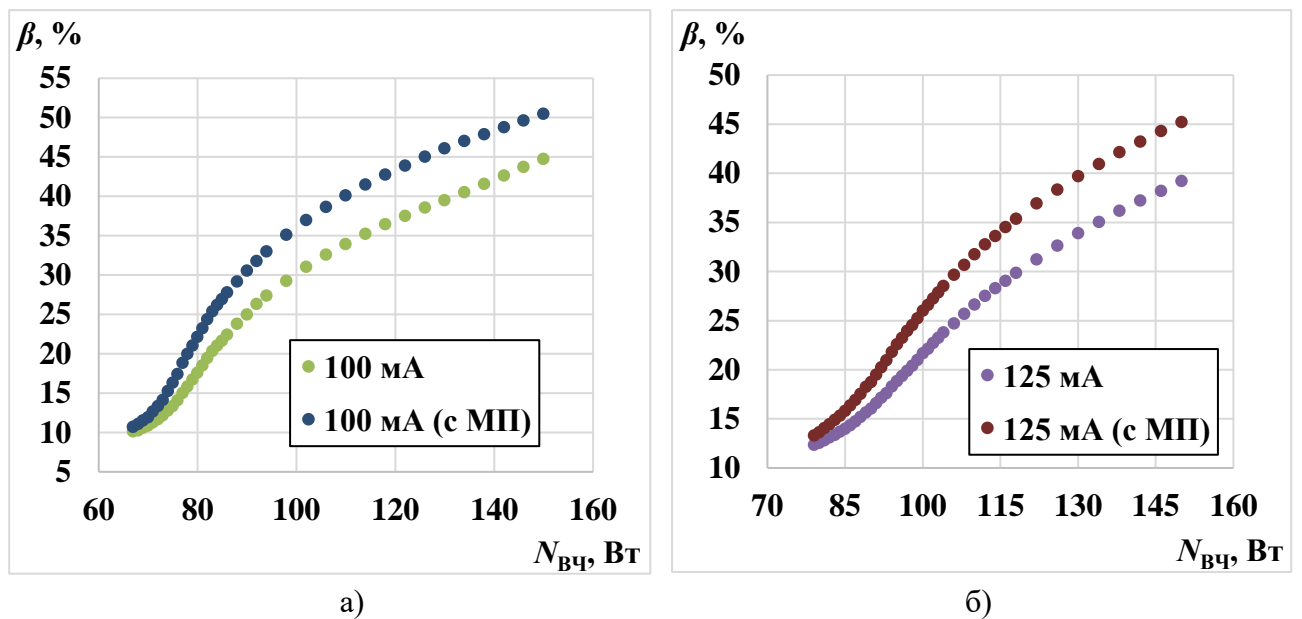


Рисунок 3.20 – Зависимости КиРТ от ВЧ мощности: а) для извлекаемого ионного тока 100 мА; б) для извлекаемого ионного тока 125 мА.

Исходя из полученных кривых прирост величины КиРТ при одной и той же ВЧ мощности, в некоторых случаях, может достигать 8 %. Кроме того, при фиксированном уровне КиРТ в большинстве режимов работы наблюдается и снижение требуемой ВЧ мощности приблизительно на 10...20 Вт.

По экспериментальным данным были определены значения прироста тягового КПД $\Delta\eta_T$ и удельного импульса $\Delta I_{уд}$, которые представлены в таблице 3.2.

Таблица 3.2 – Оценка прироста тягового КПД и удельного импульса ($U_+ = 2000$ В).

I_i , мА	$\Delta\eta_T$, %	$\Delta I_{уд}$, м/с
50	1,8...5,8	2240...4670
75	0,8...5,4	510...4080
100	0,5...4,6	310...3570
125	0,9...4,4	520...3310

Как видно из таблицы 3.2, прирост тягового КПД в целом составляет 1...5 %. Удельный импульс при этом возрастает на 500...4600 м/с, в зависимости от извлекаемого ионного тока и режима работы (ВЧ мощности и расхода РТ).

Для более детального понимания процессов, происходящих в индуктивной ВЧ плазме при наложении дополнительного постоянного магнитного поля, было проведено исследование локальных параметров плазмы в одном из сечений РК (в 7 мм от среза РК).

3.2.2 Исследование локальных параметров плазмы

Данное исследование проводилось на трёх различных режимах работы лабораторной модели [91, 93-95]. ВЧ мощность и расход ксенона, в каждом из них, соответствовал центральной точке в области изгиба кривых-зависимостей по постоянному току, полученных при наличии дополнительного магнитного поля (см. рис. 3.18). Выбранные режимы работы были эквивалентны 50, 75 и 100 мА извлекаемого ионного тока пучка. Однако из-за использования во время зондовых исследований разделительного трансформатора, пробойное напряжение которого было ограничено на уровне 800 В, потребовалось снижение потенциала на эмиссионном электроде ИОС. Это привело к тому, что величина извлекаемого ионного тока при выбранных значениях расхода РТ и ВЧ мощности была несколько

ниже, чем при номинальном напряжении на электродах. При этом для каждого рассматриваемого режима был подобран такой потенциал на эмиссионном электроде, при котором обеспечивалась наиболее стабильная работа лабораторной модели. Напряжение на ускоряющем электроде выбиралось в соответствии с наименьшей величиной тока перехвата. Все принятые для исследования параметры указаны в таблице 3.3.

Таблица 3.3 – Исследуемые режимы работы лабораторной модели

№	U_+ , В	U_- , В	$N_{вч}$, Вт	$\dot{v}_{хе}$, ст. см ³ /мин
1	550	80	60	2,24
2	650	200	82	2,87
3	750	200	98	3,98

Экспериментальные данные для каждого из этих режимов работы регистрировались при токе в дополнительной обмотке 0, 3, 6 и 9 А. На рисунках 3.21 и 3.22 представлены полученные радиальные распределения температуры и концентрации электронов для первого режима.

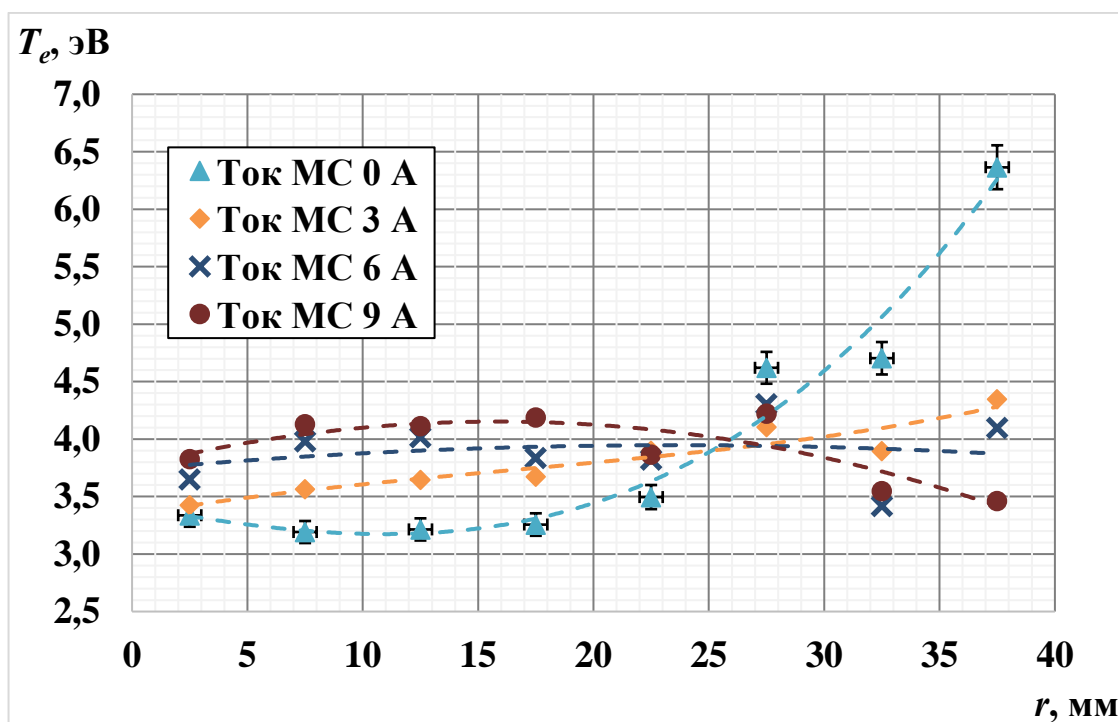


Рисунок 3.21 – Распределение температуры электронов по радиусу РК.

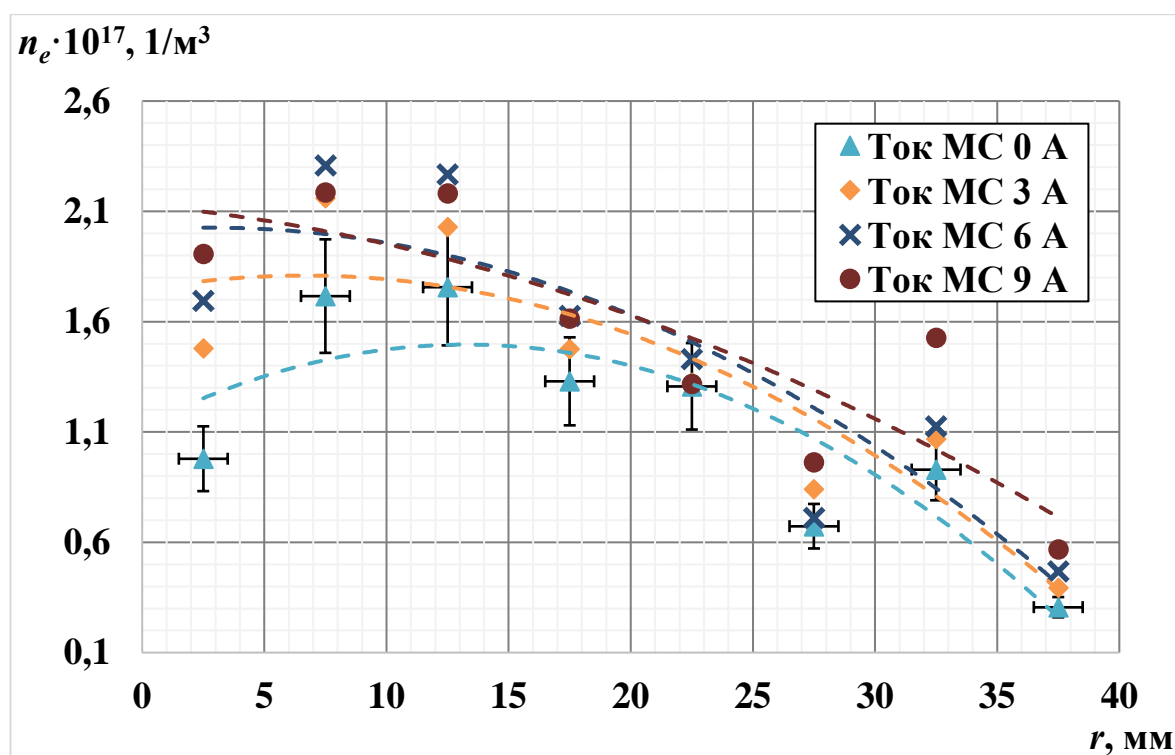


Рисунок 3.22 – Распределение концентрации электронов по радиусу РК.

Как видно из полученных данных, постоянное магнитное поле (увеличение силы тока в обмотке) приводит к перераспределению локальных параметров плазмы.

Температура электронов начинает возрастать в центре РК и снижаться при этом возле её стенок, то есть происходит её выравнивание по радиусу. Без дополнительного магнитного поля температура электронов в центре составляет около 3,3 эВ, возрастая на периферии до 6,3 эВ. При этом хорошо наблюдается область скин-слоя, в которой электроны наиболее эффективно набирают энергию от ВЧ поля. Толщина этого слоя, согласно полученным данным, составляет около 15...20 мм. При наличии дополнительного магнитного поля температура электронов в центре РК возрастает до 3,7 эВ и снижается, возле стенки, до 3,5...4 эВ.

Дополнительное магнитное поле также способствует неравномерному по радиусу увеличению концентрации электронов. Наибольший прирост наблюдается в центре РК, где находится максимум индукции дополнительного магнитного поля,

снижающего подвижность электронов в радиальном направлении. При приближении к стенке РК концентрация электронов практически не меняется.

Помимо локальных параметров плазмы при каждом режиме работы фиксировались значения извлекаемого ионного тока пучка. Полученные данные для первого режима представлены в таблице 3.4.

Таблица 3.4 – Величина извлекаемого ионного тока на первом режиме работы.

I_{MC}, A	0	3	6	9
I_i, mA	27,2	30,3	32,4	33,4

Как можно увидеть из таблицы 3.4, при токе в дополнительной обмотке 9 А происходит увеличение извлекаемого ионного тока приблизительно на 23 %, в то время как средняя концентрация электронов возрастает на 37 %.

Результаты экспериментального исследования для второго режима работы представлены на рисунках 3.23 и 3.24.

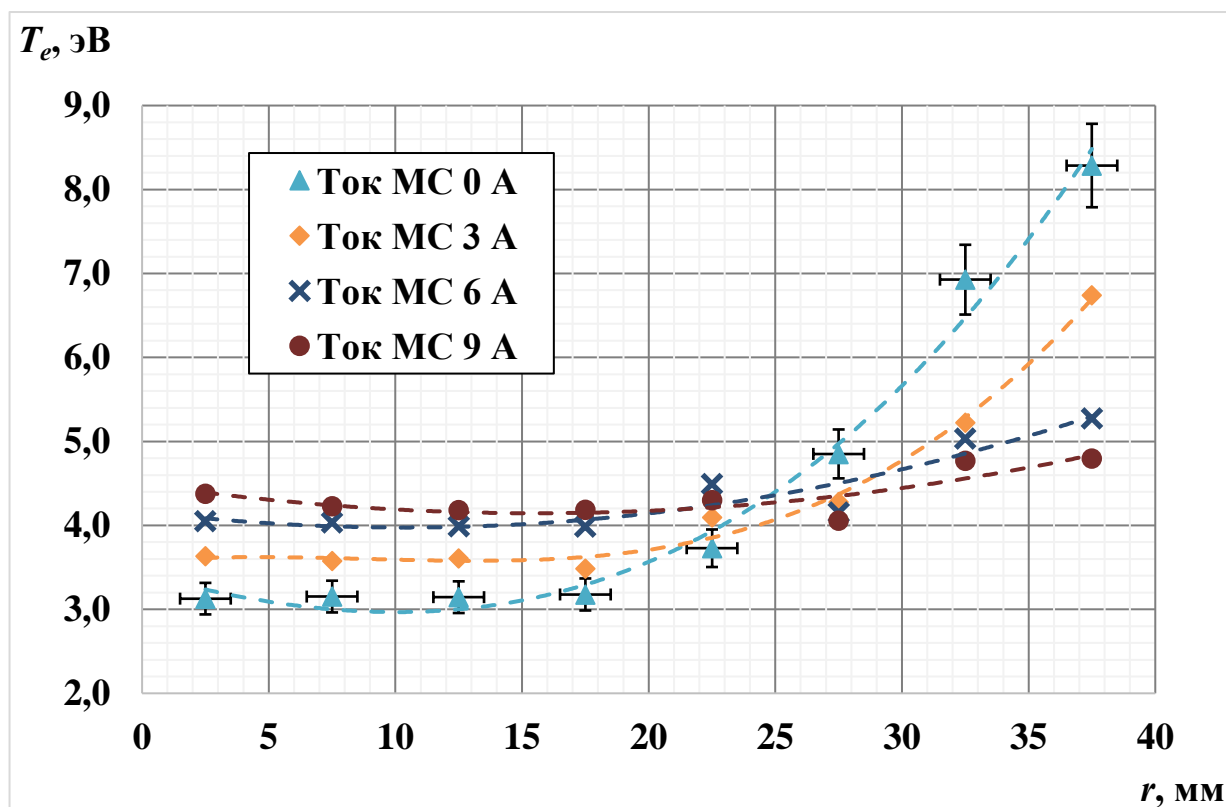


Рисунок 3.23 – Распределение температуры электронов по радиусу РК.

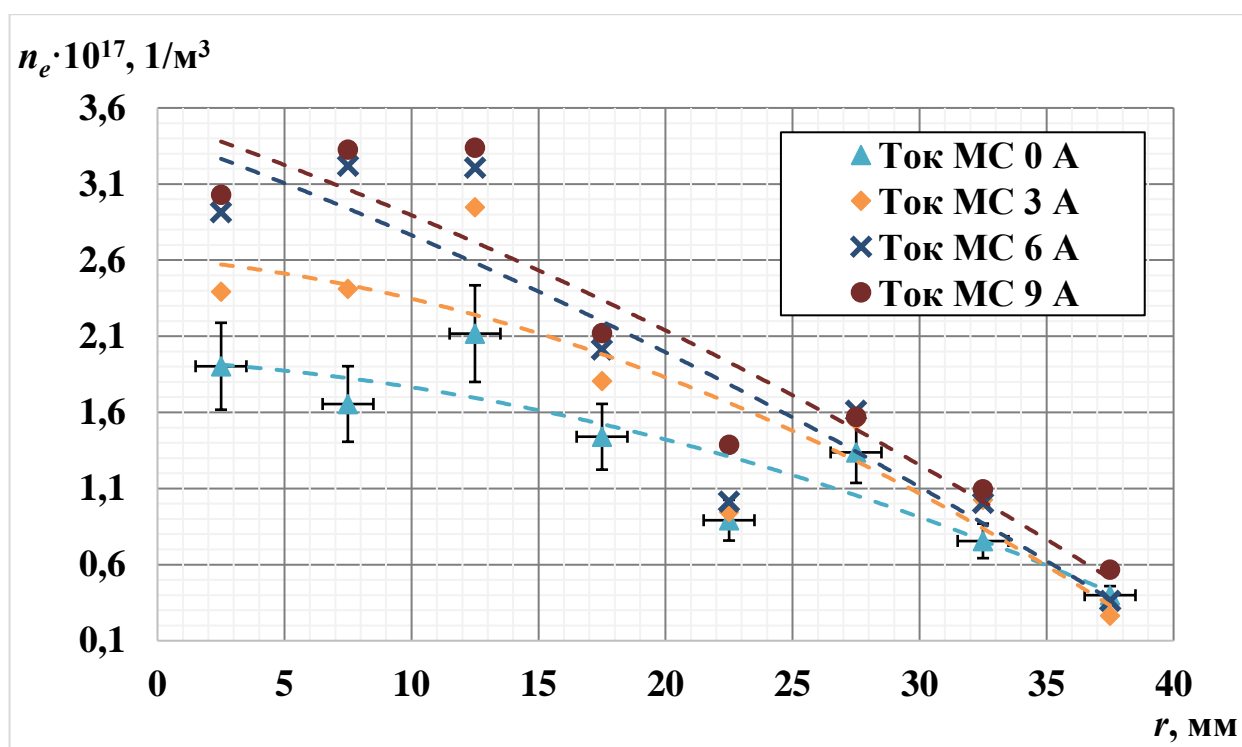


Рисунок 3.24 – Распределение концентрации электронов по радиусу РК.

Анализ представленных распределений показывает, что характер изменения локальных параметров плазмы под воздействием дополнительного магнитного поля аналогичен рассмотренному ранее режиму работы. При этом за счёт перехода на более высокий расход РТ и ВЧ мощность в исследуемом сечении возросли значения температуры и концентрации электронов. Однако стоит отметить, что в центре РК при отсутствии дополнительного постоянного магнитного поля, согласно приведенным данным, произошло небольшое снижение температуры электронов, что может быть связано как с погрешностями измерений, так и с переходом на более высокие значения потенциала на электродах ИОС.

В таблице 3.5 для рассматриваемого режима работы приведены значения извлекаемого ионного тока пучка при различной силе тока в дополнительной обмотке.

Таблица 3.5 – Величина извлекаемого ионного тока на втором режиме работы.

$I_{\text{МС}}, \text{А}$	0	3	6	9
$I_i, \text{мА}$	50,1	53,2	56,2	57,6

Максимальный прирост ионного тока при наличии дополнительного магнитного поля составил около 15 %. При этом средняя концентрация электронов в исследуемом сечении РК возросла на 67 %.

На рисунках 3.25 и 3.26 показаны результаты зондовых измерений, полученные на третьем режиме работы лабораторной модели ВЧИД.

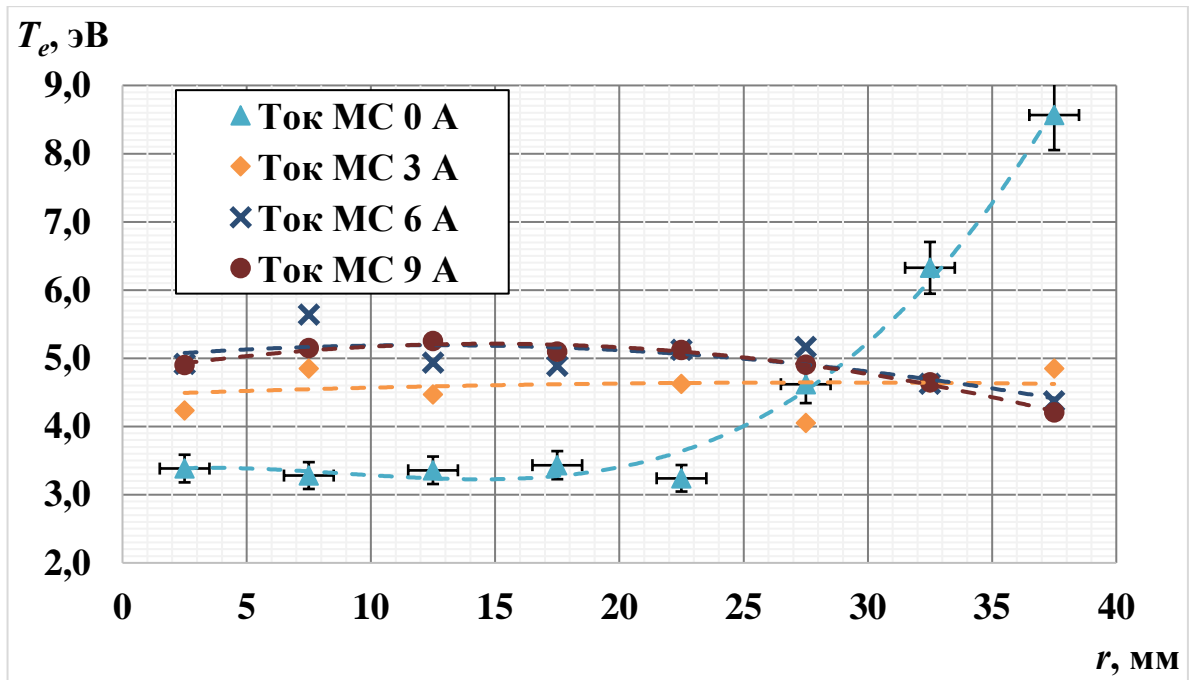


Рисунок 3.25 – Распределение температуры электронов по радиусу РК.

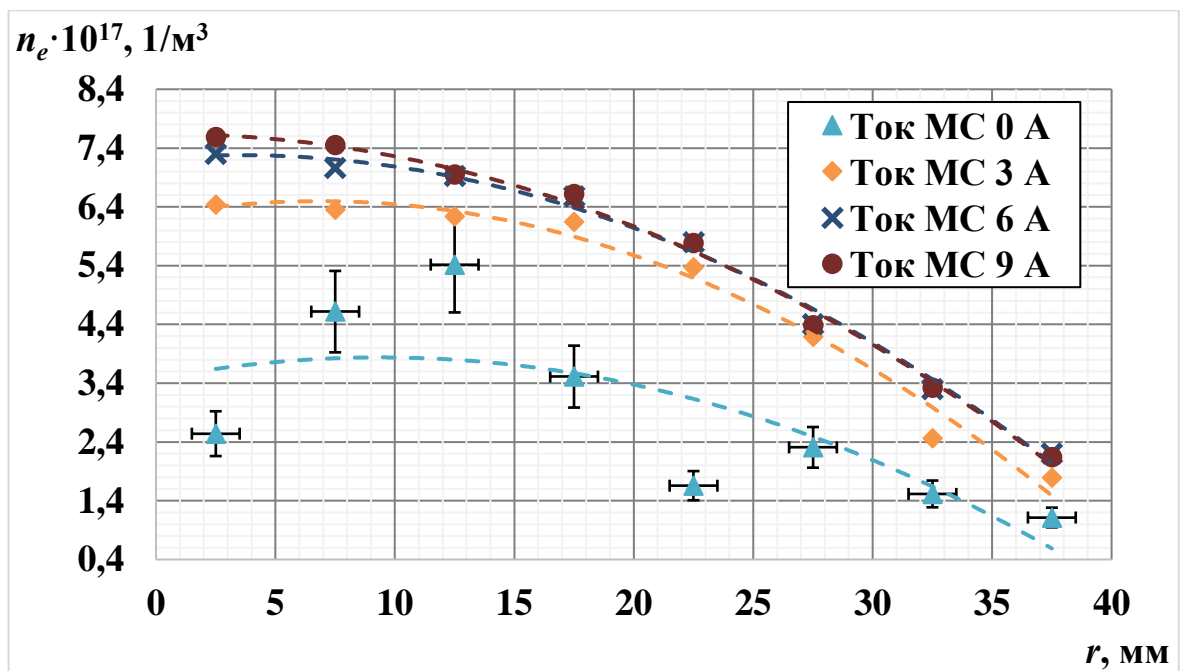


Рисунок 3.26 – Распределение концентрации электронов по радиусу РК.

Как и в предыдущем режиме, при переходе на более высокие значения ВЧ мощности и расхода ксенона произошло заметное увеличение температуры и концентрации электронов. При этом несмотря на то, что характер влияния магнитного поля на локальные параметры плазмы в целом не изменился, произошло увеличение прироста, в центре РК, как температуры, так и концентрации электронов. В таблице 3.6 представлены значения извлекаемого ионного тока пучка при рассматриваемой силе тока в дополнительной обмотке.

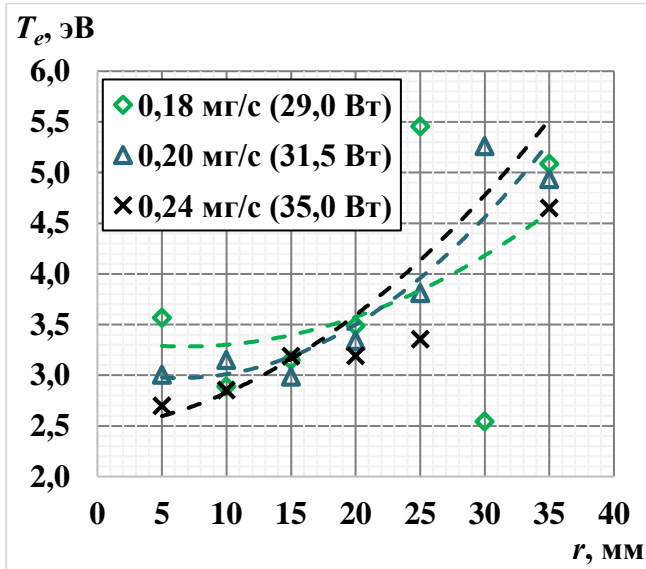
Таблица 3.6 – Величина извлекаемого ионного тока на третьем режиме работы.

$I_{мс}, А$	0	3	6	9
I_i, mA	72,4	76,1	84,1	87,2

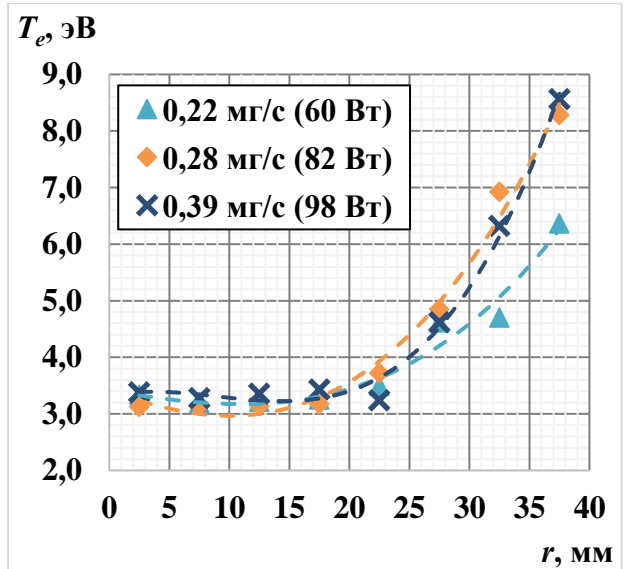
Согласно результатам проведённого эксперимента, при увеличении средней по радиусу концентрации электронов почти в два раза, прирост извлекаемого тока составил чуть больше 20 %.

В целом характер влияния дополнительного магнитного поля на локальные параметры плазмы хорошо согласуется с результатами исследования интегральных характеристик лабораторной модели (рис. 3.15, 3.16 и 3.17). В обоих случаях наибольший эффект наблюдается при силе тока в дополнительной обмотке 6 А. Переход на 9 А тока оказывает значительно меньшее влияние как на локальные параметры плазмы, так и на интегральные характеристики.

Вид полученных распределений концентрации и температуры электронов, при отсутствии дополнительного магнитного поля, во всех режимах работы качественно совпадает с данными приведёнными другими авторами [30, 33-35]. Для численной верификации результатов эксперимента было проведено сравнение с полученными ранее при аналогичной конструкции лабораторной модели и в том же сечении РК распределениями локальных параметров плазмы [30]. Для большей наглядности данные для всех рассматриваемых режимов работы объединены на одном графике и представлены на рисунках 3.27 и 3.28.



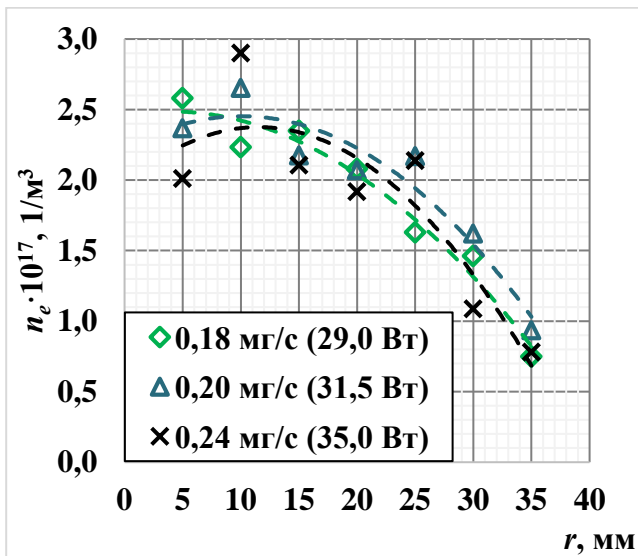
а)



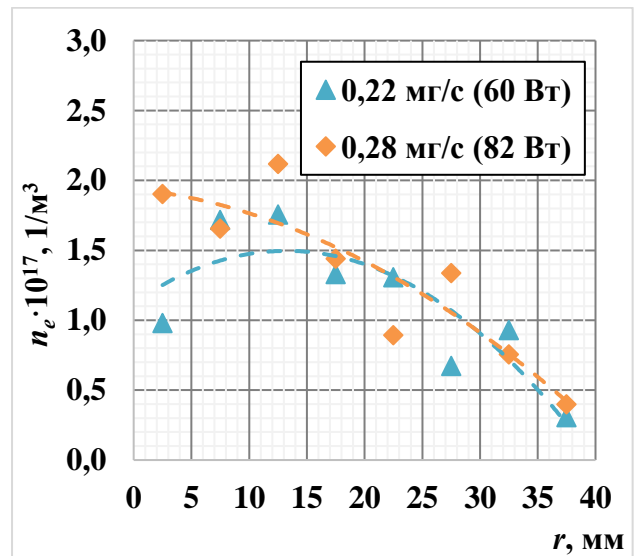
б)

Рисунок 3.27 – Сравнение радиального распределения температуры электронов:

а) данные, полученные в работе [30]; б) результат, полученный в данной работе.



а)



б)

Рисунок 3.28 – Сравнение радиального распределения концентрации электронов:

а) данные, полученные в работе [30]; б) результат, полученный в данной работе.

Анализ представленных выше распределений показывает, что полученные значения температуры и концентрации электронов в целом находятся почти на одном уровне. Однако стоит отметить, что в работе [30] локальные параметры плазмы регистрировались на лабораторной модели с ВЧ генератором с автоподстройкой частоты, который обеспечивал наиболее эффективный вклад

мощности в плазму с минимальными потерями в подводящих линиях. При этом также отличались и потенциалы на электродах ИОС, что дополнительно оказывало влияние на параметры плазмы. Кроме того, исследования производились тройным электростатическим зондом с длиной коллектора 10 мм (в данной работе длина коллектора составляет 5 мм). В совокупности это приводит к некоторым различиям как в температуре электронов, возле стенок РК, так и в их концентрации.

3.2.3 Сравнение эффективности различных конфигураций магнитной системы

Результаты исследования интегральных характеристик двух лабораторных моделей показали, что использование как обычной обмотки (без магнитного полюса), так и сложной МС с магнитопроводом, формирующим два магнитных полюса в области РК (см. раздел 3.1), приводит к улучшению эффективности работы. При этом прямое сравнение величины положительного эффекта от разной конфигурации источника дополнительного магнитного поля в данном случае невозможно, так как эксперименты проходили на разных лабораторных моделях. Поэтому, для определения наиболее эффективной конфигурации МС, необходимо было провести дополнительное исследование [96].

Для данной серии экспериментов на лабораторной модели был заменён узел ИОС, что позволило установить, выполненный из магнитопроводящей стали СТ-3, фланец для фиксации эмиссионного электрода, который необходим для формирования двухполюсной МС. Основные параметры используемой в рамках данного исследования ИОС приведены в таблице 3.7.

Таблица 3.7 – Основные параметры электродов и ИОС.

	Эмиссионный электрод	Ускоряющий электрод
Материал	Ti (BT1-00)	Ti (BT1-00)
Толщина, мм	0,5	1,5
Диаметр отверстия, мм	2,5	1,5
Межосевое расстояние, мм	3,5	
Прозрачность σ_t	0,33	0,13
Межэлектродный зазор, мм	0,7	

Для сравнения использовалось три конфигурации МС, различающихся количеством «активных» магнитных полюсов в области РК. Первая, бесплюсовая схема МС, показана на рисунке 3.29.

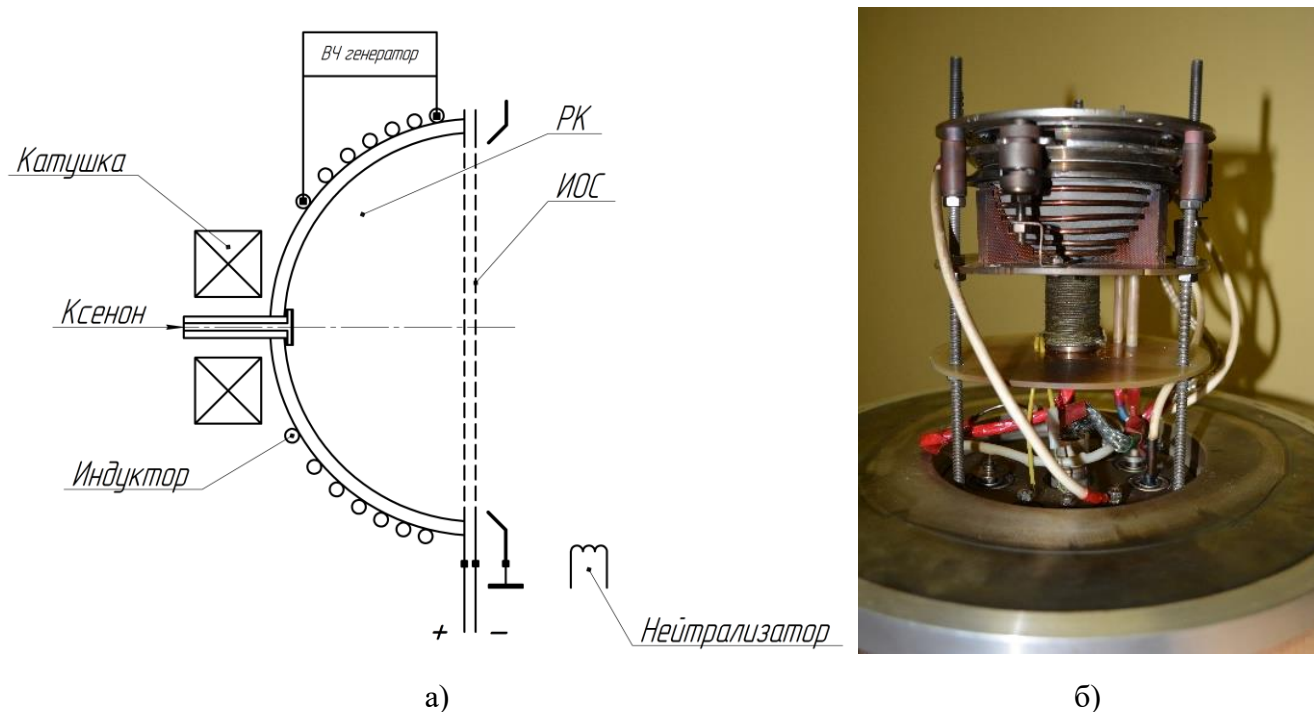
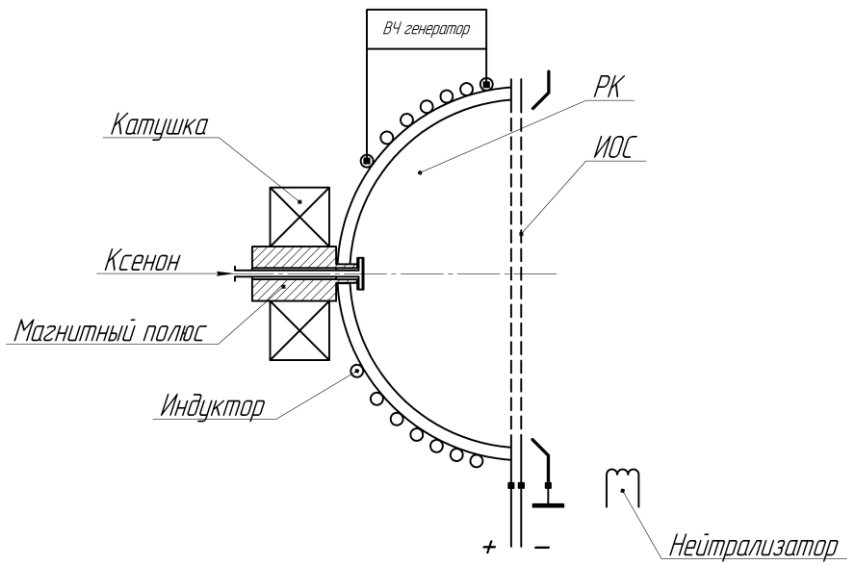


Рисунок 3.29 – Лабораторная модель с бесплюсовой конфигурацией МС:

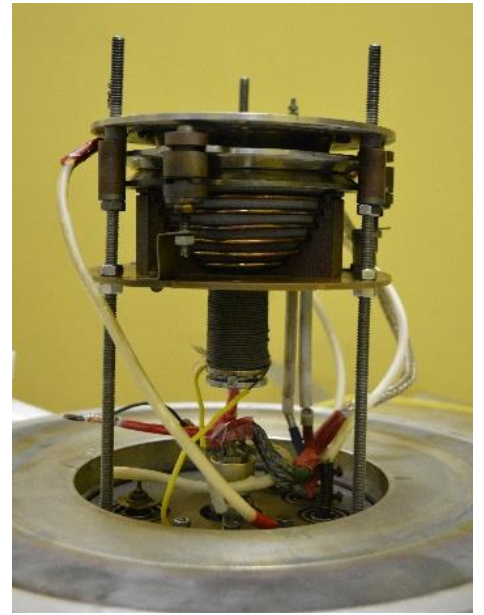
а) принципиальная схема; б) общий вид.

Дополнительная обмотка в данной схеме не имеет какого-либо магнитного полюса. Газораспределитель при этом также не влияет на распределение постоянного магнитного поля, так как выполнен из нержавеющей стали 12Х18Н10Т.

Лабораторная модель со второй, однополюсной конфигурацией МС представлена на рисунке 3.30. В этой схеме к дополнительной обмотке уже был добавлен магнитный полюс из стали СТ-3, конфигурация которого способствовала фокусировке магнитного потока в области газораспределителя. Таким образом формировался один «активный» полюс в области РК.



а)

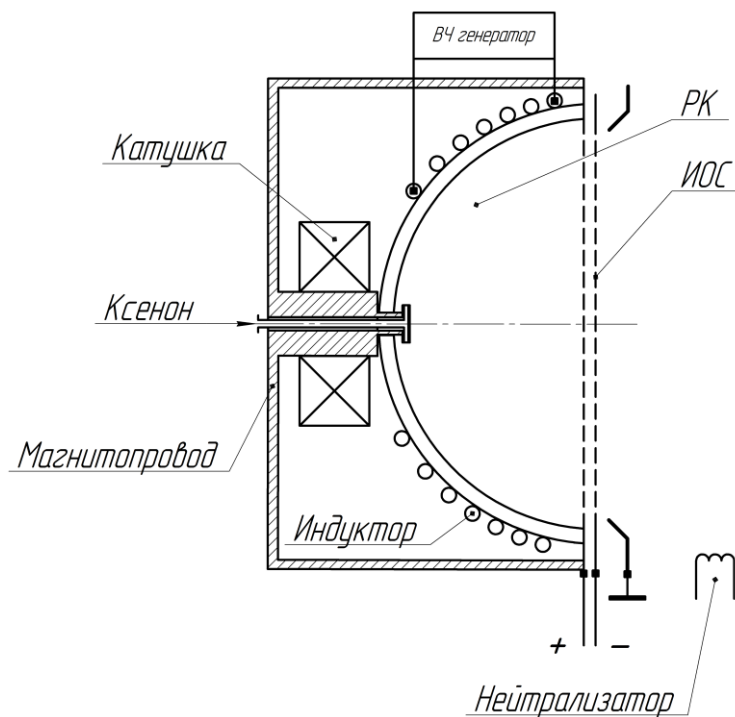


б)

Рисунок 3.30 – Лабораторная модель с однополюсной конфигурацией МС:

а) принципиальная схема; б) общий вид.

Третья, двухполюсная модификация МС показана на рисунке 3.31.



а)



б)

Рисунок 3.31 – Лабораторная модель с двухполюсной конфигурацией МС:

а) принципиальная схема; б) общий вид.

Конфигурация данной МС была аналогична используемой на лабораторной модели с диаметром пучка 100 мм. Вторым «активным» полюсом здесь также являлся фланец для фиксации эмиссионного электрода. Снаружи магнитный поток замыкался с помощью трёх магнитопроводящих шпилек.

Сравнение эффективности рассматриваемых конфигураций МС производилось по величине прироста КиРТ и извлекаемого ионного тока пучка. Для оценки прироста КиРТ при наличии и при отсутствии дополнительного магнитного поля регистрировались кривые-зависимости ВЧ мощности от расхода РТ по постоянному току пучка. При использовании МС в каждой исследуемой точке подбиралась оптимальная сила тока в обмотке, соответствующая максимальному улучшению характеристик. Эксперименты проводились для токов ионного пучка не более 100 мА, что позволило минимизировать погрешности, связанные с изменением, из-за нагрева, формы электродов. Для оценки величины прироста ионного тока регистрировались зависимости извлекаемого тока пучка от силы тока в дополнительной обмотке.

Стоит отметить, что, при сравнении рассматриваемых конфигураций МС не учитывался ток перехвата. Это связано с тем, что изменение локальных параметров плазмы, возникающее за счёт дополнительного магнитного поля, влияет на эффективность фокусировки ионного пучка. Это можно продемонстрировать, используя результаты зондовых измерений (см. раздел 3.2.2). Для примера, на рисунке 3.32 представлен результат расчёта находящейся на оси РК элементарной ячейки ИОС в программном пакете IGUN [97]. При этом использовались значения концентрации и температуры электронов, полученные при ВЧ мощности 98 Вт и расходе ксенона 3,98 ст. см³/мин.

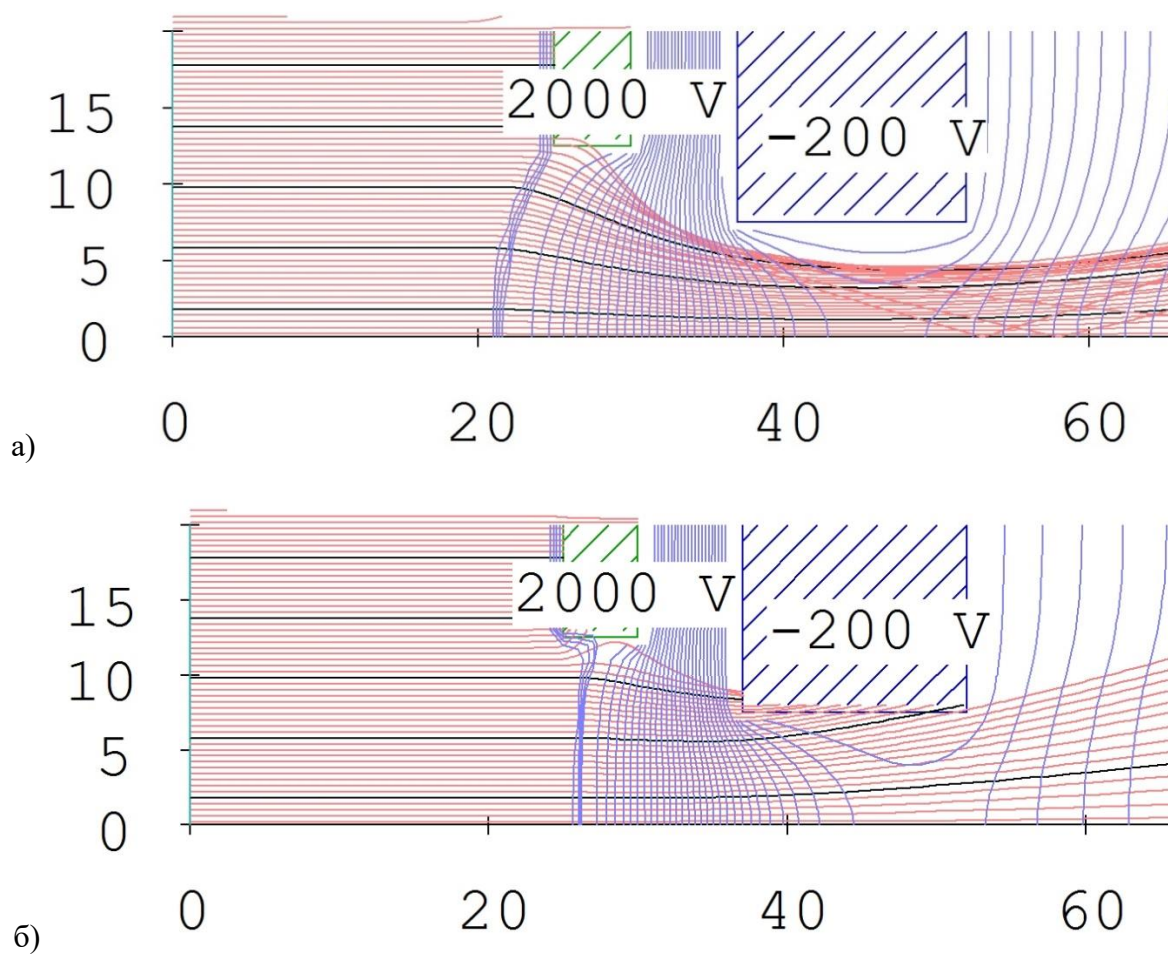


Рисунок 3.32 – Расчёт элементарной ячейки ИОС в IGUN: а) $T_e = 3,4$ эВ, $n_e = 2,5 \cdot 10^{17}$ $1/\text{м}^3$ (без дополнительного магнитного поля); б) $T_e = 4,9$ эВ, $n_e = 7,6 \cdot 10^{17}$ $1/\text{м}^3$ (с дополнительным магнитным полем).

Как можно увидеть из результатов расчёта, увеличение концентрации и температуры электронов за счёт дополнительного магнитного поля приводит к значительному изменению формы границы плазмы, что сопровождается снижением эффективности фокусировки ионного пучка (часть ионного пучка выпадает сразу на ускоряющий электрод, то есть увеличивается ток перехвата). Для снижения данного эффекта необходимо проводить оптимизацию потенциалов на электродах ИОС. Но, исходя из того, что любое изменение потенциала может повлиять на интегральные характеристики, его величина на эмиссионном и ускоряющем электродах всегда оставалась постоянной ($U_+ = 2000$ В, $U_- = 200$ В). А чтобы исключить при сравнении МС погрешность, связанную с эффективностью

фокусировки пучка ИОС, учитывалось только значение извлекаемого из плазмы ионного тока.

Сравнение прироста КиРТ $\Delta\beta$ производилось в диапазоне оптимальных значений ВЧ мощности (указаны в таблице 3.8) и расхода РТ, то есть в области изгиба кривых-зависимостей по постоянному току пучка.

Таблица 3.8 – Диапазон значений ВЧ мощности, при которых производилось сравнение $\Delta\beta$.

I_i , мА	$N_{вч}$, Вт
50	55...86
75	69...118
100	86...130

Величина $\Delta\beta$ определялась разницей между КиРТ, полученного при наличии дополнительного магнитного поля и при его отсутствии (при одной и той же ВЧ мощности). На рисунках 3.33, 3.34 и 3.35, для сравнения рассматриваемых конфигураций МС, представлены зависимости $\Delta\beta$ от ВЧ мощности.

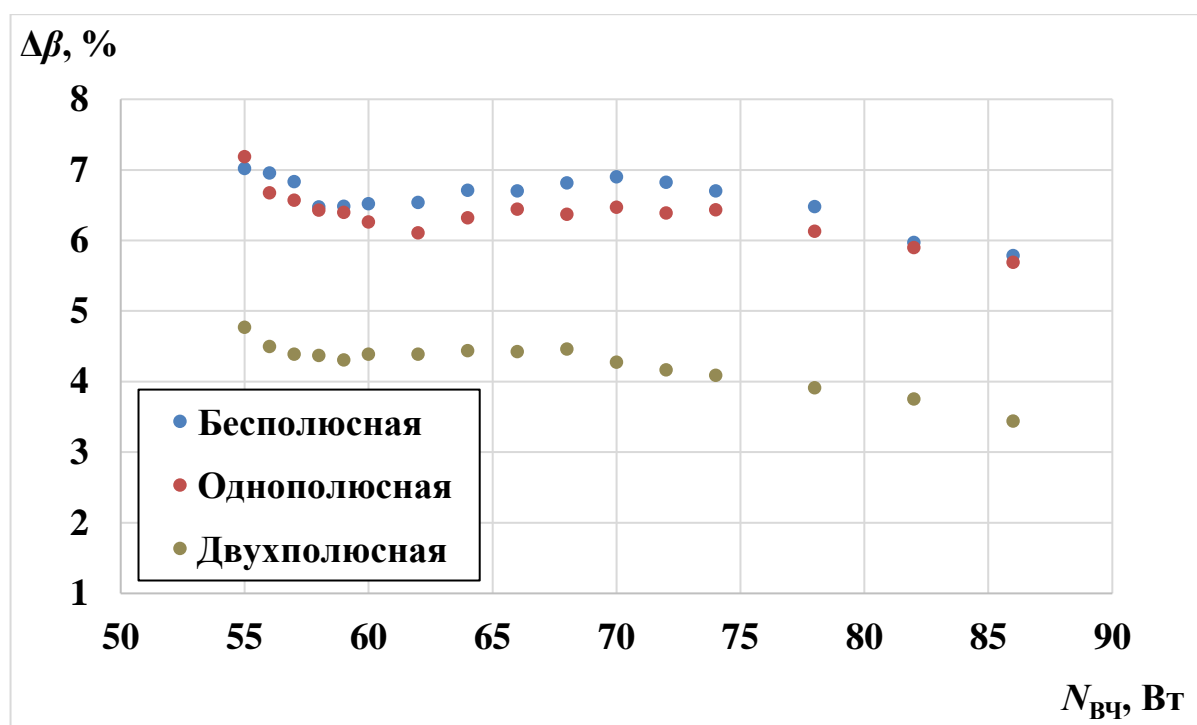


Рисунок 3.33 – Сравнение прироста КиРТ при ионном токе 50 мА.

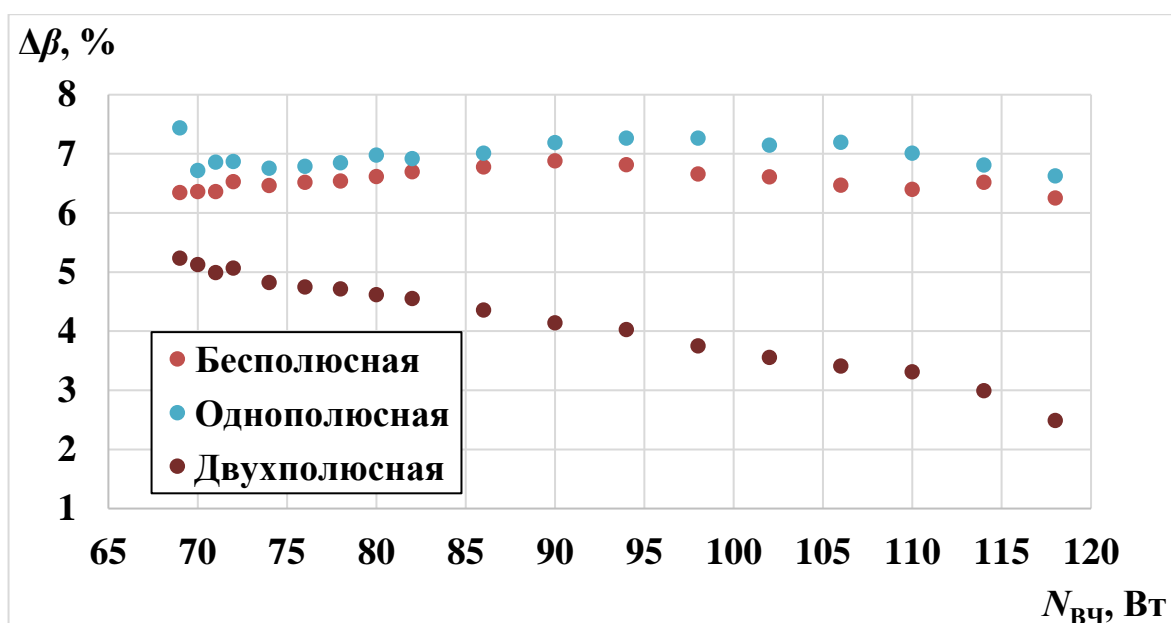


Рисунок 3.34 – Сравнение прироста КиРТ при ионном токе 75 мА.

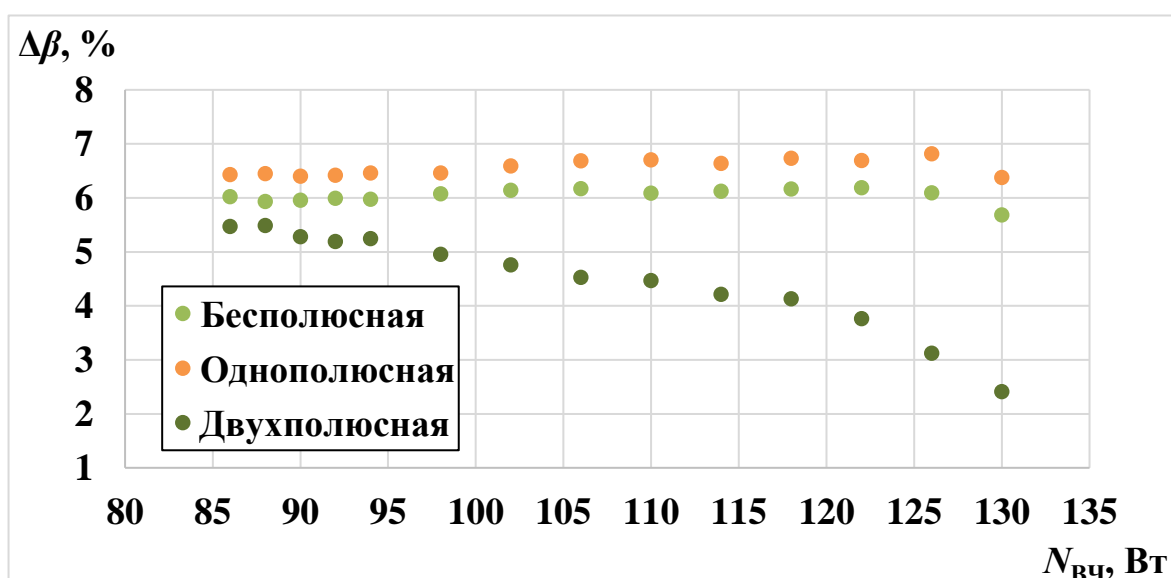


Рисунок 3.35 – Сравнение прироста КиРТ при ионном токе 100 мА.

Анализ полученных данных показывает, что во всех исследуемых режимах работы наибольший прирост КиРТ реализуется при использовании бесплюсной и однополюсной конфигурации МС. При этом величина $\Delta\beta$ у двухполюсной схемы начинает заметно уменьшаться при повышении ВЧ мощности, в то время как у бесплюсной и однополюсной конфигурации всегда находится почти на одном уровне. Для более наглядного сравнения значения $\Delta\beta$ были усреднены и представлены в виде гистограммы, которая показана на рисунке 3.36 [96].

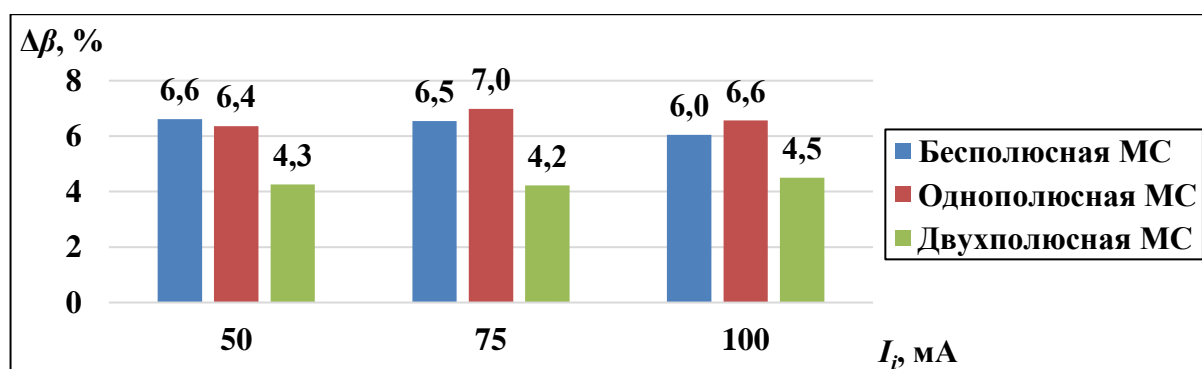


Рисунок 3.36 – Сравнение среднего значения прироста КиРТ [96].

Сравнение величины максимального прироста извлекаемого ионного тока производилось при одних и тех же режимах работы (ВЧ мощности и расходах РТ). Полученные в результате эксперимента значения прироста ионного тока указаны в таблице 3.9.

Таблица 3.9 – Сравнение прироста извлекаемого ионного тока.

ВЧ мощность, Вт	Начальная величина извлекаемого ионного тока, мА	Прирост извлекаемого ионного тока, мА		
		Конфигурация МС		
		Бесплюсная	Однополюсная	Двухполюстная
60	50	8,5	7,5	3,9
	75	7,1	6,8	4,1
	100	10,1	9,7	5,7
90	50	9,1	8,7	7
	75	3,8	4,2	3,1
	100	9,1	9	2,5
120	50	10,5	10,8	5,8
	75	2,1	2,4	1,5
	100	3,8	4,4	2,7
150	50	7,1	6,7	4,1
	75			
	100			

Как можно видеть из представленных данных, наибольший прирост ионного тока также наблюдался при использовании бесполюсной и однополюсной МС. Положительный эффект от использования двухполюсной МС несколько ниже. Для каждой конфигурации МС в программном пакете COMSOL Multiphysics [77], при оптимальных значениях силы тока $I_{МС}$ в обмотке (соответствуют максимальному улучшению характеристик), были рассчитаны распределения дополнительного постоянного магнитного поля в области РК. Для более удобного сравнения на различном расстоянии z от среза РК были построены одномерные распределения осевой B_z и радиальной B_r составляющей индукции магнитного поля, которые представлены на рисунках 3.37, 3.38 и 3.39.

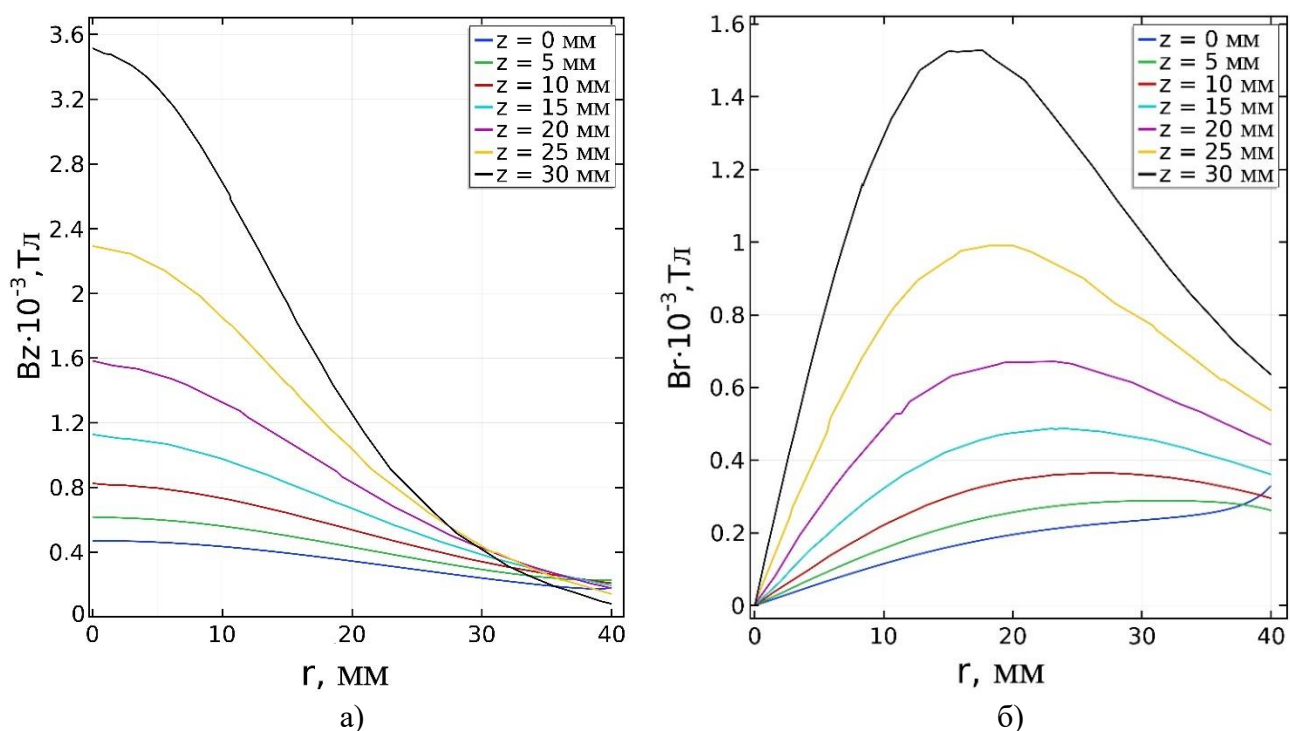


Рисунок 3.37 – Распределение индукции магнитного поля бесполюсной МС ($I_{МС} = 10$ А):

а) осевая составляющая; б) радиальная составляющая.

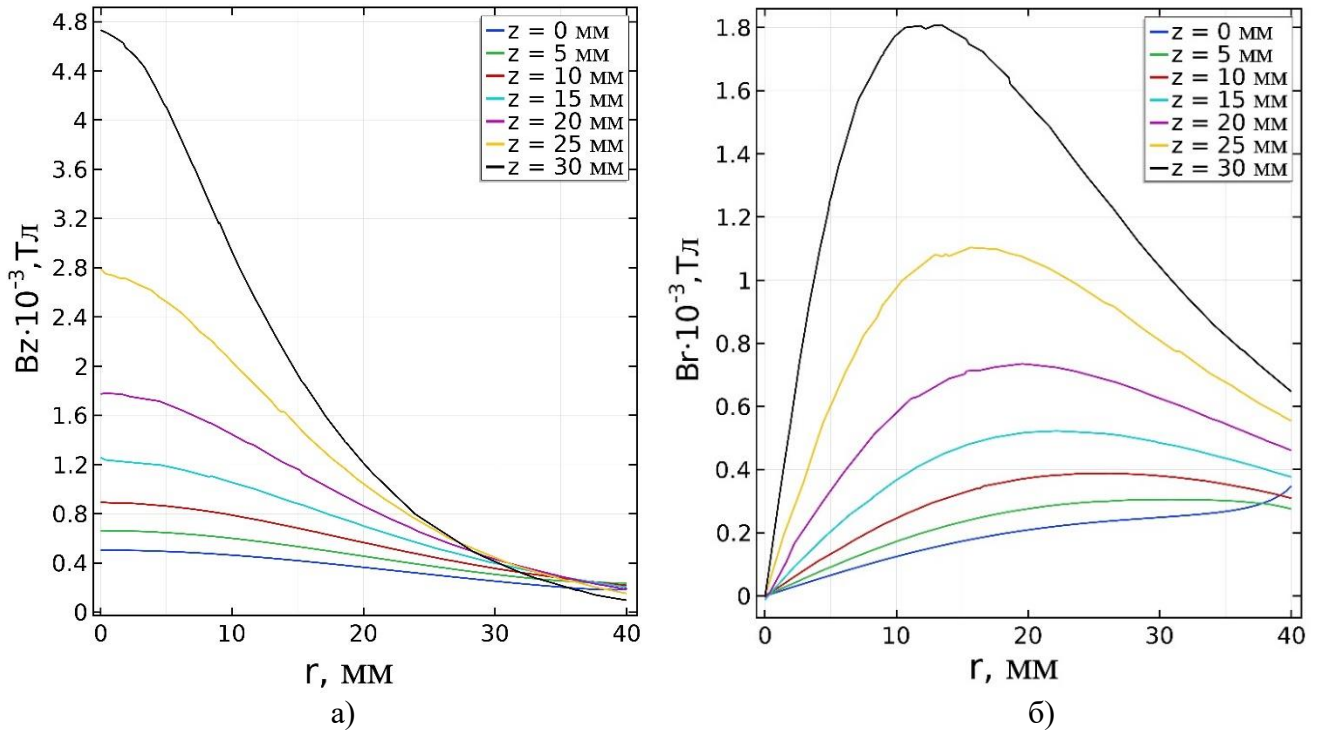


Рисунок 3.38 – Распределение индукции магнитного поля однополюсной МС ($I_{MC} = 1,6$ А):
а) осевая составляющая; б) радиальная составляющая.

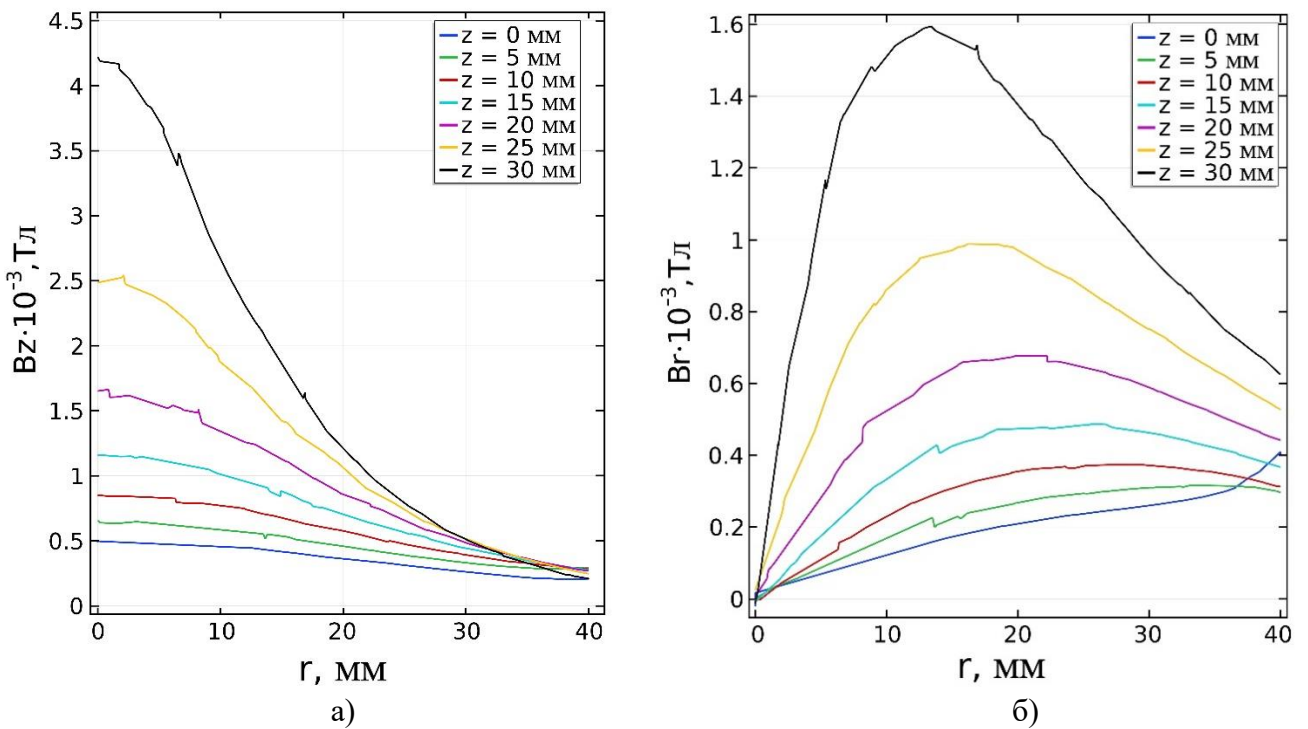


Рисунок 3.39 – Распределение индукции магнитного поля двухполюсной МС ($I_{MC} = 1$ А):
а) осевая составляющая; б) радиальная составляющая.

Как можно увидеть из расчётных данных, во всех случаях не смотря на различную конфигурацию МС и, соответствующую максимальному улучшению характеристик оптимальную силу тока в обмотке, возле ИОС ($z < 10$ мм) наблюдается схожее распределение как осевой так и радиальной составляющей индукции магнитного поля. В каждой МС, работающей в оптимальном режиме, осевая составляющая магнитного поля в центре РК при $z = 0$ мм находится на уровне 0,5 мТл. Радиальная составляющая при этом на срезе РК не превышает 0,3 мТл. Исходя из того, что эти значения индукции совпадают во всех рассматриваемых конфигурациях МС и соответствуют оптимальному режиму работы каждой из них, это можно использовать для предварительной оценки наилучших параметров источников дополнительного постоянного магнитного поля.

3.2.4 Исследование лабораторной модели с постоянным магнитом

Для исследования влияния величины индукции дополнительного магнитного поля на интегральные характеристики и локальные параметры плазмы на лабораторных моделях использовались МС на основе обмоток постоянного тока. Однако на лётных образцах целесообразен переход на постоянные магниты, так как это не потребует дополнительной системы электропитания и в целом положительно скажется на энергомассовых характеристиках двигателя. Поэтому для проверки возможности работы с постоянным магнитом была проведена ещё одна серия экспериментов [96].

Согласно представленным в предыдущем разделе результатам сравнения наибольшее улучшение характеристик удаётся получить при использовании бесполусной и однополусной конфигурации МС. Однако при этом стоит учитывать, что наличие магнитного полюса приводит к дополнительному увеличению массы двигателя и в ряде случаев может также способствовать нежелательному перегреву магнита (при наличии непосредственного контакта с плазмой или стенками РК). Таким образом наиболее подходящим является

использование более простой, бесплюсной схемы, которая и была выбрана для проведения данного исследования. Источником дополнительного магнитного поля в эксперименте являлось кольцо из магнитотвёрдого сплава ЮНДК24 с внешним и внутренним диаметром 24 и 7,5 мм, соответственно. Толщина магнита составляла 8 мм. Для обеспечения максимально возможного улучшения интегральных характеристик лабораторной модели ВЧИД в COMSOL Multiphysics [77], с учётом параметров магнита (геометрических размеров и индукции магнитного поля), было определено его наилучшее расположение относительно РК. Критерием для выбора являлось распределение индукции магнитного поля на срезе РК, которое должно было соответствовать оптимальному режиму работы МС на основе обмотки постоянного тока (см. рис. 3.37). На рисунке 3.40 представлены расчётные распределения радиальной и осевой составляющей индукции магнитного поля при уже подобранном расположении постоянного магнита.

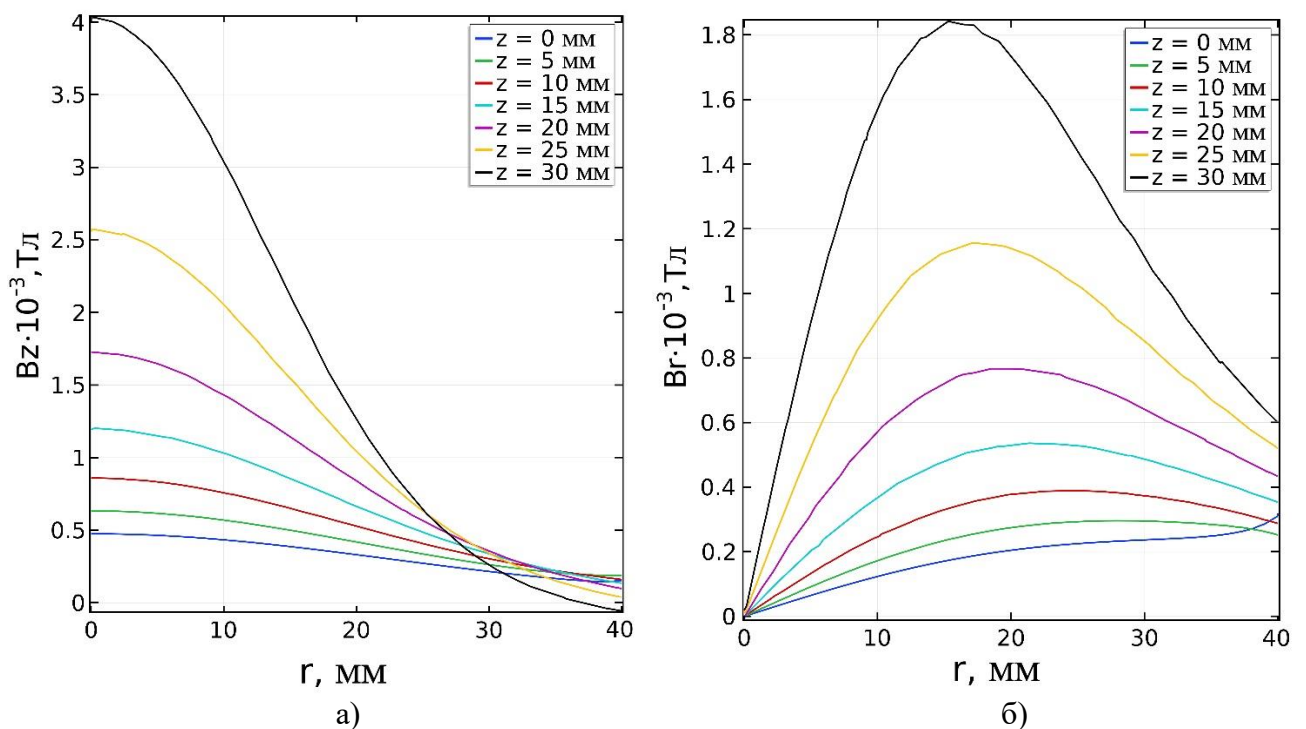


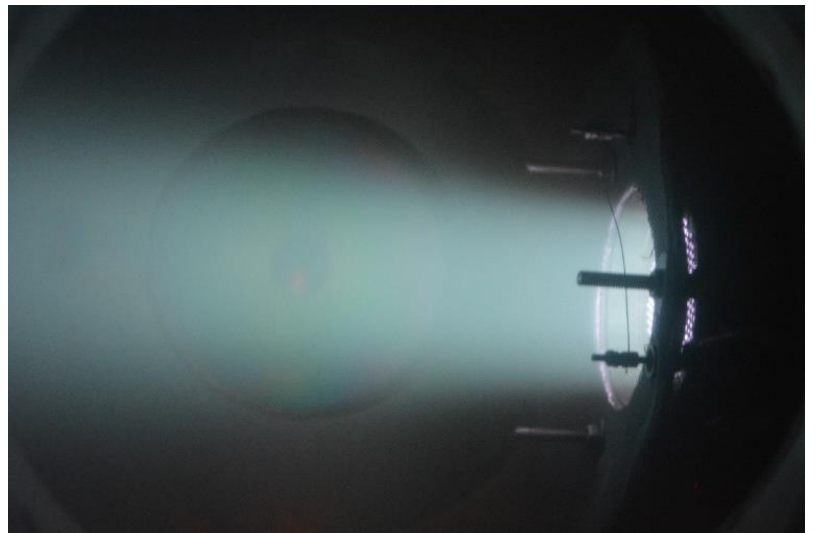
Рисунок 3.40 – Результат расчёта постоянного магнита:

а) осевая составляющая индукции магнитного поля; б) радиальная составляющая индукции магнитного поля.

Согласно расчёту, максимальная индукция магнитного поля на срезе РК ($z = 0$ мм) находится на уровне 0,5 мТл, в то время как радиальная составляющая не превышает 0,3 мТл. Таким образом принятое расположение магнита соответствовало наблюдаемому ранее оптимальному режиму работы МС на основе обмотки постоянного тока. По результатам расчёта была произведена модификация лабораторной модели, в ходе которой постоянный магнит с помощью стеклотекстолитового диска (КАСТ-В) был установлен и зафиксирован в необходимом положении. Общий вид подготовленного к исследованию лабораторного образца и его фотография во время работы показаны на рисунке 3.41.



а)



б)

Рисунок 3.41 – Лабораторная модель с постоянным магнитом:

а) общий вид; б) фотография во время работы.

Во время первой серии экспериментов регистрировались зависимости величины извлекаемого ионного тока пучка от расхода РТ при постоянной ВЧ мощности. На рисунках 3.42, 3.43 и 3.44 представлены данные, полученные при наличии и при отсутствии постоянного магнита.

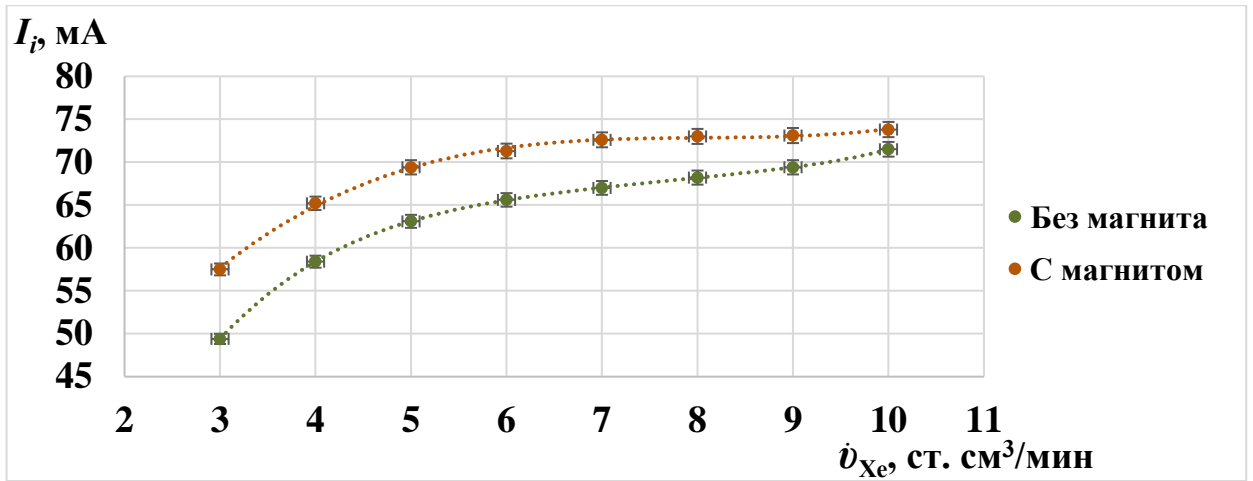


Рисунок 3.42 – Зависимость извлекаемого ионного тока от расхода РТ при ВЧ мощности 60 Вт.

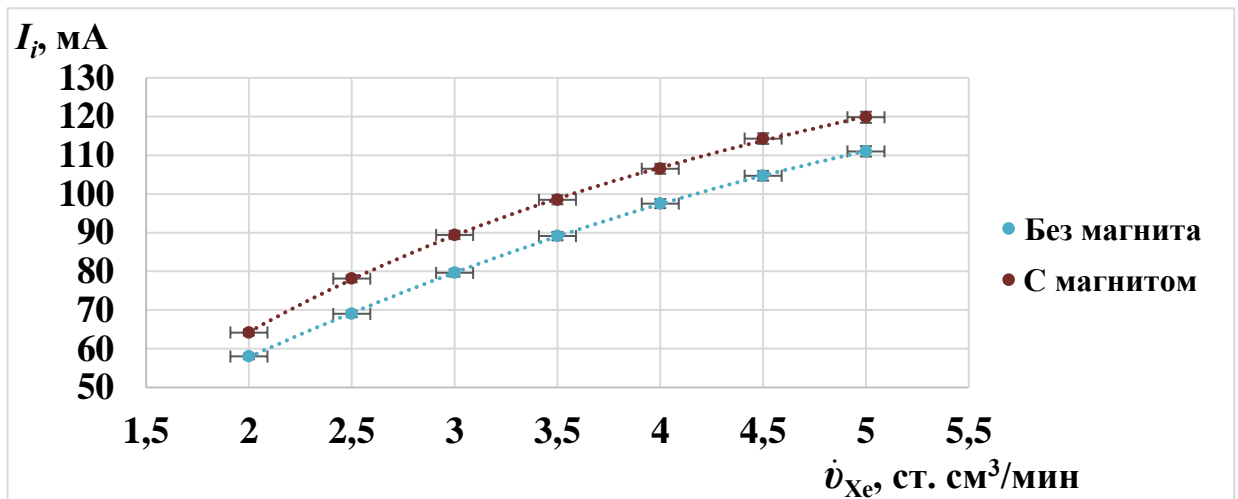


Рисунок 3.43 – Зависимость извлекаемого ионного тока от расхода РТ при ВЧ мощности 105 Вт.

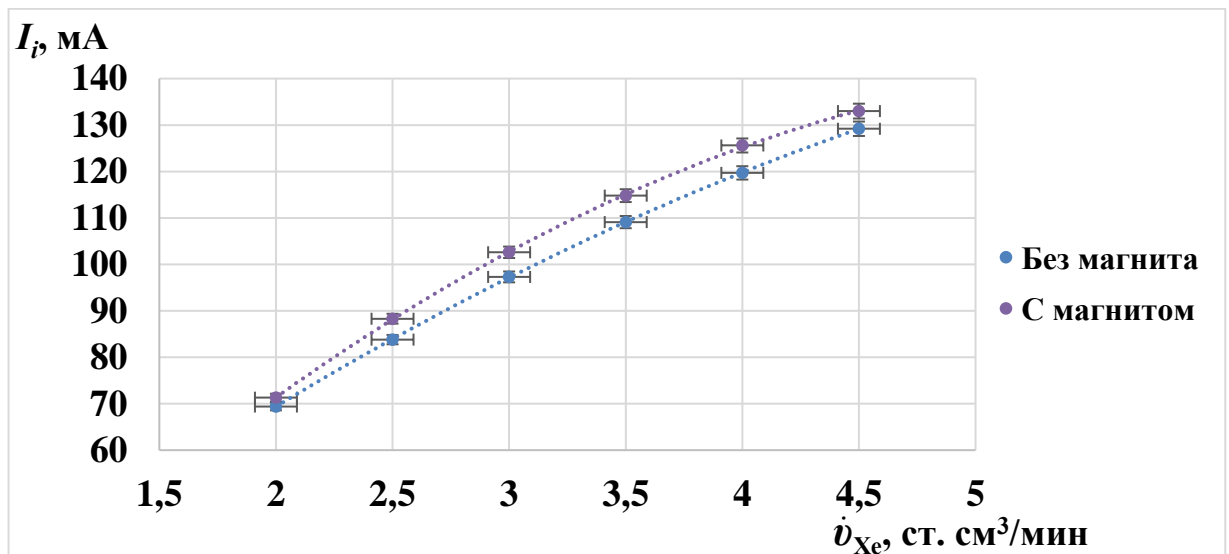


Рисунок 3.44 – Зависимость извлекаемого ионного тока от расхода РТ при ВЧ мощности 150 Вт.

Как можно видеть из рисунков 3.42 – 3.44, наличие постоянного магнита привело к увеличению при тех же режимах работы (расходе РТ и ВЧ мощности) величины извлекаемого ионного тока. При этом положительный эффект наблюдается во всём рассматриваемом диапазоне расходов РТ. Дополнительно при постоянном расходе РТ были сняты зависимости извлекаемого тока пучка от ВЧ мощности, которые приведены на рисунках 3.45 и 3.46.

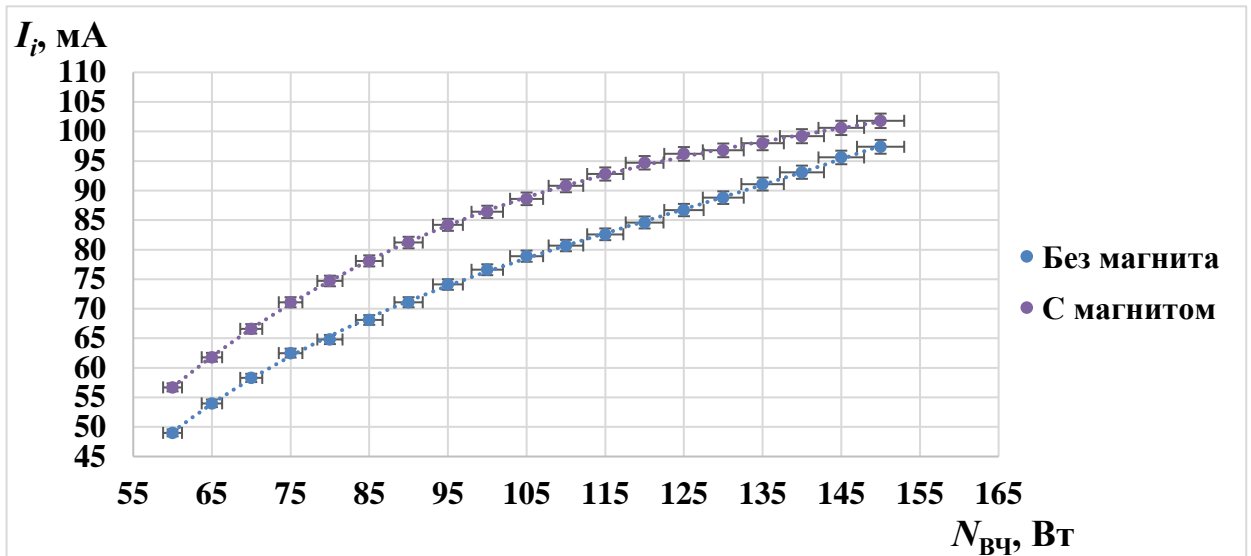


Рисунок 3.45 – Зависимость извлекаемого ионного тока от ВЧ мощности при расходе ксенона 3 ст. см³/мин.

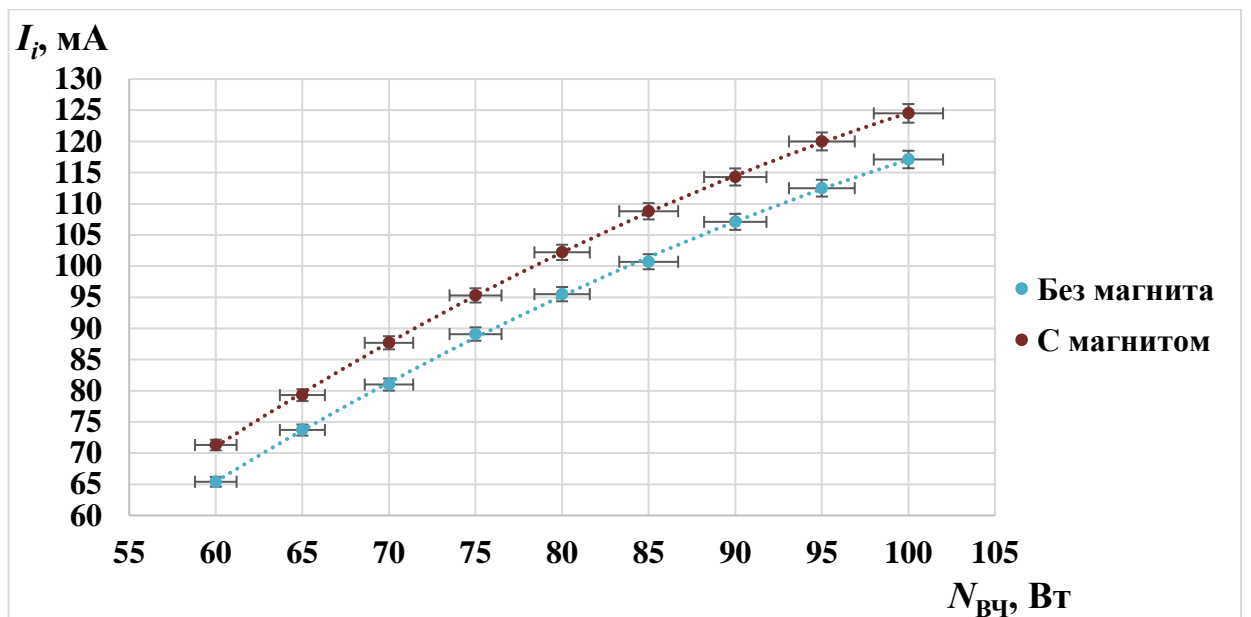


Рисунок 3.46 – Зависимость извлекаемого ионного тока от ВЧ мощности при расходе ксенона 6 ст. см³/мин.

Как и в предыдущем случае, во всех рассматриваемых режимах, наличие постоянного магнита привело к увеличению извлекаемого ионного тока. Максимальный прирост наблюдался при расходе ксенона 3 ст. см³/мин и составлял около 10 мА тока.

На следующем этапе исследования регистрировались кривые зависимости ВЧ мощности от расхода РТ по постоянному току ионного пучка. И для более удобного сравнения полученные данные при отсутствии и при наличии постоянного магнита были объединены на одном графике, который представлен на рисунке 3.47 [96].

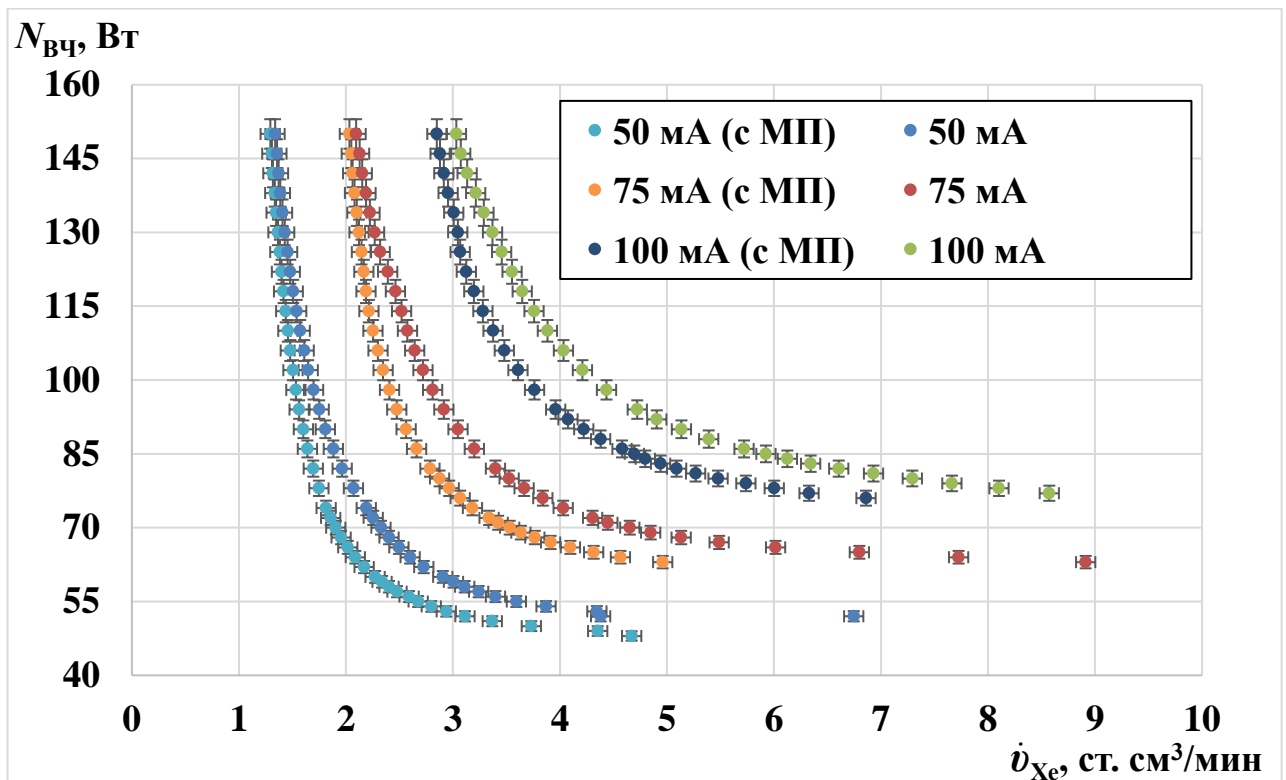


Рисунок 3.47 – Сравнение интегральных характеристик лабораторной модели с постоянным магнитом [96].

При использовании постоянного магнита были получены практически те же результаты, что и с обмоткой постоянного тока. На рисунке 3.48 показаны зависимости $K_{иРТ}$ от ВЧ мощности при наличии и при отсутствии постоянного магнита в конструкции лабораторной модели ВЧИД.

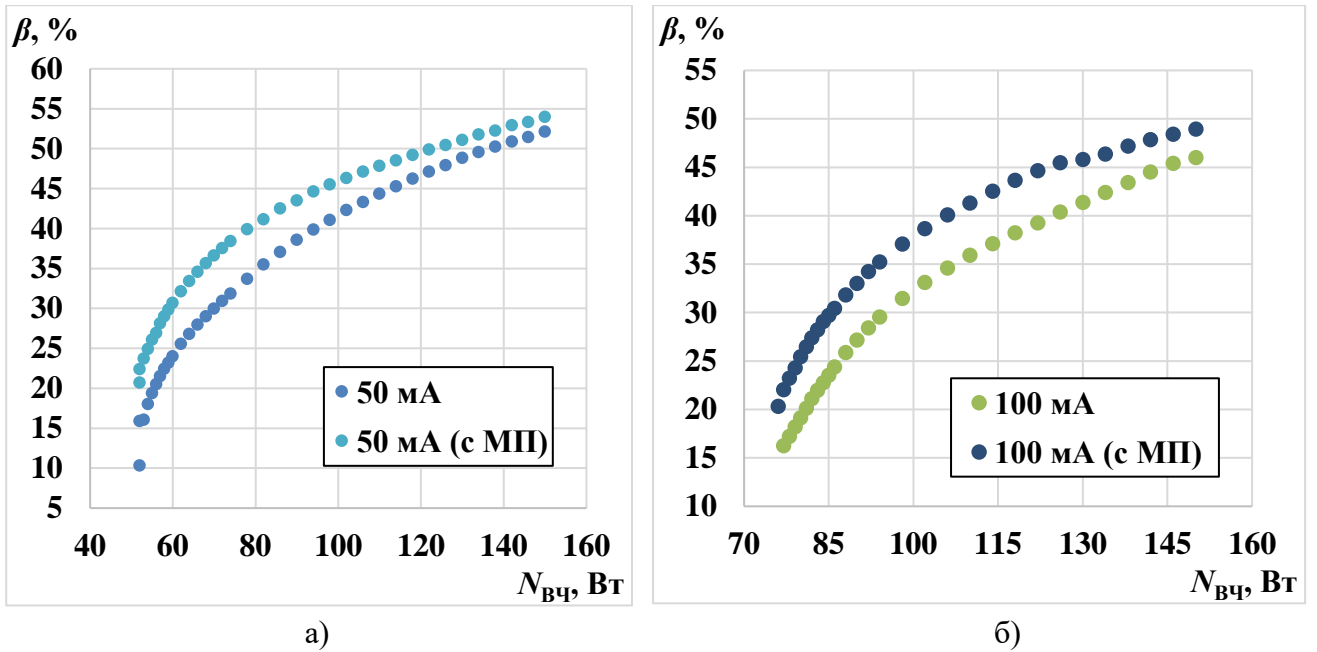


Рисунок 3.48 – Зависимости КиРТ от ВЧ мощности: а) для извлекаемого ионного тока 50 мА; б) для извлекаемого ионного тока 100 мА.

Анализ представленных кривых показывает, что при одной и той же вкладываемой ВЧ мощности КиРТ увеличивается на 5...6 %, что наблюдается как при 50 мА, так и при 100 мА тока ионного пучка.

При оптимальных значениях ВЧ мощности (представлены в таблице 3.8) было проведено сравнение средней величины прироста КиРТ $\Delta\beta$ за счёт постоянного магнита с результатами, которые были получены с использованием МС на основе обмотки постоянного тока. Полученная по экспериментальным данным гистограмма приведена на рисунке 3.49 [96].

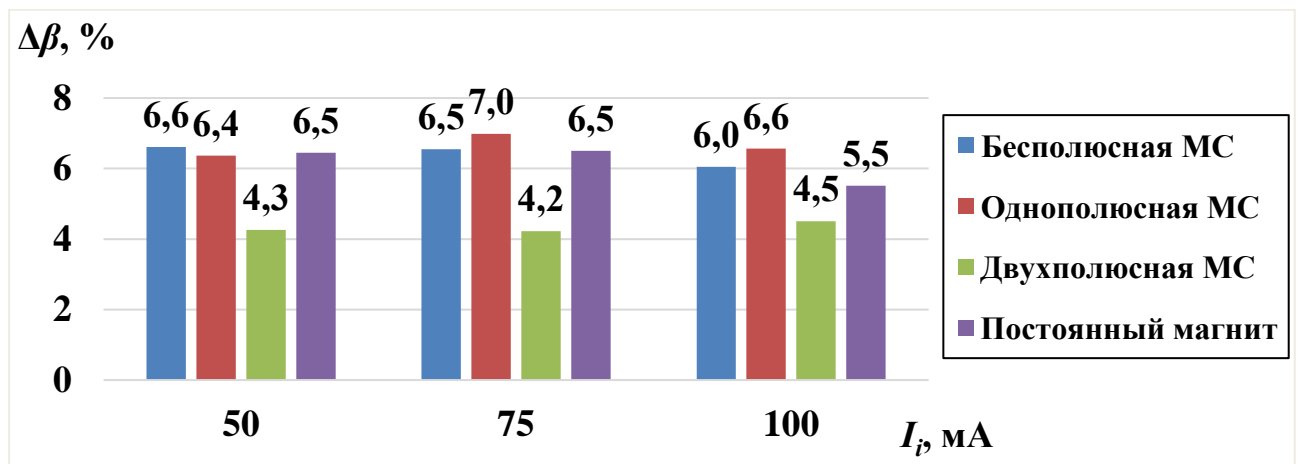


Рисунок 3.49 – Сравнение средней величины прироста КиРТ [96].

Как можно видеть, с помощью постоянного магнита удалось достигнуть почти такого же улучшения характеристик, как и с рассматриваемой ранее бесплюсной конфигурацией МС с обмоткой. Кроме того, наличие дополнительного магнита в конструкции лабораторной модели не привело к каким-либо проблемам с включением (зажиганием ВЧ разряда) двигателя и не повлияло на его стабильность работы. При этом данная модификация лабораторного образца была также испытана с ВЧ генератором фирмы «Авант-Спейс Системс» [90], который позволил оценить потери во внешнем согласующем контуре.

3.2.5 Оценка потерь высокочастотной мощности в согласующем контуре

Используемый ВЧ генератор с автоподстройкой частоты позволял точно регистрировать значение ВЧ мощности, входящей в индуктор. Однако особенности конструкции данного генератора не позволили работать на мощности свыше 60 Вт. Поэтому для извлекаемого ионного тока 100 мА экспериментальные данные снимались только для одной точки. Используя известные из результатов исследования интегральных характеристик значения расхода РТ, были получены представленные на рисунке 3.50 кривые-зависимости ВЧ мощности от расхода ксенона по постоянному току ионного пучка.

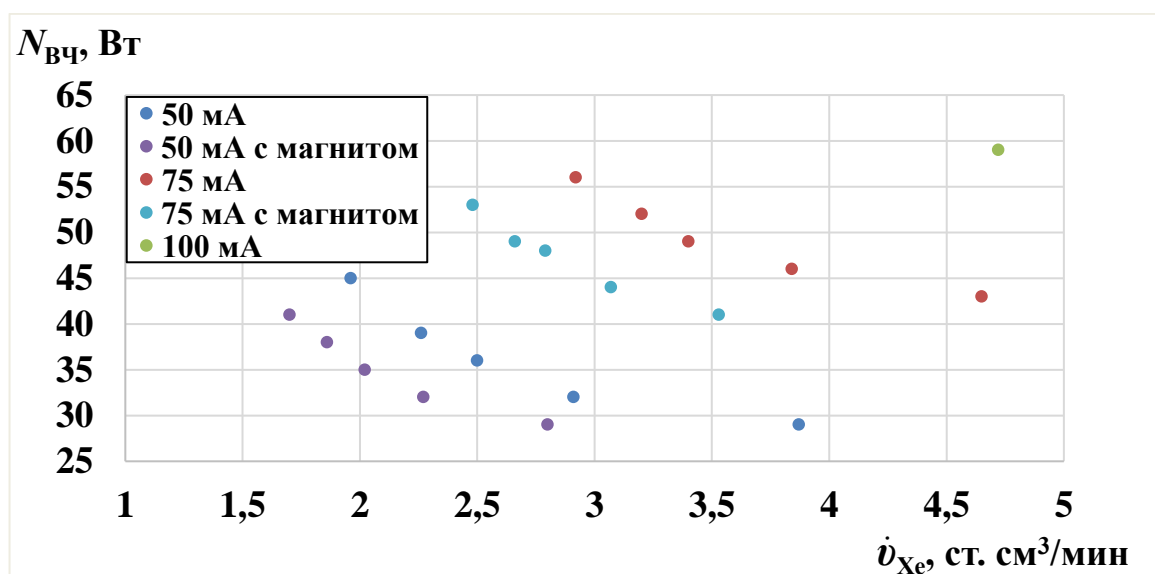


Рисунок 3.50 – Сравнение интегральных характеристик лабораторной модели с постоянным магнитом.

Как и с используемым ранее внешним ВЧ генератором (см. раздел 2.4), при наличии дополнительного магнитного поля наблюдается улучшение характеристик лабораторной модели ВЧИД. Исходя из того, что расходы РТ и значения извлекаемого ионного тока полностью соответствовали исследуемым ранее, была определена величина потерь ВЧ мощности $\Delta N_{\text{ВЧ}}$ во внешнем согласующем контуре. Зависимости $\Delta N_{\text{ВЧ}}$ от подаваемой внешним ВЧ генератором мощности показаны на рисунке 3.51.

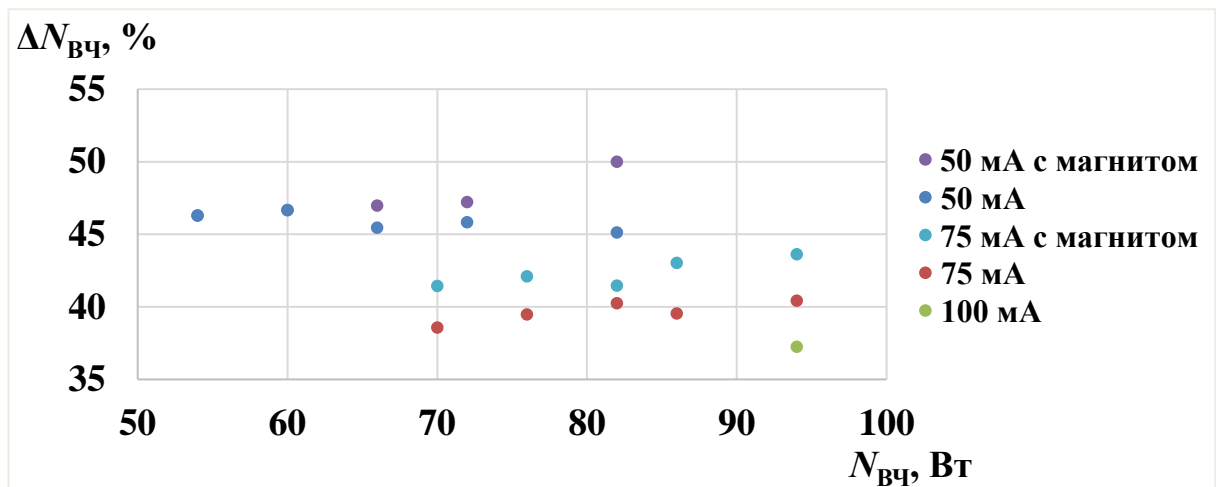


Рисунок 3.51 – Зависимость потерь в согласующем контуре от мощности на внешнем ВЧ генераторе.

Анализ представленных данных показывает, что величина потерь зависит от режима работы лабораторной модели и снижается с переходом на более высокие значения извлекаемого ионного тока. При 50 мА ионного тока потери в согласующем контуре составляют почти 50 %. Переход на 100 мА тока приводит к снижению потерь до уровня 37 %.

Данная закономерность объясняется принципом согласования нагрузки используемого ранее ВЧ генератора. Сопротивление токоподводящей цепи и индуктора с плазмой всегда должно соответствовать 50 Ом. При этом переход на более высокий извлекаемый ионный ток возможен только за счёт повышения концентрации и энергии электронов, что в свою очередь сопровождается увеличением вкладываемой мощности в плазму. Таким образом при полном

согласовании сопротивление согласующего контура будет уменьшаться, что и приведёт к снижению процента потерь.

С учётом усреднённых значений потерь ВЧ мощности, соответствующих конкретной величине извлекаемого ионного тока, и результатов исследования интегральных характеристик лабораторной модели с постоянным магнитом были получены зависимости цены иона от КиРТ, которые представлены на рисунке 3.52.

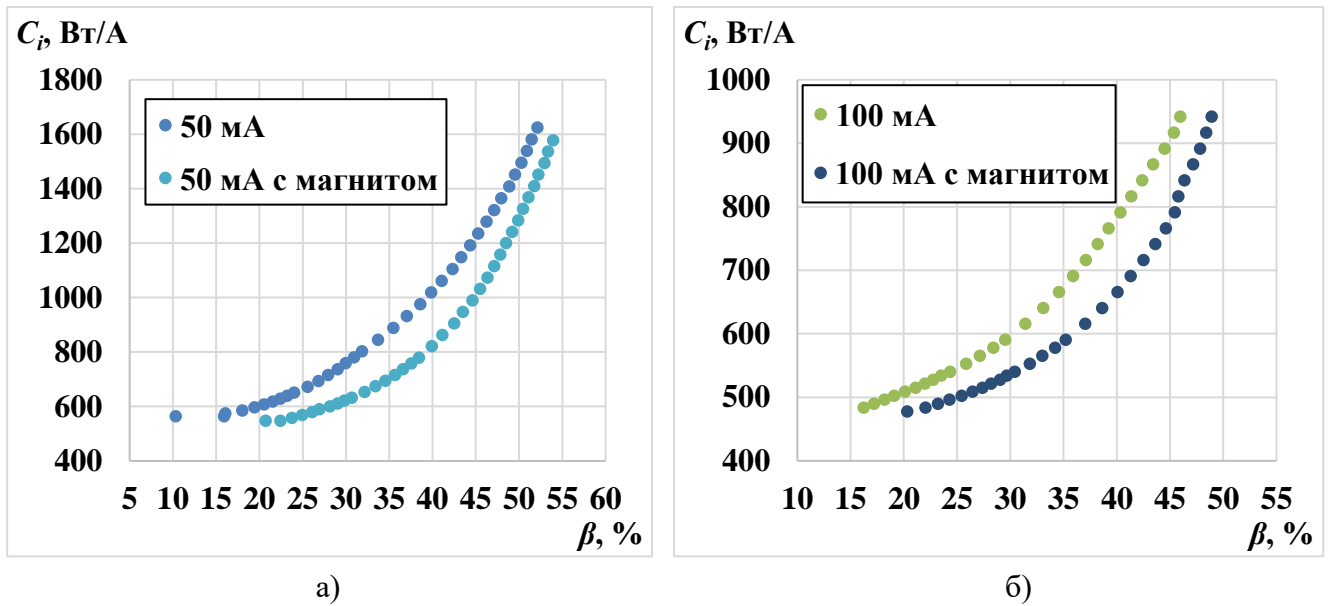


Рисунок 3.52 – Зависимость цены иона от КиРТ: а) для ионного тока 50 мА;

б) для ионного тока 100 мА.

При анализе данных кривых видно, что при наличии постоянного магнита, при одном и том же значении цены иона происходит увеличение КиРТ и снижение цены иона при фиксированном уровне КиРТ. В некоторых режимах работы при 50 мА ионного тока C_i уменьшается на 200 Вт/А. При 100 мА максимальное снижение C_i составляет уже около 100 Вт/А.

С учётом потерь в согласующем контуре и экспериментально полученных кривых-зависимостей по постоянному току, были рассчитаны значения тягового КПД, зависимость которого от удельного импульса при наличии и отсутствии дополнительного магнитного показана на рисунке 3.53.

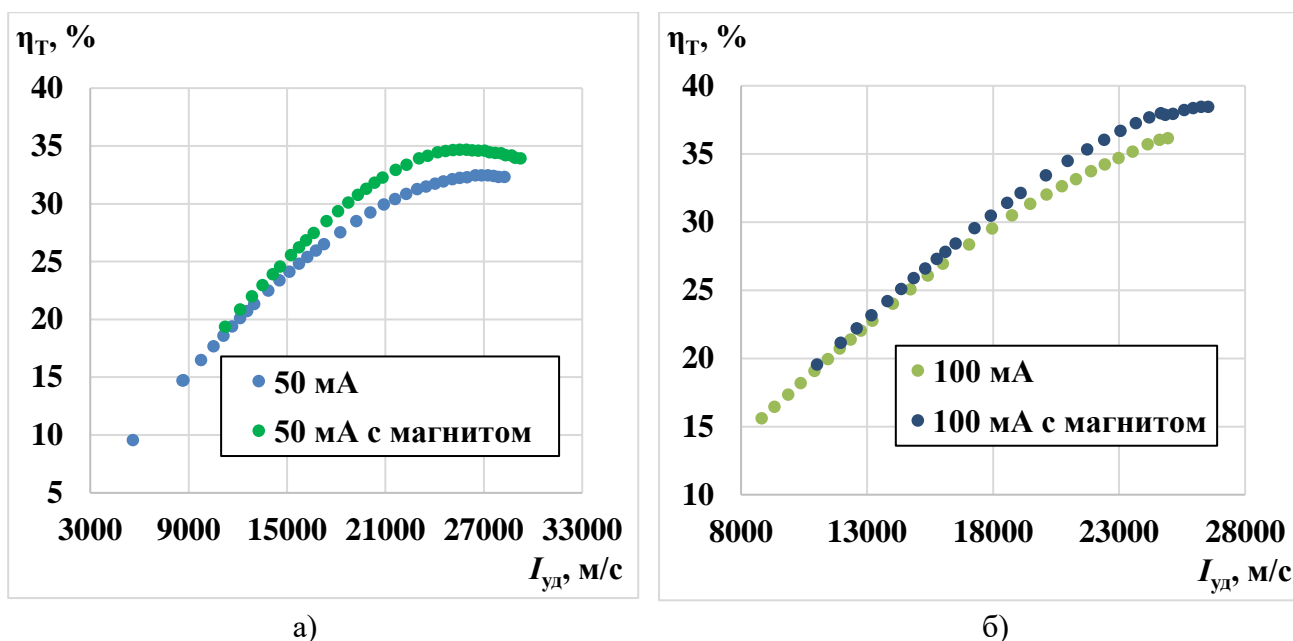


Рисунок 3.53 – Сравнение зависимости тягового КПД от удельного импульса при наличии и при отсутствии постоянного магнита: а) для извлекаемого ионного тока 50 мА ($P = 3,7$ мВт); б) для извлекаемого ионного тока 100 мА ($P = 7,4$ мВт).

Как можно видеть, дополнительное магнитное поле приводит как к увеличению тягового КПД, так и к приросту удельного импульса. При работе на одной и той же вкладываемой ВЧ мощности тяговый КПД возрастает на 1,6...5 %, а удельный импульс на 800...4000 м/с. При этом положительный эффект присутствует во всех исследуемых режимах работы, что позволяет использовать предложенную конфигурацию постоянного магнита для улучшения интегральных характеристик аналогичных моделей ВЧИД.

3.3 Рекомендации по проектированию ВЧИД малой мощности

Для улучшения интегральных характеристик ВЧИД малой мощности за счёт использования дополнительного постоянного магнитного поля, целесообразно придерживаться следующих рекомендаций, сформулированных по результатам проведённых экспериментальных исследований:

1. Топология дополнительного постоянного магнитного поля должна быть рупорно-аксиальной (с максимумом индукции на оси РК) со значениями индукции

осевой и радиальной составляющей этого поля на срезе РК на уровне 0,5 и 0,3 мТл соответственно.

2. Наиболее эффективным является использование бесполюсной и однополюсной схемы дополнительной магнитной системы. Двухполюсная позволяет получить меньший положительный эффект и при этом имеет большую массу по сравнению с другими конфигурациями МС (для лабораторной модели ВЧИД с диаметром пучка 80 мм масса магнитопровода двухполюсной МС составляла около 300 г, у однополюсной – около 150 г). Чтобы обеспечить максимальное повышение интегральных характеристик (наблюдается при использовании однополюсной схемы МС) практически не влияя на общую массу двигателя, в качестве магнитного полюса целесообразно использовать сам газораспределитель.

3. Для повышения энергомассовых характеристик ЭРДУ на основе ВЧИД в качестве источника дополнительного постоянного магнитного поля необходимо использовать постоянный магнит.

4. Материал постоянного магнита необходимо выбирать с учётом диапазона рабочих температур в месте его размещения возле газораспределителя (по экспериментальным данным во время работы двигателя может достигать 150–180 °С). Наиболее подходящими являются магниты из сплава ЮНДК (максимальная рабочая температура 540 °С) или самарий кобальта (максимальная рабочая температура до 300 °С) [98, 99]. Использование этих материалов позволит как избежать проблем с перегревом, так и обеспечить необходимую индукцию магнитного поля при компактных габаритах.

Помимо этого, можно сформулировать направления дальнейших исследований. Необходимо отметить, что в рамках данной работы не рассматривалось влияние частоты и конфигурации индуктора на улучшение интегральных характеристик при наличии дополнительного постоянного магнитного поля. Все эксперименты производились с использованием оптимальной частоты тока на индукторе, которая соответствовала наилучшему согласованию нагрузки внешнего ВЧ генератора и максимальному извлекаемому

току ионного пучка. Однако при дальнейших исследованиях целесообразно рассмотреть положительный эффект и при других частотах (1 и 4 МГц), а также изучить и влияние геометрических параметров индуктора. Кроме того, для более глубокого понимания процессов в индуктивной ВЧ плазме, которые приводят к изменению распределения концентрации и температуры электронов под воздействием дополнительного постоянного магнитного поля необходимо зондовыми методами исследовать весь объём плазменного образования. Также в дальнейшем стоит рассмотреть влияние повышенных температур на работу постоянных магнитов, в том числе и при их циклическом нагреве, так как их материал должен в течении всего ресурса работы двигателя стабильно сохранять свои механические и магнитные свойства.

Глава 4 Инженерная математическая модель высокочастотного ионного двигателя с дополнительным постоянным магнитным полем

Проведённые экспериментальные исследования позволили для двух схем лабораторных моделей ВЧИД определить оптимальную индукцию дополнительного постоянного магнитного поля, при которой наблюдается максимальное улучшение интегральных характеристик. Однако для экономии времени и снижения количества экспериментов при отработке других компоновочных решений целесообразно иметь простой инструмент для предварительной оценки влияния дополнительного магнитного поля на параметры ВЧИД. Исходя из этого возникает потребность в разработке упрощённой инженерной модели, позволяющей в короткие сроки найти и отсеять заведомо неудачные решения. При этом модель должна учитывать как геометрические характеристики основных элементов двигателя (РК, индуктора, газораспределителя, ИОС), так и параметры тока в индукторе, величину расхода РТ и конфигурацию дополнительного магнитного поля.

4.1 Основные допущения инженерной модели

Для того чтобы сформулировать допущения инженерной модели, необходимо рассмотреть характерные для индукционного разряда ВЧИД параметры плазмы. Как уже было отмечено в разделах 1.2.2 и 2.6.2, длина свободного пробега при электрон- и ион-атомных взаимодействиях в плазме ВЧИД обычно превышает характерные размеры РК. Поэтому в рамках предлагаемой модели можно пренебречь процессами объёмной перезарядки. Интенсивность рекомбинации ионов и электронов в объёме плазмы на порядки ниже, чем на стенках РК, что позволяет не учитывать её объёмную составляющую. Исходя из того, что в индукционной плазме ВЧИД доля двухзарядных ионов не превышает 1 % [33], можно не рассматривать процессы двукратной ионизации атомов РТ. Кроме того, превышающая характерные размеры РК длина свободного пробега нейтральных частиц, позволяет пренебречь их вязким взаимодействием между

собой (пренебречь теплопроводностью), то есть считать, что перенос энергии осуществляется только за счёт переноса массы. При этом исходя из значительно меньшего, по сравнению с размерами РК, значения радиуса Дебая, составляющего величину порядка 10^{-5} м, в объёме плазмы выполняется условие квазинейтральности, то есть равенства концентрации электронов и ионов $n_e = n_i$, которое нарушается только в тонком пристеночном слое. Также при учёте упругих взаимодействий можно пренебречь передачей импульса и кинетической энергии от электронов ионам и атомам РТ, так как они будут оказывать незначительное воздействие на движение тяжёлых частиц [100].

Для снижения требований к вычислительным ресурсам вместо упрощённых и аналитических решений уравнения Больцмана можно использовать приближённое к магнитогидродинамическому (МГД) описание поведения заряженных частиц [56]. Однако применение такого подхода возможно только при преобладании между заряженными частицами в плазме столкновительного механизма передачи энергии, что определяется выполнением следующего условия [101]:

$$Kn = \frac{\lambda_q}{d_{PK}} < 0,4, \quad (4.1)$$

где Kn — число Кнудсена (безразмерный критерий подобия); λ_q — средняя длина пробега при взаимодействии заряженных частиц между собой, м; d_{PK} — диаметр РК, м.

Из-за того, что скорость электронов значительно превышает скорость ионов, в области между объёмом плазмы и стенками РК возникает разность потенциала, которая формирует так называемый пристеночный слой, толщиной в несколько радиусов Дебая [102]. Данный слой с одной стороны ускоряет ионы РТ, а с другой является потенциальным барьером, частично отражающим электроны обратно в объём плазмы. В работе [39] на примере двигателя «BRFIT-7» с диаметром пучка 70 мм было показано, что условие (4.1) выполняется уже при расходе ксенона 1,2 см³/мин (при давлении плазмы свыше 0,14 Па), позволяя таким образом

использовать близкие к МГД соотношения для описания поведения электронов в РК ВЧИД.

Для учёта влияния дополнительного постоянного магнитного поля на параметры плазмы применялось предложенное в работе [103] аналитическое линейное приближение, полученное при описании движения моноэнергетического потока электронов в магнитном поле.

С учётом вышеперечисленного можно сформулировать основные допущения, принятые при формировании инженерной модели:

- при описании заряженных частиц считается, что ФРЭЭ соответствует максвелловской;
- во всём объёме плазмы соблюдается условие квазинейтральности ($n_e = n_i$);
- все выпадающие на стенки РК заряженные частицы рекомбинируют и уносятся в объём плазмы в виде нейтральных атомов;
- при расчёте не учитываются процессы объёмной перезарядки и рекомбинации;
- нейтральные частицы имеют постоянную температуру во всём объёме РК, которая равна температуре стенки;
- для заряженных частиц используется приближённое к МГД описание;
- при расчёте используется упрощённая геометрия основных элементов двигателя (РК, индуктора, газораспределителя и ИОС) без учёта свойств их материала;
- при моделировании плазмы не учитывается ёмкостная составляющая разряда, которая может существовать за счёт межвитковых «паразитных» ёмкостей;
- модель не учитывает распространение волн в плазме.

4.2 Методика расчёта

Для расчёта использовалась осесимметричная двумерная постановка задачи, которая решалась в программном пакете COMSOL Multiphysics [77]. Процесс

моделирования можно при этом условно разделить на следующие этапы:

1. Построение упрощённой геометрии основных элементов двигателя (РК, индуктора, газораспределителя, ИОС и дополнительной обмотки постоянного тока).

2. Внесение с учётом принятых допущений расчётных соотношений, описывающих рассматриваемые процессы в плазме (включая начальные и граничные условия).

3. Построение расчётной адаптивной сетки конечных элементов.

4. Проведение расчётов и формулирование выводов по результатам моделирования.

Далее будет рассмотрена схема лабораторной модели ВЧИД с диаметром пучка 80 мм, так как именно на этом двигателе кроме интегральных характеристик были получены и локальные параметры плазмы. Вид упрощённой геометрии используемых в расчёте элементов двигателя представлен на рисунке 4.1. Красная линия при $r = 0$ соответствует оси симметрии рассматриваемой задачи.

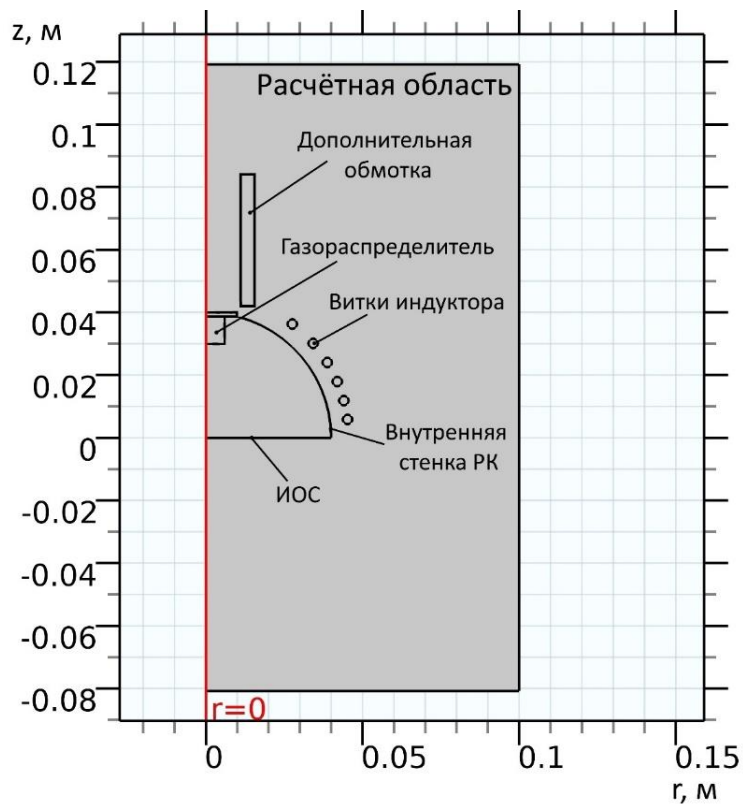


Рисунок 4.1 – Расчётная область и геометрия основных элементов рассматриваемого двигателя.

Начальными условиями, необходимыми для расчёта, являются: частота $f_{ВЧ}$ и сила тока $I_{инд}$ в индукторе, температура поверхности внутренней стенки РК T_w , массовый расход РТ \dot{m} , ток в дополнительной обмотке $I_{до}$ и прозрачность электродов ИОС ($\sigma_{эз}$ – эмиссионного и $\sigma_{уз}$ – ускоряющего). Кроме того, задаются начальные значения температуры T_e и концентрации электронов n_e , а также концентрация атомов ксенона n_a .

В рамках модели решалось пять связанных подзадач:

1. Расчёт распределения электромагнитного поля в области РК.
2. Нахождение распределения дополнительного постоянного магнитного поля.
3. Расчёт распределения концентрации атомов ксенона по объёму РК.
4. Получение распределения концентрации и эффективной температуры электронов в РК.
5. Расчёт интегральных характеристик (извлекаемого ионного тока, вкладываемой в плазму ВЧ мощности).

Для получения распределения электромагнитного поля используется входящий в состав COMSOL Multiphysics стандартный модуль «Magnetic fields» [77]. При этом для расчёта в модели используется амплитудное значение силы тока в индукторе, которое, с учётом площади поперечного сечения витков, пересчитывается в плотность тока j_{ind} , что и позволяет через уравнение Ампера-Максвелла получить распределение амплитудного значения индукции магнитного поля в объёме РК:

$$\nabla \times B_{ind} = \mu_0 j_{ind}, \quad (4.2)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная.

На границе расчётной области (см. рис. 4.1) задаётся условие отсутствия магнитного поля:

$$x_n \times A = 0, \quad (4.3)$$

где x_n – нормаль к границе расчётной области.

Полученное в результате распределение B_{ind} позволяет определить необходимый для дальнейшего расчёта векторный магнитный потенциал A_{ind} в области РК, который связан с индукцией магнитного поля следующим соотношением:

$$B_{ind} = \nabla \times A_{ind}. \quad (4.4)$$

Аналогично производится расчёт векторного магнитного потенциала от дополнительной обмотки постоянного тока, который используется для учёта влияния дополнительного магнитного поля на локальные параметры плазмы и интегральные характеристики ВЧИД.

В первом приближении концентрация нейтральных атомов n_{a0} , в объёме РК принимается равномерной и определяется из уравнения для баланса ионов:

$$n_{a0} = \frac{0,7 S_{PK} \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}}}{\langle \sigma_i \vartheta \rangle V_{PK}}, \quad (4.5)$$

где V_{PK} – внутренний объём РК, м³; $\langle \sigma_i \vartheta \rangle$ – коэффициент ионизации, м³/с; S_{PK} – суммарная площадь внутренней поверхности РК и эмиссионного электрода ИОС, м²; M_i – масса иона ксенона, кг.

Коэффициент ионизации $\langle \sigma_i \vartheta \rangle$ определяется по предложенной в работе [21] формуле, полученной аппроксимацией экспериментальных данных для ксенона при температуре T_e , находящейся в диапазоне от 1 до 30 эВ [104]:

$$\langle \sigma_i \vartheta \rangle = 5 \cdot 10^{-14} e^{-\frac{\varphi_{Xe}}{T_e}} \sqrt{T_e}, \quad (4.6)$$

где $\varphi_{Xe} = 12,1$ эВ – энергия однократной ионизации атома ксенона; T_e задаётся в эВ.

Для получения распределения концентрации атомов по объёму РК и оценки количества нейтральных частиц, проходящих через ИОС, используется приближённое аналитическое решение для одномерной задачи о течении газа в

трубе, в которой предполагается, что при отсутствии ионизации, поток пропорционален градиенту давления [100]:

$$n_a u_a \sim u_{aT} l \nabla n_a, \quad (4.7)$$

где l – характерный линейный размер плазменного образования (в данной модели равен радиусу РК), м; u_{aT} – тепловая скорость нейтральных частиц, м/с; параметр l и скорость атомов u_{aT} вводятся для сохранения размерности. При этом предполагается, что все атомы РТ двигаются с одной и той же тепловой скоростью, которая определяется как:

$$u_{aT} = \sqrt{\frac{8kT_w}{\pi M_{Xe}}}, \quad (4.8)$$

где M_{Xe} – масса атома ксенона, кг. С учётом данных допущений в работе [100] было показано, что для распределения концентрации атомов при описании многомерной задачи будет справедливо следующее соотношение:

$$\text{grad } n_a = -\frac{4n_a u_a}{u_{aT}^2 l} (u_{aT} + n_e \langle \sigma_i \vartheta \rangle l), \quad (4.9)$$

где u_a – направленная скорость нейтральных частиц, м/с.

Выразив u_a из (4.9) и используя уравнение сохранения массы для атомов РТ:

$$\text{div}(n_a u_a) = -n_a n_e \langle \sigma_i \vartheta \rangle, \quad (4.10)$$

можно получить окончательное выражение для описания распределения нейтральных частиц в объёме РК:

$$\text{div} \left(\frac{u_{aT}^2 l}{4(u_{aT} + n_e \langle \sigma_i \vartheta \rangle l)} \text{grad } n_a \right) = n_a n_e \langle \sigma_i \vartheta \rangle. \quad (4.11)$$

При этом на стенках РК задаётся граничное условие «непротекания» атомов и ионов РТ:

$$n_a u_{a\perp} + n_i u_{i\perp} = 0, \quad (4.12)$$

где $u_{a\perp}$ и $u_{i\perp}$ — перпендикулярные к стенке РК компоненты скорости атомов и ионов РТ, м/с. Обратный поток нейтральных частиц со стенок камеры определяется ионами, выпадающими на стенки с «бомбовской скоростью»:

$$\Gamma_{wa} = n_i \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}}. \quad (4.13)$$

Граничное условие для атомов на ИОС также можно сформулировать из рассмотрения одномерного случая. При этом для описания полного потока нейтральных частиц в сторону ИОС необходимо учитывать и наличие отражённых от электродов атомов и ионов РТ. Как показано в работе [100], для потока атомов возле ИОС будет справедливо следующее соотношение:

$$n_a u_a = \frac{n_a}{(2-\sigma_{yэ})} \frac{u_{aT}}{2} \sigma_{yэ} - \frac{2n_i u_i}{2-\sigma_{yэ}} (1 - \sigma_{ээ}). \quad (4.14)$$

И тогда граничное условие, которое определяет количество нейтральных частиц, прошедших через ИОС, примет следующий вид:

$$n_x \frac{u_{aT}}{2} \sigma_{yэ} = \left(n_a \frac{u_{aT}}{2} - n_i u_i (1 - \sigma_{ээ}) \right) \left(\frac{\sigma_{yэ}}{2-\sigma_{yэ}} \right), \quad (4.15)$$

где n_x — концентрация нейтральных частиц, двигающихся в сторону ИОС, $1/\text{м}^3$.

Для расчёта концентрации нейтральных атомов задаётся массовый расход РТ через газораспределитель.

Для описания заряженных частиц в плазме используется предложенное в работе [56] упрощённое уравнение для концентрации ионов, полученное в результате анализа ряда аналитических решений кинетического уравнения Больцмана, которые приведены в работе [105]. Согласно представленным в [105] данным в большей части объёма плазмы наблюдается линейная зависимость между градиентом концентрации и потоком ионов, что и позволяет для расчёта использовать следующее соотношение [56]:

$$\nabla^2 n_i = -2,5 \frac{M_i}{kT_e} (n_a \langle \sigma_i \vartheta \rangle)^2 n_i. \quad (4.16)$$

Как было показано в работе [56], возле стенок РК такое упрощение приводит к погрешности, которая не превышает 20%. При этом данное приближение позволяет существенно сократить объем вычислений за счет отсутствия необходимости в расчёте поля скоростей ионов.

Граничное условие на стенках РК и ИОС берётся с учётом условия Бома [56]:

$$\frac{\partial n_i}{\partial x_n} = -2,5 \sqrt{\frac{M_i}{kT_e}} n_i n_a \langle \sigma_i v \rangle, \quad (4.17)$$

где x_n – нормаль к поверхности ИОС.

Для учёта влияния дополнительного постоянного магнитного поля на распределение заряженных частиц в области РК используется поправочный коэффициент, полученный на основе описанного в работе [103] решения в линейном приближении задачи о движении моноэнергетичного потока электронов через магнитное поле, которое показало, что энергозатраты на прохождение дополнительного поля будут определяться соотношением:

$$\varepsilon = \frac{e^2 A_c^2}{2m_e}, \quad (4.18)$$

где A_c – разность векторного магнитного потенциала дополнительного поля, которую проходят электроны, Вб/м; m_e – масса электрона, кг. Исходя из этого при наличии дополнительного магнитного поля в уравнении Больцмана, описывающем распределение концентрации электронов по радиусу, появится поправочный коэффициент, с учётом которого выражение примет следующий вид [103]:

$$n_e = n_{e0} e^{\frac{e(\varphi - \frac{eA_c^2}{2m_e})}{kT_e}}, \quad (4.19)$$

где n_{e0} – концентрация электронов в точке, соответствующей нулевому потенциалу плазмы, $1/\text{м}^3$.

Однако введённый в (4.19) поправочный коэффициент справедлив только для электронов, родившихся в центре РК. В [106] было показано, что при движении

электронов поперёк магнитного поля импульс изменяется пропорционально проходимой ими разности векторного магнитного потенциала. Это позволяет для скорости азимутального направленного движения, обусловленного наличием дополнительного постоянного магнитного поля, получить следующее соотношение [103]:

$$u_{\varphi} = \frac{eA_C}{m_e}. \quad (4.20)$$

Так как в нашем случае необходимо учитывать наличие объёмной ионизации, при которой электроны, рождённые не на оси РК, будут проходить лишь часть магнитного потенциала, то выражение (4.20) примет вид:

$$u_{\varphi} = \frac{e(A_C - A_0)}{m_e}, \quad (4.21)$$

где A_0 – векторный магнитный потенциал дополнительного постоянного магнитного поля в точке рождения электрона, Вб/м.

Оценка поправки, связанной с наличием ионизации во всём объёме РК, была проведена следующим образом. Если допустить, что электроны рождаются по радиусу равномерно ($n_a n_e \langle \sigma_i \vartheta \rangle \sim const$), их концентрация меняется незначительно ($n_e \sim const$) и магнитный потенциал пропорционален радиусу РК ($A_C \sim r$), то для скорости направленного азимутального движения можно записать следующее соотношение:

$$u_{\varphi} = \frac{2\pi \int_0^R r n_a n_e \langle \sigma_i \vartheta \rangle \frac{e(A_C(R) - A_C(r))}{m_e} dr}{n_e \pi R^2} \sim \frac{e A_C(R)}{R m_e} \frac{\int_0^R (R-r) r dr}{R^2} = \frac{e A_C(R)}{R m_e} \frac{R^3}{3R^2} \approx \frac{e A_C}{3m_e}. \quad (4.22)$$

Тогда выражение для кинетической энергии электронов примет вид:

$$\frac{m_e u_{\varphi}^2}{2} = \frac{m_e \left(\frac{e A_C}{3m_e} \right)^2}{2} = \frac{e^2 A_C^2}{18m_e}. \quad (4.23)$$

Для получения распределения заряженных частиц, учитывающего наличие дополнительного постоянного магнитного поля, к результату расчёта n_i по соотношению (4.16) добавляется поправочный коэффициент:

$$n_{iМП} = n_i e^{-\frac{e^2 A_C^2}{18 m_e k T_e}}. \quad (4.24)$$

Распределение энергии электронов по объёму РК определяется через «эффективную» температуру T_{eff} , которая включает в себя как стационарную составляющую, связанную с постоянной по всему объёму плазмы тепловой энергией электронов, так и нестационарную, учитывающую взаимодействие электронов с переменным электромагнитным полем, в котором они набирают дополнительную энергию. Так как рассматривается осесимметричная задача, амплитуду колебаний электрического поля можно определить через магнитный векторный потенциал [56]:

$$E_0 = -\omega A_{ind}. \quad (4.25)$$

В переменном поле электроны могут ускоряться и замедляться, а также терять импульс при столкновениях с атомами и ионами РТ. Амплитуда колебаний скорости электронов u_{e0} в вихревом электрическом поле определяется приведенным в работе [56] соотношением:

$$u_{e0} = \frac{e \omega A_{ind}}{m_e \sqrt{\omega^2 + \nu_{ea}^2}}. \quad (4.26)$$

Для расчёта частоты столкновения электронов с атомами РТ используется скорость только электронной компоненты, так как она значительно превышает таковую у атомов РТ. Исходя из этого соотношение для величины ν можно записать в следующем виде [56]:

$$\nu_{ea} = n_a \sigma_{ea} \sqrt{\frac{3kT_e}{m_e} + \frac{u_{e0}^2}{2}}, \quad (4.27)$$

где σ_{ea} – транспортное сечение упругого рассеяния электронов на атомах ксенона, м².

Так как концентрация нейтральных частиц на один-два порядка выше концентрации ионов, учитываются только взаимодействия электронов с атомами РТ. Величина u_{e0} определяет индуцированную в плазме плотность электронного тока $j_e = j_{i\text{мп}}$, которая учитывается в данной модели при расчёте распределения электромагнитного поля индуктора в области РК:

$$j_e = -en_{i\text{мп}}u_{e0}. \quad (4.28)$$

Подставив (4.27) в (4.26) и возведя выражение в квадрат, получим уравнение, которое и позволяет найти значение скорости электронов u_{e0} :

$$\frac{u_{e0}^4}{2} (n_a \sigma_{ea})^2 + u_{e0}^2 \frac{3kT_e}{m_e} (n_a \sigma_{ea})^2 + u_{e0}^2 \omega^2 = \left(\frac{e\omega A_{ind}}{m_e} \right)^2. \quad (4.29)$$

Как показано в работе [56], осреднённая по времени энергия колебательного движения будет определяться как:

$$\frac{m_e u_{e0}^2}{4} = \frac{e^2 \omega^2 A_{ind}^2}{4m_e(\omega^2 + \nu_{ea}^2)}, \quad (4.30)$$

С учётом этого для «эффективной» температуры электронов T_{eff} будет справедливо следующее соотношение [56]:

$$\frac{3}{2} kT_{eff} = \frac{3}{2} kT_e + \frac{e^2 \omega^2 A_{ind}^2}{4m_e(\omega^2 + \nu_{ea}^2)}, \quad (4.31)$$

Через T_{eff} в данной модели оцениваются значения коэффициента ионизации атомов РТ ($\langle \sigma_i \vartheta \rangle$) и сечения рассеяния (σ_{ea}).

Для учёта влияния дополнительного постоянного магнитного поля на распределение эффективной температуры электронов для нестационарной части T_{eff} вводится поправочный коэффициент, который является отношением суммарной индукции магнитного поля при одно и противоположном

относительно дополнительного постоянного магнитного поля переменном поле индуктора:

$$K_{МП} = \frac{a + B_{до} - \frac{K_{ДП}}{2} B_{ind}}{a + B_{до} + K_{ДП} B_{ind}}, \quad (4.32)$$

где $a = 10^{-8}$ – безразмерная величина, необходимая для предотвращения обнуления коэффициента $K_{МП}$ при отсутствии дополнительного постоянного магнитного поля; $B_{до}$ – индукция дополнительного постоянного магнитного поля, Тл; $K_{ДП}$ – поправочный безразмерный коэффициент, характеризующий степень влияния дополнительного магнитного поля на распределение эффективной температуры электронов в РК. Величина $K_{ДП}$ определялась исходя из наилучшего согласования расчёта с результатами зондовых измерений. Зависимость значения коэффициента $K_{ДП}$ от отношения средней индукции постоянного магнитного поля $B_{ср}$ к среднему амплитудному значению индукции переменного магнитного поля индуктора B_{ind} в области РК, представлена на рисунке 4.2.

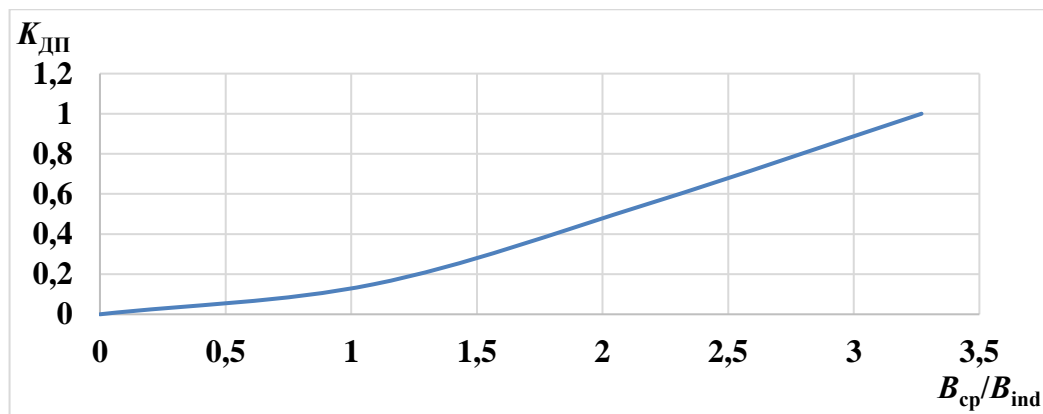


Рисунок 4.2 – Зависимость поправочного безразмерного коэффициента $K_{ДП}$ от отношения средних значений индукции дополнительного постоянного и переменного магнитных полей в объёме РК.

Данная зависимость может быть аппроксимирована следующим соотношением:

$$K_{ДП} = 0,06 \left(\frac{B_{ср}}{B_{ind}} \right)^2 + 0,11 \frac{B_{ср}}{B_{ind}}. \quad (4.33)$$

Необходимо отметить, что данные эмпирические соотношения получены при рассмотрении экспериментальных данных конкретной лабораторной модели и в других условиях могут приводить к значительным погрешностям. Использование данного подхода обусловлено тем, что для корректного описания физических процессов, приводящих к перераспределению температуры электронов по объёму РК при наличии дополнительного постоянного магнитного поля, требуется более детальное экспериментальное исследование локальных параметров плазмы. Однако глубокое изучение плазмы в РК ВЧИД не входило в задачи данной работы (было рассмотрено только три режима работы и три значения силы тока в дополнительной обмотке). Поэтому в модели для учёта влияния дополнительного магнитного поля на распределение эффективной температуры используется эмпирическое приближение.

С учётом поправочного коэффициента $K_{МП}$ выражение для «эффективной» температуры (4.31) примет следующий вид:

$$T_{eff} = T_e + \frac{e^2 \omega^2 A_{ind}^2}{6km_e(\omega^2 + \nu_{ea}^2)} K_{МП}. \quad (4.34)$$

Для определения температуры электронов T_e используется уравнение баланса энергии, в котором подводимая мощность от индуктора (левая часть) приравнивается к энергозатратам на ионизацию атомов РТ и потерям заряженных частиц на стенках РК и ИОС (правая часть):

$$\begin{aligned} \int_V (\nu_{ea} + \nu_{ei}) n_e \frac{m_e u_{e0}^2}{4} dV = \\ = \int_S n_i u_i \left(e \varepsilon_{eff} + \frac{3}{2} k T_{eff} + k T_e + e \Delta \varphi + \frac{5}{2} k T_w \right) dS, \end{aligned} \quad (4.35)$$

где ν_{ei} – частота электрон-ионных взаимодействий, 1/с; $u_i = \sqrt{\frac{e T_e}{M_i}}$ – боровская скорость ионов, м/с; $\Delta \varphi$ – пристеночный перепад потенциала, В; ε_{eff} – эффективная

энергия ионизации, учитывающая радиационные потери, эВ. Значение ε_{eff} для ксенона определяется из полученной аппроксимацией данных [29] формуле [56]:

$$\varepsilon_{eff} = 12,1 \left(1 + \left(\frac{0,09}{T_{eff}/12,1} \right)^2 \right). \quad (4.36)$$

Частота электрон-ионных взаимодействий находится из следующего соотношения [107]:

$$\nu_{ei} = 3,64 \cdot 10^{-6} n_i \frac{\ln \Lambda}{T_{eff}^{\frac{3}{2}}}, \quad (4.37)$$

где

$$\Lambda = \frac{\lambda_D}{b_0}, \quad (4.38)$$

b_0 – прицельное расстояние, при котором частица рассеивается на угол $\pi/2$:

$$b_0 = \frac{5,56 \cdot 10^{-6}}{T_{eff}}. \quad (4.39)$$

Перепад потенциала между объёмом плазмы и стенками определяется следующим соотношением [102]:

$$\Delta\varphi = -\frac{kT_e}{e} \ln \left(0,61 \sqrt{\frac{2\pi m_e}{M_i}} \right). \quad (4.40)$$

Для оценки применимости предложенного в инженерной модели выражения для баланса энергии (4.35) был проведён анализ основных процессов взаимодействия частиц в плазме, характерной для ВЧИД. На рисунке 4.3 приведены зависимости коэффициентов ионизации, транспортных упругих электрон-атомных и электрон-ионных столкновений (при $n_e = 10^{17} \text{1/м}^3$) от температуры электронов T_e .

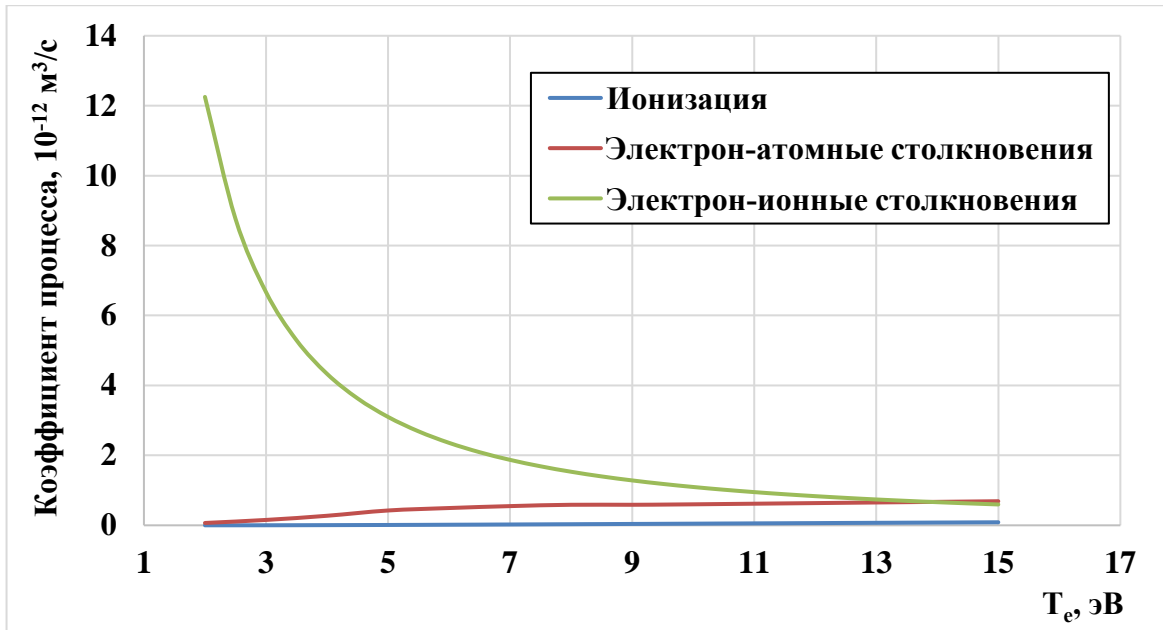


Рисунок 4.3 – Зависимость коэффициентов ионизации, электрон-атомных и электрон-ионных столкновений от температуры электронов.

Как можно видеть из представленных зависимостей, в характерном для ВЧИД диапазоне температур электронов от 3,5...5,5 эВ величина коэффициента скорости электрон-ионных столкновений много выше, чем при ионизационных и электрон-атомных взаимодействиях. Однако при рассмотрении частоты процессов необходимо учитывать количество взаимодействующих частиц. Концентрация нейтральных атомов, которые учувствуют в ионизации и упругих электрон-атомных столкновениях составляет около 10^{19} 1/м^3 , в то время как концентрация заряженных частиц составляет величину порядка 10^{17} 1/м^3 . Исходя из этого при температуре электронов 3,5...5,5 эВ частота ионизации составит $3 \cdot 10^4 \dots 2 \cdot 10^5 \text{ 1/с}$, частота электрон-атомных столкновений – $1,5 \cdot 10^6 \dots 5 \cdot 10^6 \text{ 1/с}$, а электрон-ионных – $5 \cdot 10^5 \dots 2,5 \cdot 10^5 \text{ 1/с}$. Видно, что рассеяние электронов на угол $\pi/2$ происходит в основном при упругих электрон-атомных соударениях, частота которых больше частоты ν_{ei} . Но стоит учитывать, что в некоторых областях РК (особенно возле ИОС) частоты данных взаимодействий могут быть соизмеримы. Поэтому для повышения точности в расчёте рассматриваются оба процесса. Преобладающие в плазме ВЧИД упругие столкновения, рассеивают по объёму РК азимутально направленную кинетическую энергию электронов, полученную от переменного

электромагнитного поля индуктора, что и описывает левая часть соотношения (4.35).

Величина извлекаемого ИОС ионного тока определяется как:

$$I_i = e\sigma_{\text{ЭЭ}} \int_{S_{\text{иос}}} n_{\text{иМП}} u_i dS_{\text{иос}} = 2\pi e\sigma_{\text{ЭЭ}} \int_0^R n_{\text{иМП}} u_i r dr. \quad (4.41)$$

Таким образом в инженерной модели решается следующая система уравнений:

$$\nabla \times B_{\text{ind}} = \mu_0 j_{\text{ind}}, \quad (4.42)$$

$$B_{\text{ind}} = \nabla \times A_{\text{ind}}, \quad (4.43)$$

$$n_{a0} = \frac{0,7 S_{\text{ПК}} \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}}}{\langle \sigma_i \vartheta \rangle V_{\text{ПК}}}, \quad (4.44)$$

$$\text{div} \left(\frac{u_{aT}^2 l}{4(u_{aT} + n_{\text{иМП}} \langle \sigma_i \vartheta \rangle l)} \text{grad } n_a \right) = n_a n_{\text{иМП}} \langle \sigma_i \vartheta \rangle, \quad (4.45)$$

$$\nabla^2 n_i = -2,5 \frac{M_i}{kT_e} (n_a \langle \sigma_i \vartheta \rangle)^2 n_i, \quad (4.46)$$

$$n_{\text{иМП}} = n_i e^{-\frac{e^2 A_C^2}{18 m_e k T_e}}, \quad (4.47)$$

$$E_0 = -\omega A_{\text{ind}}, \quad (4.48)$$

$$\frac{u_{e0}^4}{2} (n_a \sigma_{ea})^2 + u_{e0}^2 \frac{3kT_e}{m_e} (n_a \sigma_{ea})^2 + u_{e0}^2 \omega^2 = \left(\frac{e\omega A_{\text{ind}}}{m_e} \right)^2, \quad (4.49)$$

$$v_{ea} = n_a \sigma_{ea} \sqrt{\frac{3kT_e}{m_e} + \frac{u_{e0}^2}{2}}, \quad (4.50)$$

$$j_e = -e n_{\text{иМП}} u_{e0}, \quad (4.51)$$

$$K_{\text{МП}} = \frac{a + B_{\text{ДО}} - \frac{K_{\text{ДП}}}{2} B_{\text{ind}}}{a + B_{\text{ДО}} + K_{\text{ДП}} B_{\text{ind}}}, \quad (4.52)$$

$$T_{eff} = T_e + \frac{e^2 \omega^2 A_{ind}^2}{6km_e(\omega^2 + \nu_{ea}^2)} K_{МП}, \quad (4.53)$$

$$u_i = \sqrt{\frac{eT_e}{M_i}}, \quad (4.54)$$

$$\varepsilon_{eff} = 12,1 \left(1 + \left(\frac{0,09}{T_{eff}/12,1} \right)^2 \right), \quad (4.55)$$

$$\nu_{ei} = 3,64 \cdot 10^{-6} n_{iМП} \frac{\ln \Lambda}{T_{eff}^{\frac{3}{2}}}, \quad (4.56)$$

$$b_0 = \frac{5,56 \cdot 10^{-6}}{T_{eff}}, \quad (4.57)$$

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_{eff}}{2e^2 n_{iМП}}}, \quad (4.58)$$

$$\Delta\varphi = -\frac{kT_e}{e} \ln \left(0,61 \sqrt{\frac{2\pi m_e}{M_i}} \right), \quad (4.59)$$

$$I_i = 2\pi e \sigma_{эз} \int_0^R n_{iМП} u_i r dr, \quad (4.60)$$

$$\begin{aligned} & \int_V (\nu_{ea} + \nu_{ei}) n_{iМП} \frac{m_e u_{e0}^2}{4} dV = \\ & = \int_S n_{iМП} u_i \left(e\varepsilon_{eff} + \frac{3}{2} kT_{eff} + kT_e + e\Delta\varphi + \frac{5}{2} kT_w \right) dS, \end{aligned} \quad (4.61)$$

и задаются граничные условия:

на границе расчётной области:

$$x_n \times A = 0; \quad (4.62)$$

на стенках РК и ИОС:

$$n_a u_{a\perp} + n_{iМП} u_{i\perp} = 0, \quad (4.63)$$

$$\Gamma_{wa} = n_{iМП} \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}}, \quad (4.64)$$

$$n_x \frac{u_{aT}}{2} \sigma_{yэ} = \left(n_a \frac{u_{aT}}{2} - n_{iМП} u_i (1 - \sigma_{ээ}) \right) \left(\frac{\sigma_{yэ}}{2 - \sigma_{yэ}} \right), \quad (4.65)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial x_n} = -2,5 \sqrt{\frac{M_i}{kT_e}} n_{iМП} n_a \langle \sigma_i \vartheta \rangle. \quad (4.66)$$

Перед запуском расчёта модели в автоматическом режиме генерируется адаптивная сетка конечных элементов, вид одной из которой представлен на рисунке 4.4.

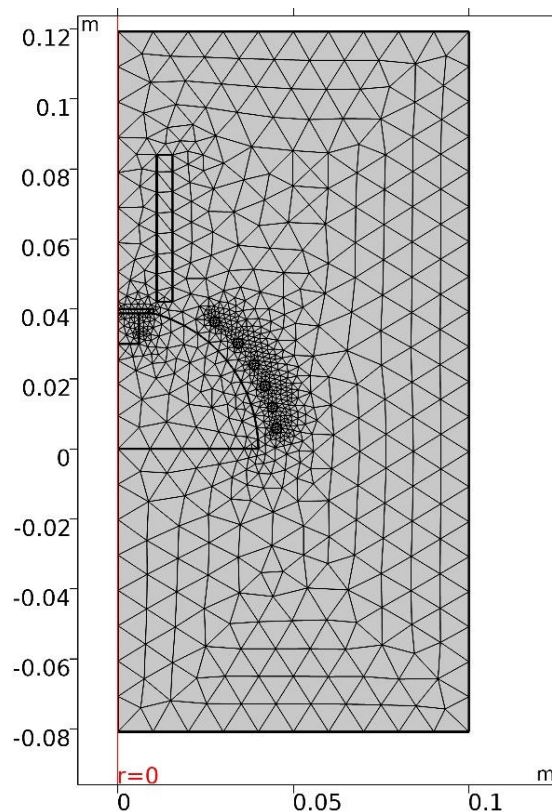


Рисунок 4.4 – Адаптивная сетка конечных элементов в расчётной области.

При реализации данной инженерной модели используется метод оптимизации Нелдера-Мида [108], который при варьировании начальных параметров T_e , n_i и n_a , с заданной точностью (до второго знака после запятой) проверяет выполнение условия баланса энергии (4.35). При отсутствии баланса происходит переход к новой итерации, что повторяется до тех пор, пока не будет обеспечена требуемая сходимость расчёта.

4.3 Результаты численного моделирования

Исходя из того, что данная инженерная модель позволяет оценить только вложенную в индукционный разряд мощность, для сравнения с экспериментальными данными была введена величина КПД передачи энергии от индуктора в плазму $\eta_{вч}$. В работе [30] при известной величине вкладываемой в индуктор мощности и схожей постановке задачи значение $\eta_{вч}$ составляло 26...37 %, в зависимости от рассматриваемого режима работы. В то время как результаты численного моделирования в работе [39] показали, что ВЧ разрядом поглощается около 60 % мощности. В реальных устройствах доля вложенной в плазму мощности будет зависеть как от параметров индуктора (омического сопротивления), так и от конструкции двигателя (расположения индуктора относительно токопроводящих элементов). Например, в той же работе [30] по экспериментальным данным, полученным на ВЧИД ММ с аналогичной конструкцией, но при использовании ВЧ генератора с автоподстройкой частоты, была проведена эмпирическая оценка величины вкладываемой в ВЧ разряд мощности, которая показала, что $\eta_{вч}$ составляет от 76 до 87 %.

На рисунках 4.5 и 4.6 представлено сравнение экспериментальных и полученных в результате расчёта зависимостей извлекаемого ионного тока пучка от подаваемой ВЧ генератором мощности. При этом использовались экспериментальные данные, которые регистрировались для сравнения эффективности различных конфигураций МС (см. раздел 3.2.3).

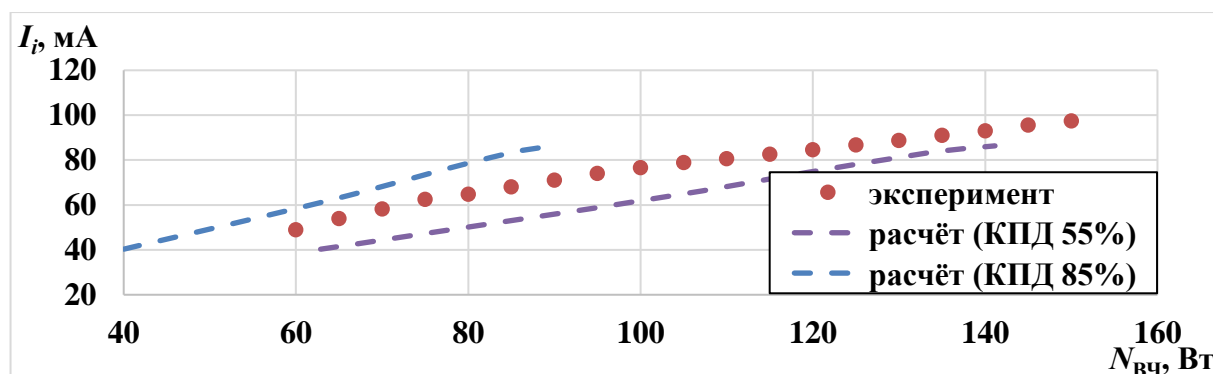


Рисунок 4.5 – Сравнение расчётной зависимости извлекаемого ионного тока с экспериментальными данными. Расход ксенона 3 ст. см³/мин.

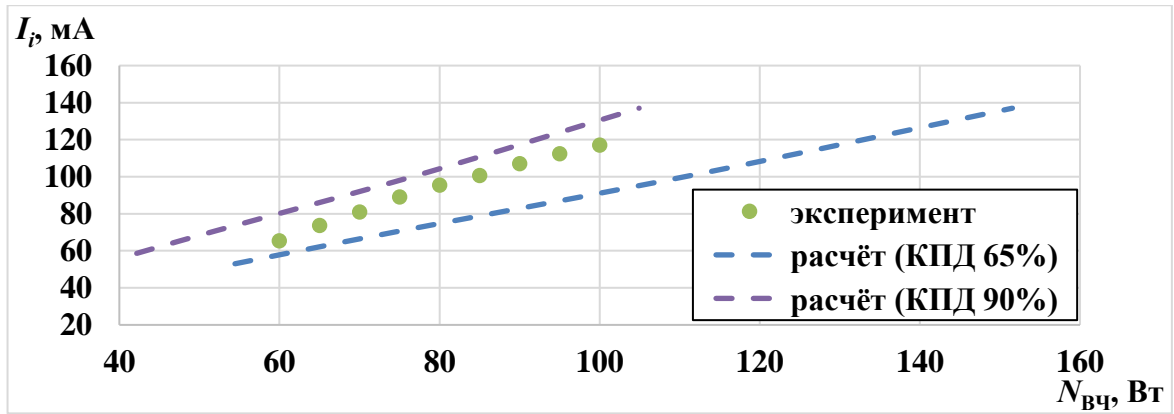


Рисунок 4.6 – Сравнение расчётной зависимости извлекаемого ионного тока с экспериментальными данными. Расход ксенона 6 ст. см³/мин.

Как можно видеть из представленных выше данных, при расчёте по предложенной инженерной модели наблюдается слабое влияние $\eta_{вч}$ на интегральные характеристики. При этом наилучшее согласование расчёта с экспериментом на выбранных для сравнения режимах работы можно получить при значениях $\eta_{вч} = 65\%$, для расхода ксенона 3 ст. см³/мин и $\eta_{вч} = 80\%$, для расхода 6 ст. см³/мин (данные величины не учитывают потери во внешнем согласующем контуре). Следует отметить и качественное совпадение при учёте влияния дополнительного постоянного магнитного поля на величину извлекаемого тока ионного пучка. На рисунке 4.7 приведено сравнение результата расчёта с результатами эксперимента при расходе ксенона 3 ст. см³/мин и силе тока в дополнительной обмотке 9 А.

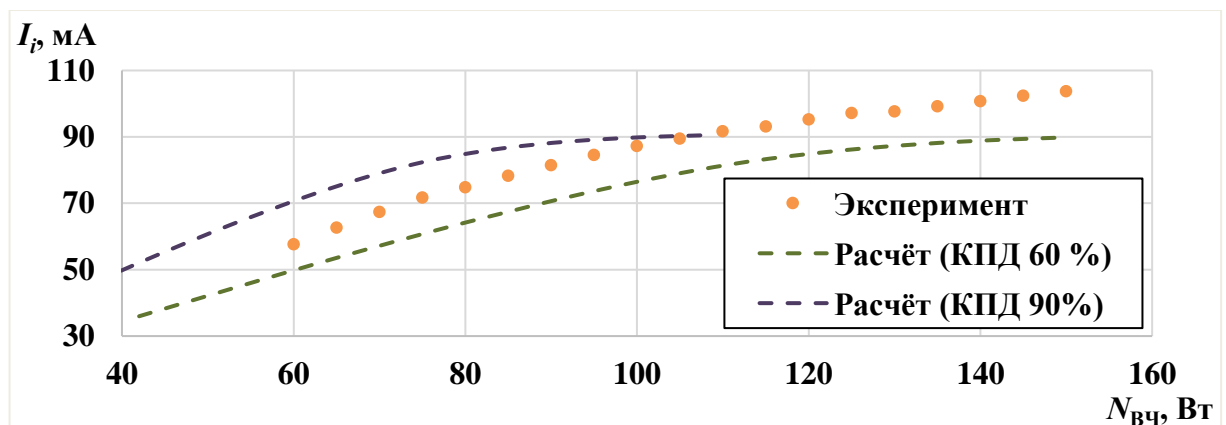


Рисунок 4.7 – Сравнение расчётной зависимости извлекаемого ионного тока от ВЧ мощности с экспериментальными данными, при наличии дополнительного магнитного поля. Расход ксенона 3 ст. см³/мин, ток в дополнительной обмотке 9 А.

Анализ рассчитанных зависимостей показывает, что модель позволяет с достаточной точностью оценить характер изменения интегральных характеристик при варьировании ВЧ мощности как при отсутствии, так и при наличии дополнительного постоянного магнитного поля. При рассмотрении режимов работы с расходом ксенона 2...6 ст. см³/мин и ВЧ мощностью от 60 до 150 Вт погрешность расчёта величины извлекаемого ионного тока чаще всего не превышает 20% (в широком диапазоне $\eta_{вч}$). Однако стоит учитывать, что используемые в модели данные для сечений ионизации и столкновений также обладают собственной погрешностью, которая может превышать 20%. Исходя из этого, при расчёте интегральных характеристик по данной инженерной модели расхождение с экспериментальными данными может составлять и более 20%.

Для оценки предсказательной способности модели при учёте влияния величины индукции магнитного поля на интегральные характеристики, для трёх режимов работы были рассчитаны зависимости извлекаемого ионного тока от силы тока в дополнительной обмотке. Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными показано на рисунке 4.8.

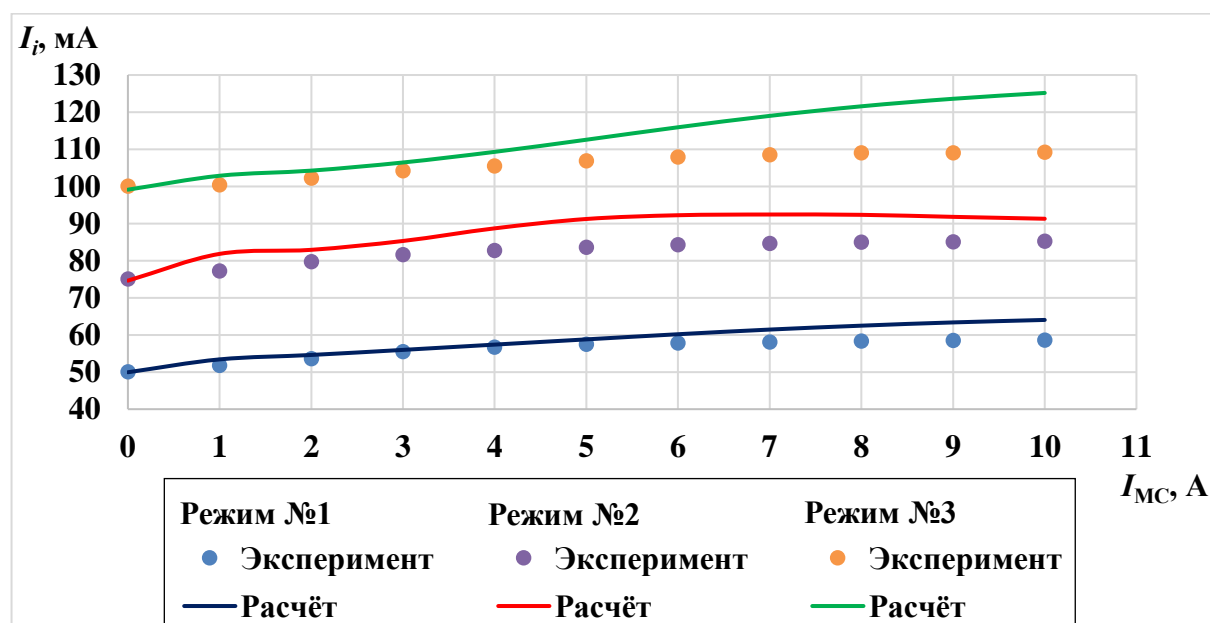


Рисунок 4.8 – Сравнение расчётной и экспериментальной зависимостей величины извлекаемого ионного тока от силы тока в дополнительной обмотке. Режим: №1 – 60 Вт ВЧ мощности и расход 3,07 ст. см³/мин; №2 – 90 Вт ВЧ мощности и расход 3,18 ст. см³/мин; №3 – 90 Вт ВЧ мощности и расход 5,14 ст. см³/мин.

Как можно видеть из рисунка 4.8, характер расчётных зависимостей хорошо согласуется с экспериментальными данными (погрешности не превышают 20 %). Инженерная модель позволяет оценить и распределения локальных параметров плазмы в объёме РК. На рисунке 4.9 для первого исследуемого зондом режима (см. раздел 3.2.2) представлены двумерные распределения концентрации электронов в РК при различной силе тока в дополнительной обмотке.

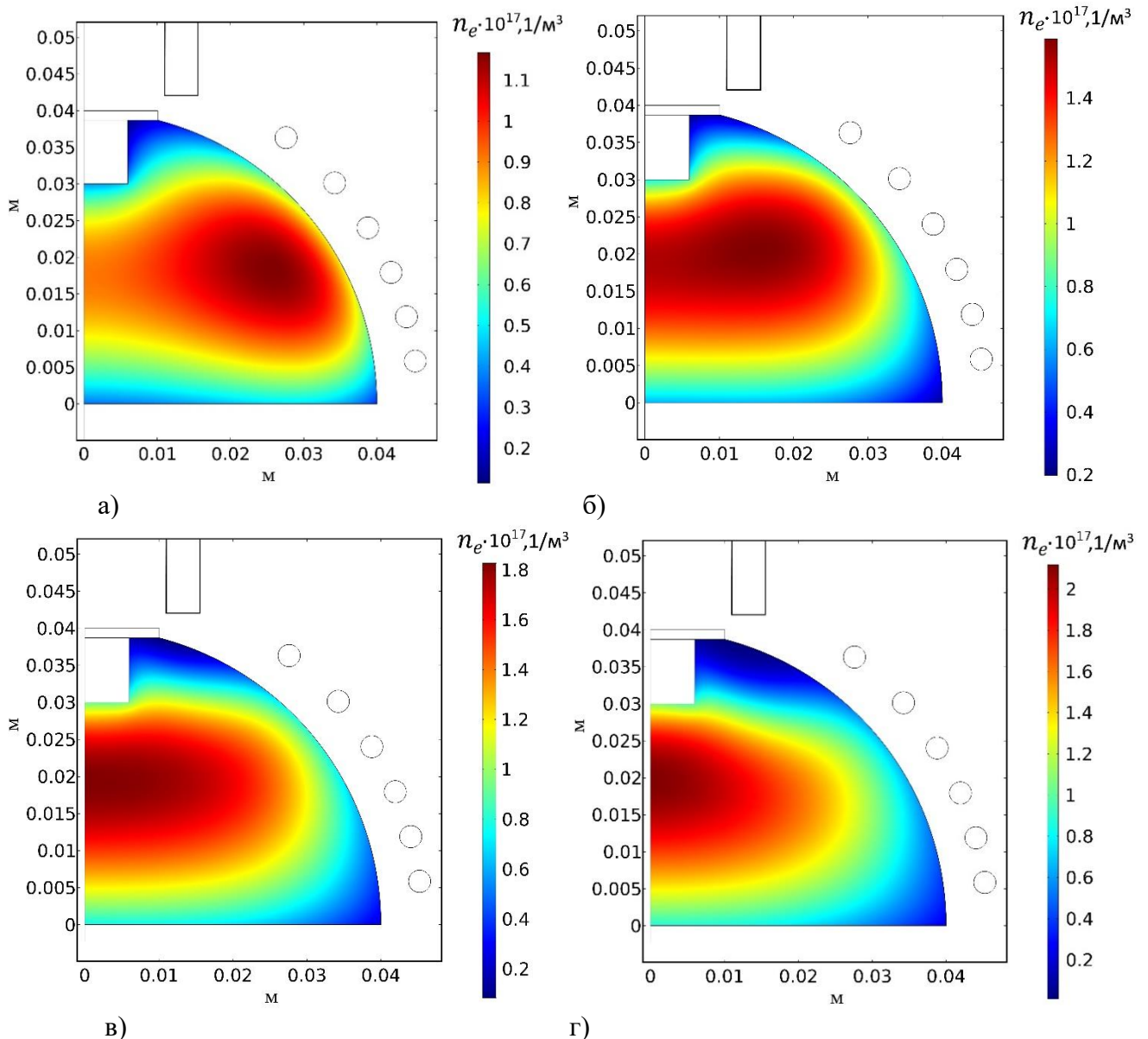


Рисунок 4.9 – Результат расчёта распределения концентрации электронов при силе тока в дополнительной обмотке: а) 0 А; б) 3 А; в) 6 А; г) 9 А.

Для большей наглядности на рисунках 4.10 и 4.11 представлены распределения концентрации и эффективной температуры электронов по оси

($r = 0$) и по радиусу РК ($z = 0,02$ м) при отсутствии и при наличии дополнительного постоянного магнитного поля (токе в дополнительной обмотке 0 и 9 А).

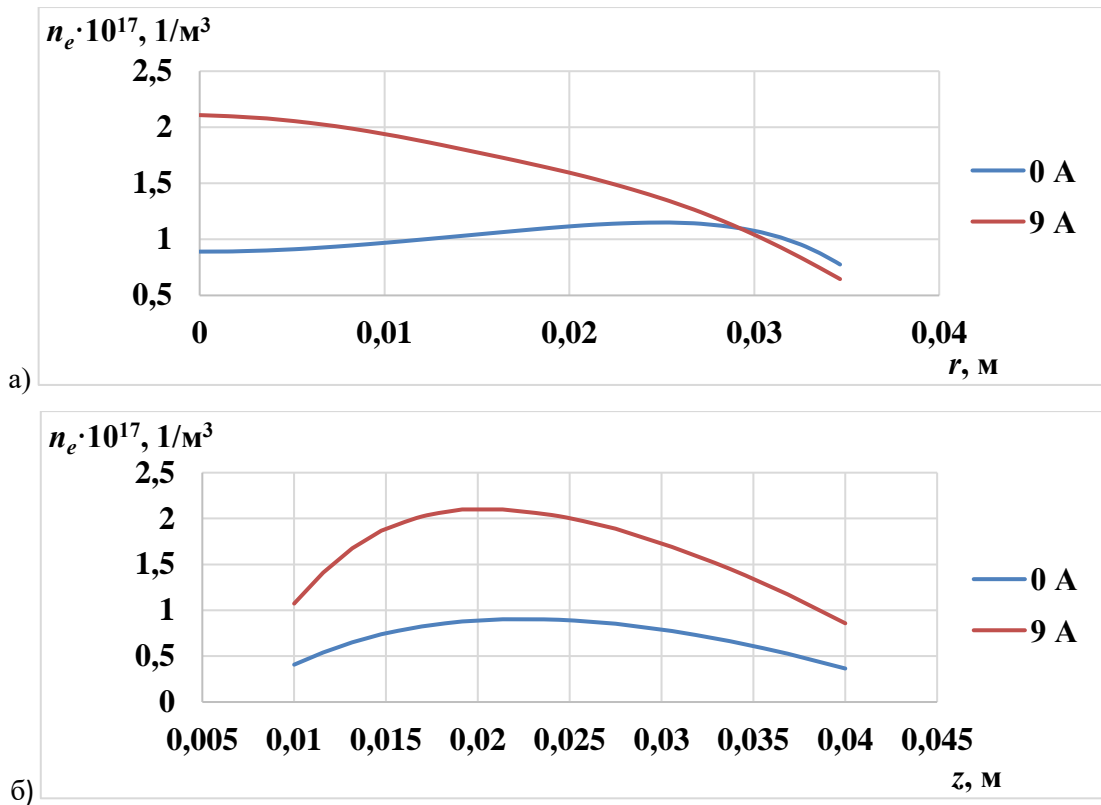


Рисунок 4.10 – Расчётное распределение концентрации электронов: а) по радиусу ($z = 0,02$ м); б) по оси РК ($r = 0$).

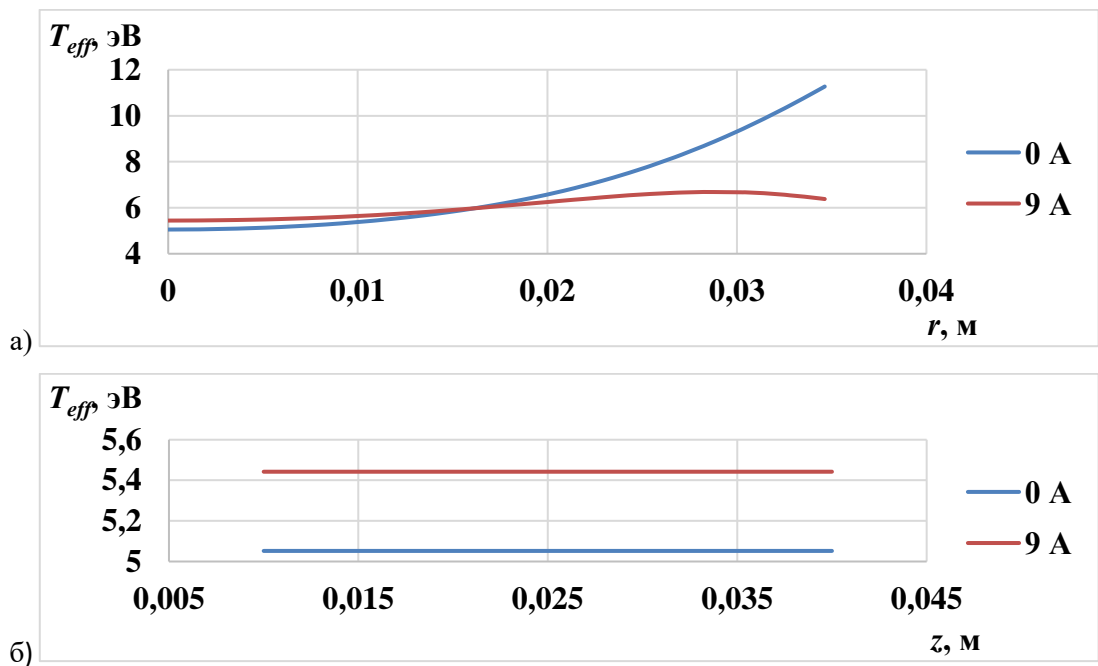


Рисунок 4.11 – Расчётное распределение эффективной температуры электронов: а) по радиусу ($z = 0,02$ м); б) по оси РК ($r = 0$).

Исходя из результата расчёта концентрация электронов при наличии дополнительного постоянного магнитного поля в большей степени возрастает в центральной области РК. Эффективная температура электронов при этом выравнивается по объёму камеры, немного возрастая в центре и значительно спадая возле стенок. В совокупности это приводит к увеличению плотности ионного тока извлекаемого ИОС, что подтверждают представленные на рисунке 4.12 расчётные радиальные распределения.

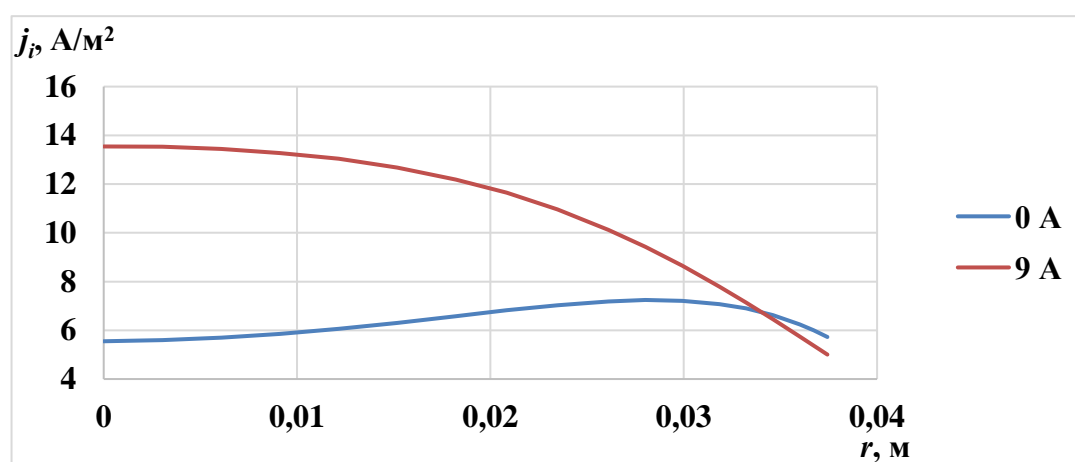


Рисунок 4.12 – Расчётное радиальное распределение плотности извлекаемого ионного тока.

Большой прирост ионного тока при наличии дополнительного магнитного поля наблюдается в центральной области ИОС. В то время как на периферии плотность тока почти не меняется.

Из-за того, что для описания заряженных частиц используются упрощённые соотношения и при этом погрешность самих зондовых измерений может достигать 50 %, инженерная модель для большинства рассматриваемых режимов работы позволяет получить в основном качественные оценки локальных параметров плазмы. Однако при этом на некоторых режимах модель всё же показывает хорошую сходимость с экспериментальными данными. Для примера на рисунках 4.13 и 4.14 представлено сравнение расчётных и экспериментально полученных на первом режиме (см. раздел 3.2.2) радиальных распределений концентрации и эффективной температуры электронов.

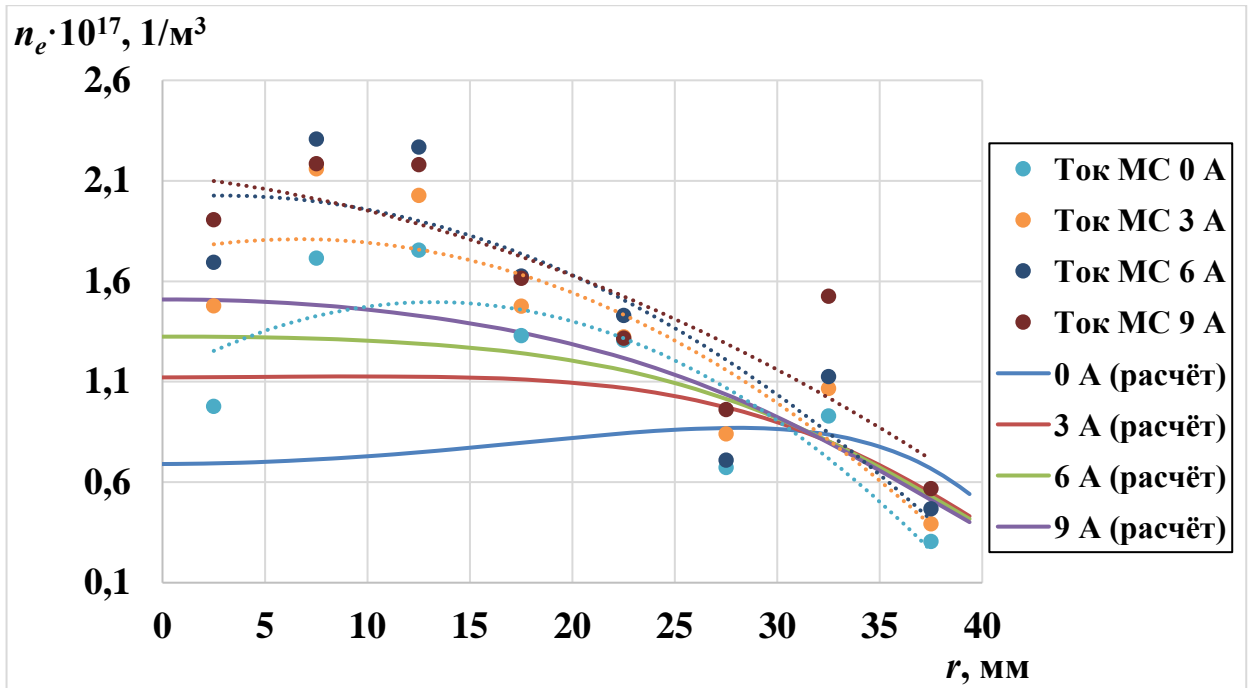


Рисунок 4.13 – Сравнение экспериментальных и расчётных распределений концентрации электронов ($z = 0,007 \text{ м}$).

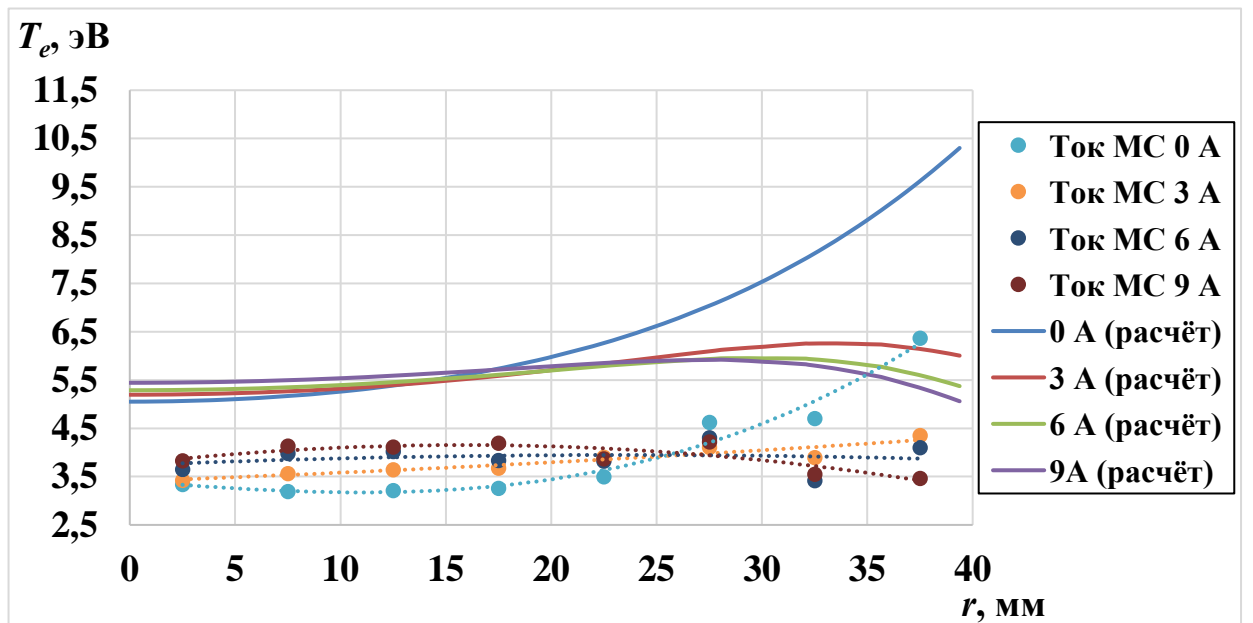


Рисунок 4.14 – Сравнение экспериментальных и расчётных распределений эффективной температуры электронов ($z = 0,007 \text{ м}$).

Стоит отметить, что инженерная модель практически во всех рассматриваемых случаях завышает температуру электронов, что может быть связано как с экспериментальными погрешностями при зондовых измерениях, так и с принятыми при описании плазмы допущениями.

Для трёх рассматриваемых во время зондовых измерений режимов был проведён расчёт извлекаемого ионного тока. Для более удобного сравнения расчётные и экспериментальные значения приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1 – Сравнение экспериментальных данных с расчётом для 3-х режимов работы лабораторной модели ВЧИД.

№ режима	Ток в обмотке, А	0	3	6	9
	Ток пучка, мА				
1	Эксперимент	27,2	30,3	32,4	33,4
	Расчёт	27.5	34.2	38	41.2
2	Эксперимент	50,1	53,2	56,2	57,6
	Расчёт	49.7	54.7	58.9	62.4
3	Эксперимент	72,4	76,1	84,1	87,2
	Расчёт	72.3	80.8	88	93.6

Анализ представленных данных показывает, что предложенная в данной работе инженерная модель для широкого диапазона режимов работы позволяет оценивать влияние дополнительного постоянного магнитного поля на величину извлекаемого ионного тока пучка с погрешностью не более 20 %. При рассмотрении не номинальных режимов работы (области насыщения на кривой зависимости по постоянному току пучка) погрешность модели увеличивается. Однако в целом её можно рекомендовать для оценки основных параметров двигателя при предварительном проектировании. Модель позволяет приближённо определить оптимальную конфигурацию дополнительного постоянного магнитного поля, при которой будет наблюдаться улучшение интегральных характеристик. Используемые в модели соотношения также позволяют качественно оценить изменения локальных параметров плазмы в объёме РК при

наложении дополнительного постоянного магнитного поля рупорно-аксиальной конфигурации.

Заключение

При достижении поставленных в настоящей диссертации задач были получены следующие результаты:

1. Проведённая модификация лабораторных моделей ВЧИД малой мощности с диаметром пучка 80 и 100 мм, в ходе которой в конструкцию были интегрированы дополнительные магнитные системы с обмотками постоянного тока, позволила повысить их интегральные характеристики такие как: коэффициент использования рабочего тела, тяговый КПД, удельный импульс, а также снизить цену иона.

2. Исследование распределений локальных параметров плазмы в модифицированном двигателе показало, что эффект от применения дополнительного постоянного магнитного поля связан с увеличением, в сечении разрядной камеры, в области эмиссионного электрода ИОС, концентрации заряженных частиц до $3 \cdot 10^{17} \text{ 1/м}^3$ (концентрация без дополнительного магнитного поля составляла $2 \cdot 10^{17} \text{ 1/м}^3$), а также с повышением температуры электронов на оси на 0,5...1,5 эВ (без дополнительного постоянного магнитного поля она составляла около 3,3 эВ) и её выравниванием по радиусу камеры.

3. Оптимизация работы моделей по уровню извлекаемого из двигателя ионного тока позволила сформулировать основные рекомендации по проектированию ВЧИД с дополнительной магнитной системой, а именно: построение с использованием постоянных магнитов рупорно-аксиальной геометрии магнитного поля со значениями индукции осевой и радиальной составляющей этого поля на срезе разрядной камеры на уровне 0,5 и 0,3 мТл соответственно. Созданная с учетом этого лабораторная модель ВЧИД малой мощности обеспечила стабильную работу в широком диапазоне дросселирования по тяге (с 3,7 по 7,4 мН). При этом было достигнуто увеличение коэффициента использования рабочего тела на 5...6 % при постоянной ВЧ мощности и снижение цены иона на 100 – 200 Вт/А при

фиксированном значении коэффициента использования рабочего тела. Тяговый КПД в зависимости от режима работы ВЧИД увеличился на 1,6...5 %, а удельный импульс на 800...4000 м/с.

4. Разработанная инженерная математическая модель, позволяла относительно быстро оценивать влияние дополнительного постоянного магнитного поля на интегральные характеристики ВЧИД и на распределение локальных параметров плазмы в его РК. Сравнение результатов расчёта с экспериментальными данными при наличии и при отсутствии дополнительного постоянного магнитного поля показало, что в исследуемом диапазоне тяг погрешность оценки интегральных характеристик составляет не более 20 – 25 %.

Список сокращений и условных обозначений

БПИ	блок питания и измерения
БПНН	блок питания накальной нити
БПО	блок питания обмотки
БППС	блок питания потенциала смещения
БПУЭ	блок питания ускоряющего электрода
БПЭЭ	блок питания эмиссионного электрода
ВАХ	вольт-амперная характеристика
ВЧ	высокочастотный
ВЧГ	высокочастотный генератор
ВЧИД	высокочастотный ионный двигатель
ДЗЗ	дистанционное зондирование Земли
ДУ	двигательная установка
ЖРД	жидкостной ракетный двигатель
ИД	ионный двигатель
ИДПТ	ионный двигатель постоянного тока
ИОС	ионно-оптическая система
ИСЗ	искусственный спутник Земли
КА	космический аппарат
КДУ	корректирующая двигательная установка
КиРТ	коэффициент использования рабочего тела
КН	катод-нейтрализатор
МКА	малый космический аппарат
МП	магнитное поле
МС	магнитная система
РК	разрядная камера
РРГ	регулятор расхода газа
РТ	рабочее тело

САС	срок активного существования
СВЧ	сверхвысокочастотный
СПД	стационарный плазменный двигатель
СУ	согласующее устройство
ТМН	турбомолекулярный насос
УЭ	ускоряющий электрод
ФРЭЭ	функция распределения электронов по энергиям
ЭРД	электроракетный двигатель
ЭРДУ	электроракетная двигательная установка
ЭЭ	эмиссионный электрод

Список литературы

1. Роскосмос. Обсуждение стратегии развития госкорпорации [Электронный ресурс]. URL: <https://www.roscosmos.ru/23380/> (дата обращения: 13.06.2019).
2. Федеральная космическая программа России на 2016 – 2025 годы: утв. постановлением Правительства Рос. Федерации от 23 марта 2016 г. № 230.
3. Макриденко Л.А., Боярчук К.А. Микроспутники. Тенденция развития. Особенности рынка и социальное значение // Вопросы электромеханики. Труды ВНИИЭМ. – 2005. – Т. 102. – С. 12–27.
4. Горбунов А.В. Малые космические аппараты – новые средства дистанционного зондирования Земли из космоса // Вопросы электромеханики. Труды ВНИИЭМ. – 2001. – Т. 100. – С. 18–41.
5. Архипов С.А. Исследование требований к перспективной оптико-электронной аппаратуре для малоразмерных космических аппаратов дистанционного зондирования Земли. // Информация и космос. – 2018. – №1. – С. 155–162.
6. Стрельников С.В., Поливанов В.А. Оценка эффективности системы дистанционного зондирования Земли на базе малогабаритных космических аппаратов // Ракетно-космическое приборостроение и информационные системы. – 2018. – Т. 5. №4. – С. 28–33.
7. Хартов В.В., Ефанов В.В., Занин К.А. Основы проектирования орбитальных оптико-электронных комплексов: учеб. пособие. – М.: МАИ-Принт, 2011. – 130 с.
8. Wertz J., Larson J.W. Space Mission Analysis and Design. 3rd ed. El Segundo, CA: Microcosm Press. – 1999. – 969 p.
9. Горбунов А.В., Ильина И.Ю., Саульский В.К. Состояние и перспективы развития космических комплексов «Канопус-В» и «Метеор-М» // Ракетно-космическое приборостроение и информационные системы. – 2015. – Т. 2. Выпуск 4. – С. 14–19.

10. Важенин Н.А., Обухов В.А., Плохих А.П., Попов Г.А. Электрические ракетные двигатели космических аппаратов и их влияние на радиосистемы космической связи. – М: Физматлит, 2013. – 432 с.
11. Горшков О.А., Муравлев В.А., Шагайда А.А. Холловские и ионные плазменные двигатели для космических аппаратов. – М.: Машиностроение, 2008. – 278 с.
12. Ловцов А.С., Селиванов М.Ю. Огневые испытания ионного двигателя высокой мощности для перспективных транспортных модулей // Известия Российской академии наук. Энергетика. – 2014. – № 6. – С. 3–9.
13. Васин А.И., Коротеев А.С., Ловцов А.С. и др. Обзор работ по электроракетным двигателям в Государственном научном центре ФГУП «Центр Келдыша» // Труды МАИ. – 2012. – № 60. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=35335>
14. Лёб Х.В., Попов Г.А., Обухов В.А. и др. Крупногабаритные высокочастотные ионные двигатели // Труды МАИ. – 2012. – № 60. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=35371> .
15. Ахметжанов Р.В., Богатый А.В., Дронов П.А. и др. Высокочастотный ионный двигатель малой мощности // Вестник сибирского государственного аэрокосмического университета им. академика М.Ф. Решетнева. – 2015. – Т. 16. №2. – С. 378–385.
16. Кожевников В.В., Смирнов П.Е., Суворов М.О., Хартов С.А. Разработка высокочастотного ионного двигателя, работающего на атмосферных газах // Известия Российской академии наук. Энергетика. – 2017. – № 3. – С. 5–12.
17. Антропов Н.Н., Ахметжанов Р.В., Богатый А.В. и др. Экспериментальные исследования высокочастотного ионного двигателя // Известия Российской академии наук. Энергетика. – 2016. – № 2. – С. 4–14.
18. Loeb H.W. State of the Art and Recent Developments of the Radio Frequency Ion Motors. AIAA-69-285// Proc. of 7th Electric Propulsion Conference, 3-5 March 1969, Williamsburg, Virginia, USA.

19. Groh K.H., Loebt H.W. State-of-the-Art of Radio-Frequency Ion Thrusters // J. Propulsion. July-August – 1991. – Vol. 7. № 4. – pp. 573-579.
20. Walther R., Geisel J., Pinks W., et al. Scaling laws of radio-frequency ion thrusters. AIAA-75-367 // Proc. of 11th Electric Propulsion Conference, 19-21 March 1975, New Orleans, LA, USA.
21. Нигматзянов В.В. Выбор параметров разрядной камеры высокочастотного ионного двигателя. Дис. ... канд. техн. наук: 05.07.05. – М., 2017. URL: https://mai.ru/events/defence/index.php?ELEMENT_ID=83933 .
22. Leiter H.J., Loeb H.W., Schartner K.H. The RIT15 Ion Engines. A survey of the present state of Radio-Frequency Ion Thruster technology and its future potentiality // Proc. of 3rd International Conference on Spacecraft Propulsion, 10-13 Oct. 2000, Cannes, France.
23. Freisinger J., Loeb H.W., Reineck S., Rumpf E. RIT 15-Laboratory prototype of a 20 mN NSSK engine. AIAA-76-1038 // Proc. of 12th International Electric Propulsion Conference, 14-17 Nov. 1976, Key Biscayne, FL, USA.
24. Ходненко В.П., Хромов А.В. Выбор проектных параметров системы коррекции орбиты космического аппарата дистанционного зондирования земли // Вопросы электромеханики. Труды ВНИИЭМ. – 2011. – Т. 121. №2. – С. 15–22.
25. Ким В.П., Семенкин А.В., Хартов С.А. Конструктивные и физические особенности двигателей с замкнутым дрейфом электронов. – М.: МАИ, 2016. – 159 с.
26. Козубский К.Н., Корякин А.И., Мурашко В.М. История космических стационарных плазменных двигателей и их применение в России, США и Европе. Новые вызовы для стационарных плазменных двигателей. К 40-летию первых космических испытаний стационарных плазменных двигателей // Труды МАИ. – 2012. – № 60. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=35389> .

27. Kuninaka H., Kajivara K. Overview of JAXA's Activities on Electric Propulsion. IEPC-2011-332 // Proc. of 32nd International Electric Propulsion Conference, 11-15 Sept. 2011, Wiesbaden, Germany.
28. Carpenter C., Foster J.E., Haag T., et al. The High Power Electric Propulsion (HiPEP) Ion Thruster. AIAA-2004-3812 // Proc. of 40th Joint Propulsion Conference, 11-14 July 2004, Fort Lauderdale, Florida.
29. Goebel D.M., Katz I. Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters (JPL Space Science & Technology Series). John Wiley & Sons. – 2008. – 486 p.
30. Кожевников В.В. Исследование локальных параметров плазмы в разрядной камере высокочастотного ионного двигателя малой мощности. Дис. ... канд. техн. наук: 05.07.05. – М., 2017. URL: https://mai.ru/events/defence/index.php?ELEMENT_ID=84938.
31. Григорян В.Г. Системы ускорения электростатических ДЛА: учеб. пособие. – М.: МАИ, 1984. – 35 с.
32. Моголкин А.И. Механико-математическая модель деформаций профилированных электродов ионных двигателей. Дис. ... канд. техн. наук: 05.07.05. – М., 2015. URL: https://mai.ru/events/defence/index.php?ELEMENT_ID=61351.
33. Loeb H.W. Principle of Radio-Frequency Ion Thrusters RIT // RIT-22 Demonstrator Test of Astrium ST at University of Giessen. – 2010. – pp. 6–11.
34. Loeb H.W., Schartner K.H., Weis S., et al. Development of RIT-Microthrusters. IAC-04-S.4.04 // Proc. of 55th International Astronautical Congress, 4-8 Oct. 2004, Vancouver, Canada.
35. Машеров П.Е. Разработка космического источника ионов на основе высокочастотного ионного двигателя. Дис. ... канд. техн. наук: 05.07.05. – М., 2016. URL: https://mai.ru/events/defence/index.php?ELEMENT_ID=72190.
36. Chabert P., Braithwaite N.St.J. // Physics of Radio-Frequency Plasmas. Cambridge University Press, England, UK, 2011. – 385 p.

37. Lotz B. Plasma physical and material physical aspects of the application of atmospheric gases as a propellant for Ion-Thruster of the RIT-Type: Inaugural dissertation to graduate to the doctor's degree in natural sciences at the Justus-Liebig-University of Giessen (FB-07 Physics). Giessen, Germany. – 2013.
38. Бугров Г.Э., Кралькина Е.А. Расчет удельных энергозатрат на излучение в ксеноновом разряде низкого давления // VI Всесоюзная конференция по плазменным ускорителям и ионным инжекторам: тезисы докладов. Днепропетровск. – 1986. – С. 93.
39. Tsay M.M.T. Two-dimensional numerical modeling of radio-frequency ion engine discharge: Ph.D. thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2010.
40. Piejak R.B., Godyak V.A., Alexandrovich B.V. A Simple Analysis of an Inductive RF Discharge // Plasma Sources Science and Technology. – 1992. – Vol. 1. – pp. 179–186.
41. Lichtenberg A.J., Lieberman M.A., Misium G.R. Macroscopic modeling of radio-frequency plasma discharges // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. – 1989. – Vol. 7. №. 3. – pp. 1007–1013.
42. Celik M., Turkoz E. Optimization of radio-frequency ion thruster discharge chamber using an analytical model // Proc. of 6th International Conference on Recent Advances in Space Technologies, 12-14 June 2013, Istanbul, Turkey.
43. Lee C., Lieberman M.A. Global model of Ar, O₂, Cl₂, and Ar/O₂ high-density plasma discharges // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. – 1995. – Vol. 13. №. 2. – pp. 368–380.
44. Goebel D.M. Analytical discharge model for RF ion thrusters // IEEE transactions on plasma science. – 2008. – Vol. 36. №. 5. – pp. 2111–2121.
45. Chabert P., Monreal J.A., Bredin J., et al. Global model of a gridded-ion thruster powered by a radiofrequency inductive coil // Physics of Plasmas. – 2012. – Vol. 19. №. 7. – pp. 073512-1–073512-7.

46. Alexandrovich B.M., Godyak V.A., Piejak R.B. A simple analysis of an inductive RF discharge // Plasma sources science and technology. – 1992. – Vol. 1. №. 3. – pp. 179–186.
47. Александров А.Ф., Бугров Г.Э., Кралькина Е.А и др. Исследование индуктивного ВЧ-разряда как самосогласованной системы. Часть VI. Математическое моделирование индуктивного ВЧ-разряда (самосогласованная модель) // Прикладная физика. – 2006. – № 5. – С. 34–39.
48. Суворов М.О. Тяговый узел прямоточного воздушного электрореактивного двигателя. Дис. ... канд. техн. наук: 05.07.05. – М., 2018. URL: https://mai.ru/events/defence/index.php?ELEMENT_ID=97715.
49. Arzt T. Numerical simulation of the RF ion source RIG-10 //Journal of Physics D: Applied Physics. – 1988. – Vol. 21. №. 2. – pp. 278–285.
50. Bilén S., Mistoco V. Numerical Modeling of a Miniature Radio-Frequency Ion Thruster. AIAA 2008-5194 // Proc. of 44th Joint Propulsion Conference, 21-23 July 2008, Hartford, CT, USA.
51. Closs M. RF Ion Thruster Design Software Based on Numerical Modelling. 2000ESASP.465..419C // Proc. of 3rd International Conference on Spacecraft Propulsion, 10-13 Oct. 2000, Cannes, France.
52. Celik M., Turkoz E. 2-D electromagnetic and fluid models for inductively coupled plasma for RF ion thruster performance evaluation // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2014. – Vol. 42. №. 1. – pp. 235–240.
53. Lymberopoulos D., Economou D. Two-Dimensional Self-Consistent Radio Frequency Plasma Simulations Relevant to the Gaseous Electronics Conference RF Reference Cell // Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology. – 1995. – Vol. 100. №. 4. – pp. 473–494.
54. Kumar H., Roy S. Two-Dimensional Fluid Model of DC and RF Plasma Discharges in Magnetic Field. AIAA-2005-4788 // Proc. of 36th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 6-9 June 2005, Toronto, Ontario, Canada.

55. Lee S., Iza F., Lee J. Particle-in-Cell Monte Carlo and Fluid Simulations of Argon-Oxygen Plasma: Comparisons with Experiments and Validations // *Physics of Plasma*. – 2006. – Vol. 13. № 5. – pp. 057102-1–057102-9.
56. Канев С.В., Кожевников В.В., Хартов С.А. Физико-математическая модель процессов в ионизационной камере электроракетного двигателя, использующего атмосферные газы в качестве рабочего тела // *Известия Российской академии наук. Энергетика*. – 2017. – № 3. – С. 21–30.
57. Heiliger C. Henrich R. Three Dimensional Simulation of Micro Newton RITs. IEPC-2013-301 // *Proc. of 33rd International electric propulsion conference*, 6-10 Oct. 2013, Washington, DC, USA.
58. Tarakanov V.P. User's Manual for Code KARAT // BRA Inc. Va. USA. – 1992.
59. Тараканов В.П. Теоретический и численный анализ нелинейных задач физики плазмы посредством кода КАРАТ. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.08. – М, 2011.
60. Александров А.Ф., Вавилин К.В., Кралькина Е.А., и др. Математическое моделирование индуктивного ВЧ-разряда низкого давления с помощью программы KARAT // *Прикладная физика*. – 2013. – № 5. – С. 38–41.
61. Александров А.Ф., Вавилин К.В., Кралькина Е.А., и др. Математическое моделирование индуктивного ВЧ-разряда, помещенного во внешнее магнитное поле, посредством программы КАРАТ // *Прикладная физика*. – 2015. – № 5. – С. 44–47.
62. Dobkevicius M., Feili D., Müller J. Comprehensive Radio – Frequency Ion Thruster Electromagnetic and Thermal Modelling. IEPC-2015-410/ISTS-2015-b-410 // *Proc. of Joint Conference of 30th International Symposium on Space Technology and Science 34th International Electric Propulsion Conference and 6th Nano-satellite Symposium*, 4-10 July 2015, Hyogo-Kobe, Japan.
63. Вавилин К.В. Моделирование высокочастотных индуктивных источников плазмы малой мощности. Дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.08. – М., 2005.

64. Александров А.Ф., Бугров Г.Э., Кралькина Е.А., и др. Самосогласованная модель ВЧ индуктивного источника плазмы, помещенного во внешнее магнитное поле // Физика плазмы. – 2004. – Т. 30. №5. – С. 434–449.
65. Кралькина Е.А. Особенности энерговклада в пространственно ограниченные ВЧ индуктивные источники плазмы низкого давления. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.08. – М., 2008.
66. Павлов В.Б. Поглощение ВЧ мощности плазмой индуктивного разряда, помещённого в магнитное поле. Дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.08. – М., 2005.
67. Неклюдова П.А. Влияние внешних условий на физические процессы и параметры плазмы индуктивного ВЧ разряда. Дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.08. – М., 2013.
68. Кралькина, Е.А. Индуктивный высокочастотный разряд низкого давления и возможности оптимизации источников плазмы на его основе // Успехи физических наук. – 2008. – Т. 178. №. 5. – С. 519–540.
69. H. Loeb. Ein electrostatisches Raketentriebwerk mit Hochfrequenzquelle // Astronautica Acta. – 1962. – Vol. 8. № 1. – pp. 49–53.
70. Leiter H.J., et al. Performance Improvement of Radiofrequency Ion Thrusters - The Evolution of the RIT 15 Ion Engine. IEPC-99-154 // Proc. of 26th International Electric Propulsion Conference, 17-21 Oct. 1999, Kitakyushu, Japan.
71. Watson S.D. The UK-10 Ion Thruster test programme at AEA Technology, Culham Laboratory. IEPC-1991-056 // Proc. of 22nd International Electric Propulsion Conference, 14-17 Oct. 1991, Viareggio, Italy.
72. Walther R.J., Schaefer M., Freisinger J. Plasma Diagnostics of the RF-Ion Thruster «RIT-10». AIAA-72-472. // Proc. of 9th Electric Propulsion Conference, 17-19 Apr. 1972, Bethesda, MD, USA.

73. Pfeiffer B. Der Skineffekt bei anisotropen Plasmen mit besonderer Berücksichtigung von Resonanzerscheinungen im induktiv erregten Hochfrequenzplasma. Doctoral Thesis, Juris-Verlag, Zurich. – 1965.
74. Лаборатория ВЧИД МАИ; Руководитель ведущий ученый Х.В. Лёб. ГК №11.G34.31.0022. Исследования и разработка космических высокоимпульсных высокочастотных плазмодинамических электроракетных ионных двигателей. Этап №2. Годовой отчет о проводимом научном исследовании, М., Отчет о НИР (промежуточный) 2011. 232 с.
75. Seren R601 product specifications [электронный ресурс] URL: http://www.serenips.com/pdfs/Seren_R601_WEBSPEC180622.pdf (дата обращения: 13.06.2019).
76. Миллитесламетр портативный универсальный ТПУ. Паспорт ЦЕКВ.411171.001.010ПС.
77. Официальный сайт разработчика COMSOL [Электронный ресурс] URL: <https://www.comsol.com/> (дата обращения: 28.08.2019).
78. Groh K.H., Fahrenbach P., Loeb H.W. ESA-XX Ion Thruster for Interplanetary Missions // Proc. of First European Spacecraft Propulsion Conference, 8-10 Nov. 1994, Toulouse, France.
79. Bassner H., Bond A.R., Thompson K.V., Groh K. The ESA-XX Ion Thruster. 1997ESASP.398..251B // Proc. of Second European Spacecraft Propulsion Conference, 27-29 May.1997, Noordwijk, Netherlands.
80. Bisten M., Freisinger J., Lob H., et al. The rf-ion sources RIM and PRIS for material processing and surface modification. IEPC1991-066 // Proc. of 25th International Electric Propulsion Conference, 14-17 Oct. 1991, Viareggio, Italy.
81. Лемешко Б.Ю., Лемешко С.Б. Расширение области применения критериев типа Граббса, используемых при отбраковке аномальных измерений // Измерительная техника. – 2005. – № 6. – С. 13–19.

82. Chen S.L., Sekiguchi T. Instantaneous Direct-Display System of Plasma Parameters by Means of Triple Probe // *Journal of Applied Physics*. – 1965. – Vol. 36. – № 8. – pp. 2363–2375.
83. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. – М.: Атомиздат, 1969. – 293 с.
84. Белоусов А.П., Мельников А.В., Хартов С.А. Модель динамики электронов в разрядной камере высокочастотного ионного двигателя // *Труды МАИ*. – 2017. – № 94. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=80974> .
85. Tuszewski M., Tobin J.A. The accuracy of Langmuir probe ion density measurements in low frequency RF discharges // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 1996. – Vol. 5. – pp. 640–647.
86. Deline C., Gilchrist B.E., Dobson C., et al. High accuracy plasma density measurement using hybrid Langmuir probe and microwave interferometer method // *Review of Scientific Instruments*. – 2007. – Vol. 78. № 11.
87. Мельников А.В., Хартов С.А. Экспериментальное исследование высокочастотного ионного двигателя с дополнительным магнитным полем. // *Известия Российской академии наук. Энергетика*. – 2018. – №3. – С. 4–11.
88. Мельников А.В., Хартов С.А. Исследование характеристик высокочастотного ионного двигателя при наличии дополнительного внешнего постоянного магнитного поля в области ВЧ разряда // *Авиация и Космонавтика – 2017: сб. тез. 16-ой международной конференции (Москва, 20–24 ноября 2017)*. – Москва: Изд-во Люксор, 2017. – С. 108–109 (732 с.).
89. Akhmetzhanov R., Belogurov A., Bogatyu A., et al. Experimental research of radio-frequency ion thruster. IAC-16-C4.4.10// *Proc. of 67th International Astronautical Congress, 26-30 Sept. 2016, Guadalajara, Mexico*.
90. Официальный сайт ООО «Авант-Спейс Системс» [Электронный ресурс] URL: <http://www.avantspace.com/> (дата обращения: 28.08.2019).

91. Кожевников В.В., Мельников А.В., Назаренко И.П., Хартов С.А. Высокочастотный ионный двигатель с дополнительной магнитной системой // Известия Российской академии наук. Энергетика. – 2019. – №3. – С. 40–51.
92. Мельников А.В. Исследование работы высокочастотного ионного двигателя с полусферической камерой при наличии внешнего магнитного поля // Гагаринские чтения – 2018: сб. тез. докл. XLIV международной молодежной научной конференции (Москва, 17–20 апреля 2018). – Москва: Изд-во Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), 2018. – Т. 1. – С. 187 (393 с.).
93. Кожевников А.В., Мельников А.В., Хартов С.А. Диагностика локальных параметров плазмы в разрядной камере высокочастотного ионного двигателя тройным электростатическим зондом // Современные средства диагностики плазмы и их применение: сб. тез. докл. XI конференции (Москва, НИЯУ МИФИ, 13–15 ноября 2018). – Москва: Изд-во НИЯУ МИФИ, 2018. – С. 61–64 (196 с.).
94. Кожевников В.В., Мельников А.В., Хартов С.А. Исследование локальных параметров плазмы в разрядной камере высокочастотного ионного двигателя с дополнительным магнитным полем // Авиация и Космонавтика – 2018: сб. тез. докл. 17-ой международной конференции (19-23 ноября 2018). – Москва: Изд-во Люксор, 2018. – С. 90–91 (740 с.).
95. Кожевников А.В., Мельников А.В., Хартов С.А. Диагностика локальных параметров плазмы высокочастотного ионного двигателя с дополнительной магнитной системой // Королёвские чтения: сб. тез. докл. XLIII академических чтений по космонавтике, посвященных памяти академика С.П. Королева и других выдающихся отечественных ученых – пионеров освоения космического пространства (Москва, МГТУ им. Н.Э. Баумана, 29 января-1 февраля 2019). – Москва: Изд-во Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет), 2019. – Т. 1. – С. 97–99 (420 с.).

96. Мельников А.В. Экспериментальное исследование влияния конфигурации дополнительной магнитной системы на интегральные характеристики высокочастотного ионного двигателя // Гагаринские чтения – 2019: сб. тез. докл. XLV международной молодежной научной конференции (Москва, 16-19 апреля 2019). – Москва: Изд-во Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), 2019. – С. 171–172 (1345 с.).
97. Официальный сайт разработчика программного комплекса IGUN [Электронный ресурс] URL: <http://www.egun-igun.com/> (дата обращения: 28.08.2019).
98. Альтман А.Б., Герберг А.Н., Гладышев П.А. и др. Постоянные магниты: Справочник. / Под ред. Ю.М. Пятина. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергия, 1980. – 488 с.
99. Куневич А.В., Подольский А.В. Сидоров И.Н. Ферриты: Энциклопедический справочник. Магниты и магнитные системы. Т. 1. – М.: Лик, 2004. – 358 с.
100. Канев С.В. Физико-математическая модель плазмы газоразрядной камеры ионного двигателя. Дис. ... канд. техн. наук: 05.07.10. – М., 1999.
101. Mikellides I., Katz I., Goebel D., Polk J. Hollow cathode theory and experiment. II. A two-dimensional theoretical model of the emitter region // Journal of Applied Physics. – 2005. – Vol. 98., № 11. – pp. 113303-1–113303-14.
102. Чен Ф. Введение в физику плазмы. – М.: Мир. – 1987. – С. 282.
103. Канев С.В. Поток электронов в слабом стационарном магнитное поле // Труды МАИ. – 2017. – № 94. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=80967> .
104. Hayashi M. Bibliography of Electron and Photon Cross Sections with Atoms and Molecules Published in the 20th Century -Xenon - // Research report NIFS-DATA-79. National Institute for Fusion Science. Toki, Japan. 2003.
105. Tonks L., Langmuir I. A General Theory of the Plasma of an Arc // Phys. Rev. – 1929. – Vol. 34. – pp. 876–922.

106. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 2. – М: Наука. – 1988. – 510 с.
107. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. – М.: Мир, 1976. – 496 с.
108. Nelder A., Mead R. A simplex method for function minimization // The Computer Journal. – 1965. – Vol. 7. – pp. 308–313.