

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего
образования
«Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники»

На правах рукописи

Золотухин Денис Борисович

**ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ, ГЕНЕРИРУЕМОЙ
В ФОРВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ ЭЛЕКТРОННЫМ ИСТОЧНИКОМ С
ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ**

01.04.04. – Физическая электроника

Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук, профессор
Окс Е. М.

Томск – 2016

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМЫ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ.....	9
1.1 Генерация пучковой плазмы при повышенных давлениях газа	9
1.2 Методы экспериментальной диагностики пучковой плазмы.....	16
1.2.1 Зондовая диагностика.....	16
1.2.2 Оптическая спектрометрия	18
1.2.3 Исследования масс зарядового состава ионов	19
1.3 Численное моделирование пучковой плазмы	21
1.4 Генерация газо-металлической плазмы	28
1.5 Выводы и постановка задач исследования.....	32
ГЛАВА 2. ТЕХНИКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.....	35
2.1 Установка для создания и исследования пучковой плазмы в форвакууме	35
2.2. Зондовая диагностика параметров пучковой плазмы в форвакууме	38
2.3 Исследование масс-зарядового состава ионов пучковой плазмы	42
2.3.1 Времяпролетный масс-спектрометр	42
2.3.2 Квадрупольный масс-спектрометр.....	47
2.4 Оптическая диагностика пучковой плазмы.....	51
2.5 Генерация и диагностика плазмы в диэлектрическом объеме индуктивным ВЧ разрядом в форвакуумной области давлений.....	52
2.6 Выводы по главе 2	55
ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ	57
3.1 Образование плазмы при свободном распространении электронного пучка в вакуумной камере.....	57
3.1.1 Параметры электронного пучка	58
3.1.2 Параметры пучковой плазмы.....	61
3.2. Параметры пучковой плазмы, создаваемой при инъекции электронного пучка в полость: эксперимент	71
3.2.1 Диэлектрическая (кварцевая) полость	71
3.2.2 Металлическая полость	77

3.3. Особенности генерации плазмы в диэлектрической полости индуктивным ВЧ разрядом.....	82
3.4. Численное моделирование генерации пучковой плазмы в полости	87
3.4.1. Заземленная металлическая полость.....	88
3.4.2. Изолированная металлическая и диэлектрическая (кварцевая) полости	92
3.5. Обсуждение и анализ результатов	97
3.6 Выводы по главе 3	105
ГЛАВА 4. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ.....	107
4.1 Особенности генерации газо-металлической плазмы и осаждения покрытий из нее в форвакуумной области давлений	107
4.1.1 Генерация газо-металлической плазмы и ее диагностика	107
4.1.2 Оценка вклада электронов пучковой плазмы в получение ионов металлов.....	109
4.1.3 Осаждение покрытий из газо-металлической пучковой плазмы	111
4.2. Пучково-плазменная стерилизация стеклянных и пластиковых сосудов.....	120
4.2.1 Оборудование и методика пучково-плазменной стерилизации сосудов.....	121
4.2.2 Результаты пучково-плазменной стерилизации	124
4.3 Выводы по главе 4	127
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	128
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	131
Приложение 1. Патент на полезную модель №1	146
Приложение 2. Патент на полезную модель №2	147
Приложение 3. Патент на полезную модель №3	148
Приложение 4. Патент на полезную модель №4	149
Приложение 5. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ №1	150
Приложение 6. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ №2	151

ВВЕДЕНИЕ

Низкотемпературная плазма в настоящее время находит множество применений, среди которых плазмохимический синтез, осаждение покрытий, модификация материалов ионной имплантацией, стерилизация медицинских изделий и инструментов. Для создания низкотемпературной плазмы широко применяются различные типы газовых разрядов, способных функционировать в различных диапазонах частот и давлений. Однако, генерация плазмы с помощью газового разряда имеет ряд естественных физических ограничений, таких как довольно узкий диапазон давлений и прочих параметров, в пределах которых разряд горит устойчиво, высокая чувствительность к составу газовой среды, необходимой для устойчивого горения разряда, и, зачастую, наличие нежелательного распыления электродов, а при генерации плазмы разряда в агрессивных газах возникает проблема химической стойкости электродов. Указанные недостатки газоразрядных устройств могут быть преодолены путем создания так называемой пучковой плазмы, генерируемой инъекцией в газ ускоренного пучка электронов. Для повышения эффективности генерации пучковой плазмы выглядит оправданным повышение давления в области генерации плазмы, поскольку с ростом давления растет число актов ионизации частиц плазмообразующей среды, однако, до недавних пор, применение традиционных источников с накаливаемым катодом для создания электронного пучка затрудняло повышение давления и резко ограничивало выбор рабочих газов. С появлением так называемых форвакуумных плазменных источников электронов [1,2], способных устойчиво формировать пучок при давлении 1-100 Па в атмосфере различных газов, в том числе кислорода, стало возможным эффективно генерировать пучковую плазму и использовать ее для пучково-плазменной обработки как различных полимеров, так и различных керамических материалов [3]. Источники заряженных частиц [4,5], в том числе газо-металлических ионов [6], на основе разрядных систем с холодным плазменным катодом, широко используются для ионной имплантации и осаждения покрытий. Следует отметить, что до начала настоящей работы отсутствовали работы, посвященные комплексному исследованию пучковой плазмы, генерируемой источником электронов с плазменным катодом при давлениях 1-15 Па в отсутствие удерживающего пучок и плазму продольного магнитного поля; кроме того, недостаточно исследована газо-металлическая плазма, генерируемая при электронно-лучевом испарении мишени с одновременной ионизацией испаренного материала и газа, в котором распространяется пучок. Несмотря на наличие работ по исследованию особенностей пучковой плазмы, формируемой при повышенных давлениях (св. 10 кПа) [7], и в форвакууме (1-100 Па) при облучении мишени, отсутствуют работы по исследованию пучковой плазмы, генери-

руемой при инжекции электронного пучка в диэлектрическую полость, не содержащую внутри электродов, предназначенных для удаления приносимого пучком заряда. Все эти факты обуславливают актуальность настоящего исследования.

Цель работы состояла в проведении экспериментальных исследований, численного моделирования процессов генерации и в демонстрации применений пучковой плазмы, создаваемой в форвакуумном диапазоне давлений источником электронов с плазменным катодом в отсутствие удерживающего пучок магнитного поля в условиях свободного распространения электронного пучка, при его инжекции в диэлектрическую полость, а также при электронно-лучевом испарении металлической мишени.

Основные задачи настоящей работы заключались в определении особенностей генерации и диагностики пучковой плазмы в форвакуумном диапазоне давлений с применением зондовых измерений, масс-спектрометрии ионов и оптической спектроскопии, а также при численном моделировании плазмы, создаваемой внутри полости. В числе задач работы также были исследования возможности пучково-плазменной стерилизации внутренней поверхности диэлектрических сосудов и осаждения покрытий из газометаллической плазмы.

Для достижения целей работы и решения поставленных задач были использованы следующие **экспериментальные методики**:

- зондовая диагностика параметров плазмы;
- масс-спектрометрия ионов плазмы;
- оптическая спектроскопия;
- численные оценки и моделирование.

Научная новизна диссертационной работы заключается в следующем:

1. Исследованы процессы генерации и измерены параметры пучковой плазмы внутри диэлектрической полости. Обнаружено, что в таких условиях концентрация и температура плазмы выше, чем в плазме, создаваемой при свободном распространении пучка. На основе численной балансовой модели предложено объяснение полученным экспериментальным зависимостям.

2. Показано, что модернизация конструкции обращенного времяпролетного масс-спектрометра и оптимизация его параметров позволяет использовать этот спектрометр для диагностики масс-зарядового состава ионов пучковой плазмы в форвакуумной области давлений.

3. Изучены особенности генерации и измерены параметры газо-металлической плазмы, создаваемой при электроннолучевом испарении металлов (Zn, Mg, Al) в атмосфере кислорода.

Научная и практическая ценность работы состоит в следующем:

1. Определены условия генерации в форвакуумной области давлений однородной плазмы при инъекции ускоренного электронного пучка в диэлектрическую полость, а также показана возможность использования такой плазмы для стерилизации внутренней поверхности сосудов.

2. Показана возможность генерации газо-металлической плазмы при электроннолучевом испарении металлов в форвакуумном диапазоне давлений 1-15 Па с одновременной ионизацией паров и газовой атмосферы и применения газо-металлической плазмы для осаждения покрытий.

3. Результаты работы могут быть использованы и в других устройствах, имеющих аналогичные разрядные системы, включая ионно-плазменные напылительные установки, генераторы низкотемпературной плазмы и ряд других, функционирующих в области повышенных давлений.

На защиту выносятся следующие научные положения:

1. Инъекция непрерывного пучка электронов с энергией 1-10 кэВ в диэлектрическую полость обеспечивает в форвакуумном диапазоне давлений (1-15 Па) генерацию в полости плазмы с плотностью 10^9 - 10^{11} см⁻³ и температурой электронов 1,5-3 эВ. Концентрация и температура электронов пучковой плазмы в диэлектрической полости в 1,3-1,6 раз выше соответствующих параметров плазмы, генерируемой при свободном распространении пучка. Повышение концентрации и температуры электронов пучковой плазмы в диэлектрической полости может быть обусловлено внесением в плазму дополнительной энергии вторичными электронами, ускоренными в пристеночных слоях полости.

2. Характер продольного распределения плотности плазмы при инъекции электронного пучка в диэлектрическую полость определяется энергией электронного пучка и давлением газа. При относительно низких давлениях и высоких энергиях электронов плотность плазмы растет вдоль длины полости, в противоположном случае – снижается. При оптимальных условиях неоднородность продольного распределения плотности плазмы не превышает 10%. Это обеспечивает возможность эффективной стерилизации внутренней поверхности стеклянных и пластиковых сосудов без их термических повреждений.

3. Модернизация конструкции и оптимизация параметров обращенного времяпролетного масс-спектрометра, заключающиеся в установке дополнительной диафрагмы в трубе дрейфа и в замене вторично-электронного умножителя на микроканальную пластину в детекторе ионов, а также в определении оптимальных диаметра входной апертуры и напряжения на отклоняющих пластинах, позволяет на два порядка величины повысить уровень выходного сигнала спектрометра и использовать его для исследования масс-зарядового состава пучковой плазмы, генерируемой в форвакуумном диапазоне давлений (1 – 15 Па).

4. Электронно-лучевое испарение металлов в форвакуумном диапазоне давлений в атмосфере кислорода обеспечивает создание плазмы, состоящей из однозарядных ионов газов, металла и его оксидов. При этом доленое содержание ионов металлов в формируемой газо-металлической плазме может регулироваться плотностью мощности электронного пучка и давлением газа. В области минимальных рабочих давлений форвакуумного плазменного источника электронов (2-3 Па) в плазме преобладают ионы металлов и его оксидов, а при давлении более 15 Па ионный компонент пучковой плазмы практически полностью газовый.

Достоверность и обоснованность результатов работы подтверждаются систематическим характером исследований, использованием различных дублирующих экспериментальных методик, сопоставлением полученных экспериментальных данных с теоретическими оценками и результатами численного моделирования, а также практической реализацией научных положений и выводов при пучково-плазменной стерилизации сосудов, создании газо-металлической плазмы и осаждении из нее оксидных покрытий.

Публикации. По результатам исследований по теме диссертации опубликовано 34 работы, среди которых 9 статей в рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК РФ, и 19 полных текстов докладов на международных и всероссийских конференциях. По результатам работы получено 4 патента РФ на полезные модели [Приложения 1-4] и 2 свидетельства о регистрации программ для ЭВМ [Приложения 5 и 6].

Апробация работы. Материалы диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях: 26th Symposium on Plasma Physics and Technology» (Чехия, г. Прага, 16-19 июня 2014); 42nd IEEE International Conference on Plasma Science (Турция, г. Белек, 24-28 мая 2015 г.); 18th Israeli Conference on Plasma Science and its Applications (г. Беэр-Шева, Израиль, 2 марта 2016 г.); IX Международная конференция «Современные средства диагностики плазмы и их применение» (г. Москва, 5-7 ноября 2014 г.); V Международный Крейнделевский семинар «Плазменная эмиссионная электроника» (г.

Улан-Удэ, 2015 г.); XI Международная конференция «Газоразрядная плазма и ее применение» (г. Томск, 2013 г.); International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (г. Томск, 2014, 2015 и 2016 гг.); 12th International Conference «Gas Discharge Plasmas and Their Applications» (г. Томск, 2015 г.).

Работы по тематике диссертации поддержаны грантами РФФИ (№14-08-31090 мол_а, №12-08-00074_а, №16-38-00230 мол_а, №15-38-20264а, №12-08-00074, №13-08-98087, №16-38-60059 мол_а_дк), Министерства образования и науки (проекты № 7.3101.2011 и №3.49.2014/К). Работы по пучково-плазменной стерилизации сосудов профинансированы Фондом содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (грант УМНИК-2014, договор №3898ГУ1/2014).

Личный вклад автора состоит в создании экспериментальной установки и оснастки, выборе методик эксперимента, проведении экспериментальных исследований и разработке численных моделей, а также в анализе результатов. Обсуждение задач исследований, методов их решения и результатов анализа экспериментальных данных проводилось совместно с соавторами, фамилии которых указаны в работах, опубликованных по теме диссертации. Автором самостоятельно выдвинуты защищаемые научные положения и сделаны выводы. Соавторы, принимавшие участие в отдельных направлениях исследований, указаны в списке основных публикаций по теме диссертации. Все результаты, составляющие научную новизну диссертации и выносимые на защиту, получены автором лично.

Структура и объем работы. Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы и приложений. Диссертация изложена на 151 странице, содержит 88 рисунков и 5 таблиц. Список литературы включает 156 источников.

Автор выражает искреннюю **благодарность** своему научному руководителю, д.т.н., заведующему кафедрой физики ТУСУР, профессору Е.М. Оксу за научное руководство диссертацией и поддержку работы, д.т.н., профессору В.А. Бурдовицину за ценные советы и обсуждение результатов исследований, профессору лаборатории физики плазмы Техниона (Израиль) Я.Е. Красику за руководство стажировкой и интерес к работе, к.т.н., доцентам Ю.Г. Юшкову и А.В. Тюнькову за помощь в проведении экспериментов.

ГЛАВА 1. ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМЫ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

1.1 Генерация пучковой плазмы при повышенных давлениях газа

Появление первых работ по генерации плазмы в результате ударной ионизации остаточного газа ускоренным пучком электронов относится к 60-м годам прошлого века, и большинство из них выполнено при давлении газа в рабочей камере менее 1 Па. В одной из первых работ [8] изучены свойства плазмы, создаваемой в цилиндрической камере, заполненной аргоном при давлениях $10^{-3} - 10^{-1}$ Па, при инжекции импульсного цилиндрического электронного пучка энергией 500 эВ, удерживаемого магнитным полем. Автором отмечено, что в указанных условиях может быть сформирована довольно плотная плазма с концентрацией $10^{12}-10^{13}$ см⁻³, выявлена нелинейность в росте концентрации плазмы с увеличением давления, а также изучено радиальное распределение такой плазмы. Более того, автор обнаружил возникновение осцилляций в плазме, связанных с диссипацией энергии пучка при возбуждении плазменных колебаний. В работе [9] теоретически показано, что существует некоторое минимальное критическое давление газа (для Н₂ около 0,03 Па), выше которого пучок формирует плазму с концентрацией, превышающей концентрацию пучковых электронов, причем объемный заряд пучка оказывается полностью скомпенсированным. Авторы работы [10] исследовали пучковую плазму при более высоких давлениях (до ~1 Па). В их эксперименте электронный пучок с энергией до 3 кэВ и током до 20 мА использовался для генерации плазмы в гелии и аргоне при давлениях от 10^{-2} до 1 Па в стеклянной трубке с заземленными металлическими торцами, пучок удерживался осевым однородным магнитным полем индукцией от 0,3 до 2 кГс. Авторами обнаружено, что с достижением некоторого критического тока и давления, характер свечения пучковой плазмы меняется от ограниченного диаметром пучка до интенсивного свечения, заполняющего весь объем содержащей плазму стеклянной трубки. Смена режима свечения сопровождалась появлением широкополосного ВЧ шума и «расплыванием» энергетического спектра пучка, что позволило сделать вывод о возбуждении пучково-плазменного разряда. Интерес к генерации пучково-плазменных неустойчивостей в большой степени связан с возможностями разогрева плазмы и осуществления плазмохимических реакций, поэтому исследованию и технологическим применениям пучково-плазменных неустойчивостей посвящен ряд как зарубежных [11-14], так и отечественных работ [15-18]. Следует отметить, что в ранних работах [8-10], в основном нацеленных на изучение пучково-плазменных неустойчивостей, источником пучка электронов служил термокатод, и это значительно ограничивало долговечность источника, выбор рабочих

газов и верхний предел рабочих давлений. Как следствие растущего интереса к использованию пучковой плазмы для технологий обработки поверхности и осуществления плазмохимических реакций [19], наиболее эффективно протекающих при более высоких давлениях от единиц до сотен Па [14, 20], возникла потребность в изучении пучковой плазмы, создаваемой в указанном диапазоне давлений в любых, в том числе химически активных, газах.

Одним из подходов к генерации пучковой плазмы при повышенных давлениях (более 1 Па) является организация перепада давления между областью формирования пучка (10^{-3} - 10^{-2} Па) и областью создания пучковой плазмы (до 10^4 Па). Так, работа [7] посвящена комплексному экспериментальному исследованию пучковой плазмы, создаваемой инъекцией концентрированного электронного пучка током до 1 А и энергией 10-150 кэВ при давлениях 10 - 10^4 Па. Пучок электронов диаметром порядка 1 мм выводился из высокого вакуума в область повышенного давления через специально сконструированные выводные устройства, использующие принцип газодинамического окна. Такой способ позволил автору исследовать пучковую плазму, созданную как в различных молекулярных газах, в том числе органических, так и в гетерогенных средах, содержащих мелкодисперсную конденсированную фазу (пыль, капли), а также показать широкие технологические возможности использования такой плазмы для радиационно- и химико-термической модификации материалов, плазменного нанесения покрытий, а также модификации термолабильных биополимеров. Однако, проводка электронного пучка в плотный газ через газодинамическое окно обладает принципиальными недостатками, такими как невозможность вывода широких пучков для создания протяженных плазменных образований, повышенные требования к откачным средствам и вакуумным системам, а также склонность к прогоранию газодинамических окон, приводящая к повышению давления в высоковакуумной области и повреждению термокатода.

Формирование пучковой плазмы при давлениях свыше 1 Па, без организации дифференциальной откачки, стало возможным с появлением источников электронов с плазменным катодом [1, 2, 21, 22], способных стабильно функционировать в форвакуумном диапазоне давлений (от единиц до сотни Па [23]). К настоящему моменту разработаны форвакуумные источники остросфокусированных пучков [24], способные формировать пучки с диаметром менее 1,4 мм энергией до 20 кэВ и током до 0,1 А при давлении газа 1-5 Па. В [25] показано, что при генерации пучковой плазмы остросфокусированным пучком в указанном диапазоне давлений наблюдается скачкообразное увеличение температуры электронов пучковой плазмы при превышении пороговой плотности тока пучка, опре-

деляемой выражением (1), в результате возникновения пучково-плазменного разряда, уширяющего энергетический спектр пучка, и этот эффект значительно ухудшает условия фокусировки пучка:

$$j = 25\sqrt{2} v_{en}^2 \varepsilon_0 \left(\frac{kT}{\pi M} \right)^{1/6} \left(\frac{m^2 \lambda}{r e^2} \right)^{1/3} U^{1/3} \quad (1)$$

где v_{en} – частота столкновения плазменных электронов с нейтралами, T, M – температура и масса ионов, соответственно, m, e – масса и заряд электрона, λ – ионизационная длина свободного пробега электрона, r – радиус пучка и U – ускоряющее напряжение.

Значительный объем исследований пучковой плазмы, генерируемой при повышенных давлениях форвакуумного диапазона, выполнен сотрудниками Военно-морской лаборатории США (Naval Research Laboratory). В работе [26] приведены результаты исследований так называемого «плазменного листа» площадью $0,6 \text{ м}^2$ и толщиной до 2 см, создаваемого ионизацией газа при давлениях 2,5-40 Па электронным пучком с энергией 2-5 кэВ в целях формирования плоского плазменного «зеркала» для отражения радиоволн. В более поздней работе Манхаймер [27] выполнил теоретический обзор упомянутой системы для формирования плоского плазменного листа (LAPPS), и показал возможность создания пучковой плазмы с концентрацией порядка 10^{12} см^{-3} . При этом энергия электронов не превышала нескольких кэВ, давление газа достигало 15 Па и удерживающее электронный пучок продольное магнитное поле составляло 50-100 Гс (рисунок 1.1).

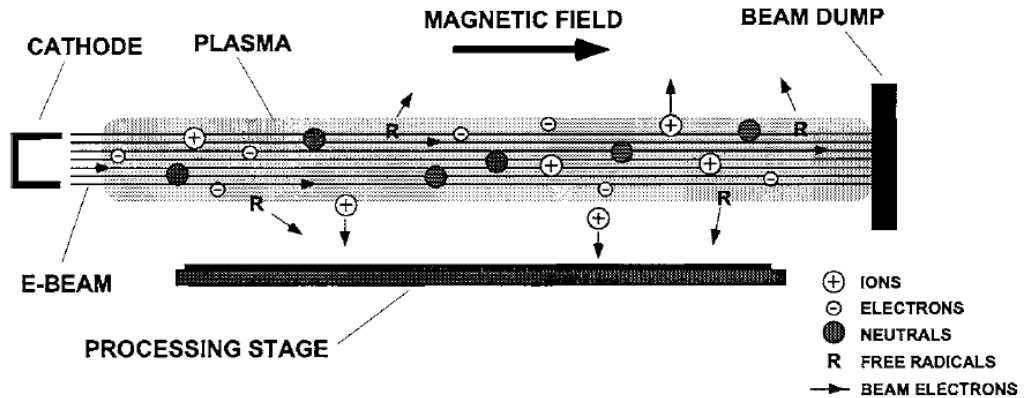


Рисунок 1.1 – Схема Large Area Plasma Processing System (LAPPS) [27].

В этой работе автор особо отметил привлекательность пучковой плазмы при повышенных давлениях для «щадящей» обработки поверхности полимеров потоком ионов из плазмы, поскольку температура электронов пучковой плазмы менее 1 эВ, в силу отсутствия в ней внешних электрических полей, нагревающих электронный газ.

В работе [28] представлены результаты исследования пространственного распределения параметров пучковой плазмы, полученной при распространении ленточного элект-

тронного пучка форвакуумного источника с энергией до 2 кэВ в аргоне при давлении от 5 до 13 Па (рисунок 1.2). Показано, что характер распределения параметров образуемой плазмы обусловлен соответствующим распределением плотности электронного тока по сечению пучка, а сами параметры существенно зависят также от давления газа и величины формирующего пучок магнитного поля.

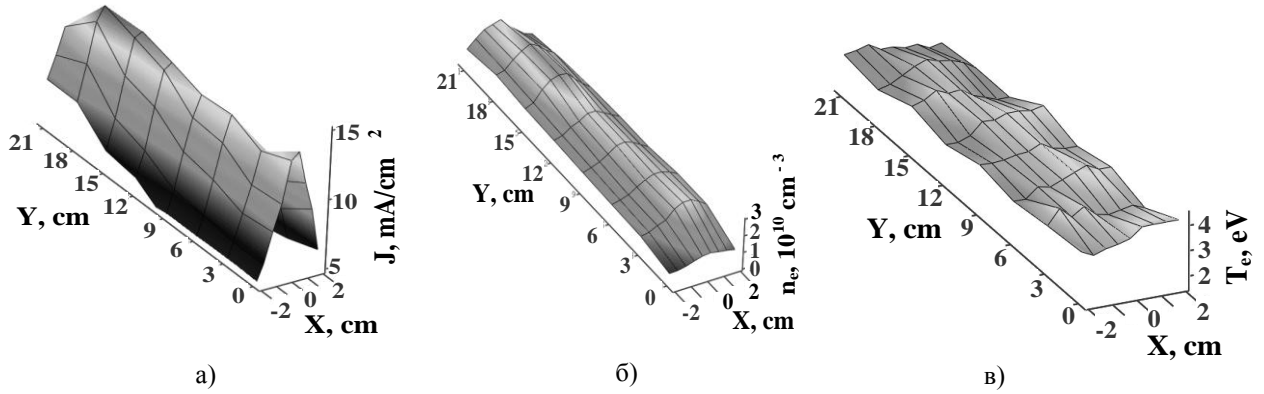


Рисунок 1.2 – Пример пространственных распределений: плотности тока электронного пучка (а), концентрации пучковой плазмы (б) и электронной температуры плазмы (в) в плоскости, перпендикулярной направлению распространения ленточного пучка форвакуумного источника электронов [28]. Ток эмиссии 400 мА, давление аргона 6 Па, индукция магнитного поля 5,4 мТл, энергия пучка 2 кэВ.

Оценке температуры электронов в плазме, создаваемой как импульсным, так и непрерывным пучком электронов энергией 1-2 кэВ и током 10-50 мА в молекулярных (азот) и благородных (аргон) газах при давлении 3,5 – 6,5 Па посвящены работы [29, 30]. В работе [28] приводится формула для оценки температуры электронов в пучковой плазме, генерируемой ленточным пучком:

$$T_e \leq \frac{0,6T_0}{1+0,2 \ln(M/2\pi m)}, \quad (2)$$

где M – масса иона, m – масса электрона, T_0 – средняя энергия плазменных электронов, имеющих распределение по энергиям от нуля до энергии ионизации молекулы газа W_i . Величина T_0 оценивалась авторами по формуле:

$$\frac{3T_0}{2} = \left(\frac{\varepsilon_0}{2} \right) \frac{\ln \left[1 + \left(\frac{W_i}{\varepsilon_0} \right)^2 \right]}{\tan^{-1} \left(\frac{W_i}{\varepsilon_0} \right)}, \quad (3)$$

где ε_0 – доля энергии ионизации W_i , зависящая от рода газа.

Согласно проведенным оценкам, температура электронов в пучковой плазме зависит от рода газа, и имеет величину, не превышающую 1 эВ [29]. Здесь же приведены зависи-

мости параметров пучковой плазмы от давления газа (рисунок 1.3), демонстрирующие рост концентрации плазмы электронов с давлением при практически неизменной температуре T_e на уровне 0,4-0,6 эВ.

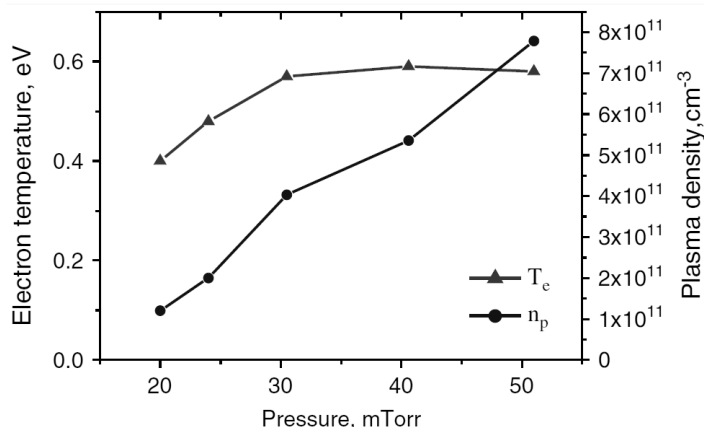


Рисунок 1.3 – Влияние давления на температуру электронов и концентрацию плазмы в аргоне [29]. Измерения выполнены в центре пучка. Энергия пучка 1,3 кэВ, напряжение горения полого катода источника 320 В, индукция магнитного поля 100 Гс, ток пучка 15-35 мА.

Коллективом ученых NRL исследованы распределения по энергиям ионов пучковой плазмы LAPPS в импульсном режиме [31] в аргоне при давлении 13 Па. В результате проведенных исследований продемонстрирована возможность формирования потока ионов управляемого состава из пучковой плазмы для травления органического фоторезиста и кремния в смеси кислорода и аргона, а также аргона и SF_6 [32] и низкотемпературного (325–462 °С) азотирования нержавеющей стали [33].

Следует отметить, что хотя исследователи из NRL изучили широкий спектр возможностей обработки пучковой плазмой поверхностей различных материалов (как металлов, так и диэлектриков, в том числе полимеров [34]), однако в их экспериментах не проводилось непосредственного облучения обрабатываемых поверхностей диэлектриков электронным пучком, поскольку образцы располагались вблизи пучка параллельно его оси. Возможность непосредственной обработки диэлектрических материалов электронным пучком плазменного источника и пучковой плазмой в форвакууме (5-15 Па) впервые продемонстрирована в работе [35]. В этой работе показано, что нейтрализация заряда, приносимого пучком на диэлектрик, происходит благодаря как ионам пучковой плазмы, непосредственно создаваемой электронами пучка в парных соударениях с газом, так и ионам, генерируемым объемным разрядом между поверхностью диэлектрика и заземленным электродом – поверхностью камеры. Получены соотношения, позволяющие оценить добавку n к концентрации пучковой плазмы в результате разряда между мишенью и стенкой

камеры, а также плавающий потенциал φ диэлектрической мишени при ее облучении электронным пучком:

$$n = \frac{\varphi \gamma_e I_b}{e v_i (W_i S_p - \gamma_i S_t \varphi)} \quad (4)$$

$$\varphi = \frac{W_i S_p}{\frac{\gamma_e I_b}{e v_i} \cdot \frac{1}{[(1 - \gamma_e) I_b] / [(1 + \gamma_i) e v_i S_t] - \beta p I_b^\alpha} + \gamma_i S_t} \quad (5)$$

В выражениях (4) и (5), I_b – ток пучка электронов, e – заряд электрона, γ_e, γ_i – коэффициенты электронно-электронной и ионно-электронной эмиссии, соответственно, W_i – энергия образования ион-электронной пары, v_i – скорость ионов, p – давление газа, S_t – площадь поперечного сечения диэлектрической мишени, S_b – площадь поперечного сечения пучка, S_p – площадь всей поверхности плазмы, с которой она теряет ионы, α, β – константы.

Ряд работ разработчиков форвакуумных плазменных источников электронов посвящен различным аспектам электронно-лучевой обработки поверхности диэлектриков в форвакуумной области давлений [36-38], однако пучковая плазма, создаваемая такими электронными источниками, как объект исследования, до настоящего момента оставалась за рамками этих работ.

В последнее время наблюдается интерес к генерации плазмы внутри трубок [39], контейнеров и сосудов [40-43], изготовленных из диэлектрических материалов (полимеры и стекло). Состав и свойства материалов, нанесенных в виде диэлектрического слоя на внутреннюю поверхность торца полого катода, исследуются с применением тлеющего разряда с полым катодом [44]. Плазма внутри цельно-диэлектрических объектов, таких как контейнеры и бутылки, создается с целью улучшения таких параметров внутренней поверхности, как биосовместимость [39], отслаиваемость [45], газо-барьерные свойства [40-43], а также для ее стерилизации [43, 46-48]. Для генерации плазмы в объеме, ограниченном диэлектрическими стенками, традиционно используется импульсный тлеющий [39, 42, 43], и высокочастотные (ВЧ и микроволновый) разряды [40, 48]. Импульсный тлеющий разряд довольно простой и дешевый, однако он подразумевает получение плазмы с очень высоким (порядка нескольких кВ) потенциалом относительно стенок, что неизбежно приводит к ионному распылению стенок и загрязнению плазмы его продуктами. Примером применения импульсного тлеющего разряда может служить работа [43] (рисунок 1.4). В ней внутренняя поверхность сосуда, выполненного из полиэтилентере-

фталата (ПЭТ), модифицировалась и стерилизовалась воздействием ионов из плазмы импульсного тлеющего разряда в магнитном поле.

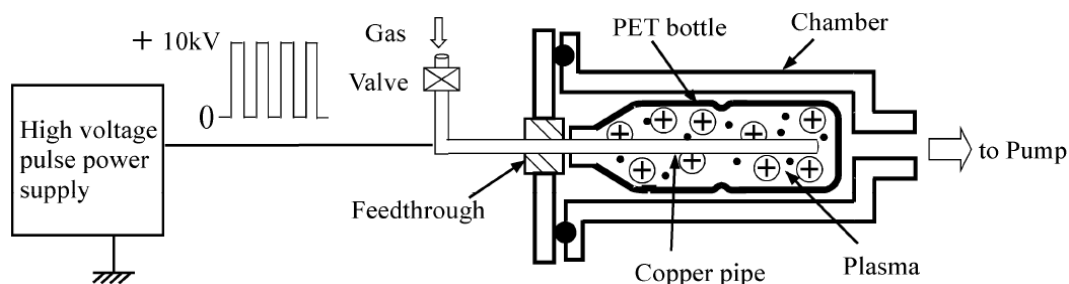


Рисунок 1.4 – Схема эксперимента для модификации ПЭТ бутылки [43]. Частота подачи напряжения от 1 до 10 кГц, давление в сосуде 10^{-2} Па. Длительность обработки порядка 30 с.

Существует множество способов генерации плазмы внутри диэлектрических объемов различными видами СВЧ- и высокочастотных разрядов (рисунок 1.5) [49].

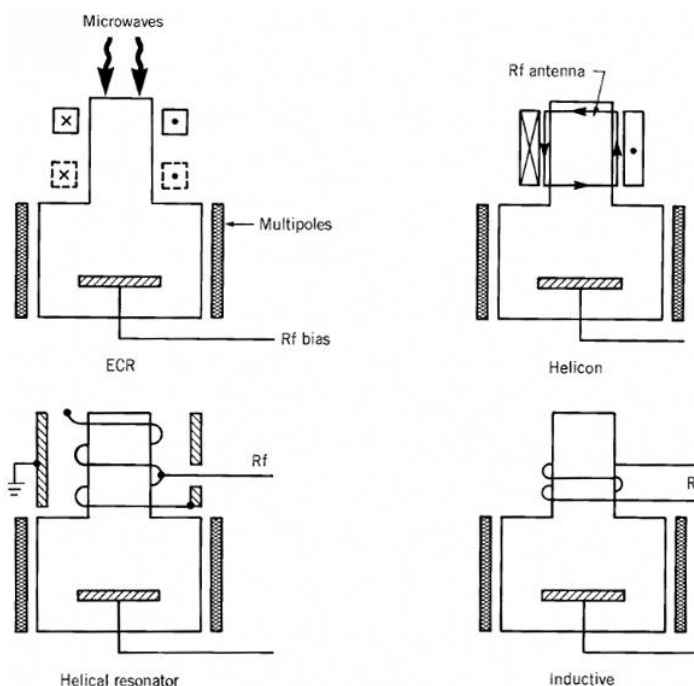


Рисунок 1.5. – Некоторые типы источников плотной (10^{10} - 10^{12} см⁻³) плазмы внутри диэлектрических объемов, функционирующие при давлении 0,08 – 8 Па [49].

К одному из наиболее широко распространенных способов генерации низкотемпературной плазмы внутри диэлектрических объемов можно отнести индуктивный ВЧ разряд. Характерной особенностью такого разряда является тот факт, что возбуждаемые переменным магнитным полем токи, текущие в плазме, являются вихревыми, что снимает проблему замыкания электрической цепи и удаления электрического заряда из диэлектрического объема. Кроме того, ввиду значительно меньшей емкостной связи между плазмой и электродами, потенциал плазмы относительно стенок (десятки-сотни вольт [49]) все же

значительно ниже величин, характерных для импульсного тлеющего разряда. Несмотря на значительную степень проработки технологии стерилизации предметов и сосудов плазмой индуктивного ВЧ-разряда, позволяющего создавать плотную (10^{10} - 10^{12} см⁻³) пространственно однородную плазму для стерилизации трехмерных предметов и различных сосудов, к числу существенных недостатков этого метода следует отнести необходимость согласования импедансов генератора и плазменной нагрузки [50], существование «паразитной» емкостной связи с электродами, а также наличие оптимума способности плазмы поглощать доставляемую от генератора мощность [51]. Преимущества форвакуумных источников электронов, среди которых следует особо отметить их уникальную способность непосредственной обработки диэлектрических материалов любой формы как непрерывным, так и импульсным электронным пучком, делают привлекательным их использование для создания пучковой плазмы в диэлектрической полости. Однако в литературе отсутствуют публикации, посвященные возможности создания плазмы инъекцией электронного пучка внутри диэлектрического сосуда в форвакууме. Этот факт делает актуальной постановку задачи об исследовании параметров и режимов генерации пучковой плазмы внутри диэлектрических сосудов с помощью форвакуумного источника электронов.

1.2 Методы экспериментальной диагностики пучковой плазмы

К известным и широко используемым методам экспериментального исследования низкотемпературной, в том числе и пучковой плазмы, относятся зондовая диагностика, оптическая спектроскопия, а также исследование масс зарядового состава ионов в плазме. Следует ожидать, что наиболее полные и подробные сведения о параметрах исследуемой плазмы, и их зависимости от условий эксперимента можно получить только в результате всестороннего и комплексного исследования плазмы всеми указанными методами. Рассмотрим кратко каждый из методов с точки зрения возможности их использования для исследования параметров плазмы, создаваемой электронным пучком плазменного источника электронов в форвакуумной области давлений.

1.2.1 Зондовая диагностика

Зондовая методика относится к числу наиболее широко распространенных и проработанных методик диагностики плазмы. Ценность данной методики заключается в том, что она позволяет находить локальные параметры плазмы в месте расположения зонда, и это дает возможность построить пространственное распределение параметров в весьма широких экспериментальных условиях: концентрация плазмы $n \sim 10^6$ - 10^{14} см⁻³ и давление газа в диапазоне 10^{-3} - 10^4 Па [52]. К известным преимуществам зондовой диагностики от-

носится простота оснащения и методики эксперимента. Другим достоинством является тот факт, что по одной зондовой вольт-амперной характеристике можно непосредственно оценить полный набор параметров плазмы – концентрацию электронов и ионов, функцию распределения электронов по энергии и их температуру [30], а также потенциал плазмы.

С использованием зондовых измерений к настоящему моменту накоплен значительный объем экспериментальных данных, позволяющих судить об особенностях параметров пучковой плазмы в форвакууме [25, 26, 28, 29, 30, 35]. Поскольку в форвакуумном диапазоне давлений 1-100 Па, при типичных для пучковой плазмы концентрации $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и температуре электронов $T_e \sim 1 \text{ эВ}$ [25, 29] длины свободного пробега частиц плазмы (электронов от 50 до 0,5 мм, ионов от 10 до 0,1 мм) превышают толщину слоя у поверхности зонда, имеющего протяженность порядка дебаевской длины 0,02 мм, то слой можно считать бесстолкновительным. Это значительно упрощает интерпретацию результатов зондовых измерений [52]. В работе [53] приводятся типичные ВАХ одиночного цилиндрического ленгмюровского зонда (рисунок 1.6, а), полученные при исследовании плазмы, создаваемой импульсным электронным пучком в аргоне. Зонд был выполнен из вольфрамовой проволоки, и оснащен системой нагрева до $500 \text{ }^\circ\text{C}$ для удаления с его поверхности окислов. Экспериментальная оснастка позволяла авторам снимать серию зондовых ВАХ в течение импульса и после его окончания, что давало возможность отследить эволюцию параметров плазмы. Здесь же приводятся результаты измерения потенциала пучковой плазмы с помощью эмиссионного зонда (рисунок 1.6, б). Потенциал плазмы (0,8 В) был определен по точке расхождения ВАХ «холодного» зонда, и нагретого до температуры, достаточной для возникновения термоэлектронной эмиссии с его поверхности; нагрев регулировался током накала.

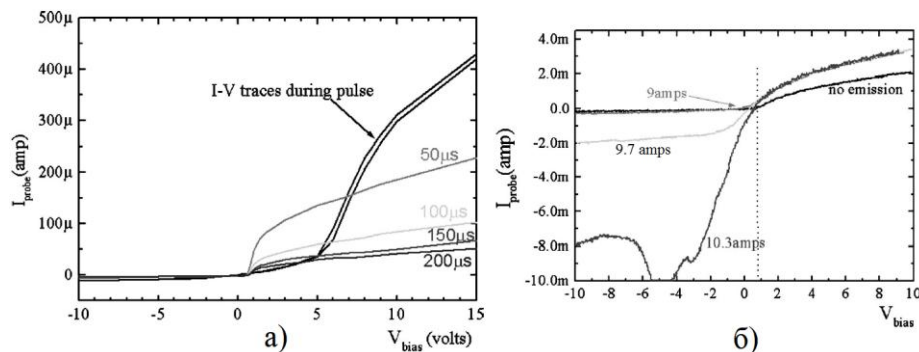


Рисунок 1.6 – Типичные ВАХ одиночного ленгмюровского зонда (а) в аргоне при давлении 11 Па (в течение импульса длительностью 800 мкс, и спустя 50-200 мкс после его окончания), и эмиссионного зонда (б) в азоте при давлении 10 Па (посередине импульса длительностью 1 мс), при токе накала 9-10,3 А. Энергия пучка 2 кэВ, плотность тока пучка 5 mA/cm^2 , индукция магнитного поля 150 Гс [53].

Несмотря на высокую информативность, зондовая диагностика не способна дать информацию как о масс-зарядовом составе плазмы, так и о составе нейтральной газовой среды и энергетическом состоянии молекул и атомов, а это обуславливает необходимость привлечения дополнительных методов диагностики.

1.2.2 Оптическая спектроскопия

Оптическая спектроскопия [54] свечения плазмы позволяет определить по наличию и расположению в спектре линий и полос излучения характер энергетических переходов как возбужденных нейтральных атомов, молекул и комплексов, так и ионов плазмы. Основным преимуществом этого метода является полное отсутствие возмущения параметров плазмы, поскольку исследуется электромагнитное излучение, эмитированное ионами плазмы и нейтральными атомами. В работе [25] приведены оптические спектры пучковой плазмы, создаваемой остросфокусированным электронным пучком током 20-60 мА и энергией 5 кВ в аргоне при давлении 3 Па. Отмечено, что при токе пучка выше порогового спектр свечения в видимой области обогащается линиями с более низким потенциалом возбуждения, что объясняется предположением о возникновении пучково-плазменного разряда. В работе [55] приводятся результаты оптической диагностики плазмы, создаваемой широким электронным пучком энергией 2 кэВ и током 3-8 мА в азоте при давлениях 4-12 Па. Здесь авторы приводят типичный эмиссионный спектр пучковой плазмы (рисунок 1.7, а), а также упрощенную энергетическую диаграмму, иллюстрирующую характерные для такой плазмы переходы (рисунок 1.7, б).

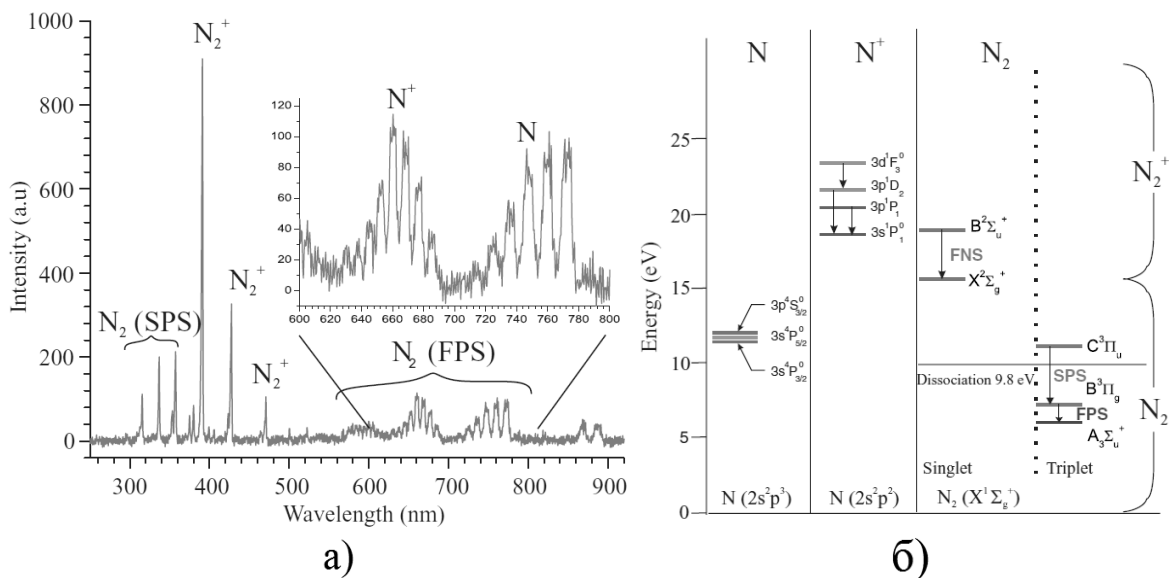


Рисунок 1.7. а) – Эмиссионный спектр пучковой плазмы азота, создаваемой электронным пучком с энергией 2 кэВ и током 6,7 мА при давлении 10 Па, б) – упрощенная

энергетическая диаграмма переходов. FNS, FPS, SPS – первая отрицательная, первая положительная и вторая положительная системы азота, соответственно [55].

Авторы работы отметили, что свечение пучковой плазмы обусловлено главным образом излучением молекулярных ионов первой отрицательной системы, а также возбужденных нейтральных молекул первой и второй положительных систем. Здесь же, авторы сравнили полученные спектры пучковой плазмы со спектрами свечения плазмы разряда и сделали вывод о том, что в пучковой плазме преобладает ионизация газа над его возбуждением или нагревом, а в разрядной плазме – наоборот. Кроме того, степень возбуждения и диссоциации газа в пучковой плазме гораздо меньше, чем в разрядной. Все это, по мнению авторов, свидетельствует о более высокой эффективности использования электронного пучка для создания плазмы по сравнению с разрядом. Несмотря на отмеченные успехи оптической спектроскопии пучковой плазмы, существуют сложности интерпретации результатов ввиду того, что большое число спектральных линий или полос излучения могут совпадать у разных элементов и химических соединений, а также из-за того, что разные полосы могут характеризовать разные энергетические состояния атомов или молекул одного и того же элемента или химического соединения. Кроме того, для расчета параметров плазмы на основе оптических измерений зачастую необходимо создания сложных моделей, учитывающих многообразие энергетических уровней и переходов излучающих свет частиц. Все это значительно усложняет интерпретацию измерений и их анализ не только в случае генерации пучковой плазмы инъекцией пучка в смесь, состоящую из множества плазмообразующих компонентов – как газов, так и металлов, но и при исследовании плазмы простых веществ, таких как аргон или гелий.

1.2.3 Исследования масс зарядового состава ионов

Масс-зарядовая спектроскопия ионного состава плазмы основана на извлечении ионов с границы плазмы с последующей их сепарацией по масс-зарядовому отношению в полях различной конфигурации. В настоящее время широкое распространение получили квадрупольные и времяпролетные масс-спектрометры. В форвакуумной области давлений, из-за относительно небольшой длины свободного пробега ионов (0,1-10 мм) приходится решать проблему транспортировки ионов от границы плазмы до детектора ионов. Эту проблему решают с помощью дифференциальной откачки. Так, в работе [31] приведены масс-спектры, как рабочего газа, так и ионов пучковой плазмы, при ее генерации импульсным электронным пучком энергией 1 кэВ и током 5 мА в аргоне при давлении 13 Па. Спектры получены с помощью совмещенного энерго- и квадрупольного масс-анализатора

Hidden EQP 300. Для извлечения ионов использовался извлекающий узел с апертурой 100 мкм, необходимой для создания перепада давления между областью генерации плазмы (13 Па) и областью транспортировки и анализа пучка ионов или нейтральных частиц газа (10^{-3} Па).

Времяпролетная методика определения состава ионного пучка основана на разделении ионов различных масс-зарядовых состояний по времени их пролета в пространстве дрейфа. Во времяпролетном спектрометре [56], созданном для анализа масс-зарядового состава пучка ионного источника, генератор плазмы находится под высоким относительно земли ускоряющим потенциалом. Такая схема измерений не может быть применена для анализа пучковой плазмы, образованной в области, прилегающей к заземленным стенкам вакуумной камеры. В работе [57] указанная проблема решена созданием *обращенного* времяпролетного масс-спектрометра (рисунок 1.8), в котором извлекающий ионы эмиссионный электрод 3 заземлен, ускоряющий узел 5,7 находится под значительным (до 20 кВ) отрицательным потенциалом, а регистрирующий узел 11, 12 также находится под потенциалом земли. Ионный сигнал при этом конвертируется в электронный с помощью вторично-электронного умножителя 11.

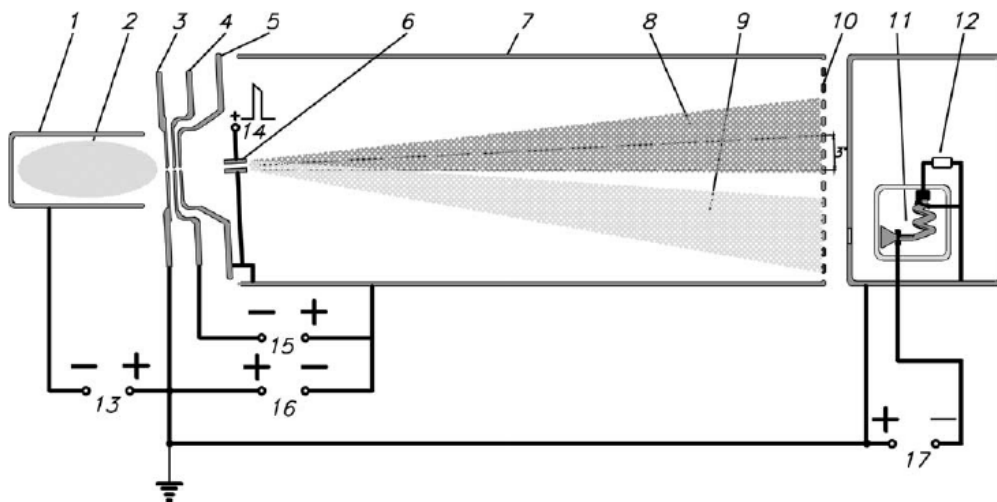


Рисунок 1.8 – Схема обращенного времяпролетного масс-спектрометра: 1 – генератор плазмы, 2 – плазма разряда, 3 – эмиссионный электрод, 4 – супрессор, 5 – ускоряющий электрод, 6 – отклоняющие пластины (затвор), 7 – труба дрейфа, 8 – ионный пучок без отклонения, 9 – отклоненный пучок ионов, 10 – сеточный электрод-конвертер, 11 – вторично-электронный умножитель, 12 – измерительный резистор, 13-17 – источники напряжения [57].

Несмотря на существенные преимущества обращенного спектрометра (независимость от величины потенциала плазмы, возможность диагностики временной диагностики

спектра ионов), упомянутый прибор обладает низким уровнем «сигнал-шум», что затрудняет его использование для масс-зарядовой диагностики пучковой плазмы в форвакууме.

Таким образом, существует ряд взаимодополняющих друг друга экспериментальных методик, как хорошо отработанных и описанных в литературе (зондовая и оптическая), так и требующих доработки с целью повысить разрешение и соотношение «сигнал-шум» (времяпролетная масс-спектрометрия ионов) применительно к исследованию пучковой плазмы в форвакууме.

1.3 Численное моделирование пучковой плазмы

В настоящее время для анализа процессов генерации плазмы ускоренным электронным пучком используется несколько различных численных моделей. Эти модели описывают генерацию пучковой плазмы как при низких (менее 1 Па), так и при повышенных давлениях газа. В работе [58] описана одномерная стационарная модель для системы, в которой создающий плазму электронный пучок полностью или частично заполняет пространство между двумя проводящими бесконечными плоскостями, разделенными расстоянием $2a$. Рассмотрены случаи, когда концентрация плазмы на оси системы n_{e0} как превышает концентрацию электронов пучка n_b , так и сравнима с ней. Отмечается, что на оси электронного пучка потенциал максимален (рисунок 1.9, а). В этой модели в качестве базового было выбрано уравнение Пуассона в формулировке Ленгмюра-Тонкса [59]. При этом единственным источником генерации $G(\xi)$ парных частиц плазмы считался электронный пучок:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{en_{e0}}{\varepsilon_0} \left\{ \int_0^x \frac{G(\xi) d\xi}{n_{e0} (2e/M_i)^{1/2} (V_\xi - V)^{1/2}} - \exp\left(\frac{eV}{kT_e}\right) - \frac{n_b}{n_{e0}} \right\}, \quad (6)$$

где $V(x)$ – потенциал пространства, x – координата от оси системы до плоскостей ($-a < x < a$), M_i – масса иона, V_ξ – потенциал в точке ξ , где создаются ионы с нулевой энергией.

Решение уравнения (6) позволило получить распределения потенциала $V(x)$ в пространстве между осью пучка и одной из плоскостей при разных значениях приведенного параметра α , зависящего от скорости генерации частиц (рисунок 1.9, б).

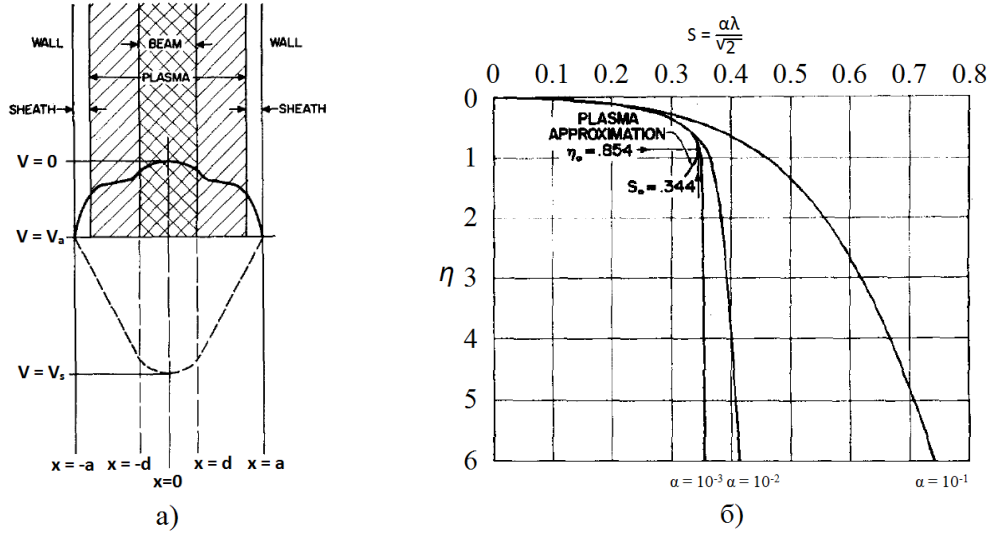


Рисунок 1.9 – Распределение потенциала пространства между двумя плоскостями: а) – пучок шириной d занимает часть пространства a ($d < a$), при наличии плазмы (сплошная линия), и без плазмы (пунктирная); б) – пучок полностью заполняет пространство между плоскостями ($a = d$) и генерирует в нем плазму [58]. Здесь η и s – безразмерные потенциал и координата.

Работа [60] посвящена расчету распределения вдоль радиальной координаты r потенциала V и концентрации n пучковой плазмы, генерируемой узким пучком внутри цилиндрической непроводящей трубки. Здесь также использовано уравнение Пуассона, но уже в цилиндрических координатах, записанное в безразмерных переменных α , s , ξ , σ , $\eta(s)$ и $\eta(\sigma)$:

$$\frac{\alpha^2}{2} \frac{d}{ds} \left(s \frac{d\eta}{ds} \right) = \int_0^s \frac{g(\sigma) \sigma d\sigma}{[\eta(s) - \eta(\sigma)]^{1/2}} - s \exp[-\eta(s)] - s(n_b/n_{e0}), \quad (7)$$

где $\alpha = \sqrt{2} \lambda_D / L$, (λ_D – длина Дебая), $L = \frac{n_{e0}}{\epsilon_0} \left(\frac{2kT_e}{M_i} \right)^{1/2}$, $s = r/L$, $\sigma = \xi/L$, $\eta(s) = -eV(s)/kT_e$

$\eta(\sigma) = -eV(\sigma)/kT_e$, n_b – концентрация электронов пучка и n_{e0} – концентрация плазмы на оси трубки. Аналогично тому, как это сделано в [58], авторы работы положили $V = 0$ на оси пучка при $r = 0$.

Авторы работы тоже считали пучок единственным источником ионизации, поэтому (7) было дополнено функцией генерации частиц в единице объема G , определяемой следующими соотношениями:

$$G_{(\xi)} = G_0 g_{(\xi)}, \quad g_{(\xi)} = \begin{cases} 1, & 0 \leq \xi \leq r_b \\ 0, & r_b \leq \xi \leq r_w \end{cases}, \quad G_0 = \frac{273 \cdot P_c}{e} \frac{J_b}{T_g} P, \quad (8)$$

где r_b , r_w – радиусы пучка и стенок, P_c – вероятность столкновений, J_b – плотность тока пучка, P и T_g – давление и температура газа.

Решив уравнение, авторы получили и сравнили с экспериментом радиальное распределение потенциала и концентрации плазмы, создаваемой пучком в кварцевой трубке диаметром 1 см и длиной 17,2 см, заполненной парами ртути (рисунок 1.10). Как и в работе [58], на оси пучка получен максимум потенциала. Температура электронов плазмы определялась на оси трубки экспериментально с помощью двойного зонда, и в описываемых условиях была равной 3,2-3,5 эВ при энергии пучка 3-5 кэВ и практически не зависела от продольной координаты и тока пучка. Авторами отмечено, что и прочие параметры плазмы (потенциал и концентрация) в их эксперименте практически не зависели от продольной координаты.

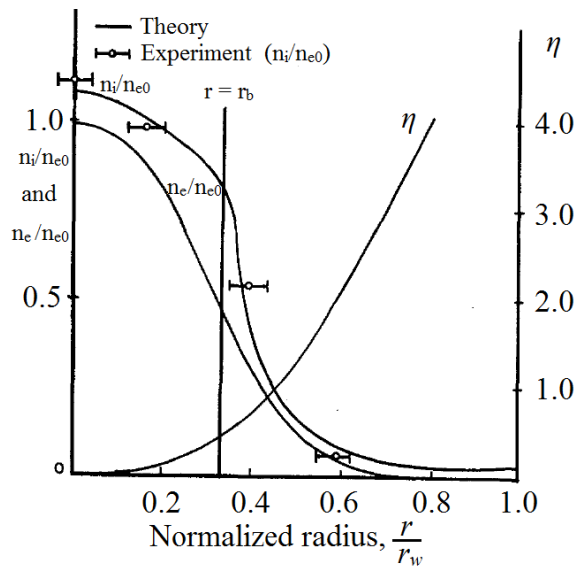


Рисунок 1.10 – Рассчитанные и экспериментально измеренные нормированные радиальные распределения потенциала и концентрации частиц плазмы в цилиндрической трубке. Условия эксперимента: диаметр пучка 0,38 см, ток порядка 1 мА, энергия пучка 0,5-3 кэВ [60].

Несмотря на то, что сформулированные в работах [58, 60] модели позволяют оценить распределение потенциала и концентрации пучковой плазмы, в них не обсуждается и не моделируется физический механизм установления температуры электронов. Численное моделирование зависимостей параметров плазмы, включая температуру электронов, от исходных параметров эксперимента (ток, энергия пучка, давление газа, геометрия области) на основе системы балансовых уравнений приведено в работе [61]. Здесь выполнен анализ и определены параметры плазмы (T_e , n_e , n_i , φ) в анодной области дугового разряда низкого (0,01-0,1 Па) давления. Рассматривалась анодная область дуги, контрагированной сужением. В сужении существовал двойной электростатический слой, в котором ускорялись до энергий 30 – 100 эВ электроны, поступающие в анодную полость длиной $l=10$ см и радиусом $R=5$ см. Плазма создавалась в результате ионизации газа электронным пучком.

Учитывался также вклад в ионизацию плазменных и вторичных электронов. В модели предполагалась релаксация энергии электронного пучка в плазме в результате коллективных взаимодействий. Численный анализ выполнен на основе модели, содержащей уравнения баланса ионов (9), непрерывности тока (10), баланса мощностей (11) и квазинейтральности плазмы (12).

$$I_i p^{-1} kT = I_{ek} \lambda_{e\delta} q_{i\delta} + I_{\sigma} \lambda_{e\sigma} q_{i\sigma} + \alpha_i n_e R^2 l \sqrt{8\pi k T_e / m} \cdot (eU_i + 2kT_e) \exp(-eU_i / kT_e) \quad (9)$$

$$I_{ek} = I_e + I_{e\sigma} - I_i \quad (10)$$

$$I_{ek} U_c [1 - \exp(-l/\lambda_{e\delta})] + I_{\sigma} \varphi_n [1 - \exp(-l/\lambda_{e\sigma})] = I_i (U_i + \varphi) + 2kT_e / e \quad (11)$$

$$n_i = n_e + (m/2e^3)^{1/2} (\pi R^2 l)^{-1} [I_{ek} \lambda_{e\delta} (U_c + \varphi)^{-1/2} + I_{\sigma} \lambda_{e\sigma} (\varphi_n + \varphi)^{-1/2}] \quad (12)$$

В уравнениях (9) – (12), I_i – боровский ток ионов, T , p , U_i – температура, давление и потенциал ионизации газа, I_{ek} , I_{σ} , I_e – ток быстрых, вторичных и плазменных электронов, $\lambda_{e\delta}$ – длина пробега быстрых электронов в полости, $q_{i\delta}$ – сечение ионизации электронным ударом [62], α_i – константа в аппроксимации сечения ионизации [62], $\lambda_{e\sigma}$ – длина пробега вторичных электронов в полости, n_e , n_i – концентрация электронов и ионов плазмы, U_c – напряжение на двойном слое, в котором быстрые электроны набирают энергию, λ_{δ} – длина пробега электронов в полости с учетом раскочки ленгмюровских колебаний, φ_n – начальная энергия вторичных электронов, φ – потенциал плазмы.

В результате решения уравнений (9)-(12) модифицированным методом последовательных приближений получены зависимости параметров плазмы от давления (рисунки 1.11-1.12), а также отдельно отмечено, что в условиях эксперимента наибольший вклад в ионизацию вносят плазменные электроны (рисунок 1.12, б).

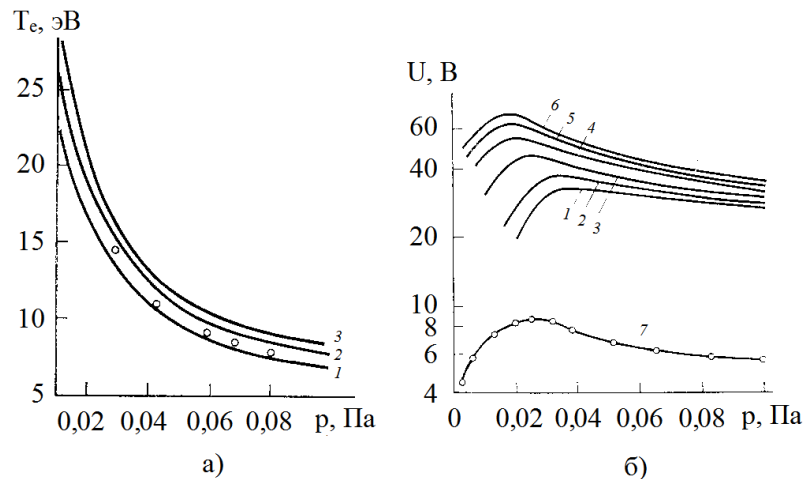


Рисунок 1.11 – Температура (а) и потенциал плазмы (б) как функции давления [61].

а): 1 – $U_c = 30$ В, $I_{ek} = 5$ А; 2 – 100, 5; 3 – 100, 100. Кривые – расчет, точки – эксперимент ($I_{разряда} = 20$ А, $\tau = 30$ мкс); б) расчет: 1 – $U_c = 40$ В, $I_{ek} = 5$ А; 2 – 40, 50; 3 – 50, 5; 4 – 80, 5; 5 – 80, 50; 6 – 80, 100. 7 – эксперимент, $I_{разряда} = 5$ А, $\tau = 20$ мкс.

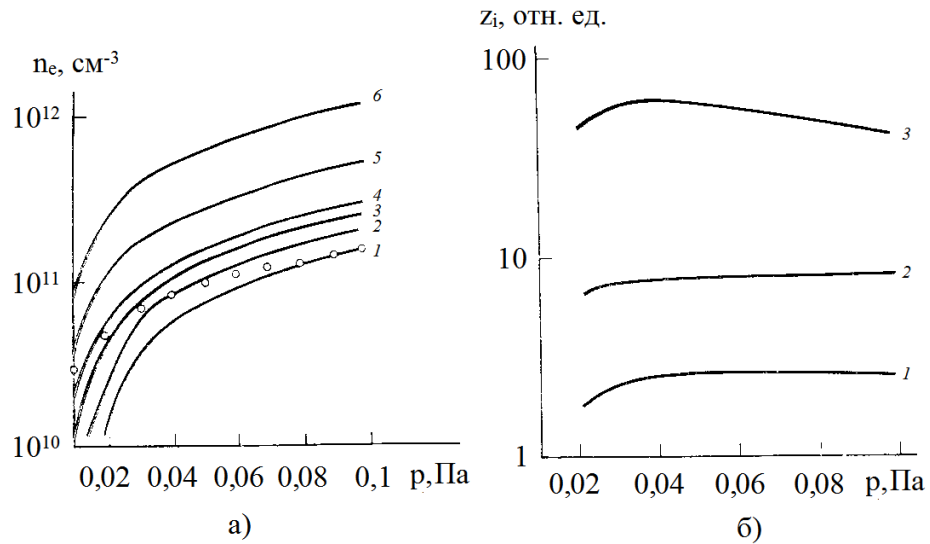


Рисунок 1.12 – Концентрация электронов плазмы (а) и выходы ионизации (б) как функции давления [61]. а): 1 – $U_c = 40$ В, $I_{ek} = 15$ А; 2 – 60, 15; 3 – 80, 15. Кривые – расчет, точки – эксперимент ($I_{разряда} = 15$ А, $\tau = 30$ мкс); б) – выходы ионизации вторичными (1), быстрыми (2) и плазменными электронами (3).

Следует отметить, что в [61] анализ физических процессов выполнен для условий пониженного давления (0,01 Па) и низких энергий пучка (30-100 эВ). В форвакуумной области давлений и при более высокой энергии пучка порядка нескольких кэВ, как отмечают авторы [25, 26, 35], взаимодействие пучка с плазмой и молекулами газа имеют свои особенности. В работе [27] изложена одно- и двумерная диффузионная модель системы для генерации пучковой плазмы в виде широкого «плазменного листа» при распространении пучка электронов энергией 3 кэВ в объемной вакуумной камере при давлении 4-13 Па в продольном магнитном поле (см. рисунок 1.1). Показано, что распределение концентрации плазмы по толщине пучка и величина ионного потока на образец, размещенный вблизи пучка параллельно его плоскости, ввиду повышенного давления и концентрации плазмы, много большей концентрации пучка, могут быть найдены в результате решения одномерного уравнения амбиполярной диффузии с коэффициентом D (рисунок 1.13). В таком случае состав и величина ионного потока из пучковой плазмы будет зависеть от толщины пучка a , расстояния от границы пучка до мишени b , плотности тока и давления газа.

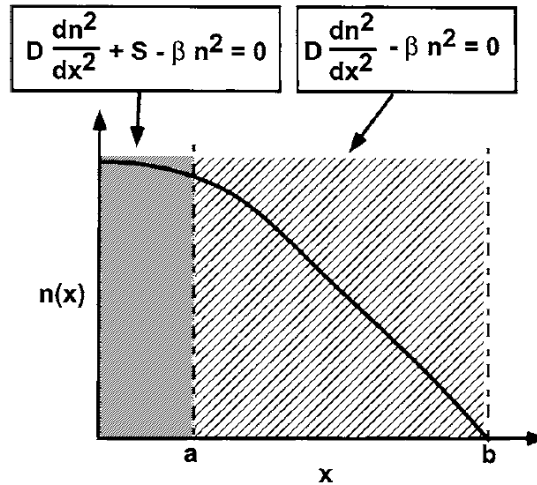


Рисунок 1.13 – Пространственное распределение концентрации n , и уравнения диффузии для различных областей (от центра $x = 0$ до границы пучка $x = a$ и от границы пучка до рассматриваемого образца $x = b$); S – функция источника генерации частиц, β – коэффициент объемной рекомбинации [27].

Здесь же, приводится соотношение для оценки длины релаксации энергии, которая характеризует потерю энергии пучком на генерацию плазмы, для энергий пучка порядка нескольких килоэлектронвольт (в системе СГС):

$$\lambda_R = \frac{\varepsilon^2}{4\pi n_g Z_g e^4} \left(\ln \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{-1}, \quad (13)$$

где ε – энергия пучка (в эргах), n_g , Z_g – концентрация и зарядовое число молекул газа, $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$ – элементарный заряд, $\varepsilon_0 \approx 100$ эВ – средняя энергия возбуждения молекулы.

В работе [63] выполнено моделирование пучковой плазмы, создаваемой при инжекции пучка энергией 10-100 кэВ и током 10-100 мА в цилиндрическую термоизолированную кварцевую трубу длиной 20 см и диаметром 20 см в диапазоне давлений 13-4000 Па, вносимый пучком в объем трубы заряд стекал через заземленный коллектор расположенный в конце трубы. Созданная автором численная модель позволила рассчитать параметры генерируемой пучковой плазмы и описать распространение электронного пучка в замкнутом объеме в неоднородной газовой среде с учётом нагрева самосогласованным образом как газа, так и твердых стенок, а также с учетом влияния вызванных нагревом изменений условий транспортировки пучка.

Существуют также балансовые модели, позволяющие рассчитать в зависимости от условий эксперимента содержание в плазме не только однозарядных ионов одного вида, но и другие компоненты, включая возбужденные нейтральные атомы и молекулы, молекулярные ионы и комплексные соединения. Так, в работе [55] создана стационарная мо-

дель широкого «плазменного листа», создаваемого ленточным пучком током 1-10 мА и энергией 2 кэВ в азоте при давлениях 4-12 Па. В основе модели – уравнение для скорости генерации и гибели частиц определенного типа в пучковой плазме:

$$\frac{dn_i}{dt} = S_i - L_i = 0, \quad (14)$$

где n_i – концентрация частиц i -го вида, S_i и L_i – члены, описывающие рождение и уход (включая диффузию) частиц, соответственно.

Модель отслеживает основные виды частиц, привлекательные с точки зрения обработки материалов: ионы в основном состоянии N_2^+ и N^+ , возбужденные молекулярные ионы $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$, нейтральные атомарные радикалы N , возбужденные молекулярные нейтралы $N_2(A^2\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g)$ и $N_2(C^3\Pi_g)$, а так же оптически разрешенные состояния $N(VUV)^*$. Скорость генерации частиц была определена на основе решения уравнения Больцмана для пучка электронов, проходящего сквозь газ. Механизмы потерь частиц зависели от их типа: для ионов N_2^+ – ион-электронная рекомбинация, для излучающих состояний – излучения и каскадные переходы, а для прочих ионов, радикалов и метастабильных состояний – диффузия. Результаты моделирования позволили оценить концентрацию соответствующих частиц (рисунок 1.14).

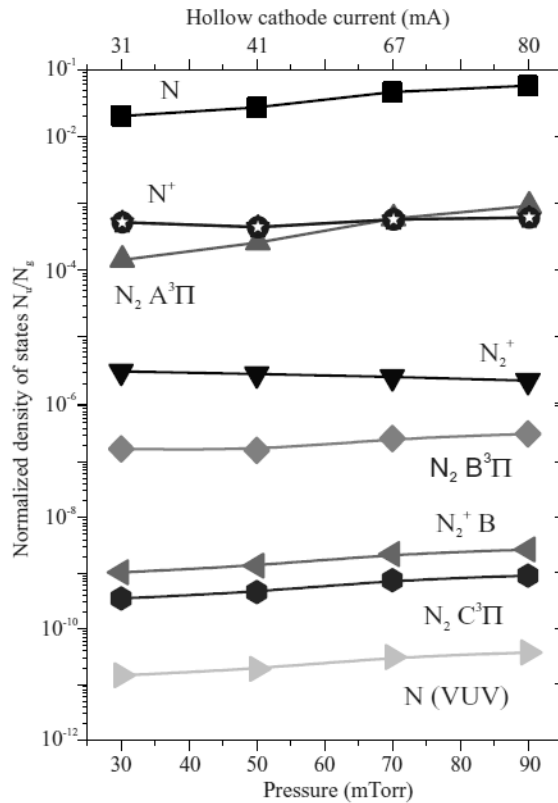


Рисунок 1.14 – Концентрация различных компонентов в плазме как функция давления газа и тока полого катода [55].

Результаты моделирования позволили авторам [55] сформулировать вывод о том, что пучковая плазма значительно отличается по составу от разрядной плазмы, поскольку в ней, в отличие от разрядной плазмы, преобладает ионизация над возбуждением.

Подводя итог обзору существующих численных моделей пучковой плазмы, следует отметить, что, несмотря на многообразие существующих численных моделей для анализа пучковой плазмы, ни одна из этих моделей не может быть использована для численного моделирования процессов генерации плазмы электронным пучком с энергией 1-10 кэВ внутри диэлектрической полости в форвакуумной области давлений. Специфика данной задачи требует модернизации этих моделей.

1.4 Генерация газо-металлической плазмы

Под термином «газо-металлическая плазма» понимается плазма, содержащая ионы газов и металлов [65] с регулируемым долевым соотношением ионных компонентов. Такая плазма привлекательна для синтеза на подложках нитридных [66] или оксидных [67] пленок, а также комплексных композитных структур [68]. При отборе и ускорении ионов из газо-металлической плазмы формируется двухкомпонентные (или гибридные) ионные пучки, используемые для ионной имплантации конструкционных материалов с целью улучшения их эксплуатационных свойств [69].

Газо-металлическая плазма для технологических применений генерируется в дуговом разряде с катодным пятном при напуске газа в разрядную камеру. Состав и зарядность ионов такой плазмы зависит от нескольких факторов. Так, в работе [70] приводятся результаты, свидетельствующие о том, что повышение давления с 10^{-4} по 10^{-2} Па обеспечивает уменьшение тока ионов, извлекаемых из плазмы, снижение доли многозарядных ионов, а также появление ионов газа в масс-зарядовом спектре пучка ионов (рисунок 1.15, а). Отмечено, что с ростом магнитного поля растет доля газовых ионов (рисунок 1.15, б).

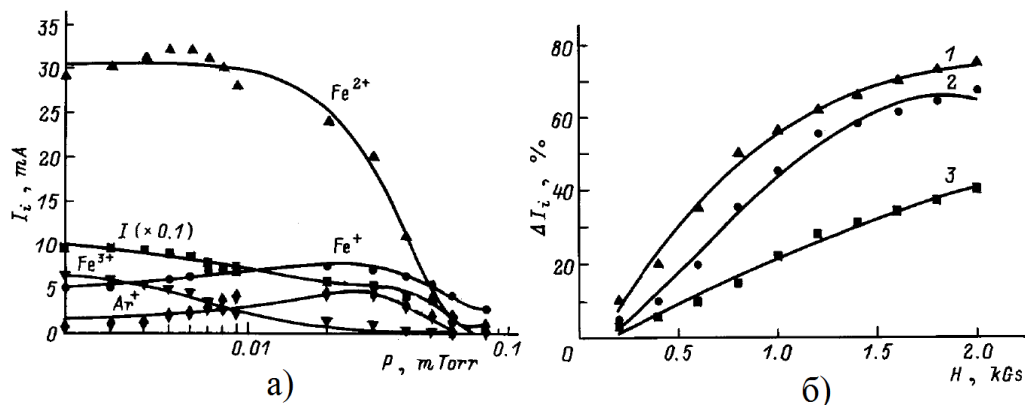


Рисунок 1.15 – а) Зависимость полного тока и его зарядовых составляющих от давления газа. Катод железный, газ – аргон, ток разряда 250 А, магнитное поле 5 мТл; б) – зависи-

мость доли газовых ионов от магнитного поля: катод титановый, газ – азот, давление 0,04 Па, ток разряда 1 – 120 А, 2 – 180 А, 3 – 280 А [70].

В работе [71] отмечено, что в похожей конфигурации дугового ионного источника, максимальный ток газовых ионов может составлять от 5% для He^+ до 95% для Xe^+ , причем доля газовых ионов повышается и становится доминирующей при повышении индукции магнитного поля до 4 кГс. Здесь же показана возможность использования источника с титановым катодом при напуске азота для формирования слоев нитрида титана. При дальнейшем развитии работ над дуговым газо-металлическим источником, в работе [69] показано, что при определенных условиях пучок извлекаемых ионов может быть от 100% металлическим до примерно 80% – газовым. Авторы продемонстрировали влияние имплантации газо-металлических ионов $\text{Al} + \text{O}$ и $\text{Zr} + \text{O}$ на трибологические характеристики нержавеющей стали марки 304L. Энергия пучка ионов была порядка 50 кэВ, ток – несколько сотен мА, а давление регулировалось в диапазоне от 10^{-4} до 10^{-2} Па, рабочим газом служил кислород. Показано, что в толщу стального образца на различные глубины проникают как ионы алюминия различной зарядности, так и ионы кислорода. Результаты свидетельствуют о значительном сглаживании (рисунок 1.16, а), а также о заметном снижении коэффициента трения поверхности, подвергнутой ионной имплантации (рисунок 1.16, б).

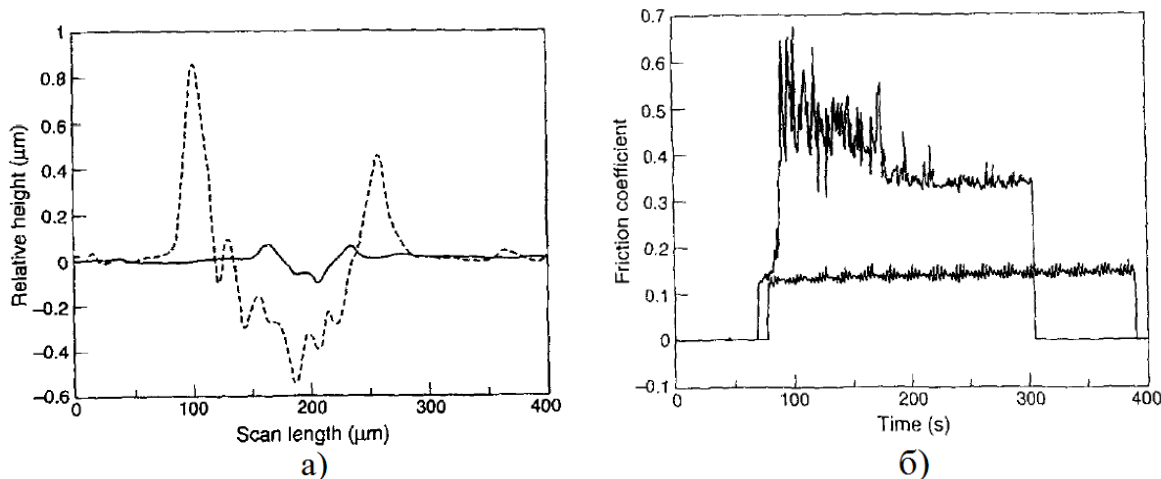


Рисунок 1.16 – а) Профили исходной (пунктир) и имплантированной ионами $\text{Al}+\text{O}$ поверхности нержавеющей стали марки 304L; б) – Коэффициент трения для исходной (верхняя кривая) и имплантированной ионами $\text{Al}+\text{O}$ нержавеющей стали той же марки [69].

Создание газо-металлической плазмы с помощью дугового разряда имеет принципиальные недостатки, среди которых наиболее значительным является присутствие капельной фракции в составе осаждаемых на подложку частиц как следствие эрозии материала

катода под воздействием катодного пятна [72]. Использование специальных фильтров для снижения доли капельной фракции снижает эффективность использования сгенерированной плазмы, а следовательно, уменьшает скорость получения требуемых покрытий [73].

Генерация газо-металлической плазмы с помощью магнетрона в режиме самораспыления лишена такого недостатка, как присутствие капельной фракции. Ионы металла образуются в результате распыления и последующей ионизации материала катода магнетрона, а в разрядную камеру дополнительно напускается рабочий газ, молекулы которого также ионизируются в разряде. В работе [74] приводится исследование времяпролетным масс-спектрометром масс-зарядового состава газометаллической плазмы, созданной магнетронным распылением катодов из Cu, Ag, Nb, Cr, Ti а также C, при напуске в разрядную камеру Ar, Kr и N₂ до давлений порядка 0,01-0,2 Па. Отмечено существование в плазме многозарядных ионов как газа, так и металла. Показано влияние комбинаций «металл катода – газ» на долевой состав генерируемой плазмы, а также существование режимов с преобладанием как металлических, так и газовых ионов в плазме, причем долевое соотношение ионов газа и металла меняется как от внешних параметров эксперимента (давление, материалы и род газа), так и в течение импульса (рисунок 1.17).

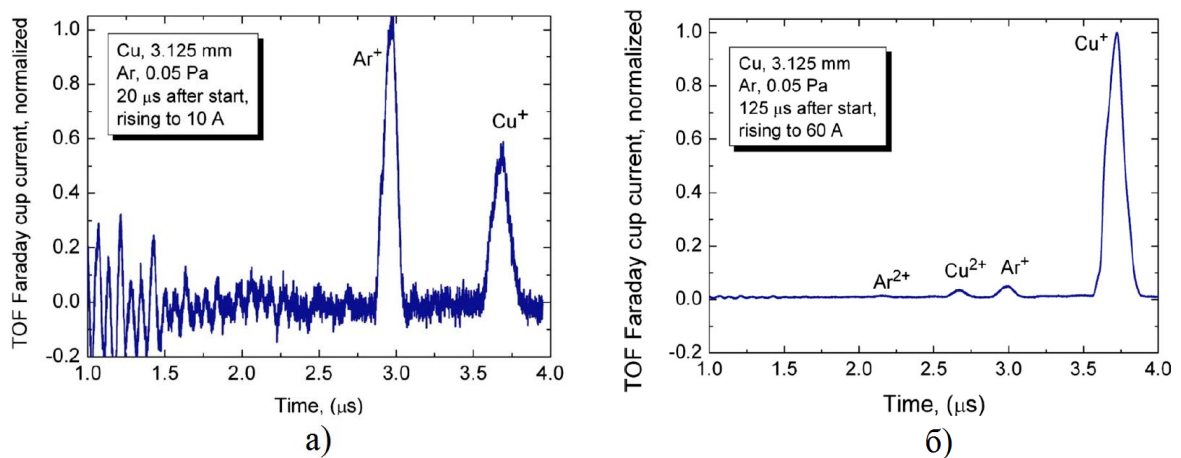


Рисунок 1.17 – Два предельных случая масс-зарядового состава газометаллической плазмы в течение импульса: а) – 20 мкс после начала импульса, ток разряда относительно невелик порядка 10 А, б) – 125 мкс, когда ток разряда достигает насыщения (60 А). Катод медный, газ аргон [74].

Недостатком магнетронного распыления является тот факт, что зачастую катод распыляется неоднородно, и параметры разряда могут быть нестабильны в случае использования в качестве рабочего газа химически активного газа (кислорода), как следствие образования оксидных пленок на катоде [75]. Кроме того, энергия распыляющих катод ионов слабо контролируема.

В работе [73] генерация газо-металлической плазмы осуществлялась с помощью несамоостоятельного газового разряда с инжекцией электронов (рисунок 1.18, а).

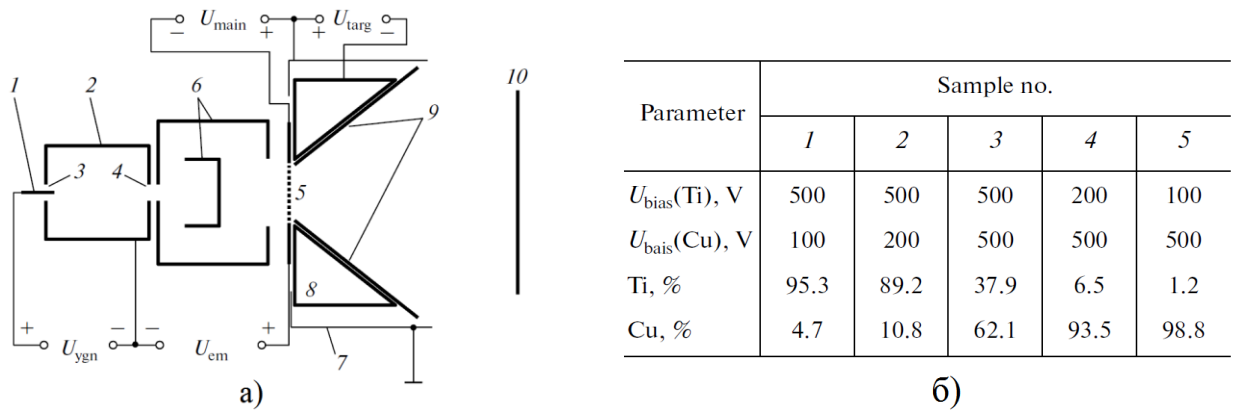


Рисунок 1.18 – а) Схема генератора газо-металлической плазмы с инжекцией электронов: 1 – поджигающий электрод, 2 – катод эмиттерного разряда, 3 – напуск рабочего газа (аргона), 4 – выходная апертура, 5 – сеточный электрод главного разряда, 6 – электрод-фильтр, 7 – стенки камеры, 8 – держатели, 9 – распыляемые мишени, 10 – подложка; б) – величины отрицательных смещений на распыляемые мишени из Ti и Cu в процессе напыления, и процентное содержание соответствующих металлов в осажденном композитном покрытии [73].

В упомянутом генераторе, при напуске аргона и кислорода до 0,05 Па зажигался эмиттерный дуговой разряд, плазма разряда расширялась вплоть до сеточного электрода, а капельная фракция ликвидировалась с помощью электрода-фильтра. Из плазмы извлекался поток электронов, способствующий зажиганию несамоостоятельного тлеющего разряда между катодом – сеточным электродом, и анодом (стенками камеры). В области газовой плазмы тлеющего разряда с концентрацией порядка 10^{11} см^{-3} располагались мишени из различных металлов, на которые можно было подавать независимые отрицательные потенциалы величиной 100-500 В, что приводило к распылению материала мишеней, ионизации атомов металлов с образованием газо-металлической плазмы, и осаждению пленки на подложке. Такая система позволяла варьированием давления газа (кислорода) и величин потенциала на каждой мишени регулировать элементный состав осаждаемого покрытия (рисунок 1.18, б). К недостаткам описанной системы можно отнести низкую эффективность использования плазмы эмиттерного и основного разрядов, снижающуюся с повышением давления ввиду уменьшения длины свободного пробега инжектируемых электронов, что приводит к генерации наиболее плотной плазмы только вблизи сеточного электрода. Это ограничивает верхний предел рабочего давления газа, а следовательно, накладывает ограничения на скорость осаждения покрытий и затрудняет регулирование доли газовых ионов.

Альтернативой упомянутым выше методам представляется способ генерации газо-металлической плазмы с помощью пучка путем электронно-лучевого испарения металла в газе повышенного давления (2-20 Па) с последующей ионизацией атомов испаренного металла и молекул газа. Способ подразумевает нагрев металла электронным пучком до температуры испарения, которая даже для тугоплавких металлов много меньше температур в катодном пятне, поэтому при испарении капля металла не образуется. В отличие от дугового разряда и катодного распыления, состав газо-металлической плазмы может контролироваться несколькими независимыми параметрами – давлением, родом газа, плотностью тока пучка электронов и их энергией, что повышает технологичность процесса. Концентрация создаваемой газо-металлической плазмы при неизменном давлении может легко регулироваться током электронного пучка. Низкая температура (< 1 эВ) электронов такой плазмы [29] позволяет осуществить «деликатное» нанесение покрытий на чувствительные материалы, такие как полимеры [14], а при подаче на металлический образец отрицательного смещения появляется возможность увеличения энергии ионов из плазмы до несколько сотен эВ. Известны работы [76] по созданию плазмы, содержащей ионы меди, при ее испарении сфокусированным пучком электронов с энергией 45 кэВ и током 10 мА, однако в случае использования термокатодного источника электронов для его надежного функционирования давление газа, особенно кислорода, ограничено величиной 0,01 Па. Ввиду сложности получения мощных электронных пучков из пушки с термокатодом при более высоких давлениях (свыше 1 Па), в настоящий момент этой проблеме посвящено ограниченное число работ. Особенностью форвакуумных источников [21] является их способность работать в области повышенных давлений до 100 Па, наиболее привлекательной с точки зрения получения плотной плазмы и организации в ней плазмохимических реакций, а уникальная возможность эффективного облучения поверхности диэлектриков такими источниками [35] открывает перспективы получения и применения плазмы, содержащей, помимо газовых, ионы широкого спектра соединений, включая металлы, полупроводники и продукты испарения керамики и полимеров. Все это указывает на актуальность исследования генерации газо-металлической плазмы, создаваемой электронным пучком форвакуумного источника при повышенных давлениях (2-20 Па).

1.5 Выводы и постановка задач исследования

Плазма, создаваемая электронным пучком при повышенных давлениях газа форвакуумного диапазона (1-100 Па) привлекает внимание исследователей ввиду возможности ее использования в плазмохимии, для синтеза покрытий, а также для модификации поверх-

ностных свойств различных материалов, включая диэлектрики. Исследованию пучковой плазмы посвящено заметное количество как отечественных, так и зарубежных работ. Помимо создания пучковой плазмы для воздействия на плоские образцы, не менее значимой выглядит проблема генерации однородной плазмы внутри диэлектрических полостей и сосудов, например, для стерилизации их внутренней поверхности. Следует отметить, что традиционно для повышения однородности пучковой плазмы она генерируется в продольном магнитном поле. Несмотря на ряд явных преимуществ и позитивных факторов, наличие магнитного поля усложняет технологическое оборудование и ограничивает выбор материалов для плазменной обработки.

Задача генерации однородной пучковой плазмы в диэлектрической полости может быть решена с помощью форвакуумных плазменных источников электронов. Такие устройства обладают уникальной возможностью электронно-лучевой обработки диэлектрических материалов. Этот факт делает актуальной постановку специальных исследований процессов генерации с помощью форвакуумных плазменных источников электронов пучковой плазмы, включая создание однородной плазмы в диэлектрической полости. Такие исследования целесообразно проводить без удерживающего магнитного поля.

Для диагностики параметров пучковой плазмы существуют различные взаимодополняющие экспериментальные методики. К числу методик, способных дать информацию о масс-зарядовом составе ионов пучковой плазмы, следует отнести времяпролетную масс-спектрометрию. Однако, существующий и пригодный для данной задачи обращенный времяпролетный масс-спектрометр, не обладает необходимым разрешением и соотношением «сигнал-шум» для диагностики пучковой плазмы, создаваемой при повышенных давлениях газа, и поэтому нуждается в доработке.

Генерация газо-металлической плазмы в результате электронно-лучевого испарения металла в газе повышенного давления с последующей ионизацией атомов испаренного металла и молекул газа ввиду ряда преимуществ (отсутствие капельной фракции, простота управления параметрами плазмы независимым регулированием плотности тока и энергии пучка, давления газа) является перспективной альтернативой традиционным способам. В связи с этим изучение особенностей генерации пучковой газо-металлической плазмы в форвакуумной области давлений также является актуальной задачей.

Исходя из вышеизложенного, целью настоящей работы является исследование процессов генерации пучковой плазмы в форвакуумной области давлений с использованием плазменного источника электронов. Одна из отличительных особенностей настоящей работы состоит в отсутствии удерживающего пучок и плазму магнитного поля.

Для достижения указанной цели необходимо решить следующие основные задачи:

1. Оптимизировать параметры электронного пучка и отладить зондовую методику диагностики плазмы, применительно к исследованию процессов генерации пучковой плазмы в области повышенных давлений форвакуумного диапазона, включая создание плазмы в диэлектрической полости. Осуществить модернизацию обращенного времяпролетного спектрометра для исследования масс-зарядового состава пучковой плазмы, обеспечив увеличение его разрешающей способности и повышение уровня сигнал/шум.

3. Исследовать процессы генерации плазмы при инжекции электронного пучка в диэлектрическую полость. Изучить особенности генерации пучковой плазмы в полости в форвакуумной области давлений, определить физические причины обнаруженных закономерностей и объяснить их с помощью численной модели. Исследовать возможность использования пучковой плазмы внутри сосуда для стерилизации его внутренней поверхности.

3. Исследовать особенности генерации газо-металлической плазмы, создаваемой электроннолучевым испарением металла в форвакуумной области давлений. Определить зависимости состава и долевого соотношения ионных компонентов, от внешних параметров (тока, энергии пучка, рода и давления газа). Изучить возможность осаждения из такой плазмы покрытий.

ГЛАВА 2. ТЕХНИКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Как показано в предыдущей главе, различным методам экспериментальной диагностики и численному моделированию пучковой плазмы, в том числе создаваемой при повышенных давлениях газа (1-100 Па), посвящено заметное количество работ [7-19, 25-34, 53, 55, 58, 60, 61, 63, 64]. Условия среднего вакуума в области генерации пучковой плазмы предъявляют повышенные требования к экспериментальному и диагностическому оборудованию, требуя решать широкий спектр задач по обеспечению надежной диагностики как газовой, так и газо-металлической плазмы, генерируемой как в свободном пространстве рабочей камеры, так и создаваемой внутри замкнутого диэлектрического объема. Помимо непосредственной экспериментальной диагностики и численного моделирования, важный вклад в понимание особенностей и перспектив применения пучковой плазмы в диэлектрическом объеме может принести анализ ее параметров и режимов генерации в сравнении с плазмой, создаваемой внутри диэлектрического объема таким широко практикуемым методом как индуктивный ВЧ разряд. Такого рода эксперименты были выполнены в лаборатории физики плазмы Израильского Технологического Института (Технион) под руководством профессора Я. Е. Красика.

В настоящей главе описаны экспериментальное оборудование и методики экспериментов, используемые в настоящей работе для изучения особенностей пучковой плазмы, генерируемой плазменным источником электронов в форвакуумном диапазоне давлений. Представленные в этом разделе результаты в той или иной степени отражены в следующих публикациях по теме диссертации: [77-87].

2.1 Установка для создания и исследования пучковой плазмы в форвакууме

Эксперименты по генерации и исследованию параметров, характеристик и состава пучковой плазмы в форвакуумной области давлений проводились на экспериментальной установке, внешний вид которой приведен на рисунке 2.1.

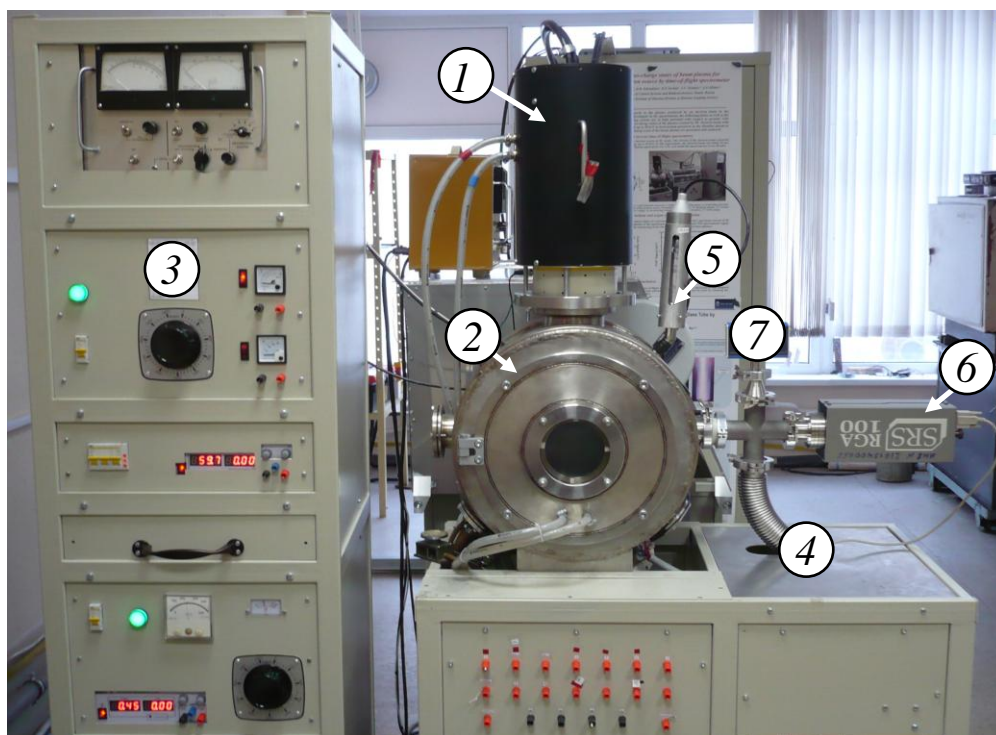


Рисунок 2.1 – Экспериментальная установка: 1 – форвакуумный источник электронов, 2 – вакуумная камера, 3 – блок электропитания, 4 – патрубок для откачки квадрупольного масс-спектрометра RGA-100, 5 – термопарный вакуумметр, 6 – квадрупольный масс-спектрометр RGA-100, 7 – фланец для ионизационного вакуумметра ПМИ-2.

Экспериментальная установка включала в себя разработанный ранее и описанный в литературе [21, 22] форвакуумный плазменный источник 1 непрерывного электронного пучка на основе тлеющего разряда с полым катодом. Источник электронов 1 был установлен на верхнем фланце цилиндрической охлаждаемой вакуумной камеры 2 объемом 40 л, изготовленной из нержавеющей стали. Диаметр вакуумной камеры составлял 35 см, высота – 40 см. Блок электропитания 3 обеспечивал необходимые электрические параметры для генерации эмиссионной плазмы, экстракции из нее электронов, а также для формирования, фокусировки и ускорения электронного пучка. Система вакуумной откачки представляла собой форвакуумный спиральный безмасляный насос ISP-1000С, откачивающий непосредственно рабочий объем вакуумной камеры до минимального давления около 1 Па. Рабочие объемы времяпролетного и квадрупольного (6) масс-спектрометров откачивались до значительно более низких давлений порядка 10^{-3} – 10^{-2} Па. Откачка до указанных давлений времяпролетного спектрометра обеспечивалась безмасляным форвакуумным насосом Edwards XDS-10 и турбомолекулярным насосом Edwards Next3000, а квадрупольного масс-спектрометра – откачным постом Pfeiffer Hi Cube 80 Eco. Давление в рабочей камере отслеживалось по показаниям термопарного вакуумметра 5 модели ПМТ-2, а дав-

ление в рабочих объемах времяпролетного и квадрупольного спектрометров измерялось с помощью ионизационного вакуумметра 7 модели ПМИ-2. В качестве рабочих газов использовались аргон, кислород, гелий, воздух, пропан.

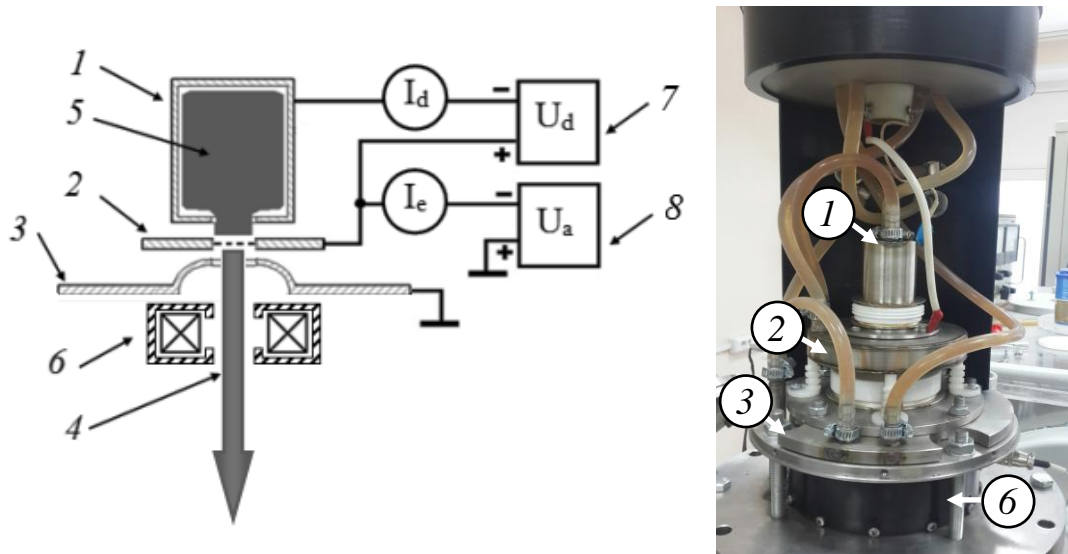


Рисунок 2.2 – Электродная схема и фотография общего вида форвакуумного плазменного источника электронов: 1 – полый водоохлаждаемый катод, 2 – анод с перфорированным электродом, 3 – ускоряющий электрод (экстрактор), 4 – цилиндрический электронный пучок, 5 – эмиссионная плазма, 6 – фокусирующая система, 7 – источник питания разряда, 8 – источник ускоряющего напряжения.

В форвакуумном плазменном источнике электронов (рисунок 2.2) для генерации эмиссионной плазмы 5 использовался непрерывный тлеющий разряд между полым цилиндрическим катодом 1 и плоским анодом 2. Ток разряда I_d регулировался в пределах 100-400 мА. При этом напряжение горения разряда U_d составляло 300-500 В. Все электроды электронного источника были выполнены из нержавеющей стали, их изоляция осуществлялась с помощью высоковольтных керамических изоляторов. Электроны извлекались из плазмы разряда 5 через 9 осесимметрично расположенных отверстий диаметром 0,7 мм в перфорированном танталовом электроде, установленном в центре анода 2. Для отбора электронов с поверхности эмиссионной плазмы, формирования и ускорения электронного пучка, между анодом 2 и заземленным ускоряющим электродом (экстрактором) 3 прикладывалось ускоряющее напряжение U_a . При рабочих давлениях 1-15 Па и ускоряющих напряжениях 2-15 кВ, источник генерировал непрерывный электронный пучок 4 с током $I_e = 20-100$ мА, оцениваемым по току в цепи блока ускоряющего напряжения. Электронный пучок фокусировался до диаметра 4-6 мм. Для фокусировки пучка использовалась короткая магнитная система 6 с бронированным сердечником, обеспечивающим локализацию фокусирующего магнитного поля в узкой области вблизи экстрактора. Для ис-

следования параметров пучковой плазмы применялась зондовая и оптическая диагностика, а также масс-спектрометрия ионов.

2.2. Зондовая диагностика параметров пучковой плазмы в форвакууме

Зондовая диагностика параметров плазмы (концентрации, температуры электронов и потенциала плазмы) была выполнена с использованием одиночного плоского зонда Ленгмюра [88]. Для исследования пространственного распределения параметров плазмы, создаваемой пучком, как при его свободном распространении в камере, так и при инъекции внутрь диэлектрической или проводящей полости, применялась зондовая «линейка». Она представляла собой набор из 5 зондов, установленных вдоль оси пучка на расстоянии ~ 4 см друг от друга. Схема экспериментальной установки для зондовой диагностики параметров пучковой плазмы в диэлектрической полости изображена на рисунке 2.3.

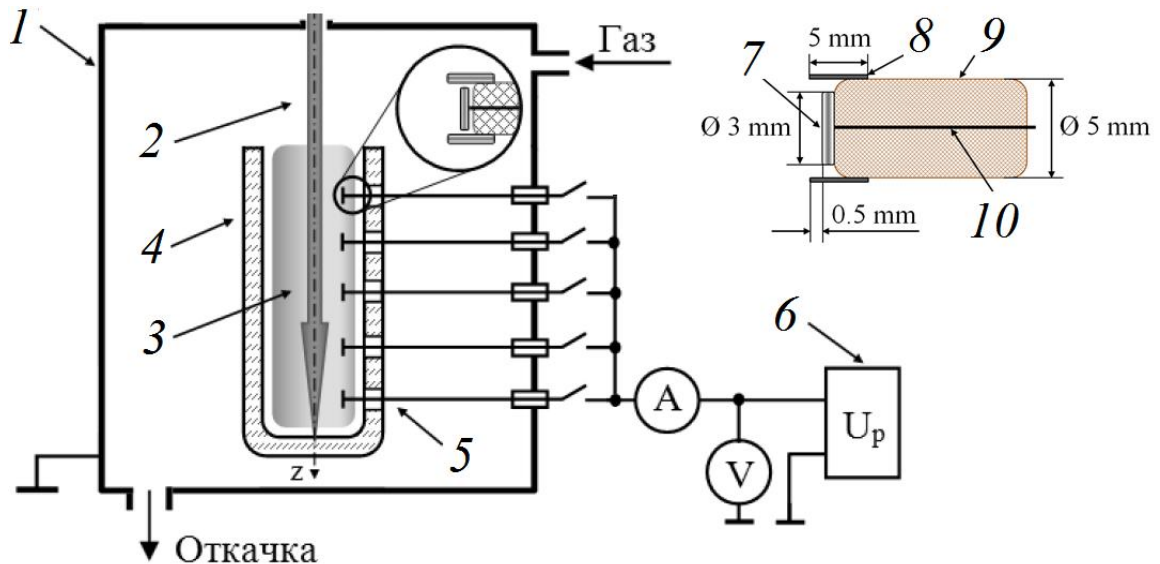


Рисунок 2.3 – Схема зондовой диагностики плазмы в полости: 1 – вакуумная камера, 2 – пучок электронов, 3 – пучковая плазма, 4 – полость, 5 – «линейка» зондов Ленгмюра, 6 – источник напряжения зонда. Схема устройства зонда: 7 – плоская принимающая поверхность, 8 – плавающий металлический экран, 9 – керамическая трубка, 10 – медный провод.

Распространяющийся в вакуумной камере 1 электронный пучок 2 генерировал пучковую плазму 3. В случае инъекции пучка в полость 4 плазма создавалась внутри полости. Диэлектрическая полость представляла собой кварцевую колбу длиной 20 см, внутренним диаметром 4 см и толщиной стенок 2 мм. Металлическая полость была выполнена из нержавеющей стали, и имела такие же размеры, как и кварцевая полость. Металлическая полость позволяла продемонстрировать разницу в параметрах плазмы при заземлении и от-

ключении полости от «земли», а также допускала возможность непосредственного измерения плавающего потенциала полости. Кроме того, стенки металлической полости для визуального и спектроскопического наблюдения свечения пучковой плазмы были выполнены из сетки с размером ячейки $0,3 \times 0,3 \text{ мм}^2$, оптическая прозрачность сетки составляла 53%. С учетом указанного размера ячейки сетки, а также характерной толщины слоя между плазмой и сеткой ($l_c \approx 0,15 \text{ мм}$ при $T_e \approx 1\text{эВ}$ и $n \approx 10^{16} \text{ м}^{-3}$), прозрачность сетки для плазмы составляла не более 15%. Дно металлической полости представляло собой круглый коллектор из нержавеющей стали диаметром 4 см, толщиной 1,5 см и массой 130 г. Для исследования продольного распределения параметров пучковой плазмы были сконструированы 5 плоских зондов Ленгмюра, которые монтировались на планке с примерно равным интервалом ($\sim 4 \text{ см}$) между ними (рисунок 2.4, а), образуя «линейку» зондов. Для измерения параметров плазмы внутри полости 4 (рисунок 2.3), зонды вводились внутрь полости через отверстия диаметром 6 мм в ее боковой стенке. Диаметр плоской медной принимающей поверхности 7 каждого зонда был 3 мм, для защиты от пучковых электронов приемная поверхность была защищена цилиндрическим экраном 8, находящимся под плавающим потенциалом. Выбор плоской формы токособирающей поверхности зонда обусловлен спецификой рассматриваемой задачи – именно плоский зонд представляется наиболее подходящим для решения противоречивой задачи, с одной стороны, обеспечения необходимой площади контакта поверхности зонда с пучковой плазмой, с другой – экранирования этой поверхности от быстрых пучковых электронов. Для минимизации влияния загрязнения принимающей поверхности зондов на результаты измерения, после нескольких измерений проводилась чистка этих поверхностей мелкой наждачной бумагой. Принимающие поверхности зондов располагались на расстоянии 15 мм от оси пучка, при этом средний зонд располагался примерно на половине высоты полости ($\sim 10 \text{ см}$). Зонды были жестко фиксированы относительно пучка и стенок камеры, а полость можно было извлекать. Для оценки радиального распределения потенциала и концентрации плазмы как внутри полости, так и без нее, был сконструирован манипулятор, к которому крепился зонд (рисунок 2.4, б). Манипулятор позволял перемещать одиночный зонд в радиальном направлении на расстояние от 0 до 20 мм от оси пучка на фиксированном расстоянии (на полувысоте) от дна полости. В ходе экспериментов проводились сравнения параметров плазмы внутри полости и в условиях свободной транспортировки электронного пучка (без полости).

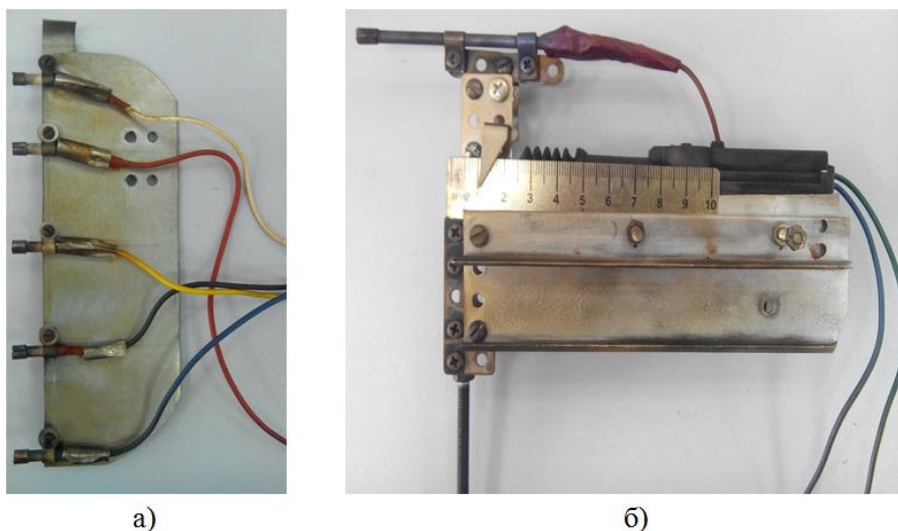


Рисунок 2.4 – Устройства для исследования продольного (а) и радиального (б) распределений параметров пучковой плазмы.

Напряжение на каждый из зондов поочередно подавалось от стабилизированного источника питания ПРОФКИП Б5-71/4М и измерялось цифровым мультиметром МАСТЕР М-890-D. Ток измерялся аналоговым амперметром GANZUNIV 3 с минимальной шкалой по току 30 мкА. Напряжение на каждом из зондов регулировалось в пределах от -100 до +15 В, при этом на всю зондовую ВАХ приходилось порядка 30 точек. Определение потенциала плазмы φ_p относительно земли осуществлялось по известной методике [88, 89], основанной на численном дифференцировании зондовой характеристики $I_p(U_p)$. За потенциал плазмы φ_p принималось такое значение напряжения U_p на зонде, в котором вторая производная d^2I_p/dU_p^2 равнялась нулю [89], а первая производная dI_p/dU_p достигала максимума. Типичная зондовая ВАХ и ее вторая производная приведены на рисунке 2.5.

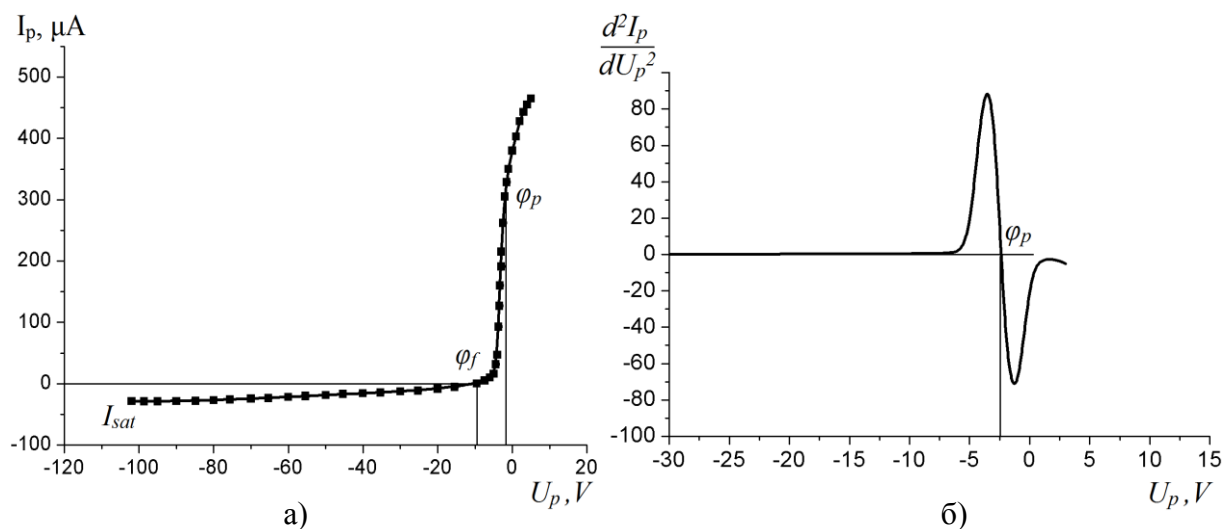


Рисунок 2.5 – Типичная зондовая ВАХ (а), и ее вторая производная (б). Плазма внутри кварцевой полости, энергия пучка 3 кэВ, ток пучка 20 мА, давление (воздух) 4 Па.

При рабочих давлениях 1–15 Па типичная длина свободного пробега ионов газа (например, азота) составляет $\sim 12 - 0,6$ мм [62], что значительно превышает толщину призондового слоя, равную нескольким радиусам Дебая λ_D [29] ($\sim 3 \lambda_D \approx 0,1$ мм) при типичной концентрации плазмы $\sim 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³ и температуре электронов 1 эВ. Это, в свою очередь, позволяет считать призондовый ионный слой бесстолкновительным, а собирающую поверхность зонда плоской, и пользоваться традиционными [88-90] формулами для анализа результатов зондовых измерений.

Таким образом, плавающий потенциал φ_f зонда относительно земли определялся по равенству нулю зондового тока ($I_p = 0$). Для вычисления температуры T_e электронов выполнялось построение электронной ветви зондовой ВАХ в полулогарифмическом масштабе, после чего на участке между плавающим потенциалом φ_f и потенциалом плазмы φ_p производилось графическое дифференцирование, и температура вычислялась по формуле [88, 89]:

$$T_e [eV] = \left[\frac{d(\ln(I_p))}{dU_p} \right]^{-1} \quad (2.1)$$

Концентрация плазмы n_p оценивалась по концентрации положительных ионов n_i , которая, в свою очередь, определялась по ионной ветви зондовой ВАХ (I_p при $U_p \ll \varphi_f$) с использованием формулы Бома [52, 88-90]:

$$n_p = n_i = \frac{I_{sat}}{0.4e \sqrt{2kT_e / M_i} A_p}, \quad (2.2)$$

где I_{sat} – ионный ток насыщения, e – заряд электрона, k – постоянная Больцмана, M_i – масса иона, A_p – площадь плоской принимающей поверхности зонда (~ 7 мм²).

Ввиду отсутствия четко выраженного насыщения на ионной ветви при больших отрицательных U_p (см. рисунок 2.5, а), ионный ток насыщения I_{sat} оценивался следующим образом. Считалось, как и в работе [29], что зависимость зондового тока от напряжения при $U_p \ll \varphi_f$ может быть аппроксимирована экспоненциальной зависимостью вида:

$$I_p(U_p) = A + B \cdot \exp(-U_p / C) \quad (2.3)$$

где A , B и C – некоторые константы аппроксимации. Таким образом, за ток насыщения I_{sat} принималась константа A , к которой стремится выражение при достаточно большом $|U_p|$. Для обработки зондовых характеристик и расчета параметров плазмы была написана специализированная компьютерная программа [82].

2.3 Исследование масс-зарядового состава ионов пучковой плазмы

2.3.1 Времяпролетный масс-спектрометр

Масс-спектрометрические исследования состава ионов пучковой плазмы в форвакуумном диапазоне давлений 1-15 Па имеют свою специфику. Длина свободного пробега ионов плазмы в указанном диапазоне давлений имеет величину от долей миллиметра до десятка миллиметров. Поэтому, на характерном расстоянии порядка 10-20 см, отделяющем место генерации ионов пучковой плазмы (ось электронного пучка) от места их регистрации, ионы испытывают до нескольких сотен столкновений. Это, в свою очередь, неизбежно приводит к изменению их зарядового состояния. Потенциал пучковой плазмы обычно положителен, и имеет величину (1-5 В [30]), близкую к потенциалу земли. Поэтому для формирования ускоренного ионного потока и его регистрации необходимо помещать коллектор ионов под большой отрицательный относительно земли потенциал. Кроме того, такие физические следствия повышенного давления газа, как высокая степень рассеяния направленного потока ионов на молекулах газа, а также высокая вероятность пробоя ускоряющего ионы промежутка, не позволяют эффективно формировать сфокусированный ускоренный ионный пучок для его анализа в спектрометре. Именно поэтому применение стандартного масс-спектрометрического оборудования для измерения состава такой плазмы без принятия специальных мер затруднено. В целях повышения достоверности, масс-зарядовый состав ионов пучковой плазмы исследовался двумя независимыми диагностическими устройствами – времяпролетным и квадрупольным масс-спектрометрами, в конструкцию которых для осуществления возможности такой диагностики были внесены соответствующие изменения.

Ранее [57] был разработан обращенный времяпролетный спектрометр, пригодный для диагностики масс-зарядового состава ионов пучковой плазмы в форвакуумной области давлений (рисунок 2.6).

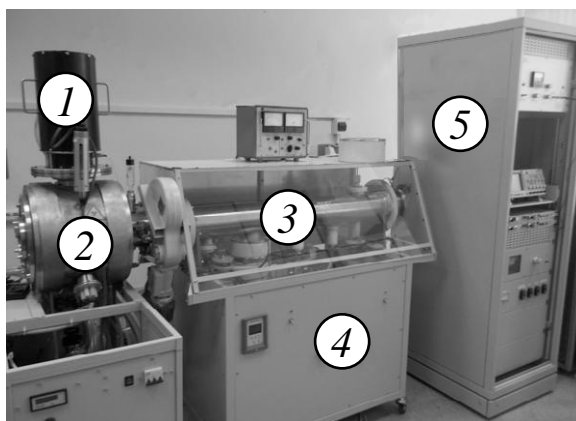


Рисунок 2.6 – Фотография установки, оснащенной времяпролетным масс-спектрометром: 1 – источник электронного пучка, 2 – вакуумная камера, 3 – труба дрейфа

спектрометра, 4 – откачная система спектрометра, 5 – источник питания и узел регистрации сигнала спектрометра [80, 81].

Особенностью этого прибора было извлечение и ускорение ионов из пучковой плазмы, генерируемой при повышенном давлении порядка 1-15 Па, и анализ ее состава по времени пролета отклоненных от оси ионов. Принцип работы заключался в извлечении ионов через малое отверстие в трубу дрейфа спектрометра, в которой за счет дифференциальной откачки отдельным турбомолекулярным насосом поддерживалось давление на уровне, достаточном для бесстолкновительного пролета ионов (0,02-0,05 Па), и их ускорения находящимся под высоким отрицательным потенциалом самого спектрометра. При приложении отклоняющего импульса ионный пучок отклонялся от оси и попадал на сетку-конвертер, с поверхности которой в результате ионно-электронной эмиссии выбивались электроны, которые снова ускорялись потенциалом спектрометра и регистрировались вторичным электронным умножителем. Таким образом, в упомянутом времяпролетном спектрометре проблема повышенного давления в области формирования пучка была решена дифференциальной откачкой, а проблема регистрации сигнала – конвертацией ионного пучка в электронный. Однако у этого спектрометра существовал недостаток, выражавшийся в низком отношении «сигнал-шум» ввиду высокого уровня шумов, связанного с постоянной засветкой конвертера пучком ионов. Эту проблему удалось решить путем установки в трубе дрейфа диафрагмы, снижающей постоянную засветку детектора ионным пучком. Схема установки с модернизированным времяпролетным спектрометром приведена на рисунке 2.7.

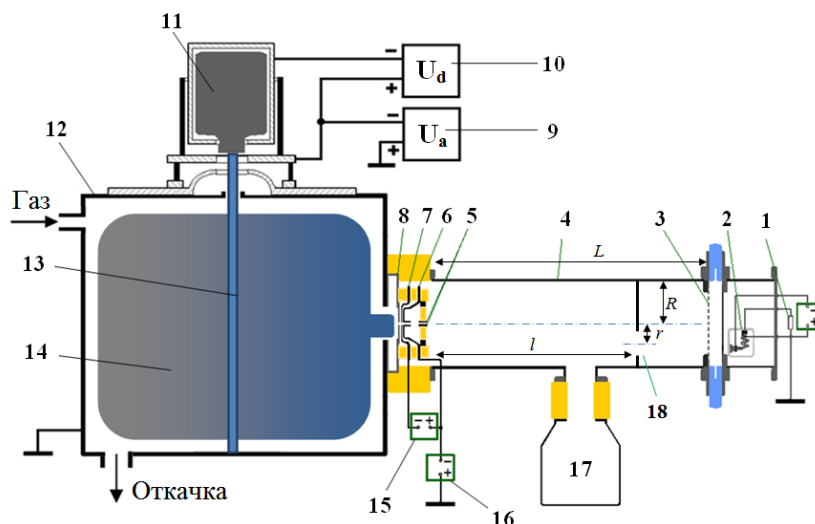


Рисунок 2.7 – Схема установки с обращенным времяпролетным спектрометром: 1 – измерительный резистор, 2 – регистрирующий узел (ВЭУ-6М или МКП), 3 – сеточный электрод-конвертер, 4 – труба дрейфа, 5 – отклоняющие пластины, 6 – ускоряющий электрод, 7 – супрессор, 8 – эмиссионный электрод, 9 – источник ускоряющего электронного пучка, 10 – источник дрейфового потенциала, 11 – турбомолекулярный насос, 12 – вход газа, 13 – камера ионной плазмы, 14 – откачка, 15 – источник питания, 16 – источник питания, 17 – резервуар, 18 – детектор.

пучок напряжения, 10 – источник питания разряда, 11 – эмиссионная (разрядная) плазма, 12 – вакуумная камера, 13 – электронный пучок, 14 – пучковая плазма, 15 – источник напряжения отсечки, 16 – источник ускоряющего ионы напряжения спектрометра, 17 – турбомолекулярный насос, 18 – диафрагма в трубе дрейфа [80].

Экспериментальная установка с времяпролетным спектрометром включает в себя трехэлектродную систему извлечения ионов 6 – 8, трубу дрейфа (корпус) 4 радиусом $R = 8$ см, и узел измерения 1 – 2. Пролетная база спектрометра (протяженность трубы дрейфа) L составляет 1,2 м. Отбор ионов из исследуемой плазмы и формирование ускоренного пучка осуществляется через единичные соосные отверстия диаметром 2 мм в эмиссионном электроде 8, супрессоре 7 и ускоряющем электроде 6, соответственно. Относительно малые размеры отверстий в электродах системы извлечения, в сочетании с дифференциальной откачкой, обеспечивают необходимый перепад давлений между областью генерации плазмы (1-15 Па) и пространством дрейфа ускоренных ионов (около 0,05 Па). Диаметр отверстия (2 мм) в извлекающем электроде 8 выбран с точки зрения оптимума сигнала спектрометра. При уменьшении диаметра отверстия, сигнал спектрометра падает вследствие уменьшения потока ионов, извлекаемых с поверхности плазмы. При увеличении диаметра более 2 мм соотношение «сигнал/шум» спектрометра также падает, что может быть связано с ухудшением вакуума внутри трубы дрейфа, приводящее к расфокусировке и перезарядке ионного пучка.

Извлеченные из плазмы ионы ускоряются и формируются в пучок, проходящий между отклоняющими пластинами затвора 5 и свободно расширяющийся по направлению к дальнему торцу трубы дрейфа 4. Величина постоянного ускоряющего ионы напряжения может быть повышена до 20 кВ, однако оптимальный уровень сигнала был достигнут при энергии ионного пучка порядка 10 кэВ. Затвор спектрометра представляет собой две плоскопараллельные пластины 5, удаленные друг от друга на расстояние 4 мм. Между пластинами прикладывается импульс отклоняющего напряжения амплитудой до 1 кВ, длительностью порядка 150 нс и фронтом 25 нс. Столь малое время отклонения, по сравнению со временем пролета пучка ($\sim 1-8$ мкс), приводит к разделению ионов в пространстве дрейфа по скоростям, которые при постоянном ускоряющем напряжении кратны квадратному корню из отношения заряда того или иного иона к его массе $(eQ_i/M_i)^{1/2}$. Амплитуда импульса отклоняющего напряжения также выбрана с точки зрения оптимума сигнала спектрометра. При установке отклоняющего напряжения величиной 900-500 В амплитуда сигнала падает вследствие недоотклонения ионного пучка и непопадания его значительной части в апертуру регистрирующего узла. При повышении амплитуды отклоняющего

напряжения до 1,2-1,5 кВ амплитуда сигнала падает вследствие более сильного отклонения ионного пучка, что опять же ведет к потере значительной части ионного потока.

Как показали измерения, в пучке всегда присутствуют ионы, приходящие на сеточный электрод-конвертер 3 даже в отсутствие импульса отклоняющего напряжения. Эти ионы создают постоянную фоновую шумовую засветку, снижающую отношение «сигнал-шум» спектрометра. Проблему удалось решить размещением в трубе дрейфа 4 диафрагмы 18. Диафрагма поглощает часть постоянного ионного потока, что снижает поступление фоновых ионов на сеточный электрод-конвертер. Диаметр отверстия $d = 1,5$ см в диафрагме и расстояние $l = 90$ см, на котором диафрагма располагается от затвора, были подобраны с учетом соотношения $d = D \cdot l/L$, где D – диаметр апертуры регистрирующего узла (2 см), l – расстояние между затвором и диафрагмой, L – времяпролетная база спектрометра (1,2 м). Расстояние $m = 6$ см от оси трубы дрейфа, на котором был расположен центр отверстия в диафрагме, было подобрано из соотношения $m = R \cdot l/L$. Таблица 2.1 иллюстрирует снижение уровня шумов благодаря установке диафрагмы, при извлечении ионов из пучковой плазмы, генерируемой форвакуумным плазменным источником электронов при давлении аргона в камере 10 Па.

Таблица 2.1. – Снижение уровня шума при установке диафрагмы в трубу дрейфа спектрометра, при прочих одинаковых параметрах эксперимента.

	Энергия ионов (кэВ)	Ток ионного пучка (мкА)	Уровень шума (мВ)	Амплитуда сигнала (мВ)	Сигнал / шум
Без диафрагмы	10	20	4	30	7,5
С диафрагмой	10	20	1	28	28

После прохождения сквозь отверстие в диафрагме 18 и разделения по масс-зарядовому соотношению в трубе дрейфа 4, пучок ионов попадает на сеточный электрод-конвертер 3. В инверсной конфигурации спектрометра супрессор 7, ускоряющий электрод системы извлечения 6, отклоняющие пластины 5, труба дрейфа 4 и сеточный электрод-конвертер 3 узла регистрации смещены относительно земли на потенциал полного ускоряющего напряжения. Для такой конфигурации электродов достаточно сложной проблемой является регистрация малых ионных токов на коллекторе. В данном случае эта проблема решалась следующим образом. Разделенные по масс-зарядовым состояниям ускоренные ионы, достигая находящегося под высоким потенциалом электрода-конвертера 6, выбивают с поверхности сетки вторичные электроны. Часть потока вторичных электронов

извлекается электрическим полем между сеткой и входной апертурой узла регистрации 2, находящейся под потенциалом -2 кВ, относительно «земли»; выходной ток узла регистрации пропорционален току ионов на сетку. В состав узла регистрации изначально входил вторично-электронный умножитель модели ВЭУ-6М, однако в результате экспериментов по оптимизации спектрометра он был заменен на микроканальную пластину (МКП), которая давала более высокий уровень сигнала. Дополнительным преимуществом МКП перед ВЭУ-6М явился тот факт, что МКП оказалась в гораздо меньшей степени подвержена отравлению агрессивными газами остаточной атмосферы, нежели ВЭУ.

Результатом описанных выше работ по модернизации конструкции и оптимизации параметров обращенного времяпролетного масс-спектрометра стало значительное возрастание разрешающей способности и амплитуды сигнала этого прибора (рисунок 2.8).

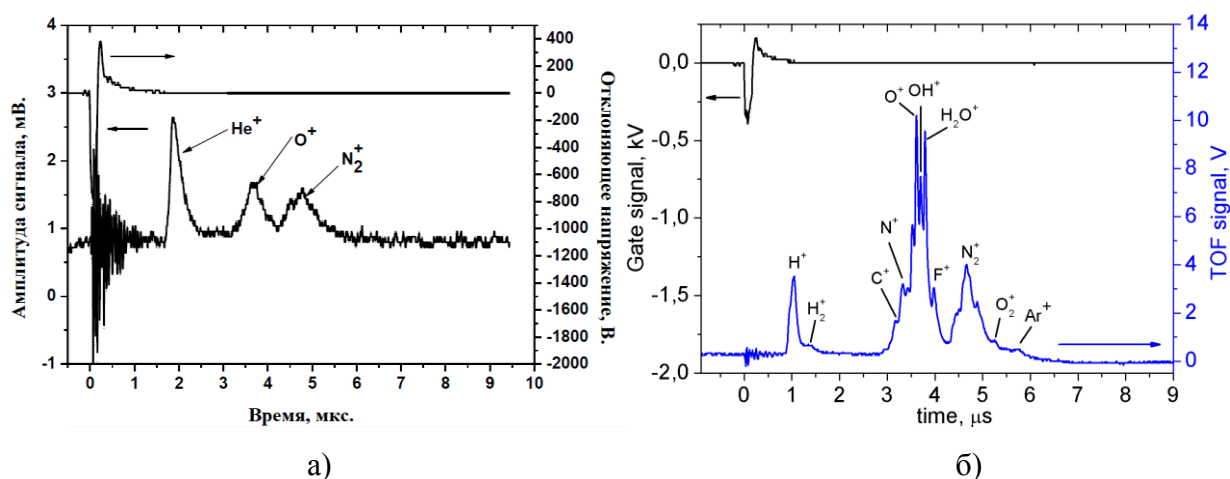


Рисунок 2.8 – Масс-спектры ионов пучковой плазмы, полученные до (а) и после (б) модернизации времяпролетного спектрометра. Условия эксперимента: а) – гелий, давление 7 Па, б) – аргон, 10 Па. Ток пучка электронов 20 мА, энергия электронов 3 кэВ, ускоряющее ионы напряжение – 10 кВ.

Таким образом, используя описанный выше оптимизированный времяпролетный спектрометр [81], по временам задержки токовых импульсов, регистрируемых на измерительном сопротивлении, возможно определить величину eQ_i/M_i для конкретного ионного компонента, и, следовательно, масс-зарядовый состав исследуемой пучковой плазмы в форвакуумном диапазоне давлений, а по величинам интенсивностей этих пиков – соотношение этих ионных компонентов.

2.3.2 Квадрупольный масс-спектрометр

В качестве альтернативного метода диагностики масс-зарядового состава ионов плазмы в экспериментах был использован квадрупольный масс-фильтр промышленно выпускаемого анализатора остаточной атмосферы RGA-100. Этот газовый анализатор, выпускаемый компанией Stanford Research Systems, позволяет с разрешением в 1 а. е. м. проводить масс-анализ находящихся в газовой фазе веществ, молекулы которых имеют массу вплоть до 100 а. е. м. Для обеспечения возможности диагностики ионов пучковой плазмы в форвакуумной области давления прибор был модернизирован. Модернизация заключалась в демонтаже штатного ионизатора с последующим замещением его на трехэлектродную систему, предназначенную для извлечения ионов из плазмы, формирования ионного потока и направления его внутрь рабочего объема анализатора. Подобная система извлечения используется в составе масс- и энергоанализаторов Hiden EQP 300 [31]. Внешний вид модифицированного анализатора приведен на рисунке 2.9.

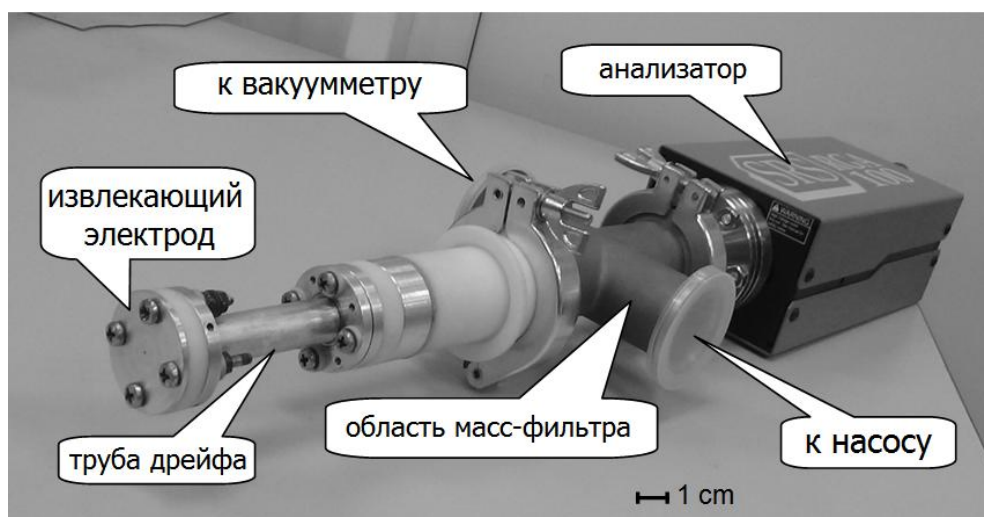


Рисунок 2.9 – Фото модифицированного анализатора ионов RGA-100.

Схема экспериментальной установки с использованием квадрупольного масс-спектрометра приведена на рисунке 2.10.

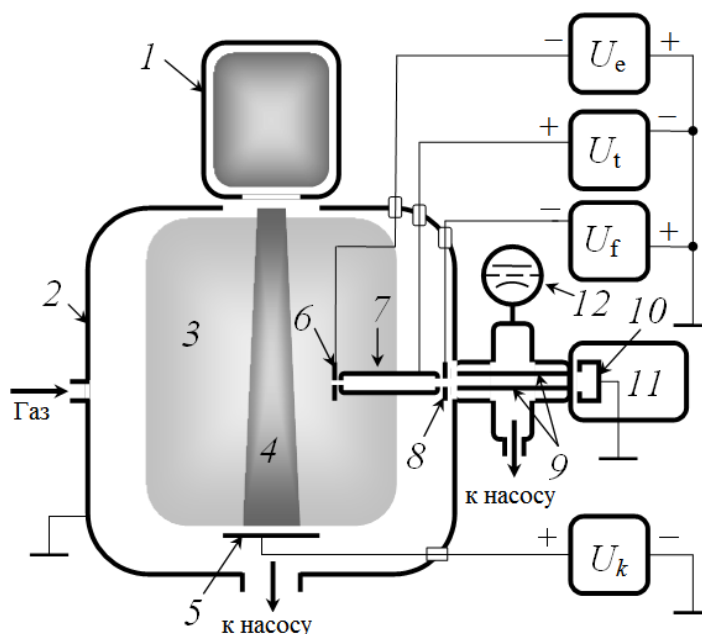


Рисунок 2.10 – Схема установки с квадрупольным масс-спектрометром для исследования газовой плазмы: 1 – форвакуумный плазменный источник электронов, 2 – вакуумная камера, 3 – пучковая плазма, 4 – электронный пучок, 5 – коллектор, 6 – извлекающий электрод, 7 – труба дрейфа, 8 – фокусирующий электрод, 9 – квадрупольные стержни масс-фильтра, 10 – цилиндр Фарадея, 11 – блок управления, 12 – лампа вакуумметра ПМИ-2. Источники питания: U_e – извлекающего электрода, U_t – трубы дрейфа, U_f – фокусирующего электрода, U_k – коллектора [85].

В состав модифицированного квадрупольного масс-спектрометра RGA-100 входит система извлечения ионов (электроды 6–8), фильтр масс 9, блок управления 11, цилиндр Фарадея 12, а также стационарная система откачки, представленная откачным постом Pfeiffer Hi Cube 80 Eco со скоростью откачки форвакуумной и высоковакуумной части 0,5 и 240 м³/час, соответственно. Электроды системы извлечения были выполнены из дюралюминия и электрически изолированы друг от друга и от других частей спектрометра и вакуумной камеры. Первым электродом системы является извлекающий электрод 6, представляющий собой диск толщиной 2 мм с апертурой \varnothing 0.7 мм в центральной части, обеспечивающий перепад давления между вакуумной камерой ($p = 1-15$ Па) и откачиваемым объемом масс-спектрометра. Данное конструктивное решение обусловлено необходимостью поддержания давления в откачиваемом объеме спектрометра на уровне порядка 0,01 Па для нормальной работы устройства, тогда как в вакуумной камере давление, как правило, на 2–3 порядка выше. В целях минимизации эффекта изменения масс-зарядового состава ионов плазмы с расстоянием, извлекающий электрод был придвинут на довольно близкое расстояние от оси пучка (~ 3 см). Труба дрейфа 10 размещалась в центральной ча-

сти извлекающего узла, ее длина составляла 160 мм, внешний и внутренний диаметр 16 и 10 мм соответственно. Данный откачиваемый до высокого вакуума полый электрод в первую очередь был предназначен для транспортировки ионного потока из области генерации пучковой плазмы 3 в область масс-фильтра 9 и цилиндра Фарадея 10. Фокусирующий электрод 8 был установлен за трубой дрейфа 7 и являлся заключительным элементом извлекающего узла. Он был выполнен в виде пластины с отверстием диаметром 5 мм в центре, и служил для фокусировки и обеспечения транспортировки ионов из трубы дрейфа 7 в область фильтрации спектрометра 9. Остальные части квадрупольного масс-спектрометра (цилиндр Фарадея 10 и фильтр масс 9) не подвергались конструктивным изменениям. Поскольку давление в области транспортировки и фильтрации ионов является ключевым фактором, влияющим на разрешающую способность прибора, то во время экспериментов контроль за давлением внутри анализатора осуществлялся по показаниям ионизационной лампы 12 ПМИ-2.

Поскольку цилиндр Фарадея 10, регистрирующий ионный сигнал, находился под потенциалом земли, то на коллектор электронного пучка 3 подавался положительный относительно земли потенциал величиной $U_k = 30$ В. В результате, пучковая плазма приобретала положительный относительно земли потенциал, и возникал градиент потенциала между плазмой и цилиндром Фарадея спектрометра. Этот градиент приводил к появлению направленного ионного потока к месту регистрации. Для направления ионного потока в область сепарации, на извлекающий электрод 6 дополнительно подавался отрицательный относительно земли потенциал U_e менее -30 В. Труба дрейфа 7 находилась под небольшим положительным потенциалом $U_t = 2,5$ В для удержания ионов на оси системы. Ионы, извлекаемые из плазмы отрицательным потенциалом извлекающего электрода, дополнительно ускорялись в поле, созданном разностью потенциалов между электродами 6 и 9 (потенциал фокусирующего электрода относительно земли $U_f = -60$ В), и направлялись в сепарирующую часть спектрометра (область квадрупольных стержней). Оптимальные с точки зрения амплитуды сигнала потенциалы электродов извлекающего узла были найдены эмпирически (рисунок 2.11).

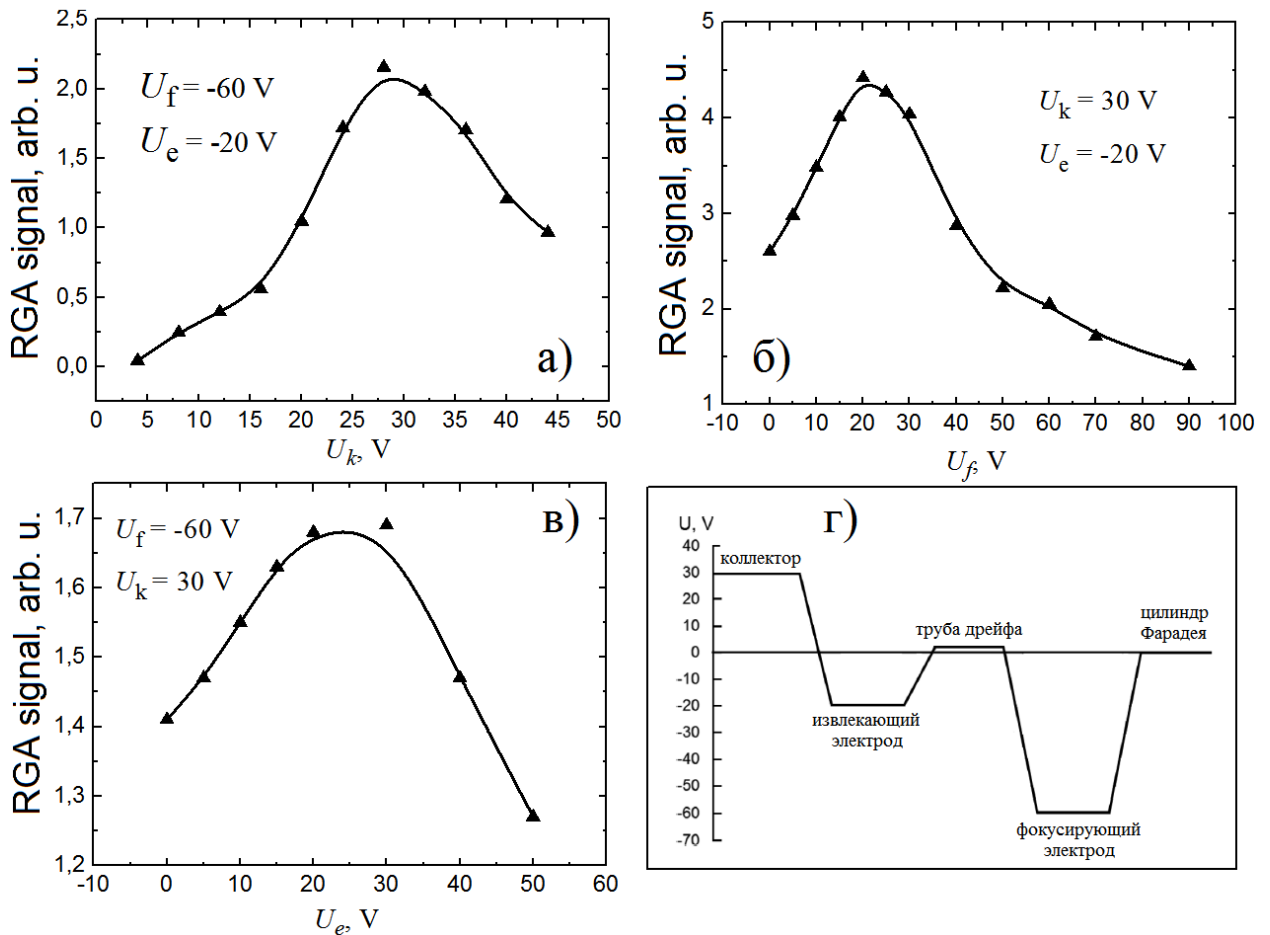


Рисунок 2.11 – Амплитуда сигнала спектрометра как функция напряжений на электродах а) – в), и г) – схематичное распределение оптимальных потенциалов между электродами спектрометра. Условия эксперимента: $I_e = 30$ мА, $U_a = 3$ кВ, азот, $p = 5$ Па, $I_d = 160$ мА, $U_d = 360$ В [80].

Схематично распределение потенциала между электродами спектрометра при оптимальных напряжениях на них дано на рисунке 2.11. Уменьшение данных значений по абсолютной величине приводит к заметному снижению амплитуды сигнала, а их увеличение к незначительному росту. Для ионов низких энергий сечение перезарядки слабо зависит от их энергии (например, для ионов N_2^+ в собственном газе уменьшается от $\sim 25 \times 10^{-16}$ см² до $\sim 20 \times 10^{-16}$ см² для энергии ионов 10-100 эВ [52]), поэтому возможной причиной этих оптимумов может быть изменение кривизны траекторий ионов. Кроме этого увеличение потенциалов свыше 90 В приводило к пробоям между электродами.

Благодаря модернизации, квадрупольный спектрометр позволил исследовать не только ионы напускаемых в камеру рабочих газов (аргон, азот, кислород, углеводороды) [85], но и ионы испаряемых пучком твердых веществ. В экспериментах по электронно-лучевому испарению использовались такие металлы, как Al, Mg, Zn а также алюмооксидная керамика.

2.4 Оптическая диагностика пучковой плазмы

Оптическая экспресс-диагностика плазмы, генерируемой электронным пучком, как в свободном пространстве, так и внутри полостей, была выполнена с использованием оптического спектрометра Ocean Optics USB 2000 (рисунок 2.12).

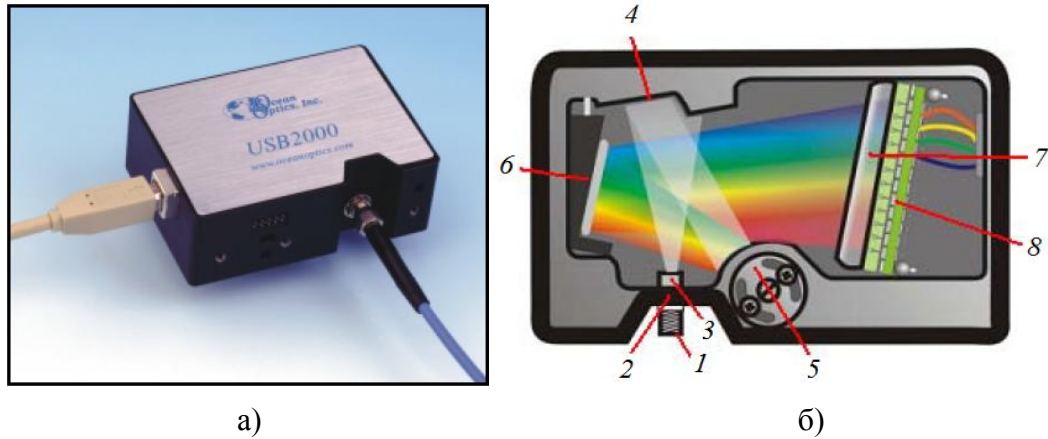


Рисунок 2.12 – Фото (а) и устройство (б) оптического спектрометра USB 2000: 1 – световод, 2 – щель, 3 – фильтр, 4 – коллимирующее зеркало, 5 – дифракционная решетка, 6 – фокусирующее зеркало, 7 – линза детектора, 8 – CCD-детектор (2048 пикселей).

Свет, излучаемый пучковой плазмой, поступал внутрь спектрометра по световоду 1, сквозь щель 2 и фильтр 3 попадал на коллимирующее зеркало 4, разлагался на составляющие на дифракционной решетке 5 и формировал выходной сигнал с помощью элементов детектора 6-8. Обработка сигнала выполнялась в специализированной программной среде OOIBase32 на персональном компьютере. Спектрометр способен анализировать излучение в диапазоне длин волн 200-1100 нм с оптическим разрешением $\sim 0,3-10$ нм с дисперсией $\sim 0,32$ нм/пиксел. Несмотря на то, что такое разрешение не позволяло оценить концентрацию и температуру пучковой плазмы по уширению спектральных линий [91], тем не менее, прибор давал возможность анализировать в режиме реального времени характерные полосы излучения плазмы и качественно судить об изменениях параметров плазмы в различных условиях.

Схема эксперимента по исследованию свечения пучковой плазмы приведена на рисунке 2.13.

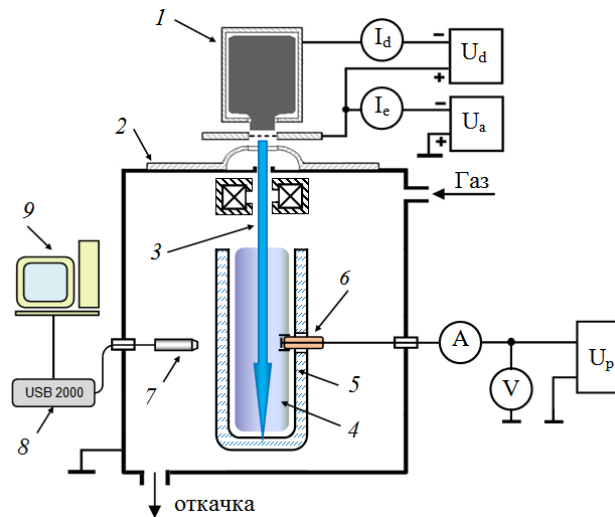


Рисунок 2.13 – Схема установки с оптическим спектрометром USB-2000: 1 – источник электронов, 2 – вакуумная камера, 3 – электронный пучок, 4 – пучковая плазма, 5 – полость, 6 – зонд Ленгмюра, 7 – футляр световода, 8 – спектрометр USB-2000, 9 – компьютер.

Электронный пучок 3 формировался с помощью форвакуумного источника 1, распространялся в вакуумной камере 2 и генерировал пучковую плазму 4. В ходе экспериментов генерация и исследование плазмы проводилась как в условиях распространения пучка в свободном пространстве камеры, так и при его инжекции в диэлектрическую или металлическую полость 5. Параметры этой плазмы независимо контролировались плоским зондом Ленгмюра, введенным внутрь полости. Поверхность зонда располагалась на расстоянии 15 мм от оси пучка на высоте примерно 10 см от дна полости. В отдельной серии экспериментов вместо диэлектрической полости пучок инжектировался в металлическую полость. Свечение пучковой плазмы исследовалось с помощью оптического спектрометра USB-2000 фирмы Ocean Optics. Световод 7 спектрометра был помещен в футляр с кварцевым окошком диаметром 2 мм, футляр располагался на расстоянии 10 см от дна полости на расстоянии 1,5 см от ее внешней грани, и окошком был ориентирован по направлению к оси пучка. Излучение плазмы передавалось по световоду SMA905 с числовой апертурой 0,22 в спектрометр 8. Сигнал спектрометра обрабатывался с помощью программного обеспечения на компьютере 9.

2.5 Генерация и диагностика плазмы в диэлектрическом объеме индуктивным ВЧ разрядом в форвакуумной области давлений

Для более полного понимания особенностей генерации пучковой плазмы внутри диэлектрического сосуда в форвакуумной области давлений, выглядит уместным ее сравнение с плазмой, получаемой одним из широко применяемых методов – с помощью индук-

тивного ВЧ разряда [50, 51]. В устройствах, использующих этот разряд, диэлектрический объем, содержащий рабочий газ, помещается в катушку, по которой течет переменный ВЧ ток [49-51]. Индуцируемое этим током переменное магнитное поле внутри диэлектрического объема порождает замкнутое (вихревое) электрическое поле, способствующее ионизации газа и порождающее вихревые токи. Все это в конечном итоге приводит к возникновению плазмы безэлектродного ВЧ разряда.

Фотография установки, предназначенной для тестового эксперимента по генерации ВЧ плазмы внутри диэлектрического объема, приведена на рисунке 2.14. Плазма создавалась внутри цилиндрической камеры 1 длиной 1 м и внутренним диаметром 20 см, выполненной из оптически прозрачного диэлектрика (пайрекса). Камера откачивалась до предельного давления порядка $3 \cdot 10^{-3}$ Па системой откачки 4, включающей в себя турбомолекулярный насос Turbovac 1000С и масляный форвакуумный насос Alcatel 2004А. Рабочими газами служили аргон и гелий. Рабочее давление (0.8-10 Па) регулировалось напуском газа и отслеживалось по показаниям вакуумметра 5 Edwards.

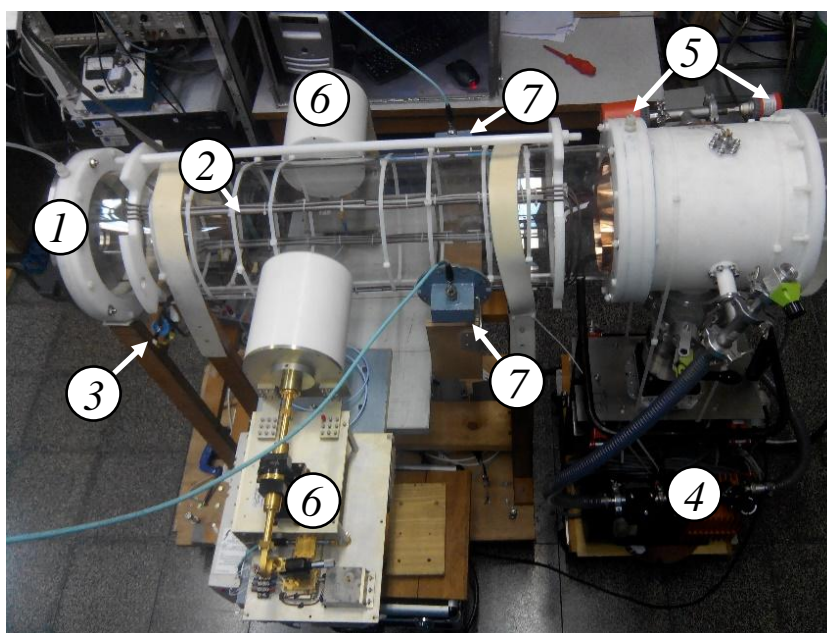


Рисунок 2.14 – Установка для исследования плазмы индуктивного ВЧ разряда: 1 – диэлектрическая вакуумная камера, 2 – квадрупольная антенна, 3 – согласующие конденсаторы, 4 – система откачки, 5 – датчики вакуумметров, 6 – приемник и передатчик микроволнового интерферометра, 7 – приемная и передающая антенны для исследования концентрации плазмы по частоте отсечки.

Схема эксперимента приведена на рисунке 2.15. Источником тока в антенне служил работающий на частоте 2,015 МГц ВЧ-генератор 1 HFV8000, способный выдавать на согласованную нагрузку 50 Ом максимальную мощность до 8 кВт. Генератор через симмет-

ричный понижающий трансформатор 2 был подключен к охватывающей снаружи камеру квадрупольной антенне 4. Для согласования импеданса антенны с плазмой и генератора, для снижения эффективного сопротивления и повышения добротности антенны, а также в целях снижения уровня ВЧ-шумов, снижающих достоверность зондовых измерений [92], два согласующих конденсатора 3 по 240 пФ каждый были вставлены в разрыв антенны симметрично относительно выводов антенны и середины ее длины. Указанные емкости конденсаторов с использованием анализатора цепей Rohde&Schwarz 9kHz-6GHz были подобраны так, чтобы резонансная частота контура (включающего в себя антенну и конденсаторы) была равна частоте генератора (2,015 МГц). Разряд зажигался квадрупольной антенной 4, имевшей 4 витка вокруг камеры, каждый виток состоял из 4 изолированных однопровольных медных проводов диаметром 2 мм. Эксперименты проводились в режиме одиночных импульсов, их длительность (300-350 мс) задавалась генератором прямоугольных импульсов Berkeley Lab BNC 555.

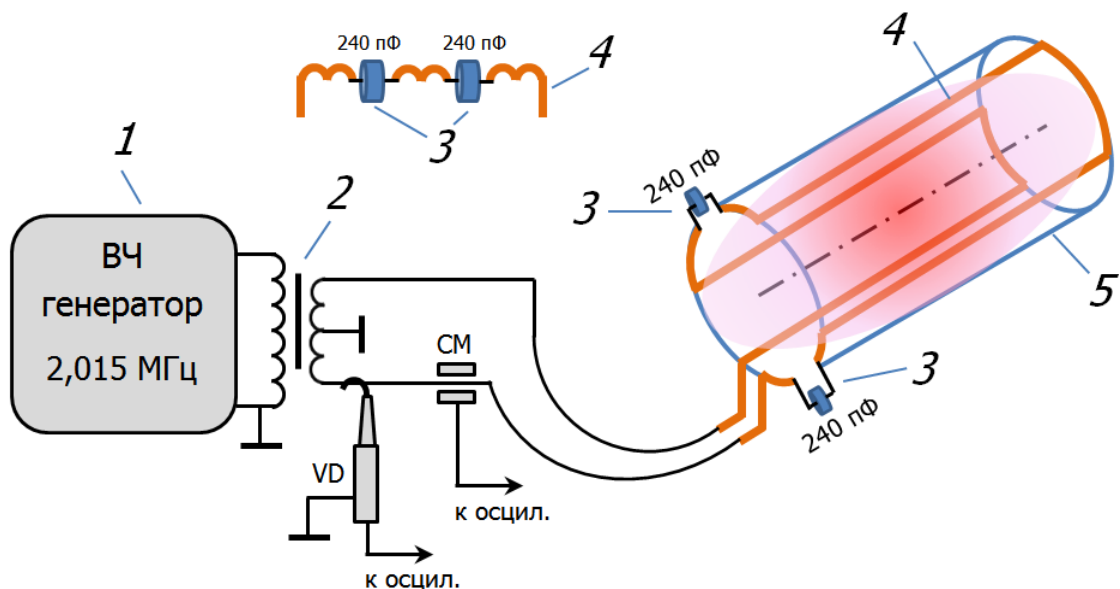


Рисунок 2.15 – Схема эксперимента по генерации ВЧ плазмы индуктивным разрядом в диэлектрическом объеме: 1 – генератор, 2 – трансформатор, 3 – согласующие конденсаторы, 4 – антенна, 5 – диэлектрическая камера. VD – измеритель напряжения (щуп), CM – пояс Роговского.

Напряжение на выходе антенны измерялось высоковольтным щупом 1:1000 Tectronix P6015-A, ток в антенне измерялся поясом Роговского CM-10-M фирмы Pearson. Сигналы регистрировались осциллографами Tectronix TDS 784A и TDS 684C. Один из важнейших экспериментальных параметров – мощность, затрачиваемая на создание плазмы P_p – оценивалась по хорошо известной формуле [51, 92-94]:

$$P_p = 2\langle I(t) \cdot U(t) \rangle - I^2 R_0 \quad (2.4)$$

где $U(t)$, $I(t)$ – мгновенные значения напряжения и тока на выходе антенны при наличии плазмы, I – среднеквадратичное значение тока в антенне при наличии плазмы, R_0 – эффективное сопротивление системы при отсутствии плазмы. Величина R_0 вычислялась по формуле $R_0 = 2\langle I_0(t) \cdot U_0(t) \rangle / I_0^2$, в которой значения тока и напряжения приведены в отсутствии плазмы. В описываемой системе $R_0 \approx 5$ Ом, а сопротивление при наличии плазмы было порядка 30-50 Ом.

Для диагностики ВЧ плазмы использовались несколько совершенно независимых методик. Такие параметры плазмы, как концентрация и потенциал, функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) и их температура, а также радиальное и продольное распределение концентрации и температуры – исследовались зондом Ленгмюра, разработанным фирмой Plasma Sensors (США) [95]. Средняя по радиусу камеры концентрация плазмы независимо измерялась рефрактивным методом [96] с помощью интерферометра Quinstar, работающим на частоте 26 ГГц, а также по частоте отсечки микроволнового сигнала с помощью трех пар приемных и передающих антенн L (1-2 ГГц), S (2-4 ГГц) и X (8-12 ГГц) диапазона.

2.6 Выводы по главе 2

На основании результатов, изложенных в главе 2, можно сформулировать выводы:

1. Предложена методика генерации пучковой плазмы в форвакуумной области давления внутри диэлектрического объема путем инжекции в него непрерывного электронного пучка.

2. Зондовая диагностика на основе одиночного плоского зонда Ленгмюра с экранированной от пучка принимающей поверхностью может быть эффективно использована для исследования параметров пучковой плазмы, генерируемой плазменным источником непрерывного электронного пучка в форвакуумной области давлений. Исследование пространственного распределения параметров пучковой плазмы рационально проводить с помощью нескольких одинаковых зондов, размещенных вдоль оси пучка. Для исследования параметров плазмы, созданной внутри полости, эти зонды должны быть введены внутрь полости через отверстия в ее боковой стенке. При этом целесообразно концентрацию плазмы определять по току насыщения на ионной ветви зондовой характеристики, а потенциал плазмы - по нулевому значению второй производной зависимости тока зонда от приложенного к зонду напряжения.

3. Модернизация конструкции и оптимизация параметров обращенного времяпролетного масс-спектрометра, заключающиеся в дополнительной установке диафрагмы в

трубе дрейфа и в замене вторично-электронного умножителя на микроканальную пластину в детекторе ионов, а также в определении оптимальных диаметра входной апертуры и напряжения на отклоняющих пластинах, позволяет на два порядка величины повысить уровень выходного сигнала спектрометра и использовать его для исследования масс-зарядового состава пучковой плазмы, генерируемой в форвакуумном диапазоне давлений (1 - 15 Па).

4. Модернизация серийно выпускаемого квадрупольного газового анализатора остаточной атмосферы RGA-100, заключающаяся в установке и оптимизации трехэлектродной системы извлечения и формирования ионного пучка, позволила создать устройство, способное с точностью до 1 а. е. м. исследовать ионный состав как газовой, так и газометаллической плазмы, генерируемой в форвакуумной области давления.

5. Для оптической экспресс-диагностики пучковой плазмы может быть использован спектрометр USB 2000, световод которого введен внутрь рабочей камеры. В целях сравнения спектра излучения плазмы из кварцевой и металлической полостей, боковую стенку последней целесообразно сделать сеточной, с достаточной для уверенной регистрации сигнала прозрачностью (порядка 53%).

6. В качестве тестового эксперимента по выявлению особенностей параметров пучковой плазмы в диэлектрическом объеме может служить плазма, создаваемая индуктивным ВЧ разрядом, генерируемым в диэлектрическом объеме в форвакууме (1-8 Па) внешней антенной. Для повышения достоверности оценки параметров ВЧ плазмы в диэлектрическом объеме целесообразно широкий спектр диагностических методик – ленгмюровский зонд, микроволновую интерферометрию, а также оптическую спектроскопию.

ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ

В настоящей главе приведены результаты экспериментальных исследований и численного моделирования процессов генерации пучковой плазмы, создаваемой электронным пучком в форвакуумной области давлений. Объектом исследований являлась пучковая плазма, образующаяся при свободном распространении электронного пучка в вакуумной камере, а также плазма, генерируемая при инжекции электронного пучка в металлическую или диэлектрическую полости. Для выявления особенностей формирования пучковой плазмы в диэлектрической полости проводились специальные сравнительные экспериментальные исследования по генерации в аналогичных условиях плазмы индуктивного ВЧ разряда. Результаты исследований, представленные в настоящей главе, опубликованы в статьях [97-103], материалах конференций [104-112], на их основе получен патент на полезную модель [113] и свидетельство на программу для ЭВМ [114].

3.1 Образование плазмы при свободном распространении электронного пучка в вакуумной камере

Несмотря на то, что плазма, создаваемая при свободном распространении ускоренного электронного пучка в газе в форвакуумной области давлений, с конца 90-х годов прошлого века вплоть до настоящего времени являлась объектом пристального изучения как отечественных [24, 25, 28], так и зарубежных [26, 27, 29-34] исследователей, все же некоторые аспекты остались без должного внимания. Так, например, авторы работ [24, 25, 28] не исследовали масс-зарядовый состав ионов пучковой плазмы в форвакуумной области давлений, хотя в наиболее близких к этой теме исследованиях, выполненных сотрудниками Naval Research Laboratory (NRL), приведены сведения об особенностях масс-зарядового состояния и энергии ионов в пучковой плазме, генерируемой импульсным (порядка 1 мс) электронным пучком в области давлений порядка 10 Па [30, 31]. В то же время, необходимо отметить, что в этих исследованиях [30, 31] использовалось удерживающее пучковую плазму продольное магнитное поле порядка 150-200 Гс. Присутствие в области транспортировки магнитного поля обеспечивает «замагничивание» плазменных электронов [27] и приводит к повышению концентрации плазмы [115]. Однако необходимость создания однородного магнитного поля во всей протяженной области транспортировки электронного пучка значительно усложняет установку и снижает ее эффективность. Наличие удерживающего магнитного поля также приводит к нежелательному для ряда применений нагреву электронов пучковой плазмы [115].

К настоящему моменту имеется ограниченное число работ, направленных на детальное изучение параметров и масс-зарядового состава ионов плазмы, создаваемой сфокусированным электронным пучком в отсутствие удерживающего продольного магнитного поля.

3.1.1 Параметры электронного пучка

Изучение процессов распространения электронного пучка в газе форвакуумного диапазона давлений представляет интерес в связи с возможностью эффективной электронно-лучевой обработки диэлектрических материалов [35, 116]. При таких давлениях рассеяние ускоренных электронов на газовых молекулах может значительно изменить параметры пучка (диаметр пучка, ток и энергию электронов). Следует отметить, что при генерации плазмы остросфокусированным (диаметром $\sim 1-3$ мм) пучком электронов током 10-80 мА и энергией (3-10 кэВ) необходимо учитывать коллективные взаимодействия пучковых и плазменных электронов [25]. Известно [16], что для эффективного возбуждения пучково-плазменных колебаний необходимо, чтобы длина свободного пробега пучковых электронов превышала длину пути, проходимого пучком в плазме (десятки см); кроме того, необходимо выполнение неравенства $5\nu_{en} < \omega_{pe} \sqrt[3]{n_b/n_e}$, где ν_{en} – частота столкновений электронов с нейтралами, ω_{pe} – плазменная частота, n_b , n_e – концентрация пучковых и плазменных электронов. К тому же, как следует из [25], необходимо достижение некоторой критической плотности тока в пучке порядка 6-8 мА/мм². Оценки показывают, что ввиду рассматриваемых в данной работе повышенных давлений 2-15 Па, и низких плотностей тока пучка порядка 0,1-1,5 мА/мм², упомянутые выше критерии не выполняются; поэтому возбуждением пучково-плазменных колебаний можно пренебречь, и рассматривать взаимодействие пучка с газом и плазмой исключительно в рамках парных столкновений. Влияние условий транспортировки электронного пучка на его параметры в этом приближении может быть исследовано с помощью методов численного моделирования, частично рассмотренных в [116]. Одним из этих методов является метод Монте-Карло [117].

Применительно к условиям настоящего исследования процессы взаимодействия электронов с газом рассматривались как акты единичного столкновения электрона с рассеивающим центром – атомом, с учетом потери энергии электрона на ионизацию или возбуждение атома, в одномерном приближении. При столкновении электрона с атомом не учитывались молекулярное строение, взаимодействие внутриатомных электронов и многообразие форм электронных оболочек атомов, что, согласно [117], вполне допустимо. После моделирования множества единичных соударений, параметры пучка оценивались

как результат усреднения по всем разыгранным событиям. Число столкновений электрона с атомами газа задавалось длиной свободного пробега, которая в свою очередь определялась давлением газа. Угловое распределение доли рассеянных электронов в угле от θ до $d\theta$ описывалось известной формулой Резерфорда [118]:

$$\frac{dN(\theta)}{N} = na \left(\frac{Ze^2}{2m_e v^2} \right)^2 \frac{2\pi \sin(\theta) d\theta}{4 \cdot \sin^4(\theta/2)} \quad (3.1)$$

где n – число атомов газа в единице объема; a – толщина газового слоя, m_e – масса электрона, Z – зарядовое число атома, v – скорость электрона, θ – угол между первоначальным и отклоненным направлением движения электрона.

С целью исключения предельных переходов при нулевом значении аргумента, нормировка выражения (3.1) проведена в пределах изменения угла θ от некоторого достаточно малого угла $\alpha = 1^\circ$ до 180° . Знак угла рассеяния задавался случайным образом. Для вычисления доли отклонившихся частиц методом Монте-Карло в качестве верхнего предела интегрирования выбрана некоторая переменная ξ , а весь интеграл был равен случайной величине γ , которая равномерно распределена на интервале (0, 1):

$$A \cdot \int_{\alpha}^{\xi} \frac{\sin(\theta)}{\sin^4(\theta/2)} d\theta = \gamma, \quad (3.2)$$

где A – константа, включающая величины из выражения (3.1), не зависящие от угла рассеяния θ . Вычисление интеграла (3.2) позволило выразить угол рассеяния ξ :

$$\xi = 2 \cdot \arcsin\left(\sqrt{8A/(1-\gamma)}\right) \quad (3.3)$$

Таким образом, в результате интегрирования формула Резерфорда преобразована в функцию, описывающую вероятность рассеяния электрона на определенный угол – значительную для малых углов и малую для больших. Для моделирования неупругой потери энергии электроном в единичном столкновении с атомом газа была использована следующая аппроксимация дифференциального сечения потерь энергии [119]:

$$d\sigma_{\varepsilon} = \pi \cdot Z \cdot e^4 \left[\frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{1}{(E_0 - \varepsilon)^2} - \frac{1}{\varepsilon(E_0 - \varepsilon)} \right] \frac{d\varepsilon}{E_0}, \quad (3.4)$$

где E_0 – энергия электрона до столкновения, ε – потеря энергии.

Предполагалось, что область допустимых потерь энергии лежит от некоторого малого значения $\varepsilon_0 = 1$ эВ до $E_0/2$. Аналитическое выражение интеграла от (3.4) имеет вид

$$I(\varepsilon) = const. \cdot \left[\left(\frac{1}{\varepsilon_0} - \frac{1}{\varepsilon} \right) + \left(\frac{1}{E_0 - \varepsilon} - \frac{1}{E_0 - \varepsilon_0} \right) + \left(\frac{1}{E_0} \ln \left(\frac{E_0 - \varepsilon_0}{\varepsilon_0} \right) - \frac{1}{E_0} \ln \left(\frac{E_0 - \varepsilon}{\varepsilon} \right) \right) \right], \quad (3.5)$$

где $const$ – нормировочная константа, вычисляемая для каждого значения E_0 и обеспечивающая изменение значений (3.5) в диапазоне от 0 до 1, необходимое для моделирования по методу Монте-Карло, ε – случайно разыгрываемая потеря энергии электроном в акте соударения с атомом. Таким образом, для моделирования случайной потери энергии генерировалось псевдослучайное число μ из интервала (0,1) и сравнивалось со всеми значениями $I(\varepsilon)$. Случайной потерей энергии считалось такое значение аргумента ε , для которого $I(\varepsilon) = \mu$.

Проведенные на основе этой модели численные расчеты позволили построить траектории распространения электронов в газе, вычислить плотность тока электронов на коллектор, расположенный на разных расстояниях от источника пучка, а также определить энергетический спектр электронов после неупругого взаимодействия с газом (рисунок 3.1). В результате подсчета доли электронов, отклонившихся на определенное расстояние от центра коллектора, оценено значение плотности тока электронов на коллектор, уширение которой дает возможность определить диаметр пучка (рисунок 3.1, б). В результате учета всей энергии, которую каждый электрон потерял в результате всех неупругих соударений до его попадания на коллектор, строится энергетический спектр электронов (рисунок 3.1, в).

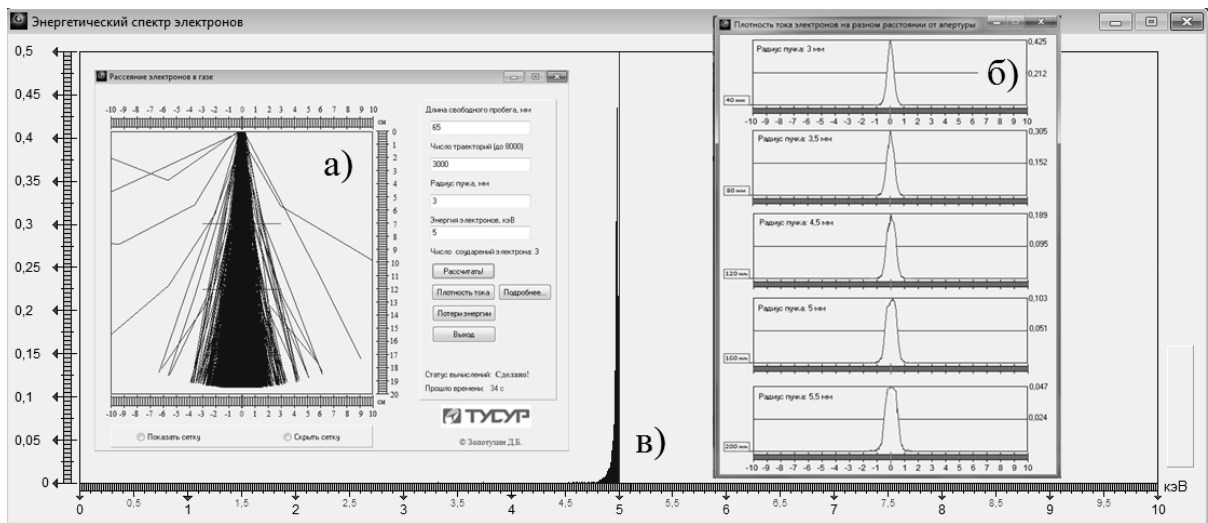


Рисунок 3.1 – Программа [107] для расчета распространения электронного пучка в газе (а), позволяющая рассчитать диаметр пучка при его распространении (б), а также уширение энергетического спектра электронов из-за взаимодействия с газом (в). Расчеты выполнены для азота при давлении 5 Па, энергия пучка 5 кэВ, начальный диаметр пучка – 6 мм.

Типичные зависимости диаметра пучка и расчетной ширины энергетического спектра электронного пучка от протяженности его транспортировки в газе приведены на рисунке 3.2.

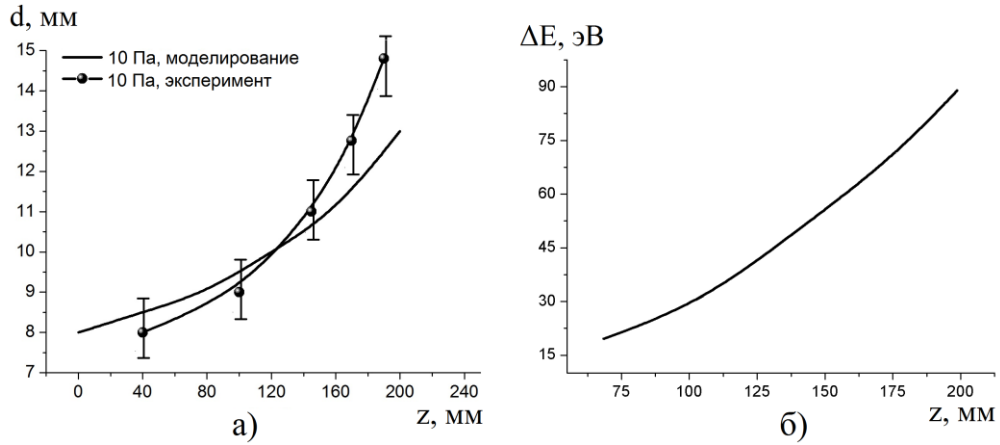


Рисунок 3.2 – Результаты: а) – диаметр пучка как функция длины транспортировки электронного пучка в газе (ток пучка 35 мА, энергия пучка 10 кВ, давление гелия 10 Па), б) – уширение (FWHM) энергетического спектра электронов при тех же параметрах [99].

Из расчетов следует, что диаметр электронного пучка увеличивается на 10-120% при прохождении дистанции порядка 20 см в газе при давлении 2 – 15 Па. При упомянутых давлениях, согласно результатам моделирования, энергетический спектр пучка электронов с энергией 5-6 кэВ в результате неупругих столкновений с газом уширяется незначительно (на 10-500 эВ). Результаты измерения зависимости тока пучка от расстояния его транспортировки [99] свидетельствуют о незначительном уменьшении тока пучка (до 20%) на дистанции порядка 20 см при повышенных давлениях газа до 30 Па. Все это может трактоваться как сохранение параметров электронного пучка при его транспортировке в газе в форвакуумной области давлений.

3.1.2 Параметры пучковой плазмы

Плазма, образующаяся при свободном распространении электронного пучка в камере при давлениях газа 1-15 Па, является привлекательной средой для плазмохимии [7] и обработки поверхности различных материалов [13, 14, 17-19]. При этом, как отмечено в [29], такие важные с практической точки зрения параметры, как концентрация, поток и энергия ионов, а также потенциал плазмы относительно стенок рабочей камеры, напрямую зависят от базовых параметров плазмы – температуры T_e и концентрации n_e электронов. Именно поэтому важное значение имеет как экспериментальное изучение, так и численное моделирование зависимости этих параметров от условий эксперимента. Описание экспериментального оборудования, оснастки и методики эксперимента по исследованию параметров пучковой плазмы подробно приведено в Главе 2.

На рисунке 3.3. представлены результаты измерения концентрации и температуры электронов пучковой плазмы, создаваемой при свободном распространении пучка энергии 3 кэВ в камере в атмосфере аргона.

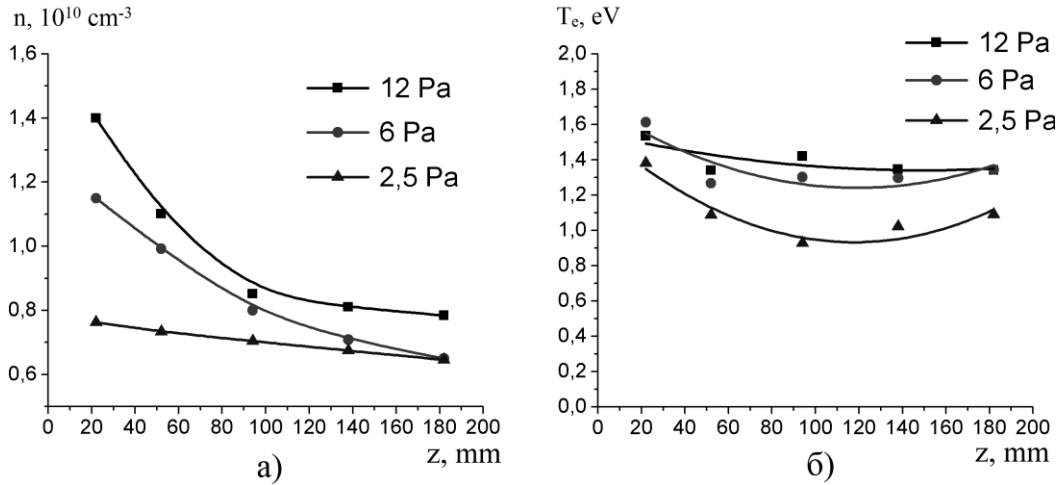


Рисунок 3.3 – Продольное распределение концентрации (а) и температуры (б) пучковой плазмы, создаваемой при свободном распространении пучка в камере. Ток эмиссии $I_e = 40$ мА, энергия пучка $U_a = 3$ кэВ, аргон.

Отметим, что концентрация плазмы спадает вдоль направления распространения пучка, как при низких (2,5 Па), так и более высоких давлениях (12 Па). Это может быть связано как с расширением пучка, так и с релаксацией его энергии в результате неупругих соударений с газом. Так называемый «эффект транспортировки» [27] препятствует генерации протяженной (порядка десятков сантиметров) однородной пучковой плазмы. Несмотря на спад концентрации, температура электронов (рисунок 3.3, б) слабо зависит от продольной координаты. Как отмечается в [120], относительно слабое изменение температуры может быть обусловлено высокой теплопроводностью электронного газа.

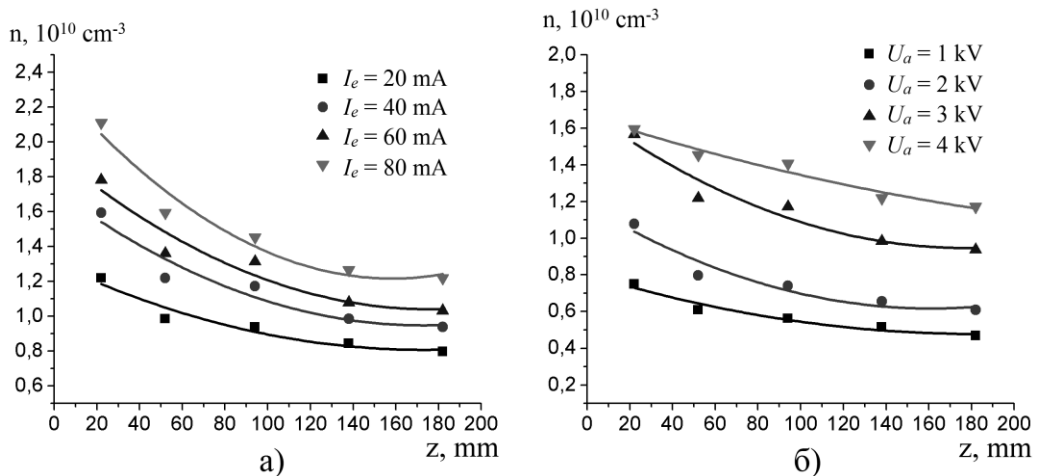


Рисунок 3.4 – Продольное распределение концентрации плазмы (аргон, 6 Па), а) – при разных токах пучка ($U_a = 3$ кэВ), и б) – энергиях пучка электронов ($I_e = 40$ мА).

Из представленных на рисунке 3.4 результатов измерений видно, что концентрация пучковой плазмы повышается как с увеличением тока пучка, так и его энергии.

На рисунке 3.5 представлены зависимости температуры электронов и концентрации плазмы от тока и энергии пучка, снятые при фиксированном положении одиночного ленгмюровского зонда.

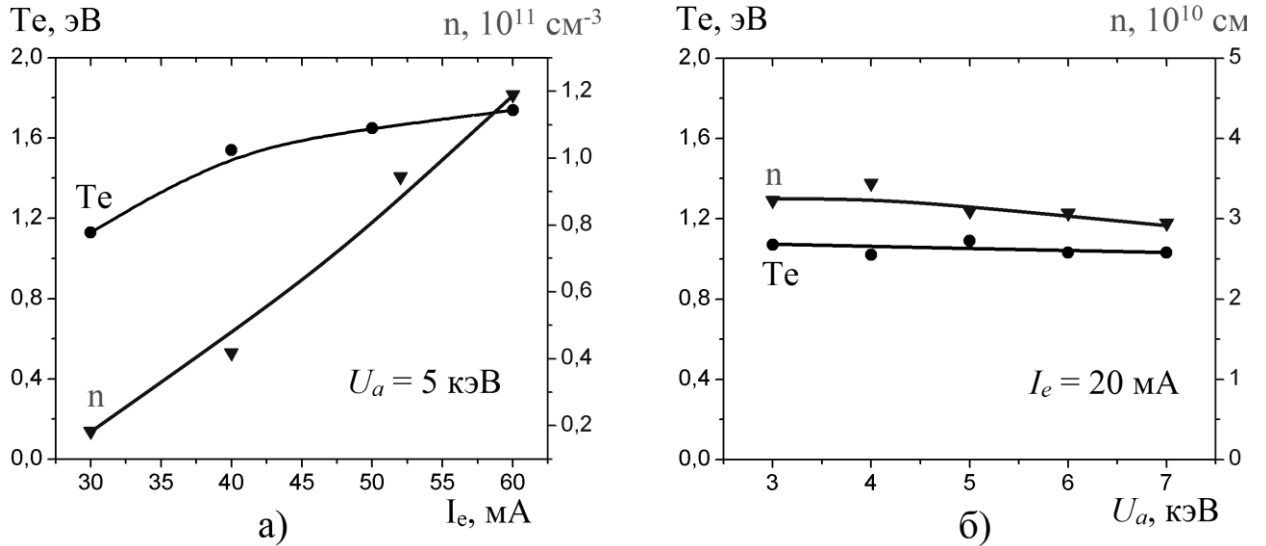


Рисунок 3.5. Зависимости параметров (n , T_e) плазмы, генерируемой в гелии (5 Па) при свободном распространении пучка, от тока (а) и энергии пучка (б). Зонд расположен в 4 см от оси пучка приблизительно на половине пути транспортировки пучка ($z \approx 92 \text{ мм}$).

Результаты исследований, представленные на этом рисунке, демонстрируют заметный рост концентрации плазмы при увеличении тока пучка. Это может быть связано с пропорциональной зависимостью выхода ионизации от тока пучка [27, 29]. Плавный рост температуры электронов при повышении тока пучка, как отмечено в работе [29], может быть связан с общим увеличением доли энергичных электронов в плазме в результате роста концентрации пучковых электронов. Следует отметить, что концентрация плазмы и температура электронов практически не зависят от энергии пучка (рисунок 3.5, б). Типичные радиальные распределения концентрации и потенциала пучковой плазмы приведены на рисунке 3.6.

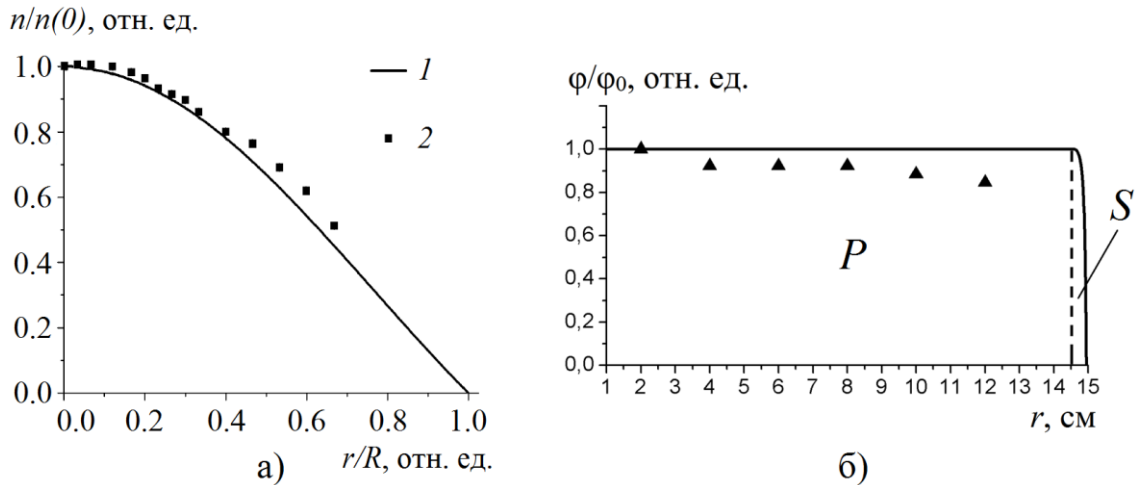


Рисунок 3.6. а) – радиальное распределение концентрации пучковой плазмы, создаваемой при свободном распространении пучка: 1 – расчет; 2 – эксперимент ($U_a = 10$ кВ, $I_e = 10$ мА, $p = 10$ Па, рассчитанная концентрация на оси пучка – $1,3 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$, экспериментально измеренная – $2 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$, азот, $R = 15$ см), б) – радиальное распределение потенциала плазмы: сплошная линия – расчет, точки – эксперимент (He, $U_a = 5$ кВ, $I_e = 20$ мА, $p = 8$ Па); рассчитанный потенциал на оси пучка – 3,18 В, экспериментально измеренный – 1,4 В. Область P – пучковая плазма, S – пристеночный ионный слой. R – расстояние от оси пучка до боковых стенок камеры, равное 15 см [97].

Как видно из рисунка 3.6 (а), концентрация плазмы относительно быстро спадает в радиальном направлении. Причины такого спада можно пояснить в рамках следующей модели. Рассмотрим однородный по сечению параллельный аксиально-симметричный непрерывный пучок электронов, имеющий диаметр d_b , ток I_b и энергию E , который распространяется в рабочем газе при давлении p вдоль оси z , и создает плазму, заключенную внутри камеры, боковые стенки которой расположены на расстоянии R от оси пучка (рисунок 3.7).

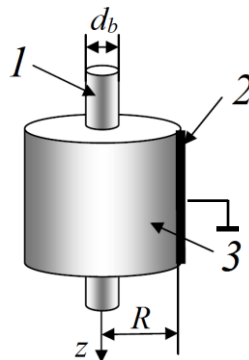


Рисунок 3.7 – Пояснение модели плазмы, создаваемой при свободном распространении пучка в камере: 1 – электронный пучок диаметром $d_b = 1$ см, 2 – стенка камеры, расположенная на расстоянии $R = 15$ см от оси пучка в радиальном направлении, 3 – создаваемая пучком плазма [97].

При столкновении с молекулами газа ускоренный электронный пучок ионизует молекулы, в результате чего образуется пучковая плазма. Выход ионизации z_{iT} ускоренными электронами пучка можно оценить по формуле [62]:

$$z_{iT} = \frac{I_b}{e} \cdot \frac{N}{\pi \cdot r_b^2} \cdot \frac{p}{133,3}, \quad (3.5)$$

где I_b – ток пучка электронов, N – число пар, порождаемых быстрым электроном на единице длины пути при давлении 1 мм. рт. ст. [62], r_b – радиус пучка электронов, p – давление газа (в Па).

Среднюю частоту ионизации ν_{iT} можно оценить, зная выход ионизации ускоренными электронами (3.5) и концентрацию ускоренных электронов в пучке n_b , определяемую из параметров пучка – тока, энергии и площади поперечного сечения: $\nu_{iT} = z_{iT}/n_b$. Поскольку распределение электронов пучковой плазмы по скоростям можно считать близким к максвелловскому [26-29], электронному газу пучковой плазмы может быть приписана некоторая температура T_e , типичное значение которой равно нескольким эВ [26, 29]. Некоторые электроны из высокоэнергетичного «хвоста» распределения Максвелла при соударении с молекулами газа также способны производить их ионизацию, средняя частота ν_{ip} которой может быть оценена согласно выражению [62]:

$$\nu_{ip} = n_a \sqrt{\frac{8 \cdot kT_e}{\pi \cdot m_e}} \cdot \alpha_i \left(U_i + 2 \frac{kT_e}{e} \right) \cdot \exp\left(\frac{-eU_i}{kT_e} \right), \quad (3.6)$$

где k – постоянная Больцмана; n_a – концентрация молекул газа; e , m_e , T_e – заряд, масса и температура электронов; α_i – коэффициент пропорциональности [62]; eU_i – первый потенциал ионизации молекулы газа (15,6 эВ для N_2).

Таким образом, генерацию частиц плазмы можно описать суммарным выходом ионизации $z_{i\Sigma}$, который равен сумме выходов ионизации ускоренными электронами пучка z_{iT} и электронами пучковой плазмы z_{ip} :

$$z_{i\Sigma} = z_{iT} + z_{ip} = z_{iT} + \nu_{ip} \cdot n(r), \quad (3.7)$$

где $n(r)$ – концентрация пучковой плазмы, зависящая от радиальной координаты.

При низких и средних концентрациях, характерных для пучковой плазмы в форвакуумном диапазоне давлений, когда длина свободного пробега частиц превышает размеры плазменного образования, рекомбинация заряженных частиц будет происходить в основном на стенках разрядной камеры [27], рекомбинацией электронов и ионов в объеме плазмы в первом приближении можно пренебречь. Поскольку в рассматриваемой плазме внешние поля отсутствуют, и потоки электронов и ионов в радиальном направлении равны [49], то спад концентрации будет происходить за счет амбиполярной диффузии, которая

характеризуется коэффициентом D_a [62]. Таким образом, для нахождения радиального распределения концентрации пучковой плазмы $n(r)$ можно записать уравнение баланса частиц в стационарном режиме в цилиндрической геометрии:

$$-D_a \cdot \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} n(r) \right) + v_{ip} \cdot n(r) + z_{iT} = 0 \quad (3.8)$$

Выражение (3.8) является неоднородным дифференциальным уравнением Бесселя. Для его решения разобьем рассматриваемую область пространства, занятого плазмой, на две области. Первая область – от центра пучка до его периферии ($0 < r < r_b$, где r_b – радиус пучка), вторая область – от границы пучка до стенки камеры ($r_b < r < R$). Решением уравнения (3.8) будет функция Бесселя, имеющая вид:

$$n(r) = \begin{cases} n_0 \cdot J_0 \left(\sqrt{\frac{v_{ip}}{D_a}} \cdot r \right) + \frac{z_{iT}}{v_{ip}}, & \text{при } 0 < r < r_b, \\ n(r_b) \cdot J_0 \left(\sqrt{\frac{v_{ip}}{D_a}} \cdot r \right), & \text{при } r_b < r < R, \end{cases} \quad (3.9)$$

где n_0 – концентрация плазмы на оси пучка; $n(r_b)$ – концентрация пучковой плазмы на границе пучка; $J_0(r)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Концентрацию плазмы на оси пучка n_0 можно оценить, приравняв рождение частиц электронным пучком боровскому уходу ионов с границы плазмы:

$$n_0 = \frac{z_{iT} \pi r_b^2}{0.4 \cdot J_0 \left(\sqrt{\frac{v_{ip}}{D_a}} \cdot R \right) \sqrt{2kT_e / M_i} \cdot \pi R^2}, \quad (3.10)$$

где M_i – масса иона рабочего газа.

Для нахождения радиального распределения потенциала от оси пучка до стенки, разделим условно все пространство транспортировки электронного пучка в радиальном направлении на две области – область пучковой плазмы и область ионного слоя между плазмой и стенкой, и найдем распределение потенциала в каждой области.

Разность потенциалов между плазмой и заземленной стенкой будет определяться главным образом температурой электронов [49]:

$$\Delta \varphi_{pc} = \frac{kT_e}{e} \ln \left(\sqrt{\frac{M_i}{2\pi \cdot m_e}} \right) \quad (3.11)$$

Поскольку характерные размеры рассматриваемого плазменного образования много больше радиуса Дебая r_D (так, $r_D \approx 74$ мкм для $n \sim 10^{10}$ см⁻³, $T_e \sim 1$ эВ) [96], в первом приближении можно считать, что в области пучковой плазмы будет отсутствовать нескомпенсированный электрический заряд (т.е. будет выполняться условие квазинейтральности

плазмы). Тогда распределение потенциала в пучковой плазме можно описать уравнением Лапласа:

$$\Delta\varphi=0, \quad (3.12)$$

решением которого с учетом граничного условия $\left. \frac{d\varphi}{dr} \right|_{r=0} = 0$ будет постоянная величина, равная разности потенциалов плазмы и стенки, определяемая выражением (3.11). Отсюда следует, что распределение потенциала в области пучковой плазмы не зависит от радиуса и определяется электронной температурой и массой ионов рабочего газа:

$$\varphi(r) = \Delta\varphi_{pc} \quad (3.13)$$

В области между плазмой и стенкой образуется ионный слой, создающий для плазменных электронов потенциальный барьер и препятствующий уходу электронов на стенку. Протяженность ионного слоя Δl_c можно оценить согласно выражению [1]:

$$\Delta l_c = \frac{\left(\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{n_g}} \cdot \Delta\varphi_{pc}^{3/4} \right)}{(e \cdot k \cdot T_e)^{1/4}}, \quad (3.14)$$

где ε_0 – электрическая постоянная; n_g – концентрация плазмы на границе «плазма-слой».

Для получения численного значения протяженности слоя необходимо определить граничную концентрацию n_g . Для этого выбираем из (3.9) и подставляем в (3.14) такую концентрацию $n'(r)$, чтобы разность соответствующей ей координаты r' и расстояния до стенки камеры R была равна вычисленному значению толщины слоя Δl_c . Радиальное распределение потенциала в слое будет описываться уравнением Пуассона в цилиндрических координатах [62]:

$$\frac{d^2\varphi(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\varphi(r)}{dr} = \frac{en(0)}{\varepsilon_0} \cdot \left(\exp\left(\frac{e \cdot \varphi(r)}{kT_e}\right) - \frac{C}{\sqrt{1 - \frac{2e \cdot \varphi(r)}{kT_e}}} \right), \quad (3.15)$$

где $\varphi(r)$ – потенциал как функция радиальной координаты, C – некоторая константа.

Решение уравнения (3.15) ищем численным методом Рунге-Кутты, приняв для упрощения расчетов, что потенциал плазмы вблизи пучка равен нулю и становится отрицательным вблизи стенок. После нахождения решения, подбираем константу C так, чтобы потенциал плазмы стал равен рассчитанному по формуле (3.11), а вблизи стенок – равным нулю. Таким образом, решение уравнения (3.15) описывает радиальное распределение потенциала в области ионного слоя, между имеющей постоянный потенциал плазмой и заземленными стенками камеры.

Радиальное распределение концентрации пучковой плазмы, определяемое выражением (3.9) с учетом (3.10), и его сравнение с экспериментальными данными приведено на рисунке 3.6, а. Следует отметить удовлетворительное совпадение расчетной зависимости с экспериментальной, подкрепляющее предположение о снижении концентрации в результате амбиполярной диффузии. Также следует обратить внимание на тот факт, что, согласно расчетам, из-за довольно низкой температуры пучковой плазмы (1-2 эВ), вклад плазменных электронов в ионизацию газа в данных условиях оказывается много меньше вклада пучковых электронов. На рисунке 3.6, б представлено радиальное распределение потенциала во всем пространстве от оси пучка до стенки. Пунктиром показана граница «плазмослой», расстояние от оси пучка до стенки 0,15 м. Из расчетов следует, что потенциал пучковой плазмы практически не зависит от радиальной координаты, и быстро (на масштабах порядка нескольких дебаевских длин) спадает до нуля вблизи стенок. Расчетное распределение потенциала удовлетворительно согласуется с экспериментальным.

С повышением давления, при неизменных токе и энергии пучка, концентрация пучковой плазмы растет, а температура электронов падает (рисунок 3.8).

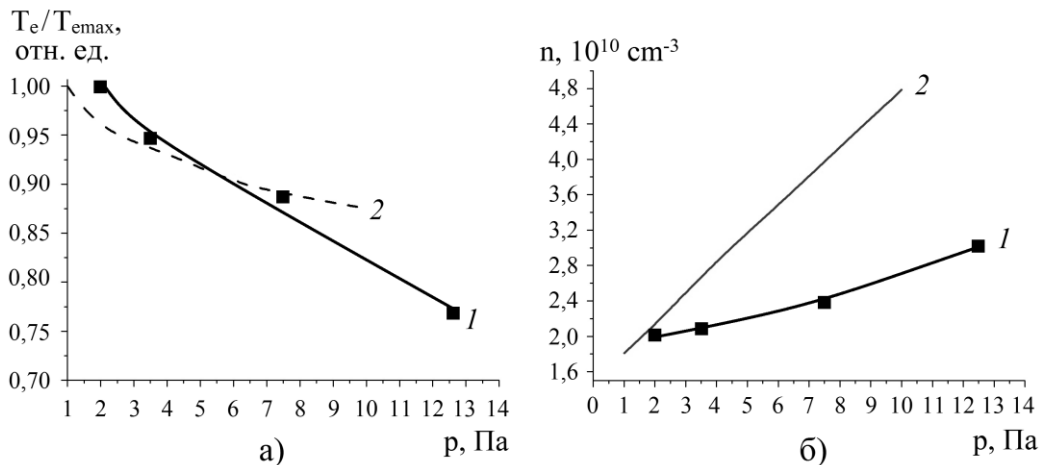


Рисунок 3.8 – Зависимость T_e (а) и n (б) от давления: 1 – эксперимент, 2 – моделирование. Параметры: $U_a = 3$ кэВ, $I_e = 30$ мА, $d_b \approx 1$ см. Экспериментальное значение $T_{e,max} = 0,9$ эВ, расчетное – 2 эВ, азот [108].

Наблюдаемые тенденции можно объяснить в рамках следующей модели. В установившейся стационарной пучковой плазме, выражение для температуры плазменных электронов можно вывести на основе баланса энергии, вносимой в плазму пучком:

$$\frac{d(kT_e)}{dt} = P_{in} - P_{at} - P_{amb} - P_{ion} = 0, \quad (3.16)$$

где P_{in} – вносимая мощность быстрыми электронами пучка при столкновениях, P_{at} – мощность, отдаваемая атомам газа при столкновениях, P_{amb} – мощность, затрачиваемая на

создание амбиполярного поля, P_{ion} – мощность, затрачиваемая на ионизацию газа. Более подробное уравнение (3.16) примет вид [62]:

$$\frac{d(kT_e)}{dt} = v_{ee}E_b - Q_{ea}\bar{v}_e\chi_{ea}(kT_e - kT_g) - kT_e \left(2 + \frac{e\Delta\varphi_{pc}}{kT_e \cdot \left(2 + \ln\left(\frac{M_i}{m_e}\right) \right)} \right) - eU_i n_a \alpha_i \left(U_i + \frac{2kT_e}{e} \right) \cdot \exp\left(\frac{-eU_i}{kT_e}\right) = 0, \quad (3.17)$$

где v_{ee} – средняя частота столкновения плазменных и пучковых электронов, зависящая от концентрации плазменных электронов n , Q_{ea} – полное сечение столкновения плазменного электрона с атомом газа [62], \bar{v}_e – тепловая скорость плазменных электронов, χ_{ea} – доля передачи энергии при столкновении электрона и атома, T_g – температура газа, $\Delta\varphi_{pc}$ – разность потенциалов между плазмой и стенкой, определяемая (3.11), n_a – концентрация газа.

Совместное численное решение уравнений (3.9) и (3.17) дает возможность однозначно связать концентрацию и температуру плазменных электронов и найти численные значения $n(r)$ и T_e в зависимости от легко регулируемых в процессе эксперимента параметров – тока и энергии пучка, а также давления газа.

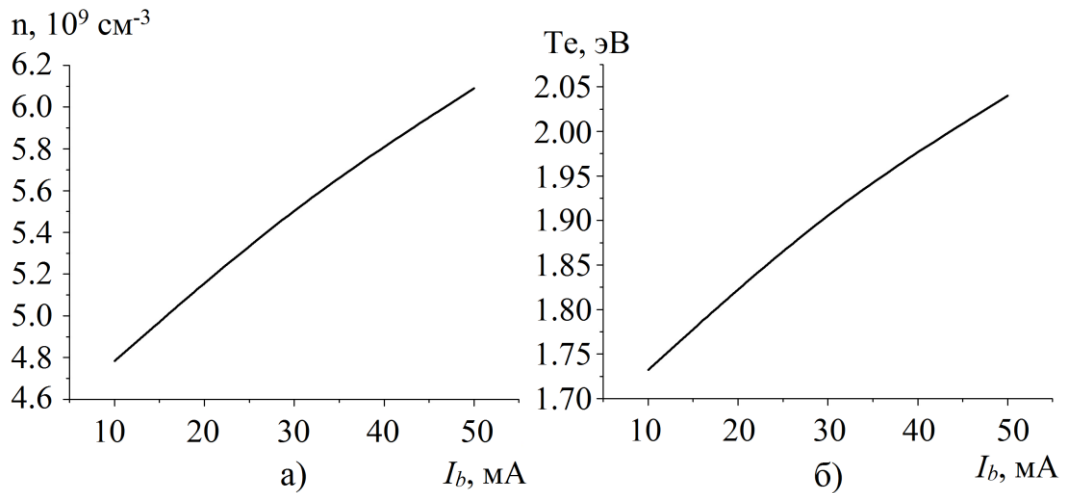


Рисунок 3.9 – Смоделированная зависимость концентрации в центре пучка (а) и температуры плазменных электронов (б) от тока пучка. Параметры: $E_b=10$ кэВ, $I_b=10$ мА, $d_b \approx 1$ см, $p = 10$ Па, азот [108].

Результаты моделирования и их сравнение с экспериментом [106] приведены на рисунке 3.8. Расчеты показывают, что охлаждение электронов плазмы даже без учета неупругих столкновений происходит в основном благодаря соударениям с нейтральными молекулами. Преобладающими механизмами потери энергии плазменными электронами являются соударения с газом и унос энергии тепловым потоком электронов из плазмы. Учет потерь энергии плазменных электронов на возбуждение внутренних уровней молекул, как показано в [30], [55] и [64], привел бы к еще более сильному спаду температуры с давлением. Результат моделирования (рисунок 3.9) позволяет предположить возможность

плавного регулирования параметров пучковой плазмы изменением тока пучка или давления газа, что может быть использовано для оптимизации параметров плазмы.

Исследования масс-зарядового состава ионов времяпролетным масс-спектрометром показали (рисунок 3.10), что в плазме преобладают однозарядные ионы напускаемого рабочего газа и остаточной атмосферы.

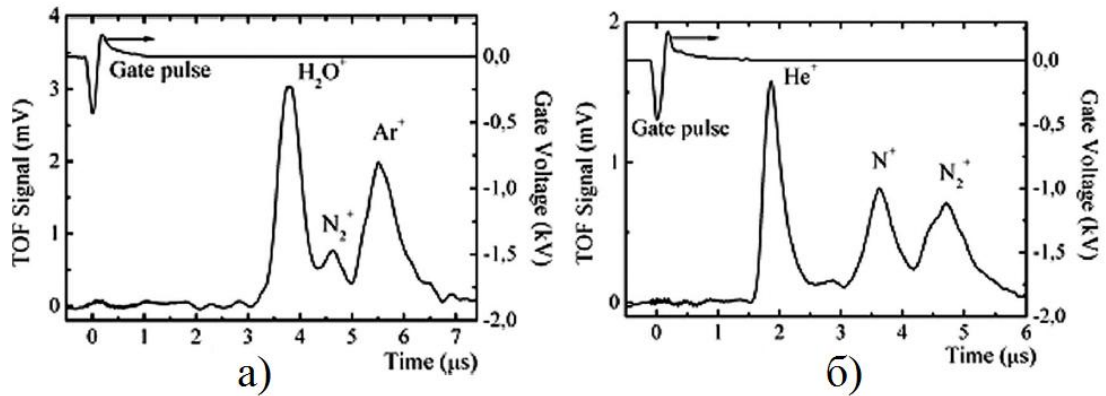


Рисунок 3.10 – Ионный спектр пучковой плазмы аргона (а) и гелия (б) при давлении 8 Па, энергии пучка 5 кэВ и токе пучка 40 мА [80].

Сравнительные измерения с использованием модернизированного анализатора остаточной атмосферы RGA-100 также продемонстрировали высокое содержание в пучковой плазме однозарядных газовых ионов, с преобладанием молекулярных ионов азота N_2^+ (рисунок 3.11):

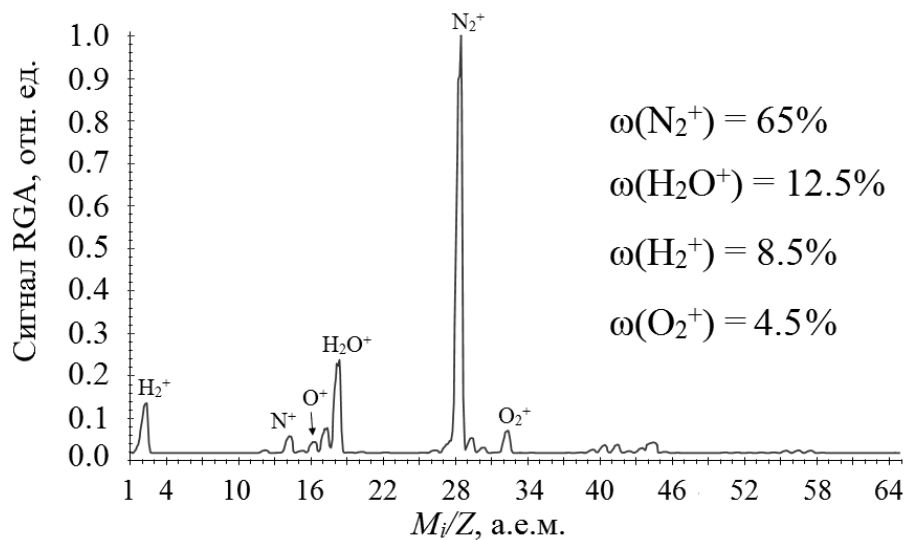


Рисунок 3.11 – Типичный спектр пучковой плазмы при напуске в камеру воздуха, с указанием долей ионов. Условия эксперимента: давление 4 Па, $I_e = 80$ мА, $U_a = 5$ кВ, плазма создана при свободном распространении пучка в камере [103].

Как видно из рисунков 3.10 и 3.11, помимо ионов напускаемых в камеру газов (Ar, He), в спектре присутствует заметное количество однозарядных ионов воды и азота. Этот

факт может быть связан с низким предельным вакуумом (около 1 Па), достижимым форвакуумным насосом, а также с отсутствием прогрева вакуумной системы.

Таким образом, в форвакуумной области давлений 1-15 Па сфокусированным электронным пучком возможно создать плазму с температурой порядка 1 эВ и концентрацией 10^9 - 10^{10} см⁻³, параметры которой могут регулироваться несколькими независимыми величинами – током и энергией пучка, давлением и родом газа. Исследования показывают, что электронный пучок при его транспортировке в газе указанных давлений сохраняет свои параметры даже в отсутствие продольного удерживающего магнитного поля. Разработанный времяпролетный масс-спектрометр, а также модернизированный газовый анализатор RGA-100, позволяют успешно диагностировать масс-зарядовый состав ионов генерируемой пучковой плазмы. Экспериментальные данные по исследованию плазмы, образующейся при свободном распространении электронного пучка в вакуумной камере, представляют собой прочный базис для сравнительного анализа параметров плазмы, создаваемой внутри полостей.

3.2. Параметры пучковой плазмы, создаваемой при инжекции электронного пучка в полость: эксперимент

В настоящем параграфе описаны эксперименты по генерации пучковой плазмы при инжекции пучка в диэлектрическую полость, а в качестве тестовых экспериментов, более подробно раскрывающих особенности такой плазмы, были проведены эксперименты по генерации плазмы в металлической полости (заземленной и изолированной), а также по генерации плазмы в диэлектрической полости безэлектродным индуктивным ВЧ разрядом.

3.2.1 Диэлектрическая (кварцевая) полость

Инжекция электронного пучка внутрь диэлектрического объема, не содержащего внутри специальных электродов, предназначенных для обеспечения токопереноса, осложнена накоплением отрицательного заряда на внутренних стенках полости, и как следствие, торможением ускоренного электронного пучка. Проблема иллюстрируется результатами эксперимента (рисунок 3.12, а), демонстрирующим зависимость потенциала коллектора, размещенного на дне полости, от энергии пучка, при его инжекции как в высоком вакууме, так и в форвакуумной области давлений.

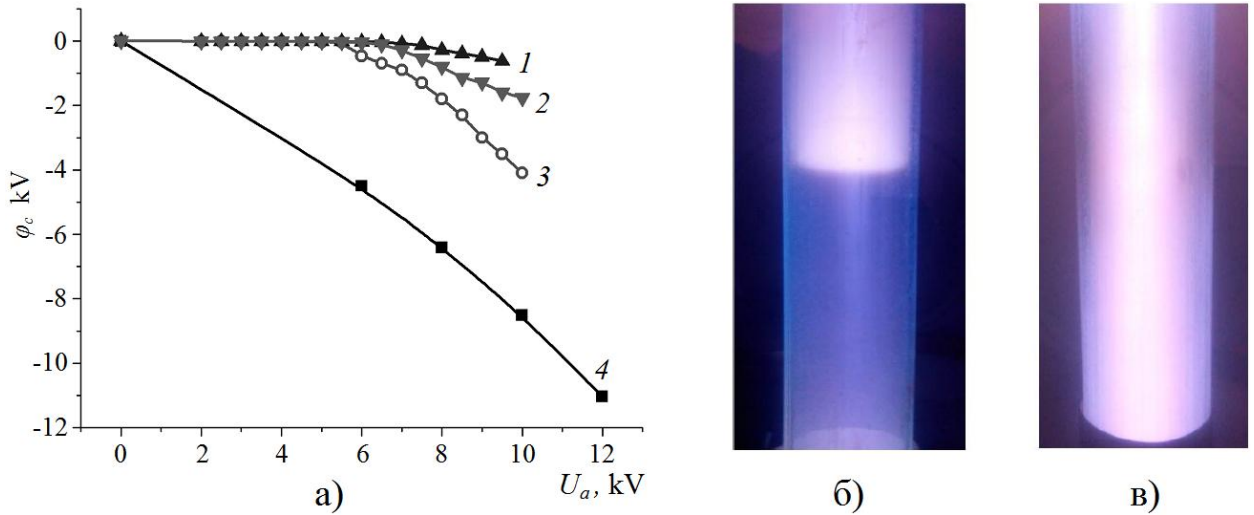


Рисунок 3.12: а) – Зависимость потенциала φ_c изолированного коллектора от ускоряющего напряжения U_a для разных давлений: 1 — 8, 2 — 4, 3 — 2, 4 — 0,01 Па. Ток пучка 20 мА [102], б) и в) – свечение плазмы (воздух) внутри кварцевой полости при энергии 7 кэВ и токе пучка 20 мА при давлении 1,5 (б) и 4 Па (в) [103].

Обратим внимание на тот факт, что при низких давлениях не форвакуумного диапазона (рисунок 3.12, а, кривая 4), потенциал изолированного коллектора практически достигает величины ускоряющего напряжения (энергии пучка). Для более высоких давлений форвакуумной области, при инжекции электронного пучка в кварцевую полость плавающий потенциал изолированного коллектора φ_c остается отрицательным и понижается с ростом ускоряющего напряжения U_a , однако абсолютное значение φ_c оказывается намного меньше U_a .

При энергиях пучка 6-7 кэВ и относительно низком давлении $\sim 1,5$ Па, инжекция электронного пучка в сосуд приводила к образованию плазмы только в области, непосредственно прилегающей к месту ввода электронного пучка (рисунок 3.12, б). С повышением давления выше некоторого порога в 2-3 Па, плазма образуется во всей полости и заполняет весь ее объем (рисунок 3.12, в). С дальнейшим повышением давления, интенсивность свечения плазмы пропорционально увеличивается с током и энергией пучка.

Для сравнения величин потенциалов дна и боковых стенок кварцевой полости, внутрь полости вдоль ее продольной оси были введены 4 тонких кольцевых электрода шириной 1 см и диаметром 4 см, а на дно был помещен коллектор. Результаты измерения плавающих потенциалов этих электродов приведены на рисунке 3.13.

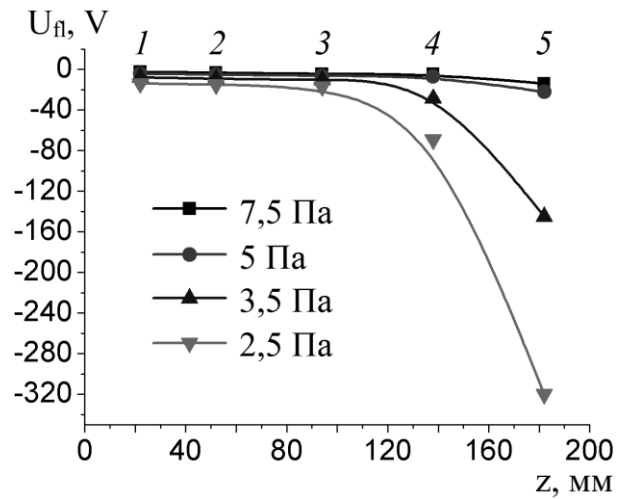


Рисунок 3.13. Плавающие потенциалы кольцевых электродов (1-4) и коллектора (5), размещенных внутри кварцевой полости. Энергия пучка 3 кэВ, ток пучка 25 мА (воздух).

Видно, что при более высоких давлениях (5-8 Па), потенциалы электродов на боковой стенке практически равны потенциалу коллектора, однако с понижением давления модуль потенциала коллектора многократно превышает потенциал стенок.

Различия в условиях транспортировки пучка в свободном пространстве и при его инжекции в объем, ограниченный диэлектрическими стенками кварцевой полости, иллюстрируются результатами измерений плавающего потенциала φ_f зонда и концентрации плазмы n , представленными на рисунке 3.14.

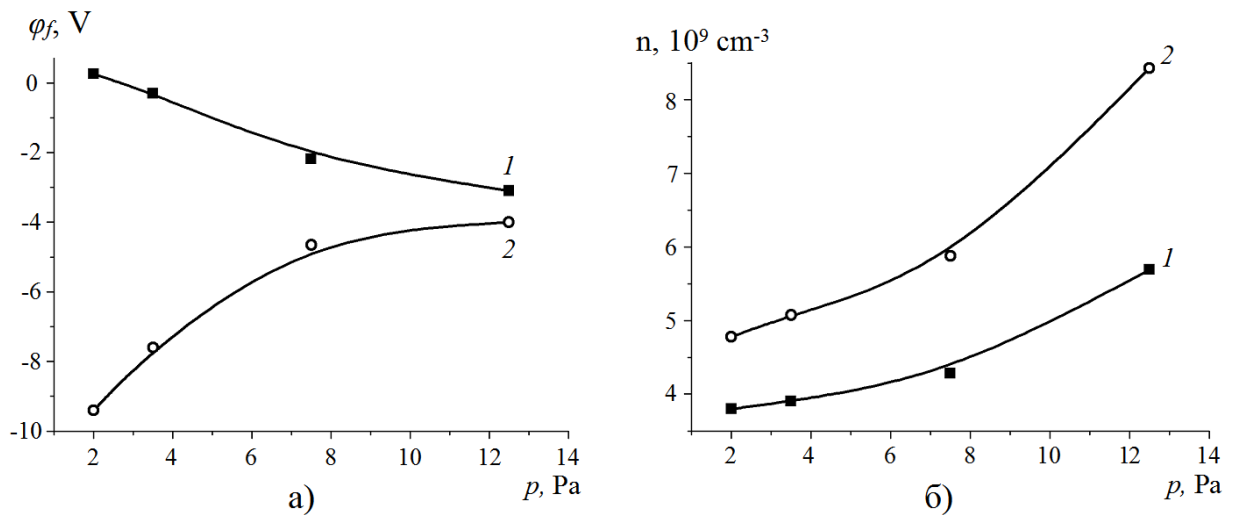


Рисунок 3.14: а) – Зависимость плавающего потенциала зонда Ленгмюра от давления газа, и б) – концентрации плазмы от давления газа: 1 — при свободном распространении пучка, 2 — при инжекции пучка в полость. Энергия пучка 3кэВ, ток пучка 20 мА [102].

При распространении пучка в свободном пространстве камеры, φ_f близок к нулю и снижается с ростом давления. В случае инжекции пучка в полость при минимальном давлении φ_f отрицателен, но затем заметно повышается с ростом давления. Поскольку пове-

дение φ_f отражает поведение потенциала плазмы, то наблюдаемые тенденции в изменении φ_f с повышением давления при свободном распространении пучка и при инжекции пучка в полость могут быть связаны с доминированием различных факторов в процессах удержания и потерь плазменных электронов. В отличие от потенциала, концентрация плазмы в обоих случаях растет с повышением давления (рисунок 3.14, б), однако в полости ее концентрация выше.

Влияние энергии пучка на продольный профиль концентрации пучковой плазмы в диэлектрической полости для случая, когда плазма полностью занимает объем полости, показывают зависимости $n(z)$, которые приведены на рисунке 3.15.

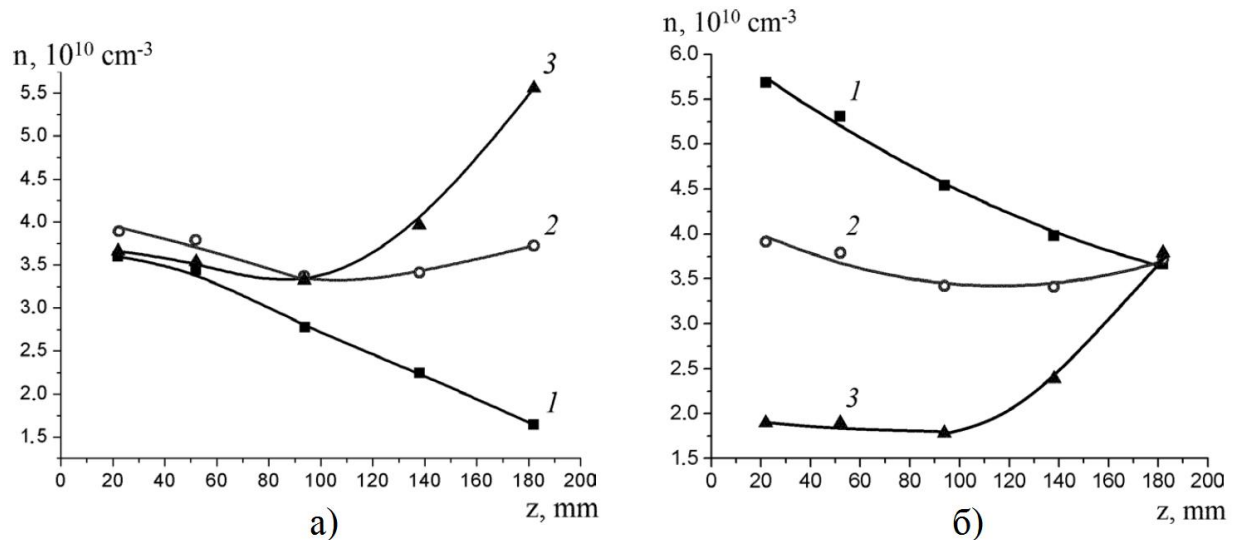


Рисунок 3.15. Продольные профили концентрации плазмы в диэлектрической полости: а) – при токе пучка 20 мА, давлении газа 5 Па и различных энергиях пучка: 1 – 2 кэВ, 2 – 5 кэВ и 3 – 8 кэВ; б) – при энергии пучка 5 кэВ, токе пучка 20 мА и различных давлениях газа: 1 – 13 Па, 2 – 5 Па и 3 – 2,5 Па [103].

Измеренные в эксперименте профили распределения концентрации плазмы свидетельствуют о том, что при низких энергиях пучка наиболее высокая концентрация плазмы наблюдается в области инжекции пучка. Повышение энергии пучка до величины порядка 5 кэВ сглаживает продольный профиль концентрации и делает его довольно однородным. При дальнейшем повышении энергии, концентрация плазмы в области закрытого торца полости начинает превышать концентрацию вблизи места инжекции пучка (рисунок 3.15, а). На рисунке 3.15, б показано влияние давления газа на профили концентрации. Видно, что зависимость профилей от давления схожа с зависимостью от энергии – имеется определенное оптимальное давление, которое обеспечивает наибольшую однородность плазмы. Эти эксперименты показывают, что оптимизация энергии пучка и давления газа позволяет снизить продольную неоднородность плазмы в полости до 10%. Изменение тока

В исходном состоянии (рисунок 3.16, а) кварцевая полость 3 была прикрыта заслонкой $б$, поэтому ток пучка стекал по заслонке, создавая в ее цепи ток I_{sh} , который регистрировался амперметром II . Рассеянные и отраженные пучковые электроны и пучковая плазма создавали электронные токи (I_{ex} , I_{sc} , I_{sk} , I_{ch}) на все прочие электроды. При отодвигании заслонки (рисунок 3.16, б) электронный пучок проникал внутрь диэлектрической полости. В этом случае все амперметры, кроме амперметра II заслонки, регистрировали приращение электронного тока, при этом сумма всех приращений на электроды практически равнялась убыли тока на заслонку. Величины добавок тока при отодвигании заслонки, для случаев инъекции пучка в полость и облучении плоской керамической пластины, приведены на рисунке 3.17.

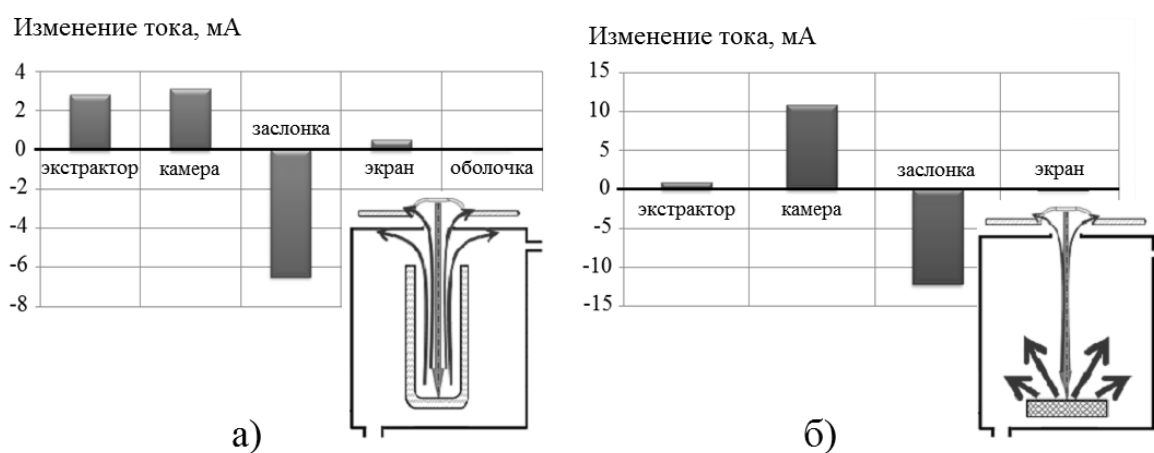


Рисунок 3.17 – Распределение тока электронного пучка при а) – инъекции в диэлектрическую полость, и б) – облучении плоской керамической пластины [110].

Как видно из рисунка 3.17 (а), при инъекции пучка в кварцевую полость, электронный поток из нее направлен к открытому торцу полости, и замыкается на заземленные электроды (экстрактор I источника и вакуумную камеру 8). Токи на эти электроды в абсолютных значениях примерно равны. Напротив, при облучении керамической пластины в отсутствие диэлектрических стенок, как следует из рисунка 3.17 (б), большая часть тока замыкается на стенки вакуумной камеры в различных направлениях. Вместе с тем, в эксперименте не обнаружено сколь-нибудь значительного стекания заряда по внешней поверхности кварцевой полости, поскольку приращение тока на металлическую оболочку кварцевой полости оказалось крайне мало ($\Delta I_{sk} \approx 20 - 50$ мкА).

Результаты эксперимента указывают на заметное влияние *формы* облучаемого диэлектрического объекта на распределение тока по электродам, и свидетельствуют о том, что обратный поток электронов из полости сосредоточен, в основном, в плазменном столбе, созданном электронным пучком.

3.2.2 Металлическая полость

С точки зрения изучения особенностей уноса заряда с поверхности облучаемой пучком полости, изолированная металлическая полость равных с диэлектрической полостью размеров является хорошей моделью для изучения инжекции пучка в диэлектрическую полость. При этом следует отметить, что случай заземленной металлической полости является наиболее простым с точки зрения анализа взаимодействия пучковой плазмы и окружающего ее объема. Зависимость параметров плазмы металлической полости от давления приведены на рисунках 3.18 – 3.20.

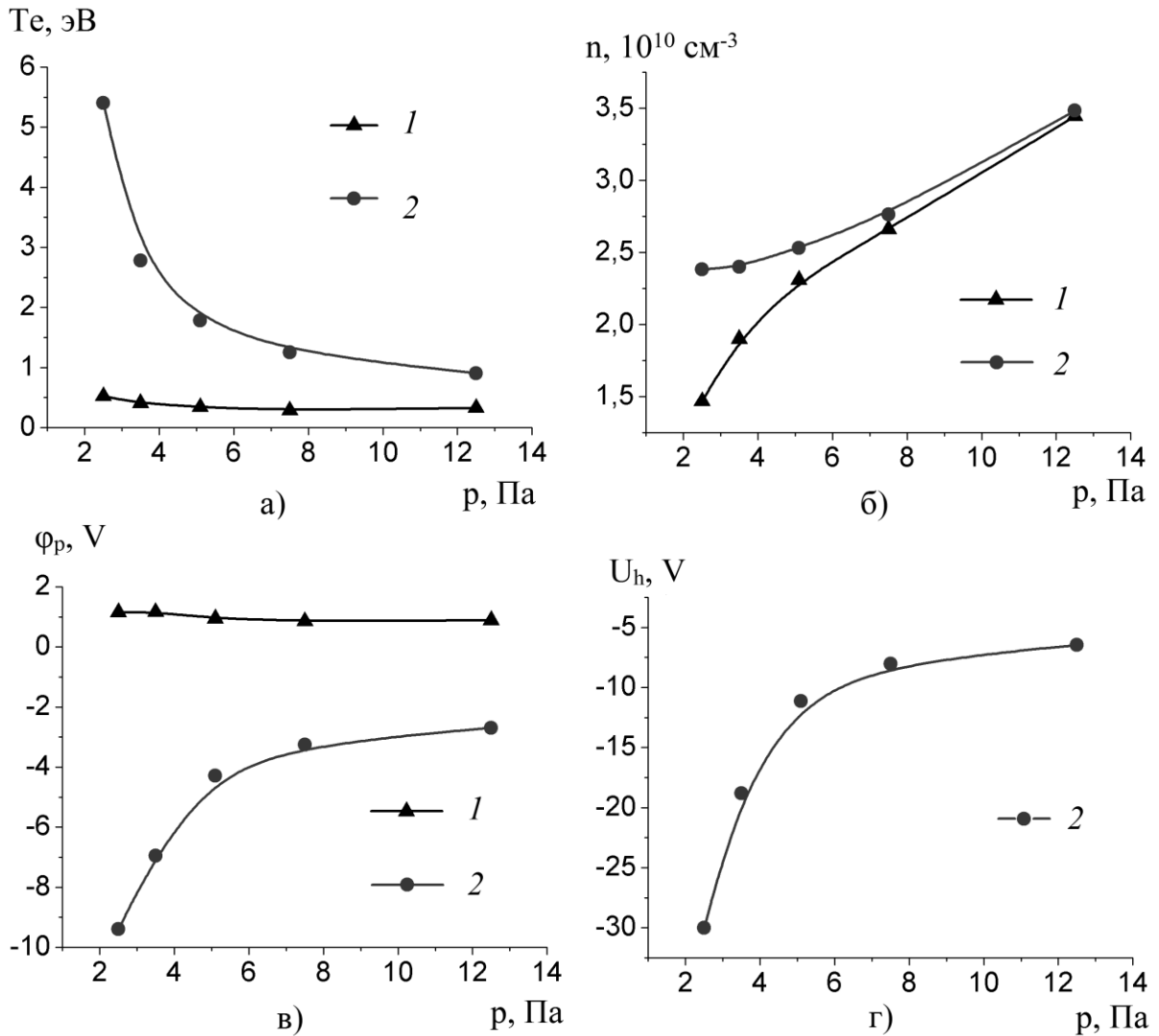


Рисунок 3.18 – Зависимость температуры (а), концентрации (б), потенциала плазмы (в), а также плавающего потенциала изолированной полости от давления; 1 – заземленная и 2 – изолированная полость. Ток пучка $I_e = 25$ мА, энергия пучка 3 кэВ.

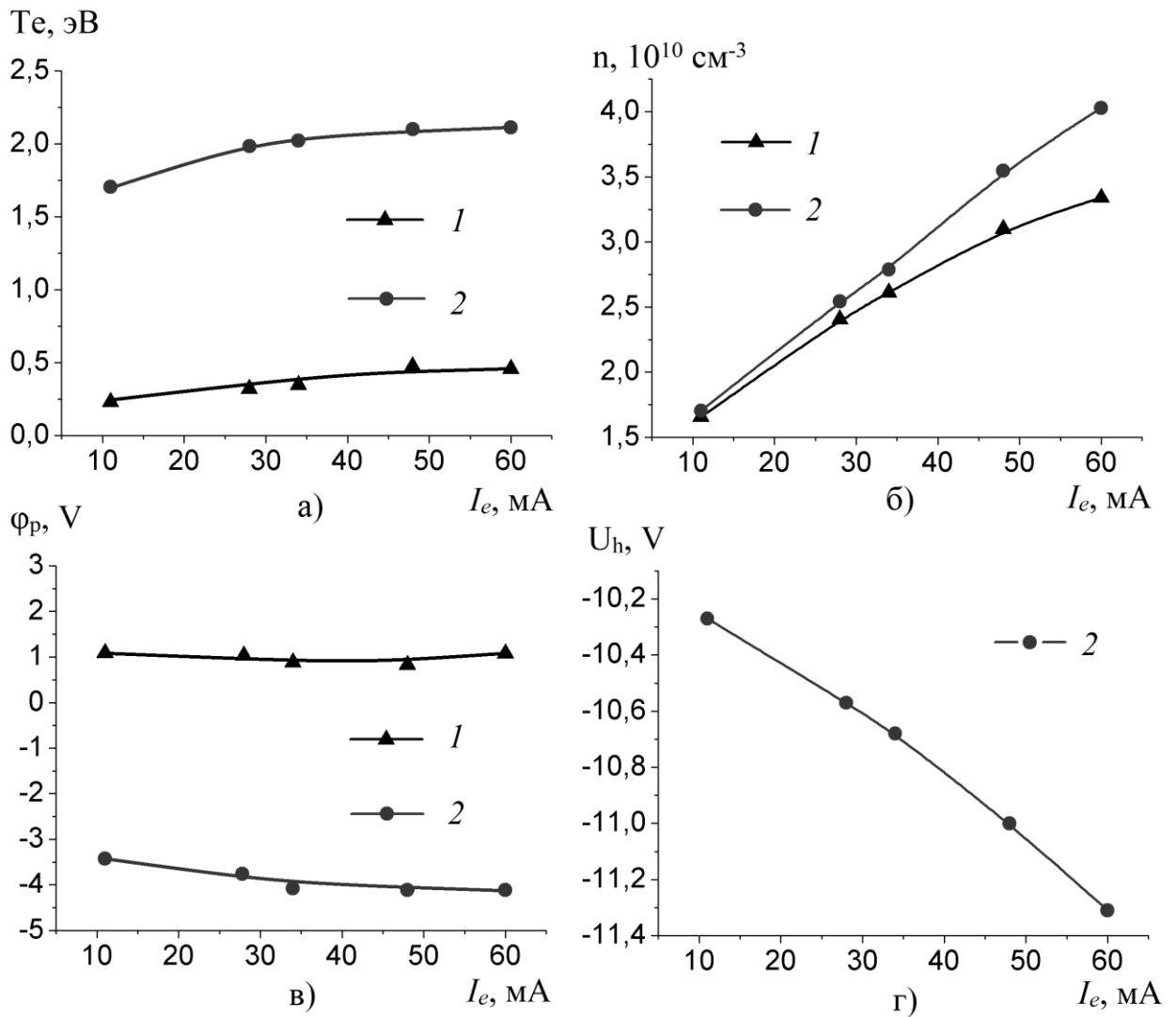


Рисунок 3.19 – Зависимость температуры (а), концентрации (б), потенциала плазмы (в), а также плавающего потенциала изолированной полости от тока пучка; 1 – заземленная и 2 – изолированная полость. Давление 5 Па (воздух), энергия пучка 3 кэВ.

Как следует из рисунков 3.18-3.20, тенденции параметров плазмы принципиально различны для заземленной и изолированной полостей. Абсолютные значения температуры электронов, концентрации и потенциала плазмы в заземленной полости такие же, как и для плазмы, образующейся при свободном распространении электронного пучка в камере. Как температура электронов T_e , так и потенциал плазмы ϕ_p в заземленной полости практически не зависят от тока, энергии пучка и давления, и имеют величины 0,4 – 0,6 эВ и около 1 В соответственно, типичные для плазмы, создаваемой при свободном распространении пучка в камере [29,30]. Температура электронов и концентрация плазмы в изолированной полости выше, чем в заземленной, причем эта разница резко увеличивается в области низких давлений. Потенциал плазмы в изолированной полости отрицателен, а его модуль возрастает с понижением давления и повышением тока и энергии пучка.

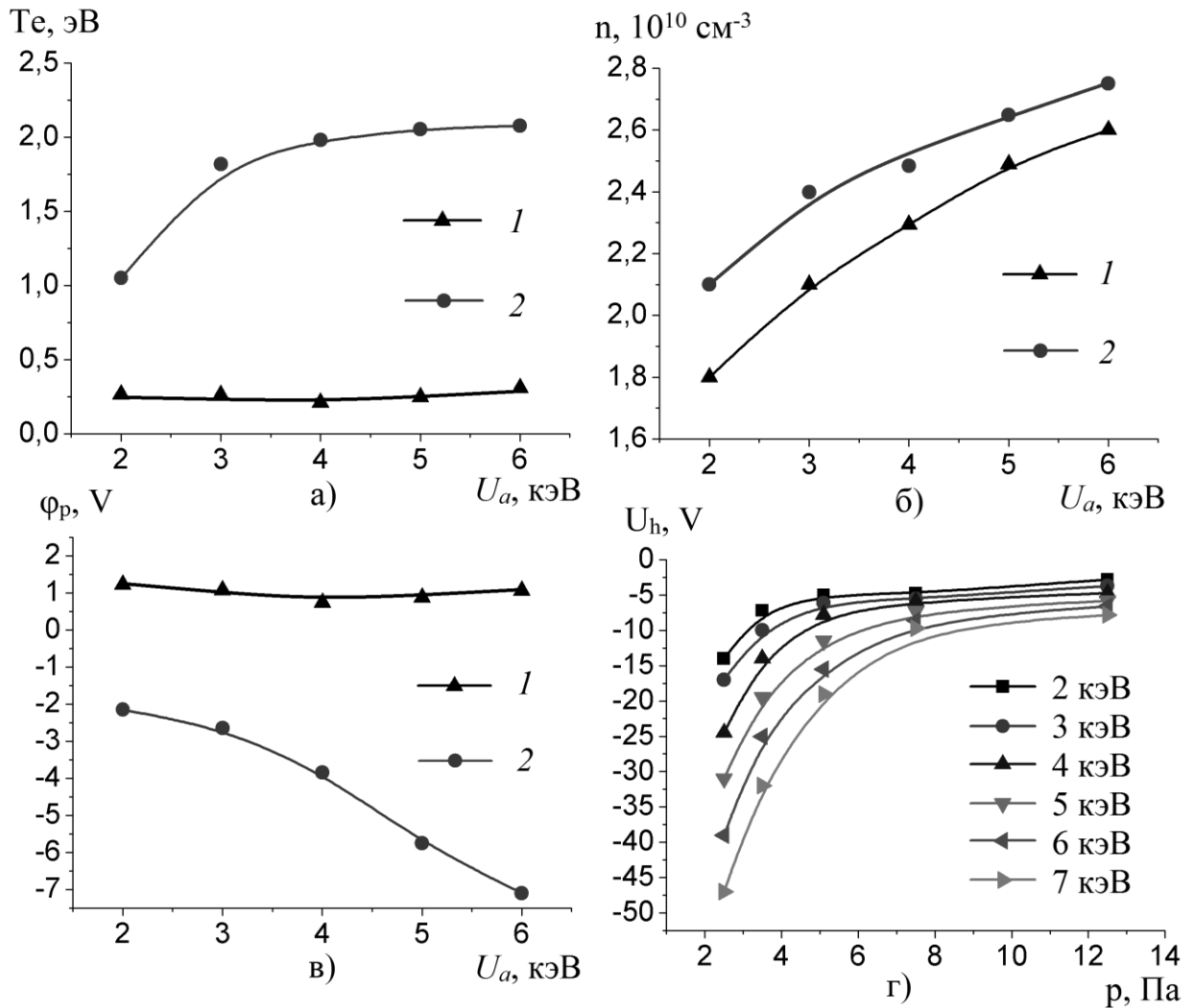


Рисунок 3.20 – Зависимость температуры (а), концентрации (б), потенциала плазмы (в) от энергии пучка, а также плавающего потенциала изолированной полости (г) от энергии пучка и давления; 1 – заземленная и 2 – изолированная полость. Ток пучка $I_e = 25$ мА, давление 5 Па (воздух).

Плавающий потенциал изолированной полости также отрицателен, его величина изменяется от -5 до -50 В, и так же, как и потенциал плазмы, стремительно снижается с уменьшением давления и ростом энергии пучка.

Повышенная температура электронов наблюдается и в случае, когда потенциал пространства, окружающего плазму, удерживается на заданном уровне источником напряжения (рисунок 3.21), в этом случае отрицательный вывод источника подается на полость, а положительный – заземляется. Для сравнения, на этом же рисунке приведены параметры плазмы для случая, когда ограничивающая плазму поверхность с заданным потенциалом отсутствует, т.е. у металлической полости удалены боковые стенки, а потенциал от источника подается исключительно на коллектор, размещенный под пучком.

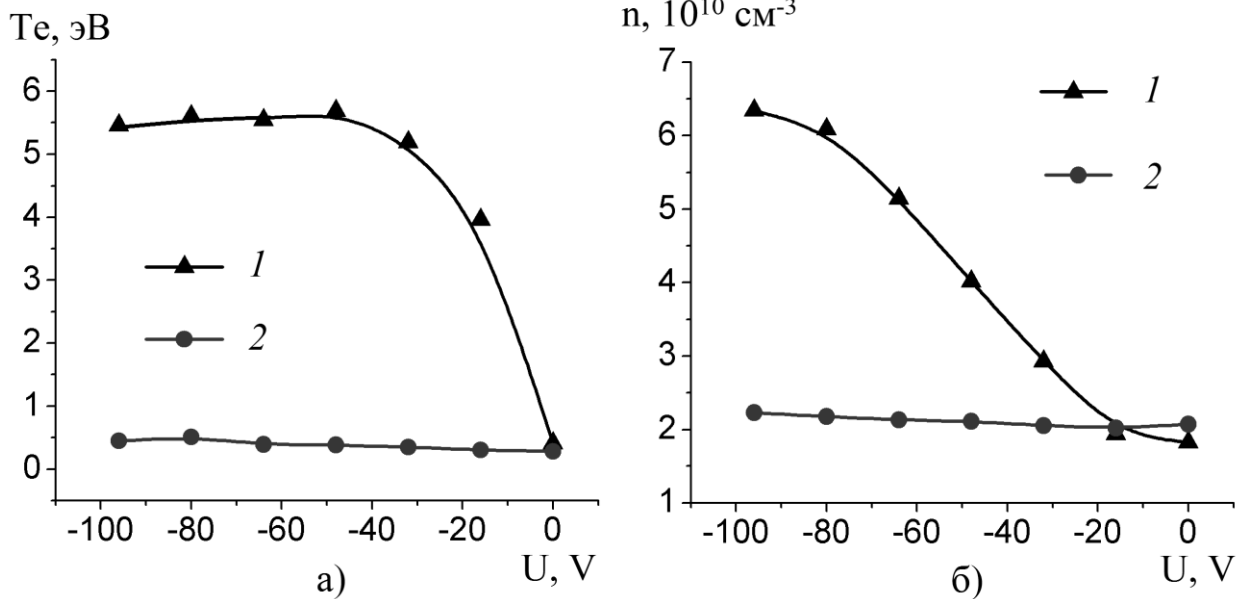


Рисунок 3.21 – Зависимость температуры (а) и концентрации плазмы (б), созданной при инжекции пучка в металлическую полость (кривая 1), и при отсутствии боковых стенок полости (кривая 2), от величины потенциала, поданного внешним источником питания. Ток пучка $I_e = 40$ мА, давление 2,5 Па, энергия пучка 4 кэВ. Данные для зонда на расстоянии 10 см от нижнего торца полости.

В случае, когда потенциал заземленной полости нулевой, T_e плазмы, созданной в полости, и T_e плазмы, созданной в отсутствие боковых стенок металлической полости, практически равны ($\sim 0,5$ эВ). Для плазмы в полости, с повышением абсолютного значения отрицательного потенциала полости от 0 до -32 В, значение T_e резко возрастает с 0,5 до 5 эВ, с дальнейшим повышением потенциала полости до -96 В рост T_e практически прекращается, достигнув насыщения на уровне 5,5 эВ. С увеличением модуля U увеличивается интенсивность свечения плазмы. При изменении потенциала металлического дна, без стенок полости, T_e практически не зависит от величины этого потенциала и остается на уровне 0,5 эВ. Результат эксперимента, приведенный на рисунке 3.21, свидетельствует о существенном влиянии объема в виде металлической полости, содержащего пучковую плазму, на температуру электронов этой плазмы. Причиной этому может быть многократная осцилляция электронов внутри отрицательно заряженной полости, ведущая к их более эффективному нагреву за счет энергии, поставляемой от источника питания.

Эксперименты [110, 111] свидетельствуют о факте проникновения пучка в диэлектрическую полость в форвакуумной области давлений (2-15 Па), но при этом остаются вопросы о механизме торможения пучка и об энергии, которая остается у пучка, достигающего закрытого торца сосуда. Для оценки потери энергии электронного пучка при прохождении полости был использован калориметр. В предположении подобия механизмов,

ответственных за формирование обратного тока с поверхности диэлектрической или изолированной металлической полости, целесообразно заменить кварцевую полость на металлическую сходных размеров. Это обеспечивает возможность сравнения энергии пучка при его инжекции в полость, для случаев изолированной или заземленной полости.

Схема эксперимента по оценке потерь энергии электронного пучка приведена на рисунке 3.22.

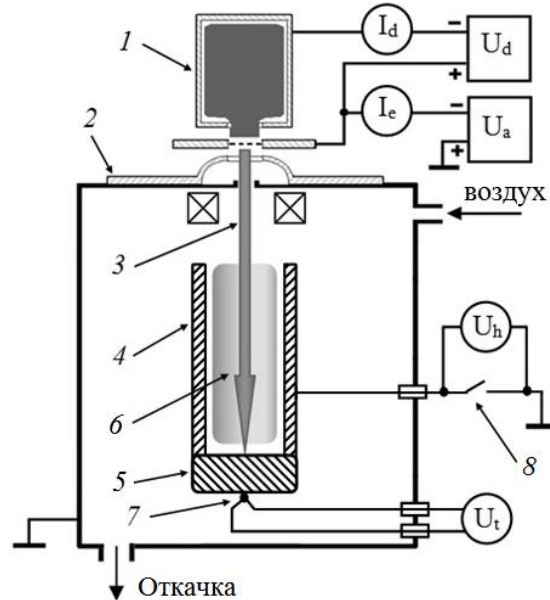


Рисунок 3.22 – Схема эксперимента по оценке потерь энергии пучка калориметрическим методом: 1 – источник электронов, 2 – вакуумная камера, 3 – электронный пучок, 4 – стенки и 5 – дно (коллектор) металлической полости, 6 – пучковая плазма, 7 – спай термопары, 8 – ключ [111].

Форвакуумный источник 1 генерировал электронный пучок 3 диаметром 4-6 мм, пучок ускорялся до энергии 8 кэВ напряжением U_a , инжектировался в металлическую полость, подробно описанную в главе 2, и создавал внутри нее пучковую плазму 6. Ток пучка оценивался по току I_e в цепи источника ускоряющего напряжения и поддерживался на уровне 30 мА. Давление рабочего газа – воздуха – устанавливалось в пределах 2 – 8 Па и регулировалось натекателем. К нижней грани коллектора 5 прикреплялся спай хромель-копелевой термопары 7. Металлическая полость могла быть заземлена или находиться под плавающим потенциалом, переключение этих режимов выполнялось с помощью ключа 8. Плавающий потенциал полости U_h измерялся непосредственно вольтметром. Над полостью была установлена заслонка, которая в закрытом состоянии предотвращала попадание электронного пучка в полость. Характерное время срабатывания заслонки составляло 0,5 с. После вывода источника на режим заслонка открывалась, и запускался секундомер, которым контролировалась длительность инжекции пучка в полость. Мощность, вно-

симая пучком в полость, оценивалась по скорости роста температуры коллектора, которая в свою очередь оценивалась по показаниям U_t термопары, с учетом известной удельной теплоемкости нержавеющей стали ~ 500 Дж/кг·К.

Результаты эксперимента приведены на рисунке 3.23 для заземленной и изолированной полости при двух давлениях газа 2,5 Па (а) и 7,5 Па (б).

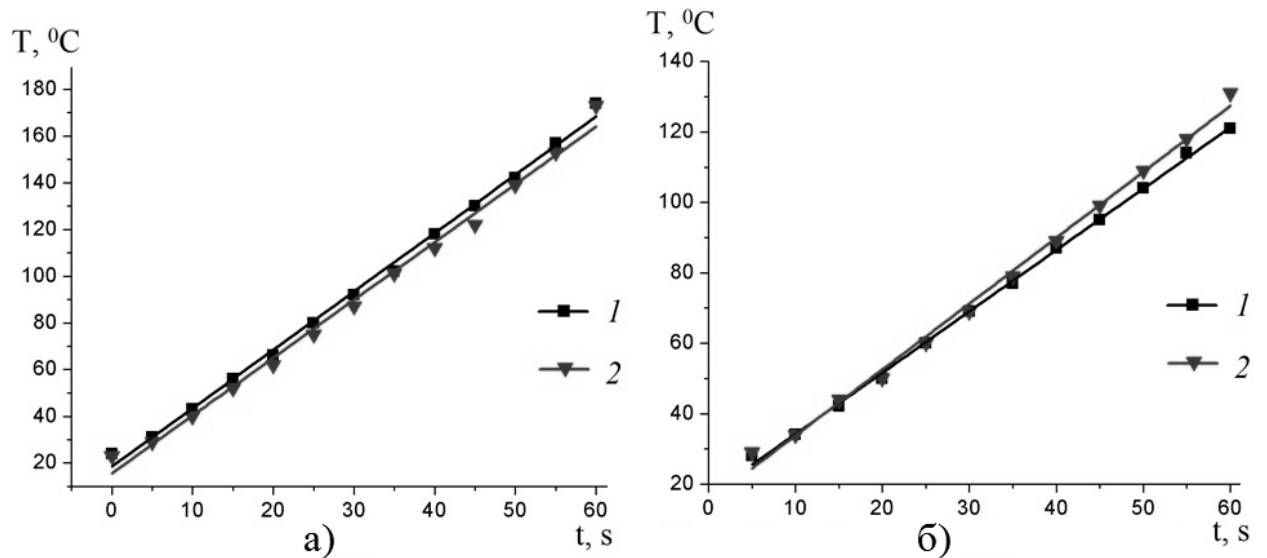


Рисунок 3.23 – Рост температуры полости со временем, при давлении 2,5 (а) и 7,5 Па (б): 1 – полость заземлена, 2 – полость изолирована. Ток пучка $I_e = 30$ мА, энергия пучка $U_a = 8$ кВ [111].

Как видно из рисунка 3.23, мощность, выделяемая пучком на коллекторе, практически не зависит от того, заземлена ли полость или находится под плавающим потенциалом. Этот факт свидетельствует о том, что отрицательный потенциал, образуемый на поверхности полости электронным пучком, оказался много меньше энергии пучка. Поскольку падение потенциала сосредоточено в слое, отделяющем плазму от стенки, то в слое пучок практически не тормозится. Этот вывод подтверждается непосредственным измерением величин потенциала полости U_h – так, в указанных условиях, при давлении 2,5 Па U_h составляет -110 В, а при 7,5 Па он равен -10 В, т.е. в любом случае много меньше U_a .

3.3. Особенности генерации плазмы в диэлектрической полости индуктивным ВЧ разрядом

Плазма безэлектродного индуктивного ВЧ разряда, которая была создана и исследована в рамках сравнительного тестового эксперимента, диагностировалась различными независимыми методами. Описание установки для генерации такой плазмы и методика эксперимента изложены в Главе 2. Схема диагностики ВЧ плазмы приведена на рисунке 3.24.

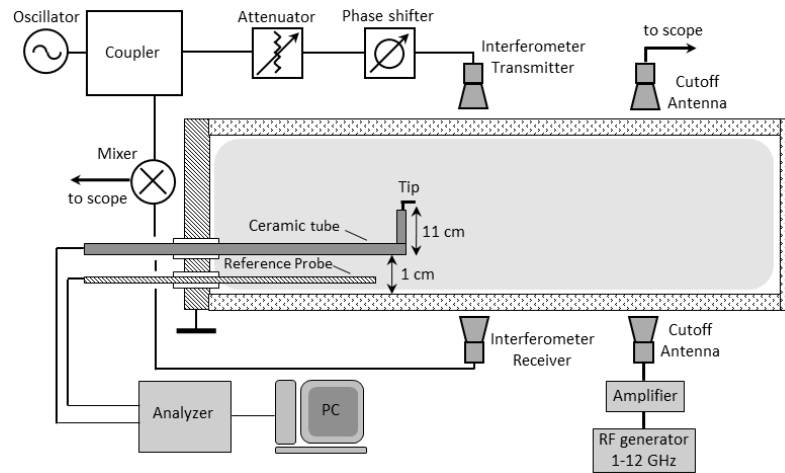


Рисунок 3.24. Схема диагностики ВЧ плазмы в диэлектрической полости [87].

На рисунке 3.24 показаны устройства, реализующие три различные методики диагностики параметров плазмы: подвижный одиночный зонд Ленгмюра, устройство для оценки концентрации плазмы по частоте отсечки сигнала, микроволновый интерферометр. Для уменьшения потенциала плазмы, боковые стороны полости были представлены заземленными фланцами, служащими опорными электродами для зондовых измерений. Зонд Ленгмюра был смонтирован на длинной керамической трубке, которую можно было двигать в продольном направлении и вращать вокруг ее оси. Наконечник зонда был выполнен в виде вольфрамового цилиндра длиной 5 мм и диаметром 0,1 мм. Для учета нежелательного ВЧ потенциала, наводимого на зонд, и его компенсации, вблизи керамической трубки в полость был введен металлический стержень, кроме того, для компенсации ВЧ шумов зонд имел встроенный фильтр. Анализ зондовых характеристик осуществлялся устройством – анализатором фирмы Plasma Sensors [95]. Параметры плазмы (концентрация n_e и температура электронов T_e) вычислялись с помощью программного обеспечения согласно формулам [92]:

$$n_e = \frac{2\sqrt{2m_e/e}}{eS_p} \int_0^\infty I''(V)\sqrt{V}dV, \quad T_e = \frac{4\sqrt{2m_e/e}}{3n_e S_p} \int_0^\infty I''(V)V^{3/2}dV, \quad (3.18)$$

где S_p – площадь наконечника зонда, V , I , I'' – напряжение, ток зонда и вторая производная зондового тока по напряжению.

Измерение концентрации плазмы по частоте отсечки было выполнено с использованием переменного ВЧ генератора сигналов Agilent E8257D переменной частоты (1-12 ГГц). Сигнал от генератора через усилитель и передающую антенну транслировался сквозь камеру, а плазма препятствовала прохождению сигнала, и в случае, если его частота оказывалась меньше плазменной, наблюдалась отсечка. Таким образом, средняя по радиусу концентрация электронов определялась варьированием частоты по формуле:

$$n_e = \frac{m_e \varepsilon_0}{e} \omega_{cutoff}^2 \quad (3.19)$$

где ω_{cutoff} – угловая частота, соответствующая полной отсечке (непрохождению) сигнала.

Для независимого измерения концентрации плазмы использовался альтернативный не-интрузивный метод – микроволновая интерферометрия. Интерферометр состоял из осциллятора 26 ГГц на основе диода Ганна, фазовращателя, аттенюатора, миксера и двух антенн. Одна ветвь интерферометра была подсоединена через фазовращатель и аттенюатор к антенне, передающей сигнал через плазму в приемную антенну. Другая ветвь была подсоединена к соединяющему обе ветви миксеру, выход которого направлялся в осциллограф. Перед каждым экспериментом, уровень выходного сигнала был приравнен к нулю с помощью аттенюатора и фазовращателя. В такой конфигурации прибор измерял набег фазы, который приобретала волна в результате прохождения сквозь плазму:

$$\Delta\varphi = \int_{-x}^x \omega/v_p dx' = \frac{\omega}{c} \int_{-x}^x (N(x')-1)dx' = \frac{\omega}{c} \int_{-x}^x \left(\sqrt{1 - \frac{n_e(x)}{n_c}} - 1 \right) dx' \quad (3.20)$$

где v_p – групповая скорость, N – показатель преломления плазмы, $n_e(x)$ – профиль концентрации электронов в плазме вдоль пути волны, n_c – критическая концентрация электронов ($\sim 8,4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$), для которой наступает отсечка сигнала с частотой 26 ГГц.

Интеграл в (3.20) был найден численно аппроксимированием гауссовой функцией экспериментального профиля концентрации, найденного Ленгмюровским зондом.

Сравнения величин концентрации, полученных тремя разными методами (зондом, методом отсечки, интерферометрией), демонстрируют удовлетворительное совпадение (рисунок 3.25).

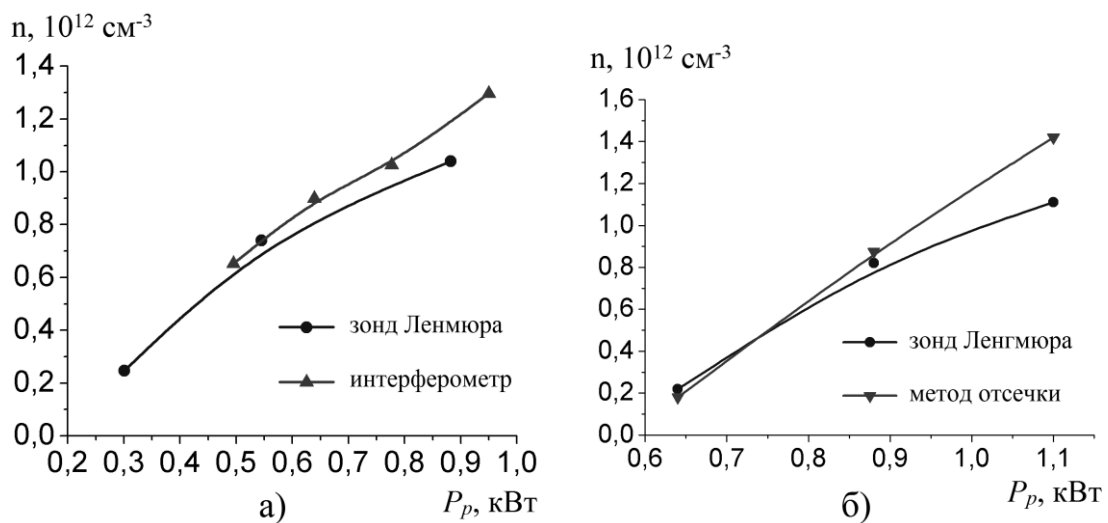


Рисунок 3.25 – Сравнения концентрации аргоновой плазмы ВЧ плазмы при давлении 3 Па, измеренной зондом Ленгмюра, с концентрацией, измеренной интерферометром (а), и методом отсечки (б).

На рисунке 3.26 приведены продольные профили концентрации и температуры ВЧ плазмы, полученные с помощью зонда.

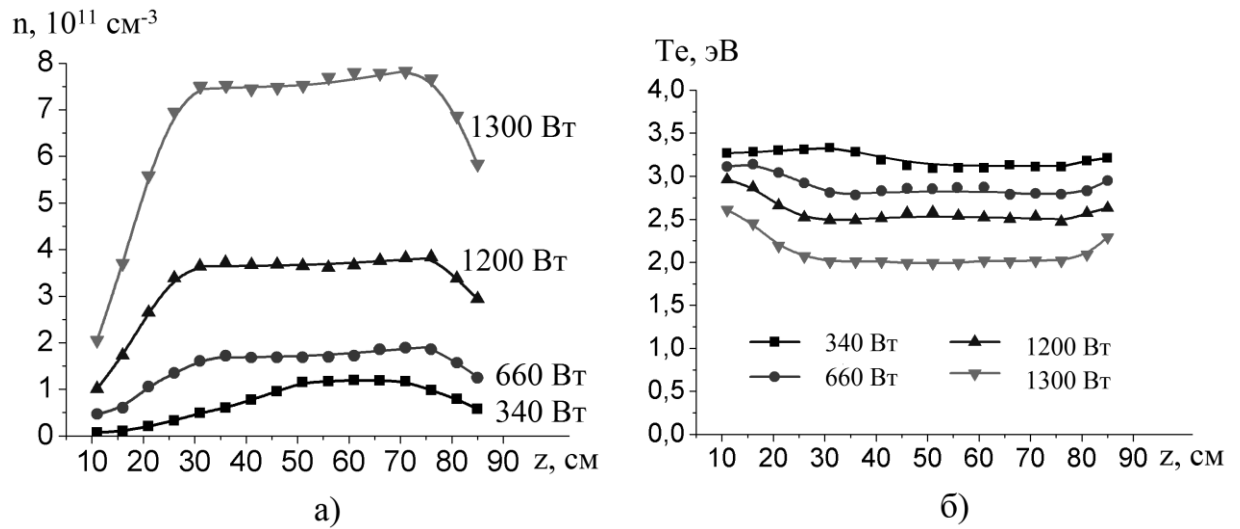


Рисунок 3.26 – Продольные распределения концентрации (а) температуры (б) ВЧ плазмы аргона при давлении 1 Па, при разных уровнях мощности в плазме.

Как видно из рисунка 3.26 (а), в отличие от спадающего по мере распространения пучка профиля концентрации пучковой плазмы, создаваемой при свободном распространении пучка (рисунок 3.3, а), продольное распределение ВЧ плазмы почти всегда представляет собой равномерное плато протяженностью около 60 см. Отметим, что продольное распределение пучковой плазмы в диэлектрической полости, при оптимизированных энергии пучка и давлении газа (рисунок 3.15) также может быть однородно. Однако, как следует из этого же рисунка, в отличие от ВЧ плазмы, имеющей плато, концентрация пучковой плазмы в диэлектрической полости при определенных условиях может возрастать вблизи закрытого торца. Температура электронов ВЧ плазмы, как и всех других типов плазмы, исследованных в настоящей работе, практически не зависела от пространственных координат (рисунок 3.3, б); по абсолютной величине T_e в ВЧ плазме (2-4 эВ) оказалась сравнимой с T_e пучковой плазмы в диэлектрической полости (1,5-3 эВ), и значительно выше, чем в плазме, создаваемой при свободном распространении пучка (менее 1 эВ).

Рисунок 3.27 показывает, что, как и для пучковой плазмы в диэлектрической полости (рисунок 3.34), концентрация ВЧ плазмы растет с давлением, а температура – падает.

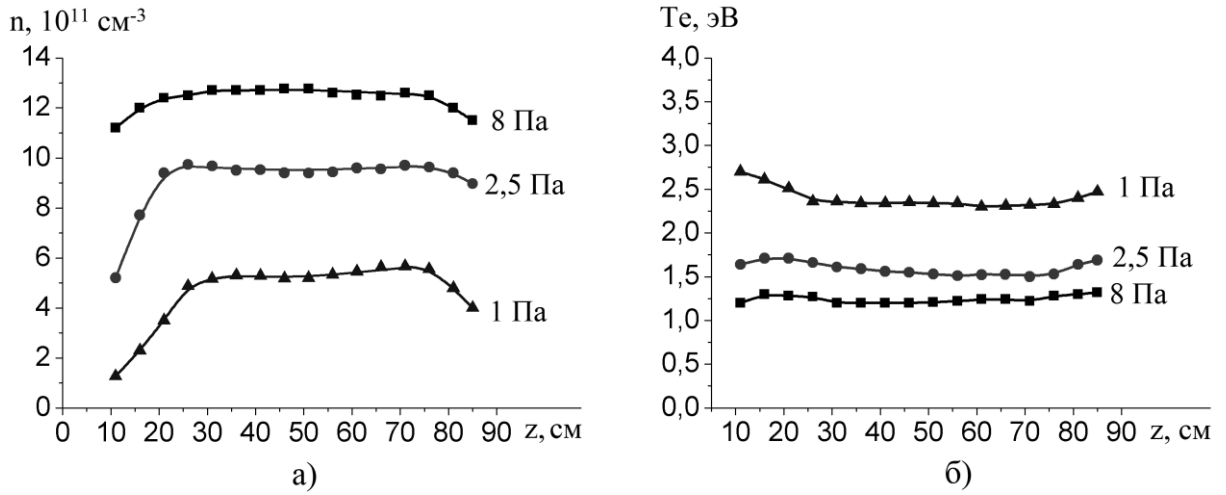


Рисунок 3.27 – Продольные распределения концентрации (а) температуры (б) ВЧ плазмы аргона при разных давлениях и постоянной мощности 900 Вт, доставляемой в плазму.

Рисунок 3.28 иллюстрирует сравнение радиального профиля концентрации ВЧ плазмы с соответствующим распределением для пучковой плазмы в диэлектрической полости.

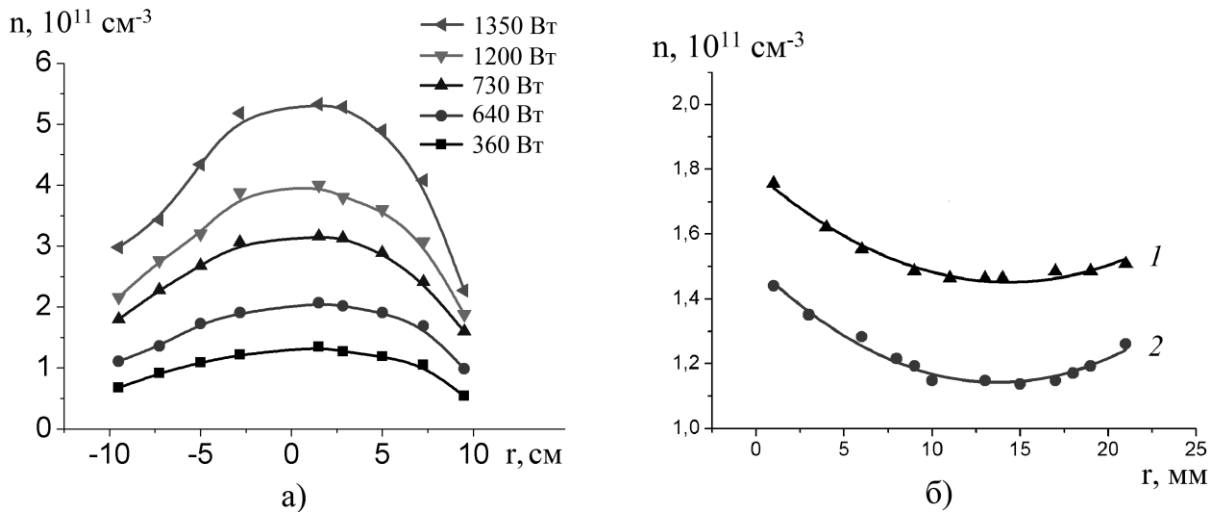


Рисунок 3.28 – Продольные распределения концентрации ВЧ плазмы (а – аргон, 1 Па) и пучковой плазмы в диэлектрической полости (б – гелий, 6 Па, ток пучка 40 мА, энергия 3 кэВ).

Из рисунка 3.28 видно, что концентрация ВЧ плазмы спадает в радиальном направлении гораздо сильнее (на 55-60%), чем пучковая плазма (на 15%), что может быть связано с гораздо большим диаметром полости для генерации ВЧ плазмы (24 см), по сравнению с диаметром полости с пучковой плазмой (4 см), и, как следствие, с более заметным спадом концентрации плазмы вследствие амбиполярной диффузии или рекомбинации.

Рисунок 3.29 показывает характерные значения потенциалов ВЧ плазмы и плазмы в диэлектрической полости.

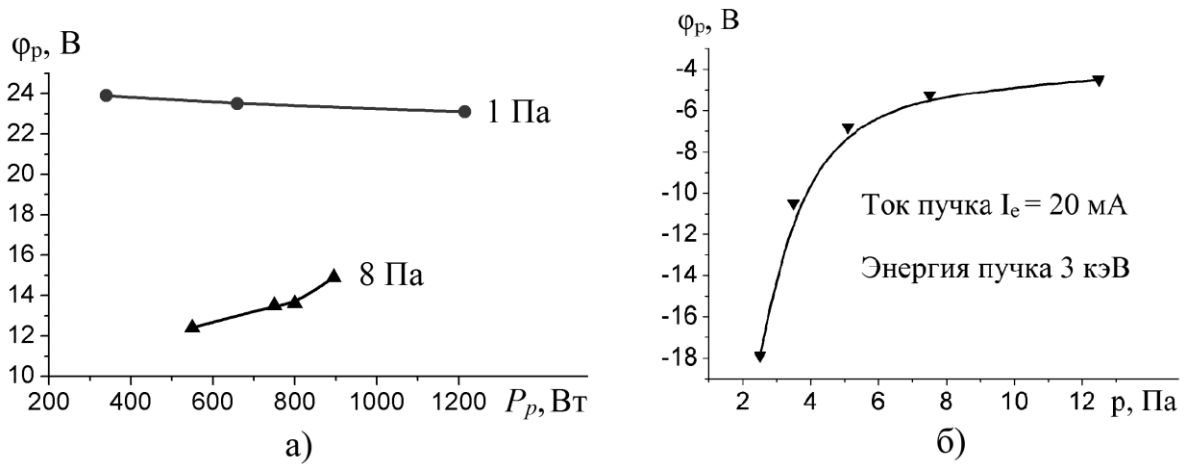


Рисунок 3.29 – Типичный потенциал ВЧ плазмы (а) и пучковой плазмы (б), созданных в диэлектрических полостях. Рабочий газ – аргон.

Потенциал ВЧ плазмы имеет величину порядка нескольких десятков вольт, и включает в себя главным образом определяемое температурой электронов падение напряжения в пристеночном слое, а также, в меньшей степени, амбиполярный потенциал, обусловленный разницей концентраций плазмы в центре и на ее периферии [93]. Потенциал ВЧ плазмы снижается с повышением давления, как видно из рисунка 3.29 (а), поскольку, как следует из оценок, выполненных авторами [93], определяющий вклад в величину потенциала ВЧ плазмы вносит температура электронов, которая снижается с ростом давления газа (см. рисунок 3.27, б) вследствие охлаждения плазменных электронов в результате взаимодействия с газом. Напротив, потенциал пучковой плазмы в диэлектрической полости практически всегда отрицателен, что связано с инжекцией внутрь отрицательного заряда, и снижается с понижением давления.

Таким образом, сравнение безэлектродной ВЧ плазмы с пучковой плазмой в диэлектрической полости позволяет отметить характерные особенности последней. В отличие от ВЧ плазмы, имеющей плато концентрации, пучковая плазма в полости может обладать как спадающим, так и равномерным или растущим по мере распространения пучка профилями. Потенциалы плазмы также значительно различаются – в ВЧ плазме потенциал плазмы положителен, и может достигать нескольких десятков вольт, а потенциал плазмы в полости, ввиду инжекции отрицательного заряда – отрицателен относительно заземленного опорного электрода.

3.4. Численное моделирование генерации пучковой плазмы в полости

При численном моделировании процессов генерации плазмы в полости, в качестве внешних параметров модели примем давление газа p , энергию пучка электронов E_b , ток пучка I_b , а также размеры и материал полости (сталь, кварц).

Будем считать, что плазма внутри полости является однородной в осевом и радиальном направлениях. Энергетический спектр плазменных электронов описывается распределением Максвелла [29]. Площадь поперечного сечения плазмы равна площади поперечного сечения полости. Нижний закрытый торец и боковые стенки металлической полости имеют одинаковый потенциал. Поскольку кварцевая полость не проводит электрический ток, для нее торец и боковые стенки рассматриваются отдельно. При этом предполагается, что установившийся потенциал стенок определяется балансом заряженных частиц из пучковой плазмы, а на потенциал торца оказывает также влияние ток электронного пучка. Поскольку при напуске в камеру воздуха, как следует из рисунка 3.11, в спектре ионов пучковой плазмы преобладают молекулярные ионы азота N_2^+ , то будем при моделировании считать эти ионы доминирующими в плазме, пренебрегая наличием ионов примесей.

3.4.1. Заземленная металлическая полость

В качестве исходного и наиболее простого случая рассмотрим заземленную металлическую полость. Схематическое изображение модели плазмы в заземленной металлической полости изображено на рисунке 3.30.

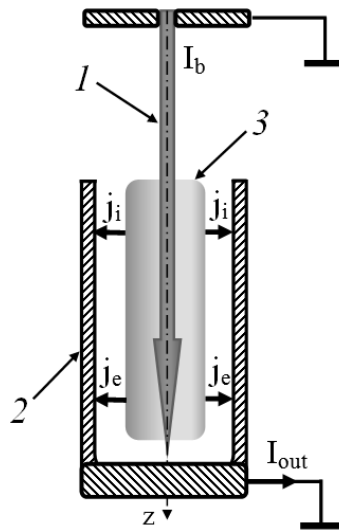


Рисунок 3.30 – Схема модели плазмы в заземленной металлической полости: 1 – электронный пучок, 2 – металлическая полость, 3 – пучковая плазма.

Для отыскания связи моделируемых параметров плазмы (концентрация электронов n_e и ионов n_i , температура электронов T_e , потенциал плазмы φ_p относительно заземленных электродов) с упомянутыми выше внешними параметрами составим систему балансовых уравнений. В эту систему войдут уравнение баланса энергий, уравнение равенства плотности токов электронов j_e и ионов j_i на внутреннюю поверхность полости, а также уравнения квазинейтральности плазмы и баланса ионов. Рассмотрим каждое из этих уравнений.

Баланс энергий

Мощность, вносимая в пучковую плазму пучком быстрых электронов, можно оценить как разность мощности пучка до входа в полость $I_b U_a$ и мощности, которой пучок обладает после прохождения всей длины полости L :

$$P_{inb} = I_b U_a - I_b U_a \cdot \exp\left(-\frac{L}{\lambda_{Rb}}\right) = I_b U_a \left(1 - \exp\left(-\frac{L}{\lambda_{Rb}}\right)\right) \quad (3.21)$$

где U_a – ускоряющее электронный пучок напряжение, λ_{Rb} – длина релаксации энергии пучка, которая может быть найдена с помощью нерелятивистской формулы Бете [27] (в единицах СГС), описывающей потери энергии пучка при его прохождении через газ:

$$\frac{dE_b}{ds} = \frac{2\pi \cdot n_g \cdot Z_g \cdot e^4}{E_b} \ln\left(\frac{E_b}{E_0}\right) \quad (3.22)$$

где E_b – энергия пучка в эВ, s – расстояние, проходимое пучком в газе, n_g – концентрация молекул газа, Z_g – зарядовое число атомов газа, e – заряд электрона, и $E_0 \sim 100$ эВ – средняя энергия возбуждения одной молекулы, примерно одинаковая для большинства газов. Длина релаксации энергии λ_{Rb} может быть вычислена путем интегрирования (3.22) пренебрегая зависимостью от z – координаты величины E_b в логарифме [27]:

$$\lambda_{Rb} = \frac{E_b^2}{4\pi \cdot n_g \cdot Z_g \cdot e^4} \left(\ln\left(\frac{E_b}{E_0}\right) \right)^{-1} \quad (3.23)$$

Учтем, что попадающий на торец полости пучок способен выбивать вторичные электроны, ток которых равен σI_b . Кроме этого, ионы из плазмы также способны выбивать из всей поверхности полости вторичные электроны за счет потенциальной ионно-электронной эмиссии, характеризующейся коэффициентом γ . Вторичные электроны, выбитые из поверхности полости, ускоряются в падении напряжения между плазмой ($\varphi = \varphi_p$) и полостью ($\varphi = 0$) и вносят в плазму некоторую добавочную мощность P_{sec} :

$$P_{sec} = \sigma I_b \cdot \varphi_p + \gamma j_i S_h \cdot \varphi_p \quad (3.24)$$

где σ , γ – коэффициент вторично-электронной и ионно-электронной эмиссии, соответственно, j_i – бомовская плотность тока ионов из плазмы на внутреннюю поверхность полости площадью S_h , которая равна сумме площадей боковой поверхности S_{wh} и дна S_{bh} полости. Считалось, что σ зависит от материала полости (сталь, кварц) и энергии пучка, а γ определяется так называемой потенциальной эмиссией, и потому зависит от материала и не зависит от энергии бомбардирующих ионов [122]. Для стали, и энергии пучка 3 кэВ, коэффициенты σ и γ принимались равными 0,005 и 0,02 соответственно [62].

Из плазмы энергия уносится уходящими на стенки полости потоками частиц плазмы. Каждый электрон пучковой плазмы, преодолевая потенциальный барьер между плазмой и стенкой полости, уносит энергию порядка $2kT_e$. Поэтому мощность, уносимая плазменными электронами на стенки полости, равна:

$$P_{pe} = 2kT_e n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{-e\varphi_p}{kT_e}\right) S_h \quad (3.25)$$

где k – постоянная Больцмана, T_e , n_e – температура и концентрация электронов, m_e , e – масса и заряд электрона.

Уходящие на стенки полости ионы уносят мощность:

$$P_{pi} = 0.4en_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} (U_i + \varphi_p) S_h \quad (3.26)$$

где n_i – концентрация ионов, M_i – масса иона, eU_i – потенциал ионизации молекулы газа.

В результате упругих столкновений с молекулами газа электроны отдают газу мощность, остывая от T_e до температуры газа T , которая считается комнатной (300 K):

$$P_g = Q_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \left(\frac{2m_e}{M_i}\right) \cdot (kT_e - kT) \cdot n_e V_h \quad (3.27)$$

где V_h – объем полости, Q_e – полное эффективное сечение упругого соударения плазменного электрона с молекулой газа при давлении p , определяемое выражением [62]:

$$Q_e = \frac{p}{4\sqrt{2} \cdot \lambda_0} \quad (3.28)$$

где p – давление газа, λ_0 – длина свободного пробега плазменного электрона в газе при давлении 1 мм рт. ст. и температуре газа 0 °С [62].

Таким образом, уравнение баланса энергий примет вид:

$$P_{inb} + P_{sec} = P_{pe} + P_{pi} + P_g \quad (3.29)$$

Баланс токов

Поскольку полость заземлена, то для сохранения условия непрерывности токов и закона сохранения заряда необходимо, чтобы ток пучка I_b в точности был равен току I_{out} из полости на заземленный электрод (рисунок 3.30). Следовательно, потенциал плазмы установится таким, чтобы плотность тока плазменных электронов на стенку полости была равна бомовской плотности тока ионов:

$$en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{-e\varphi_p}{kT_e}\right) = 0.4en_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} \quad (3.30)$$

Из (3.30) можно получить выражение для определения потенциала плазмы:

$$\varphi_p = \frac{kT_e}{e} \ln \left(0.4 \sqrt{\frac{M_i}{2\pi m_e}} \right) \quad (3.31)$$

Квазинейтральность плазмы

Основываясь на результатах моделирования прохождения пучка через газ и считая, что в результате рассеяния поперечное сечение пучка изменяется незначительно, концентрацию быстрых электронов пучка можно оценить по хорошо известной формуле:

$$n_b = \frac{I_b}{e \cdot A_b} \sqrt{\frac{m_e}{2eU_a}} \quad (3.32)$$

где A_b – площадь поперечного сечения пучка.

Тогда условие квазинейтральности плазмы примет вид:

$$n_b + n_e = n_i \quad (3.33)$$

Выражение (3.33) записано в предположении, что вторичные электроны, выбитые из стенки полости и ускоренные в слое между плазмой и поверхностью полости, остаются в плазме, заключенной внутри полости.

Баланс ионов

В качестве недостающего уравнения в системе, определяющей параметры плазмы в заземленной полости, может быть уравнение баланса ионов, которое имеет вид:

$$z_{ib} A_b L + z_{ip} V_h + \frac{\sigma I_b + \gamma \cdot j_i \cdot S_h}{e} \left(\frac{\varphi_p}{W_i} \right) = 0.4 n_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} S_h, \quad (3.34)$$

где z_{ib} , z_{ip} – выходы ионизации пучковыми и плазменными электронами, соответственно, W_i – энергия (~ 37 эВ) образования ион-электронной пары [123] ускоренным вторичным электроном. Левая часть уравнения описывает генерацию ионов в объеме полости, а правая – бомовский уход ионов из плазмы на внутреннюю поверхность полости.

Выход ионизации пучковыми электронами z_{ib} определится по формуле [62]:

$$z_{ib} = n_b n_g \sigma_i(U_a) \sqrt{2eU_a/m_e} \quad (3.35)$$

где n_g – концентрация молекул газа, $\sigma_i(U_a)$ – полное сечение ионизации молекулы газа быстрым пучковым электроном, которое можно приближенно найти по аналитической формуле, приведенной в [121]; так, для пучка с энергией 3 кэВ, $\sigma_i \approx 3 \cdot 10^{-17}$ см² [121].

Выход ионизации плазменными электронами z_{ip} определится по формуле [62]:

$$z_{ip} = \alpha \cdot n_e \cdot n_g \cdot \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \left(U_i + \frac{2kT_e}{e} \right) \cdot \exp \left(\frac{-eU_i}{kT_e} \right) \quad (3.36)$$

где $\alpha \approx 8.5 \cdot 10^{-22}$ м² В⁻¹ – константа в аппроксимации [62].

Таким образом, система балансовых уравнений для пучковой плазмы в заземленной полости, будет состоять из уравнений (3.29), (3.31), (3.33) и (3.34):

$$\begin{cases} P_{inb} + P_{sec} = P_{pe} + P_{pi} + P_g \\ \varphi_p = \frac{kT_e}{e} \ln\left(0.4\sqrt{M_i/2\pi m_e}\right) \\ n_b + n_e = n_i \\ z_{ip} A_b L + z_{ip} V_h + \frac{\sigma I_b + \gamma \cdot j_i \cdot S_h}{e} \left(\frac{\varphi_p}{W_i}\right) = 0.4 n_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} S_h \end{cases} \quad (3.37)$$

Балансовая система уравнений (3.37), аналогичная изложенной в [61], решалась численно методом последовательных приближений. Внешними параметрами являлись ток электронного пучка и его энергия, давление газа, геометрия полости и поперечное сечение пучка. Переменными были n_e , n_i , T_e , φ_p , а их значения были получены в результате итерационного решения системы.

Результаты численного моделирования температуры электронов и концентрации плазмы в заземлённой полости, и сравнение этих величин с результатами эксперимента, приведены на рисунке 3.31.

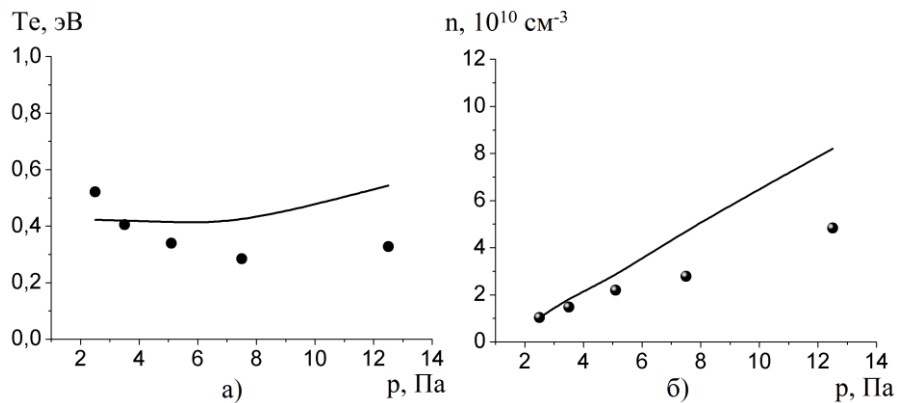


Рисунок 3.31 – Сравнение расчетов (сплошные линии) температуры электронов (а) и концентрации (б) плазмы в заземлённой полости с экспериментом (кружки), ток пучка 40 мА, энергия пучка 3 кэВ, воздух.

Оценки показывают, что ввиду относительно низких значений коэффициентов вторичной эмиссии из металла ($\sigma = 0,005$, $\gamma = 0,02$ [62]), а также невысокого потенциала плазмы (0,5-3 В), выход ионизации пучковыми электронами многократно превышает выход ионизации плазменными и вторичными электронами, а энергия, вносимая в плазму последними, пренебрежимо меньше энергии, вносимой быстрыми пучковыми электронами.

3.4.2. Изолированная металлическая и диэлектрическая (кварцевая) полости

Схематическое изображение моделей плазмы в изолированной металлической и кварцевой полостях изображено на рисунке 3.32.

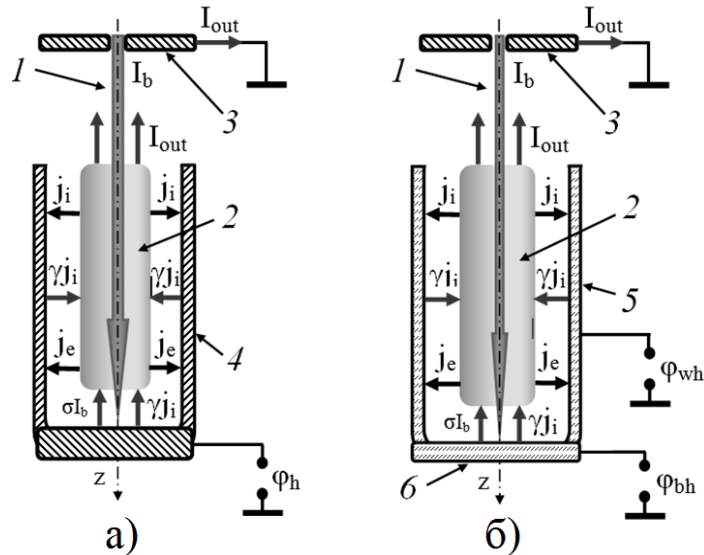


Рисунок 3.32 – Схема модели плазмы в изолированной металлической (а) и кварцевой (б) полости: 1 – электронный пучок, 2 – пучковая плазма, 3 – экстрактор источника, 4 – металлическая полость, 5 – боковая стенка и б – дно кварцевой полости.

Для выполнения условия непрерывности тока, в случае инжекции непрерывного электронного пучка внутрь как изолированной металлической, так и кварцевой полости, должен существовать сток заряда с поверхности полости, в точности равный току инжектируемого электронного пучка. В результате описанного выше эксперимента по исследованию токопрохождения пучка было выяснено, что обратный поток электронов окружает электронный пучок и направлен из открытого торца полости по направлению к экстрактору и верхней части камеры. Калориметрические измерения мощности, приносимой пучком в полость, показали отсутствие значимого количества упруго отраженных быстрых электронов. Эти экспериментальные факты дают основания предположить, что вытекающий из полости обратный ток I_{out} представляет собой ток медленных электронов пучковой плазмы. Физической причиной дрейфа электронов из полости к экстрактору может являться электрическое поле в пучковой плазме, направленное таким образом, чтобы формировать дрейф плазменных электронов по направлению из полости. В этом случае плазма внутри полости будет иметь отрицательный потенциал относительно земли. Тогда выражение для обратного тока I_{out} примет вид:

$$I_{out} = I_b = en_e \mu_e |E_z| \cdot S_{bh} \quad (3.38)$$

где μ_e – подвижность плазменных электронов, E_z – напряженность поля, S_{bh} – площадь поперечного сечения металлической или кварцевой полости. Величина μ_e зависит от типа газа и давления, и для азота изменяется от $\sim 6000 \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ при 1 Па до $400 \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ при 15 Па [124, 125].

На основе этих предположений запишем систему уравнений, моделирующих плазму в изолированной металлической и кварцевой полостях.

Баланс энергий

Так как калориметрический эксперимент показал, что пучок при входе в полость практически не тормозится, будем считать, что пучковые электроны однократно проходят длину полости L , затрачивают часть своей энергии на образование плазмы, и затем попадают на дно полости. Часть энергии из плазмы унесут электроны, ускоренные полем E_z . Поэтому, уравнение баланса энергии в случае изолированной металлической полости будет похоже на аналогичное для заземленной полости, и примет вид:

$$I_b U_a \left(1 - \exp\left(-\frac{L}{\lambda_{Rb}}\right) \right) + (\sigma I_b + \gamma j_i S_h) \cdot (\varphi_p - \varphi_h) = 2kT_e n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{-e(\varphi_p - \varphi_h)}{kT_e}\right) S_h + \\ + I_{out} |\varphi_p| + 0.4en_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} (U_i + \varphi_p - \varphi_h) S_h + Q_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \cdot \frac{2m_e}{M_i} \cdot (kT_e - kT) \cdot n_e \cdot V_h \quad (3.39)$$

где φ_h – потенциал изолированной полости относительно земли.

Для кварцевой полости, выражение (3.39) переписывается с учетом разных независимых потоков частиц на дно и стенки полости:

$$I_b U_a \left(1 - \exp\left(-\frac{L}{\lambda_{Rb}}\right) \right) + \sigma I_b (\varphi_p - \varphi_{bh}) + \gamma j_i S_{wh} (\varphi_p - \varphi_{wh}) = 2kT_e n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \left[S_{wh} \exp\left(\frac{-e(\varphi_p - \varphi_{wh})}{kT_e}\right) + \right. \\ \left. + S_{bh} \exp\left(\frac{-e(\varphi_p - \varphi_{bh})}{kT_e}\right) \right] + I_{out} |\varphi_p| + 0.4en_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} \left[(U_i + \varphi_p - \varphi_{bh}) S_{bh} + (U_i + \varphi_p - \varphi_{wh}) S_{wh} \right] + \\ + Q_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \cdot \frac{2m_e}{M_i} \cdot (kT_e - kT) \cdot n_e \cdot V_h \quad (3.40)$$

где φ_{wh} , φ_{bh} – потенциалы стенок и дна кварцевой полости, соответственно.

Для кварцевой полости, коэффициент γ принимался равным 0,1 [126, 127, 35]. С учетом того, что точное измерение σ для заданной энергии пучка электронов осложняется влиянием различных факторов (загрязнения поверхности, наличие газа и т.д. [128]), а также принимая во внимание тот факт, что для кварца этот коэффициент для энергии электронов порядка нескольких кэВ имеет величину порядка единицы [129, 130], значение σ было выбрано равным 0,8 для $U_a = 3$ кВ

Отметим, что в случае изолированной металлической полости, разность потенциалов между плазмой и стенкой составит величину $(\varphi_p - \varphi_h)$, а в случае кварцевой полости имеет две разности потенциалов – между плазмой и дном $(\varphi_p - \varphi_{bh})$, а также плазмой и стенкой полости $(\varphi_p - \varphi_{wh})$. Оценки показывают, что при увеличении абсолютного значения указанных разностей потенциалов, добавка мощности P_{sec} , вносимой в плазму вторичными электронами, может быть значительной. Именно этот эффект представляется возможным

механизмом увеличения температуры плазменных электронов при инжекции пучка в кварцевую или изолированную металлическую полость.

Баланс токов

Для металлической изолированной полости, так как ее поверхность не имеет электрического контакта с землей, инжекция внутрь полости отрицательного заряда приводит к приобретению *всей* полостью некоторого отрицательного относительно земли потенциала φ_h , при котором будет выполняться условие равенства нулю суммарного тока на поверхность полости:

$$(1 - \sigma)I_b + en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{-e(\varphi_p - \varphi_h)}{kT_e}\right) \cdot S_h - (1 + \gamma) \cdot 0.4en_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} \cdot S_h = 0 \quad (3.41)$$

Для кварцевой полости, необходимо выполнение условия равенства нулю суммарных токов отдельно на стенки и дно полости, и это дает возможность записать следующие уравнения:

$$\begin{cases} \varphi_p = \varphi_{wh} - \frac{kT_e}{e} \ln\left(0.4 \sqrt{\frac{\pi m_e}{4M_i}}\right) < 0 & \text{— для боковых стенок} \\ (1 - \sigma)I_b + en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{-e(\varphi_p - \varphi_{bh})}{kT_e}\right) \cdot S_{bh} - (1 + \gamma) \cdot 0.4en_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} \cdot S_{bh} = 0 & \text{— для дна} \end{cases} \quad (3.42)$$

Уравнения (3.41) и (3.42) учитывают, что поток пучковых и плазменных электронов на поверхность полости компенсируется потоком вторичных электронов с этой поверхности, а также потоком ионов с границы пучковой плазмы на поверхность полости.

Квазинейтральность плазмы

Уравнение квазинейтральности плазмы для кварцевой и изолированной металлической полости полностью совпадает с выражением (3.33), описывающим случай заземленной полости.

Баланс заряженных частиц

Уравнение баланса ионов для изолированной металлической полости запишется аналогично выражению (3.34), описывающему случай заземленной полости, но вместо (φ_p) будет $(\varphi_p - \varphi_h)$. В качестве недостающего уравнения составим уравнение баланса электронов:

$$z_{ib}A_bL + z_{ip} \cdot V_h + \frac{\sigma I_b + \gamma \cdot j_i \cdot S_h}{e} \left(\frac{\varphi_p - \varphi_h}{W_i} + 1\right) = n_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{-e(\varphi_p - \varphi_h)}{kT_e}\right) S_h + n_e \mu_e |E_z| \cdot S_{bh} \quad (3.43)$$

Для кварцевой полости уравнение (3.43) запишется аналогично, с учетом отдельных потоков на дно и стенки кварцевой полости.

Таким образом, система балансовых уравнений для пучковой плазмы в изолированной металлической полости будет состоять из уравнений (3.38), (3.39), (3.41), а также уравнений баланса частиц:

$$\left\{ \begin{array}{l}
 I_b U_a \left(1 - \exp \left(- \frac{L}{\lambda_{Rb}} \right) \right) + (\sigma I_b + \gamma j_i S_h) \cdot (\varphi_p - \varphi_h) = 2kT_e n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp \left(\frac{-e(\varphi_p - \varphi_h)}{kT_e} \right) S_h + \\
 + I_{out} |\varphi_p| + 0.4en_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} (U_i + \varphi_p - \varphi_h) S_h + Q_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \frac{2m_e}{M_i} \cdot (kT_e - kT) \cdot n_e \cdot V_h \\
 (1 - \sigma) I_b + en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp \left(\frac{-e(\varphi_p - \varphi_h)}{kT_e} \right) \cdot S_h - (1 + \gamma) \cdot 0.4en_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} \cdot S_h = 0 \\
 I_{out} = I_b = en_e \mu_e |E_z| \cdot S_{bh} \\
 n_b + n_e = n_i \\
 z_{ib} A_b L + z_{ip} V_h + \frac{\sigma I_b + \gamma \cdot j_i \cdot S_h}{e} \left(\frac{\varphi_p - \varphi_h}{W_i} \right) = 0.4n_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} S_h \\
 z_{ib} A_b L + z_{ip} V_h + \frac{\sigma I_b + \gamma \cdot j_i \cdot S_h}{e} \left(\frac{\varphi_p - \varphi_h}{W_i} + 1 \right) = n_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp \left(\frac{-e(\varphi_p - \varphi_h)}{kT_e} \right) S_h + n_e \mu_e |E_z| \cdot S_{bh}
 \end{array} \right. \quad (3.44)$$

Система балансовых уравнений для плазмы внутри кварцевой полости примет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l}
 I_b U_a \left(1 - \exp \left(- \frac{L}{\lambda_{Rb}} \right) \right) + (\sigma I_b + \gamma j_i S_{bh}) (\varphi_p - \varphi_{bh}) + \gamma j_i S_{wh} (\varphi_p - \varphi_{wh}) = 2kT_e n_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \left[S_{wh} \exp \left(\frac{-e(\varphi_p - \varphi_{wh})}{kT_e} \right) + \right. \\
 \left. + S_{bh} \exp \left(\frac{-e(\varphi_p - \varphi_{bh})}{kT_e} \right) \right] + I_{out} |\varphi_p| + 0.4en_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} \left[(U_i + \varphi_p - \varphi_{bh}) S_{bh} + (U_i + \varphi_p - \varphi_{wh}) S_{wh} \right] + \\
 + Q_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \frac{2m_e}{M_i} \cdot (kT_e - kT) \cdot n_e \cdot V_h \\
 \varphi_p = \left[\varphi_{wh} - \frac{kT_e}{e} \ln \left(0.4 \sqrt{\frac{\pi m_e}{4M_i}} \right) \right] < 0 \\
 (1 - \sigma) I_b + en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp \left(\frac{-e(\varphi_p - \varphi_{bh})}{kT_e} \right) \cdot S_{bh} - (1 + \gamma) \cdot 0.4en_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} \cdot S_{bh} = 0 \\
 I_{out} = I_b = en_e \mu_e |E_z| \cdot S_{bh} \\
 n_b + n_e = n_i \\
 (z_{ib} + z_{ip}) \cdot V_h + \frac{\sigma I_b + \gamma \cdot j_i \cdot S_{bh}}{e} \left(\frac{\varphi_p - \varphi_{bh}}{W_i} \right) + \frac{\gamma \cdot j_i \cdot S_{wh}}{e} \left(\frac{\varphi_p - \varphi_{wh}}{W_i} \right) = 0.4n_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} S_h \\
 (z_{ib} + z_{ip}) \cdot V_h + \frac{\sigma I_b + \gamma \cdot j_i \cdot S_{bh}}{e} \left(\frac{\varphi_p - \varphi_{bh}}{W_i} + 1 \right) + \frac{\gamma \cdot j_i \cdot S_{wh}}{e} \left(\frac{\varphi_p - \varphi_{wh}}{W_i} + 1 \right) = n_e \mu_e |E_z| \cdot S_{bh} + \\
 + n_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \left[\exp \left(\frac{-e(\varphi_p - \varphi_{bh})}{kT_e} \right) S_{bh} + \exp \left(\frac{-e(\varphi_p - \varphi_{wh})}{kT_e} \right) S_{wh} \right]
 \end{array} \right. \quad (3.45)$$

Системы уравнений (3.44) и (3.45) решались аналогично системе (3.37). Результаты расчетов и их сравнения с экспериментом приведены на рисунках 3.33 и 3.34.

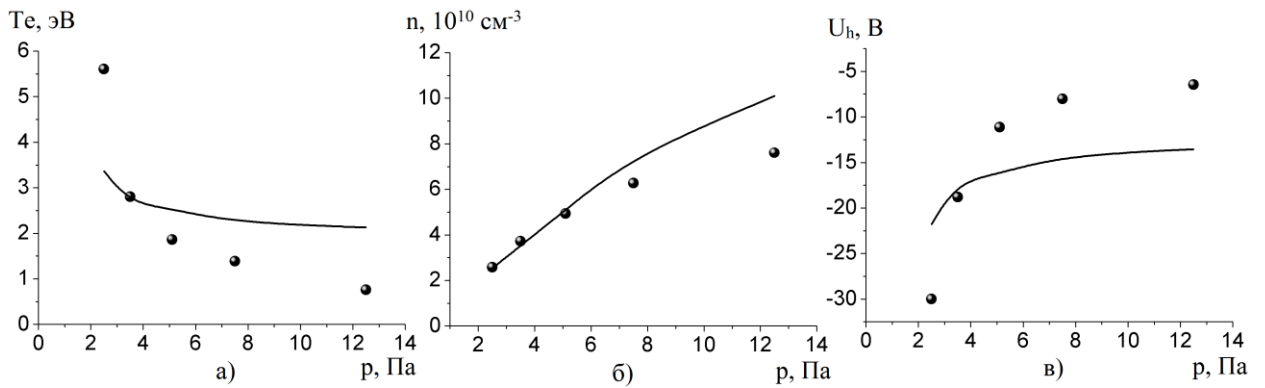


Рисунок 3.33 – Температура электронов (а), концентрация (б) плазмы, а также плавающий потенциал полости (в), для изолированной полости. Сплошные линии – расчет, кружки – эксперимент. Ток пучка 40 мА, энергия пучка 3 кэВ, воздух.

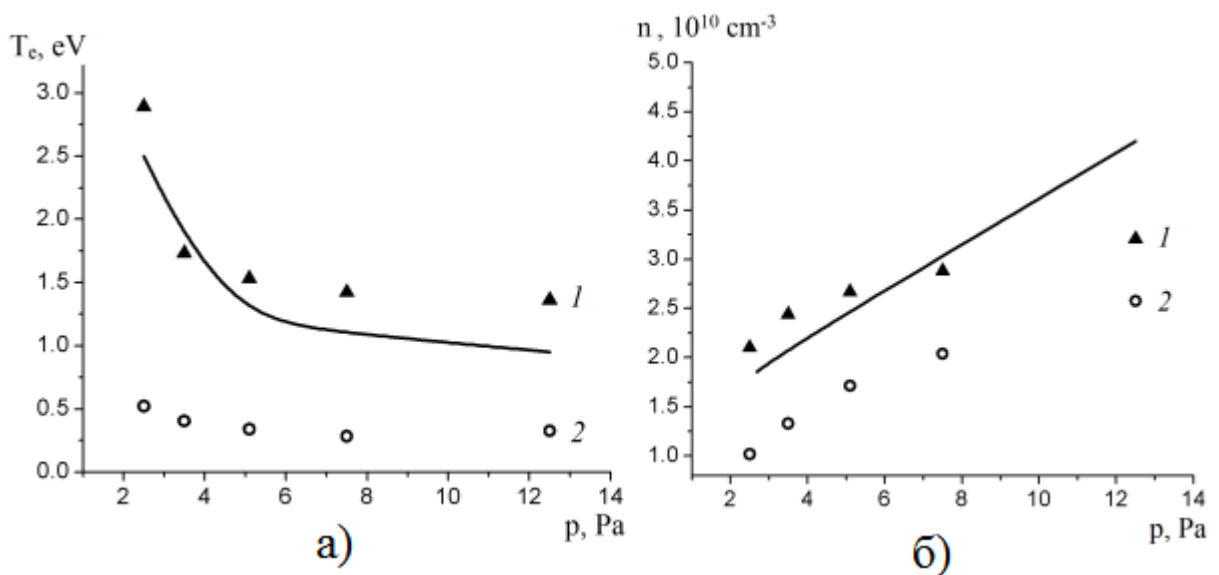


Рисунок 3.34 – Сравнение расчетов (сплошные линии) температуры электронов (а) и концентрации (б) плазмы в кварцевой полости с экспериментом (треугольники). Для сравнения кружками показаны соответствующие величины для плазмы, создаваемой при свободном распространении пучка. Ток пучка 40 мА, энергия пучка 3 кэВ, воздух [103].

Результаты, приведенные на рисунках выше, свидетельствуют об удовлетворительном совпадении расчетных и экспериментальных данных. Обсуждение физической картины, стоящей за этими результатами, приведено в следующем параграфе.

3.5. Обсуждение и анализ результатов

Результаты численного моделирования плазмы в кварцевой полости позволяют дать следующее объяснение особенностям свечения плазмы, приведенным на рисунке 3.12 (б) и (в). При повышенных энергиях пучка (~ 7 кэВ) и пониженных давлениях (~ 1.5 Па), количество ионов, приходящих с границы плазмы на закрытый торец (дно) полости, недостаточно для компенсации пучковых и плазменных электронов, поэтому дно приобретает от-

носителем высокий отрицательный потенциал порядка 1-1,5 кВ [102], и нижняя граница плазмы сдвигается от дна по направлению к открытому торцу полости. Поэтому темное пространство на рисунке 3.12 (б) представляет собой слой пространственного заряда. Оценка протяженности этого слоя, выполненная по формуле, полученной с помощью совместного решения уравнений Чайлда-Ленгмюра и Бома [2, 49]

$$l = (\varepsilon_0/n)^{1/2} (\varphi_p - \varphi_b)^{3/4} / (ekT_e)^{1/4} \quad (3.46)$$

для $p = 1,5$ Па, $n \approx 1 \cdot 10^9$ см⁻³, $T_e \approx 2,8$ эВ, и $(\varphi_p - \varphi_b) = 1,5$ кВ дает величину $l \approx 45$ мм, которая согласуется с наблюдаемой в эксперименте величиной $l \approx 90$ мм. Так как плазма в этом случае занимает только часть полости, то этот режим с практической точки зрения не интересен. Рост давления увеличивает концентрацию плазмы, и тем самым снижает разность потенциалов между плазмой и дном полости, что приводит к сужению слоя до нескольких мм, и заполнению плазмой почти всего объема полости (рисунок 3.12, в).

Сравнение результатов измерений параметров пучковой плазмы внутри кварцевой и металлической полости (в заземленном и изолированном состоянии) приведены на рисунках 3.35 и 3.36.

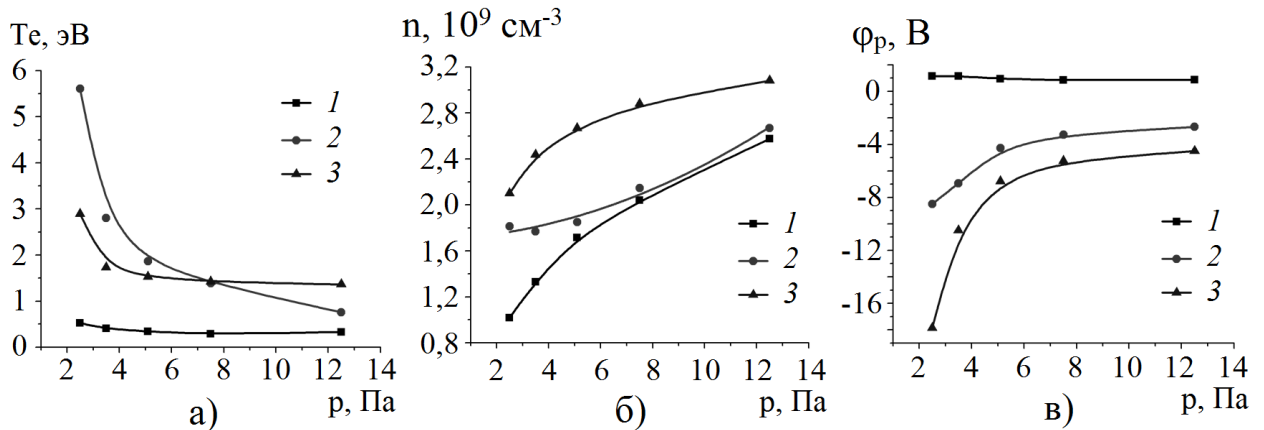


Рисунок 3.35 – Температура электронов (а), концентрация (б) и потенциал плазмы (в) в заземленной металлической (1), изолированной металлической (2) и кварцевой полости (3) в зависимости от давления газа. Ток пучка 30 мА, ускоряющее напряжение $U_a = 3$ кэВ.

Как видно из рисунка 3.35, температура электронов внутри изолированной металлической и кварцевой полости (3 – 5,5 эВ) значительно выше, чем в заземлённой металлической полости ($\sim 0,5$ эВ).

Расчеты на основе численной модели показывают, что этот факт можно объяснить внесением в пучковую плазму дополнительной энергии за счет ускорения вторичных электронов в слое между стенкой полости и плазмой. Более высокая температура внутри изолированной металлической полости, возможно, связана с большей площадью, с которой вводится эта мощность (вся внутренняя поверхность полости) по сравнению с кварце-

вой полостью (наибольшее падение напряжения вблизи дна полости, т.е. $\varphi_p - \varphi_b \gg \varphi_p - \varphi_w$). Заметим, что для относительно низких давлений (2,5 - 3,5 Па) различие в величинах T_e гораздо сильнее, чем для высоких (8-13 Па), что может быть связано с быстрым увеличением падения напряжения в слое с понижением давления ввиду уменьшения компенсирующего электроны ионного потока из плазмы. Снижение T_e с ростом p можно объяснить снижением энергии, вносимой вторичными электронами ввиду уменьшения падения напряжения в слое вблизи закрытого торца (дна) полости (см. рисунок 3.13), а также с увеличением потерь энергии на столкновения с молекулами газа. Для всех рассматриваемых случаев наблюдается рост концентрации плазмы с повышением давления (рисунок 3.35, б), однако, концентрация внутри изолированной металлической и кварцевой полости выше, чем в заземленной полости. Это может быть связано с появлением дополнительного источника ионизации (ударная ионизация ускоренными в слое «полость-плазма» вторичными электронами, выбитыми частицами с поверхности полостей), с повышением выхода ионизации плазменными электронами в результате повышения T_e , а также с затруднением условий ухода заряда из полости в случае изолированной металлической или кварцевой полости, поскольку усложняется путь уноса заряда с поверхности полостей. Эти предположения подкрепляются вычисленными для плазмы в кварцевой полости выходами пучковых, плазменных и вторичных электронов (рисунок 3.36, б). Видно, что при повышенных давлениях ионизация происходит в основном за счет пучка. Но с уменьшением давления возрастает вклад вторичных электронов вследствие увеличения модуля ($\varphi_p - \varphi_b$), и при низких давлениях (2-3 Па) вторичные электроны становятся доминирующим источником ионизации, генерирующим дополнительные ионы для нейтрализации зарядки дна полости. Следует отметить, что для всех давлений плазменные электроны не вносят заметного вклада в суммарный выход ионизации z_Σ . Характерно, что потенциал плазмы, заключенной в заземленной полости (рисунок 3.35, в, кривая 1) практически не зависит от давления и всегда положителен (~ 1 В), в то время как потенциал плазмы φ_p в изолированной металлической и кварцевой полостях всегда отрицателен, и заметно понижается с уменьшением давления. Положительный потенциал пучковой плазмы внутри заземленной полости может быть связан с необходимостью удержания электронов плазмы от ухода на стенки полости, находящимся под фиксированным потенциалом земли. Возможная причина отрицательного потенциала плазмы, находящейся внутри изолированной металлической и кварцевой полости, может заключаться в необходимости обеспечения плазмой компенсирующего пучок электронного потока с открытого торца полости на заземленный электрод (экстрактор) источника.

На рисунке 3.36 (а) изображены зависимости потенциала изолированной металлической полости и потенциала пучковой плазмы в ней от давления, при прочих постоянных параметрах эксперимента.

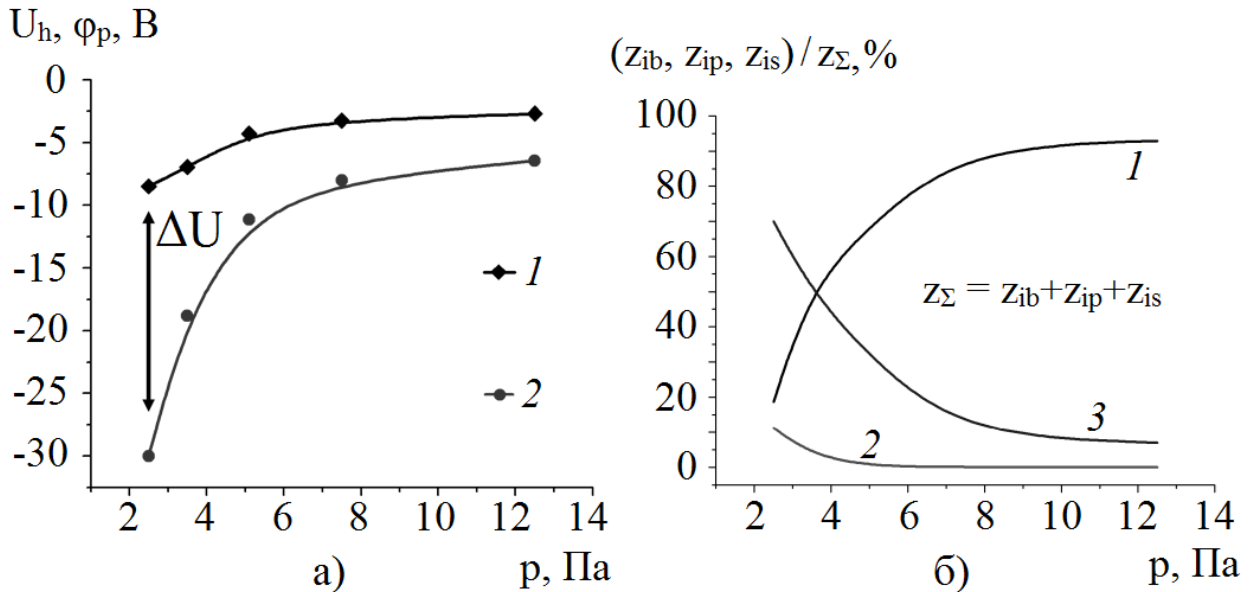


Рисунок 3.36: а) – потенциал пучковой плазмы (1) и плавающий потенциал изолированной металлической полости (2), в зависимости от давления газа. Ток пучка 30 мА, ускоряющее напряжение $U_a = 3$ кэВ; б) – нормированные выходы ионизации пучковыми z_{ib} (1), плазменными z_{ip} (2) и вторичными электронами z_{is} (3), в зависимости от давления, для плазмы в кварцевой полости (численное моделирование) [103]. Ток пучка $I_e = 20$ мА, энергия пучка 3 кэВ (воздух).

Из рисунка 3.36 (а) видно, что с уменьшением давления и потенциал металлической полости, и потенциал пучковой плазмы в ней снижаются, и при любом давлении остаются меньше нуля, хотя потенциал плазмы всегда положителен относительно полости. Поэтому электроны с поверхности полости будут ускоряться разностью потенциалов ΔU и тем самым вносить в плазму дополнительную энергию, увеличивая температуру пучковой плазмы. Следует отметить, что в области низких давлений (2,5 Па), когда разность ΔU максимальна, температура электронов достигает максимального значения в 5,5 эВ (рисунок 3.35, а, кривая 2), с повышением давления эта разность уменьшается, как следствие уменьшается энергия, вносимая в плазму. Во всех полостях, с ростом тока пучка концентрация плазмы растет, а температура электронов и потенциал плазмы практически не меняются (рисунок 3.37).

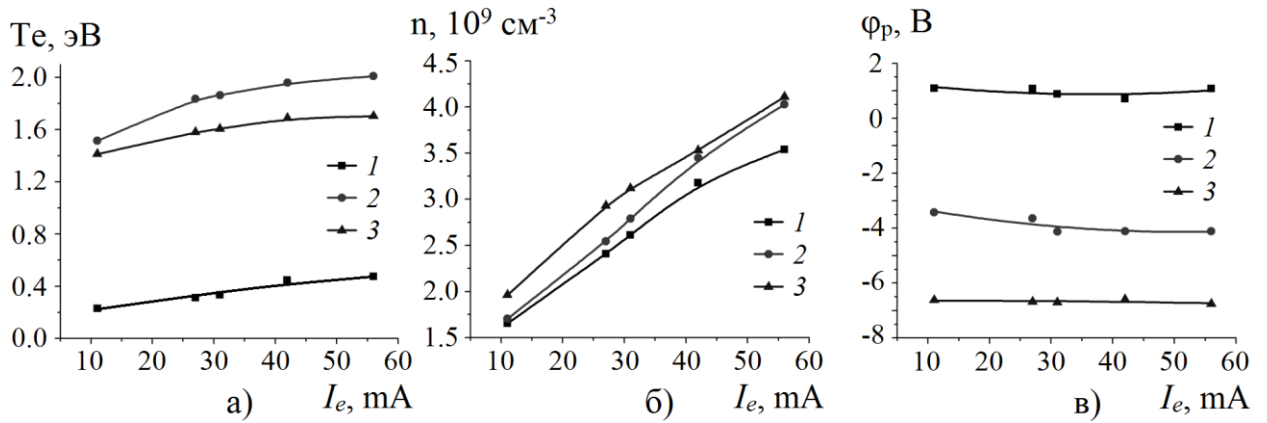


Рисунок 3.37 – Температура электронов (а), концентрация плазмы (б) и потенциал плазмы (в) в зависимости от тока пучка, для плазмы в заземленной металлической (1), изолированной металлической (2) и кварцевой полости (3). Давление 5 Па, ускоряющее напряжение $U_a = 3$ кэВ.

О более высокой температуре электронов в изолированной и кварцевой полостях, по сравнению с заземленной полостью, свидетельствуют результаты оптической диагностики. Спектры свечения пучковой плазмы, заключенной в упомянутых полостях, приведены на рисунках 3.38 – 3.40.

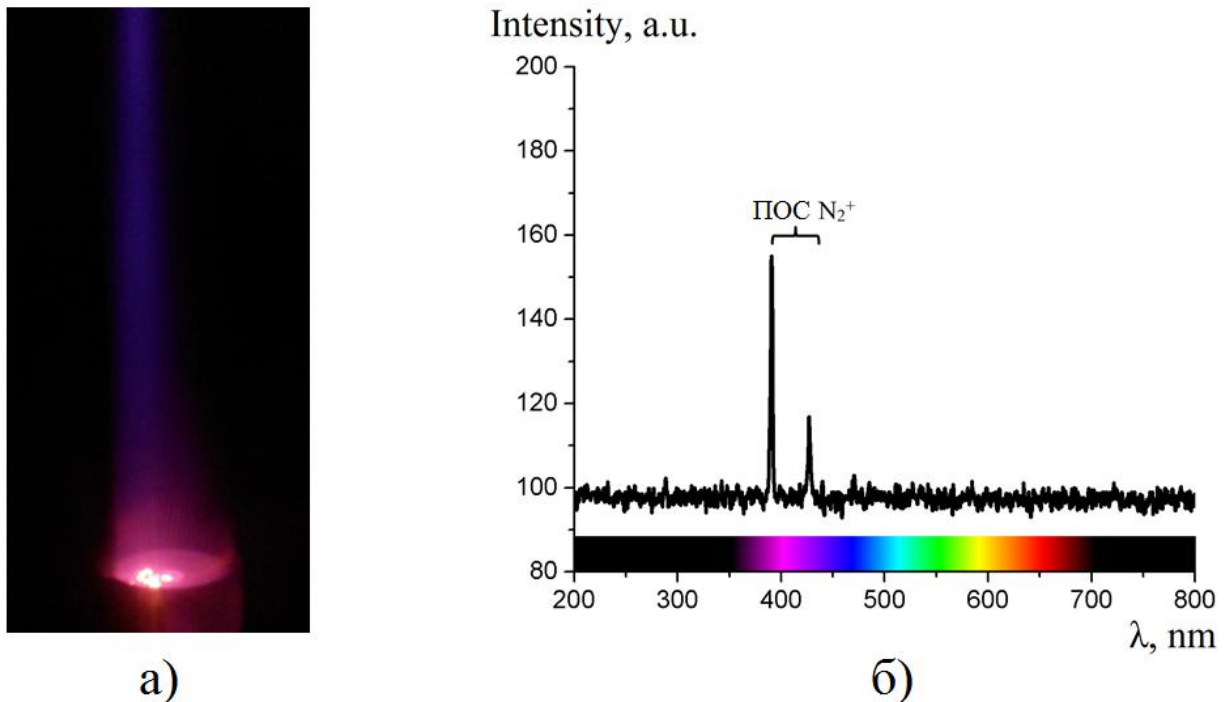


Рисунок 3.38 – Свечение (а) и оптический спектр свечения (б) плазмы в заземленной полости. Давление $p = 3,5$ Па, ток пучка $I_e = 30$ мА, энергия пучка $U_a = 8$ кэВ.

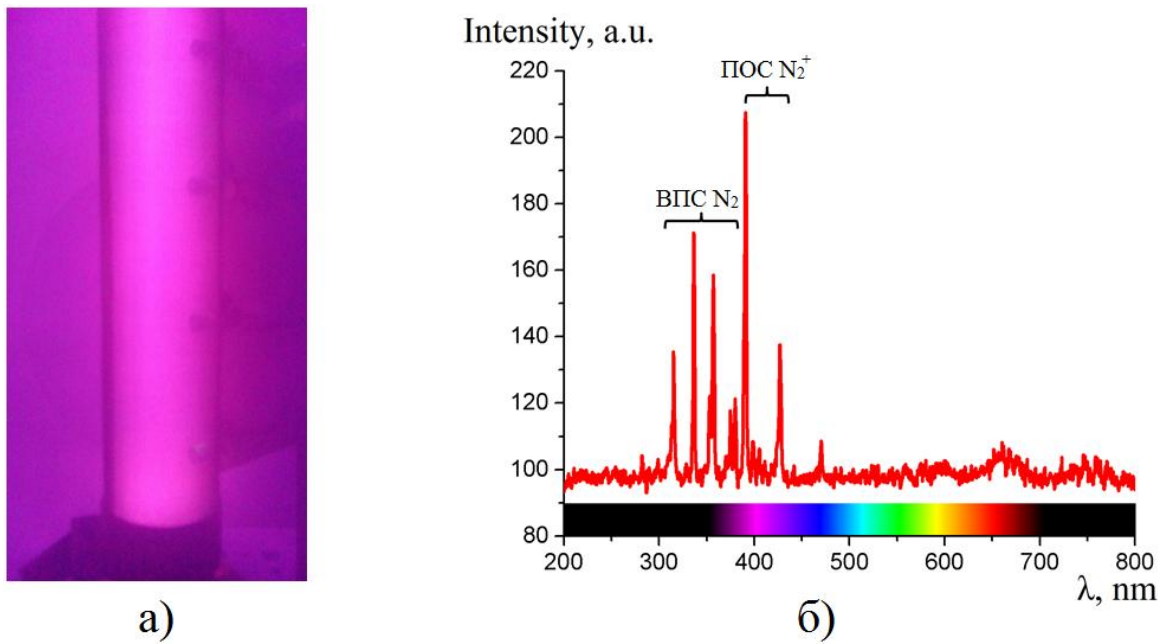


Рисунок 3.39 – Свечение (а) и оптический спектр свечения (б) плазмы в изолированной полости. Давление 3,5 Па, ток пучка $I_e = 30$ мА, энергия пучка $U_a = 8$ кэВ.

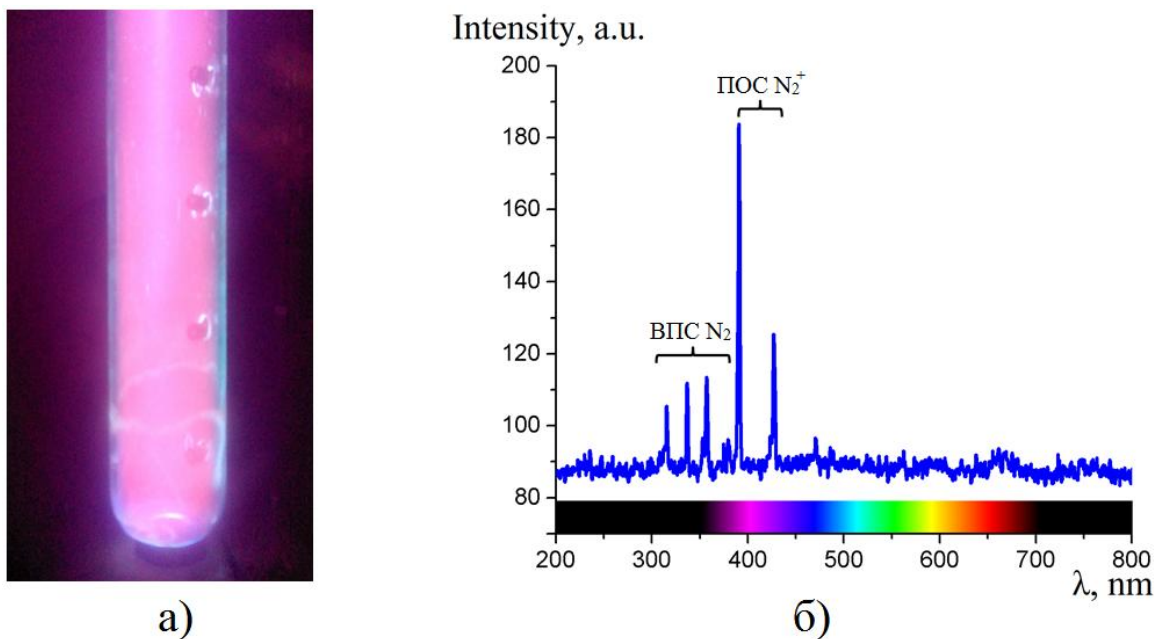


Рисунок 3.40 – Свечение (а) и оптический спектр свечения (б) плазмы в кварцевой полости. Давление 3,5 Па, ток пучка $I_e = 30$ мА, энергия пучка $U_a = 8$ кэВ.

Как видно из рисунка 3.38, при генерации пучковой плазмы внутри заземленной металлической полости, в спектре ее свечения имеются линии 391.4 и 427.8 нм, характерные для первой отрицательной системы (ПОС) молекулярных ионов азота N_2^+ [55], потенциал возбуждения которой довольно высок и составляет величину порядка 20 эВ [131]. Причиной возбуждения этой системы могут быть энергичные электроны пучка. При неизменных параметрах эксперимента, в случае изолирования металлической полости (рисунок 3.39), в спектре свечения дополнительно возникают линии 315, 337.1 и 357.7 нм, характерные для

второй положительной системы (ВПС) возбужденных молекул азота N_2 [55] с более низким потенциалом возбуждения порядка 13 эВ [132]. Следует отметить, что указанные линии второй положительной системы N_2 наблюдаются и в спектре свечения плазмы, формируемой в кварцевой полости. При повышении давления газа до 12,5 Па, линии второй положительной системы появляются и в спектре свечения плазмы в заземленной полости. Наблюдаемые особенности оптических спектров могут быть объяснены следующим образом. Скорость генерации возбужденных молекул азота можно описать следующим выражением: $dn^*/dt = n_e n_g K(T_e)$, где n_e , n_g – концентрация электронов и молекул газа, соответственно, $K(T_e)$ – константа скорости, прямо пропорциональная температуре электронов пучковой плазмы. В заземленной полости T_e в плазме ниже, чем в остальных полостях (рисунок 3.35, а, кривая 1), поэтому, даже при прочих примерно равных n_e и n_g скорость генерации молекул азота с возбужденной ВПС за счет более низкой $K(T_e)$ будет гораздо ниже, чем в изолированной металлической и кварцевой полостях. Однако, как следует из рисунка 3.35, температура электронов с ростом давления в общем случае падает, а концентрация плазмы – растет, поэтому увеличение числа молекул с возбужденной ВПС во всех полостях идет за счет повышения концентрации плазмы с давлением. Отметим, что наличие линий ВПС в спектре свечения плазмы внутри изолированной металлической и кварцевой полостей косвенно подтверждает более высокую температуру электронов в них по сравнению с T_e в плазме в заземлённой металлической полости, при более низких давлениях газа (около 3,5 Па).

Для точного описания физических механизмов, ответственных за продольные профили концентрации плазмы в кварцевой полости (см. рисунок 3.15), необходимо дальнейшее усложнение модели, которая бы учитывала пространственные неоднородности пучка и плазмы. Однако, упомянутым профилям концентрации можно дать следующее качественное объяснение. Концентрация плазмы в полости может быть рассмотрена как функция продольной координаты z в виде суммы двух членов: $n(z) = n_1(z) + n_2(z)$, где $n_1(z)$ – концентрация, обусловленная ионизацией газа пучковыми и плазменными электронами, а $n_2(z)$ – добавка к концентрации, обусловленная ионизацией газа вторичными электронами, эмитированными из дна полости и ускоренными в падении напряжения ($\varphi_p - \varphi_b$) вблизи дна полости. Поэтому зависимость $n_1(z)$ снижается в результате рассеяния пучка и релаксации его энергии, а $n_2(z)$ растет в продольном направлении. Оценки показывают, что ток пучка на полость сопоставим с потоками вторичных электронов, ускоренных в придонном слое. Результирующее распределение $n(z)$ зависит от относительных вкладов

$n_1(z)$ и $n_2(z)$. Следует отметить, что абсолютное значение потенциала дна полости растет с увеличением энергии (см. рисунок 3.12, а), и так же ведет себя разность потенциалов ($\varphi_p - \varphi_b$) с ростом U_a . При низких (2-3 кэВ) энергиях пучка (рисунок 3.15, а, кривая 1), вклад $n_2(z)$ незначителен, и $n(z)$ снижается с продольной координатой, как и для плазмы, созданной при свободном распространении пучка в камере. Повышение энергии пучка до 8 кэВ увеличивает ($\varphi_p - \varphi_b$) и, как следствие, вклад $n_2(z)$, что приводит к росту концентрации плазмы вблизи дна полости (рисунок 3.15, а, кривая 3). Спад концентрации при повышенных давлениях (рисунок 3.15, б, кривая 1) можно объяснить уширением пучка в результате соударений с молекулами газа. При более низких давлениях (рисунок 3.15, б, кривая 3), этот процесс ослаблен. При оптимальных условиях, вклады $n_1(z)$ и $n_2(z)$ сбалансированы, что приводит к относительно однородному продольному профилю концентрации плазмы (рисунок 3.15, кривая 2).

Сравнивая способы генерации плазмы внутри диэлектрического сосуда с помощью индуктивного ВЧ разряда и пучка электронов, следует отметить, что в обоих способах непосредственно в ионизации газа и образовании плазмы участвует лишь малая часть электронов – высокоэнергичные электроны из максвелловского «хвоста» в случае ВЧ плазмы [92-94], и пучковые и вторичные электроны в случае пучковой плазмы. Энергетическая цена ионов η в обоих случаях может быть оценена по формулам [133]:

$$\eta_{RF} = \frac{P_p}{0,4en_{ed}\sqrt{2kT_e/M_i}S_{ves}} \quad \eta_{bp} = \frac{I_b U_a [1 - \exp(-l_h/\lambda_{Rb})]}{0,4en_{ed}\sqrt{2kT_e/M_i}S_h}, \quad (3.47)$$

где n_{ed} – концентрация на границе плазмы, $S_{ves} = 0,88 \text{ м}^2$ и $S_h = 0,026 \text{ м}^2$ – площади внутренних поверхностей диэлектрических сосудов, содержащих ВЧ и пучковую плазму. Числитель формул (3.47) представляет собой мощность, вкладываемую в плазму, а знаменатель – боровский ток ионов на поверхность сосуда. Согласно оценкам, при генерации ВЧ плазмы η_{RF} составляет 25-30 эВ/ион, при генерации пучковой плазмы в полости η_{bp} выше и находится в диапазоне 33-90 эВ/ион, а вкладываемая в плазму мощность составляет порядка сотен Вт для ВЧ плазмы, и единицы Вт – для пучковой. Несмотря на малый вклад мощности в плазму по сравнению с мощностью пучка, и повышенную цену иона при генерации пучковой плазмы в полости, мощность пучка может быть дополнительно использована для испарения находящихся на дне материалов и организации в объеме полости плазмохимических реакций. К прочим преимуществам пучковой плазмы следует отнести отсутствие загрязнения плазмы продуктами распыления ионами стенок ввиду низкого потенциала плазмы; в свою очередь, для ВЧ плазмы из-за существования емкостной связи, распыление стенок сосуда представляет достаточно существенную проблему [50, 94].

3.6 Выводы по главе 3

По изложенному материалу можно сделать следующие выводы:

1) Результаты экспериментов и численного моделирования процессов взаимодействия ускоренного электронного пучка с газом при повышенных давлениях форвакуумного диапазона (1-15 Па) свидетельствуют о возможности эффективной транспортировки электронного пучка без удерживающего магнитного поля. В этих условиях, расширение электронного пучка и потери его энергии незначительны, но в области транспортировки пучка в атмосфере аргона, гелия и воздуха в результате парных столкновений с молекулами газа генерируется плазма с концентрацией 10^9 - 10^{11} см⁻³ и температурой электронов порядка 1 эВ. Концентрация пучковой плазмы спадает по мере распространения пучка, тогда как температура электронов составляет величину порядка 1 эВ и практически не зависит от пространственных координат. В радиальном направлении, концентрация плазмы заметно спадает на масштабах порядка нескольких десятков сантиметров вследствие амбиполярной диффузии. Результаты моделирования свидетельствуют о том, что энергия электронного пучка передается в плазму главным образом в результате соударений ускоренных электронов с электронами внешних оболочек молекул газа, а плазменные электроны охлаждаются, в основном, в соударениях с молекулами газа.

2) Инжекция непрерывного пучка электронов с энергией до 10 кэВ в диэлектрическую полость обеспечивает в форвакуумном диапазоне давлений (2-15 Па) генерацию пучковой плазмы во всем объеме полости. Неоднородность распределения концентрации плазмы в продольном направлении полости определяется энергией электронов и давлением газа, а в радиальном направлении не превышает 10-15%. При повышенном давлении (8-15 Па) и энергиях пучка 2-3 кэВ наблюдается спад концентрации плазмы вглубь полости, а при давлениях 2-5 Па и повышенных энергиях пучка (5-8 кэВ) наблюдается рост концентрации вглубь полости. Оптимизация энергии пучка и давления газа позволяет снизить продольную неоднородность плазмы в полости до 10%.

3. Концентрация и температура электронов пучковой плазмы в диэлектрической полости в 1,5-2,0 раза превышает соответствующие параметры плазмы, создаваемой при распространении пучка в свободном пространстве. Тестовые эксперименты с металлической полостью, а также результаты моделирования показывают, что факт более высокой температуры электронов и концентрации плазмы в полости может быть обусловлен внесением в плазму дополнительной энергии вторичными электронами, ускоренными в пристеночных и придонных слоях полости.

4) Сравнение способов генерации плазмы в диэлектрических объемах безэлектродным индуктивным ВЧ разрядом, и в результате инжекции электронного пучка в полость, позволяют сделать следующие выводы. В форвакуумной области давления (1-15 Па) оба способа позволяют создать однородную плазму с концентрацией порядка 10^9 - 10^{11} см⁻³ и температурой электронов порядка нескольких эВ. Энергетическая цена иона при генерации плазмы в результате инжекции пучка в полость оказывается несколько выше, чем при использовании ВЧ разряда. Однако этот недостаток в полной мере компенсируется отсутствием необходимости согласования импедансов плазменной нагрузки и генератора, а также в более гибкой возможности управления параметрами плазмы при варьировании тока, энергии пучка и давления газа.

ГЛАВА 4. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ

Настоящая глава посвящена описанию возможных применений пучковой плазмы, генерируемой ускоренным электронным пучком в форвакуумной области давлений. Особое внимание уделено генерации газо-металлической плазмы при электронно-лучевом испарении металлической мишени, осаждению покрытий из полученной газо-металлической плазмы, а также применению пучковой плазмы, создаваемой внутри диэлектрической полости, для стерилизации стеклянных или пластиковых сосудов. Результаты, представленные в этой главе, опубликованы в статьях [134-137] и материалах конференций [138, 139]. Две разработки защищены патентами на полезную модель [140, 141].

4.1 Особенности генерации газо-металлической плазмы и осаждения покрытий из нее в форвакуумной области давлений

Как было отмечено в предыдущих главах, процессы в пучковой плазмы, создаваемой в форвакуумной области давлений при наличии электронно-лучевого испарения и ионизации материала твердой мишени, к настоящему времени изучены недостаточно.

4.1.1 Генерация газо-металлической плазмы и ее диагностика

Генерация плазмы осуществлялась в вакуумной камере объемом $0,04 \text{ м}^3$, изготовленной из нержавеющей стали, вакуум в которой обеспечивался безмасляным спиральным насосом со скоростью откачки 1000 л/мин. В качестве рабочего газа использовался воздух. Во всех экспериментах рабочее давление поддерживалось на уровне 2,5 Па. Генерация газовой плазмы (рисунок 4.1) происходила при распространении ускоренного до энергий 3–7 кэВ электронного пучка с током I_e равным 80 – 100 мА и диаметром 8 – 10 мм.

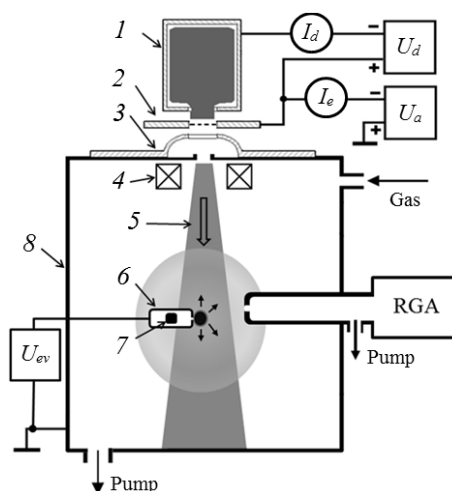


Рисунок 4.1. – Схема эксперимента по генерации газо-металлической пучковой плазмы: 1 – полный катод, 2 – анод с перфорированным электродом, 3 – ускоряющий электрод.

трод, 4 – фокусирующая система, 5 – пучок электронов, 6 – тигель, 7 – фрагмент испаряемого металла, 8 – вакуумная камера [134].

Часть пучка электронов 5 попадала на танталовый тигель 6 в виде полого тонкостенного цилиндра с выходным отверстием диаметром 1 мм в одном из торцов. В полость тигля помещался фрагмент металла (Mg, Zn), который являлся источником атомарных паров. Тигель нагревался электронным пучком, металл внутри плавился и испарялся в объем камеры через отверстие в тигле, а пары металла, выходящие из отверстия, ионизовались электронами пучка. Для измерения состава плазмы использовался описанный в Главе 2 модифицированный квадрупольный масс-спектрометр RGA – 100, входное отверстие которого находилось на расстоянии 6 см от выходного отверстия тигля. Входное отверстие спектрометра и выходное отверстие тигля были смещены друг относительно друга по оси на 1 см для предотвращения прямого попадания потока нейтральных атомов металла из тигля в анализатор.

Примеры полученных спектров ионов магния и цинка представлены на рисунке 4.2. Обращает на себя внимание тот факт, что сигнал спектрометра для ионов металла превышает сигнал ионов газа. Это означает, что, по крайней мере, в условиях эксперимента, на расстоянии 6 см от выходного отверстия тигля концентрация ионов испаряемого металла в плазме пучка выше, чем концентрация ионов газа. Таким образом, предложенный в работе метод генерации ионов металла позволяет получить поток ионов металла, достаточный для применения в технологиях.

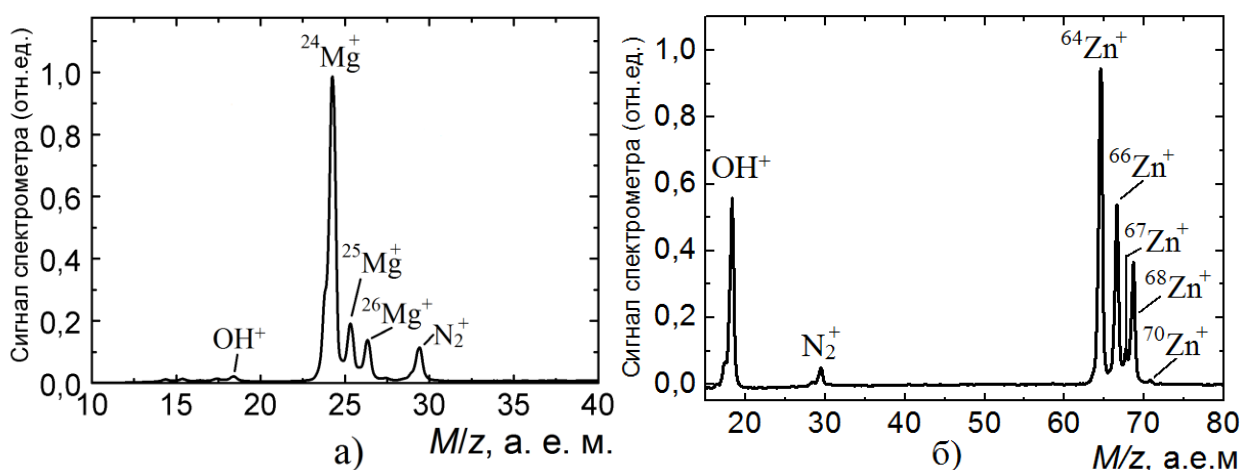


Рисунок 4.2 – Масс-зарядовый спектр ионов, извлекаемых из газо-металлической плазмы при испарении магния (а), и цинка (б). Параметры эксперимента: $I_d = 390$ мА, $U_d = 770$ В, $U_a = 6$ кВ, $I_e = 40$ мА, воздух [134].

Следует отметить, что изотопный состав ионов металла в плазме соответствует естественному распространению изотопов металлов в природе, а следовательно, и их массо-

вым долям в испаряемом материале. Измеренный по высоте пиков спектров изотопный состав ионов металлов, и их распределение в природе, представлены в таблице 4.1.

Таблица 4.1 – Изотопный состав ионов металлов [134]

Изотоп	В плазме, %	В природе, % [142]
^{24}Mg	75	78
^{25}Mg	13	11
^{26}Mg	12	11
^{64}Zn	48	48,6
^{66}Zn	27,5	28
^{67}Zn	5	4
^{68}Zn	19	19
^{70}Zn	0,5	0,4

Как можно заметить, на обоих спектрах присутствуют все стабильные изотопы цинка и магния. Максимальное различие в распределении долей изотопов в плазме для ионов магния составляет 3%, а для ионов цинка 1%. Таким образом, точность измерения ионов металлов спектрометром составляет единицы процентов. Можно предположить, что более сильное различие изотопного состава для магния может быть связано с индивидуальными особенностями самого материала, определяемыми конкретным месторождением.

4.1.2 Оценка вклада электронов пучковой плазмы в получение ионов металлов

Покажем, что в генерацию ионов металлов в форвакуумной области давлений существенный вклад вносят тепловые электроны пучковой плазмы. Результаты исследования параметров пучковой плазмы (см. главу 3), создаваемой в разных газах при давлении 1 – 20 Па электронным пучком с током в несколько десятков мА и энергией до 10 кэВ показали, что концентрация пучковой плазмы имеет величину порядка $10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а температура электронов в ней $T_e = 1 - 2 \text{ эВ}$. Проведем оценку выхода ионизации атомов цинка и магния быстрыми электронами пучка z_{ib} и тепловыми электронами пучковой плазмы z_{ip} , и сравним полученные величины.

Рассмотрим электронный пучок с током $I_b = 10 \text{ мА}$, энергией $U_a = 7 \text{ кэВ}$, имеющий диаметр $d_b = 10 \text{ мм}$, который, распространяясь в камере объемом $V = 0,04 \text{ м}^3$, создает пучковую плазму с концентрацией $n_p = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и температурой электронов $T_e = 2 \text{ эВ}$, нагревает и испаряет металл в тигле, а затем ионизует атомы испарившегося металла.

Пусть концентрация электронов пучка равна $n_b = (4I_b / \pi d_b^2) \sqrt{m_e / e^3 2U_a}$, а в объем рабочей камеры испарилось 10 мг металла. Выражение для концентрации атомов металла в камере можно получить на основе уравнения Менделеева-Клапейрона:

$$n_m = \frac{m_m \cdot N_A}{M_m \cdot V} = \frac{v_{ev} N_A}{4r^2 \sqrt{8\pi M_m R T_{ev}}} \quad (4.1)$$

где m_m – масса испаренного в камеру металла, M_m – молярная масса металла, N_A – число Авогадро, V – объем камеры, v_{ev} – скорость испарения металла (кг/с), r – расстояние от мишени до подложки, R – универсальная газовая постоянная, T_{ev} – температура испарения металла (1380 К для Mg, 1180 К для Zn).

Быстрые электроны пучка соударяются с атомами металла, в результате чего происходит ударная ионизация. Сечение ударной ионизации $\sigma_{ib}(U_a)$, зависящее от энергии электронов U_a , можно оценить по формуле [143]:

$$\sigma_{ib}(U_a) = \frac{1}{16\pi(\varepsilon_0)^2} \frac{e^4 \cdot Z^2}{(U_a)^2 \cdot U_i} (U_a - U_i), \quad (4.2)$$

где ε_0 – электрическая постоянная, e – заряд электрона, Z – зарядовое число атома металла, U_i – энергия однократной ионизации (для магния $U_i = 7,64$ эВ, для цинка $U_i = 9,39$ эВ).

Тогда с учетом формул 4.1, 4.2 выход ионизации атомов магния ускоренными электронами пучка можно оценить по формуле [62]:

$$z_{ib} = n_b \cdot n_m \cdot v_b \cdot \sigma_{ib}(U_a), \quad (4.3)$$

Оценим теперь выход ионизации тепловыми электронами пучковой плазмы. Для этого усредним по энергии частоту столкновений \bar{v}_i приводящих к ионизации тепловыми электронами атомов металла [62]:

$$\bar{v}_i = n_m \cdot \int_0^{\infty} \sigma_{ip}(U) \cdot v \cdot f(U) dU, \quad (4.4)$$

где $\sigma_{ip}(U)$ – сечение ионизации плазменными электронами, v , $f(U)$ – скорость и функция распределения электронов, соответственно.

Поскольку распределение электронов в пучковой плазме можно считать близким к максвелловскому [27, 29-32], выражение для средней частоты ионизации атомов металла плазменными электронами можно записать, аппроксимируя сечение ионизации линейным законом $\sigma_{ip}(U)$:

$$\bar{v}_i = n_m \cdot \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi \cdot m_e}} \cdot \alpha_i \cdot (U_i + 2kT_e) \cdot e^{\left(\frac{-U_i}{kT_e}\right)}, \quad (4.5)$$

где α_i – коэффициент пропорциональности, зависящий от рода вещества [62].

Таким образом, выражение для выхода ионизации атомов магния электронами пучковой плазмы примет вид:

$$z_{ip} = n_p \cdot n_m \cdot \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi \cdot m_e}} \cdot \alpha_i \cdot (U_i + 2kT_e) \cdot e^{\left(\frac{-U_i}{kT_e}\right)}, \quad (4.6)$$

Численные значения выходов ионизации быстрыми z_b и плазменными z_{ip} электронами для магния и цинка, вычисленные по формулам 4.3 и 4.6 соответственно, для описанных выше экспериментальных условий приведены в таблице 4.2.

Таблица 4.2 – Выходы ионизации пучковыми и плазменными электронами

Металл	$z_b, 10^{22} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	$z_{ip}, 10^{22} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$
Магний	8,6	5,7
Цинк	16,3	2,8

Из таблицы видно, что вклад тепловых электронов в образование плазмы металла может быть сравним с вкладом ускоренных электронов пучка ввиду невысоких по сравнению с газовыми молекулами потенциалов ионизации металлов. Это свидетельствует о привлекательности получения ионов металлов при одновременном воздействии электронного пучка и пучковой газовой плазмы в форвакууме. Следует отметить, что мощность электронного пучка может гибко регулироваться источниками питания, что позволяет осуществлять электронно-лучевое испарение как легкоплавких, так и тугоплавких материалов. Метод может быть применен для получения плазмы тяжелых, в том числе и радиоактивных, элементов, с целью осуществления, например, плазмохимических процессов.

Таким образом, продемонстрирован метод генерации ионов металлов электронным пучком посредством нагрева, испарения и ионизации паров металлов самим электронным пучком в форвакуумном диапазоне давлений. Метод может найти применение для нанесения тонких пленок или осуществления плазмохимических реакций с участием металлов в пучковой плазме.

4.1.3 Осаждение покрытий из газо-металлической пучковой плазмы

Для демонстрации возможности нанесения диэлектрического покрытия из газо-металлической плазмы на кремниевую подложку при электронно-лучевом испарении выбраны оксиды алюминия и магния, находящие широкое применение.

Эксперимент (рисунок 4.3) проводился в вакуумной камере 1 объемом 40 л. Камера предварительно откачивалась до предельного вакуума ≈ 1 Па, который обеспечивался исключительно спиральным безмасляным насосом ISP-1000С, а затем в нее напускался рабочий газ – кислород. В течение 30 минут перед началом эксперимента, давление кислорода поддерживалось на уровне 30 Па, а затем было снижено до 2-10 Па.

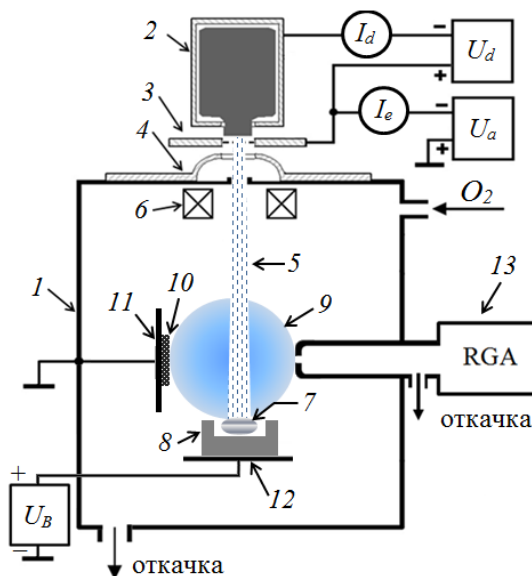


Рисунок 4.3. – Схема эксперимента по осаждению покрытий из газо-металлической пучковой плазмы: 1 – вакуумная камера; 2 – полый катод, 3 – анод с перфорированным электродом; 4 – ускоряющий электрод (экстрактор); 5 – электронный пучок, 6 – фокусирующая система; 7 – фрагмент испаряемого металла, 8 – графитовый тигель; 9 – пучковая газо-металлическая плазма; 10 – кремниевая подложка, 11 – пластина-держатель подложки, 12 – пластина-держатель тигля (электрод смещения), 13 – модифицированный масс-анализатор RGA-100 [136].

Ток пучка I_b был предварительно измерен с использованием коллектора, расположенного под пучком вместо мишени (фрагмента металла 7) и пластины-держателя тигля 12; величина тока пучка оценивалась по току коллектора I_c для разных ускоряющих напряжений U_a и токов эмиссии I_e (см. рисунок 4.4). В процессе эксперимента, с использованием эмиссионных характеристик, приведенных на упомянутом рисунке, ток пучка I_b оценивался для установленных значений I_e и U_a .

Пучок фокусировался магнитным полем короткой фокусирующей системы 6 до диаметра порядка 5 мм, нагревал, плавил и испарял фрагмент 7 металла (Mg или Al), помещенный в углубление графитового тигля 8. Испаренные атомы металла и молекулы кислорода в результате бомбардировки электронным пучком формировали пучковую газо-металлическую плазму 9, частицы которой оседали на кремниевую прямоугольную подложку 10 площадью 1 см^2 , укрепленную на заземленной пластине 11 и размещенную па-

параллельно оси пучка на расстоянии 3 см от нее, и в 3 см от верхней грани тигля. Энергия ионов, падающих на подложку, регулировалась напряжением смещения U_B до 30 В, поданным на пластину 12 диаметром 8 см, на которую был установлен тигель. Это смещение задавало потенциал плазмы. Разность потенциалов между плазмой и подложкой, задаваемая напряжением смещения, не превышала нескольких десятков вольт, что позволяло избежать повреждения диэлектрического покрытия на поверхности подложки вследствие пробоев. Масс-зарядовый состав плазмы исследовался специально модифицированным квадрупольным масс-анализатором 13 RGA-100 [85], входная апертура которого располагалась на уровне подложки напротив нее в 3 см от оси пучка. Объем спектрометра откачивался турбомолекулярным насосом до давления порядка 0,01 Па. Фотографии поверхности покрытий получены сканирующим электронным микроскопом Hitachi TM-1000, этим же прибором исследовался элементный состав покрытий на поверхности кремниевой подложки. Толщина пленок исследовалась Calotest CAT-S-0000. Профиль поверхностей исследовался трехмерным бесконтактным профилометром Micro Measure 3D Station.

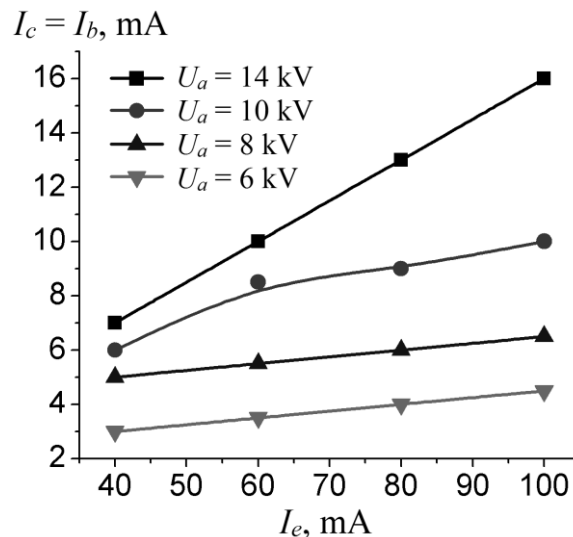


Рисунок 4.4. – Ток коллектора I_c как функция тока эмиссии I_e для нескольких ускоряющих напряжений U_a при давлении кислорода 8 Па [136].

Типичный масс-зарядовый спектр ионов газо-металлической пучковой плазмы, генерируемой при испарении и ионизации магния в атмосфере кислорода, представлен на рисунке 4.5.

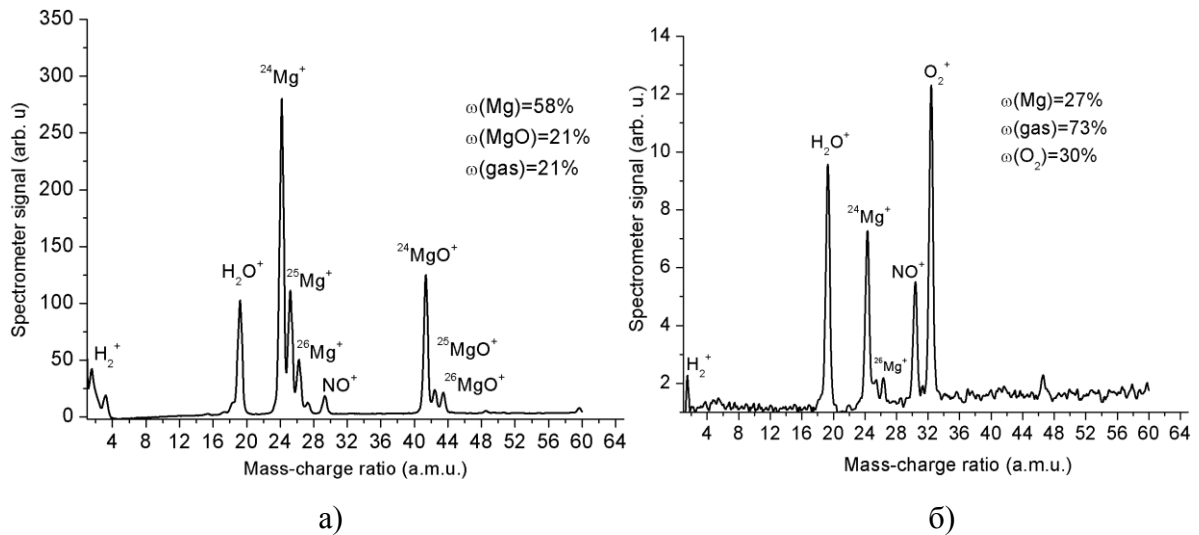


Рисунок 4.5 – Масс-зарядовый спектр ионов пучковой газо-металлической плазмы при давлении 2 Па (а) и 10 Па (б). Ток пучка $I_e = 80$ мА, энергия пучка $U_a = 6$ кВ [136].

Результаты исследования масс-зарядового состава плазмы свидетельствуют о том, что в описываемых условиях генерируемая плазма состоит главным образом из однозарядных ионов газов и ионов металла, а также ионов оксидов металла. В области минимальных давлений форвакуумного диапазона (2-3 Па), в плазме преобладают ионы металлов и его оксидов (рисунок 4.5, а), а при более высоких давлениях порядка 10 Па в плазме начинают преобладать ионы газа, включая ионы молекулярного кислорода.

При неизменной плотности мощности пучка, доля ионов газа и металла ω , которую можно определить как отношение парциальных давлений газа или металла к полному давлению, определяется давлением газа и материалом мишени. Доля ионов металла растет с током и энергией пучка (рисунок 4.6).

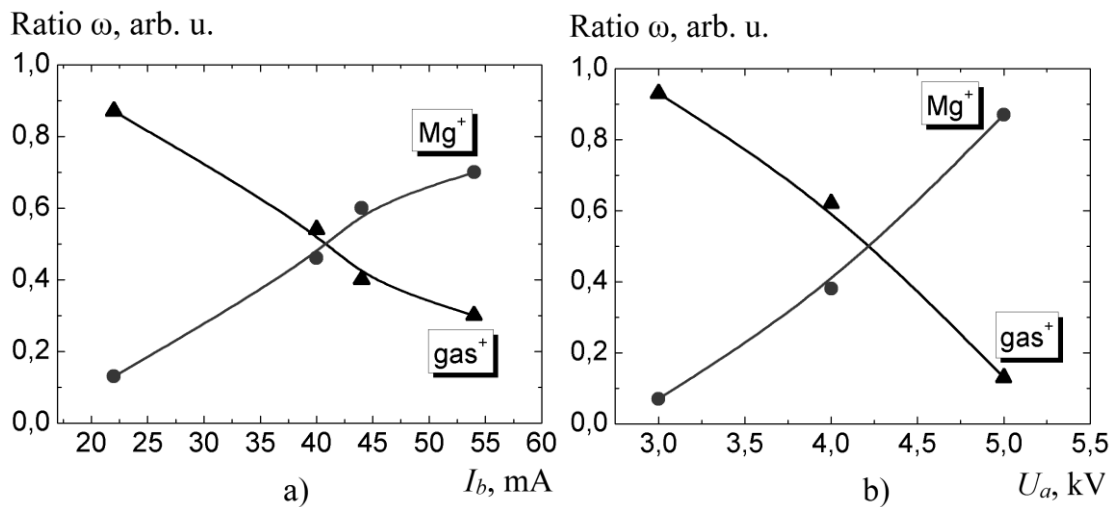


Рисунок 4.6 – Доля ионов газа и металла в плазме, в зависимости от тока пучка I_b (а, при $U_a = 10$ кВ), и энергии пучка (б, при $I_b = 11$ мА). Давление кислорода 5 Па, испаряемый металл – магний [136].

Оценим долю приходящих на образец ионов газа и металла. Считаем пучок однородным, имеющий площадь поперечного сечения A_b , ток I_b и энергию U_a . В камеру до давления p_g напускается кислород, а в результате электронно-лучевого испарения металла в камеру поступают частицы металла, создающие парциальное давление p_m . Полное давление считаем равным $p = p_g + p_m$. Будем считать, что интенсивность испарения металла прямо пропорциональна плотности мощности пучка $w = I_b U_a / A_b$. Покажем возможность независимого контроля массовых долей ионов металла ω_m и газа ω_g в плазме параметрами пучка и давлением газа. Упомянутые массовые доли определяются выражениями:

$$\omega_m(p, w) = p_m / p = (a \cdot w + b) / p, \quad \omega_g = 1 - \omega_m, \quad (4.8)$$

где a, b – постоянные коэффициенты аппроксимации, причем b – отрицательная константа, имеющая смысл пороговой мощности.

Пучок электронов в результате ударной ионизации молекул кислорода и испаренного металла создает пучковую плазму; энергичные плазменные электроны из «максвелловского хвоста» также вносят вклад в ионизацию. Считаем, что электроны в плазме имеют типичную температуру в 1эВ [29], плазма распространяется в радиальном направлении в результате амбиполярной диффузии, а спад концентрации по радиусу можно описать функцией Бесселя (см. Главу 3). Радиальное распределение концентрации ионов сорта j (O_2^+ , Mg^+ , Al^+) от оси пучка до образца, расположенного на расстоянии R_s от оси пучка, определится выражением:

$$n_j(r) = n_{0j} J_0[(2.405 \cdot r) / R_{ch}] \quad (4.9)$$

здесь, n_{0j} – концентрация ионов сорта j на оси пучка, J_0 – функция Бесселя нулевого порядка, r – радиальная координата и R_{ch} – расстояние от оси пучка до стенки камеры, где концентрация плазмы равна нулю.

Величину n_{0j} можно оценить, уравняв рождение ионов под воздействием пучковых и плазменных электронов уходу ионов с границы плазмы (определяемому формулой Бомы):

$$z_{ibj} A_b + \langle z_{ipj} \rangle \pi R_s^2 = 0.4 e n_j(R_s) \sqrt{2kT_e / M_{ij}} 2\pi R_s \quad (4.10)$$

Здесь, z_{ibj} – выход ионизации ($m^{-3}c^{-1}$) ионов сорта j быстрыми электронами пучка [62], $\langle z_{ipj} \rangle$ – радиально-усредненный выход ионизации плазменными электронами [62], R_s – расстояние от оси пучка до образца, M_{ij} – масса иона сорта j .

С учетом выражений (4.9) и (4.10), можно записать для n_{0j} :

$$n_{0j} = \frac{n_b \sqrt{2eU_a / m_e} n_{nj} \sigma_{ij} A_b}{J_0[(2.405 \cdot R_s) / R_{ch}] \cdot 0.4 \sqrt{2kT_e / M_{ij}} \cdot 2\pi R_s - [(1 + J_0((2.405 \cdot R_s) / R_{ch})) / 2] \cdot v_j \pi R_s^2} \quad (4.11)$$

где n_b концентрация пучковых электронов; n_{nj} – концентрация нейтралов сорта j и σ_{ij} – их

сечения ионизации [62]; ν_j – частота ионизации частиц сорта j плазменными электронами [62]. Здесь мы пренебрегли объемной рекомбинацией ионов, считая, что для ионов O_2^+ , Mg^+ , Al^+ при давлениях порядка десятка Па эти коэффициенты малы.

На рисунке 4.7 показаны расчетные распределения концентрации ионов различного сорта при разных массовых долях ионов металла и газа в камере.

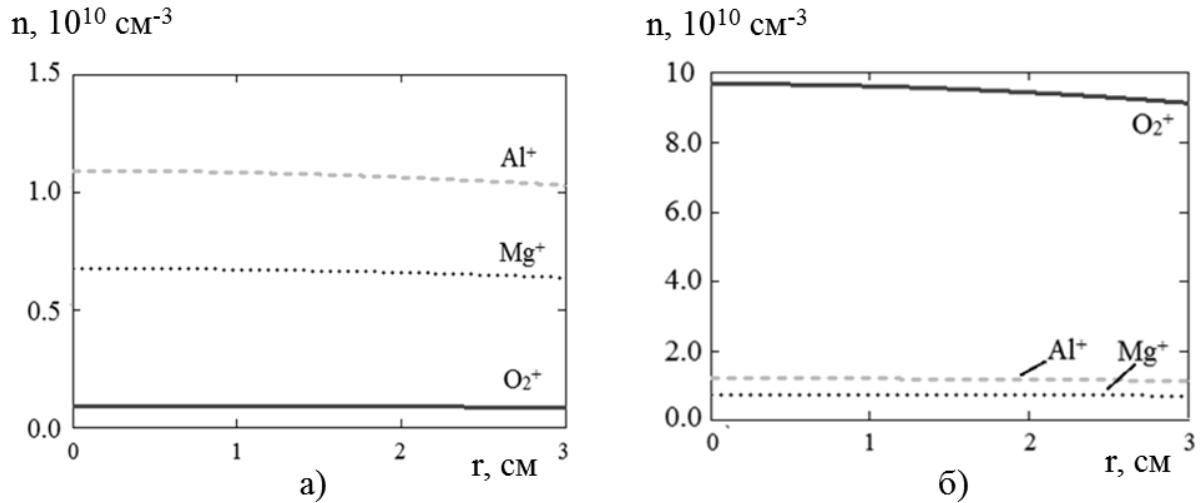


Рисунок 4.7 – Расчетное распределение концентрации ионов металла и газа по радиусу. Давление 1 Па (а) и 10 Па, плотность мощности $5,1 \text{ Вт/мм}^2$ [136].

Оценки показывают, что на расстоянии порядка 3-5 см от оси пучка концентрации ионов газа и металла снижаются незначительно. Абсолютные величины концентраций газовой и металлической компоненты плазмы зависят как от концентрации нейтральных частиц газа и металла в камере, так и от величины сечения и потенциала ионизации. Результаты экспериментов (рисунок 4.6) и численного моделирования (рисунок 4.7) показывают, что доля ионов газа и металла могут независимо регулироваться как интенсивностью испарения (то есть параметрами пучка), так и величиной давления газа.

Результаты, приведенные на рисунке 4.8, демонстрируют зависимость долевого соотношения ионных компонентов газо-металлической плазмы от рода испаряемого металла, при прочих равных параметрах эксперимента.

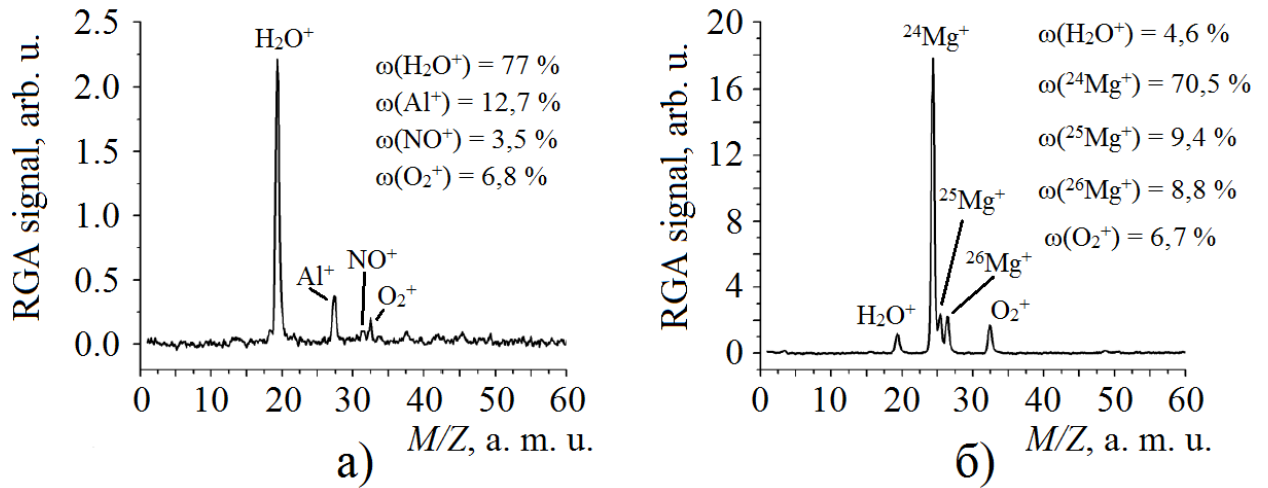


Рисунок 4.8 – Долевое содержание ионов металлов и газов при испарении алюминия (а) и магния (б), в атмосфере кислорода при давлении 3,5 Па. В обоих случаях, ток пучка 25 мА, энергия пучка 7 кэВ.

Из рисунка 4.8 следует, что при одной и той же мощности пучка, долевое содержание ионов металлов в плазме зависит от рода металла, и скорее всего, определяется теплофизическими характеристиками, такими как температура кипения и удельная теплота парообразования. Для алюминия, соответствующие величины равны 2792 К и 284,1 кДж/моль, а для магния более чем в 2 раза меньше – 1363 К и 131,8 кДж/моль [144], поэтому интенсивность испарения алюминия и долевое содержание его ионов в плазме значительно меньше, при прочих равных параметрах эксперимента.

Фотографии поверхности покрытий, нанесенных на кремниевые подложки, приведены на рисунке 4.9.

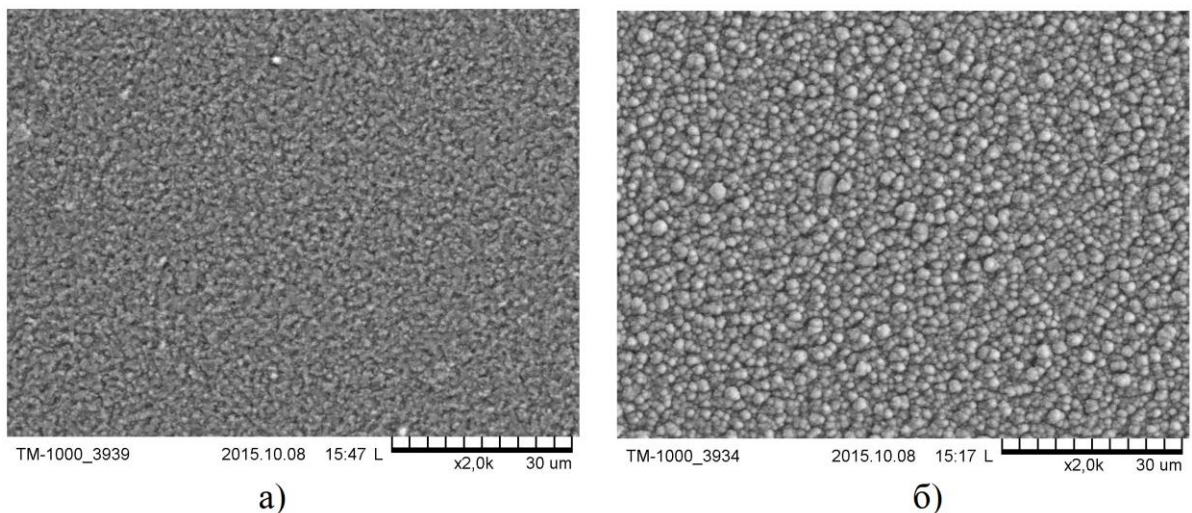


Рисунок 4.9 – Фотографии поверхностей покрытий, осажденных на кремний из газометаллической плазмы при электронно-лучевом испарении алюминия (а) и магния (б) в атмосфере кислорода, при давлении 10 Па в течение 20 мин. Условия эксперимента: а) – $I_b = 16$ мА, $I_e = 100$ мА, $U_a = 14$ кВ, б) – $I_b = 4$ мА, $I_e = 80$ мА, $U_a = 6$ кВ [136].

Из рисунка 4.9 видно, что обсуждаемый метод нанесения покрытий позволяет создавать однородные пленки, не содержащие следов пробоев или прочих дефектов. Трехмерные (рисунок 4.10) и одномерные (рисунок 4.11) профилограммы пленок также демонстрируют высокую степень однородности получаемых покрытий.

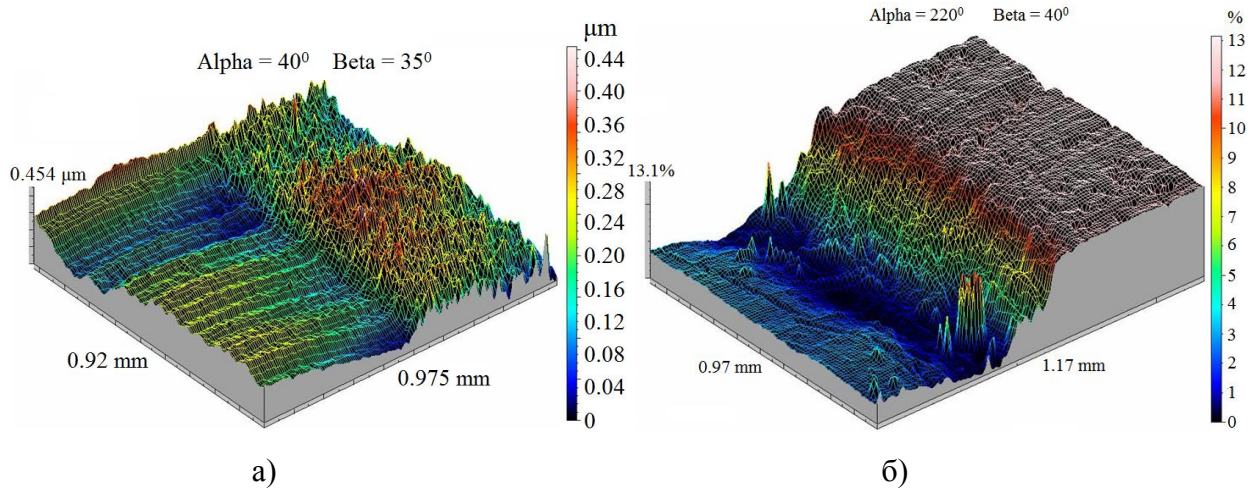


Рисунок 4.10 – Трехмерная профилограмма пленки на поверхности кремния, осажденного из пучковой газо-металлической плазмы при испарении магния (а) и алюминия (б) в атмосфере кислорода в течение 5 мин. Условия эксперимента: $I_b = 10$ мА, $I_e = 100$ мА, $U_a = 10$ кВ, давление 8 Па [136].

Различия в толщинах пленок при испарении Mg и Al при одинаковых давлении и удельной мощности пучка могут быть связаны со значительной разницей в удельной теплоте испарения магния (5440 кДж/кг) и алюминия (9200 кДж/кг) [144]. Экспериментально измеренные значения удельной плотности энергии в процессе испарения магния (22 кДж/кг) и алюминия (495 кДж/кг) значительно ниже энергии сублимации упомянутых металлов (6,17 МДж/кг для Mg и 12,1 МДж/кг для Al [145]); этот факт свидетельствует о том, что испарение металлов происходит из жидкой фазы расплавленного металла в тигле.

Следует отметить, что результаты зондовых измерений свидетельствуют о том, что при испарении металла концентрация плазмы значительно возрастает – к примеру, с $4,3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ (в O_2 при 5 Па, $I_b = 5,5$ мА, $U_a = 8$ кВ) до $8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ при интенсивном испарении магния при тех же параметрах эксперимента.

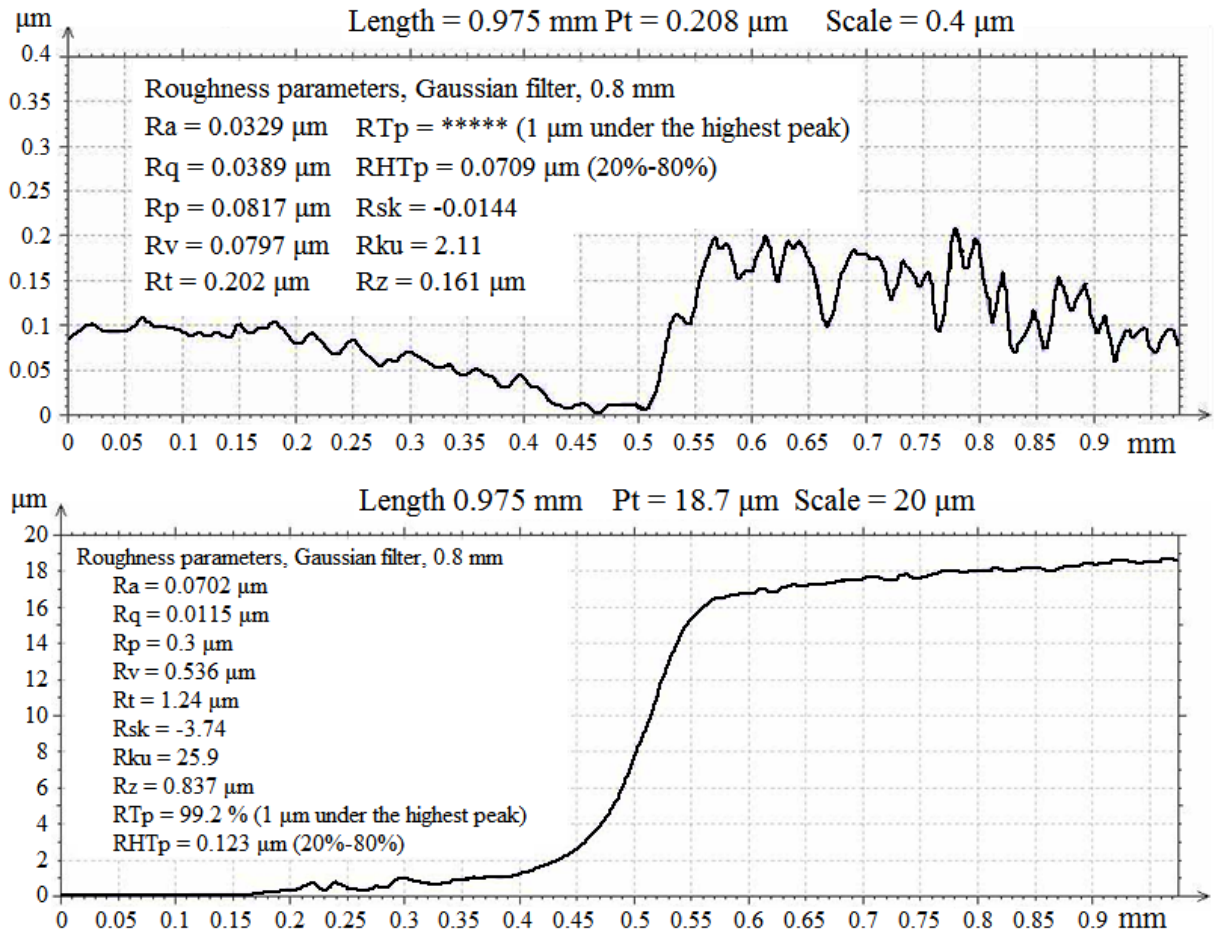


Рисунок 4.11 – Одномерная профилограмма покрытия, полученного при испарении алюминия (сверху) в течение 5 мин, и магния (снизу) в течение 15 мин. Давление кислорода 8 Па, $I_b = 10$ мА, $I_e = 100$ мА, $U_a = 10$ кВ [136].

Результат исследования элементного состава покрытий, осаждаемых на кремнии из газо-металлической пучковой плазмы при испарении Al и Mg, приведен на рисунке 4.12.

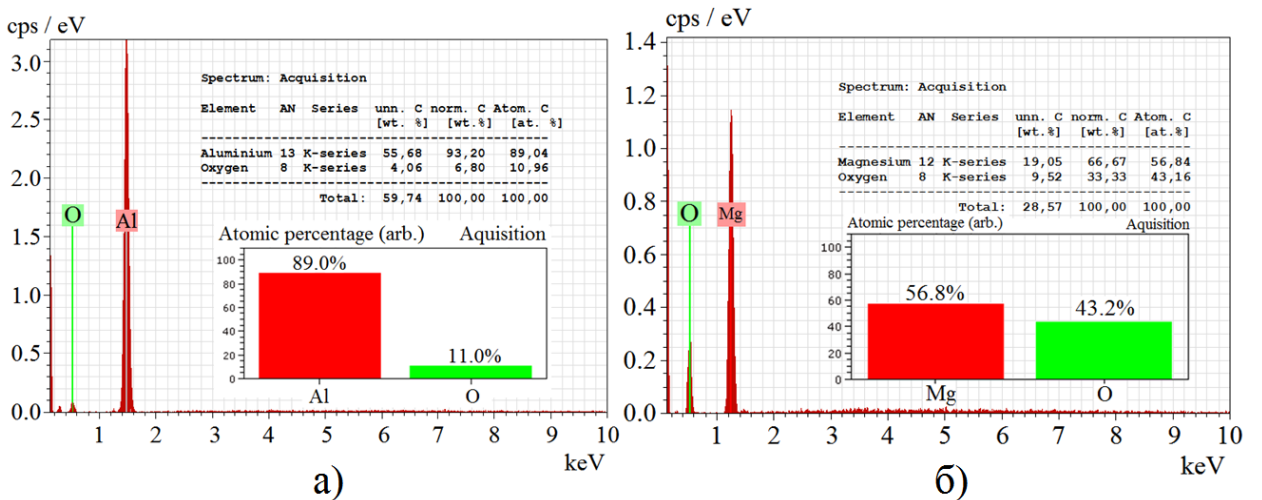


Рисунок 4.12 – Результат исследования элементного состава покрытия, осажденного из газо-металлической плазмы, при электронно-лучевом испарении алюминия (а) и магния (б) в атмосфере кислорода. Параметры эксперимента такие же, как для рисунка 4.12 [136].

Спектры, представленные на рисунке 4.12 свидетельствуют о том, что осажденные покрытия являются нестехиометрическими, и содержат в своем составе как атомы испаренного металла, так и кислорода. Этот факт вместе с малой поверхностной проводимостью демонстрирует успешную возможность применения форвакуумного источника для нанесения диэлектрического покрытия из газо-металлической пучковой плазмы в форвакууме.

Скорости осаждения покрытий (1,2 мкм/мин для Mg и 20 нм/мин для Al) относительно высоки, и демонстрируют преимущество электронно-лучевого испарения [146, 147]. Скорости осаждения пленок MgO, традиционно получаемые с использованием оснащенных фильтром установок на основе вакуумной дуги (~40 нм/мин [145]) и магнетронного напыления (~140 нм/мин [147]) значительно ниже полученных в настоящем эксперименте. Полученные скорости осаждения для Al меньше, но сравнимы со значениями достижимыми с применением фильтрованной вакуумной дуги (~90-120 нм/мин [148, 149]). Фильтрованная дуга и магнетронное распыление обеспечивают нанесение оксидных пленок магния и алюминия на подложках относительно большой площади (~5–320 см² [147-149]); похожая физика процесса (электронно-лучевое испарение происходит из локализованной точки – из места фокусировки пучка, что сходно с испарением материала из катодного пятна вакуумной дуги) также предполагает масштабируемость электронно-лучевого метода. К тому же следует отметить, что описанный метод электронно-лучевого испарения довольно энергоэффективен с удельным потреблением около 100 Вт на см² площади образца, по сравнению с удельным потреблением порядка единиц кВт/см², характерным для фильтрованной вакуумной дуги [148, 149].

Таким образом, показана возможность осаждения диэлектрических бездефектных оксидных пленок металлов (алюминия и магния) на поверхность кремниевой подложки из газо-металлической пучковой плазмы, создаваемой непрерывным плазменным источником при электронно-лучевом испарении соответствующего металла в атмосфере кислорода в форвакууме (10 Па).

4.2. Пучково-плазменная стерилизация стеклянных и пластиковых сосудов

Проблема стерилизации сосудов актуальна для фармацевтической, пищевой, химической промышленности и медицины, и требует от соответствующих технологий высокого бактерицидного эффекта, надежности и производительности. Помимо традиционных методов стерилизации (нагрев, воздействие химических веществ) активно развиваются технологии плазменной стерилизации, позволяющие стерилизовать чувствительные к нагреву и химическим реагентам изделия как при атмосферном давлении [150], так и при

их размещении внутри вакуумных камер при давлении газа 1-100 Па [151]. К настоящему моменту плазменная стерилизация изделий из диэлектрических материалов (стекло, пластик) осуществляется с помощью различных видов газовых разрядов, таких как барьерный [150, 152] и безэлектродный ВЧ разряд [151, 153]. Однако, как отмечают авторы [153], генерация плазмы с помощью барьерного разряда позволяет стерилизовать исключительно плоские предметы. Несмотря на значительную степень проработки технологии стерилизации предметов и сосудов плазмой безэлектродного ВЧ-разряда, позволяющего создавать плотную (10^9 - 10^{11} см⁻³) пространственно однородную плазму для стерилизации трехмерных предметов [153] и различных сосудов [42, 43], к числу недостатков этого метода следует отнести низкую эффективность передачи энергии от источника к плазме, а также проблему согласования генератора и плазменной нагрузки [50]. Стерилизацию с применением электронного пучка, инжектируемого внутрь сосуда и создающего внутри него плазму, можно отнести к числу современных прогрессивных методов стерилизации, поскольку этот метод позволяет эффективно стерилизовать широкий ассортимент сосудов без их нагрева до высоких температур и воздействия вредных химических веществ. К числу значительных недостатков существующих методов электронно-лучевой стерилизации [154, 155] относится необходимость значительно повышать энергию формируемого электронного пучка (не менее несколько сотен кэВ) ввиду малых длин пробега электронов в воздухе атмосферного давления, что влечет за собой необходимость в создании специальных мер по защите персонала от ионизирующего излучения и предъявляет повышенные требования к источникам питания. Все перечисленное значительно повышает цену аппаратуры. Преимущества форвакуумных источников электронов [22], среди которых следует особо отметить их уникальную способность непосредственной обработки диэлектрических материалов [35] любой формы как непрерывным, так и импульсным электронным пучком с энергией до 20 кэВ при давлении 1-100 Па в атмосфере различных газов (воздух, Ar, N₂, O₂ и др.), а также продемонстрированная в Главе 3 возможность создания плотной (10^{10} - 10^{11} см⁻³) пучковой плазмы в сосуде при инъекции внутрь него электронного пучка низких энергий (2-8 кэВ) при давлениях порядка десятка Па, стимулировали исследование возможности стерилизации внутренних поверхностей диэлектрических сосудов воздействием пучковой плазмы и электронного пучка в форвакууме.

4.2.1 Оборудование и методика пучково-плазменной стерилизации сосудов

В ходе экспериментов использовались стеклянные медицинские сосуды объемом 10 мл, и полипропиленовые стаканы объемом 60 мл, каждый из которых в процессе эксперимента располагался под источником соосно с пучком электронов (рисунок 4.13).

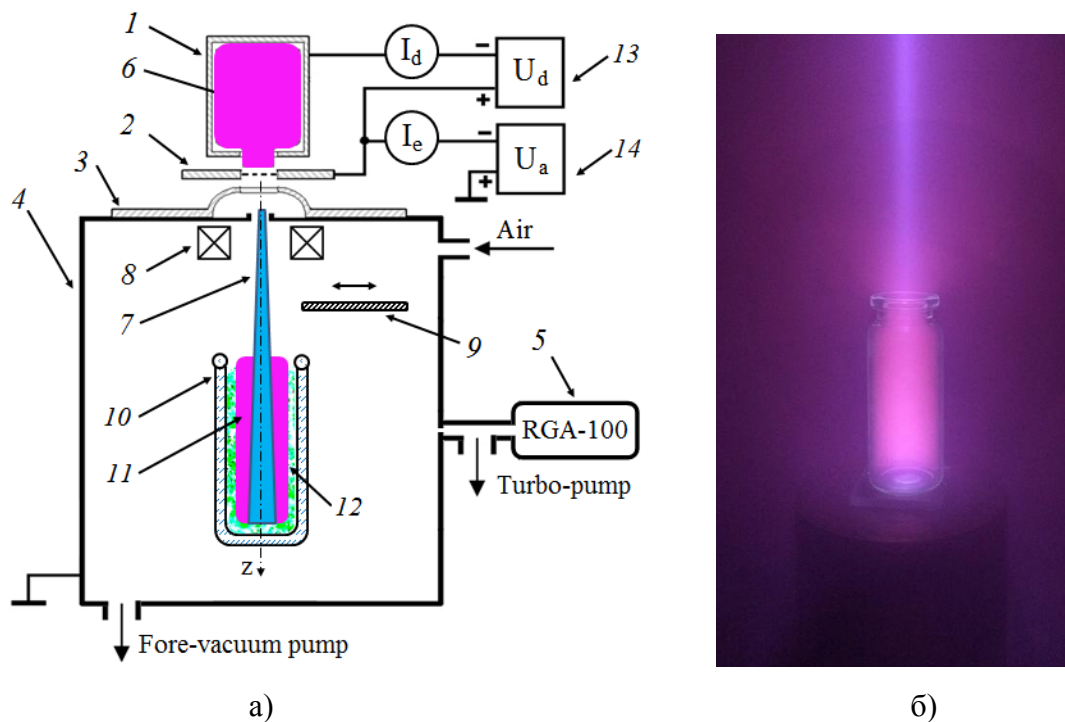


Рисунок 4.13: а) – схема эксперимента: 1 – полый катод, 2 – анод, 3 – экстрактор, 4 – вакуумная камера, 5 – газовый анализатор RGA-100, 6 – плазма разряда, 7 – электронный пучок, 8 – магнитная фокусирующая система, 9 – заслонка, 10 – сосуд, 11 – пучковая плазма, 12 – суспензия с бактериями, 13 – источник питания разряда; 14 – источник ускоряющего напряжения; б) – фотография процесса стерилизации [137].

Рабочим газом служил воздух при давлении 8 Па, давление в вакуумной камере 4 регулировалось изменением потока воздуха, подаваемого непосредственно в камеру, откачка выполнялась механическим спиральным форвакуумным насосом ISP-1000С. Состав рабочего газа отслеживался с помощью квадрупольного газового анализатора 5 RGA-100, внутри которого турбомолекулярным насосом обеспечивался высокий вакуум на уровне 10^{-2} Па. При подаче ускоряющего напряжения U_a от 3 до 6 кВ, приложенного между анодом 2 и ускоряющим электродом 3, из плазмы разряда 6 через сетку в аноде извлекался непрерывный цилиндрический электронный пучок 7 с током, оцениваемым по току I_e в цепи источника ускоряющего напряжения и равным 50 мА. Диаметр пучка был около 5-10 мм. Магнитная система 8 предназначалась для фокусировки пучка. Над сосудом была установлена заслонка 9, которая определяла начало и конец сеанса, и в закрытом состоянии предотвращала проникновение электронного пучка в сосуд. Длительность каждого сеанса облучения τ составляла 5 с. Характерное время срабатывания заслонки составляло порядка 0,2 - 0,5 с. После вывода источника на режим заслонка открывалась, и запускался секундомер, которым контролировалась длительность сеанса облучения. Электронный пучок проникал в цилиндрический сосуд 10, и создавал внутри него пучковую плазму 11.

Для эксперимента использовались два типа сосудов – стеклянные сосуды объемом 10 мл, и пластиковые (полипропиленовые) объемом 60 мл. Стеклянные сосуды имели внутренний диаметр $d_1 = 20$ мм и высоту $h_1 = 55$ мм, полипропиленовые – $d_2 = 36$ мм и высоту $h_2 = 62$ мм, центр дна каждого сосуда при их размещении в камере совмещался с осью источника электронов. После 5 с облучения заслонка закрывалась, и ускоряющее напряжение выключалось. В процессе эксперимента проводилось от 1 до 18 сеансов.

Для оценки стерилизующего эффекта на внутреннюю поверхность (на дно и стенки) сосуда наносилась суспензия *I2* плотности 1-2 стандарта мутности по МакФарланду, содержащая $1 \cdot 10^9$ КОЕ/мл бактерий кишечной палочки штамма *E. coli* ATCC 25922. Приготовление микробной взвеси и инокуляция сосуда и контрольной чашки Петри были выполнены по стандартной методике, которая заключалась в следующем. Культуру *E. coli* выращивали на простом агаре в течение суток. Через сутки, с суточной культуры *E. coli* готовили смыв в физиологическом растворе по стандарту мутности 1-2 по МакФарланду (около $1 \cdot 10^9$ КОЕ/мл). Полученную суспензию наносили с помощью стерильного тампона на дно и стенки сосуда, затем сосуд помещался в камеру и подвергался сеансам пучково-плазменного воздействия. По завершении всех сеансов сосуд извлекался из камеры и отправлялся на бактериологическое исследование.

Отбор проб с поверхности простерилизованного сосуда проводили методом смывов. С внутренней поверхности (отдельно со дна и со стенок) делали смыв в 2 мл 0,5%-ного сахарного бульона с помощью стерильных тампонов. Полученные смывы инкубировали при 32°C в течение 7 суток на среде Эндо в отдельной чашке Петри. Каждая серия опытов сопровождалась контролем – сравнение степени прорастания смыва с не подвергавшимся пучково-плазменному воздействию посевом *E. coli* на среде Клиглера. В случае, если образец поверхности сосуда, с которого сделан смыв, был не стерилен, в соответствующем секторе чашки Петри наблюдался рост культуры *E. coli* (рисунок 4.14).

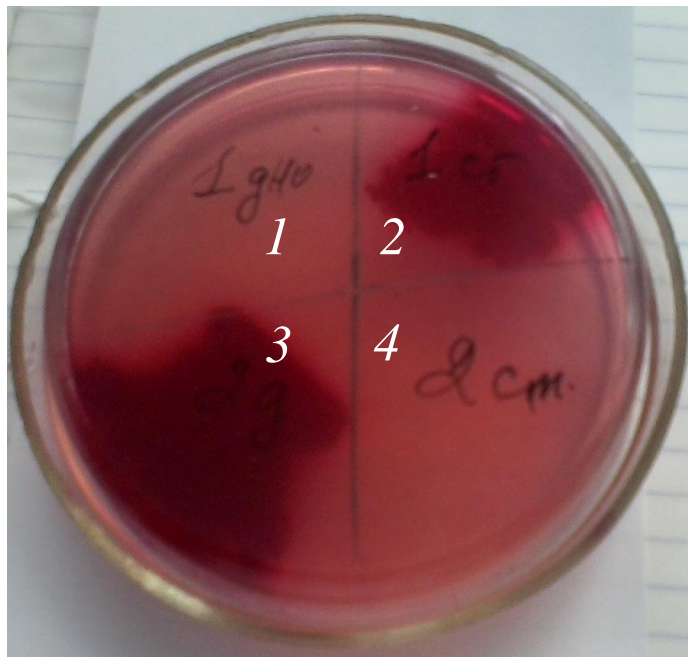


Рисунок 4.14 – Чашка Петри, содержащая смывы со стерильных (1, 4) и нестерильных (2, 3) участков сосуда [137].

В качестве основного параметра была выбрана энергия, которая вносилась в сосуд за все сеансы облучения, и вычисляемая по следующей формуле:

$$E_{\Sigma} = I_e U_a \cdot n \cdot \tau, \quad (4.12)$$

где n – количество сеансов облучения, которое выбиралось таким, чтобы для разных энергий пучка U_a сохранить примерно одинаковую энергию E_{Σ} .

Для оценки эффективности стерилизации вычислялась усредненная плотность энергии D_E , которая определялась как отношение энергии, определяемой (4.12), к площади внутренней поверхности сосуда S :

$$D_E = \frac{E_{\Sigma}}{S} \quad (4.13)$$

Эксперименты проводились при постоянном давлении $p = 8$ Па и токе эмиссии $I_e = 50$ мА для трех разных энергий пучка (3, 4,5 и 6 кэВ). Степень стерилизации определялась как отношение числа стерильных участков сосуда к общему числу участков в каждой серии.

4.2.2 Результаты пучково-плазменной стерилизации

Результаты эксперимента по стерилизации стеклянных и полипропиленовых сосудов приведены в таблицах 4.3 и 4.4 соответственно.

Таблица 4.3 – Результат стерилизации стеклянного сосуда, инокулированного E.coli

№	U_a , кВ	Число сеансов n	D_E , Дж/см ²	Результат		Число стерильных образцов / всего образцов
				Дно	Стенки	
1	3	1	0,2-0,4	стерильно	<i>нестерильно</i>	3/6
	4,5	1		<i>нестерильно</i>	стерильно	
	6	1		стерильно	<i>нестерильно</i>	
2	3	4	0,8	стерильно	стерильно	4/6
	4,5	3		стерильно	<i>нестерильно</i>	
	6	2		стерильно	<i>нестерильно</i>	
3	3	9	1,7	стерильно	стерильно	5/6
	4,5	6		стерильно	стерильно	
	6	3		стерильно	<i>нестерильно</i>	
4	3	18	3,5	стерильно	стерильно	6/6
	4,5	12		стерильно	стерильно	
	6	8		стерильно	стерильно	

Таблица 4.4 – Результат стерилизации полипропиленового сосуда

№	U_a , кВ	Число сеансов n	D_E , Дж/см ²	Результат		Число стерильных образцов / всего образцов
				Дно	Стенки	
1	3	1	0,1-0,2	<i>нестерильно</i>	<i>нестерильно</i>	0/6
	4,5	1		<i>нестерильно</i>	<i>нестерильно</i>	
	6	1		<i>нестерильно</i>	<i>нестерильно</i>	
2	3	4	0,4	стерильно	стерильно	2/6
	4,5	3		<i>нестерильно</i>	<i>нестерильно</i>	
	6	2		<i>нестерильно</i>	<i>нестерильно</i>	
3	3	6	0,56	<i>нестерильно</i>	стерильно	4/6
	4,5	4		стерильно	<i>нестерильно</i>	
	6	3		стерильно	стерильно	
4	3	12	1,12	<i>нестерильно</i>	стерильно	5/6
	4,5	8		стерильно	стерильно	
	6	6		стерильно	стерильно	
5	3	16	1,5	стерильно	стерильно	6/6
	4,5	11		стерильно	стерильно	
	6	8		стерильно	стерильно	

Как следует из таблиц 4.3-4.4, доля стерильных образцов растет с увеличением количества сеансов облучения при любых энергиях пучка. С повышением средней суммарной дозы степень стерилизации достигает 100%, причем эффективно стерилизуется как дно сосуда, так и его стенки. Следует отметить, что видимых деформаций поверхности полипропиленовых сосудов не происходило при энергии пучка 3 кэВ при любом количестве сеансов облучения. Во всех случаях контрольный посев с культурой E. coli, не подвергавшийся стерилизационному воздействию, показывал активный рост.

Типичный результат измерения температуры медной пластины на дне полости, полученный с помощью термопары, приведен на рисунок 4.15.

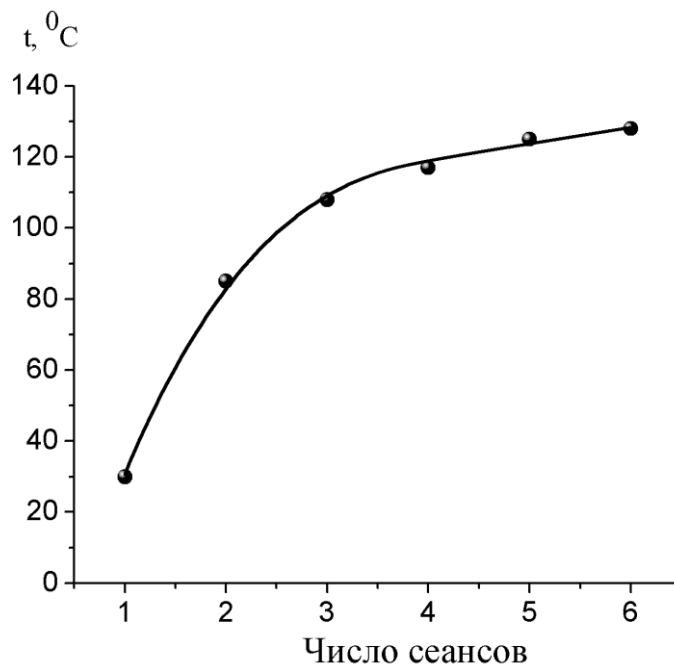


Рисунок 4.15 – Температура пластины на дне колбы после разного числа сеансов облучения. Давление 8 Па, ток пучка 40 мА, энергия пучка 9 кВ.

Видно, что температура превышает величину 100 градусов Цельсия, которая обычно используется в паровых стерилизаторах, однако длительность облучения, достаточная для пучково-плазменной стерилизации (порядка 3 мин) существенно ниже, чем в паровом стерилизаторе (40 мин-3 ч). Следует однако отметить, что с повышением тока пучка до 90 мА и повышение длительности сеанса облучения свыше 3-5 сек приводит к значительному росту температуры (до 300 $^\circ\text{C}$). Данный эффект является нежелательным, поэтому актуальным является дальнейшее снижение температуры поверхности облучаемого сосуда.

Масс-спектр рабочего газа, полученный с помощью RGA-100 (см. рисунок 3.11 в главе 3), свидетельствует о присутствии в составе газов как значительного числа молекулярного азота и кислорода, так и более низкого количества атомарного азота и кислорода, которые, как отмечают авторы [156], обуславливают бактерицидные свойства плазмы. С увеличением числа сеансов, а следовательно, и времени воздействия активных компонент плазмы на клетки микробов, возрастает стерилизующий эффект. Результаты измерения оптических спектров (см. рисунок 3.40 главы 3) говорят о наличии в спектре плазмы ультрафиолетового излучения, также способствующего стерилизации.

4.3 Выводы по главе 4

1) Отличительная особенность электронно-лучевого испарения металлов (Zn, Mg) в форвакуумной области давлений (2-15 Па) заключается в одновременной ионизации частиц испаряемого материала и остаточного газа, что, в свою очередь, обуславливает генерацию газо-металлической плазмы с концентрацией 10^9-10^{10} см⁻³ и температурой электронов 1-2 эВ. Долевое соотношение ионов газов и металлов в упомянутой газо-металлической плазме может регулироваться изменением давления газа и плотности мощности электронного пучка. При этом относительное содержание ионов металла в плазме может варьироваться в пределах ~10-80%. Ввиду более низкого потенциала ионизации атомов металла по сравнению с молекулами газа, плазменные электроны участвуют в ионизации атомов металла в большей степени, нежели газа.

2) Газо-металлическая пучковая плазма, получаемая с помощью форвакуумного плазменного источника электронов при испарении с одновременной ионизацией паров металла (Mg, Al) в атмосфере кислорода в форвакуумной области давлений (2-10 Па), может быть использована для осаждения оксидных покрытий. К преимуществам упомянутого метода следует отнести высокую скорость осаждения (~20-1200 нм/мин) и бездефектность покрытий, а также умеренное (порядка сотни ватт на кв. см площади образца) энергопотребление.

3) Инжекция электронного пучка током 10-100 мА и энергией 2-8 кэВ, формируемого форвакуумным плазменным источником непрерывного электронного пучка, в диэлектрический (стеклянный или полипропиленовый) сосуд с образованием внутри него пучковой плазмы в форвакуумной области давлений (2-15 Па) может быть использована для пучково-плазменной стерилизации внутренней поверхности сосуда. Результаты экспериментов по стерилизации на примере воздействия на культуру E.coli позволяют утверждать, что с использованием упомянутого метода возможна организация режимов стерилизации стеклянных и полипропиленовых сосудов объемом порядка нескольких десятков мл, без видимых повреждений их поверхности. Обнаруженная зависимость степени стерилизации от усредненной плотности энергии, внесенной внутрь сосуда, позволяет предполагать существование режимов эффективной стерилизации стеклянных сосудов, а также стимулирует поиск режимов стерилизации термочувствительных пластиковых сосудов. Вероятным стерилизующим фактором является совокупное воздействие химически активных ионов, УФ излучения и нагрева, имеющих место при пучково-плазменном воздействии на сосуд.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертационной работы заключаются в следующем:

1. Результаты экспериментов и численного моделирования процессов взаимодействия ускоренного электронного пучка с газом при повышенных давлениях форвакуумного диапазона (1-15 Па) свидетельствуют о возможности эффективной транспортировки электронного пучка без удерживающего магнитного поля. В этих условиях, расширение электронного пучка и потери его энергии незначительны, но в области транспортировки пучка в атмосфере аргона, гелия и воздуха в результате парных столкновений с молекулами газа генерируется плазма с концентрацией 10^9 - 10^{11} см⁻³ и температурой электронов порядка 1 эВ. Концентрация пучковой плазмы спадает по мере распространения пучка, тогда как температура электронов составляет величину порядка 1 эВ и практически не зависит от пространственных координат. В радиальном направлении, концентрация плазмы заметно спадает на масштабах порядка нескольких десятков сантиметров вследствие амбиполярной диффузии. Результаты моделирования свидетельствуют о том, что энергия электронного пучка передается в плазму главным образом в результате соударений ускоренных электронов с электронами внешних оболочек молекул газа, а плазменные электроны охлаждаются, в основном, в соударениях с молекулами газа.

2. Для исследования параметров пучковой плазмы создаваемой плазменным источником в форвакуумной области давлений, в том числе плазмы, генерируемой как в при свободном распространении пучка в камере, так и плазмы, создаваемой внутри диэлектрической полости, а также газо-металлической пучковой плазмы, может быть эффективно использована зондовая диагностика на основе одиночного плоского зонда Ленгмюра с экранированной от пучка принимающей поверхностью. При этом, в случае диагностики плазмы внутри полости, зонды должны быть введены внутрь через отверстия в боковой стенке полости.

3. Модернизация конструкции и оптимизация параметров обращенного времяпролетного масс-спектрометра, заключающиеся в дополнительной установке диафрагмы в трубе дрейфа и в замене вторично-электронного умножителя на микроканальную пластину в детекторе ионов, а также в определении оптимальных диаметра входной апертуры и напряжения на отклоняющих пластинах, позволяет на два порядка величины повысить уровень выходного сигнала спектрометра и использовать его для исследования масс-зарядового состава пучковой плазмы, генерируемой в форвакуумном диапазоне давлений (1 - 15 Па). Модернизация серийно выпускаемого квадрупольного газового анализатора остаточной атмосферы RGA-100, заключающаяся в установке и оптимизации трехэлек-

тродной системы извлечения и формирования ионного пучка, позволила создать устройство, способное с точностью до 1 а. е. м. исследовать состав как газовой, так и газометаллической плазмы, генерируемой в форвакуумной области давления.

4. Предложена методика генерации пучковой плазмы в форвакуумной области давления (1-15 Па) внутри диэлектрического объема путем инжекции в него непрерывного электронного пучка с энергией до 10 кэВ. Неоднородность распределения концентрации плазмы в продольном направлении полости определяется энергией электронов и давлением газа, а в радиальном направлении не превышает 10-15%. При повышенном давлении (8-15 Па) и энергиях пучка 2-3 кэВ наблюдается спад концентрации плазмы вглубь полости, а при давлениях 2-5 Па и повышенных энергиях пучка (5-8 кэВ) наблюдается рост концентрации вглубь полости. Оптимизация энергии пучка и давления газа позволяет снизить продольную неоднородность плазмы в полости до 10%. Концентрация и температура электронов пучковой плазмы в диэлектрической полости в 1,5-2,0 раза превышает соответствующие параметры плазмы, создаваемой при распространении пучка в свободном пространстве. Тестовые эксперименты с металлической полостью, а также результаты моделирования показывают, что факт более высокой температуры электронов и концентрации плазмы в полости обусловлен внесением в плазму дополнительной энергии вторичными электронами, ускоренными в пристеночных и придонных слоях полости.

5. В качестве тестового объекта по выявлению особенностей параметров пучковой плазмы в диэлектрическом объеме может служить плазма, создаваемая индуктивным ВЧ разрядом, генерируемым в диэлектрическом объеме в форвакууме (1-8 Па) внешней антенной. Для повышения достоверности оценки параметров ВЧ плазмы в диэлектрическом объеме целесообразно использовать широкий спектр диагностических методик – ленгмюровский зонд, микроволновую интерферометрию, а также оптическую спектроскопию. При этом, сравнение способов генерации плазмы в диэлектрических объемах безэлектродным индуктивным ВЧ разрядом, и в результате инжекции электронного пучка в полость, позволяют сделать следующие выводы. В форвакуумной области давления (1-15 Па) оба способа позволяют создать однородную плазму с концентрацией порядка 10^9 - 10^{11} см⁻³ и температурой электронов порядка нескольких эВ. Энергетическая цена иона при генерации плазмы в результате инжекции пучка в полость оказывается несколько выше, чем при использовании ВЧ разряда. Однако этот недостаток в полной мере компенсируется отсутствием необходимости согласования импедансов плазменной нагрузки и генератора, а также в более гибкой возможности управления параметрами плазмы при варьировании тока, энергии пучка и давления газа.

6. Плазма, создаваемая при инъекции электронного пучка током 10-100 мА и энергией 2-8 кэВ, формируемого форвакуумным плазменным источником непрерывного электронного пучка, в диэлектрический (стеклянный или полипропиленовый) сосуд в форвакуумной области давлений (2-15 Па) может быть использована для пучково-плазменной стерилизации внутренней поверхности сосуда. Результаты экспериментов по стерилизации на примере воздействия на культуру *E.coli* позволяют утверждать, что с использованием упомянутого метода возможна организация режимов стерилизации стеклянных и полипропиленовых сосудов объемом порядка нескольких десятков мл, без видимых повреждений их поверхности. Обнаруженная зависимость степени стерилизации от усредненной плотности энергии, внесенной внутрь сосуда, позволяет предполагать существование режимов эффективной стерилизации стеклянных сосудов, а также стимулирует поиск режимов стерилизации термочувствительных пластиковых сосудов. Вероятным стерилизующим фактором является совокупное воздействие химически активных ионов, УФ излучения и нагрева, имеющих место при пучково-плазменном воздействии на сосуд.

7. Отличительная особенность электронно-лучевого испарения металлов (Zn, Mg) в форвакуумной области давлений (2-15 Па) заключается в одновременной ионизации частиц испаряемого материала и остаточного газа, что, в свою очередь, обуславливает генерацию газо-металлической плазмы с концентрацией 10^9 - 10^{10} см⁻³ и температурой электронов 1-2 эВ. Долевое соотношение ионов газов и металлов в упомянутой газо-металлической плазме может регулироваться изменением давления газа и плотности мощности электронного пучка. При этом относительное содержание ионов металла в плазме может варьироваться в пределах ~10-80%. Ввиду более низкого потенциала ионизации атомов металла по сравнению с молекулами газа, плазменные электроны участвуют в ионизации атомов металла в большей степени, нежели газа. Такая газо-металлическая пучковая плазма, получаемая с помощью форвакуумного плазменного источника электронов при испарении с одновременной ионизацией паров металла (Mg, Al) в атмосфере кислорода в форвакуумной области давлений (2-10 Па), может быть использована для осаждения оксидных покрытий. К преимуществам упомянутого метода следует отнести высокую скорость осаждения (~20-1200 нм/мин) и бездефектность покрытий, а также умеренное (порядка сотни ватт на кв. см площади образца) энергопотребление.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крейндель, Ю. Е. Плазменные источники электронов / Ю. Е. Крейндель. – М.: Атомиздат, 1977. – 144 с.
2. Окс, Е. М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения / Е. М. Окс. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 216 с.
3. Коваль, Н. Н. Нано-структурирование поверхности металлокерамических и керамических материалов при импульсной электронно-пучковой обработке / Н. Н. Коваль, Ю. Ф. Иванов // Известия вузов. Физика. – 2008. – Т. 51, № 5. – С. 60-70.
4. Гаврилов, Н. В. Электронные источники с плазменными катодами для получения пучков большого сечения / Н. В. Гаврилов, В. И. Гушенец, Н. Н. Коваль, Е. М. Окс, В. С. Толкачев, П. М. Щанин // Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / Под ред. П.М. Щанина. – Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993. – С.42-78.
5. Гаврилов, Н. В. Источники ионов технологического назначения на основе разрядов с холодными катодами / Н. В. Гаврилов, Е. М. Окс, Г. Ю. Юшков, В. Я. Мартенс, А. П. Семенов, О. А. Шубин // Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / Под ред. П.М. Щанина. – Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993. – С.79-118.
6. GavriloV, N. V. High-Current Pulse Sources of Broad Beams of Gas and Metal Ions for Surface Treatment / N. V. GavriloV, E. M. Oks. // Nucl. Instrum. And Methods in Physics Research, A. – 2000. – Vol.439, №1. – P.31-44.
7. Васильев, М. Н. Экспериментальное исследование генерации и приложений неравновесной низкоэнтальпийной электронно-пучковой плазмы: дис. д-ра тех. наук: 01.04.14 / Васильев Михаил Николаевич. – Москва, 1998. – 347 с.
8. Hedvall, P. Properties of a Plasma Created by an Electron Beam // J. Appl. Phys. – 1962. – Vol.33, №8. – P.2426-2429.
9. Hopson, J. E. Beam-Generated Beam – Plasma System // J. Appl. Phys. – 1963. – Vol.34, №8. – P.2425-2429.
10. Dunn, D. A. Oscillations and Noise Generation in a Beam-Generated Plasma / D. A. Dunn, W. Nichparenko, J. E. Simpson, K. I. Thomassen // J. Appl. Phys. – 1965. – Vol.36, №10. – P.3273-3275.
11. Alexeff, I. Hot-Electron Plasma by Beam-Plasma Interaction / I. Alexeff, R. V. Neidigh, W. F. Peed, E. D. Shipley, E. G. Harris // Phys. Rev. Lett. – 1963. – Vol.10, №7. – P. 273-276.

12. Getty, W. D. Beam-Plasma Discharge: Buildup of Oscillations / W. D. Getty, L. D. Smullin // *J. Appl. Phys.* – 1963. – Vol.34, №12. – P.3421-3429.
13. Thompson, L. R. Electron beam assisted chemical vapor deposition of SiO₂ / L. R. Thompson, J. J. Rocca, K. Emery, P. K. Boyer, G. J. Collins // *Appl. Phys. Lett.* – 1983. – Vol.43, №8. – P. 777-779.
14. Lock, E. H. Surface Composition, Chemistry, and Structure of Polystyrene Modified by Electron-Beam-Generated Plasma / E. H. Lock, D. Y. Petrovykh, P. Mack, T. Carney, R. G. White, S. G. Walton, R. F. Fernsler // *Langmuir.* – 2010. – Vol.26, №11. – P. 8857-8868.
15. Закатов, Л. П. Получение релятивистской плазмы адиабатическим сжатием в системе плазма – пучок / Л. П. Закатов, А. А. Иванов, А. Г. Плахов, В. В. Шапкин // *Письма в ЖЭТФ.* – 1972. – Т.15, №1. – С. 16-20.
16. Иванов, А. А. О зажигании пучково-плазменного разряда мощным электронным пучком в газе большой плотности / А. А. Иванов, В. И. Лейман // *Физика плазмы.* – 1977. – Т.3, №4. – С. 780-785.
17. Shustin, E. G. Synthesis of Carbon Films in a Plasma-Chemical Reactor Based on Beam-Plasma Discharge / E. G. Shustin, N. V. Isaev, I. L. Klykov, V. V. Peskov, V. I. Polyakov, A. I. Rukovishnikov, M. P. Temiryazeva // *Technical Physics.* – 2013. – Vol.58, №2. – P. 245-250.
18. Иванов, А. А. Перспективы использования плазменно-пучкового разряда в плазмохимии / А. А. Иванов, Т. К. Соболева, П. Юшманов // *Физика плазмы.* – 1977. – Т.3. – С. 155-162.
19. Бычков, В. Л. Экспериментально-теоретическое исследование приповерхностной электронно-пучковой плазмы азота / В. Л. Бычков, М. Н. Васильев, А. П. Зуев // *Теплофизика высоких температур.* – 1994. – Т.32, №3. – P. 323-333.
20. Александров, И. В. Обработка бурого угля в низкотемпературной плазме / И. В. Александров, М. Н. Васильев, Д. А. Бойко // *Химия твердого топлива.* – 1996. – №1. – P. 36-42.
21. Бурдовицин, В. А. Форвакуумные плазменные источники электронов / В. А. Бурдовицин, А. С. Климов, А. В. Медовник, Е. М. Окс, Ю. Г. Юшков. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2014. – 288 с.
22. Burdovitsin, V. A. Fore-vacuum plasma-cathode electron sources / V. A. Burdovitsin, E. M. Oks // *Laser and particle beams.* – 2008. – Vol.26, №4. – P. 619-635.

23. Зенин, А. А. Генерация стационарных электронных пучков форвакуумным плазменным источником в области давлений 100 Па / А. А. Зенин, А. С. Климов, В. А. Бурдовицин, Е. М. Окс // Письма в ЖТФ. – 2013. – Т.39, №10. – С. 9-14.
24. Бурдовицин, В. А. Источник электронов с плазменным катодом для генерации сфокусированного пучка в форвакуумном диапазоне давлений / В. А. Бурдовицин, И. С. Жирков, Е. М. Окс, И. В. Осипов, М. В. Федоров // ПТЭ. – 2005. – №6. – С. 66-68.
25. Жирков, И. С. Особенности формирования узкосфокусированных электронных пучков, генерируемых источником с плазменным катодом в форвакуумном диапазоне давлений / И. С. Жирков, В. А. Бурдовицин, Е. М. Окс, И. В. Осипов // ЖТФ. – 2006. – Т.76, №6. – С. 106-110.
26. Fernsler, R. F. Production of large-area plasmas by electron beams / R. F. Fernsler, W. M. Manheimer, R. A. Meger, J. Mathew, D. P. Murphy, R. E. Pechacek, J. A. Gregor // Phys. Plasmas. – 1998. – Vol.5, №5. – P.2137-2143.
27. Manheimer, W. M. Theoretical overview of the large-area plasma processing system (LAPPS) / W. M. Manheimer, R. F. Fernsler, M. Lampe, R. A. Meger // Plasma Sources Sci. Technol. – 2000. – Vol.9, №3. – P. 370-386.
28. Бурдовицин, В. А. Параметры "плазменного листа", генерируемого ленточным электронным пучком в форвакуумном диапазоне давлений / В. А. Бурдовицин, Е. М. Окс, М. В. Федоров // Известия вузов. Физика. – 2004. – Т.47, №3. – С. 74-78.
29. Lock, E. H. Experimental and theoretical evaluations of electron temperature in continuous electron beam generated plasmas / E. H. Lock, R. F. Fernsler, S. G. Walton // Plasma Sources Sci. Technol. – 2008. – Vol.17, №2. – P.025009.
30. Boris, D. R. Controlling the electron energy distribution function of electron beam generated plasmas with molecular gas concentration: I. Experimental results / D. R. Boris, G. M. Petrov, E. H. Lock, Tz. B. Petrova, R. F. Fernsler, S. G. Walton // Plasma Sources Sci. Technol. – 2013. – Vol.22, №6. – P. 065004.
31. Walton, S. G. Ion energy distributions in a pulsed, electron beam-generated plasma / S. G. Walton, D. Leonhardt, D. D. Blackwell, R. F. Fernsler, D. P. Murphy, R. A. Meger // J. Vac. Sci. Technol. A: Vacuum, Surfaces, and Films. – 2001. – Vol.19, №4. – P. 1325.
32. Leonhardt, D. Etching with electron beam generated plasmas / D. Leonhardt, S. G. Walton, C. Muratore, R. F. Fernsler, R. A. Meger // J. Vac. Sci. Technol. A: Vacuum, Surfaces, and Films. – 2004. – Vol.22, №6. – P. 2276-2283.

33. Muratore, C. Effect of plasma flux composition on the nitriding rate of stainless steel / C. Muratore, S. G. Walton, D. Leonhardt, R. F. Fernsler, D. D. Blackwell, R. A. Meger // *J. Vac. Sci. Technol. A: Vacuum, Surfaces, and Films.* – 2004. – Vol.22, №4. – P. 1530-1535.
34. Leonhardt, D. Plasma enhanced surface treatments using electron beam-generated plasmas / D. Leonhardt, C. Muratore, S. G. Walton, R. A. Meger // *Surf. Coat. Technol.* – 2004. – Vol.188-189. – P. 299-306.
35. Burdovitsin, V. A. Electron beam treatment of non-conducting materials by a fore-pump-pressure plasma-cathode electron beam source / V. A. Burdovitsin, A. S. Klimov, A. V. Medovnik, E. M. Oks // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2010. – Vol.19, №5. – P. 055003.
36. Oks, E. M. Plasma electron source for the generation of wide-aperture pulsed beam at forevacuum pressure / E. M. Oks, V. A. Burdovitsin, A. V. Medovnik, Yu. G. Yushkov // *Rev. Sci. Instrum.* – 2013. – Vol.84, №2. – P. 023301.
37. Burdovitsin, V. A. Surface structure of alumina ceramics during irradiation by a pulsed electron beam / V. A. Burdovitsin, E. S. Dvilis, A. V. Medovnik, E. M. Oks, O. L. Khasanov, Yu. G. Yushkov // *Technical Physics.* – 2013. – Vol.58, №1. – P. 111-113.
38. Goreev, A. K. Electron beam welding of ceramic to metal using fore-vacuum plasma electron source / A. K. Goreev, V. A. Burdovitsin, A. S. Klimov, E. M. Oks // *Inorganic Materials: Applied Research.* – 2012. – Vol.3, №5. – P. 446-449.
39. Major, R. Inner surface modification of the tube-like elements for medical applications/ R. Major, J. M. Lackner, K. Gorka, P. Wilczek, B. Major // *RSC Advances.* – 2013. – Vol.3. – P. 11283–11291.
40. Deilmann, M. Pulsed microwave plasma polymerization of silicon oxide films: Application of efficient permeation barriers on polyethylene terephthalate/ M. Deilmann, S. Theiß, P. Awakowicz // *Surf. Coat. Technol.* – 2008. – Vol.2. – P. 1911–1917.
41. Deilmann, M. Silicon Oxide Permeation Barrier Coating and Plasma Sterilization of PET Bottles and Foils / M. Deilmann, H. Halfmann, S. Steves, N. Bibinov, P. Awakowicz // *Plasma Process. Polym.* – 2009. – Vol.6. – P. S695–S699.
42. Sakudo, N. Surface modification of PET film by plasma-based ion implantation / N. Sakudo, D. Mizutani, Y. Ohmura, H. Endo, R. Yoneda, N. Ikenaga, H. Takikawa // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B.* – 2003. – Vol.206. – P. 687-690.
43. Sakudo, N. Simultaneous Sterilization With Surface Modification Of Plastic Bottle By Plasma Based Ion Implantation / N. Sakudo, N. Ikenaga, F. Ikeda, Y. Nakayama, Y. Kishi, Z. Yajima // *AIP Conference Proceedings.* – 2011. – Vol. 1321, № 266. – P. 266-269.

44. Djulgerova, R. Investigation of modified thin SnO₂ layers treated by rapid thermal annealing by means of hollow cathode spectroscopy and AFM technique / R. Djulgerova, L. Popova, G. Beshkov, Z. L. Petrovic, Z. Rakocevic, V. Mihailov, V. Gencheva, T. Dohnalik // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2006. – Vol.39. – P. 3267–3271.
45. Perez-Roldan, M. J. Surface chemistry of PET for enhancing its antifouling properties / M. J. Perez-Roldan, D. Debarnot, F. Poncin-Epaillard // *RSC Adv.* – 2014. – Vol. 6, № 266. – P. 64006–64013.
46. European patent EP 1 229 068 B1, IntCl: C08J 7/00, H01J 37/32, B65D 1/00, C23C 16/00. Method and apparatus for modifying the inner surface of containers made of polymeric compound / Ikenaga c/o Shibuya Kogyo Co. Ltd. Noriaki, Noriyuki Sakudo; proprietor Kanazawa Institute Of Technology, Shibuya Kogyo Co., Ltd. - EP20020002554; appl. 4.02.2002; published 07.08.2002, Bulletin 2002/32. – 20 p.
47. European patent EP 0 773 166 A1, IntCl: B65D 1/00. Carbon film-coated plastic container / Nagashima Kazufumi, Kirin Beer Kabushiki Kaisha; applicant Kirin Beer Kabushiki Kaisha. – EP19950927996; appl. 9.08.1995; published 14.05.1997, Bulletin 1997/20. – 25 p.
48. Deilmann, M. Low-pressure microwave plasma sterilization of polyethylene terephthalate bottles / M. Deilmann, H. Halfmann, N. Bibinov, J. Wunderlich, P. Awakowicz // *J. Food Prot.* – 2008. – Vol.71, №10. – P. 2119-2123.
49. Lieberman, M. A. Principles of plasma discharges and Materials Processing / M. A. Liebermann, A. J. Lichtenberg. – New-York: Wiley, 1994. – 572 p.
50. Conrads, H., Schmidt, M. Plasma generation and plasma sources // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2000. – Vol.9, №4. – P. 441-454.
51. Kral'kina, E. A. Low-pressure radio-frequency inductive discharge and possibilities of optimizing inductive plasma sources // *UFN.* – 2008. – Vol.51, № 5 – P. 519-540.
52. Райзер, Ю. П. Физика газового разряда / Ю. П. Райзер. – М.: Наука, 1992. – 536 с.
53. Meger, R. A. Beam-generated plasmas for processing applications / R. A. Meger, D. D. Blackwell, R. F. Fernsler, M. Lampe, D. Leonhardt, W. M. Manheimer, D. P. Murphy, S. G. Walton // *Phys. Plasmas.* – 2000. – Vol.8, №5. – P. 2558-2564.
54. Бенуэлл, К. Основы молекулярной спектроскопии: Пер. с англ. / К. Бенуэлл. – М.: Мир, 1985. – 384 с.
55. Lock, E. H. Global model for plasmas generated by electron beams in low-pressure nitrogen / E. H. Lock, R. F. Fernsler, S. P. Slinker, I. L. Singer, S. G. Walton // *Journal of Physics D: Applied Physics.* – 2014. – Vol.47, №42. – P. 425206 (12pp).

56. Brown, I. G. Improved time-of-flight ion charge state diagnostic / I. G. Brown, J. E. Galvin, R. A. MacGill, R. T. Wright // *Rev. Sci. Instrum.* – 1987. – Vol.58, №9. – P. 1589-1592.
57. Gushenets, V. I. Inverted time-of-flight spectrometer for mass-to-charge analysis of plasma / V. I. Gushenets, Yu. A. Burachevsky, A. V. Vizir, E. M. Oks, K. P. Savkin, A. V. Tynkov, G. Yu. Yushkov // *Rev. Sci. Instrum.* – 2014. – Vol.85, №2. – P. 02A738.
58. Dunn, D. A., Self, S. A. Static Theory of Density and Potential Distribution in a Beam-Generated Plasma // *J. Appl. Phys.* – 1964. – Vol.35, №1. – P. 113-122.
59. Tonks, L., Langmuir, I. A General Theory of the Plasma of an Arc // *Phys. Rev.* – 1929. – Vol.34, №6. – P. 876-922.
60. Ma, C., Johnson, C. C. Density and Potential Distribution in a Cylindrical Beam-Generated Plasma // *Physics of Fluids.* – 1969. – Vol.12, №10. – P. 2158-2161.
61. Галанский, В. Л. Условия образования и параметры анодной плазмы дугового разряда низкого давления / В. Л. Галанский, Ю.Е. Крейндел, Е. М. Окс, А. Г. Рипп, П. М. Щанин // *Теплофизика высоких температур.* – 1987. – Т.25, №5. – С. 880-886.
62. Левитский, С. М. Сборник задач и расчетов по физической электронике / С. М. Левитский. – Киев: Изд.-во Киевск. Ун.-та, 1964. – 209 с.
63. Лысенко, С. Л. Численное моделирование электронно-пучковой плазмы в объеме, ограниченном твердыми стенками: дис. канд. тех. наук: 01.04.08 / Лысенко Сергей Леонидович. – Москва, 2005. – 118 с.
64. Petrov, G. M. Controlling the electron energy distribution function of electron beam generated plasmas with molecular gas concentration: II. Numerical Modeling / G. M. Petrov, D. R. Boris, Tz. B. Petrova, E. H. Lock, R. F. Fernsler, S. G. Walton // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2013. – Vol.22, №6. – P. 065005 (8 pp).
65. Ковтун, Ю. В. Спектральные характеристики плотной газометаллической плазмы отражательного разряда / Ю. В. Ковтун, Ю. В. Ларин, А. И. Скибенко, Е. И. Скибенко, А. Н. Шаповал, В. Б. Юферов // *ЖТФ.* – 2010. – Т.80, №5. – С. 143-145.
66. Savvides, N. Electrical transport, optical properties, and structure of TiN films synthesized by low-energy ion assisted deposition / N. Savvides, B. Window // *J. Appl. Phys.* – 1988. – Vol.64, №1. – P. 225-234.
67. Netterfield, R. P. Ion-assisted deposition of mixed TiO₂-SiO₂ films / R. P. Netterfield, P. J. Martin, C. G. Pacey, W. G. Sainty, D. R. McKenzie, G. Auhterlunie // *J. Appl. Phys.* – 1989. – Vol.66, №4. – P. 1805-1809.

68. Jiang, N. Superhard nanocomposite Ti-Al-Si-N films deposited by reactive unbalanced magnetron sputtering / N. Jiang, Y. G. Shen, H. J. Zhang, S. N. Bao, X. Y. Hou // *Materials Science and Engineering: B.* – 2006. – Vol.135, №1. – P. 1-9.

69. Oks, E. M. Hybrid gas-metal co-implantation with a modified vacuum arc ion source / E. M. Oks, G. Yu. Yushkov, P. J. Evans, A. Oztarhan, I. G. Brown, M. R. Dickinson, F. Liu, R. A. MacGill, O. R. Monteiro, Z. Wang // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B.* – 1997. – Vol.127-128. – P. 782-786.

70. Николаев, А. Г. Влияние остаточного газа на зарядовое распределение ионов в плазме вакуумного дугового разряда / А. Г. Николаев, Е. М. Окс, Г. Ю. Юшков // *ЖТФ.* – 1998. – Т.68, № 9 – С. 24-28.

71. Wolf, B. H. A MEVVA ion source for simultaneous implantation of gas and metal ions / B. H. Wolf, H. Emig, D. M. Rück, P. Spädtke, E. Oks // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B.* – 1995. – Vol.106, № 1-4 – P. 651-656.

72. Месяц, Г. А. Эктоны: Часть 2 / Г. А. Месяц. – Екатеринбург: УИФ «Наука», 1994. – 243 с.

73. Vizir, A. V. A generator of gas-metal plasma based on an electron-injection discharge / A. V. Vizir, E. M. Oks, A. V. Tyun'kov, M. V. Shandrikov // *Instrum. Exp. Tech.* – 2011. – Vol.54, № 2 – P. 214-218.

74. Oks, E. Evolution of the plasma composition of a high power impulse magnetron sputtering system studied with a time-of-flight spectrometer / E. Oks, A. Anders // *J. Appl. Phys.* – 2009. – Vol.105, № 9 – P. 093304 (9 pp).

75. Фоменко, В. С. Эмиссионные свойства материалов / В. С. Фоменко. – Киев: «Наукова думка», 1981. – 339 с.

76. Krimmel E. F. Strong Ion Source for Ions from Solids // *Rev. Sci. Instrum.* – 1966. – Vol.37, № 5 – P. 678-679.

77. Золотухин, Д. Б. Обращенный времяпролетный спектрометр для исследования масс-зарядового состава плазмы в форвакуумной области давлений / Д. Б. Золотухин, Ю. Г. Юшков // *Материалы Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР–2014»: в 5 ч.* – Томск: В-Спектр, 2013. – Ч. 2. – С. 149–152.

78. Золотухин, Д. Б. Исследование масс-зарядового состава плазмы обращенным времяпролетным спектрометром [Электронный ресурс] / Золотухин Д. Б., Юшков Ю. Г., Савкин К. П. // *Сборник научных трудов XI Международной конференции студентов и молодых ученых «Перспективы развития фундаментальных наук».* – Томск: Изд-во Том-

ского политехнического университета, 2014. – С. 82–83. Режим доступа: http://science-persp.tpu.ru/Previous%20Materials/Konf_2014.pdf. – 1133 с.

79. Юшков, Ю. Г. Исследование масс-зарядового состава пучковой плазмы форвакуумного источника электронов с помощью обращенного времяпролетного спектрометра / Ю. Г. Юшков, Е. М. Окс, Д. Б. Золотухин, К. П. Савкин, А. В. Тюньков, А. С. Климов // Известия вузов. Физика. – 2014. – Т.57, № 11/3 – С. 115-119.

80. Yushkov, Yu. G. Inverse Time-of-Flight Spectrometer for Beam Plasma Research / Yu. G. Yushkov, E. M. Oks, D. B. Zolotukhin A. V. Tyunkov, K. P. Savkin // Rev. Sci. Instrum. – 2014. – Vol.85, №5. – P. 083306.

81. Патент на полезную модель 163 747 U1 Российская Федерация, МПК H01J49/40. Времяпролетный масс-спектрометр / Золотухин Д.Б., Юшков Ю.Г., Бурдовицин В.А., Окс Е.М. Патентообладатель: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (RU). № 2015150466/07; заявл. 24.11.2015; опубл. 10.08.2016; Бюл. № 22. – 6 с.

82. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2016618798 Российская Федерация, Анализ зондовой характеристики автоматизированного одиночного зонда Ленгмюра / Золотухин Д. Б., Юшков Ю. Г. Правообладатель: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (RU). № 2016616404; заявл. 20.06.2016; опубл. 08.08.2016.

83. Золотухин, Д. Б. Параметры пучковой плазмы в диэлектрической полости в форвакуумной области давлений / Д. Б. Золотухин, В. А. Бурдовицин // Материалы докладов IX Международной конференции «Современные средства диагностики плазмы и их применение». – М: НИЯУ МИФИ, 2014. – С. 89–92.

84. Zolotukhin, D. B. Diagnostics of beam plasma produced in dielectric cavity at forevacuum pressures // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol.666, №1. – P. 1-5.

85. Zolotukhin, D. B. Modified quadrupole mass analyzer RGA-100 for beam plasma research in forevacuum pressure range / D. B. Zolotukhin, A. V. Tyunkov, Yu. G. Yushkov, E. M. Oks // Rev. Sci. Instrum. – 2015. – Vol.86, №12. – P. 123301.

86. Золотухин, Д. Б. Мониторинг масс-зарядового состава пучковой плазмы при давлении до 10 Па / Д. Б. Золотухин, А. С. Климов, К. П. Савкин, А. В. Тюньков, Ю. Г. Юшков // Известия вузов. Физика. – 2014. – Т.58, № 9/3 – С. 106-110.

87. Shafir, G. Characterization of inductively coupled plasma generated by a quadruple antenna / G. Shafir, D. B. Zolotukhin, V. A. Godyak, S. Gleizer, Ya. Slutsker, R. Gad, V. Bernshtam, Yu. P. Ralchenko, Ya. E. Krasik // Направлена в журнал Plasma Sources Sci. Technol.
88. Козлов, О. В. Электрический зонд в плазме / О. В. Козлов. – М.: Атомиздат, 1969. – 293 с.
89. Chen, F. F. Lecture Notes on Principles of Plasma Processing / F. F. Chen, J. P. Chang. – New-York: Springer, 1981. – 208 p.
90. Bohm, D. The characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields / D. Bohm, E.H.S. Burhop, H.S.W. Massey. – New-York: McGraw-Hill, 1949. – 376 p.
91. Gleizer, J. Z. Time- and space-resolved light emission and spectroscopic research of the flashover plasma / J. Z. Gleizer, Ya. E. Krasik, J. Leopold // J. Appl. Phys. – 2015. – Vol.117, № 7 – P. 073301.
92. Godyak, V. A. Probe measurements of electron-energy distributions in plasmas: what can we measure and how can we achieve reliable results? / V. A. Godyak, V. I. Demidov // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2011. – Vol.44, № 23 – P. 233001.
93. Godyak, V. A. Electron energy distribution function measurements and plasma parameters in inductively coupled argon plasma / V. A. Godyak, R. B. Piejak, B. M. Alexandrovich // Plasma Sources Sci. Technol. – 2002. – Vol.11, № 4 – P. 525-543.
94. Godyak, V. A. Electrical and plasma parameters of ICP with high coupling efficiency // Plasma Sources Sci. Technol. – 2011. – Vol.20, № 2. – P. 025004.
95. Официальный сайт компании «Plasma Sensors». – [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.plasmasensors.com/> (дата обращения: 27.01.2016).
96. Hutchinson, I. H. Principles of Plasma Diagnostics / I. H. Hutchinson. – Cambridge: Cambridge University Press, 2002. – 440 p.
97. Золотухин, Д. Б. Параметры плазмы, создаваемой электронным пучком в форвакууме / Д. Б. Золотухин, А. С. Климов, А.А. Зенин // Доклады ТУСУР. – 2013. – Т.30, № 4 – С. 79-82.
98. Золотухин, Д. Б. Моделирование методом Монте-Карло упругого и неупругого рассеяния электронного пучка в газе / Д. Б. Золотухин, В. А. Бурдовицин // Доклады ТУСУР. – 2012. – Т.26, № 2 – С. 55-58.
99. Зенин, А. А. Особенности транспортировки электронного пучка, генерируемого плазменным источником в форвакуумной области давлений / А. А. Зенин, А. С. Климов, Д. Б. Золотухин, Е. М. Окс // Известия вузов. Физика. – 2014. – Т.57, № 3/3 – С. 136-140.

100. Золотухин, Д. Б. Потенциал пучковой плазмы, создаваемой в диэлектрической полости форвакуумным плазменным источником электронов / Д. Б. Золотухин, В. А. Бурдовицин, Е. М. Окс // Известия вузов. Физика. – 2014. – Т.57, № 10/3 – С. 152-155.
101. Zolotukhin D. Generation of Electron Beam Plasma inside the Dielectric Tube / D. Zolotukhin, V. Burdovitsin, E. Oks // Plasma Physics and Technology. – 2014. – Vol.1, № 3. – P. 133-134.
102. Золотухин, Д. Б. Генерация пучковой плазмы форвакуумным источником электронов в объеме, ограниченном диэлектрическими стенками / Д. Б. Золотухин, В. А. Бурдовицин, Е. М. Окс // Журнал технической физики (ЖТФ). – 2015. – Т.85, № 5 – С. 142-144.
103. Zolotukhin D. B. Generation of uniform electron beam plasma in a dielectric flask at fore-vacuum pressures / D. B. Zolotukhin, V. A. Burdovitsin, E. M. Oks // Plasma Sources Sci. Technol. – 2015. – Vol.25, № 2. – P. 015001.
104. Золотухин, Д. Б. Моделирование методом Монте-Карло упругого рассеяния электронного пучка в газе // Материалы Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР–2012». – Томск: В-Спектр, 2012, Ч.2. – С. 164–167.
105. Золотухин, Д. Б. Распространение электронного пучка в газе – моделирование методом Монте-Карло // Материалы Всероссийской научной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых "Наука. Технологии. Инновации" (НТИ-2012): в 7 ч. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2012, Ч. 3. – С. 213–217.
106. Золотухин, Д. Б. Исследование распространения электронного пучка в газе форвакуумного диапазона давлений [Электронный ресурс] / Д. Б. Золотухин, А. А. Зенин, А. С. Климов // Сборник научных трудов X Международной конференции студентов и молодых ученых «Перспективы развития фундаментальных наук». – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2013. – С. 74–76. Режим доступа: http://science-persp.tpu.ru/Previous%20Materials/Konf_2013.pdf. – 987 с.
107. Золотухин, Д. Б. Рассеяние электронного пучка при распространении в газе / Д. Б. Золотухин, А. А. Зенин // Материалы Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР–2013»: в 5 ч. – Томск: В-Спектр, 2013. – Ч. 2. – С. 159–161.
108. Золотухин, Д. Б. Численное моделирование зависимостей параметров пучковой плазмы от тока пучка и давления газа в форвакууме [Электронный ресурс] / Д. Б. Золотухин // Сборник научных трудов XI Международной конференции студентов и молодых

ученых «Перспективы развития фундаментальных наук». – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2014. – С. 79–81. Режим доступа: http://science-persp.tpu.ru/Previous%20Materials/Konf_2014.pdf. – 1133 с.

109. Кузнецов, К. С. Особенности поведения потенциала коллектора внутри замкнутого диэлектрического объема при облучении электронным пучком / К. С. Кузнецов, Золотухин Д. Б. // Материалы Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР–2014». – Томск: В-Спектр, 2014, Ч.2. – С. 122–125.

110. Золотухин, Д. Б. О пути замыкания тока при инжекции электронного пучка в диэлектрическую полость // Материалы Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР–2015». – Томск: В-Спектр, 2015, Ч.2. – С. 347-349.

111. Золотухин, Д. Б. Калориметрические измерения металлической полости при инжекции электронного пучка в форвакуумной области давлений [Электронный ресурс] / Д. Б. Золотухин // Сборник научных трудов XII Международной конференции студентов и молодых ученых «Перспективы развития фундаментальных наук». – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2015. – С. 1488–1490. Режим доступа: <http://www.lib.tpu.ru/fulltext/c/2015/C21/483.pdf>. – 1556 с.

112. Zolotukhin, D. B. Plasma generated by continuous electron beam injected inside the dielectric flask / D. B. Zolotukhin, V. A. Burdovitsin // Books of Abstracts of The 18th Israeli Conference on Plasma Science and its Applications (IPSTA-2016). – Ben-Gurion University of the Negev, Israel, 2.03.2016.

113. Патент на полезную модель 146925 U1 Российская Федерация, МПК H01J 37/32. Устройство для генерации плазмы в диэлектрическом сосуде / Бурдовицин В.А, Золотухин Д.Б., Окс Е. М. Патентообладатель: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (RU). №2014108699/07; заявл. 05.03.2014; опубл. 20.10.2014; Бюл. № 29. – 6 с.

114. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2013617917 Российская Федерация, Моделирование рассеяния быстрого электронного пучка в газе форвакуумного диапазона давлений методом Монте-Карло / Золотухин Д.Б. Правообладатель: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Томский государственный университет систем

управления и радиоэлектроники» (RU). № 2013615886; заявл. 09.07.2013; опубл. 27.08.2013.

115. Petrov, G. M. The influence of magnetic field on electron beam generated plasmas / G. M. Petrov, D. R. Boris, E.H. Lock, Tz. B. Petrova, R.F. Fernsler, S.G. Walton // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2015. – Vol.48, № 27 – P. 275202.

116. Головин, А. И. Методы расчета распространения пучка электронов в веществе и результаты экспериментального исследования свойств создаваемой пучком плазмы: дис. канд. физ. – мат. наук: 0.1.04.08 / Головин Андрей Иванович. – Москва, 2002. – 85 с.

117. Соболев, И. М. Метод Монте-Карло / И. М. Соболев. – М.: Наука, 1968. – 64 с.

118. Савельев, И. В. Курс общей физики. Т.III. Оптика, атомная физика, физика атомного ядра и элементарных частиц / И. В. Савельев. – М.: Наука, 1970. – 537 с.

119. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика: учебн. пособие для вузов: В 10 т. – Т. 3: Квантовая механика (нерелятивистская теория) / Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц. – М.: Наука, 1989. – 768 с.

120. Голант, В. Е. Основы физики плазмы / В. Е. Голант, А. П. Жилинский, И. Е. Сахаров. – М.: Атомиздат, 1977. – 384 с.

121. Hwang W. New model for electron-impact ionization cross sections of molecules / W. Hwang, Y.-K. Kim, M. E. Rudd // *J. Chem. Phys.* – 1996. – Vol.104, № 8. – P. 2956.

122. Kaminsky, M. Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces. – New York: Academic, 1965. – 389 p.

123. Bates, D. R. Atomic and Molecular Processes / D. R. Bates, Dalgarno, A. – New York: Academic Press, 1962. – 270 с.

124. Brown, S. C. Basic Data of Plasma Physics. – Cambridge, MA: MIT Press, 1959. – p. 230.

125. von Engel, A. H. Ionized Gases. – Oxford: Clarendon, 1955. – P. 325.

126. Арифов, У. А. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твёрдого тела. – М.: Наука, 1968. – 370 с.

127. Phelps A. V. Cold-cathode discharges and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons / A. V. Phelps, Z. Lj. Petrovic // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 1999. – Vol.8, № 3. – P. R21-R44.

128. Dekker, A. J. Secondary Electron Emission // *Solid State Phys.* – 1958. – Vol.6. – P. 251-311.

129. Joy D. C. A model for calculating secondary and backscattered electron yields // *J. Microsc.* – 1987. – Vol.147, № 1. – P. 51-64.

130. Bruining, H. *Physics and Applications of Secondary Electron Emission* / H. Bruining, D. W. Fry. – London: Pergamon, 1962. – P. 178.
131. Stewart D. T. *Electron Excitation Functions of the First Negative Bands of N_2^+* // *Proc. Phys. Soc. A.* – 1956. – Vol.69, № 6. – P. 437-440.
132. Thompson N. *The Excitation Potential of the Nitrogen Second Positive Bands* / N. Thompson, S. E. Williams // *Proc. Roy. Soc. A.* – 1934. – Vol.147, № 862. – P. 583-593.
133. Дудин, С. В. Энергетическая цена иона в комбинированном индукционно-емкостном ВЧ разряде / С. В. Дудин, А. В. Зыков, К. И. Положий, В. И. Фареник // *Письма в ЖТФ.* – 1998. – Т.24, № 22 – С. 33-39.
134. Tyunkov A. V. *Generation of metal ions in the beam plasma produced by a forevacuum-pressure electron beam source* / A. V. Tyunkov, Yu. G. Yushkov, D. B. Zolotukhin, K. P. Savkin, A. S. Klimov // *Physics of Plasmas.* – 2014. – Vol.21, № 12. – P. 123115.
135. Тюньков А. В. Генерация ионов магния в пучковой плазме форвакуумного электронного источника / А. В. Тюньков, Ю. Г. Юшков, Д. Б. Золотухин, К. П. Савкин // *Доклады ТУСУР.* – 2014. – Т.34, № 4 – С. 60-62.
136. Zolotukhin D. B. *Deposition of dielectric films on silicon surface by fore-vacuum plasma electron source* / D. B. Zolotukhin, E. M. Oks, A. V. Tyunkov, Yu. G. Yushkov // *Rev. Sci. Instrum.* – 2016. – Vol.87, №6. – P. 063302.
137. Zolotukhin, D. B. *Sterilization of dielectric containers using a fore-vacuum pressure plasma-cathode electron source* / D. Zolotukhin, V. Burdovitsin, E. Oks, A. Tyunkov, Yu. Yushkov // *Journal of Physics: Conference Series.* – 2015. – Vol.652. – P. 012044.
138. Тюньков, А. В. Генерация ионов металлов в пучковой плазме форвакуумным электронным источником / А. В. Тюньков, Ю. Г. Юшков, Д. Б. Золотухин // *Материалы докладов X Международной научно-практической конференции «Электронные средства и системы управления».* – Томск: В-Спектр, 2014. – Ч. 1. – С. 206–208.
139. Золотухин, Д. Б. Стерилизация диэлектрического сосуда с применением форвакуумного плазменного источника электронов // *Материалы докладов X Международной научно-практической конференции «Электронные средства и системы управления».* – Томск: В-Спектр, 2014. – Ч. 1. – С. 209–211.
140. Патент на полезную модель 153376 U1 Российская Федерация, МПК H01J 37/08. Форвакуумный источник газометаллических ионов / Золотухин Д.Б., Юшков Ю.Г., Тюньков А.В., Бурдовицин В.А. Патентообладатель: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Томский госу-

дарственный университет систем управления и радиоэлектроники» (RU). №2014147983/07; заявл. 27.11.2014; опубл. 20.07.2015; Бюл. № 20. – 6 с.

141. Патент на полезную модель 159265 U1 Российская Федерация, МПК H01J 37/32. Установка для стерилизации внутренних поверхностей диэлектрических сосудов / Золотухин Д.Б., Бурдовицин В.А., Юшков Ю.Г., Окс Е.М., Патентообладатель: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (RU). №2015108579/07; заявл. 11.03.2015; опубл. 10.02.2016; Бюл. № 4. – 6 с.

142. Audi G. The Nubase evaluation of nuclear and decay properties / G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, A. H. Wapstra // Nucl. Phys. A. – 2003. – Vol.729, № 1. – P. 3-128.

143. Семиохин, И. А. Элементарные процессы в низкотемпературной плазме. – М.: Изд. - во МГУ, 1988. – 142 с.

144. Stull, D. R. Thermodynamic properties of the elements / D. R. Stull, G. C. Sinke. – Advances in Chemistry Series №18, American Chemical Society, 1956. – 142 с.

145. Atkins, P. Elements of Physical Chemistry / P. Atkins, J. de Paula. – Oxford: Oxford Univ. Press 6th ed., 2013. – 648 p.

146. Kim J. K. Ion beam-induced erosion and humidity effect of MgO protective layer prepared by vacuum arc deposition / J.K. Kim, E.-S. Lee, D.-H. Kim, D.-G. Kim // Thin Solid Films. – 2004. – Vol.447-448, № 1. – P. 95-99.

147. Nam K. H. Synthesis of high-density MgO films by a novel magnetron sputtering system / K. H. Nam, M. J. Jung, J. G. Han, T. Kopte, U. Hartung, C. Peters // Vacuum. – 2004. – Vol.75, № 1. – P. 1-6.

148. Zhao Z. W. Optical properties of aluminium oxide thin films prepared at room temperature by off-plane filtered cathodic vacuum arc system / Z. W. Zhao, B. K. Tay, G. Q. Yu, D. H. C. Chua, S. P. Lau, L. K. Cheah // Thin Solid Films. – 2004. – Vol.142-144. – P. 14-19.

149. Yamada-Takamura Y. Characterization of α -phase aluminum oxide films deposited by filtered vacuum arc / Y. Yamada-Takamura, F. Koch, H. Maier, H. Bolt // Surface and Coatings Technology. – 2001. – Vol.142-144. – P. 260-264.

150. Xiaohu L. Sterilization of Staphylococcus Aureus by an Atmospheric Non-Thermal Plasma Jet / L. Xiaohu, H. Feng, G. Ying, Z. Jing, S. Jianjun // Plasma Science and Technology. – 2013. – Vol.13, №5. – P. 439-442.

151. Hueso J. L. Ar + NO microwave plasmas for Escherichia coli sterilization / J. L. Hueso, V. J. Rico, J. E. Frias, J. Cotrino, A. R. Gonzalez-Elipse // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – Vol.41, № 9. – P. 092002.

152. Miao H. The Effect of Air Plasma on Sterilization of Escherichia coli in Dielectric Barrier Discharge / H. Miao, G. Yun // Plasma Science and Technology. – 2012. – Vol.14, №8. – P. 735-740.

153. Halfmann H. A double inductively coupled plasma for sterilization of medical devices / H. Halfmann, N. Bibinov, J. Wunderlich, P. Awakowicz // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2007. – Vol.40, № 14. – P. 4145-4154.

154. Cleghorn D. A. Sterilization of plastic containers using electron beam irradiation directed through the opening / Cleghorn D.A., Dunn J., Nablo S.V. // Journal of Applied Microbiology. – 2002. – Vol.93, № 6. – P. 937–943.

155. Ростов, В. В. Возможность стерилизации перевязочных средств с помощью сильнотоочных импульсно-периодических электронных пучков прямого действия на примере раневой абсорбирующей повязки / В.В. Ростов, П.И. Алексеенко, П.В. Выходцев, А.В. Штейнле, В.И. Мазин, Е.П. Красноженов, Л.С. Муштоватова, Т.В. Солодкова, П.С. Постников, К.В. Кутонова, Л.А. Штейнле // Сибирский медицинский журнал. – 2012. – Т.27, № 1 – С. 141-146.

156. Villeger S. Sterilization of E. coli bacterium in a flowing N₂–O₂ post-discharge reactor / S. Villeger, S. Cousty, A. Ricard, M. Sixou // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2003. – Vol.36, № 13. – P. L60–L62.

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



ПАТЕНТ

НА ПОЛЕЗНУЮ МОДЕЛЬ

№ 146925

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМЫ В
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СОСУДЕ

Патентообладатель(ли): *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники" (ТУСУР) (RU)*

Автор(ы): *см. на обороте*

Заявка № 2014108699

Приоритет полезной модели 05 марта 2014 г.

Зарегистрировано в Государственном реестре полезных моделей Российской Федерации 22 сентября 2014 г.

Срок действия патента истекает 05 марта 2024 г.

Врио руководителя Федеральной службы по интеллектуальной собственности

Л.Л. Кирий



РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



ПАТЕНТ

НА ПОЛЕЗНУЮ МОДЕЛЬ

№ 159265

УСТАНОВКА ДЛЯ СТЕРИЛИЗАЦИИ ВНУТРЕННИХ
ПОВЕРХНОСТЕЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СОСУДОВ

Патентообладатель(ли): *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники" (ТУСУР) (RU)*

Автор(ы): *см. на обороте*

Заявка № 2015108579

Приоритет полезной модели 11 марта 2015 г.

Зарегистрировано в Государственном реестре полезных моделей Российской Федерации 14 января 2016 г.

Срок действия патента истекает 11 марта 2025 г.

*Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности*

Г.П. Ивлиев Г.П. Ивлиев



РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



ПАТЕНТ

НА ПОЛЕЗНУЮ МОДЕЛЬ

№ 163747

ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТР

Патентообладатель(ли): *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники" (ТУСУР) (RU)*

Автор(ы): *см. на обороте*

Заявка № 2015150466

Приоритет полезной модели 24 ноября 2015 г.

Зарегистрировано в Государственном реестре полезных моделей Российской Федерации 18 июля 2016 г.

Срок действия патента истекает 24 ноября 2025 г.

*Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности*

Г.П. Ивлиев Г.П. Ивлиев



РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



СВИДЕТЕЛЬСТВО

о государственной регистрации программы для ЭВМ

№ 2013617917

**Моделирование рассеяния быстрого электронного пучка в
газе форвакуумного диапазона давлений методом
Монте-Карло**

Правообладатель: *Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего профессионального
образования «Томский государственный университет систем
управления и радиоэлектроники» (RU)*

Автор: *Золотухин Денис Борисович (RU)*

Заявка № 2013615886

Дата поступления 09 июля 2013 г.

Дата государственной регистрации

в Реестре программ для ЭВМ 27 августа 2013 г.



Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

Б.П. Симонов