

На правах рукописи



Золотухин Денис Борисович

**ГЕНЕРАЦИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЧКОВОЙ И ГАЗОРАЗРЯДНОЙ
ПЛАЗМЫ ДЛЯ МОДИФИКАЦИИ МАТЕРИАЛОВ И
ЭЛЕКТРОРЕАКТИВНОГО ДВИЖЕНИЯ**

01.04.04 – Физическая электроника

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук в виде научного доклада

Томск – 2022

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР)»

Оглавление

Общая характеристика работы	4
Основное содержание работы.....	12
1. Особенности взаимодействия электронного пучка с диэлектрической мишенью в форвакуумной области давлений.....	12
1.1 Условия образования и параметры плазмы при электронно-лучевом воздействии на диэлектрическую мишень	12
1.2 Генерация пучковой плазмы в диэлектрической полости.....	21
2. Пучково-плазменный синтез покрытий при электронно-лучевом испарении диэлектрической мишени в форвакуумной области давлений	27
2.1 Особенности генерации многокомпонентной плазмы при электронно-лучевом испарении мишени с низкой степенью электрической проводимости	27
2.2 Синтез покрытий с комбинированными свойствами из многокомпонентной пучковой плазмы.....	31
2.3 Особенности синтеза покрытий из плазмы импульсного дугового разряда повышенных давлений	34
3. Особенности функционирования импульсного вакуумного дугового разряда в плазменных двигателях малых космических аппаратов.....	38
3.1 Повышение энергоэффективности и ресурса первой ступени вакуумно-дугового двигателя.....	38
3.2 Повышение параметров вакуумно-дугового двигателя при добавлении второй ступени	42
Заключение	49
Список цитируемой литературы.....	50
Основные работы, опубликованные по теме диссертации	51

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования

Воздействие низкотемпературной плазмы и ускоренных потоков заряженных частиц на различные материалы представляет собой эффективный метод модификации их поверхностных и объемных свойств. Активно развиваемые в последние годы так называемые форвакуумные плазменные источники электронов обеспечивают генерацию электронных пучков в области повышенных давлений среднего вакуума от единиц до сотни паскаль. Наряду с существенным упрощением вакуумных систем электронно-лучевых установок, для которых требуется использование лишь первой механической степени откачки, главным и принципиальным достоинством форвакуумных плазменных источников электронов является возможность непосредственной электронно-лучевой обработки диэлектрических материалов. Такая возможность обусловлена созданием в области транспортировки электронного пучка плотной плазмы, ионы которой обеспечивают нейтрализацию зарядки электронным пучком поверхности обрабатываемого изделия. Эта ситуация открывает широкий спектр электронно-лучевых и ионно-плазменных воздействий на материалы со слабой электропроводимостью, включая электронно-лучевую плавку и сварку высокотемпературных диэлектриков, спекание керамических порошков, синтез диэлектрических покрытий, ионно-плазменную стерилизацию внутренней поверхности диэлектрических полостей и ряд других.

Использование при создании форвакуумных плазменных источников электронов оригинальных конструктивных и технических решений обеспечили достижение в ранее недоступной области повышенных давлений рекордных параметров электронных пучков: ускоряющего напряжения до 30 кВ, мощности непрерывного электронного пучка до 10 кВт и плотности мощности пучка до 10^6 Вт/см² [1*, 2*]. Несмотря на заметный прогресс в повышении выходных параметров форвакуумных плазменных источников электронов, а также успешную демонстрацию возможности эффективного применения источников такого типа для электронно-лучевой модификации диэлектрических материалов, физические аспекты генерации плазмы в области транспортировки электронного пучка, в том числе в условиях электронно-лучевого испарения диэлектрической мишени и заметного влияния вторичной электронной эмиссии с обрабатываемой поверхности, а также физические особенности инъекции электронного пучка в диэлектрическую полость и ряд других процессов изучены недостаточно и требуют проведения детальных и комплексных экспериментальных исследований, теоретических оценок и численного моделирования.

Научный задел и апробированные в процессе изучения пучково-плазменных процессов в форвакуумной области давлений экспериментальные подходы и методы диагностики могут быть эффективно использованы для исследования физических процессов в широкой номенклатуре электро-

разрядных систем и устройств на их основе, в частности, в миниатюрных импульсных вакуумно-дуговых двигателях. Возрастающая в настоящее время потребность в малых космических аппаратах, так называемых «кубсатах», обусловлена привлекательностью создания на их основе «созвездий» спутников для распределенного хранения баз данных вне Земли, спутникового интернета, дистанционного зондирования Земли, а также обучения студентов и популяризации космонавтики. Одним из способов организации движения малых космических аппаратов является ускорение аппарата в результате инжекции плазмы из маломощных миниатюрных импульсных вакуумно-дуговых двигателей с твердотельными металлическими электродами. Однако широкое применение таких плазменных двигателей ограничивается необходимостью удовлетворения противоречивых требований – обеспечения высоких показателей тяги, КПД и отношения тяги к мощности при сохранении низких значений массы, габаритов и энергопотребления устройства. Отдельной проблемой таких плазменных двигателей является деградация межэлектродного промежутка при длительном воздействии плазмы, что ограничивает время безаварийной работы устройства.

Цель и задачи диссертационной работы

Цель работы заключалась в определении основных физических процессов и механизмов, обеспечивающих генерацию пучковой и газоразрядной плазмы в области повышенных давлений форвакуумного диапазона при взаимодействии электронного пучка с диэлектрической мишенью, в использовании полученных результатов исследований для создания научных основ технологий электронно-лучевой и ионно-плазменной модификации диэлектрических изделий и синтеза диэлектрических покрытий, а также в привлечении апробированных в процессе изучения пучково-плазменных процессов в форвакуумной области давлений экспериментальных подходов и диагностик для исследования физических процессов в маломощных миниатюрных импульсных вакуумно-дуговых плазменных двигателях.

Для достижения цели необходимо решить следующие **основные задачи**:

1. Выявить особенности процесса генерации и определить параметры пучковой плазмы, образующейся в области транспортировки непрерывного электронного пучка в форвакуумном диапазоне давлений при свободном распространении пучка в остаточной газовой атмосфере, при электронно-лучевом испарении диэлектрической мишени, а также при инжекции электронного пучка в протяженную диэлектрическую полость.

2. Изучить физические аспекты и определить основные физические механизмы синтеза многокомпонентных диэлектрических покрытий, получаемых в форвакуумном диапазоне давлений в результате электронно-лучевого испарения диэлектрической мишени в сочетании с ассистированием процесса осаждения ионами пучковой плазмы.

3. Исследовать физические процессы, протекающие при функционировании маломощных миниатюрных импульсных вакуумно-дуговых двигате-

лей с твердотельными металлическими электродами, для повышения, в конечном счете, их выходных параметров и ресурса.

Научная новизна заключается в том, что в ней:

1. Выявлен определяющий вклад в ионизационные процессы вторичной электронной и ионно-электронной эмиссии с поверхности мишени, облучаемой в форвакуумной области давлений электронным пучком. В этих условиях определены коэффициенты вторичной электронной эмиссии для диэлектрической мишени и оценен установившийся потенциал ее поверхности.

2. В форвакуумной области давлений измерены параметры пучковой плазмы и определены условия инициирования пучково-плазменного разряда (ППР) при распространении электронного пучка в свободном пространстве и его инжекции в диэлектрическую полость. На основе сравнительного анализа ионизационных процессов определен физический механизм, обуславливающий более высокие параметры пучковой плазмы в случае инжекции электронов в диэлектрическую полость.

3. Для форвакуумного диапазона давлений установлена степень влияния давления и рода газа на тепловой баланс и установившуюся температуру диэлектрической мишени при ее нагреве электронным пучком.

4. Предложен и реализован метод получения многослойных диэлектрических и металлодиэлектрических защитных и функциональных композитных покрытий, основанный на последовательном электронно-лучевом испарении в форвакуумной области давлений металлических и диэлектрических мишеней. Определена скорость нанесения, измерены параметры и исследованы характеристики таких покрытий.

5. Показано, что электронно-лучевое осаждение защитного борсодержащего покрытия на межэлектродную поверхность миниатюрного вакуумно-дугового плазменного двигателя обеспечивает кратное повышение его ресурса, а добавление второй ступени плазменного двигателя – увеличение полной и удельной тяги устройства.

Научная и практическая значимость работы обусловлена тем, что:

1. Изучены основные физические закономерности, характеризующие в форвакуумном диапазоне давлений взаимодействие килоэлектронвольтового электронного пучка с диэлектрической мишенью в атмосфере различных газов с образованием многокомпонентной пучковой плазмы, содержащей ионы рабочего газа, остаточной атмосферы и паров материала мишени.

2. Полученные знания являются научной основой принципиально новых технологий электронно-лучевой и ионно-плазменной модификации диэлектрических изделий, а также электронно-лучевого синтеза многослойных диэлектрических и металлодиэлектрических защитных и функциональных покрытий.

3. Предложенные и реализованные подходы и методы, экспериментальные диагностики могут быть использованы для исследования физиче-

ских процессов в широкой номенклатуре электроразрядных систем и устройств на их основе, в том числе, в миниатюрных вакуумно-дуговых плазменных двигателях, в которых в результате проведенных исследований существенно повышены выходные параметры и ресурс.

Методология и методы исследования

В работе использовался комплексный систематический подход с применением экспериментальных методов, оценочных расчетов и численного моделирования, связанного с решением систем балансовых уравнений. Для генерации пучковой плазмы и электронно-лучевого облучения диэлектрических материалов в форвакуумной области давлений использовался уникальный форвакуумный плазменный источник непрерывного пучка электронов на основе тлеющего разряда с полым катодом. Параметры и масс-зарядовый состав пучковой плазмы исследовались с применением как сертифицированного экспериментального оборудования для зондовой, масс-зарядовой диагностики пучковой плазмы и тепловизионной диагностики мишеней, так и специально созданного или модернизированного экспериментального оборудования. Тяговые характеристики электрореактивного двигателя исследовались с помощью уникального динамического торсионного тягового стенда, импульсные разрядные процессы исследовались с применением цифровых осциллографов и чувствительных быстродействующих зондов.

Положения, выносимые на защиту:

1. В процессе взаимодействия ускоренного электронного пучка с твердотельной мишенью, отклонение нормали к поверхности мишени от направления распространения пучка приводит к пространственному разделению областей локализации первичной пучковой плазмы и плазмы, образованной вторичными электронами с поверхности мишени, тем самым обеспечивая возможность определения вклада каждого из электронных компонентов в процесс генерации плазмы в области, прилегающей к мишени.

2. При облучении в форвакуумной области давлений килоэлектронвольтным электронным пучком диэлектрической мишени, вторичная электронная эмиссия с поверхности мишени обеспечивает повышение в 1,5 – 2 раза концентрации пучковой плазмы вблизи мишени. В случае достижения заметного испарения материала мишени, рост парциального давления ее паров приводит сначала к повышению температуры электронов плазмы до 1,5 – 2,0 эВ, а затем, при достижении некоторого порогового значения давления паров, к ее спаду до 0,4 – 0,6 эВ.

3. В форвакуумной области давлений, в результате инжекции килоэлектронвольтного пучка электронов в протяженную диэлектрическую полость, дополнительный вклад в ионизацию вторичных электронов со стенок полости обеспечивает по сравнению со случаем распространения электронного пучка в свободном пространстве повышение в 1,3 – 1,6 раз концентрации плазмы и в 1,3 – 3 раз электронной температуры. Создание условий для зажигания в полости с определенных пороговых значений параметров электрореактивного двигателя.

тронного пучка и давления газа пучково-плазменного разряда приводит к дальнейшему росту концентрации и температуры электронов в 1,5 – 1,7 раз.

4. В форвакуумной области давлений, при транспортировке электронного пучка внутри полого металлического цилиндра, подача на стенки цилиндра электрического смещения обеспечивает изменение потенциала пучковой плазмы в пределах нескольких сотен вольт. Управление величиной потенциала плазмы, и соответственно, энергией ионного потока из плазмы, обуславливает возможность ионной модификации диэлектрических материалов.

5. Электронно-лучевое испарение в форвакуумной области давлений твердотельных материалов с любой степенью электрической проводимости в атмосфере химически активных и инертных газов обеспечивает генерацию многокомпонентной пучковой плазмы, ионный состав которой включает как газовую фракцию, так и атомарные и молекулярные ионы испаряемого материала. При этом, долевое соотношение ионных компонентов плазмы может варьироваться изменением плотности тока пучка и энергии электронов, а также давлением рабочего газа. Регулирование ионного состава плазмы обеспечивает возможность синтеза комбинированных защитных и функциональных диэлектрических, электропроводящих и магнитных покрытий, с определенным составом, структурой и свойствами.

6. Электронно-лучевое испарение в форвакуумной области давлений кристаллического бора позволяет получать упрочняющее и защитное покрытие, в котором борсодержащий слой обеспечивает повышенную стойкость к ионной эрозии и пиковым тепловым нагрузкам по поверхности напыляемого изделия. Такое покрытие, нанесенное на межэлектродный изолятор первой ступени миниатюрного импульсного вакуумно-дугового плазменного двигателя, многократно (от 6 до 17 раз) увеличивает время безаварийной работы устройства.

7. Использование в миниатюрных вакуумно-дуговых плазменных двигателях аблирующих материалов анода дуговой разрядной системы приводит в результате ионизации паров материала анода к повышению концентрации ионов в дуговой плазме в 1,3 – 1,5 раза и, соответственно, на 20-30 % удельной тяги, а выбор оптимальной геометрии межэлектродного промежутка, в сочетании с созданием в промежутке неоднородного магнитного поля, ослабляет негативное воздействие разрядной плазмы на поверхность межэлектродного изолятора и обеспечивает увеличение в 4 – 20 раз ресурса двигателя.

8. Добавление к миниатюрному вакуумно-дуговому плазменному двигателю второй ступени, образованной дополнительным электродом в неоднородном магнитном поле, в результате дополнительной генерации ионов и реализации режима магнитоплазодинамического ускорения плазмы, позволяет повысить тягу (с 2 до 210 мкН), удельный импульс (с 1600 до 3400 с) и удельную тягу (с 0,5 до 18,0 мкН/Вт) двигателя. При этом, влияние второй ступени на повышение выходных параметров плазменного двигателя реали-

зуется, начиная с определенного порогового, превышающего потенциал плазмы, напряжения на дополнительном электроде.

Достоверность и обоснованность результатов

Достоверность и обоснованность результатов диссертационной работы подтверждаются систематическим характером исследований, использованием независимых дублирующих экспериментальных методик, удовлетворительным совпадением экспериментальных данных с теоретическими оценками и результатами численного моделирования, внутренней непротиворечивостью полученных результатов и их практической реализацией, а также достигнутыми параметрами и характеристиками созданных устройств и покрытий.

Апробация результатов работы

Основные результаты работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях: IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS) (2017, Atlantic City, USA; 2018, Denver, USA; 2019, Orlando, USA; 2020, Singapore), International Workshop on Micropropulsion for Cubesats (2018, Washington, DC; 2021, Toulouse, France), Annual Gaseous Electronics Conference (GEC) (2018, Portland, USA; 2019, College Station, USA), World Congress on Plasma Science and Technology (WCSPT) (2018, Stockholm, Sweden), International Electric Propulsion Conference (IEPC) (2019, Vienna, Austria), AIAA Propulsion & Energy Forum (2021) и International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (2021, Padova, Italy), International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE) (2018, 2020, Томск), «Взаимодействие излучений с твердым телом» (2019, Минск, Беларусь), «Газоразрядная плазма и её применение» (Новосибирск, 2017; Екатеринбург, 2021).

Результаты диссертационной работы опубликованы в 35 статьях в рецензируемых журналах первого и второго квартилей, учитываемых в базах данных научного цитирования Web of Science.

Работы по тематике диссертации поддержаны:

– грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых – кандидатов наук «Формирование комбинированных функциональных и защитных покрытий форвакуумным плазменным источником электронов» МК-1399.2022.4;

– стипендией Президента Российской Федерации для молодых ученых, осуществляющих перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики (2018–2020 гг.);

– грантом РФФИ под руководством автора диссертационной работы № 18-38-00009 мол_а «Процессы инициирования форвакуумным плазменным источником электронов пучково-плазменного разряда в диэлектрическом сосуде для осаждения алмазоподобных покрытий на его внутренней поверхности»;

Работы по тематике диссертации выполнялись также в проектах, поддержанных:

– грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ № 14.Z57.16.6700-НШ;

– грантом РФФИ № 27-79-10035 «Электронно-лучевой синтез многослойных покрытий на основе керамики и металла форвакуумным плазменным источником электронов» (2021–2023 гг.);

– Минобрнауки РФ в рамках государственных заданий № 3.49.2014/К «Создание нового поколения плазменных источников электронов, функционирующих в области повышенных давлений среднего вакуума, для электронно-лучевой обработки диэлектрических материалов» (2014–2016 гг.), № 11.1550.2017/ПЧ «Модификация конструкционных и биосовместимых диэлектрических материалов (керамика, полимеры, стекла) и синтез диэлектрических покрытий электронными пучками, генерируемыми в форвакуумной области давлений» (2017–2019 гг.), № FEWM-2020-0038 «Физические аспекты исследований в актуальных направлениях развития плазменной эмиссионной электроники, фотоники, оптического и космического материаловедения» (2020–2022 гг.).

За разработку форвакуумных плазменных источников электронов и их использование для обработки диэлектрических материалов автор диссертационной работы в составе научного коллектива был удостоен в 2019 г. премии Правительства Российской Федерации в области науки и техники для молодых ученых.

Личный вклад автора

В исследованиях по генерации пучковой плазмы и взаимодействию электронного пучка с диэлектрической мишенью, отраженных в публикациях [4, 8, 10, 15, 19, 20, 22, 25, 28–31, 34, 35], личный вклад автора диссертационной работы заключался в постановке задач исследований, теоретической оценке и численном моделировании физических процессов, участии в проведении экспериментов, анализе полученных результатов, а также в формулировании заключений и выводов. В исследованиях по этому направлению активное творческое участие также принимали соавторы совместных публикаций В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс, Ю.Г. Юшков и А.В. Тюньков. В исследованиях физических процессов в системе для генерации объемной ВЧ-плазмы активное участие принимали Г. Шафир и В. Годьяк, под руководством профессора Я. Красика (Технион – Израильский институт технологии, г. Хайфа, Израиль).

В исследованиях по синтезу покрытий, отраженных в публикациях [1–3, 11–14, 16–18, 21, 23, 26, 33], личный вклад автора состоял в теоретической оценке и численном моделировании процессов, участии в экспериментах, обсуждении результатов исследований и их представлении в публикациях. В исследованиях по этому направлению активное творческое участие также принимали соавторы совместных публикаций Е.М. Окс, Ю.Г. Юшков и А.В. Тюньков.

В исследованиях физических процессов в маломощных миниатюрных импульсных вакуумно-дуговых двигателях, отраженных в публикациях [5-7, 9, 24, 27, 32], личный вклад автора состоял в постановке и проведении экспериментов, формулировании задач исследования, в разработке, изготовлении и отладке экспериментальной оснастки и прототипов двигателя, а также в анализе результатов экспериментов и их объяснении на основе физических моделей. В исследованиях по этому направлению активное творческое участие также принимали соавторы совместных публикаций К.П. Дэниелс, С.Р.П. Бандару, С. Харли и Л. Брида под научным руководством профессора М. Кейдара (Университет Джорджа Вашингтона, г. Вашингтон, США).

Структура диссертации, ее содержание, обоснование актуальности тематики научных исследований, значимости и новизны полученных результатов, а также выносимые на защиту научные положения формулировались в обсуждении с научным консультантом профессором Е.М. Оксом

Основное содержание работы

1. Особенности взаимодействия электронного пучка с диэлектрической мишенью в форвакуумной области давлений

Особенностью форвакуумного диапазона давлений (1–100 Па) является тот факт, что при распространении электронного пучка в газе происходит формирование плотной пучковой плазмы, концентрация заряженных частиц в которой многократно превышает концентрацию электронов в пучке. Генерация пучковой плазмы обеспечивает практически полную нейтрализацию зарядки электронным пучком электрически непроводящей поверхности и тем самым делает возможной непосредственную электронно-лучевую модификацию диэлектрических материалов. Взаимодействие электронов пучка и потоков заряженных частиц из пучковой плазмы с поверхностью облучаемой пучком диэлектрической мишени приводит к возникновению физических эффектов, оказывающих влияние как на пучково-плазменную обработку материалов, так и на параметры и характеристики самой пучковой плазмы.

1.1 Условия образования и параметры плазмы при электронно-лучевом воздействии на диэлектрическую мишень

Механизм образования и параметры пучковой плазмы

Процессы генерации пучковой плазмы при свободном распространении в вакуумной камере электронного пучка энергией в единицы-десятки килоэлектронвольт в газах давлением единицы–десятки паскаль в целом изучены достаточно хорошо [3*]. Основным источником ионизации и как следствие установления концентрации ионов пучковой плазмы являются неупругие соударения быстрых электронов с молекулами газа. Отличительной особенностью пучковой плазмы по сравнению с газоразрядной плазмой является относительно низкая (менее 1 эВ) температура электронов. Физической причиной низкой температуры является наличие единственного механизма нагрева электронной подсистемы пучковой плазмы – постепенной диссипации энергии электронов пучка в газе и множества механизмов ее охлаждения – за счет теплового потока электронов на стенки камеры, неупругих соударений с молекулами, возбуждения волн и колебаний в плазме и т.д. Следовательно,

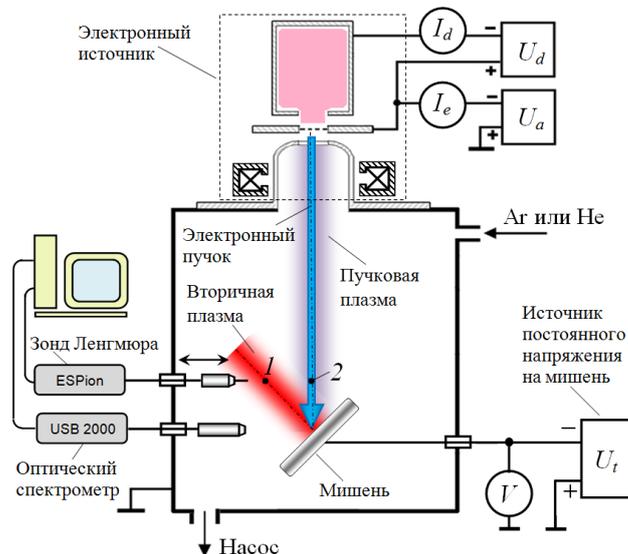


Рис. 1. Схема экспериментальной установки по изучению многокомпонентной пучковой плазмы, генерируемой при электронно-лучевом облучении мишени в форвакуумном диапазоне давлений [4]

возможными способами влияния на параметры и характеристики пучковой плазмы являются привнесение в плазму дополнительной энергии вторичными электронами с обрабатываемой поверхности, регулирование энерговыделения пучка в газовом объеме либо охлаждения плазменных электронов изменением состава плазмы. Известно, что род напускаемого газа, структура его молекул и плазмохимическая активность оказывают существенное влияние на параметры пучковой плазмы [4*]. С другой стороны, ограничено число работ, направленных на исследование влияния паров испаряемого электронным пучком материала мишени, в том числе и диэлектрической, на параметры уже созданной газовой пучковой плазмы. С точки зрения влияния продуктов электронно-лучевого испарения на параметры пучковой плазмы разделение материала мишени по ее электропроводящим свойствам не имеет принципиального значения, если достигнута необходимая скорость испарения. Именно поэтому для изучения этого влияния в качестве модельного объекта было выбрано электронно-лучевое испарение меди (вещества со значительной атомной массой и небольшим потенциалом ионизации 7,72 эВ) в атмосфере гелия (инертного легкого одноатомного газа с высоким потенциалом ионизации 24,5 эВ). Результаты экспериментов показывают, что при неизменном давлении гелия и постоянном токе пучка, с увеличением энергии электронов до достижения испарения меди, параметры плазмы изменяются слабо (рис. 2, кривые 1). Однако с началом испарения и по мере увеличения его скорости, с увеличением энергии электронов происходит заметный рост концентрации плазмы (рис. 2, б, кривая 2).

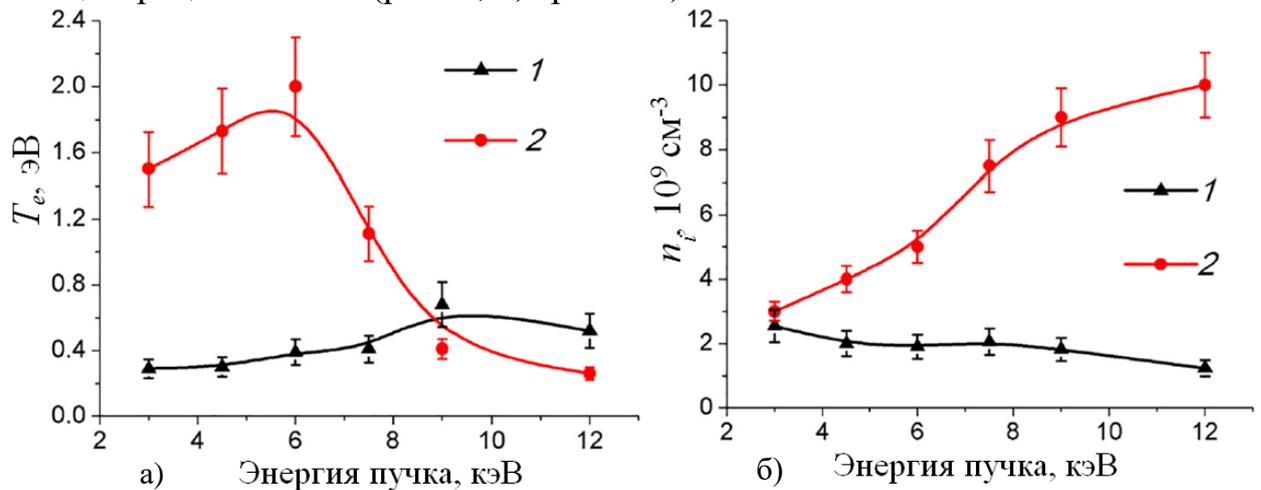


Рис. 2. Температура электронов (а) и концентрация (б) газовой плазмы гелия (1) и газометаллической плазмы (2) при постоянном давлении гелия 6 Па и токе пучка 65 мА в зависимости от интенсивности испарения меди, определяемой энергией электронов пучка [28]

Рост концентрации плазмы с увеличением плотности газовой или паровой среды в целом понятен и связан с повышением ионизации нейтралов пучковыми электронами, в то время как повышение температуры электронного компонента плазмы с последующим ее спадом (рис. 2, а, кривая 2) при

появлении в области ее генерации паров испаряемого вещества требует объяснений, которое было предложено в рамках балансовой модели:

$$I_b U_a [1 - \exp(-L/\lambda_{Rb})] = 0.4en_{iHe} \sqrt{2kT_e/M_{He}} (U_{iHe} + \varphi)S + 0.4en_{iCu} \sqrt{2kT_e/M_{Cu}} (U_{iCu} + \varphi)S + 2kT_e n_e \sqrt{8kT_e/\pi m_e} \exp(-e\varphi/kT_e)S, \quad (1)$$

где I_b , U_a – ток и энергия пучка, L – путь, проходимый пучком в газе, n_{iHe} , n_{iCu} , n_e – концентрации ионов гелия, меди и электронов в плазме, M_{He} , M_{Cu} – атомные массы и U_{iHe} , U_{iCu} – потенциалы ионизации гелия и меди, T_e – температура электронов, φ – потенциал плазмы, S – площадь плазмы.

Левая часть уравнения (1) описывает энерговклад в плазму пучка за счет релаксации с характерной длиной $\lambda_{Rb} = \lambda_{RHe} \lambda_{RCu} / (\lambda_{RHe} + \lambda_{RCu})$ в неупругих соударениях в смеси молекул газа и паров мишени. Члены правой части уравнения (1) описывают унос энергии из плазмы потоками ионов гелия, меди и плазменных электронов соответственно. Из расчетов (рис. 3) следует, что рост электронной температуры с повышением доли атомов меди связан с увеличением энерговклада пучка в образование плазмы, с одной стороны, и небольшим уносом энергии ионами меди ввиду их малой концентрации на фоне атомов гелия – с другой. Однако с дальнейшим повышением доли меди температура перестает расти и начинает снижаться, в связи с повышением доли уносимой из плазмы энергии ионами меди вследствие их значительно более высокой концентрации, чем атомов гелия. Концентрация же плазмы монотонно растет с увеличением доли меди, поскольку растет число ионизуемых частиц.

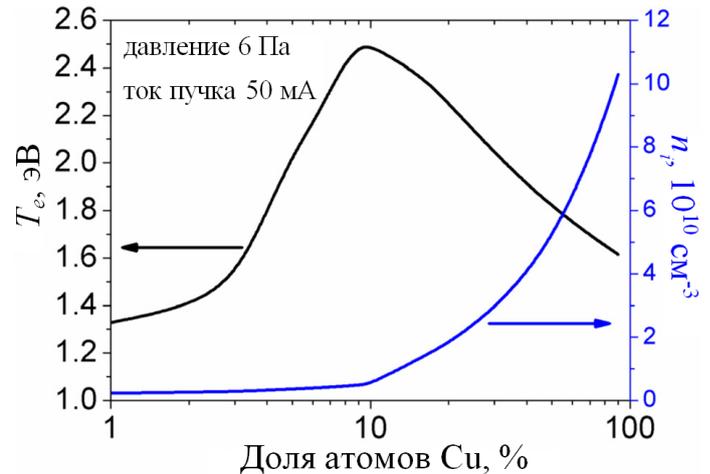


Рис. 3. Расчетная температура электронов и концентрация газометаллической плазмы при давлении гелия 6 Па в зависимости от содержания атомов меди в составе нейтральной компоненты плазмообразующей среды [28]

Потенциал диэлектрической мишени и способы его измерения и контроля

При попытке электронно-лучевой обработки диэлектриков в высоком вакууме из-за накопления заряда поверхность диэлектрика приобретает заметный отрицательный потенциал, приводящий к торможению электронного пучка вплоть до его полного отражения. В форвакуумной области давлений нейтрализация зарядки электронным пучком поверхности диэлектрика обеспечивается ионами из пучковой плазмы. Поэтому абсолютное значение отрицательного потенциала поверхности диэлектрика оказывается много меньше ускоряющего потенциала и практически не влияет на энергию воздействующих на поверхность электронов.

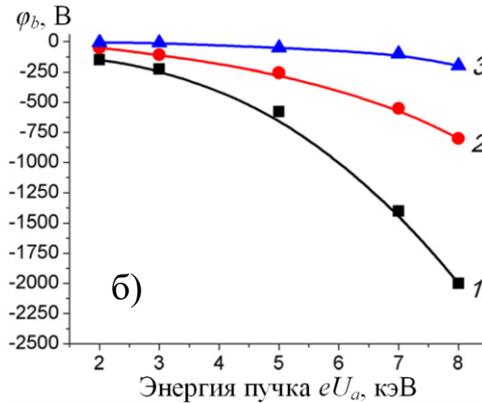
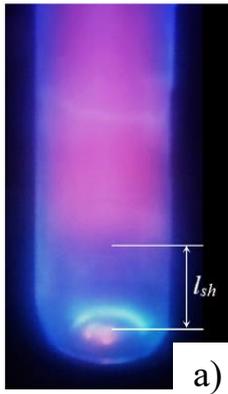


Рис. 4. а) Фото, показывающее темный слой протяженностью l_{sh} вблизи поверхности диэлектрической мишени; б) Оцененный потенциал дна кварцевой полости, облучаемой пучком при давлении 2,5 Па (1), 5 Па (2) и 13 Па (3) [29]

Основанный на одновременном измерении толщины ионного слоя l_{sh} и параметров пучковой плазмы (концентрации n и электронной температуры T_e) вблизи мишени, с последующим вычислением этого напряжения с использованием известной формулы $|\Delta\phi| = l_{sh}^{\frac{4}{3}} (ekT_e)^{\frac{1}{3}} (\epsilon_0/n)^{-\frac{2}{3}}$. Как следует из экспериментов, достижение по этой методике приемлемой точности измерения толщины слоя и, соответственно, потенциала, ограничено снизу величиной потенциала уровня 100 В. Для оценки меньших по модулю величин отрицательного потенциала диэлектрической мишени был предложен другой метод, основанный на пространственном разделении поворотом плоскости мишени пучковой и вторичной (созданной эмиттированными из мишени вторичными электронами) плазмы (рис. 1), и сравнении интенсивности свечения наиболее ярких и различимых линий 501, 587 и 667 нм возбужденного гелия с аналогичным свечением этих линий для известного потенциала металлической мишени (рис. 5). Физическая основа метода заключается в том, что энергии вторичных электронов, необходимые для возбуждения свечения атомов или молекул газа, как правило, меньше энергии ионизации, и это позволило по соотношению интенсивностей разных линий свечения рабочего газа оценить потенциал мишени даже в случае, когда он достаточно мал (менее 100 В).

Поскольку прямое измерение потенциала поверхности диэлектрика затруднено, необходимо привлечение косвенных методов оценки. При отрицательном потенциале поверхности в несколько сотен вольт над диэлектрической мишенью формируется хорошо заметный (более темный на фоне яркой плазмы) ионный слой протяженностью в десятки миллиметров. Для определения падения напряжения на этом слое $|\Delta\phi|$ был предложен метод (рис. 4), ос-

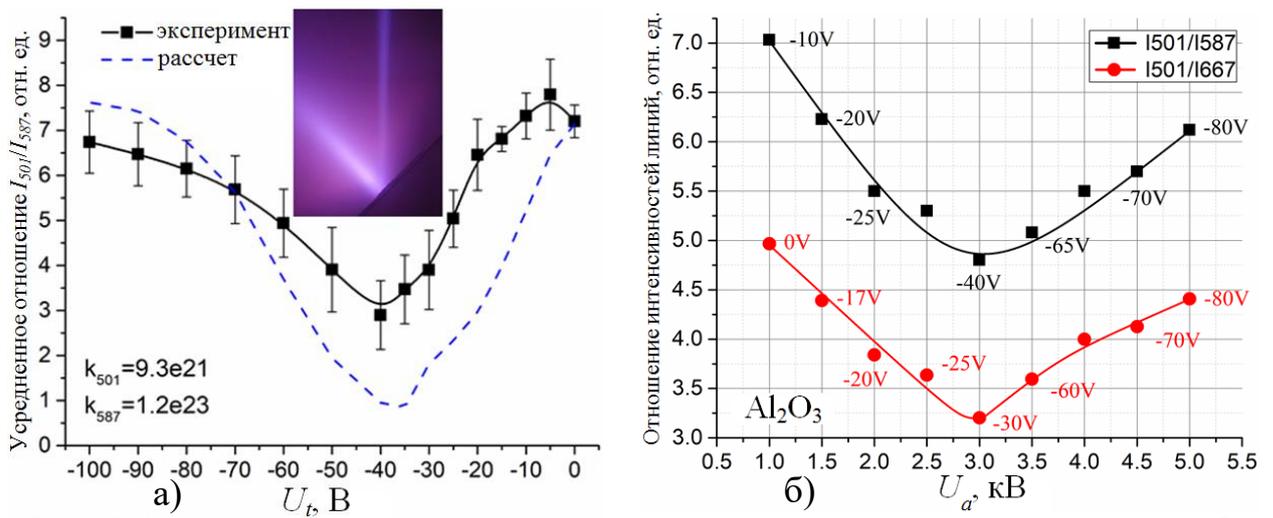


Рис. 5. (а) усредненное отношение интенсивностей линий гелия I_{501}/I_{587} при облучении мишеней из разных металлов в зависимости от потенциала мишени U_t ; (б) отношения интенсивностей свечения вблизи мишени линий гелия в зависимости от ускоряющего пучок напряжения, при облучении мишени из алюмооксидной керамики, с отмеченными значениями потенциалов, оцененными по потенциалу металлической мишени, наблюдающихся при тех же величинах отношений интенсивностей [4]. Фотография показывает свечение пучковой (вертикальный столб) и вторичной плазм

Согласно численным оценкам, немонотонный характер зависимостей отношений интенсивностей от потенциала U_t мишени коррелирует с зависимостями сечения возбуждения $\sigma(U_t)$ от энергии электронов eU_t . Поэтому интенсивность каждой линии может быть описана выражением $I = I_0 + kU_t\sigma(U_t)$, если учесть, что возрастание интенсивностей вызвано не только увеличением сечения возбуждения соответствующей линии, но и пропорциональным с некоторым коэффициентом k повышением общего числа возбужденных атомов вследствие дополнительного энерговклада с учетом неизменной фоновой интенсивности I_0 .

Не менее важной представляется возможность управления потенциалом облучаемого пучком диэлектрика. Это становится возможным, если облучение электронным пучком происходит именно в форвакуумной области давлений, поскольку в этом случае мишень облучается не только электронами пучка, но и потоками частиц из пучковой плазмы. Исследования показали, что потенциалом поверхности облучаемого в форвакуумной области давлений электронным пучком диэлектрика можно управлять, если перекрыть поверхность диэлектрика дополнительным электродом с центральным отверстием и подать на него отрицательное смещение, что вызовет появление дополнительного отрицательного потенциала на поверхности диэлектрика. Наведение отрицательного потенциала проявляется в формировании узкого столба плазмы, генерация которой обусловлена ионизацией газа вторичными электронами с поверхности диэлектрика.

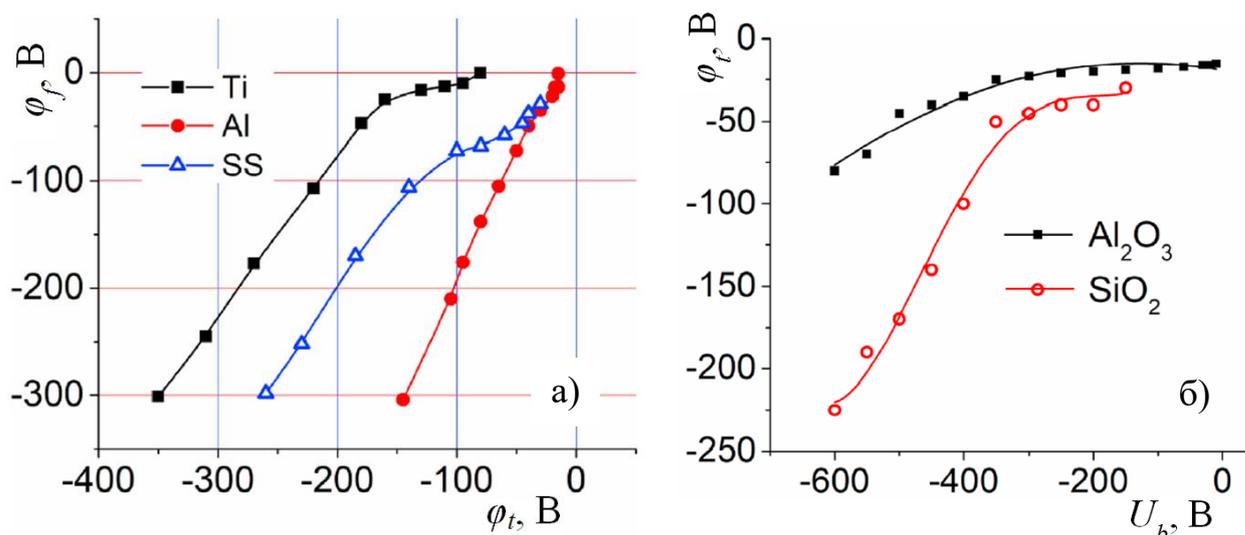


Рис. 6. (а) Плавающий потенциал ϕ_f зонда как функция потенциала ϕ_t металлической (титан Ti, алюминий Al, нержавеющая сталь SS) мишени, (б) Потенциал диэлектрической мишени ϕ_t как функция смещения U_b на электроде-пластине [30]

Сопоставлением величин плавающего потенциала зондов (рис. 6, а), размещенных вблизи металлической (с известным потенциалом) и диэлектрической мишеней, обладающих сходными коэффициентами вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ), возможно не только измерить потенциал диэлектрика, но и подтвердить возможность его независимого управления потенциалом размещенного сверху диэлектрика электрода в условиях обработки диэлектрика электронным пучком (рис. 6, б).

Взаимосвязь параметров плазмы и параметров диэлектрической мишени

Энергия бомбардирующей поверхность ионов определяется разностью между установившимся «плавающим» потенциалом этой поверхности и потенциалом плазмы. Поэтому в характере физических процессов электронно-лучевой и сопутствующей ей ионной модификации диэлектриков оказывается задействована вторичная электронная эмиссия. При прогнозировании результатов пучково-плазменного воздействия, несмотря на наличие табличных значений коэффициентов ВЭЭ γ_{ee} для большинства известных материалов, определение вторично-эмиссионных свойств в условиях повышенного давления газа форвакуумного диапазона является актуальной и нетривиальной задачей. Это связано с тем, что наличие газа в рабочем объеме преобразует состав поверхности и способно оказать влияние на величину коэффициента ВЭЭ, а прямые измерения тока ВЭЭ при повышенных давлениях затруднены наличием пучковой плазмы. В результате исследований был установлен физический параметр мишени, однозначно связанный с ее коэффициентом ВЭЭ в условиях облучения в форвакуумной области давлений, – это потенциал поверхности мишени (рис. 7, а). Анализ механизма этой связи показал, что в установлении потенциала изолированной мишени существенную роль играет вторичная плазма, сформированная потоком вторичных электро-

нов, ускоренных в падении напряжения на слое, отделяющем плазму от мишени. Это означает, что концентрация n плазмы и потенциал φ мишени оказываются взаимно зависимыми величинами, для нахождения которых могут быть использованы уравнения баланса токов заряженных частиц (2) на изолированную мишень и баланса ионов (3) в плазме:

$$[1 - \gamma_{ee}(U_a)]I_b + en\sqrt{8kT_e/\pi m_e} \exp[-eU_{pt}/kT_e]S_t + 0.4en\sqrt{2kT_e/M_i}S_t = 0 \quad (2)$$

$$0.4n\sqrt{2kT_e/M_i}S/n_g = n_b\sigma_i(U_a)\sqrt{2eU_a/m_e}LS_b + \frac{\gamma_{ee}(U_a)I_b}{S_b} \frac{\sigma_i(U_{pt})}{e} \left(\frac{U_{pt}}{W_i}\right) (1 - \exp[-Ln_g\sigma_i(U_{pt})])LS_t, \quad (3)$$

где S_t – площадь мишени, M_i , n_g – масса иона и концентрация нейтралов рабочего газа, U_{pt} – разность потенциалов плазма-мишень, n_b – концентрация электронов в пучке, σ_i – сечение ионизации, S_b – поперечное сечение пучка, W_i – энергия образования ионно-электронной пары.

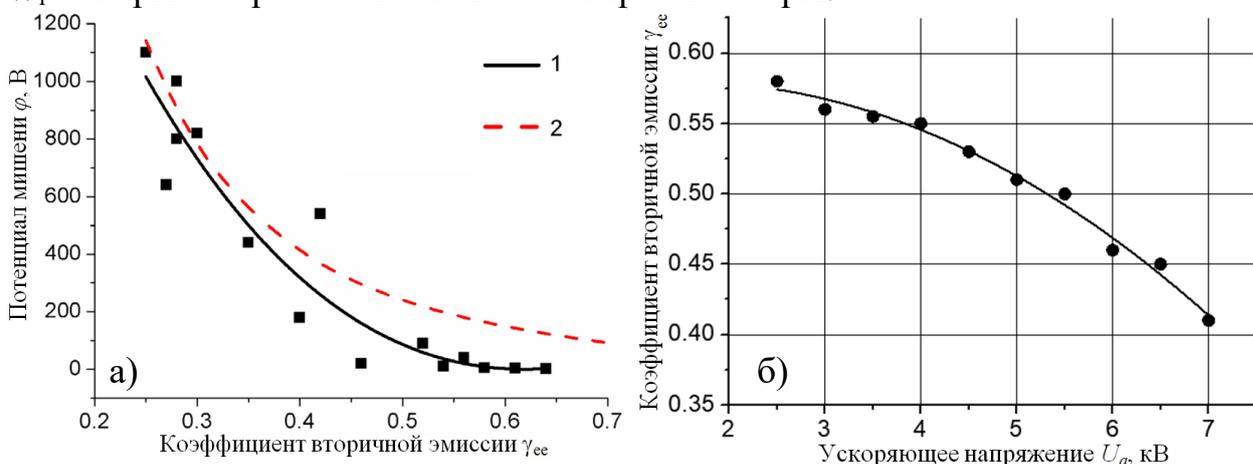


Рис. 7. (а) Функция потенциала мишени от ее коэффициента ВЭЭ (точки – эксперимент, 1 – аппроксимация экспериментальных точек полиномом, 2 – расчет); (б) Оцененный коэффициент ВЭЭ кварца в форвакууме от ускоряющего пучок напряжения U_a [34]

Одно из приложений обнаруженной взаимосвязи состоит в возможности оценки коэффициента ВЭЭ диэлектриков (рис. 7, б). После определения потенциала на поверхности диэлектрика одним из предложенных выше методов по кривой взаимосвязи потенциала мишени с ее коэффициентом ВЭЭ (рис. 7, а) можно оценить искомый коэффициент. Дальнейшие исследования показали, что не только параметры пучка и плазмы влияют на установившиеся параметры мишени (γ_{ee} и потенциал φ), но и параметры мишени способны влиять на параметры (концентрацию n) плазмы вблизи нее: наблюдаемая зависимость $n(\varphi)$ оказывается немонотонной (рис. 8). Расчеты на основе уравнений (2) и (3) показали, что при относительно малых потенциалах мишени вклад вторичных электронов в ионизацию невелик и плазма формируется только за счет ускоренного электронного пучка. Увеличение абсолютного значения отрицательного потенциала мишени вызывает повышение вклада вторичных электронов в ионизацию из-за возрастания сечения ионизации.

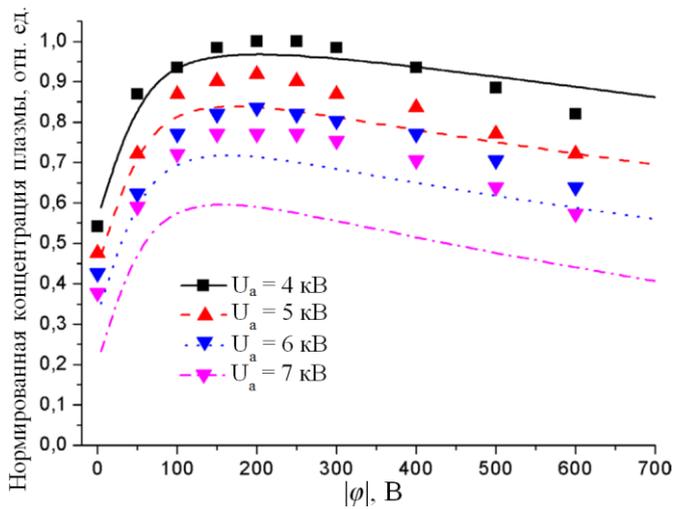


Рис. 8. Рассчитанная (линии) и экспериментальная (точки) нормированная концентрация плазмы в зависимости от потенциала мишени для нескольких энергий пучка. Ток пучка 5 мА, давление 1 Па, мишень из нержавеющей стали [35]

Этим и обусловлен рост концентрации плазмы вплоть до максимального значения при фиксированной энергии электронов пучка. Дальнейшее наращивание отрицательного потенциала мишени приводит к снижению сечения ионизации вторичными электронами. Кроме этого, повышением энергии вторичных электронов обусловлен широкий максимум в зависимости n от ϕ . Рост ускоряющего напряжения в изученном диапазоне вызывает снижение коэффициента вторичной электронной эмиссии и, соответственно, сечения ионизации электронами пучка. Все эти факторы приводят к снижению концентрации плазмы после достижения максимума.

Механизм электронно-лучевого нагрева диэлектрической мишени

Процессы электронно-лучевого нагрева, плавления и испарения диэлектрических материалов, в том числе высокотемпературных керамик, в форвакуумной области давлений 1–100 Па, протекают при комплексном взаимодействии с поверхностью мишени не только пучка ускоренных электронов, но и интенсивного потока заряженных частиц из пучковой плазмы, а

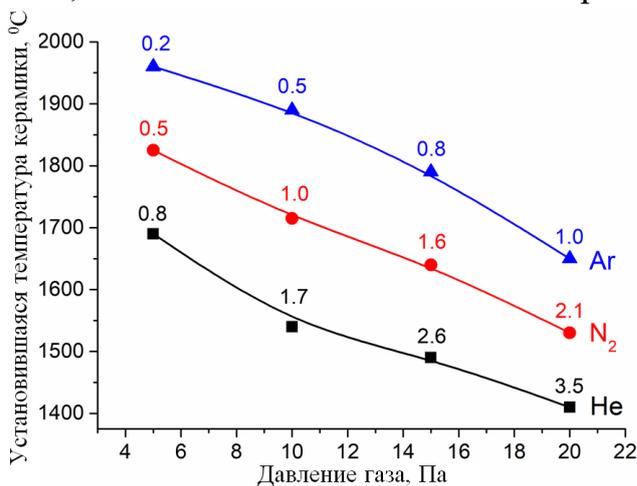


Рис. 9. Установившиеся температуры керамики в гелии, азоте, и аргоне, в зависимости от давления этих газов, при неизменной мощности пучка 200 Вт [26]. Цифры означают рассчитанные коэффициенты теплопроводности в Вт/(м·К) газов при заданных температурах мишени и давлениях газа

также молекул нейтрального газа. Очевидно, что в температурном балансе обрабатываемой керамики ключевым параметром, определяющим повышение ее температуры, является плотность мощности электронного пучка. Одним из основных вопросов установления температурного баланса керамики является прояснение механизма теплоотвода с ее поверхности, а именно, сравнительная оценка вкладов в теплоотвод теплового излучения и теплопроводности посредством взаимного соударения молекул газа. Прояснение роли теплопроводности рабоче-

го газа особенно важно, поскольку в случае значительного влияния этого процесса появляется дополнительный механизм контроля электронно-лучевого нагрева керамики – изменением давления или рода газа. Результаты (рис. 9) однозначно свидетельствуют о заметном влиянии давления и рода газа на максимальную установившуюся температуру, до которой может быть нагрет один и тот же образец керамики пучком неизменной мощности.

Обнаруженный эффект нашел объяснение в рамках стационарной модели, учитывающей охлаждение мишени не только за счет тепла, уносимого в виде излучения лучистой энергии $q_{rad}(T) = \varepsilon \sigma_B T^4$, но и газовыми молекулами за счет теплопроводности от мишени на стенку камеры $q_{acond}(T) = -\chi_\alpha grad(T)$, где $\alpha = He, N_2, Ar$ – род газа, ε – коэффициент серости, σ_B – постоянная Стефана–Больцмана, T – абсолютная температура мишени, χ_α – коэффициент теплопроводности (Вт/м·К), зависящий от давления и рода газа $\chi_\alpha = (i p r_{ch} / 6T) \sqrt{8RT / \pi \mu_\alpha}$, и в котором p, i – давление и число степеней свободы молекул газа, r_{ch} – характерный размер камеры, μ_α – молярная масса газа рода α . Результаты численных оценок (рис. 10) свидетельствуют, что теплоотвод через газ превышает тепловое излучение только при относительно низких температурах керамики порядка нескольких сотен градусов Цельсия.

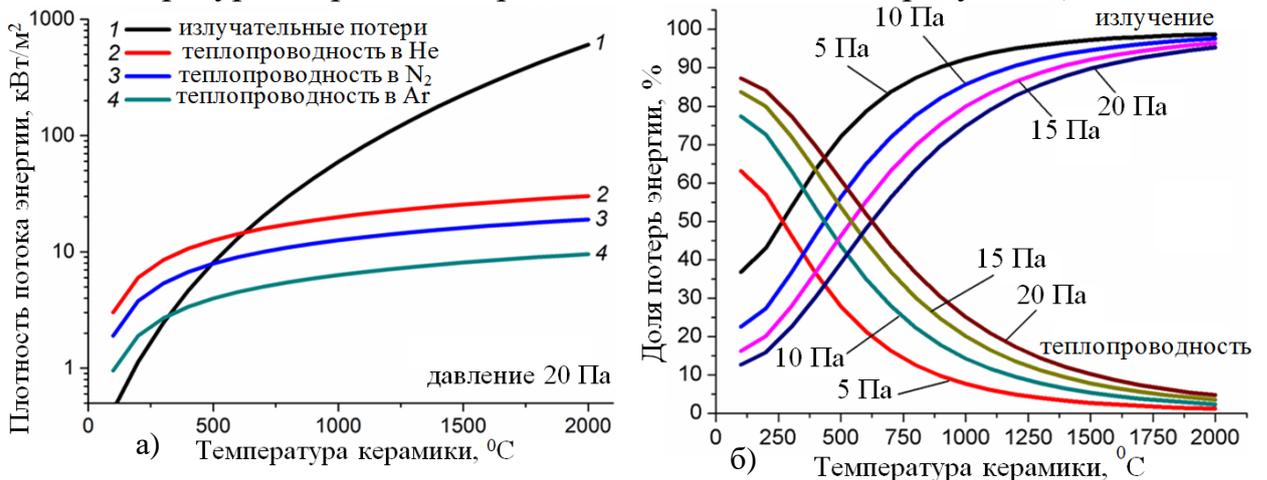


Рис. 10. Плотности потоков энергии, уносимой с керамики излучением и теплопроводностью в гелии, азоте и аргоне, в зависимости от температуры керамики, при давлении 20 Па (а); доля потерь энергии за счет излучения и теплопроводности в гелии (б), определяемая как отношение соответствующей величины плотности потока энергии к сумме плотностей потоков энергии, теряемой за счет излучения и теплопроводности [26]

При этом с ростом давления доля теплового излучения в процессах теплоотвода сравнивается, а затем и превышает вклад теплопроводности газа при более высоких температурах. При высоких температурах (выше 1000 °С) тепловое излучение многократно превышает теплоотвод за счет теплопроводности газа, а уже при температуре мишени ~1500 °С вклад теплопроводности газа не превышает 10 %. Расчетные значения согласуются с результатами эксперимента (рис. 9): для каждого газа разница установившихся температур, обусловленная разницей давлений, как раз составляет величину

около 10 %. Приходится сделать вывод, что теплоотвод за счет теплопроводности рабочего газа в среднем вакууме является заметным на фоне теплового излучения. Вклад теплопроводности газа повышается с ростом давления и требует учета в технологических процессах пучково-плазменной обработки керамики.

Пучково-плазменное воздействие в процессе азотирования

Ключевым фактором высокой скорости азотирования в плазме электронного пучка является генерация атомарного азота (как ионов, так и нейтралов), коэффициент диффузии которых в титане превышает коэффициент диффузии молекулярного азота. Однако типичный диапазон давлений,

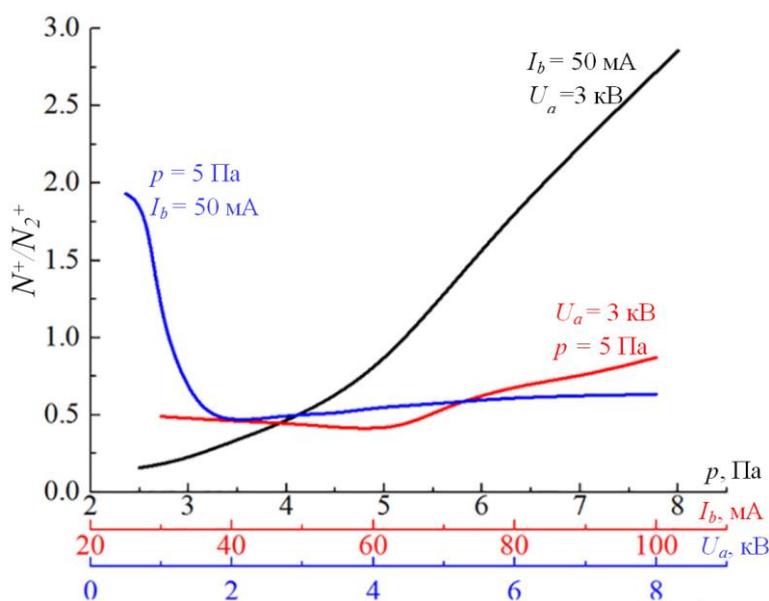


Рис. 11. Зависимость отношения ионов атомарного азота к молекулярному от параметров эксперимента по пучково-плазменному азотированию титана [19]

доступный для традиционных применяемых для азотирования электронно-лучевых источников, составляет 0,1–1 Па. Применение же для генерации пучка и пучковой плазмы форвакуумного плазменного источника электронов расширило верхний диапазон рабочих давлений в ранее недоступную область — до десятка паскаль. Анализ масс-зарядового состава ионов пучковой плазмы при азотировании титана в атмосфере азота в форвакуумной области давлений показал (рис. 11), что повышение давления резко увеличивает долю атомарных ионов плазмы, а значит, эффективность азотирования [15, 19]. Зафиксированное многократное увеличение содержания ионов атомарного азота в плазме электронного пучка в области обрабатываемого образца с ростом давления, а также возможность контролировать степень нагрева образца удержанием плотности мощности пучка открывают новые возможности по эффективному азотированию различных видов сталей и металлов.

1.2 Генерация пучковой плазмы в диэлектрической полости

Высокая концентрация ионов в пучковой плазме, генерируемой в форвакуумном диапазоне давлений, открывает возможность генерации такой плазмы при инжекции пучка внутрь диэлектрических объемов. Однако затруднение токопрохождения пучка в этом случае несколько меняет физику генерации плазмы, что приводит к тому, что параметры и характеристики

пучковой плазмы в диэлектрическом объеме приобретают отличия по сравнению с плазмой, генерируемой в открытом пространстве вакуумной камеры.

Особенности процессов генерации пучковой плазмы в диэлектрической полости

При инжекции пучка в диэлектрическую полость в форвакуумной области давлений (рис. 12, а), на дне и стенках полости скапливается значительный отрицательный заряд, способствующий, с одной стороны, отражению и удержанию в плазме плазменных электронов, с другой – ускорению вторичных электронов со дна полости по направлению к плазме. Это приводит к появлению дополнительных членов, описывающих приток за счет вторичных электронов в баланс энергии: $(\gamma_{ee}I_b + \gamma j_i S_b) \cdot (\varphi_p - \varphi_b) + \gamma j_i S_w \cdot (\varphi_p - \varphi_w)$ и частиц: $[\gamma_{ee}I_b + \gamma j_i S_b](\varphi_p - \varphi_b/eW_i) + [\gamma j_i S_w](\varphi_p - \varphi_w/eW_i)$. В этих новых членах γ – коэффициент ионно-электронной эмиссии, j_i – плотность ионного тока, S_b , S_w – площадь дна и боковых стенок полости, φ_p , φ_b , φ_w – потенциалы плазмы, дна и стенок полости относительно заземленных стенок вакуумной камеры.

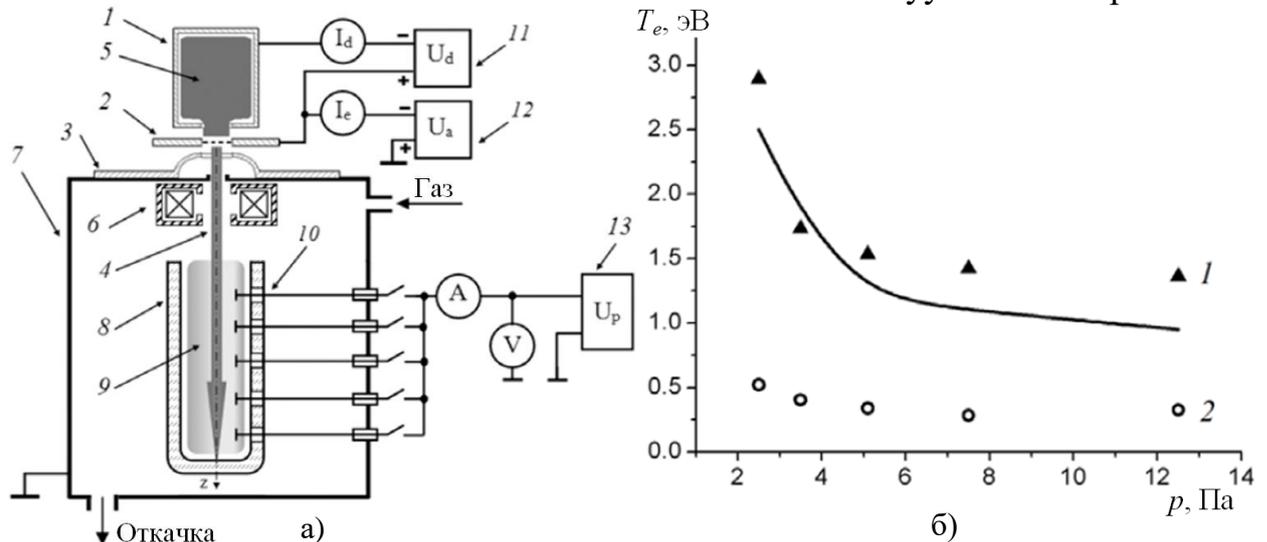


Рис. 12. а) Установка для генерации и исследования пучковой плазмы в диэлектрической полости; б) температура электронов пучковой плазмы в полости (1) и без полости (2) [10]

То есть поток ускоренных вторичных электронов ионизует газ и вносит в плазму дополнительную энергию, в конечном счете приводя к более высоким значениям температуры электронов и концентрации плазмы, чем имелись бы в отсутствие полости при тех же параметрах электронного источника и давления газа (рис. 12, б). Поскольку наиболее энергичный поток вторичных электронов направлен со дна полости, становится возможным управлять продольным профилем концентрации пучковой плазмы варьированием энергией первичного пучка электронов и давлением газа, непосредственно оказывающих влияние на энергию и плотность тока вторичных электронов (рис. 13).

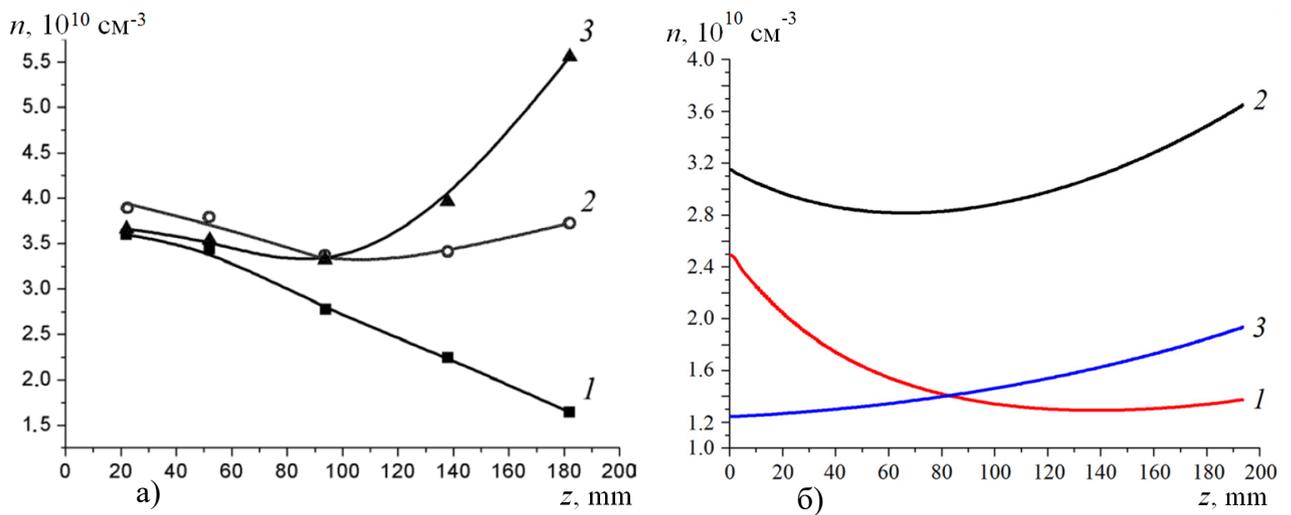


Рис. 13. Экспериментальные (а) и рассчитанные (б) продольные профили концентрации плазмы в диэлектрической полости в зависимости от энергии пучка [10, 29]

По сравнению с альтернативным методом генерации плазмы в диэлектрических объемах – индуктивным ВЧ-разрядом при давлениях рабочего газа форвакуумного диапазона (1–15 Па) оба способа обеспечивают генерацию однородной плазмы с концентрацией 10^9 – 10^{11} см^{-3} и температурой электронов 2–4 эВ [20]. Но энергетическая цена иона при пучково-плазменном методе оказывается несколько выше (33–90 эВ/ион), чем при использовании ВЧ-разряда (25–30 эВ/ион), однако этот недостаток может компенсироваться более гибким управлением параметрами плазмы при варьировании тока, энергии пучка и давления газа, а также отсутствием необходимости согласования импедансов плазменной нагрузки и генератора. Следует отметить, что потенциал пучковой плазмы относительно стенок диэлектрического сосуда может регулироваться в достаточно широких пределах – от единиц вольт, что дает возможность обрабатывать такие чувствительные материалы, как полимеры, до сотен и тысяч вольт (при повышенных энергиях пучка и низких давлениях), что может быть использовано для организации селективного ионного травления образцов, располагаемых на дне диэлектрической полости.

Пучково-плазменный разряд в диэлектрической полости

С повышением плотности тока инжектируемого в диэлектрическую полость электронного пучка и с понижением давления газа реализуются условия для возбуждения так называемого пучково-плазменного разряда (ППР) – микроволнового разряда, возникающего вследствие усиления роли коллективного взаимодействия электронного пучка с электронной подсистемой плазмы в полости [5*]. При ППР вследствие более эффективной диссипации энергии пучка на возбуждение ленгмюровских колебаний с длиной релаксации $\lambda_{\alpha RPPD} = v_{\alpha} n \Lambda / \omega_{pe} n_{\alpha}$ (где v_{α} – скорость электронов рода α , $\Lambda = 15$ – кулоновский логарифм, ω_{pe} – плазменная частота, n_{α} – концентрация электронов рода α) в уравнение (1), описывающее баланс энергии плазменных

электронов, добавляется новый член $E_{\alpha BPD} = I_{\alpha} U_{\alpha} (1 - \exp(-L/\lambda_{\alpha BPD}))$, а интегральная светимость и параметры плазмы в полости скачкообразно возрастают (рис. 14).

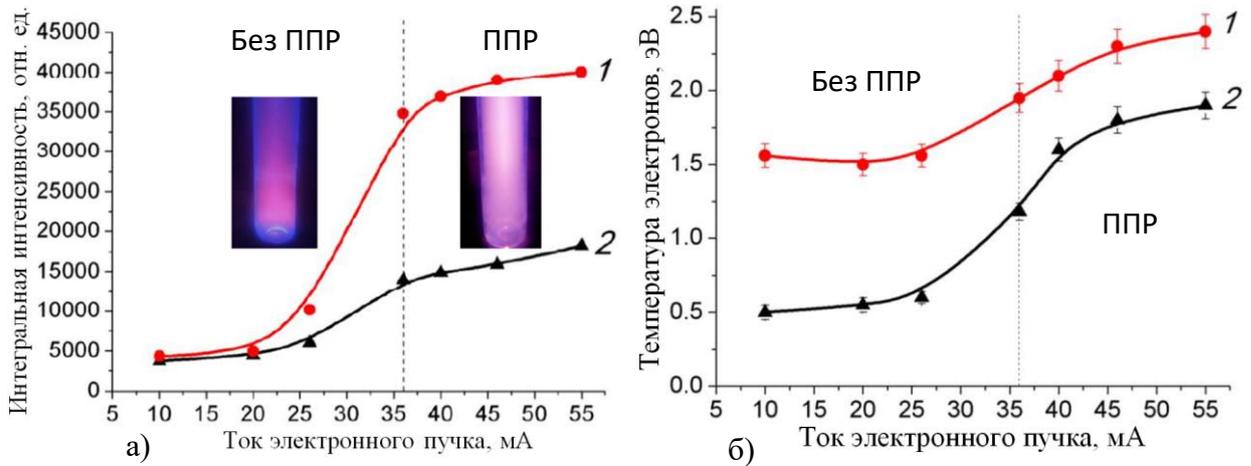


Рис. 14. Интегральная светимость (а) и электронная температура (б) плазмы в полости (1) и без полости (2) в зависимости от тока пучка в режимах без и при наличии ППР [8]

В условиях эксперимента показана возможность существования двух режимов генерации пучковой плазмы в диэлектрической полости: в режиме парных столкновений пучковых электронов с молекулами газа и в режиме, когда существенна роль коллективных взаимодействий – при возбуждении пучково-плазменного разряда, интенсифицирующего передачу энергии от пучка плазме. В режиме ППР интегральная интенсивность излучения частиц плазмы в диапазоне 200–800 нм многократно выше в случае, если плазма создается в полости, при прочих равных параметрах эксперимента.

Локальное пучково-плазменное травление в диэлектрической полости

При понижении давления в диэлектрической полости до уровня единиц паскаль, инжекция внутрь нее непрерывного электронного пучка приводит к значительному повышению энергии бомбардирующих дно полости ионов, ввиду большой разности потенциалов (сотни – тысячи вольт) между плазмой и этим дном (рис. 15).

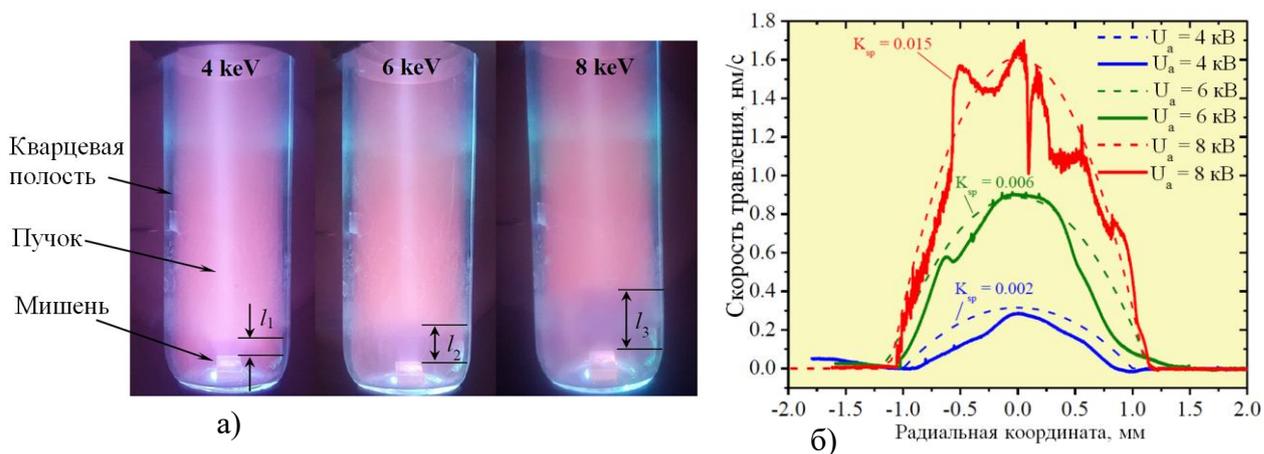


Рис. 15. (а) Уширение слоя над сравливаемой кварцевой мишенью от энергии пучка; и (б) экспериментальные (сплошные линии) и рассчитанные (пунктирные линии) радиальные распределения скоростей ионного травления кварцевой мишени электронным пучком током 15 мА и энергией 4,6 или 8 кэВ, в кварцевой полости при давлении аргона 4 Па [31]

Этот эффект открывает возможность локального пучково-плазменного травления непроводящих объектов. Такое травление достигается за счет размещения объектов на дне полости и «сканирования» поверхности электронным пучком, что обеспечивает задание потенциала в локальной области диэлектрика, подверженной воздействию пучка, и, соответственно, ускорение ионов пучковой плазмы до достижения энергии, необходимой для эффективного распыления поверхности мишени.

Численный анализ скорости локального травления, которую можно оценить как $v(r) = j_i(r) (M_q / e \rho_q N_a) K_{sp}$ (где $j_i(r)$ – радиальная плотность ионного тока, M_q , ρ_q – молярная масса и плотность кварца, K_{sp} – зависящий от энергии ионов коэффициент ионного распыления), показал (рис. 15, б), что определяющий вклад в установление скорости травления вносит в основном плотность ионного потока, а не энергия ионов, и максимум скорости распыления совпадает с максимумом плотности ионного потока на оси пучка. Обе важные для травления величины – плотность ионного тока на мишень и потенциал на поверхности мишени – для случая плазмы в полости значительно выше, чем для плазмы без полости, а модуль формируемого на мишени потенциала заметно растет с энергией пучка (рис. 16, а).

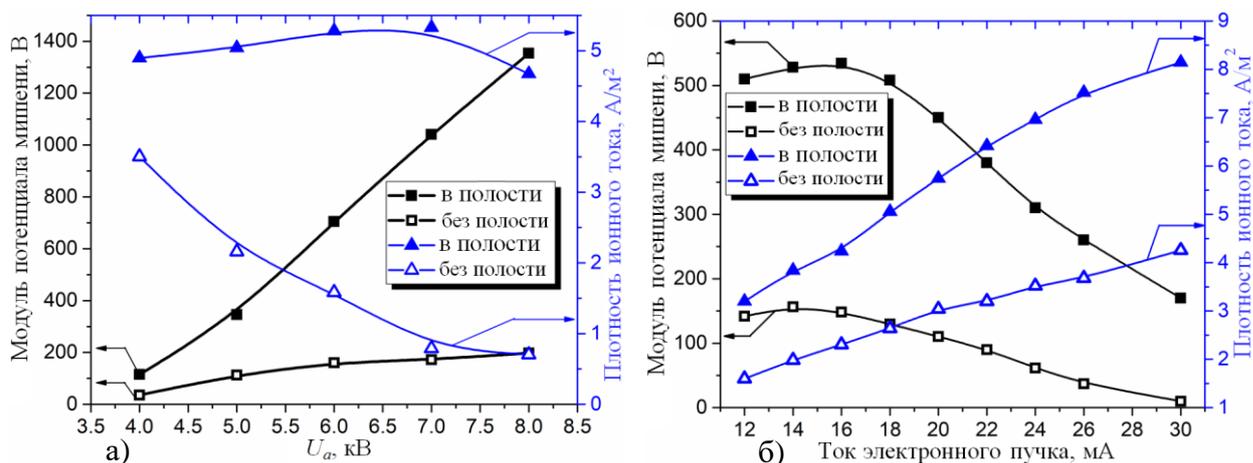


Рис. 16. Абсолютное значение отрицательного потенциала мишени, и плотность ионного тока на мишень, в зависимости от энергии (*а* – ток пучка 18 мА) и тока пучка (*б* – энергия пучка 6 кВ). Давление аргона 2,5 Па [22]

Следовательно, при одном и том же давлении, токе и энергии пучка следует ожидать более высоких скоростей ионного травления при электронно-лучевом облучении диэлектриков, находящихся именно на дне в диэлектрической полости.

Таким образом, в форвакуумной области давлений экспериментально исследован и проанализирован ряд физических эффектов, сопровождающих генерацию многокомпонентной пучковой плазмы при электронно-лучевом облучении диэлектрической мишени, а также при инжекции электронного пучка в диэлектрическую полость. Зависимость параметров пучковой плазмы и ее ионного состава от интенсивности испарения мишени может иметь значение при разработке плазмохимических пучково-плазменных реакторов. Предложены и реализованы методы измерения установившегося значения потенциала поверхности диэлектрика при его электронно-лучевом облучении. Показано, что при неизменных параметрах электронного пучка, а также давления и рода газа, величина установившегося потенциала определяется коэффициентом вторичной электронной эмиссии с поверхности диэлектрика, которая, в свою очередь, оказывает влияние на параметры прилегающей к диэлектрической мишени пучковой плазмы [25]. При электронно-лучевом облучении диэлектрика возможность управления величиной установившегося потенциала и температурой его поверхности, а также реализация режима генерации однородной пучковой плазмы при инжекции электронного пучка в диэлектрическую полость значительно расширяют номенклатуру методов пучково-плазменной модификации диэлектрических материалов.

2. Пучково-плазменный синтез покрытий при электронно-лучевом испарении диэлектрической мишени в форвакуумной области давлений

Повышенные давления рабочего газа оказывают влияние как на процесс нагрева диэлектрической мишени, так и на процесс синтеза покрытий из многокомпонентной пучковой плазмы, формируемой при электронно-лучевом испарении мишени и ионизации ее паров.

2.1 Особенности генерации многокомпонентной плазмы при электронно-лучевом испарении мишени с низкой степенью электрической проводимости

Тепловой баланс мишени при электронно-лучевом нагреве

Электронно-лучевое испарение материалов [6*] с низкой степенью электрической проводимости (в частности, керамик, ферритов и т.д.) становится возможным благодаря использованию форвакуумных плазменных источников электронов [7*]

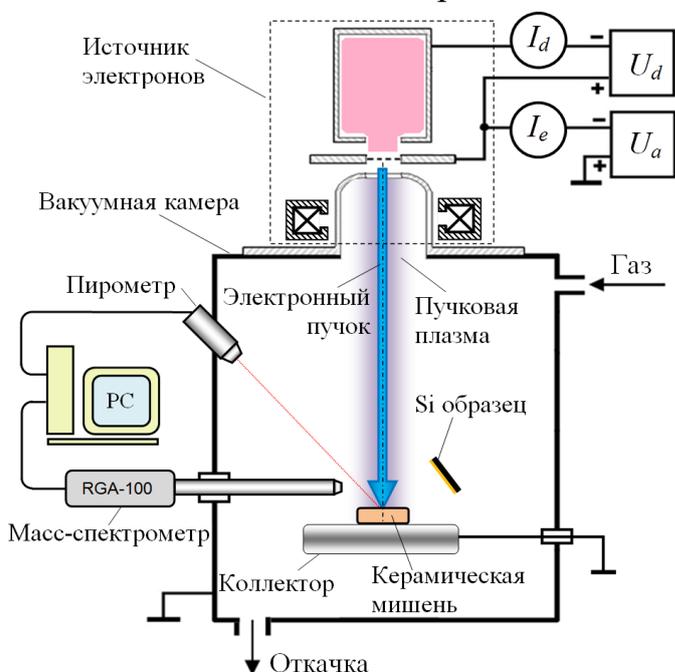


Рис. 17. Схема эксперимента по исследованию нагрева керамических мишеней и синтеза многокомпонентной пучковой плазмы [2]

значительном вкладе теплопроводности материала мишени в установление теплового баланса мог быть неочевидным. Кроме того, было неясно, является ли существенным для режима электронно-лучевого облучения снижение электросопротивления облучаемых диэлектрических материалов с ростом их температуры вплоть до температуры плавления. Результаты исследования (рис. 18) показали, что удельное сопротивление ферритовой мишени при низких температурах (сравнимых с комнатной) на много порядков ниже соответствующей величины для алюмооксидной керамики, и еще сильнее уменьшается вплоть до значений 0,01 Ом·м при температуре 200 °С. Таким

образом, при электронно-лучевом облучении ферритовой мишени проблема ее зарядки возникнуть не может, так как разность потенциалов $\Delta\varphi = I_b \rho l / S$, формируемая при протекании тока пучка через мишень с таким низким удельным сопротивлением, будет не выше десятков вольт, то есть много меньше ускоряющего пучок напряжения.

Совершенно другая ситуация наблюдается в случае мишени из алюмооксидной керамики. Разность потенциалов $\Delta\varphi$ между гранями ее поверхности (при условии постоянства протекающего через мишень тока пучка и полного отсутствия пучковой плазмы) составила бы от 3,6 кВ (при $\sim 1300^\circ\text{C}$) до 10 МВ (при 600°C). Для этой керамики уровень зарядки поверхности и соответствующая разность потенциалов $\Delta\varphi$ вызвали бы заметное торможение или даже полное отражение электронного пучка. Однако нейтрализация зарядки ионами из пучковой плазмы, генерируемой электронным пучком в форвакуумной области давлений [7*], предотвращает возникновение таких высоких потенциалов на поверхности алюмооксидной мишени и тем самым способствует ее эффективному электронно-лучевому испарению. Из экспериментальных данных, приведенных на рис. 19, а, следует, что при одной и той же мощности электронного пучка и одинаковых геометрических размерах облучаемых образцов, установившаяся температура поверхности заметно зависит от материала. Этот факт, очевидно, связан с влиянием теплопроводности материала мишени. Для оценки вклада теплопроводности был выполнен анализ на основе физической модели, учитывающей, что нагрев каждого из керамических образцов происходит облучением верхней грани электронным пучком мощностью P_b , а теплоотвод происходит не только за счет теплового излучения с его поверхности, но и вследствие теплопроводности через нижнюю грань керамического образца $P_b = \varepsilon\sigma_B T^4(S_{tot}) + k(dT/dx)S_t$, где S_{tot} – площадь полной поверхности мишени, k – коэффициент теплопроводности соответствующей керамики, dT/dx описывает градиент температуры между верхней и нижней гранями образца. С учетом граничного условия $T(x=0) = T_0$ (где T_0 – температура нижней грани образца) результаты расчетов показали (рис. 19, а), что величина температуры поверхности керамики при заданной мощности пучка обратно пропорциональна ее коэффициенту теплопроводности.

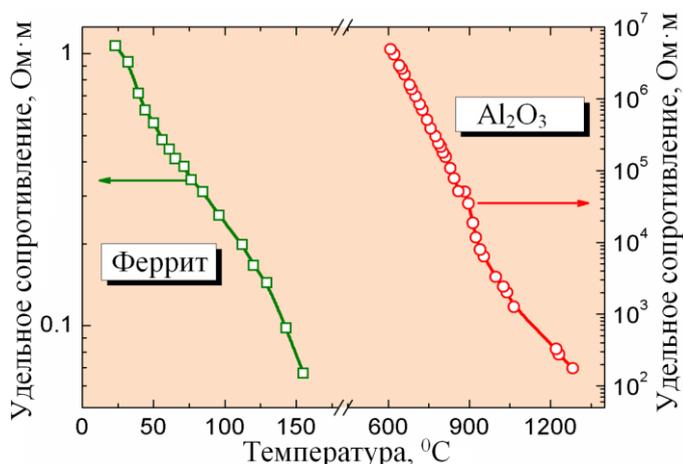


Рис. 18. Температурная зависимость удельного сопротивления мишеней из феррита и алюмооксидной керамики [23]

Однако нейтрализация зарядки ионами из пучковой плазмы, генерируемой электронным пучком в форвакуумной области давлений [7*], предотвращает возникновение таких высоких потенциалов на поверхности алюмооксидной мишени и тем самым способствует ее эффективному электронно-лучевому испарению. Из экспериментальных данных, приведенных на рис. 19, а, следует, что при одной и той же мощности электронного пучка и одинаковых геометрических размерах облучаемых образцов, установившаяся температура поверхности заметно зависит от материала. Этот факт, очевидно, связан с влиянием теплопроводности материала мишени. Для оценки вклада теплопроводности был выполнен анализ на основе физической модели, учитывающей, что нагрев каждого из керамических образцов происходит облучением верхней грани электронным пучком мощностью P_b , а теплоотвод происходит не только за счет теплового излучения с его поверхности, но и вследствие теплопроводности через нижнюю грань керамического образца $P_b = \varepsilon\sigma_B T^4(S_{tot}) + k(dT/dx)S_t$, где S_{tot} – площадь полной поверхности мишени, k – коэффициент теплопроводности соответствующей керамики, dT/dx описывает градиент температуры между верхней и нижней гранями образца. С учетом граничного условия $T(x=0) = T_0$ (где T_0 – температура нижней грани образца) результаты расчетов показали (рис. 19, а), что величина температуры поверхности керамики при заданной мощности пучка обратно пропорциональна ее коэффициенту теплопроводности.

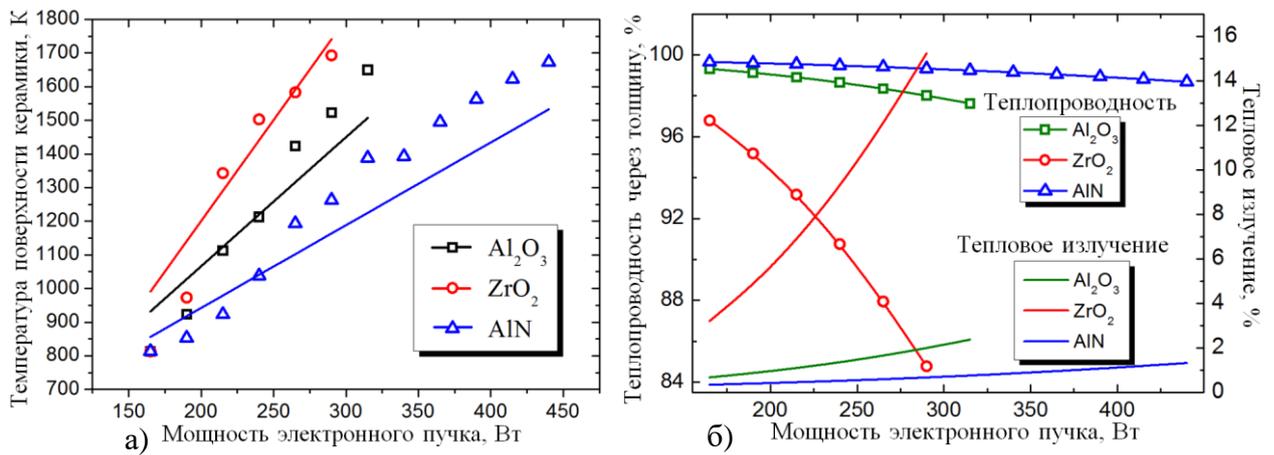


Рис. 19. а) Экспериментальные (точки) и расчетные (сплошные линии) зависимости температуры верхней грани керамических образцов от мощности электронного пучка; б) расчетные потери тепла керамическими образцами на излучение и теплопроводность через нижнюю грань [2]

Результаты оценок, приведенные на рис. 19, б, показывают, что при температурах, меньших температур плавления, доминирующим механизмом уноса тепла с керамических образцов является теплопроводность. Вклад этого механизма в процесс теплопереноса составляет порядка 90 %. Тепловое излучение в данном случае обеспечивает отвод всего лишь нескольких процентов тепловой энергии. Вместе с тем из рис. 19, б следует, что доля теплового излучения более высока для керамик с более низким коэффициентом теплопроводности, и эта доля растет с ростом температуры керамики. При высоких температурах, уровня температуры плавления керамики вклад теплового излучения в установление равновесной температуры будет преобладающим, что согласуется с описанными выше (рис. 10) результатами.

Результаты исследования остывания керамики в газе при пониженных (2 и 8 Па) давлениях форвакуумного диапазона показали (рис. 20), что при таких давлениях ни величина давления, ни род газа не влияют заметным образом на скорость остывания керамических образцов.

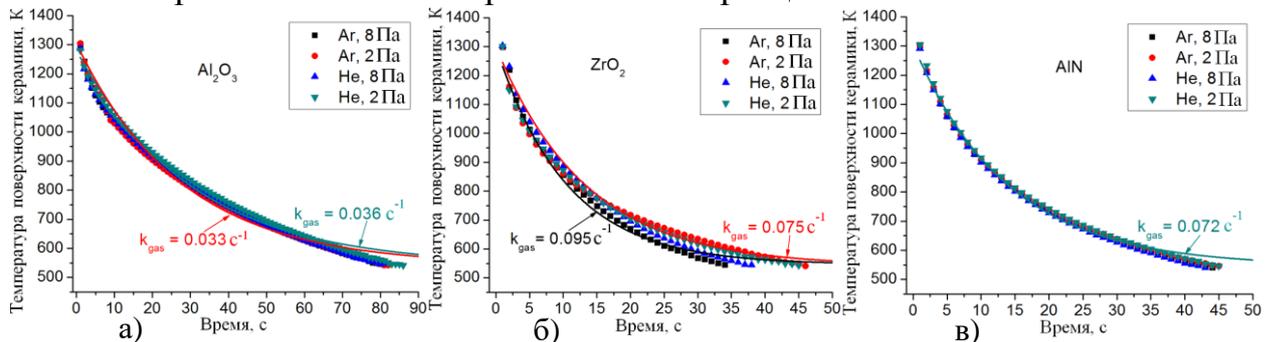


Рис. 20. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) температуры алюмооксидной (а), циркониевой (б) и алюмонитридной (в) керамик при их остывании в аргоне и гелии при давлении 2 и 8 Па [2]

Более заметным оказывается влияние материала керамики. Так, на основе решения дифференциального уравнения охлаждения Ньютона $dT/dt = k_{gas}(T_b - T)$, где k_{gas} – коэффициент теплопередачи (c^{-1}) тепла через

газ, T_b – температура окружающей среды, вычисленные коэффициенты $k_{gas} = 0,033–0,036 \text{ с}^{-1}$ для алюмооксидной керамики оказались заметно ниже, чем для алюмонитридной ($k_{gas} = 0,072 \text{ с}^{-1}$) и циркониевой ($k_{gas} = 0,075–0,095 \text{ с}^{-1}$) керамик.

Можно заключить, что при электронно-лучевом нагреве в форвакуумной области давлений (от 2 до 8 Па) мишеней из алюмооксидной, алюмонитридной и циркониевой керамик до умеренных температур (меньших температур плавления этих керамик) преобладающим механизмом теплоотвода является зависящий от коэффициентов теплопроводности и удельной теплоемкости теплоперенос с поверхности через толщу материала на держатель. В то же время вклады теплового излучения и теплопроводности с поверхности мишени через остаточную газовую атмосферу при таких давлениях газа и температурах мишени малы.

Масс-зарядовый состав пучковой плазмы при электронно-лучевом нагреве мишени

Важность мониторинга масс-зарядового состава ионов пучковой плазмы, генерируемой при испарении керамических мишеней в форвакуумной области давлений, обусловлена тем фактом, что, как правило, мишени изготовлены из широкодоступных материалов, не отличающихся особой химической чистотой, и легкоплавкие и летучие компоненты выделяющейся из мишени примеси способны ухудшить качество синтезируемого покрытия. Масс-спектры (рис. 21, а) показывают, что на начальном этапе нагрева керамических мишеней в плазме преобладают ионы рабочего газа и остаточной атмосферы: N_2^+ , NO^+ , O_2^+ , H_3O^+ , сигналы остальных ионов теряются на уровне шумов.

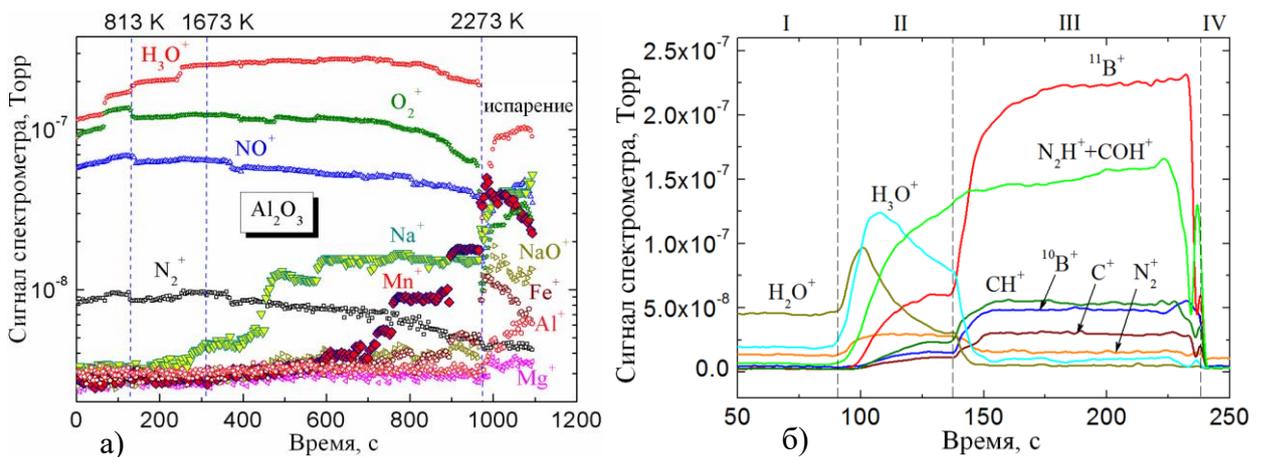


Рис. 21. Масс-зарядовый состав ионов пучковой плазмы при нагреве мишени из а) – алюмооксидной керамики [2]; и б) – бора в атмосфере азота (при мощности пучка: I – 0,5 кВт, II – 0,92 кВт, III – 1,1 кВт; IV – пучок выключен) [13]

Но ионы более летучих и легкоплавких веществ (Mn^+ , Mg^+ , Fe^+ , NaO^+ и особенно Na^+), входящих в состав алюмооксидной керамики в виде примесей, начинают появляться в плазме при температурах, значительно меньших температуры плавления основного материала (рис. 21, а). Доля ионов основ-

ного материала мишени (Al^+) резко увеличивается и становится сравнимой с долями газовых ионов при температурах плавления и испарения. Этот факт является значимым для выбора как режимов осаждения покрытий из многокомпонентной пучковой плазмы, так и необходимой чистоты материала мишени.

При достаточно высокой мощности электронного пучка возможно кратное превышение в масс-спектре амплитуды ионов испаряемого материала

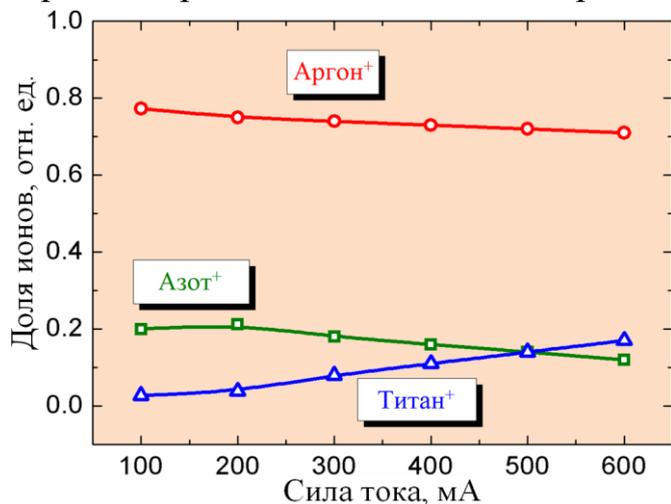


Рис. 22. Зависимость доли ионов газа и титана в плазме магнетронного разряда от его тока в смеси газов $Ar-N_2$, $Ar/N_2 = 90\%/10\%$ [11]

тока в широких пределах (рис. 22). Возможность получения в плазме концентрации ионов материала мишени (вне зависимости от ее рода или проводимости), кратно превышающей концентрацию ионов остаточной газовой атмосферы и рабочего газа, а также высокие скорости испарения тугоплавких керамических мишеней (десятки миллиграмм в минуту [18]) являются существенными преимуществами электронно-лучевого метода генерации многокомпонентной плазмы в форвакуумной области давлений.

2.2 Синтез покрытий с комбинированными свойствами из многокомпонентной пучковой плазмы

Синтез защитных покрытий

Некритичность форвакуумных плазменных источников электронов к составу и флуктуациям давления рабочего газа, а также высокая эффективность концентрации энергии пучка на мишени вне зависимости от ее теплофизических и электропроводящих свойств открывают возможность синтеза покрытий, сочетающих в себе различные, зачастую полярные свойства. При этом было обнаружено, что несмотря на достигаемые в области концентрации энергии пучка высокие температуры, достаточные для испарения даже тугоплавких бинарных соединений (SiC , AlN), при синтезе из многокомпонентной пучковой плазмы покрытий в их состав также могут входить те же

бинарные соединения, что и составляют исходную мишень. Одним из примеров таких покрытий являются тонкие пленки, синтезируемые при испарении SiC мишени и способствующие снижению коэффициентов трения и износостойкости исходной подложки (рис. 23).

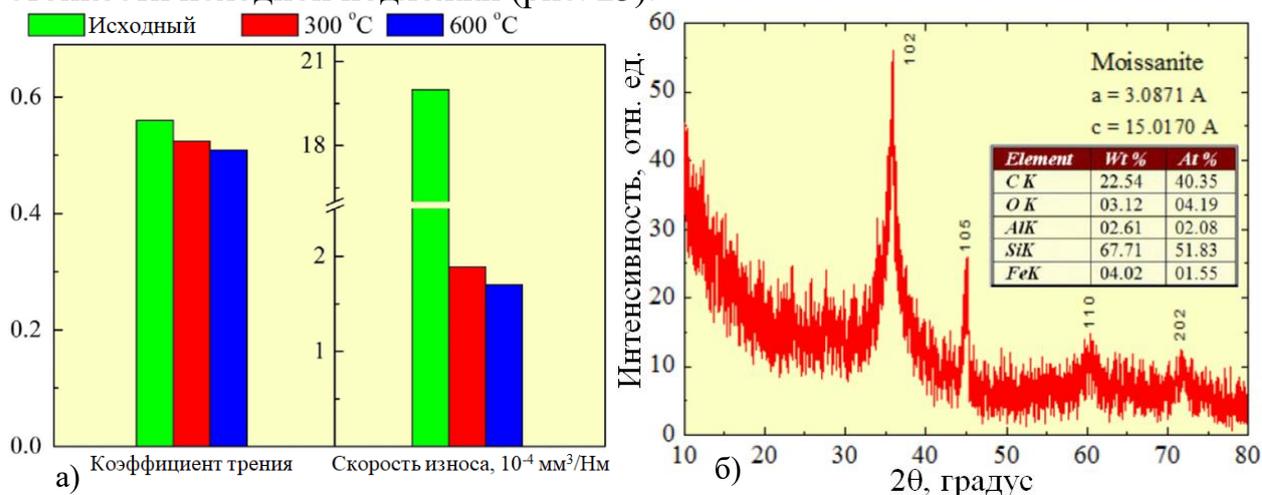


Рис. 23. а) Коэффициенты трения и износостойкость образцов из стали-3 с осажденными на них покрытиями при испарении SiC мишени; и б) рентгенофазный и элементный анализ SiC покрытия, осажденного при температуре 600 °С, демонстрирующий осаждение покрытия в виде бинарного соединения [1]

Обнаружено, что при электронно-лучевом испарении алюмооксидной керамики с разной долей компонентов основного материала и сопутствующих примесей, свойства (модуль Юнга, микротвердость и шероховатость) полученного покрытия довольно заметно зависят от этих долей (рис. 24). С другой стороны, при синтезе покрытия испарением простого вещества (такого, например, как бор) в атмосфере различных газов (инертного гелия либо химически активного азота), род рабочего газа способен влиять на микротвердость и прочие трибологические параметры поверхности образца с синтезированным на нем борсодержащим покрытием (рис. 25).

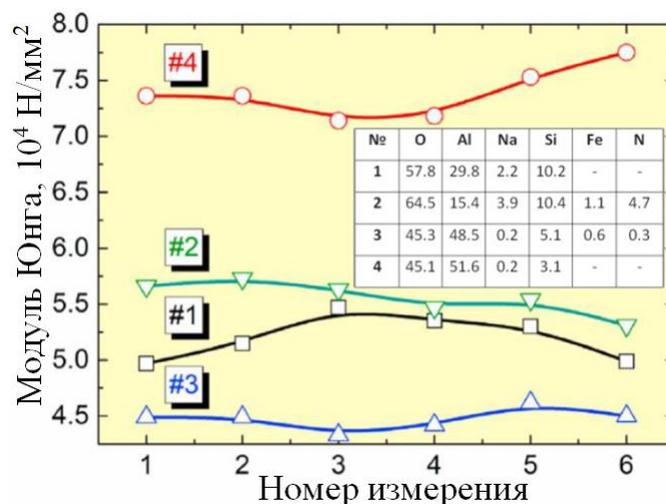


Рис. 24. Модуль Юнга покрытия, синтезированного при испарении мишени из алюмооксидной керамики с разной долей компонентов [12]

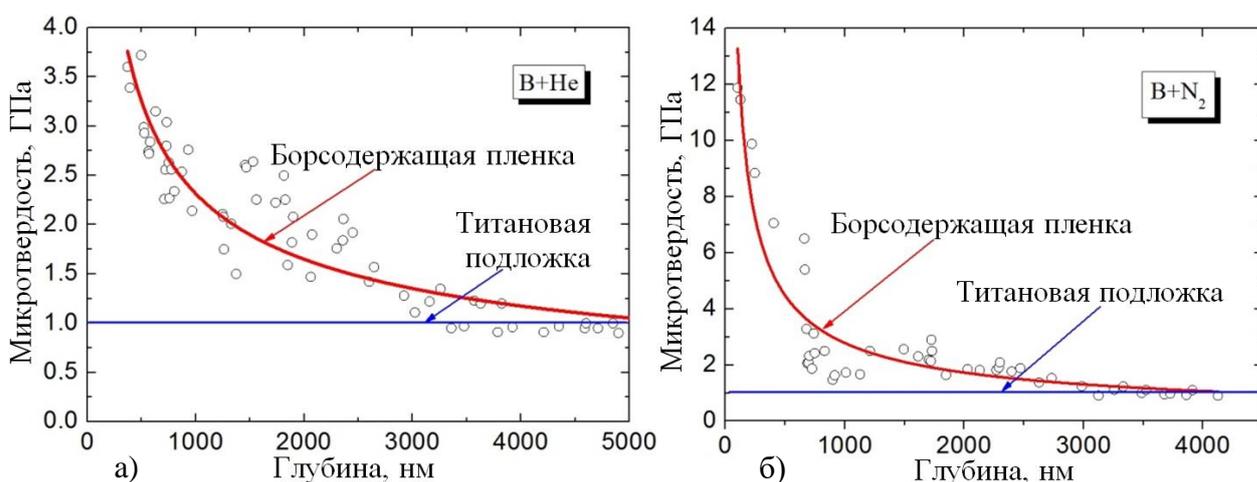


Рис. 25. Микротвердость по глубине борсодержащего покрытия, синтезированного на титане в атмосфере гелия (а) и азота (б) [16]

Синтез термобарьерных и магнитодиэлектрических покрытий

Благодаря возможности избирательного воздействия сфокусированного мощного электронного пучка на те или иные разнородные мишени становится возможным синтезировать многослойные покрытия, наследующие свойство от материалов исходных мишеней. Так, поочередное испарение материалов, обладающих низкой (алюмооксидная керамика) и высокой (алюмонитридная керамика) теплопроводностью, дает возможность синтезировать термобарьерное покрытие толщиной порядка нескольких микрометров, но тем не менее способно ослабить и перераспределить воздействие точечного теплового потока на образец (рис. 26). Отдельный интерес представляет возможность синтеза тонких пленок, обладающих одновременно высокой магнитной восприимчивостью и полупроводниковыми или диэлектрическими свойствами [8*].

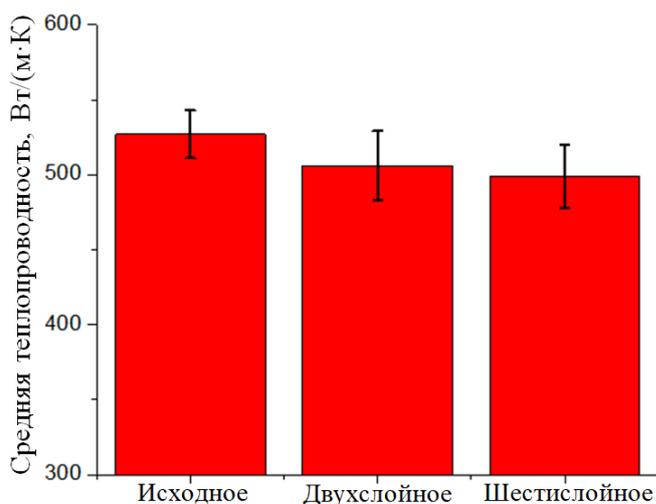


Рис. 26. Коэффициент теплопроводности исходного образца и многослойного покрытия, полученного чередованием осажденных тонких слоев алюмооксидной и алюмонитридной керамики [14]

Методом последовательного электронно-лучевого испарения мишеней из высокотемпературного диэлектрика (алюмооксидной керамики) и магнитного материала (железа) в атмосфере различных газов (гелия, воздуха и кислорода) в форвакуумной области давлений (5–8 Па) из пучковой многокомпонентной плазмы были осаждены магнитодиэлектрические покрытия толщиной 2–12 мкм со скоростью осаждения 0,2–0,3 мкм/мин, причем магнитный слой имеет структуру магнетита (Fe_3O_4). Исследование магнитных свойств покрытий методом ферромагнитного резонанса (ФМР) показало (рис. 27, а), что их эффективная

намагниченность зависит от рода рабочего газа, и составляет от 4,2–6,8 кГс (при осаждении в гелии) до 0,3 кГс (в кислороде), что характерно для оксидных ферритмагнетиков [9*], и значительно ниже соответствующей величины (≈ 22 кГс) для тонких железных пленок, осажденных дугой в высоком вакууме.

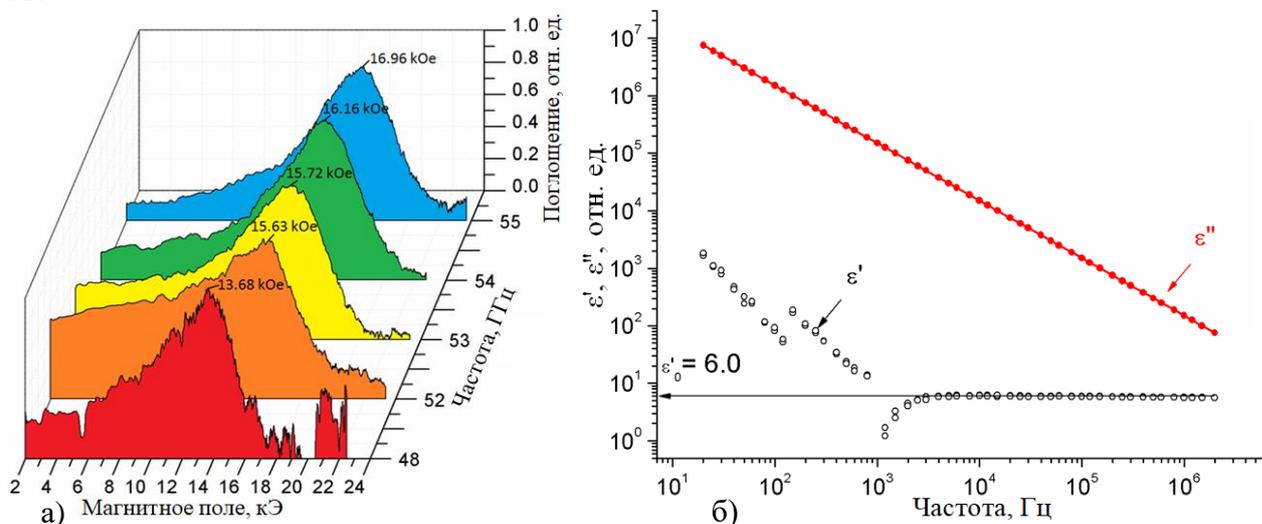


Рис. 27. а) Резонансные кривые ФМР при параллельной ориентации плоскости образца с покрытием $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Fe}$ относительно вектора напряженности магнитного поля, при различных частотах излучения генератора; б) Зависимость действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости этого покрытия толщиной 1,9–2,1 мкм, осажденного в гелии при давлении 5 Па [3]

В синтезированном магнетодиэлектрическом покрытии слой алюмооксидной керамики обеспечивает не только высокую микротвердость поверхности, но и диэлектрические свойства: относительную диэлектрическую проницаемость, равную 6,0, и удельную электропроводность 8,4 мСм/м (рис. 27, б).

2.3 Особенности синтеза покрытий из плазмы импульсного дугового разряда повышенных давлений

Одним из вариантов синтеза покрытий на основе различного рода наночастиц является их осаждение из плазмы при повышенных давлениях (вплоть до атмосферного). Физической причиной, лежащей в основе эффективного образования наночастиц, является наличие резких градиентов концентрации и температуры между областями плазмы и конденсации пара, способствующих соединению частиц пара в наноструктуры. Требуемые повышенные давления газа накладывают ограничения на функционирование форвакуумных плазменных источников электронов, поэтому привлекательной альтернативой является дуговой разряд, способный генерировать равновесную нагретую плазму в довольно ограниченном объеме вблизи электродов. Однако в случае непрерывного режима горения дугового разряда существенная доля материала электродов распыляется и оседает на стенках камеры и разрядной системы в виде макрочастиц и пыли. Для повышения эффективно-

сти процесса в результате экспериментов было предложено перейти к импульсному режиму дугового разряда с графитовыми электродами, причем сам дуговой разряд реализовать в анодной форме [10*] для более полной утилизации плотности электронного тока на анод (рис. 28).

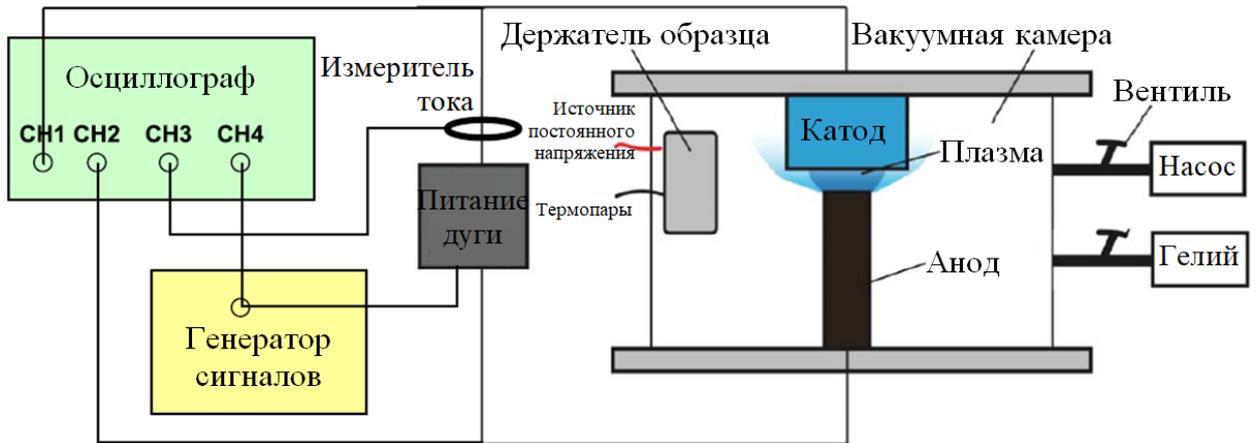


Рис. 28. Схема установки для генерации импульсного (1-5 Гц) анодо-дугового разряда с графитовыми электродами в гелии повышенного давления (уровня 300 Торр) [17]

Было обнаружено, что инициация и горение разряда (как в непрерывном, так и в импульсном режимах) оказывает заметное влияние на установившееся давление рабочего газа в камере (рис. 29, а).

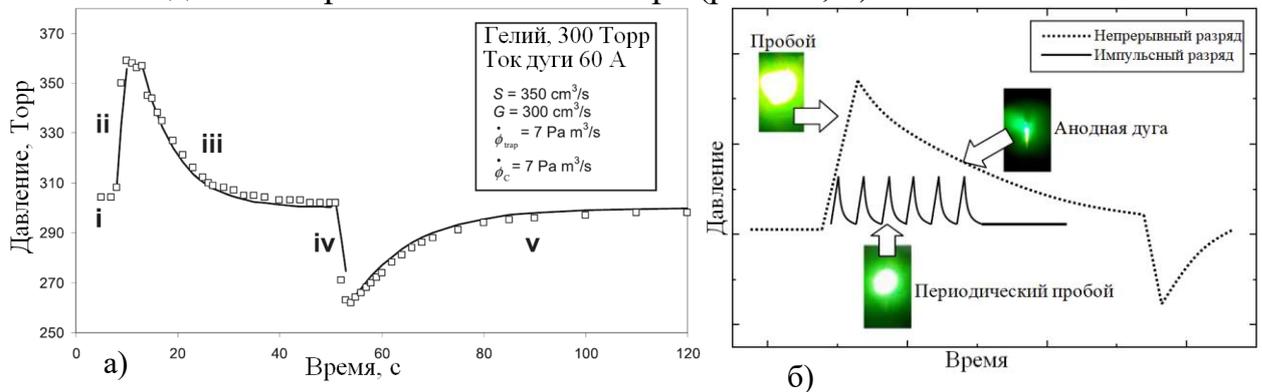


Рис. 29. а) Временная эволюция давления при непрерывном горении анодной дуги с графитовыми электродами в гелии при разрядном токе 60 А (точки – эксперимент, линии – расчет); б) схема, поясняющая различия разряда в непрерывном и импульсном режимах: импульсная дуга всегда остается в фазе пробоя (ii–iii), где минимально нежелательное распыление электродов [17]

Данный физический эффект был объяснен в рамках глобальной модели, учитывающей появление и исчезновение различного рода источников частиц на разных стадиях разряда, оказывающих влияние на результирующую скорость откачки $V dp/dt$ объема камеры V и на измеряемое в эксперименте давление p . Так, до зажигания разряда (стадия i) давление устанавливается вследствие баланса поступающего в камеру потока гелия ϕ_{He} и его откачки S_p : $V dp/dt = \phi_{\text{He}} - S_p = 0$. При инициации разряда (стадия пробоя ii) всплеск давления обусловлен интенсивной абляцией анода: $V dp/dt = \dot{\phi}_c = kTR_a/M_c$, где

R_a – экспериментальная скорость абляции, M_c – масса атома углерода. После достижения некоторого предельного давления, в плазме начинается синтез наночастиц, ведущий к постепенному спадаанию давления: $V dp/dt = \phi_{He} - S_p + \phi_c - G(p - p_0) - \phi_{tr}$ вследствие коагуляции паров углерода в нано-, макрочастицы и пыль, описываемой членом $G(p - p_0)$, и захвата молекул газа (ϕ_{tr}) образуемыми частицами. Наличие двух последних процессов является физической причиной резкого снижения давления после прекращения горения разряда (стадия iv) с последующей нормализации давления (v). Изучение отмеченных эффектов позволило выделить основное преимущество (рис. 29, б) импульсного анодного режима дугового разряда: в этом режиме на протяжении импульса тока разряд всегда остается в стадии интенсивной абляции анода и синтеза наночастиц, не позволяя развиваться нежелательной стадии с интенсивным распылением электродов, приводящим к образованию пыли и макрочастиц.

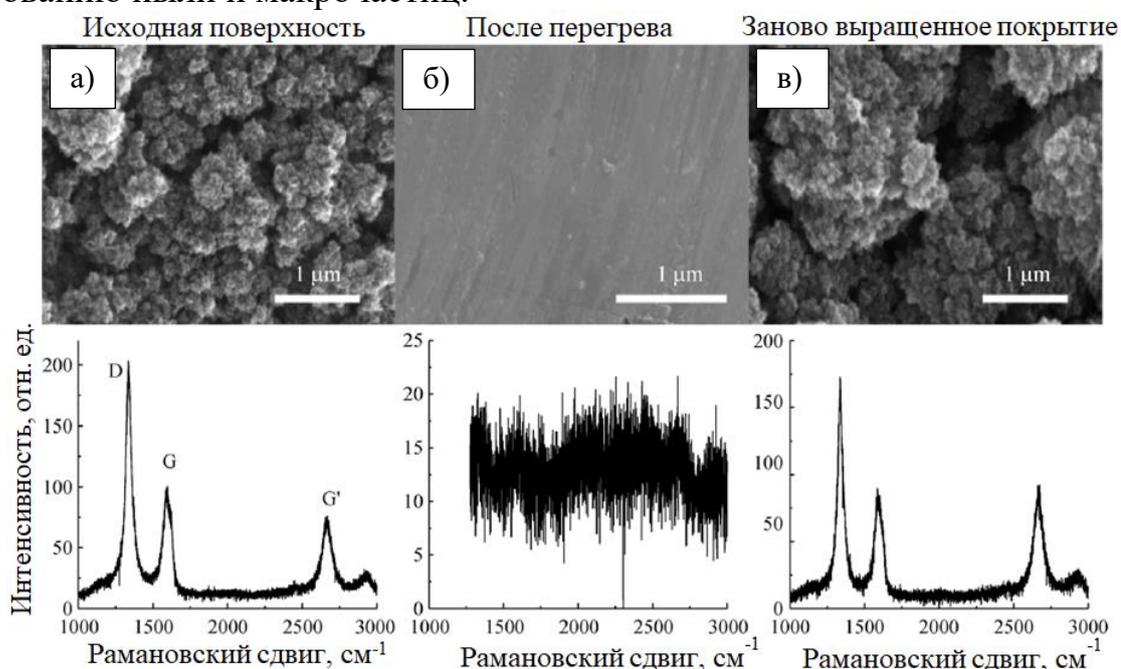


Рис. 30. Состояние поверхности исходного покрытия на основе графеновых лепестков (а), после его разрушения перегревом (б), и после восстановления повторным осаждением из плазмы импульсного дугового разряда (в), а также соответствующие рамановские спектры [33]

Изученные особенности дугового разряда при повышенных давлениях позволили синтезировать покрытия, содержащие наноразмерные углеродные «лепестки», и продемонстрировать возможность (рис. 30) многократного восстановления такого покрытия после намеренного уничтожения нагревом до высоких (900 °С) температур в вакууме, окисления и нагрева при атмосферном давлении, а также воздействия плазмы тлеющего разряда и интенсивного потока ионов металла.

Таким образом, в результате изучения особенностей генерации пучковой плазмы при распространении электронного пучка в газе форвакуумной области давлений и взаимодействии его с испаряемой им мишенью, предло-

жен и охарактеризован метод синтеза покрытий, обеспечивающих как защитные, так и функциональные свойства. Для синтеза углеродных наноструктур изучены особенности импульсного дугового анодного разряда в гелии повышенного давления. Более детальный анализ метода пучково-плазменного синтеза различных покрытий в форвакуумной области давлений по сравнению с другими методами изложен в обзорной статье [21].

3. Особенности функционирования импульсного вакуумного дугового разряда в плазменных двигателях малых космических аппаратов

Запуск советской автоматической межпланетной станции «Зонд-2» в 1964 г. заложил основы использования газоразрядной плазмы для реактивного движения космических аппаратов (КА). В настоящее время растет интерес применения плазменных двигателей в малых космических аппаратах [11*]. К одним из перспективных плазменно-двигательных систем малых КА можно отнести маломощные импульсные вакуумно-дуговые двигатели. Эти устройства обладают следующими важными преимуществами: плазмообразующий материал представляет собой твердое тело – вещество с наибольшей атомной плотностью, дуговой разряд создает плотную высокоионизованную плазму, которая может быть эффективно удержана и ускорена с помощью электромагнитных полей; разрядная система может быть изготовлена из относительно дешевых, безопасных, простых и доступных материалов. Наряду с достоинствами плазменные двигатели такого типа обладают и рядом недостатков. Реальный ресурс (т.е. время работы на отказ) таких систем, как правило, не превышает 10^5 импульсов. Типичные значения средней тяги составляли величину менее 10 мкН, а удельная тяга (отношение тяги к мощности) находилась в пределах всего нескольких мкН/Вт. Проведенные исследования были направлены на изучение особенностей функционирования импульсного вакуумного дугового разряда в плазменных двигателях малых космических аппаратов и поиск методов и подходов, способствующих увеличению параметров и повышению ресурса этих устройств.

3.1 Повышение энергоэффективности и ресурса первой ступени вакуумно-дугового двигателя

Влияние зазора и магнитного поля на характеристики разряда

Как правило, в вакуумно-дуговых двигателях используется «бестриггерный» («triggerless») метод зажигания дуги, а основными конфигурациями электродной геометрии разрядного промежутка являются цилиндрическая, трубчатая и планарная. Планарная геометрия является наиболее привлекательной с точки зрения изучения влияния различных факторов (протяженность межэлектродного промежутка, энергия импульса дуги, наличие магнитного поля, материал и геометрия электродов) на процессы функционирования и ресурс двигателя. Известно, что ресурс вакуумно-дугового двигателя во многом зависит от баланса эрозии материала межэлектродного промежутка и его повторного восстановления за счет материала катода. Поэтому ресурс двигателя при одной и той же геометрии, но с разными материалами катода и анода, вероятно, будет разным. Жесткие ограничения на размер, цену, массу и мощность, которые накладывает применение таких двигателей в малых космических аппаратах, ограничивают выбор доступных материалов электродов легкими, дешевыми, широкодоступными и легко обрабатываемыми.

мыми металлами, такими как медь и титан. Подробное изучение зависимости ресурса маломощного (несколько ватт) вакуумно-дугового двигателя от экспериментальных параметров в планарной геометрии было стимулировано ограниченным числом публикаций по данному вопросу. В результате экспериментов с моделью разрядного промежутка с плоскопараллельными электродами, разделенными регулируемым зазором, была найдена оптимальная протяженность промежутка, которая обеспечивала максимальный ресурс при заданной мощности разряда (рис. 31, а). Само же значение максимального ресурса растет с повышением этой мощности. Дальнейшее повышение ресурса может быть достигнуто приложением к промежутку параллельного (то есть направленного вдоль промежутка) магнитного поля оптимальной величины индукции (рис. 31, б).

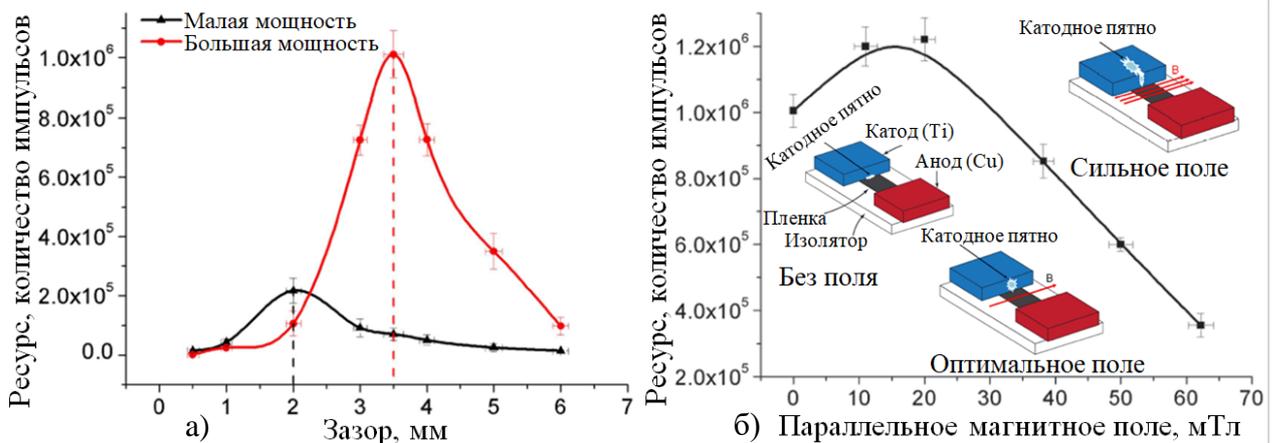


Рис. 31. а) Ресурс импульсного вакуумно-дугового двигателя как функция зазора между планарными электродами без магнитного поля, в режимах пониженной (менее 2 Вт) и повышенной (3–4 Вт) мощности; б) ресурс при оптимальном (3,5 мм) зазоре в режиме повышенной мощности в зависимости от величины параллельного магнитного поля. Вставка поясняет эффект магнитного поля: с ним катодное пятно стремится покинуть поверхность зазора, уменьшая деградацию его поверхности [9]

Повышение ресурса устройства в магнитном поле обусловлено тем, что воздействие продольного магнитного поля вынуждает катодное пятно на протяжении каждого импульса двигателя двигаться по грани катода и отдаляться от межэлектродного покрытия, тем самым, с одной стороны, снижая его эрозию, с другой – более равномерно осаждая материал катода на это покрытие. Отсутствие магнитного поля на протяжении большого числа (до миллиона) импульсов ведет к точечной деградации межэлектродного промежутка в области его контакта с катодом, а слишком сильное магнитное поле приводит к снижению ресурса вследствие того, что большую часть длительности импульса катодное пятно находится на внешней грани катода и практически не восстанавливает материал межэлектродного покрытия.

Таким образом, показано, что зазор между анодом и катодом в бестриггерном планарном маломощном вакуумно-дуговом двигателе является важным фактором, который напрямую влияет на ресурс двигателя. Другими важными факторами являются уровень мощности и наличие продольного

магнитного поля, которые определяют интенсивность абляции материала катода и восполнения разрушающейся межэлектродной пленки. Оптимизация величин мощности, зазора и продольного магнитного поля позволила повысить ресурс до 1,3 млн импульсов (или около 15 суток непрерывной работы при частоте следования импульсов 1 Гц). На основе этих результатов в качестве одного из возможных решений проблемы дальнейшего повышения ресурса была предложена концепция модульного двигателя, состоящего из набора последовательно расходуемых элементарных электродных промежутков с оптимальным зазором [9].

Влияние аблирующего анода

Поскольку источником плазмы в вакуумно-дуговых двигателях является вакуумная дуга, естественно считать, что основные характеристики двигателя, такие как тяга и удельный импульс, определяются, в основном, физическими процессами, происходящими в катодном пятне и обусловленными материалом катода. Поэтому вопрос о влиянии материала анода на параметры разряда и основные характеристики вакуумно-дугового двигателя оставался за рамками исследований. Идея использования абляции анода (происходящей за счет концентрации энергии электронного тока на анод в импульсе) для создания дополнительного потока нейтрального пара, ионизируемого электронами и увлекаемого вместе с ионами, с целью улучшения тяги и удельной тяги была впервые высказана в работе [12*]. Однако прямых экспериментальных доказательств этому эффекту не было. Таковые доказательства были получены в ходе экспериментов по измерению полного ионного тока (рис. 32, *а*) и средней скорости ионов (рис. 32, *б*), испускаемых маломощным одноступенчатым вакуумно-дуговым двигателем с цилиндрическими соосными электродами. В этом устройстве центральный электрод находился под потенциалом анода (для максимизации абляции вследствие уменьшения площади) и был выполнен из материалов с низкой температурой испарения и высоким давлением насыщенных паров – меди и латуни.

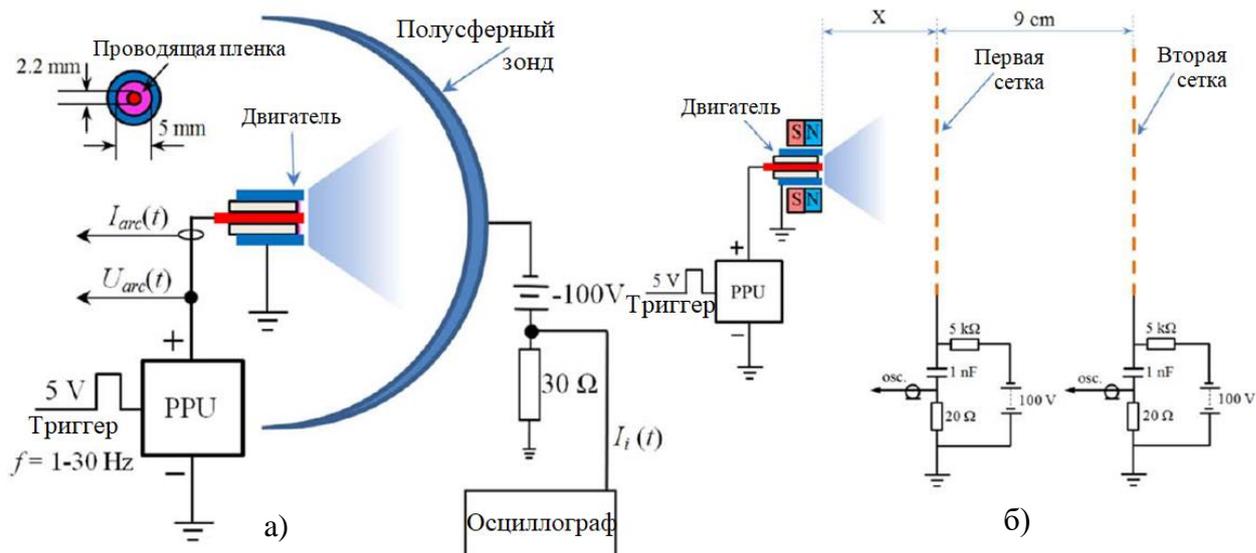


Рис. 32. Схемы по измерению полного тока (а) и средней скорости (б) ионов, испускаемых маломощным одноступенчатым вакуумно-дуговым двигателем с цилиндрическими соосными электродами [7]

Было обнаружено (рис. 33, а), что для двигателя с аблирующим анодом отношение тока ионов к току дуги (до 3,8 %) заметно выше, чем при использовании анода из неаблирующей нержавеющей стали (до 2,2 %).

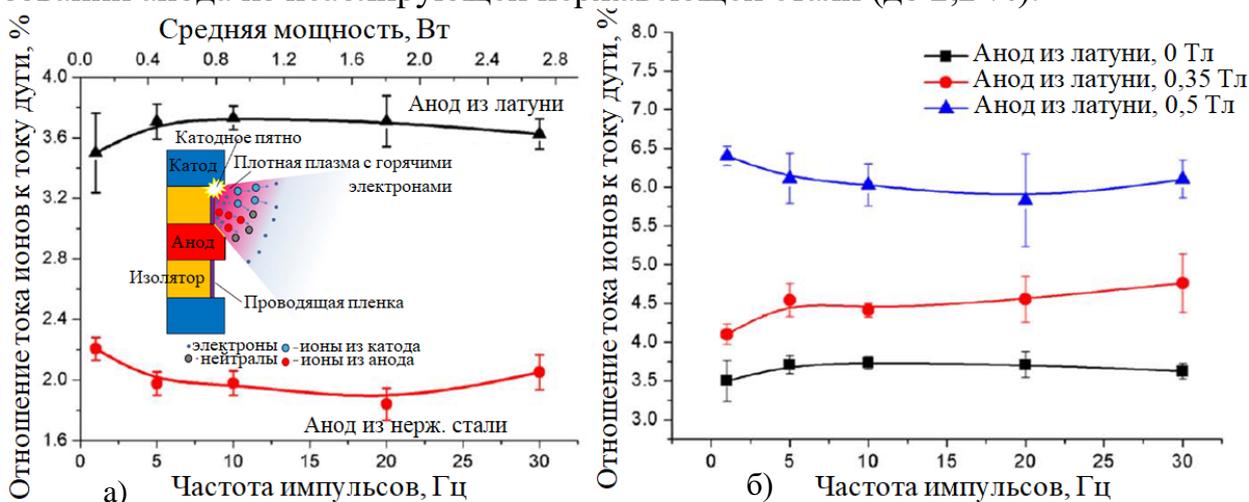


Рис. 33. Отношение ионного тока к току дуги в зависимости от частоты импульсов и средней мощности: а) – для двигателя без магнитного поля с аблирующим и не-аблирующим анодами; б) – с аблирующим латунным анодом и постоянным магнитным полем разной индукцией. Маломощный одноступенчатый вакуумно-дуговой двигатель с цилиндрическими соосными электродами [7]

Помещение двигателя с аблирующим анодом в кольцевой магнит, намагниченный в осевом направлении, приводит к дальнейшему возрастанию относительного тока ионов пропорционально индукции магнитного поля (рис. 33, б). Наличие такого магнитного поля способствует ускорению ионов, причем независимо от того, является ли центральный электрод анодом или катодом (рис. 34, а).

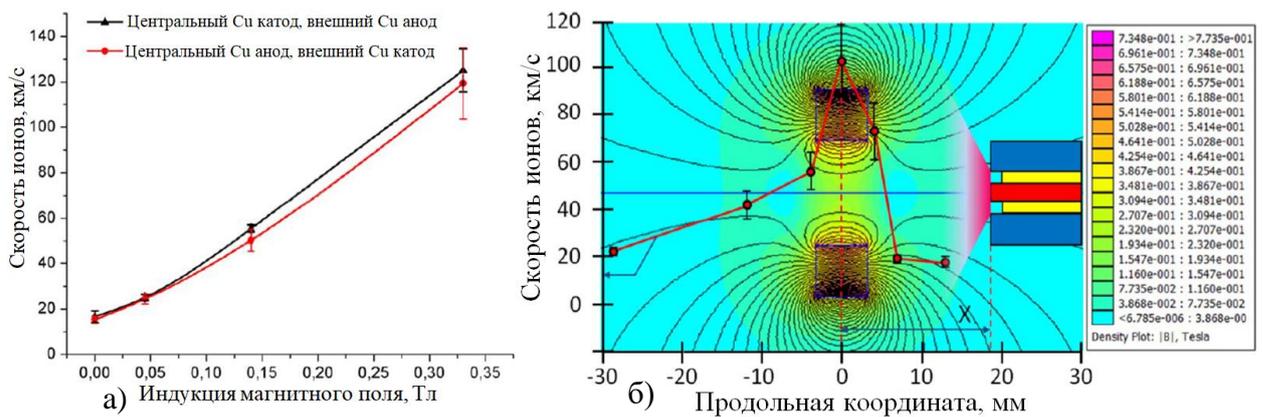


Рис. 34. Средняя скорость ионов двигателя с аблирующим анодом: а) в зависимости от индукции магнитного поля и при перемене знаков электродов; б) в зависимости от положения торца двигателя с аблирующим латунным анодом относительно центральной плоскости магнита [7]

Особое значение имеет положение торца двигателя относительно плоскости магнита – скорости ионов максимальны, если двигатель расположен в плоскости максимальной индукции магнитного поля (рис. 34, б). Оценки показали, что воздействие магнитного поля на скорость ионов обусловлено известным эффектом магнитного зеркала [13*].

Таким образом, впервые экспериментально продемонстрировано, что в одноступенчатой конфигурации вакуумно-дугового двигателя эффект абляции анода увеличивает отношение ионного тока к дуговому току с ~ 2 до ~ 4 % без магнитного поля и до 7 % с магнитным полем 0,5 Тл. С использованием тягового стенда [32] показано, что даже без магнитного поля двигатель с аблирующим анодом развивает более высокую тягу (7 мкН) и удельную тягу (5,5 мкН/Вт) по сравнению с конфигурацией двигателя, где анод выполнен из тугоплавкого неаблирующего материала – нержавеющей стали (5,5 мкН и 4,8 мкН/Вт, соответственно). Вместе с тем следует заключить, что используемые методы обеспечивают относительно небольшое повышение производительности двигателя – на единицы и десятки процентов. Для более существенного – в разы и десятки раз – повышения тяги, удельной тяги, КПД и удельного импульса следует использовать принципиально другой подход, которым может стать добавление к двигателю более мощной второй ступени.

3.2 Повышение параметров вакуумно-дугового двигателя при добавлении второй ступени

Улучшение ресурса двигателя повышенной мощности за счет осаждения защитного покрытия на межэлектродный промежуток

Достижения более высоких значений параметров вакуумно-дугового двигателя при добавлении второй ступени естественным образом приводят к формированию более энергичных плазменных импульсов в первой ступени. Однако более высокие уровни энергии в импульсе приводят к проблеме уменьшения ресурса двигателя, вызванной как чрезмерно интенсивным осаждением материала катода на разрядный промежуток, ведущим к короткому

замыканию, так и ускоренной деградацией межэлектродного диэлектрика вследствие плазменной эрозии (рис. 35, а).

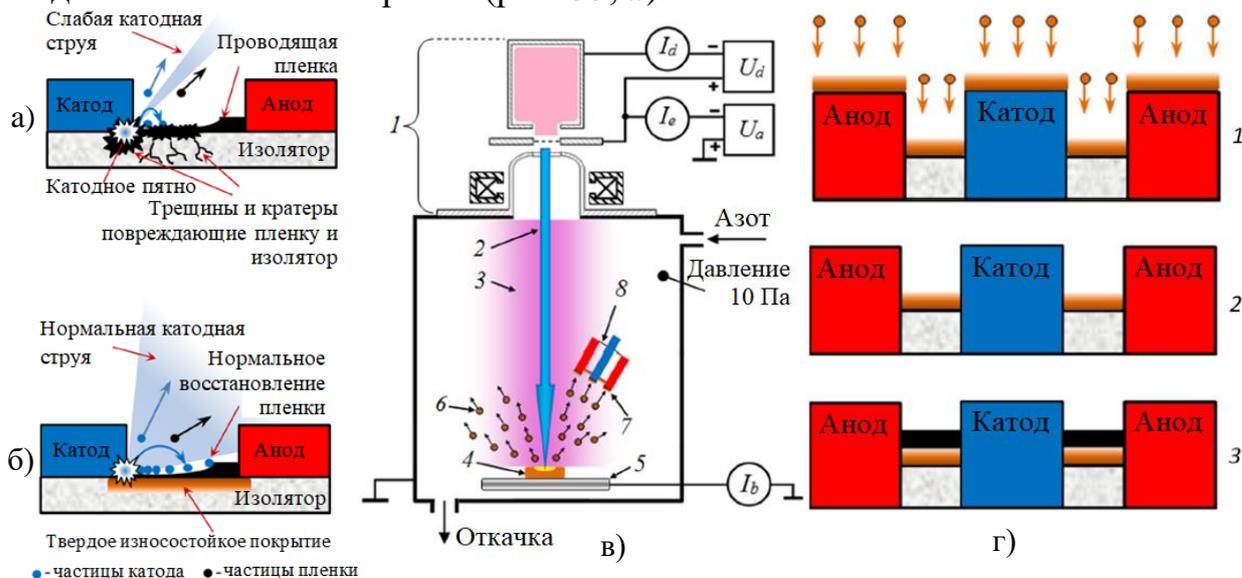


Рис. 35. а) деградация межэлектродного промежутка из-за мощных плазменных импульсов; б) возможное решение проблемы – осаждение упрочняющей борсодержащей пленки; в) установка для осаждения такой пленки; г) алгоритм осаждения (1 – осаждение борсодержащего покрытия, 2 – удаление излишков покрытия с электродов, 3 – нанесение проводящей пленки) [27]

Для решения этой проблемы была предложена идея осаждения защитного упрочняющего борсодержащего покрытия на межэлектродный промежуток (рис. 35, б). Осаждение такого покрытия было выполнено при электронно-лучевом испарении борной мишени форвакуумным плазменным источником электронов (рис. 35, в) на смонтированный разрядный промежуток двигателя с последующим удалением излишков покрытия и нанесением поверх защитного слоя проводящей пленки (рис. 35, г).

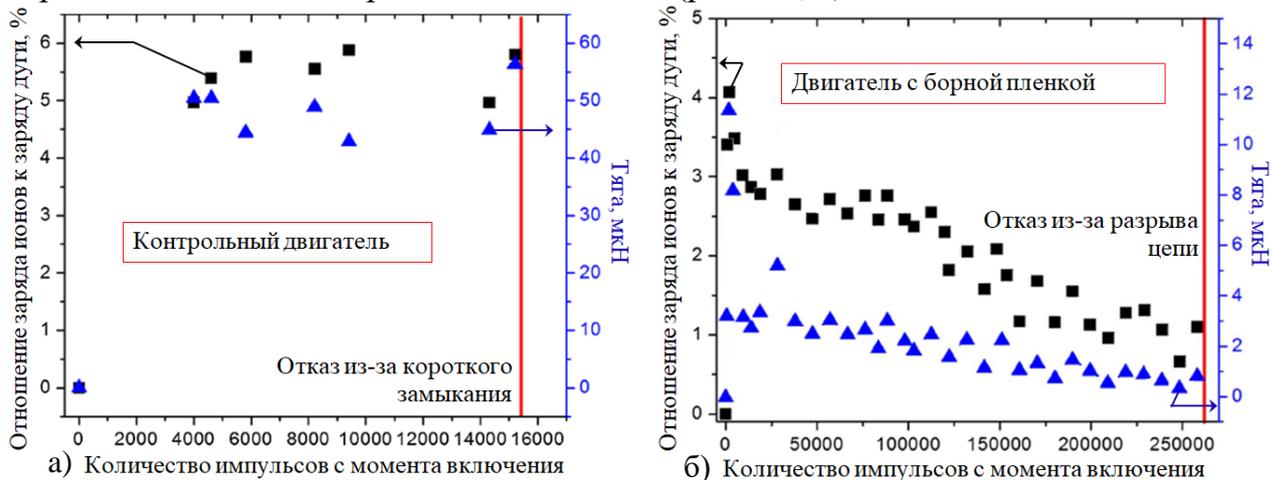


Рис. 36. Тяга и удельный заряд ионов в импульсе контрольного двигателя (а) и двигателя с упрочненным борсодержащей пленкой межэлектродным промежутком (б) на протяжении определенного числа импульсов с момента активации двигателя [27]

В результате экспериментов продемонстрировано, что нанесение устойчивого к воздействию плазмы в каждом импульсе и способного сохранять свои защитные свойства в течение многих импульсов борсодержащего покрытия на межэлектродный диэлектрик существенно (от 6 до 17 раз) увеличивает ресурс вакуумно-дугового двигателя. Это улучшение обусловлено снижением скорости деградации межэлектродной пленки и стабилизации повторяемости параметров разряда на протяжении многочисленных разрядных импульсов.

Влияние второй ступени на процессы функционирования устройства

Активное маневрирование, а также увеличение высоты орбиты малого космического аппарата требуют от двигательной системы гораздо более высоких уровней тяги (вплоть до милли-ньютон). Такое повышение производительности вакуумно-дугового двигателя может быть выполнено добавлением более мощной второй ступени, в которой генерируются и ускоряются большие объемы плазмы, но для случая малых космических аппаратов это сложная задача из-за жестких ограничений по мощности и размеру. В результате предварительных исследований был разработан перспективный вариант такой системы – двухступенчатый вакуумно-дуговой двигатель на основе магнитоплазменнодинамического (МПД) ускорения плазмы. В таком двигателе плазма, созданная в вакуумно-дуговом промежутке первой ступени, дополнительно генерируется и ускоряется во второй ступени силой Лоренца F_L , возникающей за счет взаимодействия электронного тока j , который течет в плазме по направлению к ускоряющему электроду второй ступени, с неоднородным внешним магнитным полем B , которое может создаваться постоянным магнитом либо импульсной катушкой с током. К основным преимуществам такой конфигурации можно отнести то, что она не требует наличия уязвимого катода-нейтрализатора, высоких ускоряющих напряжений и не содержит системы ускоряющих ионы сеток, поглощающих ионы вследствие неполной прозрачности. Научная новизна подхода заключается в том, что, несмотря на наличие работ по мощным (мощностью порядка киловатт и выше) МПД-двигателям, имеется крайне ограниченное число работ, посвященных разработке таких же эффективных но маломощных (мощностью единицы и десятки ватт) двигателей. В ходе экспериментов были исследованы двухступенчатые вакуумно-дуговые МПД-двигатели как с постоянным, так и созданным импульсной катушкой магнитным полем (рис. 37).

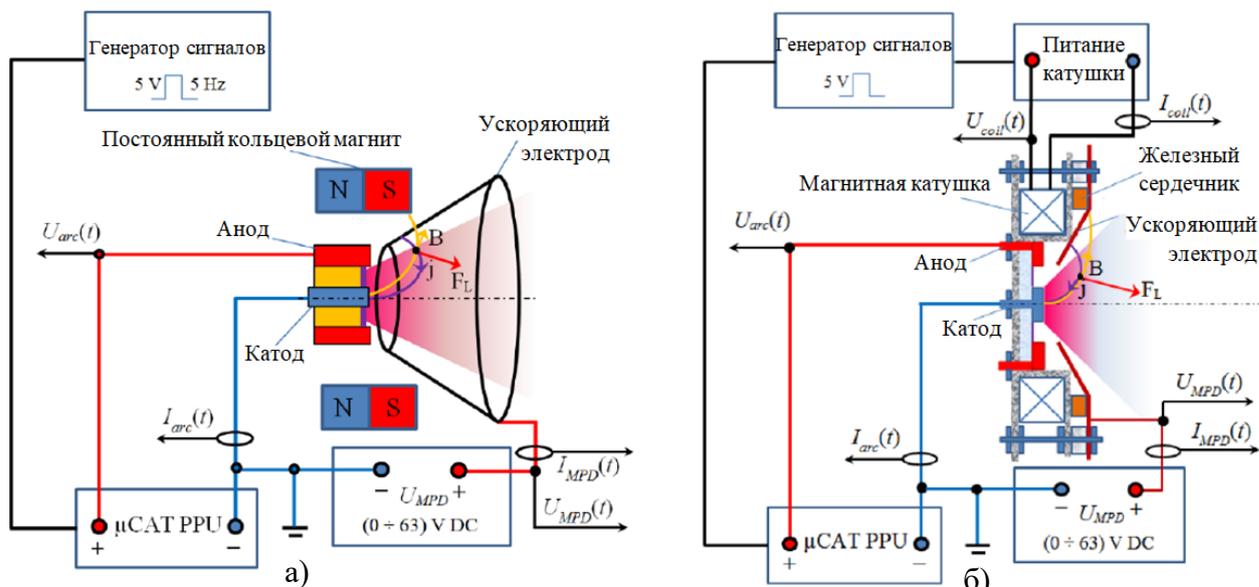


Рис. 37. Схема двухступенчатого вакуумно-дугового МПД-двигателя с постоянным (а) и создаваемым импульсной катушкой (б) магнитным полем [6, 24]

Результаты исследования разрядных процессов в МПД-двигателе с постоянным магнитным полем показали (рис. 38, а), что увеличение напряжения на второй ступени приводит к пропорциональному росту тока в ней, однако после определенного порогового напряжения, происходит скачкообразное увеличение тока ионов, испускаемых двигателем (рис. 38, б).

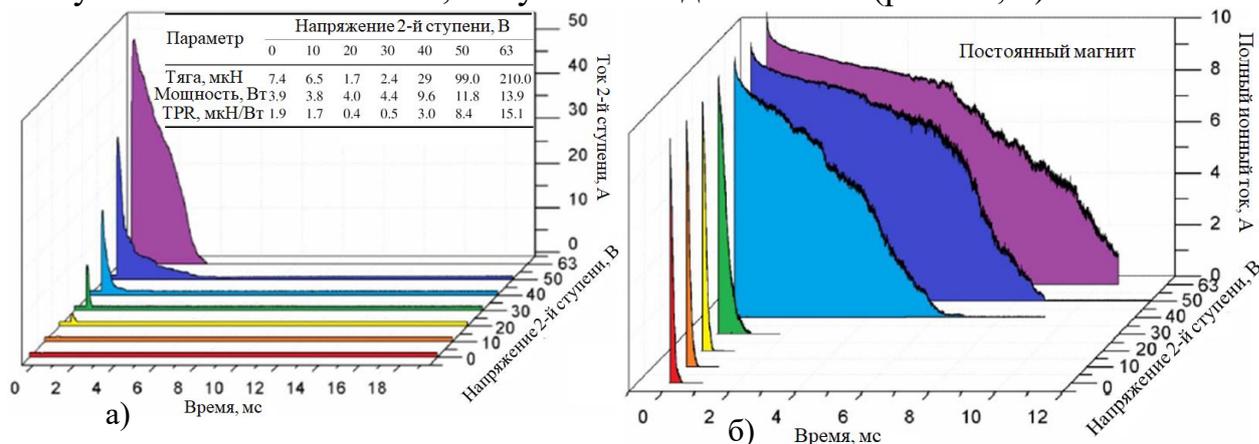


Рис. 38. Ток второй ступени (а) и полный ток ионов, испускаемых МПД двигателем с постоянным магнитным полем (б), в зависимости от времени и напряжения второй ступени [24]. В таблице приведены достигнутые значения тяги, удельной тяги и полной мощности двигателя с постоянным магнитным полем

В МПД-двигателе с импульсным магнитным полем обнаружен эффект задержки между токами разряда первой и второй ступени при повышенных токах в магнитной катушке (рис. 39, а). Данный эффект проявляется в том, что развитие разряда во второй ступени «ждет» момента существенного снижения тока в катушке (а значит, исчезновения магнитного поля).

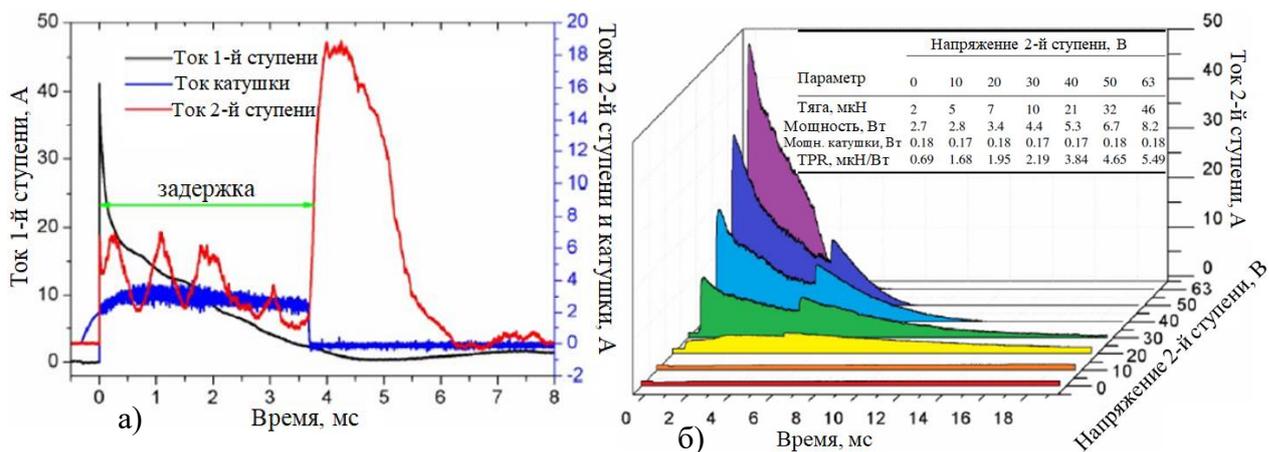


Рис. 39. Временные зависимости *а)* токов обеих ступеней и магнитной катушки и *б)* тока второй ступени при разных напряжениях второй ступени, для МПД-двигателя с импульсным магнитным полем. В таблице приведены достигнутые значения тяги, удельной тяги и полной мощности двигателя с импульсным магнитным полем [24]

Обнаружено, что эффект задержки приводит к неравномерному развитию разряда во второй ступени (рис. 39, б), что в итоге приводит к умеренным значениям тяги и удельной тяги двухступенчатого МПД-двигателя с импульсным магнитным полем по сравнению с конфигурацией с постоянным магнитным полем. В качестве объяснения возможной физической причины эффекта задержки была предложена разница в степени замагничивания электронов при наличии и отсутствии магнитного поля в катушке, приводящая к различному импедансу плазмы, откладывающего момент развития разряда во второй ступени до момента исчезновения магнитного поля.

Таким образом, в обеих конфигурациях магнитного поля тяга двигателя может быть значительно (до 10 раз) увеличена в результате повышения напряжения второй ступени. Импульсная магнитная катушка обеспечивает лучшую управляемость магнитным полем, однако вызывает нежелательную временную задержку между моментами генерации плазмы на обеих ступенях, что, как следствие, приводит к умеренному увеличению тяги. Поле постоянного магнита обеспечивает стабильное увеличение тяги, однако его нельзя оперативно отрегулировать или отключить, что несколько сужает его практическое применение.

Эффект активации разряда во второй ступени

В результате исследования двухступенчатого МПД-двигателя, было обнаружено, что при наличии постоянного магнитного поля существует пороговое напряжение (~30 В) второй ступени, выше которого происходит ее «активация», проявляющаяся в скачкообразном увеличении количества выбрасываемых двигателем ионов в одном импульсе. Без магнитного поля, ионный ток слабо зависит от приложенного ко второй ступени напряжения (рис. 40).

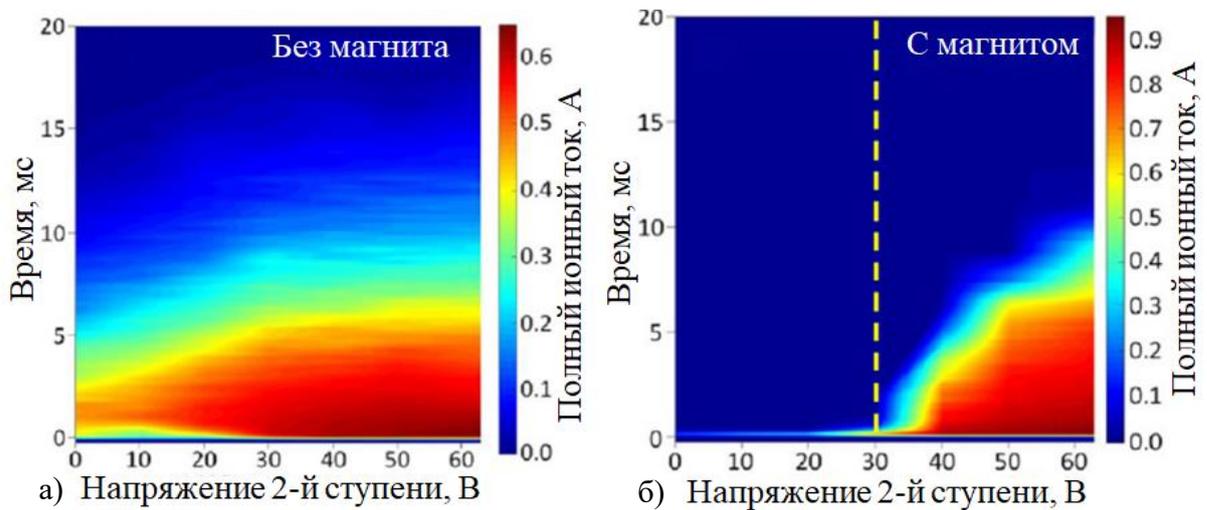


Рис. 40. Полный ток ионов, испускаемых двухступенчатым МПД-двигателем, при отсутствии (а) и при наличии (б) постоянного магнитного поля 0,33 Тл [5]. Пунктирная линия отмечает пороговое напряжение

Наблюдаемому эффекту активации было предложено следующее объяснение. После зажигания разряда в первой ступени плазма в ней приобретает потенциал, близкий к потенциалу анода (т.е. к усредненному по импульсу напряжению горения дуги $\langle U_{arc} \rangle = (1/\tau_{arc}) \int_0^{\tau_{arc}} U_{arc}(t) dt$, где τ_{arc} – длительность импульса тока первой ступени, $U_{arc}(t)$ – мгновенное напряжение разряда в первой ступени), поэтому любое напряжение на второй ступени ниже этого потенциала будет отталкивать электроны от электрода второй ступени и, следовательно, электронный ток на этот электрод будет близок к нулю. При увеличении напряжения второй ступени до значений, превышающих $\langle U_{arc} \rangle$, барьер для плазменных электронов исчезает, и их ток на вторую ступень растет с ростом напряжения второй ступени, в конечном итоге приводя к скачкообразному увеличению испускаемого ионного тока, напрямую определяющего тягу двигателя. Аргументами в пользу предложенного объяснения стали экспериментально измеренные значения потенциала плазмы, усредненного напряжения горения дуги, а также отношения усредненных по импульсу токов второй и первой ступени, в зависимости от приложенного ко второй ступени напряжения (рис. 41).

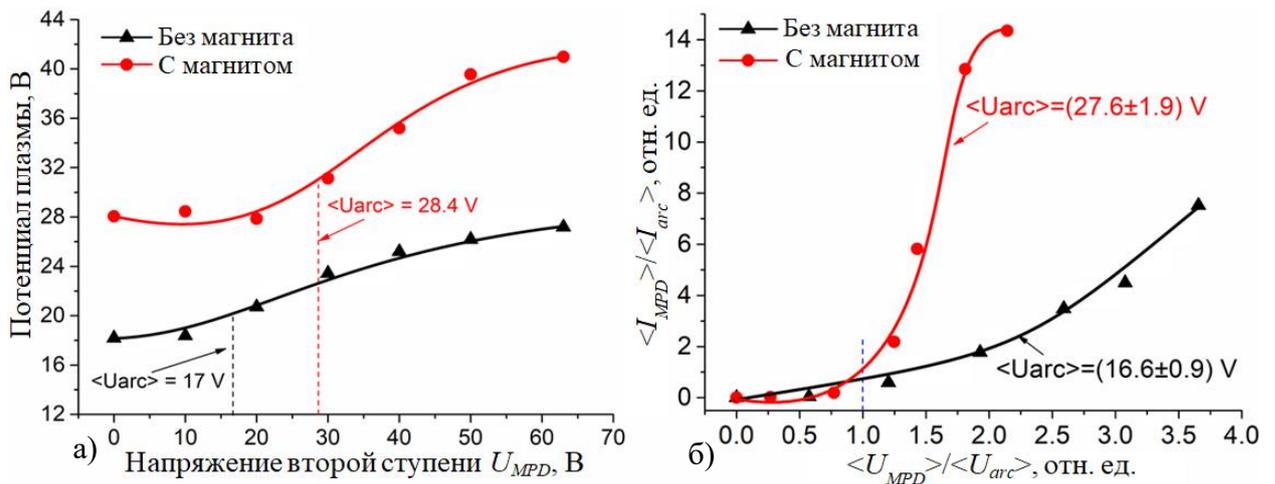


Рис. 41. Усредненные по импульсу: а) потенциал плазмы в зависимости от напряжения второй ступени; б) отношение тока второй ступени к току первой ступени в зависимости от отношения напряжения второй ступени к среднему по импульсу напряжению дуги [5]

С использованием дублирующих независимых оценок тяги двигателя – на основе измеренных значений полного тока и средней скорости испускаемых двигателем ионов, а также специального тягового стенда – было обнаружено, что благодаря описанному эффекту активации все основные параметры двигателя – тяга, удельная тяга и КПД – скачкообразно возрастают после порогового напряжения на второй ступени (рис. 42).

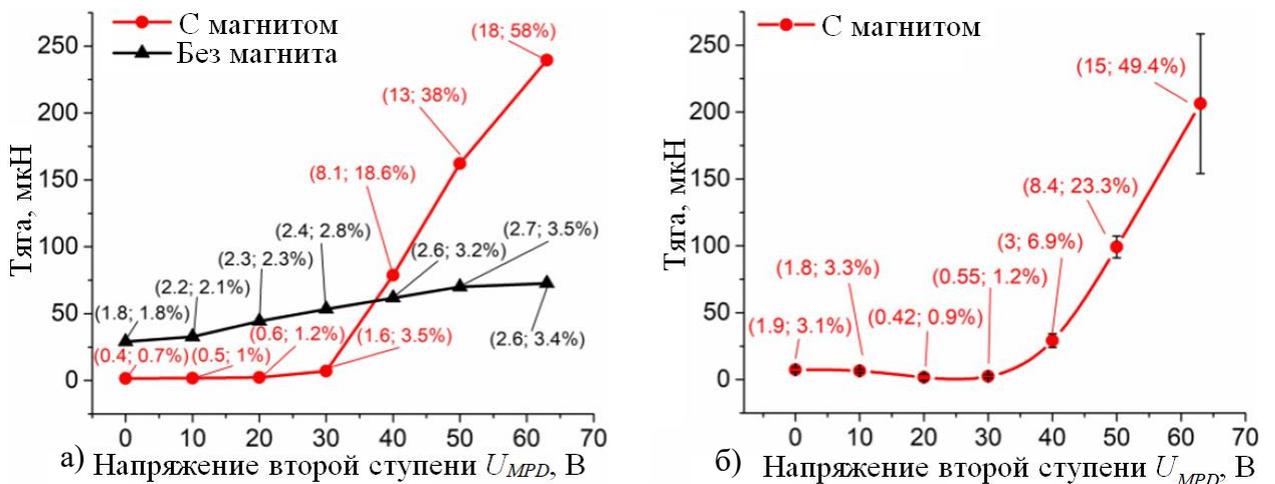


Рис. 42. а) Тяга, оцененная по измерениям тока и скоростей ионов, без и при наличии магнитного поля, и тяга б), измеренная на тяговом стенде при наличии в двигателе магнитного поля. Первые числа в скобках означают удельную тягу (в мкН/Вт), вторые – КПД в процентах [5]

Таким образом, показано, что при наличии аксиально-симметричного постоянного магнитного поля ~ 200 мТл вакуумно-дуговой разряд в двухступенчатом вакуумно-дуговом МПД-двигателе демонстрирует пороговое поведение: такие параметры, как тяга, удельная тяга и КПД, быстро растут при подаче на вторую ступень напряжения, превышающего некоторое пороговое значение. Этот эффект одновременно повышает тягу (с ~ 2 до ~ 210 мкН),

КПД ($\epsilon \sim 1\%$ до 50%) и удельную тягу ($\epsilon \sim 0,5$ до ~ 18 мкН/Вт). С учетом малой потребляемой мощности (<30 Вт) и небольшой массы (80 г) двигателя следует заключить, что эта совокупность характеристик является рекордной для систем электрореактивного движения малых космических аппаратов. Более того, продолжающиеся исследования показали, что достигнутые параметры не являются физическим пределом, а дальнейшее улучшение конструкции позволяет достичь средней тяги $\sim 1,7$ мН при удельной тяге ~ 37 мкН/Вт.

Заключение

Таким образом, изучены особенности генерации пучковой плазмы в форвакуумном диапазоне давлений при непосредственном воздействии электронного пучка на диэлектрические объекты. Уникальная возможность электронно-лучевого облучения диэлектрических мишеней в форвакуумной области давлений без значительной зарядки их поверхности позволила осуществить в результате электронно-лучевого испарения мишеней в реакционных газах синтез разнообразных покрытий, обладающих комбинированными (защитными и функциональными) свойствами. Обнаруженный эффект «активации» дугового разряда позволил предложить концепцию нового типа миниатюрного плазменного ускорителя – двухступенчатого вакуумно-дугового электрореактивного МПД-двигателя, обладающего рекордными эксплуатационными параметрами.

В результате комплексных исследований физических процессов решена важная научная проблема генерации в области повышенных давлений форвакуумного диапазона пучковой и газоразрядной плазмы, имеющая значение как для развития фундаментальных аспектов физической электроники, в части плазменной эмиссионной электроники, так и для создания научных основ инновационных технологий электронно-лучевой и ионно-плазменной модификации диэлектрических изделий, синтеза диэлектрических покрытий, а также повышения эксплуатационных параметров и эффективности электрореактивных плазменных двигателей.

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить научного консультанта д-ра техн. наук, профессора Ефима Михайловича Окса, профессора Майкла Кейдара, профессора Якова Красика, а также д-ра техн. наук, профессора Виктора Алексеевича Бурдовицина, д-ра техн. наук Юрия Георгиевича Юшкова, канд. техн. наук Андрея Владимировича Тюнькова и других сотрудников лаборатории плазменной электроники кафедры физики ТУ-СУРа, Университета Джорджа Вашингтона и Техниона – Израильского технологического института, за помощь в проведении исследований и участие в обсуждении результатов.

Список цитируемой литературы

- 1*. Forevacuum-pressure plasma-cathode high-power continuous electron beam source / A.A. Zenin, I.Y. Bakeev, A.S. Klimov, E.M. Oks, V.T. Tran // Review of Scientific Instruments. – 2020. – Vol. 91, No.3. – P. 033303, <https://doi.org/10.1063/1.5142316>.
- 2*. Double-coil magnetic focusing of the electron beam generated by a plasma-cathode electron source / I.Y. Bakeev, A.S. Klimov, E.M. Oks, A.A. Zenin // Review of Scientific Instruments. – 2019. – Vol.90, No. 2. – P. 023302, <https://doi.org/10.1063/1.5078655>.
- 3*. Окс Е.М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 216 с.
- 4*. Theoretical overview of the large-area plasma processing system (LAPPS) / W. Manheimer, R.F. Fernsler, M. Lampe, R.A. Meger // Plasma Sources Sci. & Technol. – 2000. – № 9. – P. 370–386.
- 5*. Ахиезер А.И., Файнберг Я.Б. О взаимодействии пучка заряженных частиц с электронной плазмой // ДАН СССР. – 1949. – Т. 69, № 4. – С. 555–556.
- 6*. Harsha K.S.S. Principles of Physical Vapor Deposition of Thin Films. – Great Britain: Elsevier, 2006. – 400 p.
- 7*. Fore-vacuum plasma-cathode electron sources / V.A. Burdovitsin, E.M. Oks // Laser and Particle Beams. – 2008. – Vol. 26, No. 4. – P. 619 – 635.
- 8*. Гуревич А.Г., Мелков Г.А.. Магнитные колебания и волны. – М.: Физматлит, 1994. – 464 с.
- 9*. Смит Я., Вейн Х. Ферриты. – М.: Издательство иностранной литературы, 1962. – 504 с.
- 10*. Ehrich H. The anodic vacuum arc. I. Basic construction and phenomenology // Journal of Vacuum Science & Technology A. – 1988. – Vol. 6, No. 1. – P. 134–138.
- 11*. Explore space using swarms of tiny satellites / I. Levchenko, M. Keidar, J. Cantrell, Y.-L. Wu, H. Kuninaka, K. Bazaka, S. Xu. // Nature. – 2018. – Vol. 562. – P. 185–187.
- 12*. High thrust-to-power ratio micro-cathode arc thruster / J. Lucas, G. Teel, J. Kolbeck, M. Keidar // AIP Advances. – 2016. – Vol. 6. – P. 025311.
- 13*. Ion flux from vacuum arc cathode spots in the absence and presence of a magnetic field / A. Anders, G. Yu. Yushkov // Journal of Applied Physics. – 2002. – Vol. 91. – P. 4824.

Основные работы, опубликованные по теме диссертации

Статьи в журналах, входящих в первый квартал базы данных научного цитирования Web of Science (Q1)

1. Electron beam synthesis of silicon-carbon coatings in the forevacuum pressure range / D.B. Zolotukhin, A.V. Kazakov, E.M. Oks, A.V. Tyunkov, Yu.G. Yushkov // *Ceramics International*. – 2022. – Vol. 48, No. 10. – P. 13890-13894, <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2022.01.273>.

2. Electron-beam heating of ceramics to moderate temperature at fore-vacuum pressure / D.B. Zolotukhin, E.M. Oks, A.V. Tyunkov, Y.G. Yushkov // *Radiation Physics and Chemistry*. – 2022. – Vol. 197 – P. 110169, <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2022.110169>.

3. Synthesis of magneto-dielectric coatings in electron-beam produced plasma in medium vacuum / D.B. Zolotukhin, A.V. Tyunkov, Yu.G. Yushkov, V.A. Zhuravlev // *Ceramics International*. – 2021. – Vol. 47, No. 24. – P. 34704–34711, <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2021.09.009>.

4. Estimation and control of low (<100 V) potential on a dielectric target irradiated by an electron beam at fore-vacuum pressure / D.B. Zolotukhin, V.A. Burdovitsin, E.M. Oks // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2021. – Vol. 30, No. 8. – P. 085010, <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac1b21>.

5. Onset of the magnetized arc and its effect on the momentum of a low-power two-stage pulsed magneto-plasma-dynamic thruster / D.B. Zolotukhin, K.P. Daniels, L. Brieda, M. Keidar // *Physical Review E*. – 2020. – Vol. 102, No. 2. – P. 021203, <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.102.021203>.

6. Magnetoplasmadynamic two-stage micro-cathode arc thruster for CubeSats / D.B. Zolotukhin, K.P. Daniels, S.R.P. Bandaru, M. Keidar // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2019. – Vol. 28, No. 10. – P. 105001, <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab4170>.

7. Anode ablation and performance improvement of micro-cathode arc thruster / D. Zolotukhin, S. Hurley, M. Keidar // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2019. – Vol. 28, No. 3. – P. 034001, <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab01ec>.

8. Beam-plasma discharge in a dielectric cavity by electron beam injection / D.B. Zolotukhin, M.I. Lomaev, E.M. Oks, A.V. Tyunkov, Yu.G. Yushkov // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2019. – Vol. 28, No. 3. – P. 035018, <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab0942>.

9. Optimization of discharge triggering in micro-cathode vacuum arc thruster for CubeSats / D. Zolotukhin, M. Keidar // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2018. – Vol. 27. – P. 074001 (9pp), <https://doi.org/10.1088/1361-6595/aacdb0>.

10. 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.* – 2016. – Vol. 25, № 1. – P. 015001, <https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/1/015001>.

11. Mass-to-charge ion composition of plasma in a magnetron discharge with reactive sputtering of titanium target / A.V. Tyunkov, V.A. Burdovitsin, E.M. Oks, M.V. Shandrikov, Yu.G. Yushkov, S.M. Zavadsky, D.B. Zolotukhin // Plasma Processes and Polymers. – 2020. – Vol. 18, No. 3. – P. 2000210, <https://doi.org/10.1002/ppap.202000210>.
12. On the effect of ceramic target composition on coatings deposited by electron-beam evaporation at forevacuum pressure / Y.G. Yushkov, E.M. Oks, K.V. Oskomov, A.V. Tyunkov, E.V. Yakovlev, A.Yu. Yushenko, A.A. Plaskeev, D.B. Zolotukhin // Ceramics International. – 2020. – Vol. 46, No.17. – P. 27641–27646, <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2020.07.259>.
13. Ion composition of a multicomponent beam plasma formed by electron-beam evaporation of a boron-containing target in medium vacuum / Yu.G. Yushkov, E.M. Oks, A.V. Tyunkov, D.B. Zolotukhin // Plasma Processes and Polymers. – 2020. – Vol. 17, No. 9. – P. 2000057, <https://doi.org/10.1002/ppap.202000057>.
14. Electron-Beam Deposition of Heat-Conducting Ceramic Coatings in the Fore Vacuum Pressure Range / Yu.G. Yushkov, E.M. Oks, A.V. Tyunkov, D.B. Zolotukhin, A.Yu. Yushenko, A. Yu. Yushkov // Ceramics International. – 2020. – Vol. 46, No. 13. – P. 21190–21195, <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2020.05.197>.
15. Nitriding of titanium in electron beam excited plasma in medium vacuum / A.V. Tyunkov, D.A. Golosov, D.B. Zolotukhin, A.V. Nikonenko, E.M. Oks, Yu.G. Yushkov, E.V. Yakovlev // Surface and Coatings Technology. – 2020. – Vol. 383. – P. 125241, <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2019.125241>.
16. Deposition of boron-containing coatings by electron-beam evaporation of boron-containing targets / Yu.G Yushkov, E.M Oks, A.V. Tyunkov, C. Corbella, D.B. Zolotukhin // Ceramics International. – 2020. – Vol. 46, No. 4. – P. 4519-4525, <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2019.10.179>.
17. Pulsed anodic arc discharge for the synthesis of carbon nanomaterials / C. Corbella, S. Portal, D.B. Zolotukhin, L. Martinez, L. Lin, M.N. Kundrapu, M. Keidar // Plasma Sources Sci. Technol. – 2019. – Vol.28. – P. 045016 (15pp), <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab123c>.
18. Alumina coating deposition by electron-beam evaporation of ceramic using a forevacuum plasma-cathode electron source / Yu.G. Yushkov, E.M. Oks, A.V. Tyunkov, D.B. Zolotukhin // Ceramics International. – 2019. – Vol. 45, No. 8. – P. 9782–9787, <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2019.02.014>.
19. Electron beam nitriding of titanium in medium vacuum / V.A. Burdovitsin, D.A. Golosov, E.M. Oks, A.V. Tyunkov, Yu.G. Yushkov, D.B. Zolotukhin, S.M. Zavadsky // Surface & Coatings Technology. – 2019. –Vol. 358. – P. 726–731, <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2018.11.081>.
20. 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. Ralchenko, Ya. E. Krasik // Plasma Sources Sci. Tech-

no1. – 2017. – Vol. 26, № 2. – P. 025005 (13 pp.), <https://doi.org/10.1088/1361-6595/aa5300>.

Статьи в журналах, входящих во второй квартиль базы данных научного цитирования Web of Science (Q2)

21. Electron-Beam Synthesis of Dielectric Coatings Using Forevacuum Plasma Electron Sources (Review) / Yu.G. Yushkov, E.M. Oks, A.V. Tyunkov, D.B. Zolotukhin // *Coatings*. – 2022. – Vol. 12, No. 1. – P. 82 (1–39), <https://doi.org/10.3390/coatings12010082>.

22. Effect of a dielectric cavity on the ion etching of dielectrics by electron beam-produced plasma generated by a forevacuum plasma electron source / D.B. Zolotukhin, E.M. Oks, A.V. Tyunkov, E.V. Yakovlev, Yu.G. Yushkov // *Vacuum*. – 2021. – Vol. 192. – P. 110483, <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2021.110483>.

23. Electron-beam deposition of magneto-dielectric coatings in the forevacuum pressure range / D.B. Zolotukhin, A.A. Klimov, E.M. Oks, A.V. Tyunkov, Yu.G. Yushkov, A.A. Zenin // *Vacuum*. – 2020. – Vol. 184. – P. 109944 (1-5), <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2020.109944>.

24. Discharge characteristics of two-stage micro-cathode arc MPD thrusters with a permanent magnet and a pulsed magnetic field / D.B. Zolotukhin, K.P. Daniels, M. Keidar // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2021. – Vol. 51, No. 1. – P. 015201, <https://doi.org/10.1088/1361-6463/abb7ba>.

25. Effect of surrounding metallic walls on the floating potential of the target under electron-beam irradiation in medium vacuum / D.B. Zolotukhin, V.A. Burdovitsin, E.M. Oks, K.I. Karpov // *Vacuum*. – 2020. – Vol. 181. – P. 109663 (1-6), <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2020.109663>.

26. Effect of working gas on the electron-beam heating of a ceramic target in the fore-vacuum pressure range / D.B. Zolotukhin, E.M. Oks, A.V. Tyunkov, Yu.G. Yushkov, A.A. Zenin // *Vacuum*. – 2020. – Vol. 173. – P. 109500 (1–5), <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2020.109500>.

27. Improvement of micro-cathode arc thruster lifetime by deposition of boron-containing coating / D.B. Zolotukhin, A.V. Tyunkov, Yu.G. Yushkov, E.M. Oks, M. Keidar // *Journal of Propulsion and Power*. – 2020. – Vol. 36, No. 5. – P. 744–751, <https://doi.org/10.2514/1.B37790>.

28. On the influence of electron-beam metal evaporation on parameters of beam plasma in medium vacuum / D.B. Zolotukhin, V.A. Burdovitsin, E. Oks, A.V. Tyunkov, Yu. G. Yushkov // *Physics of Plasmas*. – 2019. – Vol. 26, No. 5. – P. 053512, <https://doi.org/10.1063/1.5095165>.

29. On the role of secondary electrons in beam plasma generation inside a dielectric flask by fore-vacuum plasma-cathode electron source / D.B. Zolotukhin, V.A. Burdovitsin, E.M. Oks // *Physics of Plasmas*. – 2017. – Vol. 24, No. 9. – P. 093502, <https://doi.org/10.1063/1.4991636>.

30. Controlling the surface potential of a dielectric target irradiated by an electron beam in medium vacuum / V.A. Burdovitsin, K.I. Karpov, E.M. Oks, D.B.

Zolotukhin // Vacuum. – 2021. – Vol. 187. – P. 110120 (1–5), <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2021.110120>.

31. Local ion-plasma etching of dielectrics initiated and controlled by the electron beam in fore-vacuum pressure range / A.V. Tyunkov, D.B. Zolotukhin, Yu.G. Yushkov, E.V. Yakovlev // Vacuum. – 2020. – Vol. 180. – P. 109573 (1–5), <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2020.109573>.

32. Advancing the Microcathode Arc Thruster: Effect of the Ablative Anode / S. Hurley, D. Zolotukhin, M. Keidar // Journal of Propulsion and Power. – 2019. – Vol. 35, No. 5. – P. 917–921, <https://doi.org/10.2514/1.B37145>.

33. Plasma-enabled healing of graphene nano-platelets layer / X. Fang, C. Corbella, D.B. Zolotukhin, M. Keidar // Frontiers of chemical science and engineering. – 2019. – P. 1–10, <https://doi.org/10.1007/s11705-018-1787-7>.

34. On the connection between secondary electron emission yield and the potential of an electron-beam-irradiated target / V.A. Burdovitsin, D.B. Zolotukhin, E.M. Oks, N.A. Panchenko // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2019. – Vol. 52. – P. 285204 (7 pp.), <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab1381>.

35. Effect of collector potential on the beam-plasma formed by a forevacuum-pressure plasma-cathode electron beam source / V. Burdovitsin, E. Oks, D. Zolotukhin // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2018. – Vol. 51. – P. 304006 (5 pp.), <https://doi.org/10.1088/1361-6463/aace4a>.