

5 - Физика плазмы, электрофизика, плазменные технологии

Александров Евгений Александрович, 2 курс
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, физический
Исследование характеристик ионного источника типа End-Hall. Влияние катода на газовый разряд
Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: algames7@yandex.ru стр. 159

Алексеевский Павел Владимирович, 3 курс
Томск, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, электронной техники
О роли вторичных электронов в формировании пучковой плазмы при облучении изолированного коллектора электронным пучком в среднем вакууме
Бурдовицин Виктор Алексеевич, д.т.н.
e-mail: alekseevcki@gmail.com стр. 160

Бакеев Илья Юрьевич, м.н.с.
Томск, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, электронной техники
Эмиссия узкофокусированного электронного пучка из одиночного канала фовакуумного электронного источника
Окс Ефим Михайлович, д.т.н.
e-mail: bakeeviyu@mail.ru стр. 161

Ванькевич Владислав Алексеевич, аспирант 2 года обучения
Томск, Институт сильноточной электроники СО РАН
Задержка плазмообразования при электрическом взрыве на поверхности двухслойных проводников Cu+Ti и Cu+Zr в сильных магнитных полях
Орешкин Владимир Иванович, д.ф.-м.н.
e-mail: www_vlad_v@mail.ru стр. 163

Гладышева Анжела Николаевна, 3 курс
Томск, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, электронной техники
Оптический спектр плазмы разряда с протяженным полым катодом в форвакуумной области давлений
Климов Александр Сергеевич, д.т.н.
e-mail: anzhela.gladysheva@inbox.ru стр. 164

Голяк Виктория Сергеевна, магистрант 1 года обучения
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, физический
Теоретическое моделирование многокомпонентной плазмы в высоком давлении
Козырев Андрей Владимирович, д.ф.-м.н.
e-mail: golyak.1995@mail.ru стр. 166

Денисов Владимир Викторович, м.н.с.
Томск, Институт сильноточной электроники СО РАН, лаб. плазменной эмиссионной электроники
Генерация объемной низкотемпературной плазмы в разрядах низкого давления для модификации поверхности металлических материалов
Коваль Николай Николаевич, д.т.н.
e-mail: volodyadenisov@yandex.ru стр. 167

Дорошкевич Сергей Юрьевич, 1 курс
Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, физики высоких технологий
Основные характеристики широкоапертурного источника электронов с сетчатым плазменным катодом и выводом пучка в атмосферу
Воробьев Максим Сергеевич, к.т.н.
e-mail: doroshkevich096@gmail.com стр. 168

Замосковцева Анастасия Алексеевна, 2 курс
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный Университет, физический
Исследование токовых характеристик ионного пучка. Источник ионов с азимутальным дрейфом электронов

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: zamosk_n@mail.ru стр. 170

Игнатов Данил Юрьевич, аспирант, инженер-исследователь
Томск, Институт сильноточной электроники СО РАН, отдел образовательной деятельности
Газоразрядная система для обработки внутренней поверхности протяжённых и криволинейных металлических изделий в плазме несамостоятельного тлеющего разряда с полым катодом

e-mail: danilabay29@ya.ru стр. 172

Казанцев Федор Павлович, 2 курс
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Физический
Исследование эмиссионных характеристик катода для ионного источника

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: fedor52k@gmail.com стр. 173

Ким Никита Сергеевич, 2 курс
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, физический
Особенности вольт-амперных характеристик магнетронной распылительной системы при работе с углеродной и титановой мишенями

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: kimich2011@yandex.ru стр. 174

Коковин Александр Олегович, 5 курс
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, физический
Теоретическое моделирование излучательных характеристик импульсного разряда в газе высокого давления

Козырев Андрей Владимирович, д.ф.-м.н.
e-mail: alexander.kokovin.desch@gmail.com стр. 176

Кузьмин Арсений Анатольевич, 2 курс
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, физический
Исследование зонда с задерживающим электрическим полем для измерения характеристик ионного пучка

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: kuzmin.arsen2011@yandex.ru стр. 177

Кыштымов Дмитрий Андреевич, 2 курс
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Физический
Вольт-амперные характеристики магнетронно-распылительной системы для синтеза углеродного покрытия на полимере

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: 89134415710k@gmail.com стр. 178

Ломов Константин Андреевич, 2 курс
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, физический
Диагностика примесей в плазме установки СМОЛА по линиям собственного излучения

Судников Антон Вячеславович, к.ф.-м.н.
e-mail: k.lomov@g.nsu.ru стр. 179

Майдан Михаил Тарасович, 2 курс
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, физический
Исследование характеристик ионного источника типа End-Hall

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: djapo@bk.ru стр. 181

Мамонтов Юрий Игоревич, магистрант 2 года обучения
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, физико-технологический институт
Оценка влияния микрогеометрии катода разрядного промежутка высокого давления на кинетику электронов
Лисенков Василий Викторович, к.ф.-м.н.
e-mail: mamontov.ura.1994@yandex.ru стр. 182

Маркелов Данил Андреевич, 2 курс
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Физический
Электрофизические характеристики (ВАХ) ионного источника с анодным слоем на основе скрещенных электрических и магнитных полей
Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: markelovdaniilpp@gmail.com стр. 184

Меркулова Екатерина Александровна, 2 курс
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Физический
Исследование дугового источника с магнитной сепарацией для получения алмазоподобных пленок
Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: merkulovakatusha@gmail.com стр. 185

Милованов Егор Сергеевич, 1 курс
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, физический
Исследование газового разряда с полым катодом как источника металлических частиц
Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: milovanov_2013@mail.ru стр. 186

Наумова Мария Сергеевна, магистрант 2 года обучения
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, физико-технологический институт
Нанопорошки Fe:MgAl₂O₄, полученные с помощью волоконного иттербиевого и CO₂ лазеров
Платонов Вячеслав Владимирович, к.ф.-м.н.
e-mail: naumova.marya@mail.ru стр. 187

Нгуен Ву Ван, магистрант 2 года обучения
Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, инженерная школа новых производственных технологий
Морфология разрушения твердых тел при облучении сильноточным электронным пучком в режиме филаментации и самофокусировки
Олешко Владимир Иванович, д.ф.-м.н.
e-mail: nguyenvutpu@gmail.com стр. 189

Николаев Артем Васильевич, 3 курс
Самара, Самарский национальный исследовательский университет им. академика С. П. Королева, математики, информатики и электроники
Генератор широкоапертурного потока отрицательно заряженных частиц низкотемпературной плазмы
Кричевский Сергей Васильевич, к.т.н.
e-mail: Poleniartem@mail.ru стр. 190

Останин Сергей Александрович, 3 курс
Томск, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, электронной техники
Моделирование распределения концентрации плазмы в полем катоде плазменного источника электронов
Климов Александр Сергеевич, д.т.н.
e-mail: super_gaara@mail.ru стр. 191

Островерхов Евгений Владимирович, аспирант
Томск, Институт сильноточной электроники СО РАН, ЛПТЭЭ
Влияние формы сетчатого эмиссионного электрода на распределение концентрации плазмы в несамостоятельном тлеющем разряде с полым катодом при токах инжекции до нескольких десятков ампер
Коваль Николай Николаевич, д.т.н.
e-mail: evgeniy86evgeniy@mail.ru стр. 193

Пивкина Анастасия Владимировна, 2 курс
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, физический
Магнетронная распылительная система для синтеза и исследования углеродного покрытия на полимере
Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: a.pivkina@gsu.ru стр. 194

Писарев Дмитрий Александрович, 4 курс
Томск, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, электронной техники
Влияние электронно-лучевого облучения на поверхностные свойства алюмооксидной керамики
Климов Александр Сергеевич, д.т.н.
e-mail: oxigenxb@yandex.ru стр. 196

Прокопенко Никита Андреевич, аспирант
Томск, Институт сильноточной электроники СО РАН, лаб. плазменной эмиссионной электроники
Напыление многослойных покрытий вакуумно-дуговым методом
Коваль Николай Николаевич, д.т.н.
e-mail: nick08_phantom@mail.ru стр. 197

Рипенко Василий Сергеевич, аспирант
Томск, Институт сильноточной электроники СО РАН, ЛОИ
Обработка поверхности кремния плазмой диффузного разряда при атмосферном давлении
Ерофеев Михаил Владимирович, к.ф.-м.н.
e-mail: vripenko@loi.hcei.tsc.ru стр. 199

Романова Дарья Александровна, 4 курс
Томск, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, электронной техники
Исследование влияния длительности импульса на генерацию миллисекундного электронного пучка в форвакуумном диапазоне давлений
e-mail: romashka_2020@mail.ru стр. 200

Серебренников Максим Анатольевич, магистрант 1 года обучения
Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Инженерная школа новых производственных технологий
Оптимизация конструкции секционированного калориметра для исследования свойств электронных пучков круглого сечения
Егоров Иван Сергеевич, к.т.н.
e-mail: mas48@tpu.ru стр. 201

Фролов Михаил Васильевич, 2 курс
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, физический
Влияние магнитного поля на газовый разряд в ионном источнике типа End - Hall
Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: student1998.frolov@gmail.com стр. 203

Чепусов Александр Сергеевич, 2 курс
Екатеринбург, Уральский федеральный университет, физико-технологический институт
Регулировка выходного напряжения импульсного высоковольтного наносекундного генератора
Корженевский Сергей Романович, к.т.н.
e-mail: chepusov@iep.uran.ru стр. 204

Черепанова Наталья Евгеньевна, 2 курс
Новосибирск, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, физический
Создание и исследование фокусирующей системы для ионного источника типа `Радикал`
Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: n.cherepanova@gsu.ru стр. 205

Чумакова Лора Сергеевна, 4 курс
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, физический
Электронно-пучковая модификация структуры и свойств поверхности обозов титанового сплава ВТ6, изготовленного методом аддитивного производства
e-mail: chumakova.lora@mail.ru стр. 206

Исследование характеристик ионного источника типа End-Hall.

Влияние катода на газовый разряд

Александров Евгений Александрович

Борисов Александр Анатольевич

¹Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

²Специализированный учебно-научный центр Новосибирского государственного университета (СУНЦ НГУ)

Золкин Александр Степанович^{1,2}, к.ф.-м.н.

algames7@yandex.ru, zolkinas@gmail.com

Введение. Энергетические характеристики ионных источников являются важными для ионных источников типа “End-Hall”. Исследование этих характеристик Торцевого Холловского Ускорителя (ТХУ) необходимо для получения ионного напыления с заданными свойствами и параметрами. Исследование влияния токовых характеристик источника электронов (катода) на газовый разряд является важной задачей при использовании ионных источников в технологиях ассистирования и синтеза тонких плёнок из ионных пучков [1]. В таких задачах необходимо найти оптимальный режим работы термокатода, который обеспечивает максимальное значение ионного потока к растущей плёнке.

Методика. Энергетические характеристики ТХУ в работе представлены в виде энергетического спектра пучка и зависимости средней энергии в ионном пучке от прикладываемого анодного напряжения. Получение функции распределения ионов по энергиям производилось с помощью многосеточного зонда с задерживающим потенциалом [2], измерения проводились при разных анодных напряжениях.

Влияние характеристик катода (ток накала, напряжение на катоде) на ионный ток исследовалось путем получения зависимости коллекторного тока от тока через вольфрамовую нить катода. Экстремум данной функции является оптимальным значением катодного тока.

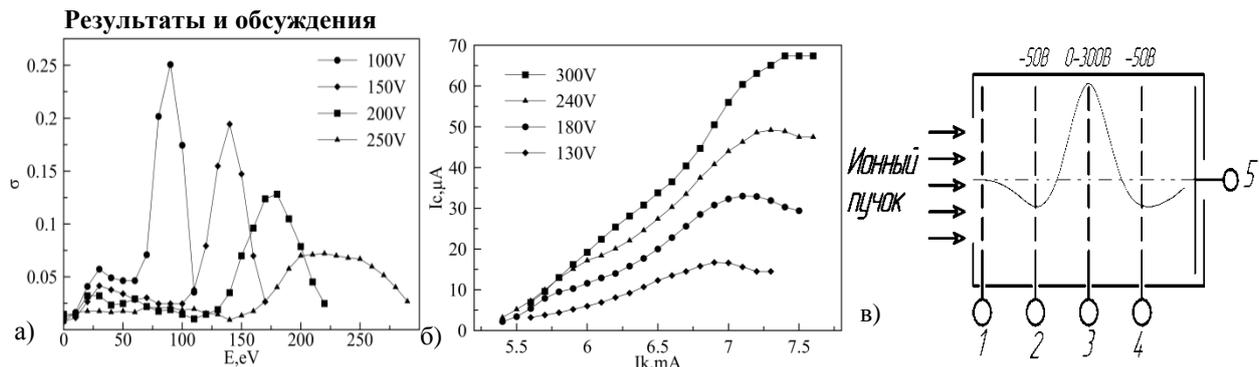


рис. 1. Распределение по энергиям ионов в пучке (а); зависимость коллекторного тока от катодного тока при различных анодных напряжениях (б); схема многосеточного зонда, график показывает распределение потенциала: 1- сетка экранирующая, 2-сетка отсечки электронной компоненты, 3-анализирующая сетка, 4- подавляющая сетка, 5-коллектор (в).

Исследования распределения по энергиям в пучке проводились при условиях: газ-аргон; анодные напряжения-100, 150, 200, 250 В; расход газа-7,5см³/мин; ток соленоида-2А; давление в камере-1,7*10⁻⁴Торр. Условия для исследования зависимости тока ионов от тока катода: газ-аргон; анодные напряжения-130, 180, 240, 300 В; расход газа-7,5см³/мин; ток соленоида-2А; давление в камере-6,6-6,9*10⁻⁵Торр.

Обращает внимание рис. 1 (а), что максимум функции распределения соответствует потенциалу 100 В, что возможно связано с эффективностью ионизации электронами. Максимум коллекторного тока соответствует потенциалу анода 300В.

Выводы. Измерена энергетическая характеристика ТХУ. Найдена средняя энергия ионов: 84-197 эВ при анодном напряжении 100-250В. Исследовано влияние катода на характеристики разряда и найден оптимум катодного тока. Оптимум катодного тока составил 6,9-7,5 А, ток зажигания 5,4-5,6 А. Оценена погрешность эксперимента- 10%

Список публикаций:

[1] Гольдаде В. А., Федосенко Н. Н. Методы получения тонких пленок // Практическое пособие; М-во образования РБ, Гом. гос. ун-т им. Ф. Скорины. – Гомель: ГГУ им. Ф. Скорины, 2015.

[2] Zolkin A.S., Borisov A.A., Nagirny N.V. // Proceedings of 2017 Russia-Japan Conference "Advanced Materials: Synthesis, Processing and Properties of Nanostructures", Sendai, Japan

О роли вторичных электронов в формировании пучковой плазмы при облучении изолированного коллектора электронным пучком в среднем вакууме

Алексеевский Павел Владимирович

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Бурдовицин Виктор Алексеевич, д.т.н.

alekseevcki@gmail.com

Генерация плазмы электронным пучком может рассматриваться как альтернатива электродным и безэлектродным разрядам. Коллектор, как правило, имеет нулевой потенциал, и его роль сводится к улавливанию электронного пучка и созданию, таким образом, замкнутой цепи. Появляющиеся при взаимодействии пучка с коллектором вторичные электроны имеют энергию, не превышающую нескольких электрон-вольт и по этой причине, не вносят вклада в ионизацию. Ситуация изменяется коренным образом в случае диэлектрического коллектора, поверхность которого может приобретать отрицательный потенциал [1] и ускорять вторичные электроны. Цель настоящей работы состояла в выяснении вклада вторичных электронов в формирование пучковой плазмы.

Суть эксперимента ясна из схемы, приведенной на рис. 1. Источник на основе разряда с полым катодом [2] с фокусирующей системой 2 создавал электронный пучок 3, попадающий на металлический коллектор 4, размещенный на изоляторе 5. Коллектор представлял собой цилиндр из нержавеющей стали диаметром 40 и высотой 45 мм. Регулировка потенциала коллектора осуществлялась резистором R. Одиночный зонд 6 использовался для измерения параметров плазмы. Зонд окружен цилиндрическим экраном для предотвращения попадания электронов пучка и вторичных электронов. Зонд располагался за пределами слоя пространственного заряда, отделяющего плазму от коллектора. Для определения концентрации использовалась стандартная методика, основанная на измерении тока насыщения ионной ветви зондовой характеристики. Температура электронов принималась равной 1 эВ на основании результатов, полученных в [3]. Коллектор 4 располагался в вакуумной камере 7, откачиваемой механическим насосом до давления 0,4 Па. Ток I_b пучка измерялся прибором в цепи коллектора. Давление p устанавливалось напуском аргона в камеру.

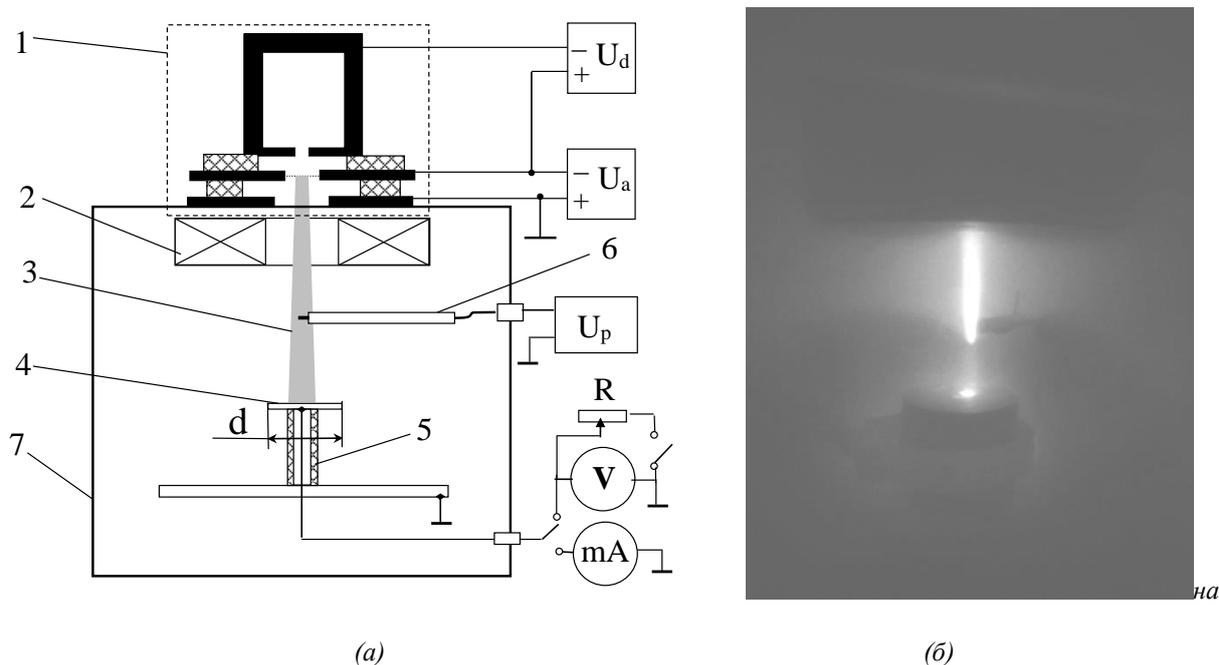


рис. 1 – схема экспериментальной установки (а) и картина свечения плазмы (б).

Представленные на рис. 2 зависимости концентрации пучковой плазмы от потенциала коллектора имеют максимум при значениях потенциала 200-300 В. Причем увеличение ускоряющего напряжения неизменно вызывало снижение концентрации. Толщина хорошо различимого на рис. 2б слоя возрастала по мере возрастания абсолютной величины потенциала.

Объяснение полученных результатов может быть проведено на основании представлений о зависимости сечения ионизации газовых молекул, а также коэффициента вторичной электронной эмиссии от энергии электронов. Обе эти зависимости имеют максимум в области энергий 100- 200 эВ [4], что дает основания предполагать снижение эффективности ионизации как при повышении энергии первичного пучка, так и при

возрастании абсолютного значения потенциала коллектора. Кривые, представленные на рис. 2, позволяют выработать рекомендации к повышению эффективности использования энергии электронного пучка при генерации плазмы. Следует отметить, что при использовании алюминиевого коллектора получить зависимости, аналогичные приведенным на рис. 2, не удалось, т.к. даже в случае отключения резистора R потенциал коллектора не превышал сотни вольт. Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант №18-48-703027 р-мол-а.

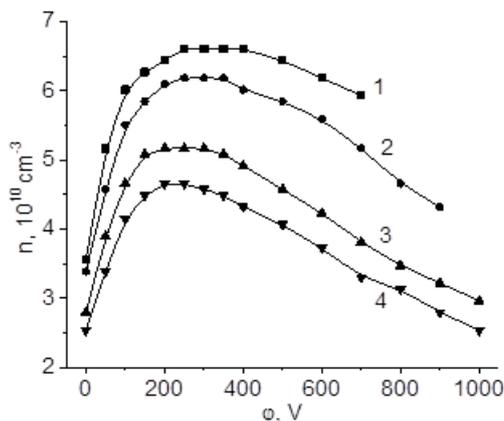


рис. 2 – Концентрация n плазмы как функция потенциала ϕ коллектора. $I_b = 5$ мА, $p = 1,4$ Па.

Список публикаций:

- [1] V. A. Burdovitsin, A. S. Klimov, A. V. Medovnik, E. M. Oks. *Plasma Sources Sci. Technol.* 19 (2010) 055003.
 [2] Бурдовицин В.А., Журков И.С., Окс Е.М., Осипов И.В., Федоров М.В. *ПТЭ*, 2005, № 6, с.66-68.
 [3] Золотухин, Д. Б. *Параметры плазмы, создаваемой электронным пучком в форвакууме* / Д. Б. Золотухин, А. С. Климов, А.А. Зенин // *Доклады ТУСУР*. – 2013. – Т.30, № 4 – С. 79-82.
 [4] V. Baglin, J. Wojko, O. Grobner, B. Henrist, N. Hilleret, C. Scheuerlein and M. Taborelli. *Proceedings of EPAC 2000, Vienna, Austria*. P. 217-221.

Эмиссия узкофокусированного электронного пучка из одиночного канала форвакуумного электронного источника

Бакеев Илья Юрьевич

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Окс Ефим Михайлович, д.т.н.

bakeeviyu@mail.ru

В настоящее время электронные пучки [1] находят широкое применение для локального теплового воздействия на различные металлические материалы. Причем особенно выгодно среди электронных источников выделяются источники с плазменным катодом [2] ввиду отсутствия в них накаливаемых частей и способностью генерировать пучки с плотностью мощности вплоть до 10^7 Вт/см². Форвакуумные плазменные источники электронов [3], работающие в диапазоне давлений от единиц до сотни паскалей, в отличие от источников, работающих в традиционном диапазоне давлений до 10^{-1} Па, способны эффективно обрабатывать электрически непроводящие материалы, такие как высокотемпературные марки керамики, стекла. Однако достигнутого такими источниками уровня плотности мощности 10^5 Вт/см² [4] бывает недостаточно для ряда применений, к примеру, электронно-лучевой резки на большую глубину, что требует поиска способов дальнейшего повышения плотности мощности. Так как при фокусировке электронного пучка на его параметры в первую очередь оказывают влияние процессы, происходящие в области отбора и ускорения электронов, целью данной работы являлось более детальное изучение процессов эмиссии электронов из одиночного канала в форвакуумном диапазоне давлений.

Схема экспериментальной установки и методики измерения параметров электронного пучка представлена на рис. 1. Подробное описание принципа работы источника и его особенностей изложены в [5]. Электронный пучок 1 генерировался форвакуумным источником электронов 2 путем извлечения электронов из плазмы полого катода 3 через одиночный эмиссионный канал в аноде 4. Ускорение электронов происходило электрическим полем в ускоряющей промежутке между анодом 4 и экстрактором 5. Фокусировка пучка осуществлялась магнитной линзой 6. Изучение процессов эмиссии производилось путем изменения диаметра эмиссионного канала в аноде D_{em} и протяженности канала H_{em} . Для сохранения концентрации плазмы возле

канала и напряженности ускоряющего поля расстояния катод-анод и анод-экстрактор поддерживались неизменными. Для измерения диаметра электронный пучок разворачивался магнитной отклоняющей системой 7 в линию на горизонтальной пластине с двумя протяженными измерительными щелями 8. При прохождении электронов через щель они попадали на токоприемную пластину 9, сигнал с которой фиксировался осциллографом. Ток пучка измерялся при отклонении пучка на цилиндр Фарадея.

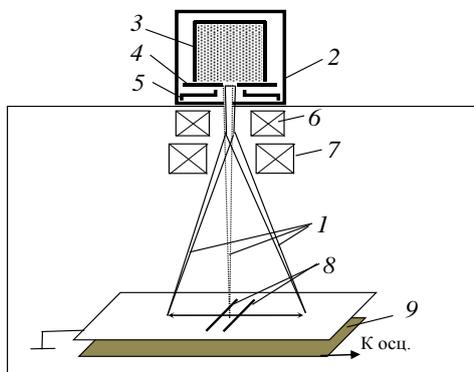


рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – электронный пучок; 2 – форвакуумный источник электронов; 3 – катод; 4 – анод; 5 – экстрактор; 6 – магнитная линза; 7 – магнитная отклоняющая система; 8 – измерительные щели; 9 – токоприемная пластина

Типичные зависимости тока пучка и его диаметра от диаметра эмиссионного отверстия представлены на рис. 2.а. Из этого рисунка видно, что по мере увеличения диаметра эмиссионного канала как ток пучка, так и его диаметр растут монотонно. На рис. 2.б представлены зависимости плотности мощности пучка от диаметра эмиссионного канала. Плотность мощности при этом оценивалась исходя из измеренных значений тока и диаметра пучка согласно формуле: $P_s = 4 \cdot U_a \cdot I_b / (\pi \cdot d_b^2)$, где $U_a = 20$ кВ – ускоряющее напряжение. Как видно, эти зависимости имеют экстремальный вид. При увеличении протяженности канала максимальное значение плотности мощности уменьшается и смещается в сторону больших значений диаметров.

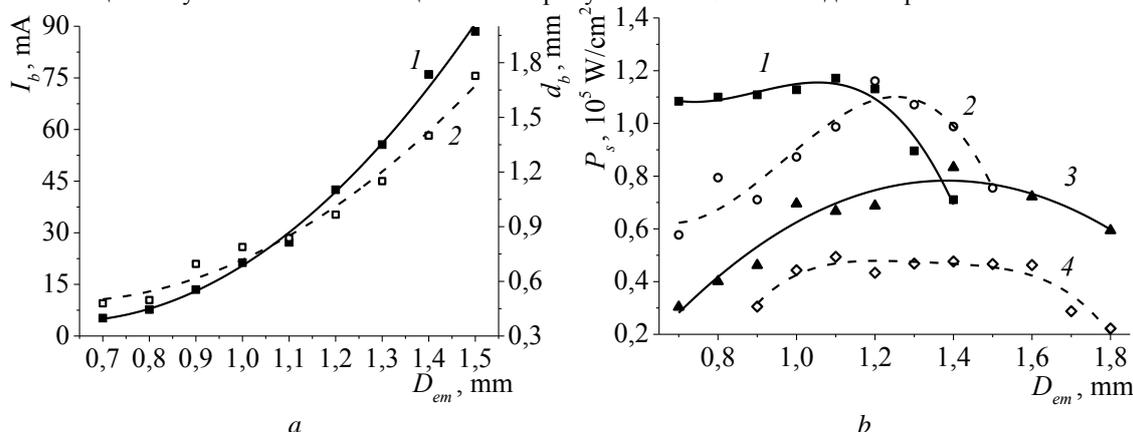


рис. 2. Зависимости тока I_b и диаметр d_b электронного пучка (a) и плотности мощности P_s пучка (b) от диаметра эмиссионного канала D_{em} для различных значений протяженности канала H_{em} . Рис. a: 1 – $I_b = f(D_{em})$; 2 – $d_b = f(D_{em})$; Рис. b: 1 – $H_{em} = 1$ мм; 2 – $H_{em} = 2$ мм; 3 – $H_{em} = 3$ мм; 4 – $H_{em} = 4$ мм

Причиной такого поведения плотности мощности пучка может заключаться в изменении положения плазменной границы при отборе электронов в зависимости от геометрии эмиссионного канала. Так при большом диаметре канала эмиссионная плазма может провисать в ускоряющий промежуток из-за чего граница плазмы приобретает выпуклый вид. Из-за такого положения плазмы электроны, эмиссия которых происходит на удалении от центра, приобретают радиальную составляющую скорости. Вследствие этого увеличивается разброс скоростей электронов из-за чего и растет диаметр пучка. Таким образом при превышении определенного значения диаметра канала эмиссионная плазма начинает провисать в ускоряющий промежуток и эмитировать изначально расходящийся пучок, вследствие чего плотность мощности пучка резко падает. Уменьшение максимальной плотности мощности и ее смещение в сторону больших диаметров при уменьшении протяженности канала может быть связано с уменьшением концентрации плазмы при распространении в канале [6].

Работа поддержана Министерством образования и науки в рамках базовой части проекта №3.9605.2017/8.9.

Список публикаций:

- [1] В.Н. Алехнович, А.В. Алифанов, А.И. Гордиенко, И.Л. Поболь. *Электронно-лучевая обработка материалов*. – Минск: Белорусская наука, 2006. – 319 с.
- [2] С.Ю. Корнилов, Н.Г. Ремпе, *ЖТФ*. 2, 79 (2012)
- [3] В.А. Бурдовщин, И.Ю. Бакеев, А.А. Зенин, Д.Б. Золотухин, А.В. Казаков, А.С. Климов, А.В. Медовник, Е.М. Окс, А.В. Тюньков, *Доклады ТУСУРа*. 2, 5 (2016)
- [4] А.А. Зенин, И.Ю. Бакеев, Ю.А. Бурачевский, А.С. Климов, Е.М. Окс, *Письма в ЖТФ*. 13, 104 (2016)
- [5] В.А. Бурдовщин, А.С. Климов, А.В. Медовник, Е.М. Окс, Ю.Г. Юшков. *Форвакуумные плазменные источники электронов*. – Томск: Изд-во Томского ун-та, 2014. – 288 с.
- [6] В.Л. Галанский, В.А. Груздев, В.И. Зеленский, В.В. Илюшенко, И.В. Осипов, Н.Г. Ремпе, *ЖТФ*. 6, 108 (1992)

Задержка плазмообразования при электрическом взрыве на поверхности двухслойных проводников Cu+Ti и Cu+Zr в сильных магнитных полях

Ванькевич Владислав Алексеевич

*Дацко Игорь Михайлович, Лабецкая Наталья Анатольевна, Рыбка Дмитрий Владимирович,
Чайковский Станислав Анатольевич*

Институт сильноточной электроники СО РАН

Орешкин Владимир Иванович д.ф.-м.н.

vlad_v@mail.ru

Известно, что в быстронарастающих магнитных полях мегагауссного диапазона происходит скин-взрыв и плазмообразование на поверхности электродов узла нагрузки [1]. В зазорах мегаамперных генераторов тока образование плазмы на поверхности токонесущих электродов может привести к перекрытию межэлектродного промежутка расширяющейся плазмой и снижению эффективности конверсии запасенной электрической энергии генератора в энергию, вложенную в нагрузку. Возможными методами решения этой проблемы являются увеличение времени до начала генерации плазмы на поверхности электродов, например, при использовании двухслойной структуры электрода [2], или снижение скорости разлета плазмы за счет использования материала электрода с большей массой ионов [3]. В данной работе приведены результаты экспериментов по электрическому взрыву медных проводников с покрытием из титана или циркония. Цирконий имеет такую же проводимость и плотность энергии сублимации, как и титан, при этом масса иона циркония превышает массу иона титана в 2 раза.

Эксперименты проводились на сильноточном генераторе МИГ с амплитудой тока до 2.5 МА и временем его нарастания 100 нс [4]. Диагностический комплекс генератора МИГ включает пояса Роговского, магнитные зонды, делители напряжения, вакуумные фотоэмиссионные диоды (ХРД). Время начала плазмообразования и скорость разлета плазмы определялись по снимкам в оптическом диапазоне, полученным четырехкадровой камерой HSFC Pro с экспозицией каждого отдельного кадра 3 нс.

На рис. 1 приведено схематическое изображение узла нагрузки генератора МИГ. Нагрузка представляла собой медный сплошной цилиндр диаметром 3 мм, на половину которого методом вакуумного напыления наносился менее проводящий слой титана или циркония толщиной 50 мкм. Напыление производилось на вакуумной ионно-плазменной установке "КВИНТА" [5] в лаборатории плазменной эмиссионной электроники ИСЭ СО РАН.

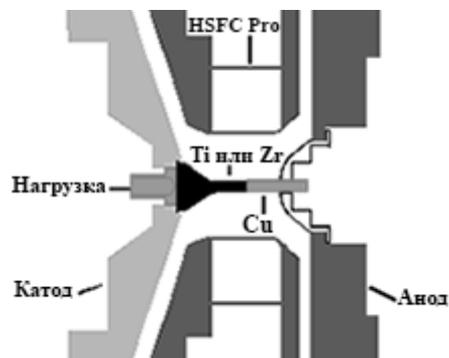


рис. 1. Схематическое изображение узла нагрузки генератора МИГ.

На рисунке 2 приведены изображения поверхности медных проводников с напыленным у катода слоем титана или циркония в различные моменты времени от начала тока генератора. Анализ серии выстрелов показывает, что свечение поверхности однородного проводника в видимом диапазоне наблюдается с 90 - 100 наносекунды от начала импульса тока, тогда как для двухслойных проводников с внешним циркониевым или

титановым слоем задержка до начала плазмообразования практически одинакова, и свечение регистрируется с ~ 510 наносекунды.

Несмотря на тяжелые ионы циркония, среднее значение скорости разлета плазмы с напыленной части проводника диаметром 2 мм в интервалах времени между снимками составило $\sim 2.7 \cdot 10^5$ см/с как для внешнего титанового, так и для внешнего циркониевого слоя. Равенство скоростей можно объяснить тем, что омического нагрева напыленного слоя недостаточно для его взрыва, поскольку максимум плотности тока всегда находится в однородном проводнике.

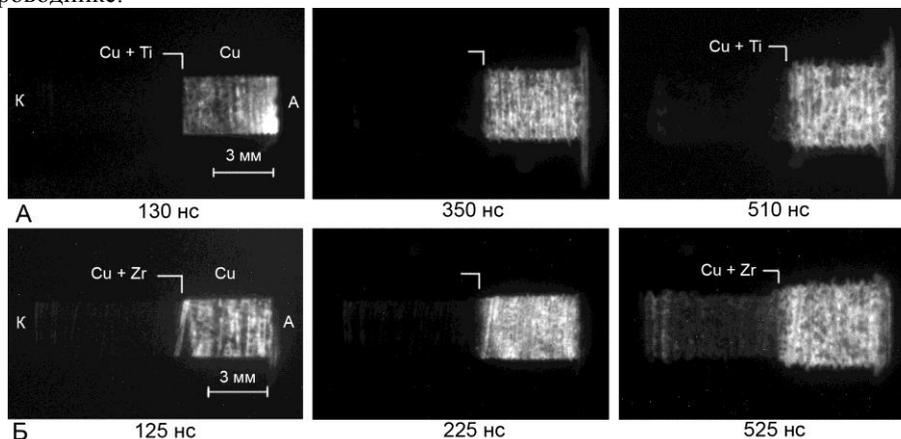


рис. 2. а) снимки с камеры HSFC Pro поверхности медного проводника диаметром 3 мм с напыленным у катода слоем Ti толщиной 50 мкм в собственном свечении в видимом диапазоне спектра в различные моменты времени от начала тока генератора; б) аналогичные снимки медного проводника диаметром 3 мм с напыленным у катода слоем Zr толщиной 50 мкм.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 16-08-00658).

Список публикаций:

- [1] Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. *Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках*. М.: Энергоатомиздат. 1990. 288с.
- [2] Дацко И.М., Лабецкая Н.А., Чайковский С.А., Шугуров В.В. *Скинный электрический взрыв двухслойных проводников с напыленным низкопроводящим слоем* // ЖТФ. – 2016. – Т.86. – Вып.6. – С.57-62.
- [3] Bakshaev Yu.L., Bartov A.V., Blinov P.I., Chernenko A.S., Dan'ko S.A., Kalinin Yu.G., Kingsep A.S., Korolev V.D., Mizhiritski V.I., Smirnov V.P., Shashkov A.Yu., Sasorov P.V., Tkachenko S.I. *Study of the Dynamics of the Electrode Plasma in a High-Current Magnetically Insulated Transmission Line* // *Plasma Physics Reports*. – 2007. – V.33. – No.4. – P.259-270.
- [4] Лучинский А.В., Ратахин Н.А., Федущак В.Ф., Шепелев А.Н. *Многоцелевой импульсный генератор трансформаторного типа* // Изв. ВУЗов. Физика. – 1997. – Т.40. – С.67-75.
- [5] Krysinina O.V., Koval N.N., Lopatin I.V., Shugurov V.V., Kovalsky S.S. *Generation of low-temperature plasma by low-pressure arcs for synthesis of nitride coatings* // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2016. – V.669. – P.012032.

Оптический спектр плазмы разряда с протяженным полым катодом в форвакуумной области давлений

Гладышева Анжела Николаевна

Останин Сергей Александрович

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Климов Александр Сергеевич, д.т.н.

anzhela.gladysheva@inbox.ru

Форвакуумные плазменные источники ленточных электронных пучков используются для пучково-плазменной обработки массивных образцов. Для повышения качества обработки изделий необходимо получить наиболее равномерный электронный пучок и, соответственно, обеспечить равномерное распределение концентрации плазмы в катодной полости электронного источника. Целью настоящей работы является описание и применение оптического метода измерения концентрации плазмы в катодной полости. Эксперименты проводились в различных газовых средах, при разных давлениях, токах разряда, а также при различных конфигурациях катодной полости. Именно эти параметры оказывали значительное влияние на распределение концентрации плазмы. Измерение концентрации проводилось зондовым методом с использованием одиночного лэнгмюровского зонда, а также при помощи оптического спектрометра.

При помощи спектрометра был измерен спектр излучения разрядной плазмы в видимой области спектра в условиях напуска в вакуумную камеру аргона или кислорода. Для кислорода исследовалась интенсивность характерной линии излучения атома - 777,19 нм [1], для аргона - 420,07 нм [2]. Эксперимент проводился с помощью форвакуумного плазменного источника ленточного электронного пучка при давлениях газовой среды 10 Па и 30 Па. Глубина катодной полости составляла 60 мм, длина – 32 сантиметра.

Схема экспериментального макета показана на рисунке 1.

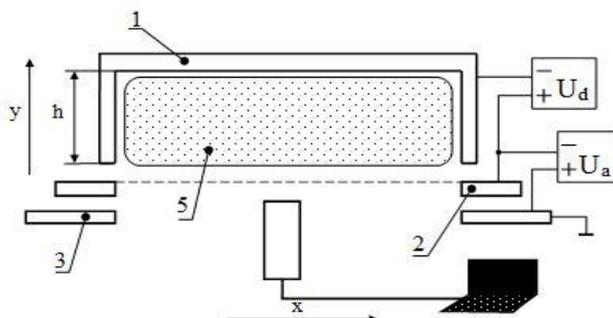


рис.1 - Схема экспериментального макета форвакуумного плазменного источника ленточного электронного пучка: 1 – полый катод; 2 – анод; 3 – экстрактор; 4 – эмиссионная сетка; 5 – плазма; 6 – спектрометр

При помощи спектрометра, установленного на устройстве перемещения, каждые 2 секунды фиксировался оптический спектр свечения плазмы. По известной скорости перемещения спектрометра вдоль катодной полости определялась координата, соответствующая снимаемому спектру. По полученным результатам была построена зависимость интенсивности излучения от координаты в катодной полости форвакуумного плазменного источника при различных давлениях и для разных газов.

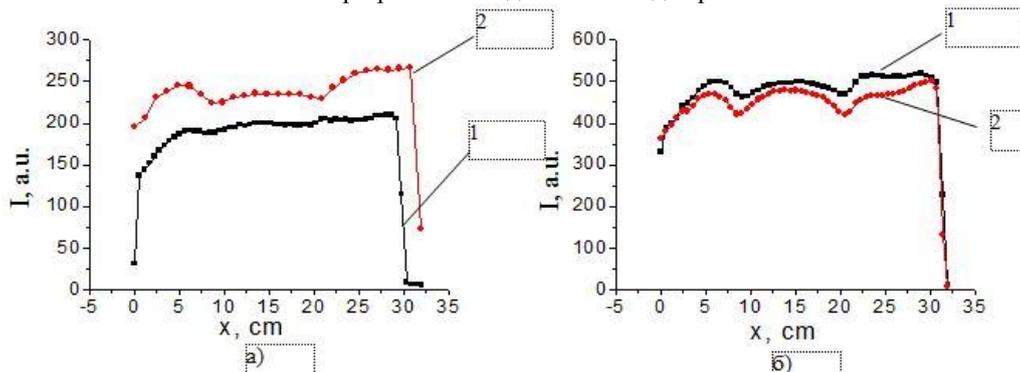


рис.2 - Распределение интенсивности излучения вдоль протяженного размера катодной полости при давлениях: 1) 10 Па, 2) 30 Па, токе разряда 400 мА, в газовой среде: а) аргона, б) кислорода

По полученным зависимостям можно наблюдать, что в газовой среде аргона распределение более равномерно, чем в газовой среде кислорода. Так же следует отметить, что интенсивность излучения в вакуумной камере, заполненной кислородом, имеет численные значение в два раза больше, чем в вакуумной камере, заполненной аргоном. Распределения интенсивности качественно совпадают с измерениями концентрации плазмы, проведенными ранее [3], что позволяет использовать данный метод для определения распределения концентрации в протяженных плазменных образованиях.

Работа поддержана Министерством образования и науки в рамках базовой части проекта №3.9605.2017/8.9

Список публикаций:

- [1] А.А. Гончаров, А.Н. Евсюков, Е.Г. Костин, Б.В. Стеценко, Е.К. Фролова, А.И. Шуренко // Журнал технической физики. Киев, Украина.: 20010. Т. 80. №.8.С.
- [2] И.В. Блонский, А.А. Гончаров, А.В. Демчишин, А.Н. Евсюков, Е.Г. Костин, В.А. Сальников, А.Г. Терещенко, Л.Н. Ткаченко // Журнал технической физики. Киев, Украина.: 2009. Т. 79. №.7.
- [3] А. С. Климов, С. А. Останин - Распределение концентрации плазмы в разряде с протяженным полым катодом форвакуумного плазменного источника электронного пучка // Доклады ТУСУР. – 2017. – Т. 20, № 4. – С. 26–29.

Теоретическое моделирование многокомпонентной плазмы в высоком давлении

Голяк Виктория Сергеевна

Кожевников Василий Юрьевич

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Козырев Андрей Владимирович

golyak.1995@mail.ru

В настоящее время стало популярно компьютерное моделирование экспериментальных и теоретических данных. Но часто встает вопрос о правильности выбора тех или иных параметров. Моя работа посвящена моделированию кинетики плазмы в высоком давлении.

Разряд загорается в чистом кислороде, в импульсно-периодическом режиме.

Анализовалась физическая кинетика в рамках простейшей модели - кислородная плазма. Были проведены расчеты двух кинетических моделей: модель "А" и модель "В". Модель "А" включала в себе реакции:



где для (1) константа скорости реакции была посчитана по данным взятых из платформы BOLSIG+, для (2) и (3) константы были взяты из источника [1].

Модель "В" включала в себя реакцию (1) и еще две трехчастичные реакции, где а качестве частицы М, бралась молекула основного газа O_2 :



где для (4) и (5) константы скорости реакции были посчитаны через формулу Аррениуса [2].

Обнаружено, что при расчете модели дают различные результаты. Так, например, концентрация O_2^- и O_2^+ для первой модели приблизительно равны $2 \cdot 10^{12} [\frac{1}{\text{см}^{-3}}]$, концентрация же электронов значительно меньше. Во второй модели ситуация обратная, концентрация электронов и O_2^+ приблизительно равны $1,6 \cdot 10^{13} [\frac{1}{\text{см}^{-3}}]$, а концентрация O_2 совсем не значительна. Хотелось бы заметить, что правильной, с физической точки зрения, является вторая модель, которая включает в себя трехчастичные реакции

Для каждой модели рассчитывалось значение $I(t)$ и $U(t)$. Годограф этих двух зависимостей приведен ниже:

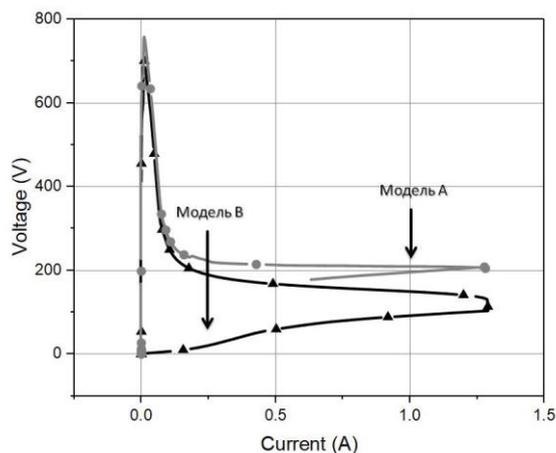


рис.1. Годограф $U(t)$ и $I(t)$.

Подводя итоги можно говорить о том, что использование для моделирования кинетических процессов реакции, которые включают в себя двухчастичные процессы не всегда может гарантировать правильность решения поставленных задач.

Список публикаций:

[1] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987

Генерация объемной низкотемпературной плазмы в разрядах низкого давления для модификации поверхности металлических материалов

Денисов Владимир Викторович

Островецков Евгений Владимирович, Ковальский Сергей Сергеевич

Яковлев Владислав Викторович

Институт сильноточной электроники СО РАН

Коваль Никой Николаевич, д.т.н.

volodyadenisov@yandex.ru

Наиболее эффективными и экологичными для повышения износостойкости поверхности металлических изделий являются электронно-ионно-плазменные методы обработки поверхности. При генерации объемной низкотемпературной плазмы в тлеющих разрядах с полым катодом в области низких (≈ 1 Па) рабочих давлений длина свободного пробега электронов составляет единицы – десятки сантиметров, что делает возможным эффективную ионизацию газа при осцилляции электронов в полой катод. В самостоятельном режиме горения разряд поддерживается за счет ускоренных в прикатодном падении потенциала электронов, образованных в результате процессов вторичной ионно-электронной эмиссии на поверхности полого катода. Ускоренные в прикатодном слое электроны, совершают осцилляции в электростатической ловушке, образованной стенками полого катода. Недостатком самостоятельного режима горения является необходимость повышения напряжения горения разряда для получения приемлемых для практического использования токов разряда. Однако увеличение напряжения горения разряда приводит к значительному травлению стенок полого катода и загрязнению плазмы продуктами эрозии. В несамостоятельном режиме горения при инжекции дополнительных электронов в плазму создается возможность снижения рабочего давления в несколько раз, снижения напряжения горения разряда до нескольких десятков вольт, значительного повышения тока в тлеющем разряде [1]. Это позволяет генерировать плазму с концентрацией более 10^{18} м^{-3} в значительных вакуумных объемах [2]. Однако инжекция электронов, особенно при больших токах может создавать значительную неоднородность концентрации плазмы, вызванную возникновением областей в объеме камеры с повышенной вероятностью ионизации газа ускоренными электронами. При азотировании поверхности крупногабаритных или сложной формы изделий возникновение такого градиента концентрации плазмы может вызывать формирование разных по толщине упрочненных слоев, что зачастую недопустимо. Решение задачи обеспечения однородности концентрации плазмы в больших ($\approx 1 \text{ м}^3$) вакуумных объемах может значительно повысить привлекательность использования этого типа разряда в промышленности. При определении влияния различных факторов на однородность распределения концентрации плазмы в полой катод несамостоятельного тлеющего разряда ряд исследований, например, представленных в [3], показал, что уменьшить неоднородность концентрации плазмы позволяют снижение рабочего давления, увеличение напряжения горения разряда, а также достижение минимальной величины отношения площади анода к площади полого катода, при котором еще стабильно зажигается и горит тлеющий разряд в стационарном и импульсном режимах. Изменение траекторий электронов, эмитируемых в тлеющий разряд, путем использования специальной формы эмиссионных электродов, позволяет значительно снизить радиальную неоднородность концентрации плазмы при сохранении удовлетворительного коэффициента неоднородности азимутального распределения.

При определении влияния плотности ионного тока на скорость ионно-плазменного азотирования подложки из нержавеющей стали при температуре $400 \text{ }^\circ\text{C}$, было показано, что оптимальное значение плотности ионного тока определяется конкурирующими процессами диффузии азота и ионного распыления поверхности и составляет около 4 mA/cm^2 [3]. Для получения такой плотности ионного тока при обработке изделий, имеющих значительные массогабаритные параметры и площадь поверхности (более 1 м^2) требуется получение токов разряда более 100 A . Исследования особенностей горения несамостоятельного тлеющего разряда на экспериментальном стенде, представленном на рисунке 1а и подробно описанном в [2-3], показали, что диапазон рабочих токов несамостоятельного тлеющего разряда с полым катодом ограничен сверху значением, при котором концентрация плазмы вблизи эмиссионной сетки достигает такого значения, что нарушается условие слоевой стабилизации границы эмиссионной плазмы в отверстиях сетки. Нарушение условия слоевой стабилизации границы плазмы вызывает неконтролируемый рост тока и срабатывание защиты источника электропитания тлеющего разряда. При эмиссии электронов из плазмы одного источника электронов в полой катод объемом $0,2 \text{ м}^3$ через сетку с размером ячейки (1×1) мм с уменьшением рабочего давления с 1 Па до $0,4 \text{ Па}$ в атмосфере азота значение порогового тока, при котором происходит нарушение слоевой стабилизации границы эмиссионной плазмы, возрастает с 90 A до величины более 200 A . При использовании сетки с размером ячейки ($0,63 \times 0,63$) мм при напряжении горения разряда 240 В и токе вспомогательного разряда 150 A удалось достигнуть амплитуды тока тлеющего разряда около 450 A (рисунок 1б), импульсная мощность при этом составила около 100 кВт . Необходимо отметить, что средняя мощность, как в стационарном, так и импульсном режиме генерации плазмы при стабильном горении разряда достигает 30 кВт в объеме полого катода $0,2 \text{ м}^3$ при независимой регулировке рабочего давления, смеси газов, напряжения горения и тока

тлеющего разряда, что делает его эффективным для ионно-плазменной модификации поверхности металлических материалов.

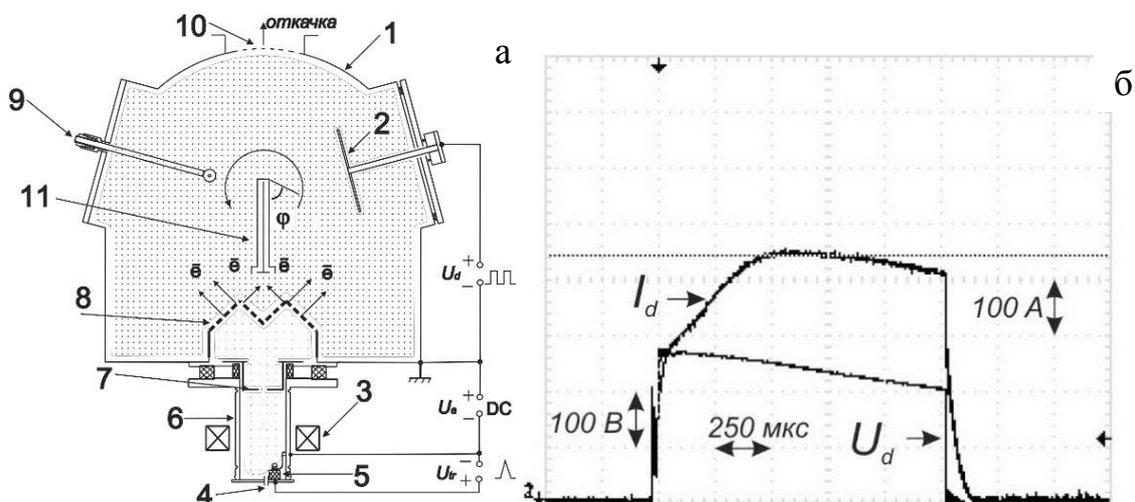


рис. 1 – а – Схема экспериментального стенда: 1 – катод тлеющего разряда, 2 – анод тлеющего разряда, 3 – катушка магнитного поля, 4 – ввод газа, 5 – поджигающий электрод, 6 – полый катод вспомогательного дугового разряда, 7 – дугогаситель, 8 – конусный сеточный анод вспомогательного дугового разряда (эмиссионный электрод), 9 – цилиндрический зонд Ленгмюра, 10 – сетка, 11 – плоский зонд с охранным кольцом. б – осциллограммы тока и напряжения несамостоятельного тлеющего разряда при токе вспомогательного разряда $I_a = 150 \text{ A}$, давлении $p(N_2) = 1 \text{ Па}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (№16-48-700079 p_a).

Список публикаций:

- [1] А.В. Визирь, Е.М. Окс, Щанин П.М., Г.Ю.Юшков // ЖТФ. 1997. Т.67. №6. С.27-31.
- [2] Ю.Х. Ахмадеев, В.В. Денисов, Н.Н. Коваль, С.С. Ковальский, И.В. Лопатин, П.М. Щанин, В.В. Яковлев Генерация однородной низкотемпературной газовой плазмы в импульсном несамостоятельном тлеющем разряде с полым катодом большой площади // Физика плазмы. 2017. Т. 43, №. 1. С. 7-14.
- [3] V.V. Denisov, S.S. Kovalsky, N.N. Koval, I.V. Lopatin, E.V. Ostroverkhov, P.M. Schanin Ion current density distribution in a pulsed non-self-sustained glow discharge with a large hollow cathode // IOP Conference Series: Journal of Physics: Conf. Series, Volume 927, pages 176-184. Номер статьи: 012014 The International Conference "The Physics of Low Temperature Plasma" (PLTP-2017); Kazan; Russian Federation; 5 – 9 June 2017; Kod 012014.
- [4] Гаврилов Н.В., Меньшаков А.И. // ФХОМ. 2012. №5. С.31-36.

Основные характеристики широкоапертурного источника электронов с сетчатым плазменным катодом и выводом пучка в атмосферу

Дорошкевич Сергей Юрьевич

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Воробьев Максим Сергеевич, к.т.н.

Doroshkevich096@gmail.com

Источники электронов, позволяющие осуществлять генерацию электронных пучков большого сечения с выводом их в атмосферу, находят все большее применение в промышленности, медицине, сельском хозяйстве и иных сферах деятельности человека [1-3]. Именно поэтому такие источники электронов постоянно совершенствуются, а их разработка и модернизация в первую очередь направлены на расширение предельных параметров генерируемого пучка и стабильность работы таких источников электронов в целом.

Рассматриваемый в настоящей работе электронный источник с многоапертурным плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления с сеточной стабилизацией границы эмиссионной плазмы [4] (рис.1.) позволяет формировать электронные пучки с заранее прогнозируемой структурой, что позволяет не только достигать высоких значений коэффициента вывода тока пучка из вакуума в атмосферу $\beta = I_{II}/I_0$ (рис.2), но и сравнительно низкой неоднородности распределения плотности тока по сечению пучка ($\pm 10\%$) [5]. Такие источники обладают большим сроком службы, не критичностью к вакуумным условиям, а за счет сеточной/слоевой стабилизации границы эмиссионной плазмы отличаются слабой зависимостью основных

параметров пучка друг от друга (таких как энергия электронов, амплитуда, длительность и частота следования импульсов тока пучка) (рис.3 и рис.4а)

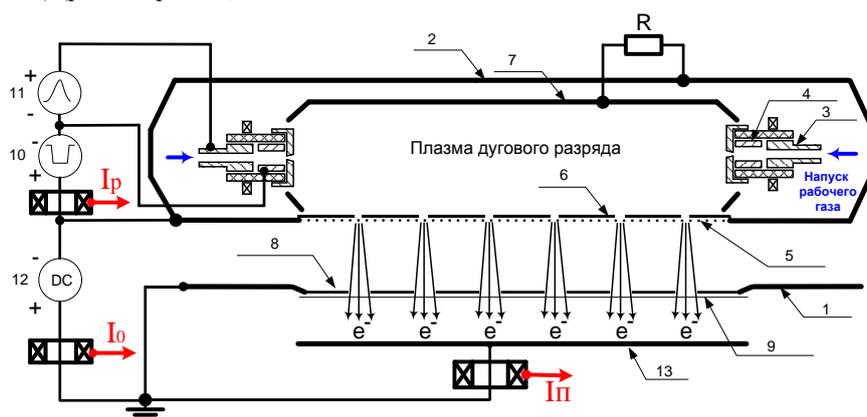


рис.1. Схема ускорителя электронов с сеточным плазменным эмиттером: 1 – вакуумная камера, 2 – плазменный эмиттер,

3 – поджигающий электрод, 4 – катод, 5 – эмиссионная сетка; 6 – маска, 7 – полный анод, 8 – опорная решетка, 9 – выводная фольга, 10 – источник электропитания разряда, 11 – источник электропитания поджига, 12 – высоковольтный источник электропитания.

Достижение высокого коэффициента β при использовании многоапертурной электронно-оптической системы (ЭОС) (рис.2) связано с существенным снижением потерь тока пучка на опорной решетке, а рост коэффициента β при увеличении ускоряющего напряжения $U_{уск}$ обусловлен повышением прозрачности выводной фольги для высокоэнергетических электронов. При этом из рис.2 и рис.3 видно, что коэффициент β постоянен в течение всей длительности пучка, импульс которого при использовании такой ЭОС не имеет каких-либо нестабильностей, ВЧ-модуляций или обрывов, что благоприятно сказывается на электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка. Из рис.4б видно, что током в ускоряющем промежутке I_0 достаточно просто управлять путем изменения концентрации эмиссионной плазмы, которая регулируется пропорциональным изменением тока разряда I_p .

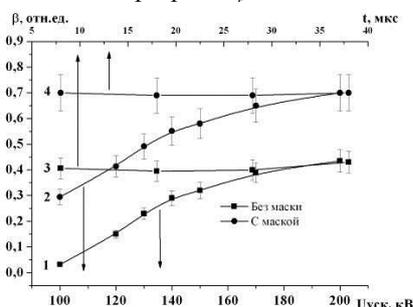


рис.2. Зависимости коэффициента вывода пучка β от ускоряющего напряжения $U_{уск}$ и момента фиксации коэффициента β по длительности импульса t 1,3 – без маски; 2,4 – с маской

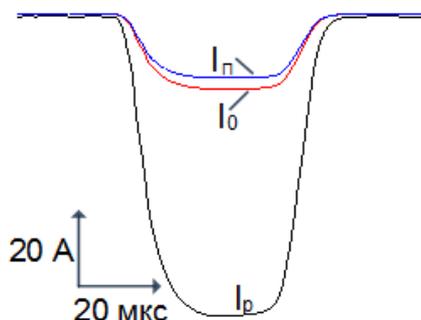


рис.3. Характерная осциллограмма токов разряда I_p , эмиссии I_0 и пучка I_n в атмосфере при $U_{уск}=200$ кВ

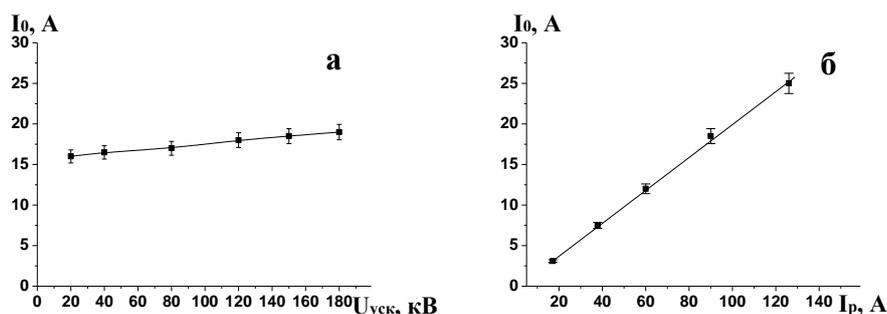


рис. 4. Зависимости тока в ускоряющем промежутке I_0 от ускоряющего напряжения $U_{уск}$ при $I_p=90$ А (а) и от тока разряда I_p при $U_{уск}=150$ кВ (б)

В результате, в источнике электронов с многоапертурным сетчатым плазменным катодом проведены исследования формирования, генерации и вывода пучка большого сечения в атмосферу через тонкую металлическую фольгу. Показано, что сеточная/слоевая стабилизация границы эмиссионной плазмы позволяет осуществлять стабильную генерацию электронного пучка в широком диапазоне его параметров с их слабой зависимостью друг от друга. Экспериментально показано, что при использовании многоапертурной двухэлектродной ЭОС примерно в пять раз увеличивается электрическая прочность высоковольтного ускоряющего промежутка.

Работа выполнена за счет гранта РФФИ, проект № 17-08-00627.

Список публикаций:

- [1] С.П. Бугаев, Ю.Е. Крейндель, П.М. Щанин. // *Электронные пучки большого сечения*. М.: Энергоатомиздат. 1984. 112 с.
 [2] С.Ю. Соковнин // *Наносекундные ускорители электронов и радиационные технологии на их основе*. – Екатеринбург: УрО РАН. 2007. 224 с.
 [3] Хенце М. // *Очистка сточных вод*. М.: Мир, 2004.
 [4] М.С. Воробьёв, Н.Н. Коваль, С.А. Сулакишин. *Источник электронов с многоапертурным плазменным эмиттером и выводом пучка в атмосферу*. ПТЭ, 2015, №5, С.112–120
 [5] М.С. Воробьёв, Н.Н. Коваль. *Распределение плотности тока в пучке большого сечения в ускорителе электронов с многоапертурным плазменным катодом*. Письма в ЖТФ, 2016, том 42, вып. 11, С.41–47

Исследование токовых характеристик ионного пучка.

Источник ионов с азимутальным дрейфом электронов

Замосковцева Анастасия Алексеевна¹

Семенов Сергей Владимирович¹, Семерикова Анна Ивановна¹

¹*Новосибирский национальный исследовательский государственный университет*

²*Специализированный учебно-научный центр Новосибирского государственного университета (СУНЦ НГУ)*

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.^{1,2}

a.zamoskovtseva@gsnu.ru, zolkinas@gmail.com

Введение. Ионные источники с азимутальным дрейфом электронов применяются в процессах ионно-лучевого травления материалов, ионного ассистирования при напылении, и нанесения плёнок. Устройство источника позволяет варьировать в широких пределах рабочие параметры, такие как напряжение на аноде, сила тока в соленоиде, давление в вакуумной камере. Эти параметры оказывают существенное влияние на свойства покрытия. Стандартные источники ионов обеспечивают плотность ионного пучка $0,1 - 1,0$ мА/см². Однако в реальных процессах необходима большая плотность тока, которую можно достичь с помощью фокусировки ионного потока: специальной системы электродов (анод – катод).

Цель работы: создание фокусирующей системы, моделирование магнитных полей в области катод – анод, измерение ионного тока в зависимости от магнитного поля и ускоряющего напряжения (напряжения анода). Полученные данные необходимо применить для синтеза и исследования пленок а-С:Н или DLC.

Методика. В работе реализована оптическая фокусировка ионного пучка ионного источника типа «Радикал», с помощью изменения конфигурации катода, входящего в состав магнитной системы (рис.1). Для определения рабочих параметров источника используются вольт-амперные характеристики (ВАХ), представленные зависимостями тока разряда от ускоряющего напряжения при различных значениях тока

соленоида и расхода рабочего газа (аргона). В качестве характеристики ионного пучка выступает значение ионного тока, измеряемое с помощью коллектора – медного цилиндра Фарадея – установленного в кроссовере пучка ионов (область минимального сечения пучка). Таким способом получается зависимость ионного тока от ускоряющего напряжения при разных значениях тока соленоида и расхода аргона, а также зависимость ионного тока от тока в соленоиде при фиксированном значении анодного напряжения (см. рис. 2).

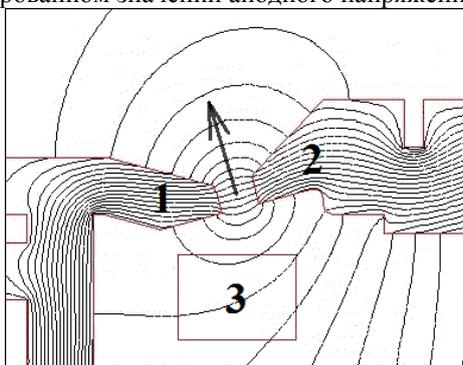


рис. 1. Конфигурация электродов фокусирующей системы (в разрезе) и расчетная модель магнитного поля: 1 – внутренняя часть катода, 2 – внешняя часть катода, 3 – анод; стрелкой указано направление ионного пучка

Результаты и обсуждение. Определены рабочие характеристики ионного источника, необходимые для его стабильной работы и напыления плёнок: рабочее давление – 10^{-4} торр, ток соленоида – от 1 А до 3 А, ускоряющее анодное напряжение – от 1 кВ до 5 кВ, расход аргона – от 5% до 15% (в процентах от максимума - 50 SCCM).

На рис. 2 показано, что увеличение ускоряющего напряжения вызывает существенный рост ионного тока. Так, увеличение напряжения в 2 раза вызывает рост тока в 3 раза, увеличение напряжения в 3 раза даёт рост тока в 5 раз и т.д. Это говорит об эффективности ионного источника. Определение доли ионного тока позволяет узнать КПД источника и энергию ионов. Максимальный ионный ток, который получен – 22,9 мА при токе соленоида 3 А, ускоряющем напряжении 6 кВ и расходе 10%. Зная ток разряда в этот момент, равный 0,08 А, сделан вывод, что доля ионного тока в токе разряда составляет 30% для данных условий. Также можно сделать оценку плотности ионного тока по площади следа, оставленного ионным пучком, которая составляет примерно 20 см^2 : $j_{\text{ион}} \approx 1,15 \text{ мА/см}^2$.

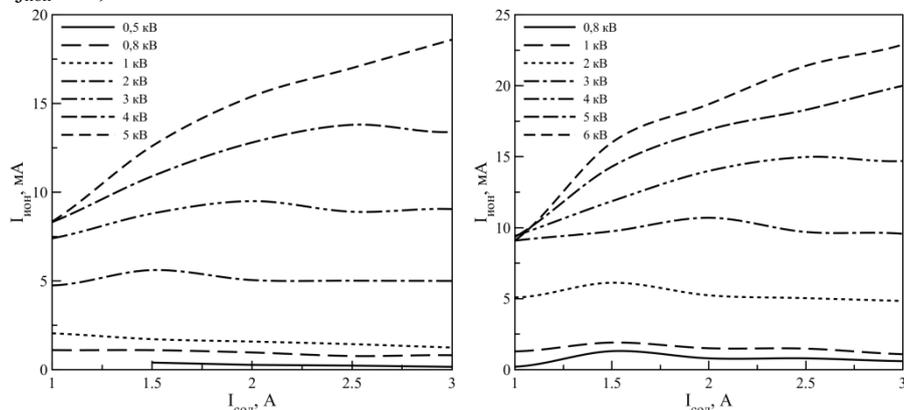


рис. 2. а) - зависимость ионного тока от тока в соленоиде при фиксированном значении анодного напряжения (давление в камере $4 \cdot 10^{-4}$ торр), расход 5%; б) - зависимость ионного тока от тока в соленоиде при фиксированном значении анодного напряжения (давление в камере $3,6 \cdot 10^{-4}$ торр), расход 10%

В докладе представлены результаты исследования оптических свойств плёнок гидрогенизированного углерода (а-С:Н или DLC), с помощью КР-спектроскопии.

Выводы. В ходе работы определён рабочий диапазон параметров, необходимых для стабильной работы и повторяемости результатов. Измерен ионный ток в пучке и его зависимость от тока соленоида, ускоряющего напряжения и расхода аргона. Определена плотность ионного тока в пучке, равная $1,15 \text{ мА/см}^2$.

Благодарности. Автор выражает благодарность студенту 4 курса физического факультета НГУ Семенову Сергею за помощь в проведении экспериментов. Работа выполнена в рамках проекта ТОП-100, САЕ НГУ – «Нелинейная фотоника и квантовые технологии».

Список публикаций:

[1] Экспериментальное исследование технологического ускорителя с анодным слоем “Радикал” без катода-компенсатора / Духопельников Д.В., Юрченко А.А. // М.: Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Машиностроение”. 2004. № 3, стр. 74-83

Газоразрядная система для обработки внутренней поверхности протяжённых и криволинейных металлических изделий в плазме несамостоятельного тлеющего разряда с полым катодом

Игнатов Данил Юрьевич

Лопатин Илья Викторович, Ахмадеев Юрий Халыфович, Денисов Владимир Викторович

Институт сильноточной электроники СО РАН

Коваль Николай Николаевич

Danilabay29@ya.ru

Ионная модификация поверхностных слоёв металлических изделий ионно-плазменными методами широко известна в науке, и эти методы давно используются в промышленности для получения изделий с модифицированными поверхностями, эксплуатационные свойства которых могут превышать свойства исходного материала изделий в несколько десятков раз. Данные методы достаточно хорошо изучены и успешно применяются для обработки наружных поверхностей. Такая обработка требует генерации низкотемпературной плазмы с помощью разрядов различных типов в рабочем объёме вакуумной камеры и помещение в эту плазму обрабатываемых изделий. Для обработки внутренних стенок протяжённых изделий выбор разряда ограничивается тлеющим, при этом обрабатываемое изделие является катодом и участвует в генерации газоразрядной плазмы. Существующие схемы обработки внутренних поверхностей протяжённых цилиндрических изделий [1, 2], предполагают наличие нитевидного электрода в качестве анода, размещённого вдоль оси обрабатываемого изделия. Такие системы лишены возможности обработки криволинейных протяжённых полостей. Была спроектирована и изготовлена система, в которой анод располагался локально с одного торца полости, что снимает ограничения в кривизне обрабатываемых изделий, а для равномерной генерации плазмы с противоположного торца полости производилась инжекция дополнительных электронов из плазмы вспомогательного разряда, таким образом реализовывалась схема зажигания и поддержания несамостоятельного тлеющего разряда с полым катодом.

На рис.1 представлена разрядная система, в которой полость обрабатываемого изделия являлась катодом несамостоятельного тлеющего разряда, а анодом являлся специально введённый вольфрамовый электрод. Со стороны анода осуществлялась подача плазмообразующего газа. На противоположном торце полости располагалась эмиссионная сетка, которая вместе с внешней поверхностью изделия являлась анодом вспомогательного дугового разряда, генерируемого плазменным источником с комбинированным накалённым и полым катодом (ПИНК) [3]. Электроны из плазмы вспомогательного разряда замыкаются на внешнюю поверхность трубопровода и пролетая сквозь сетку, попадают в катодный слой тлеющего разряда, где ускоряются до энергии, соответствующей напряжению горения основного разряда. Так как стенки полости являются катодом основного разряда и образуют электростатическую ловушку, ускоренные электроны, попадая в полость цилиндра начинают осциллировать и терять свою энергию на неупругих столкновениях с молекулами плазмообразующего газа. Таким образом реализуется эффект полого катода, который способствует увеличению однородности генерации плазмы вдоль всей длины протяжённой криволинейной полости.

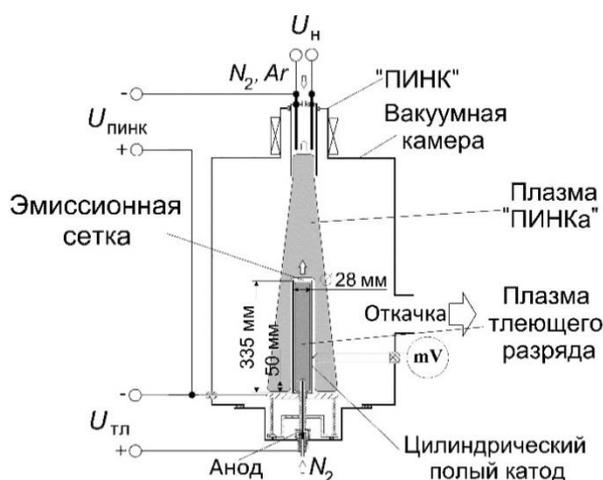


рис.1. Схема разрядной системы

В данной разрядной системе были проведены исследования зависимостей параметров несамостоятельного тлеющего разряда (ВАХ, газовая характеристика, зависимость тока основного разряда от тока вспомогательного) (рис.2). Исследования разряда проводилось на прямолинейной трубке с внутренним диаметром 28 мм и длиной 335 мм, затем исследования проводились в криволинейной полости, образованной

двумя одинаковыми трубками длиной по 165 мм и внутренним диаметром 28 мм, и соединёнными под углом 90°. Эксперименты показали, что в таких конфигурациях происходит стабильное зажигание разряда и достигается хорошая равномерность горения разряда и, соответственно, генерации плазмы. Далее на прямолинейном трубопроводе был проведён эксперимент по азотированию внутренней поверхности трубопровода. В полости располагались три образца из нержавеющей стали: на обоих торцах и по середине. Результаты показали, что на образце, расположенном со стороны эмиссионной сетки, глубина азотированного слоя составила 34 мкм, на среднем - 43 мкм, а на образце, расположенном со стороны анода - 63 мкм.

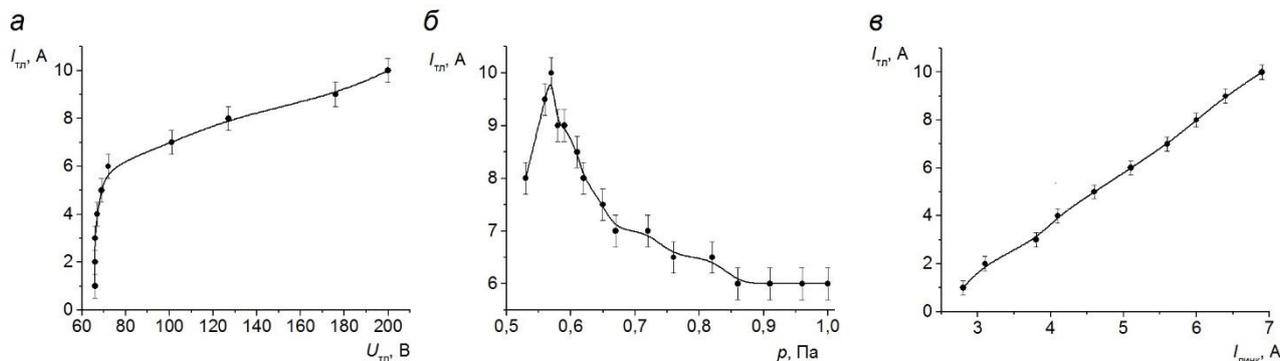


рис.2. Зависимости: а - ВАХ, б –тока основного разряда от давления, в –тока основного разряда от тока вспомогательного разряда.

Список публикаций:

- [1] Быстрик В. А., Катов Р. В., Прозоров А. Г., Черников Ю. П., Подшивалов А. В., Быстрик Е. А., Бычков Н. А. Устройство для обработки внутренней поверхности трубы // Патент России № 2102524. 1998.
 [2] Гончаренко И.М., Окс Е.М., Чагин А.А. Способ вакуумной обработки внутренней поверхности труб // Патент России №2039845. 1995.
 [3] Борисов Д.П., Коваль Н.Н., Щанин П.М. Устройство для создания низкотемпературной газоразрядной плазмы // Патент. России №2116707. 27.07.1998.

Исследование эмиссионных характеристик катода для ионного источника типа End-Hall

Казанцев Федор Павлович¹

¹Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

²Специализированный учебно-научный центр Новосибирского государственного университета (СУНЦ НГУ)

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.^{1,2}

fedor52k@gmail.com, zolkinas@gmail.com

Введение. Свойства ионных источников (ИИ) типа End-Hall во многом зависят от эмиссионных характеристик вольфрамового катода. Эмиссия катода обеспечивает несамостоятельный газовый разряд, который влияет на ионизацию рабочего вещества в ИИ. В настоящее время широко используется вольфрамовый катод, который должен обеспечить высокую эмиссионную способность и стабильную геометрическую форму катода, так как в процессе нагрева до температур эмиссии катод может деформироваться. Кроме того, необходимо обеспечить стабильность характеристик во времени экспериментов, так как изменение геометрии катода по отношению к аноду ведет к изменению тока эмиссии. Эмиссионные характеристики катода отвечают за повторяемость и воспроизводимость результатов. Например, при синтезе или ассистировании в процессах нанесения покрытий. В связи с этим электрофизические свойства катода являются важным объектом исследования [2]. В реальных катодах (длина 5-15см, сечение 0.1-0.6мм), сделанных из вольфрама марки ВА, ток эмиссии достигает 5А и выше, однако при этом значительны затраты электроэнергии на разогрев (мощность накала превышает 100 Вт). На ток ионов также влияет потенциал анода, т. е. ускоряющее поле, чем оно выше, тем выше ионный ток. Значительно более высокие токи эмиссии достигаются катодами из торированного вольфрама.

Цель данной работы: 1 – создать технологию изготовления катодного узла для конкретного ИИ; 2 – исследовать зависимость эмиссионных характеристик катода от вкладываемой мощности; 3 – получить зависимость анодного тока ИИ от температуры катода; 4 – рассчитать ток эмиссии; 5 – выбрать оптимальные

параметры катода (такие как длина, сечение, марка катода); б – измерить ток ионов в ионном источнике в зависимости от его параметров (ток накала, напряжение анода).

Методика. Катод изготавливался следующим образом. На керамический стержень наматывается вольфрамовая нить, затем, с навинченной спиралью, стержень помещается в вакуумную камеру (давление $\sim 10^{-3}$ Торр), где в течение 5 минут нить отжигается при температуре около 2000К. После этого нить снимается со стержня. Эмиссионные характеристики рассчитывались формулой Ричардсона-Дэшмэна [1]. Измерения выполнены на установке вакуумного дугового напыления модели PVM-D с ИИ «АИДА».

Результаты и обсуждение. Теоретически рассчитана зависимость тока эмиссии от температуры при разных диаметрах сечения вольфрамового катода. Получена зависимость тока анода ИИ от тока накала катода и напряжения анода. Давление аргона в камере – 3×10^{-3} Торр; диаметр и длина катода – 0.6 и 130 mm.

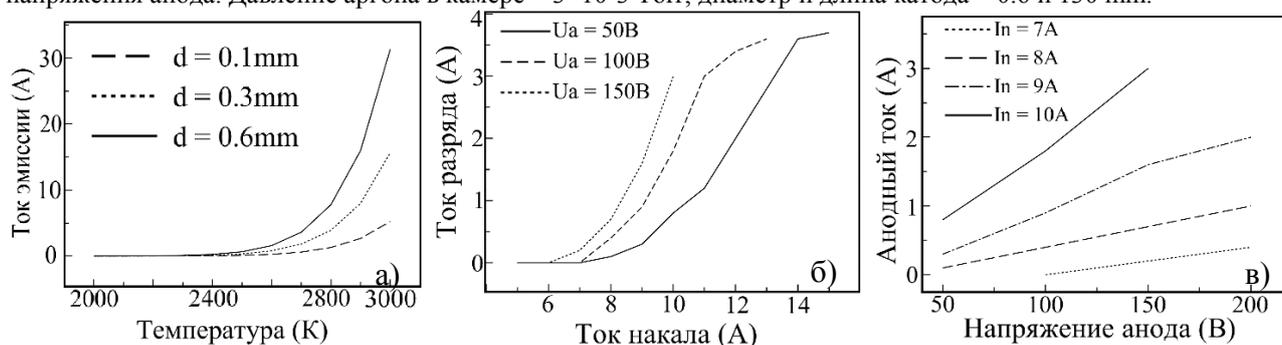


рис. 1. а) Зависимость тока эмиссии от температуры в диапазоне 2000-3000К; б) Зависимость анодного тока (тока разряда) I_a от тока накала I_n (при постоянном напряжении анода U_a); в) Зависимость анодного тока I_a от напряжения анода U_a (при постоянном токе накала I_n).

На рисунках изображены полученные данные о токах эмиссии в зависимости от температуры, от тока накала и от анодного напряжения ИИ. Результаты совпадают с расчетными (рис.1а). Наблюдается резкое повышение тока эмиссии в области высоких температур и крайне низкая эмиссия в области низких температур. Для тока разряда наблюдается сильная зависимость от тока накала катода, особенно это относится к напряжению анода $U=150$ В. Установлена существенная зависимость анодного тока от напряжения анода: анодный ток резко возрастает при токе накала $I_n = 10$ А. В результате получены основные рабочие характеристики эмиссионного катода для рассматриваемого источника ионов (типа End-Hall) .

Благодарности. Автор благодарит Чепкасова С.Ю. (НГУ) и Пилепцова Д.Г. (Университет Ф. Скорины, Беларусь) за помощь при проведении экспериментов. Работа выполнена в рамках проекта ТОП-100, САЕ НГУ – «Нелинейная фотоника и квантовые технологии».

Список публикаций:

[1] Open Library - открытая библиотека учебной информации: <https://goo.gl/wxWjNn>

[2] L. Mahoney, D. Burther, and D. Siegfried, «A New End-Hall Ion Source with Improved Performance» // 49th Annual Technical Proceedings of the Society of Vacuum Coaters, 2006

Особенности вольт-амперных характеристик магнетронной распылительной системы при работе с углеродной и титановой мишенями

Ким Никита Сергеевич¹

Семенов Сергей Владимирович¹

Новосибирский национальный исследовательский государственный университет¹

Специализированный учебно-научный центр Новосибирского государственного университета²

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.^{1,2}

n.kim@ngsu.ru zolkinas@gmail.com

Введение. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) для газоразрядных систем, для магнетронных распылительных систем (МРС) в частности, являются важнейшими характеристиками протекающих в них процессов. Исследование вольт-амперных характеристик МРС, необходимо для управления напылением нанокompозита и достижения требуемых параметров пленки, таких как её толщина, структура, соотношение размеров и количества частиц осаждаемых материалов, что подтверждено научными исследованиями [1].

Методика. ВАХ в работе представлены зависимостями тока разряда от катодного напряжения при различных расходах аргона. Для углеродной мишени снятие ВАХ происходило в следующем порядке: Зажигание магнетронного разряда на максимальном напряжении, понижение напряжения до потери стабильности разряда, повышение напряжения до допустимого источником питания максимума. В случае титановой мишени применялся обратный алгоритм (сначала повышение, затем понижение напряжения). Титановая мишень была предварительно очищена от окислов и нитридов посредством работы МРС. При снятии ВАХ значения напряжения и тока фиксировались спустя 5 секунд после выхода источника на режим стабилизации нового значения напряжения.

Результаты и обсуждение. Установлено наличие гистерезиса при снятии ВАХ магнетрона с углеродной мишенью на всех исследуемых диапазонах расходов аргона с понижением и последующим повышением катодного напряжения в диапазоне напряжений (500-680В). Появление гистерезиса возможно связано со слишком быстрым изменением напряжения, относительно времени стабилизации режима работы. При повышении напряжения в диапазоне > 600В рост тока замедляется, и величина тока начинает убывать за время, сравнимое с длительностью измерения. Предполагается, что это связано с увеличением электрического сопротивления графита, вызванного повышением температуры мишени.

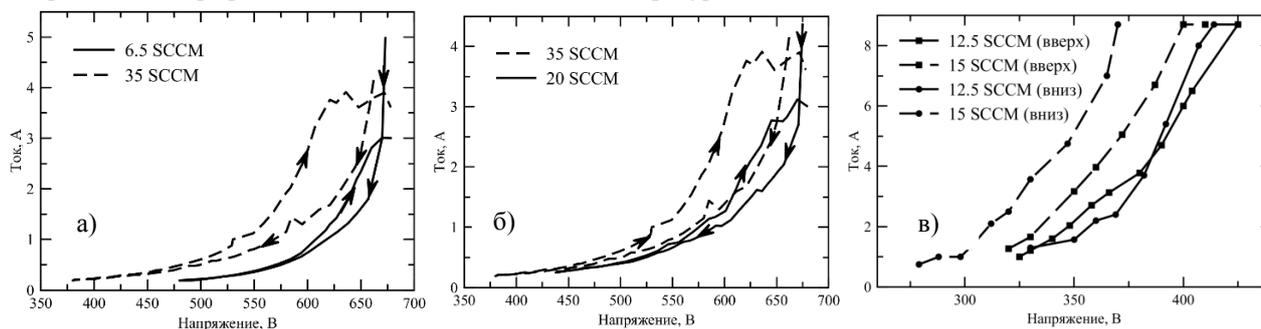


рис. 1 ВАХ магнетрона с углеродной мишенью для значений расхода аргона 6.5 SCCM, 35 SCCM (а,) и 20 SCCM, 35 SCCM (б), снятые при понижении, и последующем повышении напряжения; и титановой мишенью (в) для значений расхода аргона 12.5 SCCM и 15 SCCM снятые при повышении, и последующем понижении напряжения.

ВАХ магнетрона с титановой мишенью также демонстрируют гистерезис. Стабилизация тока на значении 8,7 А при достижении определенного напряжения и при дальнейшем его повышении вызвана достижением границы рабочего диапазона источника питания в 5 кВт. При понижении напряжения, источник прекращает стабилизацию тока 8,7 А при более низких напряжениях из-за вынужденного отключения питания и остывания мишени перед новым зажиганием.

Из графиков (рис. 1(а, б)) видно, что с увеличением расхода газа возрастает ток. Это объясняется увеличением плотности потока бомбардирующих катод ионов, и соответствующим усилением вторичной эмиссии электронов.

В работе обсуждаются результаты по синтезу нанокompозитов системы титан-углерод. Режимы синтеза выбраны из вольт-амперных характеристик для углерода и титана. Исследовалась электропроводность композитов в зависимости от соотношения концентрации титана и углерода. Получены спектры пропускания с помощью прибора UV-3600 (Shimadzu), обсуждаются спектры комбинационного рассеяния (?), измерен коэффициент отражения для композитов, полученных в различных условиях.

Выводы. Получены ВАХ для титановой и углеродной мишеней при разных расходах аргона. Обнаружен гистерезис ВАХ: разница в токах в петле гистерезиса составляет от 1 до 2.5А при увеличении расхода от 6.5 до 35 SCCM. Получены пленки нанокompозита. Исследованы спектры пропускания в диапазоне длин волн от 190 нм до 3.3 мкм.

Благодарности. Автор выражает благодарность студенту 4 курса ФФ Семенову Сергею за консультации по электротехнике и помощь в работе с источниками питания. Работа выполнена в рамках программы «топ 100 - НГУ, САЕ - (нанофотоника - квантовые технологии)».

Список публикаций:

[1] А.Е. Комлев, В.И. Шаповалов, Н.С. Шутова “Магнетронный разряд в среде аргона и кислорода при осаждении пленок оксида титана”// Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет, 2011г. 3 с.

Теоретическое моделирование излучательных характеристик импульсного разряда в газе высокого давления

Коковин Александр Олегович

Кожевников Василий Юрьевич

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Козырев Андрей Владимирович, д.ф.-м.н.

alexander.kokovin.desch@gmail.com

В настоящее время изучение плазмы газового разряда и её практическое применение не теряют своей актуальности. Достаточно часто ее используют в качестве активной среды лазера, а также в плазмохимии и плазменных технологиях. Однако построение теоретической модели процесса разряда сталкивается с определёнными трудностями. Главным образом это связано со сложными нестационарными физическими процессами, происходящими в нелинейной многокомпонентной среде. В связи с этим предпочтительнее использовать упрощенную теоретическую модель, которая обладает конструктивной простотой и позволяет сделать общие выводы о физическом явлении в целом.

Для моделирования свечения импульсного разряда в азоте атмосферного давления в плоской геометрии электродов была построена одномерная математическая модель динамики процесса разряда во времени. Данная модель основана на дрейфово-диффузионном приближении, согласно которому основными процессами переноса электронов в плазме являются дрейф во внешнем неоднородном электрическом поле и диффузия вследствие неоднородности распределения электронов [1]. Так как время от начала развития разряда до стадии пробоя составляет несколько сотен пикосекунд (при длине зазора 1 см), то дрейфом тяжелых частиц в данной модели можно пренебречь вследствие их малой подвижности (по отношению к подвижности электронов).

Концентрация n_e и средняя плотность энергии электронов n_ε вычисляется посредством решения пары дрейфово-диффузионных уравнений:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot [-n_e(\mu_e \overset{p}{E}) - \nabla(D_e n_e)] = R_e, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot [-n_\varepsilon(\mu_\varepsilon \overset{p}{E}) - \nabla(D_\varepsilon n_\varepsilon)] + \overset{p}{E} \cdot (-n_e(\mu_e \overset{p}{E}) - \nabla(D_e n_e)) = R_\varepsilon, \quad (2)$$

где μ_e , μ_ε , D_e , D_ε – подвижность и коэффициент диффузии для электронов и энергии электронов соответственно, R_e , R_ε – функция источника электронов и энергии электронов. Для сортов частиц $k = 1, \dots, N$ концентрация n_k определялась следующей системой из k уравнений:

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = \nabla \cdot \overset{p}{J}_k + R_k, \quad (3)$$

где $\overset{p}{J}_k$ – вектор диффузионного потока, R_k – функция источника частиц сорта k . Для расчета распределения электрического поля использовалось уравнение Пуассона:

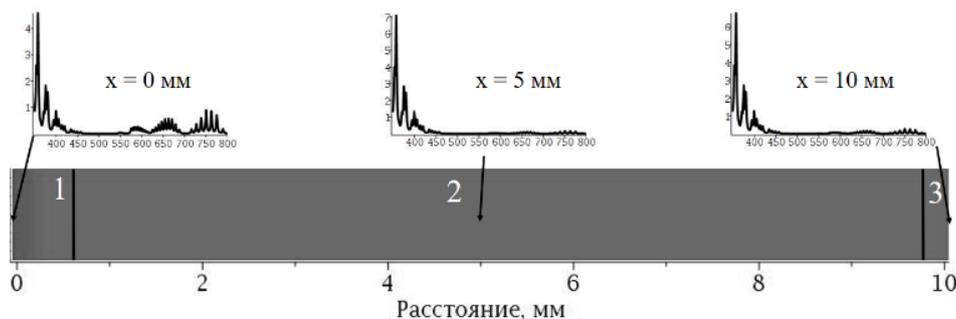
$$\nabla \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \overset{p}{E} = \rho, \quad (4)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, ε_r – диэлектрическая проницаемость среды, ρ – плотность пространственного заряда.

При описании плазмохимических процессов, происходящих на стадиях горения и послесвечения импульсного разряда в молекулярном азоте, использовалась система из 37 уравнений для следующих сортов частиц: молекул азота в основном состоянии $X^1\Sigma_g^+$, в электронно-возбужденных состояниях $A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $C^3\Pi_u$, ионов N^+ , N_2^+ , $B^2\Sigma_u^+$ и электронов. Известно, что значительный вклад в излучение плазмы молекулярного азота дают три системы линий: вторая положительная (переход $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$), первая положительная (переход $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$) и первая отрицательная (переход $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow N_2^+$) [2]. Если полагать, что интенсивность излучения системы линий пропорционально концентрации частиц в верхнем возбужденном уровне, то можно определить интенсивность каждой полосы в каждый момент времени в каждой точке на оси между катодом и анодом. Для построения качественного спектра излучения газоразрядной плазмы все значения интенсивностей для каждой системы полос были умножены на функцию распределения по длинам волн:

$$P = \frac{(\gamma/2)^2}{(\lambda - \lambda_i)^2 + (\gamma/2)^2}, \quad (5)$$

где γ – полуширина линии, а затем просуммированы. Свечение промежутка было получено путем расчета координат цвета и цветности для стандартного калориметрического наблюдателя МКО 1931 г. [3]. На рис. 1 представлен результат моделирования в случае, если катод заземлён, а на анод подавался трапецидальный импульс напряжения положительной полярности с амплитудой 103 кВ и длительностью 3 нс (длительность на полувысоте 2.5 нс).



Интенсивность свечения плазмы в межэлектродном промежутке и спектр излучения плазмы молекулярного азота атмосферного давления в момент времени $t = 1,7$ нс.
Цвет свечения областей 1 и 3 соответствуют фиолетовому оттенку, области 2 – синему.

Список публикаций:

- [1] Kozhevnikov V.Yu., Kozyrev A.V., Semeniuk N.S. Simulation of initial stage of nanosecond volume high pressure gas discharge // Plasma physics and technology. – 2014. – Vol. 1, No. 2. – P. 64-66.
[2] Словецкий Д.И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. – М.: Наука, 1980. – 310 с.
[3] Джадд Д. Цвет в науке и технике – М.: Мир, 1978. – 577 с.

Исследование зонда с задерживающим электрическим полем для измерения характеристик ионного пучка

Кузьмин Арсений Анатольевич¹

¹Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

²Специализированный учебно - научный центр Новосибирского государственного университета (СУНЦ НГУ)

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.^{1,2}

kuzmin.arsen2011@yandex.ru, zolkinas@gmail.com

Введение. Для измерения параметров ионного пучка применяется многосеточный зонд, который даёт непосредственную численную информацию о плотности потока заряженных частиц в пучке, бомбардирующей обрабатываемую поверхность и энергетический спектр ионов [1].

Методика. Установка представляет собой вакуумную камеру, в которой находится зонд и ионный источник «Аида». Зонд состоит из экранирующей, отсечной, тормозящей, запирающей сеток и коллектора, с которого измеряется ток падающих на него ионов. Исследовалась зависимость энергии и плотности тока ионов от изменения анодного напряжения, расстояния до источника и угла от оси источника.

Результаты и обсуждения.

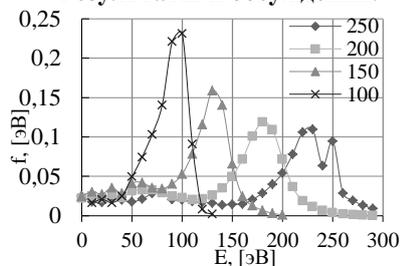


рис. 1. Функции распределения ионов, где f -функция распределения ионов, E -энергия ионов.

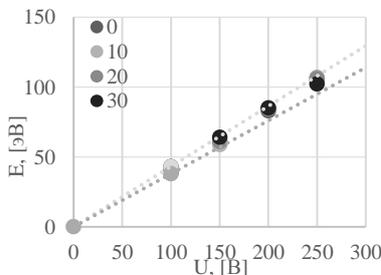


рис. 2. Средняя энергия ионов от разрядного напряжение, где E -средняя энергия ионов, U -разрядное напряжение.

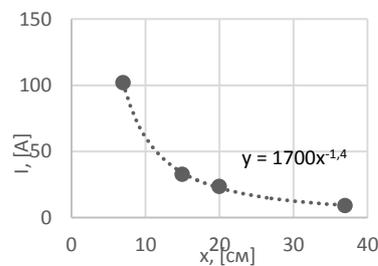


рис. 3. Зависимость тока коллектора от расстояния до источника, где I -ток коллектора, x -расстояние.

Методом дифференцирования зависимости тока на коллекторе $I_c(r, \alpha, U_a)$ от потенциала на сетках строилась функция распределения ионов от энергии ионов $f(r, \alpha, U_a)$ (1):

$$f(r, \alpha, U_a) = \left| \frac{\partial I_c(r, \alpha, U_a)}{\partial U_a} \right| / \int_0^\infty \left| \frac{\partial I_c(r, \alpha, U_a)}{\partial U_a} \right| dU_a \quad (1)$$

где r – расстояние до источника, α – угол, U_a – анодное напряжение. На рис.1 представлена функция распределения ионов. Полученные функции хорошо согласуются с работами других авторов [2].

Используя формулу (2) для средней энергии частиц:

$$\langle E_{cp} \rangle = \sum_i E_i f_i(E) \Delta E / \sum_i f_i(E) \Delta E \quad (2)$$

где E_{cp} – средняя энергия частиц, E_i – значение энергии в точке, $f_i(E)$ – значение тока от энергии в точке, строится график для различных разрядных напряжений и разных углов (рис.2). Подобные характеристики получены в работе [3].

Построена зависимость тока коллектора от расстояния до источника (рис.3). Зависимость аппроксимируется степенной функцией.

Вывод. Коэффициент зависимости средней энергии частиц при разных анодных напряжениях на источнике и углах с одним и тем же расстоянием: $k \approx 0,4$. Функция $y = 1700x^{-1,4}$ описывает зависимость тока коллектора от расстояния при одном и том же угле и анодном напряжении. Оценка ошибки измерений 20%. Исследуемые характеристики, позволяют подобрать оптимальный режим работы ионного источника, для получения качественных плёнок с заданными параметрами.

Благодарности. Автор благодарит Борисова А.А. (НГУ) за помощь в проведении эксперимента и обсуждении результатов. Работа выполнена в рамках Проекта САЕ-НГУ: «Нелинейная фотоника и квантовые технологии».

Список публикаций:

[1] Дудин С.В., Яцков А.П., Фареник В.И. Оборудование для зондовой диагностики и контроля плазменных технологических процессов.—2002. № 3. С. 43-50.

[2] Zhurin V. Industrial ion sources, developments and challenges: WileyVCH Verlag & Co. KGaA. 2012.

[3] Farsakoglu F. Analysis of characteristic parameters of a plasma ion source and of ion-assisted deposited optical thin films// Optical Engineering. Ankara, 2005, p 10.

Вольт-амперные характеристики магнетронно-распылительной системы для синтеза углеродного покрытия на полимере

Кыштымов Дмитрий Андреевич¹

Семенов Сергей Владимирович¹, Семерикова Анна Ивановна¹

¹Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

²Специализированный учебно-научный центр Новосибирского государственного университета (СУНЦ НГУ)

Золкин Александр Степанович^{1,2}, к.ф.-м.н.

89134415710k@gmail.com, zolkinas@gmail.com

Введение. Нанесение углеродного покрытия с помощью МРС связано с особенностями процесса распыления аргона графитовой мишени: низкий коэффициент распыления (примерно в 5 раз ниже, чем для меди при энергии ионов аргона 500 эВ). В связи с этим напряжение на катоде, как правило, значительно выше, чем на металлах, это связано с малой электронной эмиссией графита. Кроме того, есть трудности с охлаждением мишени. В процессе распыления температура мишени может изменяться в широких пределах [1] и, как результат, электрическое сопротивление изменяется, все это связано с ВАХ процесса. При получении углеродного покрытия на полимере возникает проблема, связанная с перегревом поверхности подложки за счет теплового потока из плазменного тора около мишени и выделением теплоты конденсации углерода на полимере.

Цель данной работы исследовать ВАХ МРС для графитовой мишени с целью получения углеродного покрытия на поверхности полимера (органического стекла).

Методика. В экспериментах использовался блок питания APEL-M-PDC («Прикладная электроника»-Томск). ВАХ МРС сняты при разных давлениях (от $5 \cdot 10^{-4}$ до $2,5 \cdot 10^{-2}$ тор) в камере вакуумной установки

двумя способами: изменение напряжения от высокого значения к низкому, и в обратном направлении. ВАХ в аргоне монотонно увеличивается с ростом напряжения [2], но нас интересовал ход зависимости: есть ли гистерезис? Решение этой задачи позволяет выбрать, найти, область стабильной работы МРС.

Результаты и обсуждение.

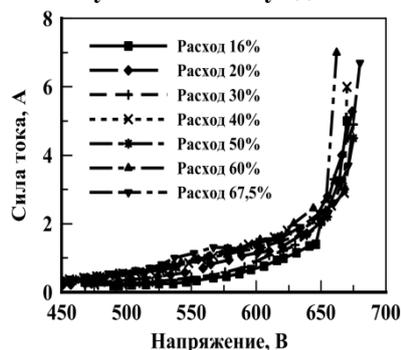


рис. 1. ВАХ МРС при разных расходах аргона, снятые при уменьшении

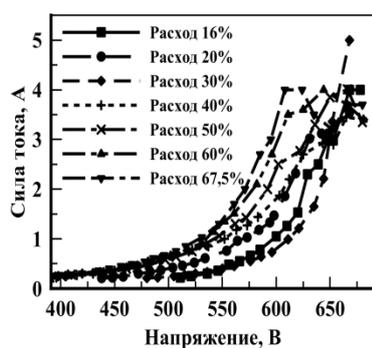


рис. 2. ВАХ МРС при разных расходах аргона, снятые при увеличении напряжения

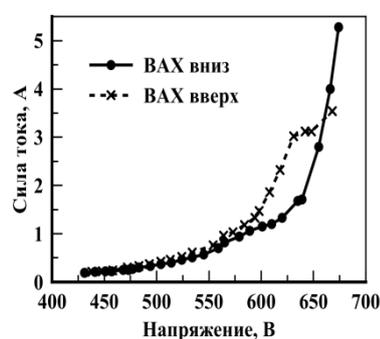


рис. 3. ВАХ МРС при расходе аргона 20%, снятые при уменьшении и увеличении

На рис. 1 - 2 видно, что при уменьшении расхода газа (давления) ВАХ системы приобретает менее выпуклую форму и приближается к линейной зависимости [3]. Этот эффект связан с тем, что уменьшается концентрация молекул плазмы вблизи катода, уменьшается вероятность ионизации молекул газа, а значит уменьшается ионный ток. На рис. 2. видно, что ВАХ имеет точку экстремума при больших напряжениях, здесь имеется два варианта происхождения этого эффекта. Первый заключается в том, что источник напряжения переходит в источник тока. Вторым вариантом является то, что система охлаждения МРС достигает своей максимальной мощности. Она не справляется со своей работой, и сопротивление начинает беспрепятственно расти. Поэтому возникает выпуклость в ВАХ, ток начинает падать. Также в результате работы была выявлена петля гистерезиса. Этот эффект объясняется изменением сопротивления системы в процессе эксперимента. Из-за большого тока, возможно, повышается температура верхнего слоя углерода, а значит и его сопротивление. На основе полученных результатов проведены эксперименты по напылению углеродного покрытия на полимере. Исследовались оптические свойства (пропускание и коэффициент отражения) углеродного покрытия на полимере в диапазоне длин волн: 190 нм – 3,3 мкм.

Выводы. ВАХ имеют гистерезис в области напряжения 550 – 675 В на мишени при изменении напряжения вверх-вниз. Ход ВАХ совпадают в диапазоне напряжений меньше 550 В. Установлено, что петля гистерезиса существенно зависит от расхода газа в области мишень-подложка. Получены данные по коэффициенту отражения от полимера.

Благодарности. Работа выполнена в рамках Проекта САЕ-НГУ: "Нелинейная фотоника и квантовые технологии".

Список публикаций:

- [1] Кузьмичев А. И. *Магнетронные распылительные системы. Кн. 1. Введение в физику и технику магнетронного распыления.* – К.: Аверс, 2008. – 244с.
 [2] Берлин Е. В., Сейдман Л. А. *Ионно-плазменные процессы в тонкопленочной технологии.* – М.: Техносфера; 2010. – 528с.
 [3] Данилин Б. С., Сырчин В. К. *Магнетронные распылительные системы.* – М.: Радио и связь; 1982. – 72 с., ил.

Диагностика примесей в плазме установки СМОЛА по линиям собственного излучения

Ломов Константин Андреевич

Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

Судников Антон Вячеславович, к.ф.-м.н.

k.lomov@ngsu.ru

Для экспериментальной проверки концепции винтового удержания плазмы [1] в Институте ядерной физики имени Г. И. Будкера СО РАН создана установка СМОЛА [2] (рис. 1). Начаты измерения параметров плазмы в различных режимах работы установки. Один из используемых методов первичной диагностики плазмы – спектральная диагностика в оптическом диапазоне, позволяющая определить состав примесей в плазме и выявить качественную зависимость их концентрации в разных точках установки от параметров установки.

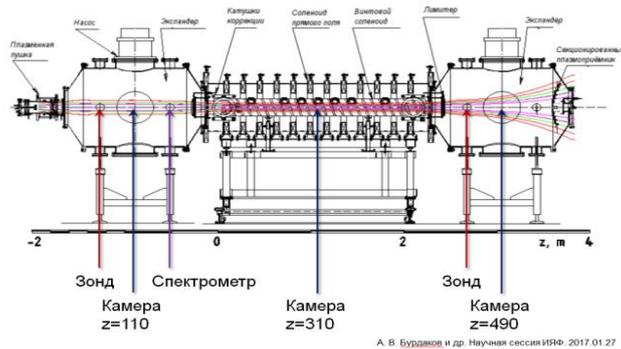


рис. 1 Схема установки СМОЛА

В ходе данной работы произведено наблюдение и измерение относительной интенсивности излучения примесей в плазме с помощью цветной цифровой камеры SDU-285С и набора светофильтров из цветного стекла, выделяющих определенную полосу пропускания и отсекающих серию Бальмера дейтерия (рис. 2). Серия измерений проведена для различных комбинаций светофильтров через боковые диагностические порты во входном и выходном расширителях (рис. 1, позиции $z=110$ и $z=490$). На основании данных наблюдений обнаружено различное излучение в диапазонах 500-570 нм и 700-800 нм, в которых отсутствуют линии дейтерия.

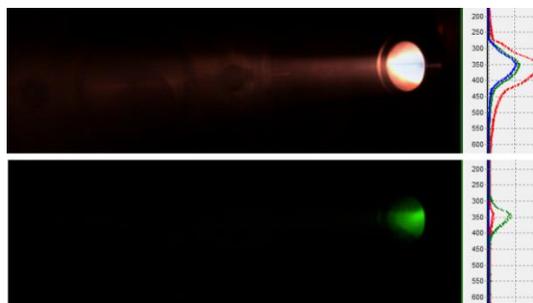


рис. 2 Фотография плазменного столба в выходном расширителе ($z=490$) без светофильтров (сверху) и через стёкла СЗС-21 и ОС-11 (снизу). Справа – среднее значение интенсивности света по каждому каналу камеры.

Для более подробного исследования спектральных линий использован спектрометр Ocean Optics HR2000. Перед началом измерений спектра плазмы произведена калибровка спектрометра по линиям D_{α} дейтериевой лампы и Hg I ртутной лампы. Затем выполнена серия измерений спектра плазмы в диапазоне 600-700 нм через боковые диагностические порты во входном и выходном расширителях, в нескольких точках магнитной системы, а также через торцевой диагностический порт напротив плазменной пушки. Измерения проведены для различной плотности плазмы.

Проведена идентификация диагностированных спектральных линий по базе данных атомных спектров NIST [3], определены вещества, дающие заметный вклад в спектр излучения примесей плазмы, – нейтральные и однократно ионизированные атомы La и Fe, входящих в состав конструкционных материалов катода плазменной пушки (рис. 3). В то же время выраженные линии атомов атмосферных газов в спектре плазмы не обнаружены, что подтверждает эффективность вакуумной системы установки. Следует отметить, что отношение интенсивностей спектральных линий, указанных в базе данных, не обязано коррелировать с отношением интенсивностей спектральных линий плазмы.

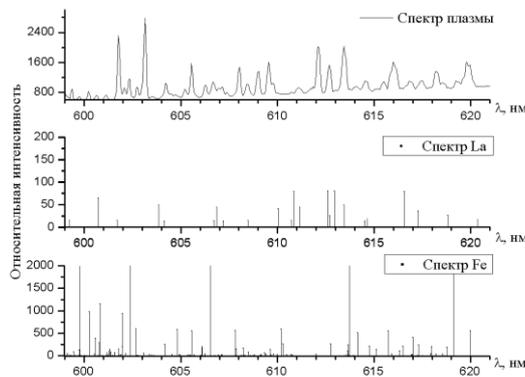


рис. 3. Наложение спектральных линий La и Fe на спектр плазмы на участке 600-620 нм

Сравнение относительной интенсивности излучения примесей для различной плотности плазмы показало монотонную, но нелинейную зависимость. С помощью светофильтра СЗС-5 и изменения относительного отверстия объектива спектрометра оценено отношение интенсивности спектральных линий примесей к интенсивности линии D_{α} плазмы – 0,005, что позволяет сделать вывод о незначительном влиянии испарения материала на целостность катода.

Дальнейшие измерения спектра плазмы в диапазонах 500-600 нм и 700-800 нм позволят точнее идентифицировать примеси и провести более подробный анализ зависимости концентрации конкретных нейтральных и ионизированных атомов в различных точках установки от параметров установки.

Список публикаций:

- [1] A. D. Bklemishev, *Helicoidal system for axial plasma pumping in linear traps*, *Fusion Sci. Technol.* 63 (1T) (2013) 355–357.
 [2] A. V. Sudnikov et al., *SMOLA device for helical mirror concept exploration*, *Fusion Eng. Des.* 122 (2017) 86–93.
 [3] S. A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader and NIST ASD Team (2018). *NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.5.2)*, [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2018, February 27]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.

Исследование функций распределения пучка из ионного источника типа End-Hall

Майдан Михаил Тарасович¹

¹Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

²Специализированный учебно-научный центр Новосибирского государственного университета (СУНЦ НГУ)

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.^{1,2}

djapo@bk.ru, zolkinas@gmail.com

Введение. Для получения качественных тонких плёнок, с заданными параметрами, полученными с помощью технологий ионных пучков, необходим постоянный контроль следующих характеристик: энергии ионов, плотности тока и пространственного распределения. Управляя данными характеристиками, можно управлять конечными результатами эксперимента. Цель работы: измерить распределение ионов азота по энергиям из источника типа End-Hall, получить данные о зависимости средней энергии ионов от угла между ионным источником и зондом задерживающего потенциала.

Методика. Энергетический спектр ионов из ионного источника измерялся с помощью многосеточного зонда. Для повышения точности измерений в зонде применена двойная анализирующая энергию сетка. Экспериментальная установка представляет собой вакуумную камеру с безмаслянной откачкой турбомолекулярными насосами с предельным давлением 10^{-5} Па. В процессе измерялась интегральная характеристика, которая дифференцировалась для получения функций распределения по энергиям рис.1(а). Положение пика кривой характеризует наиболее вероятное значение энергии ионов в пучке. С увеличением значения анодного напряжения ширина пика функции распределения увеличивается, а значение максимума уменьшается. Подобные функции распределения были получены при различных углах расположения зонда по отношению к источнику (10^0 , 20^0 и 30^0) при постоянном расстоянии между ними в 7 см. Для определения средней энергии использовалась формула:

$$\langle E_i \rangle = \frac{\int E f_i(E) dE}{\int f_i(E) dE} \quad (1)$$

Результаты и обсуждение.

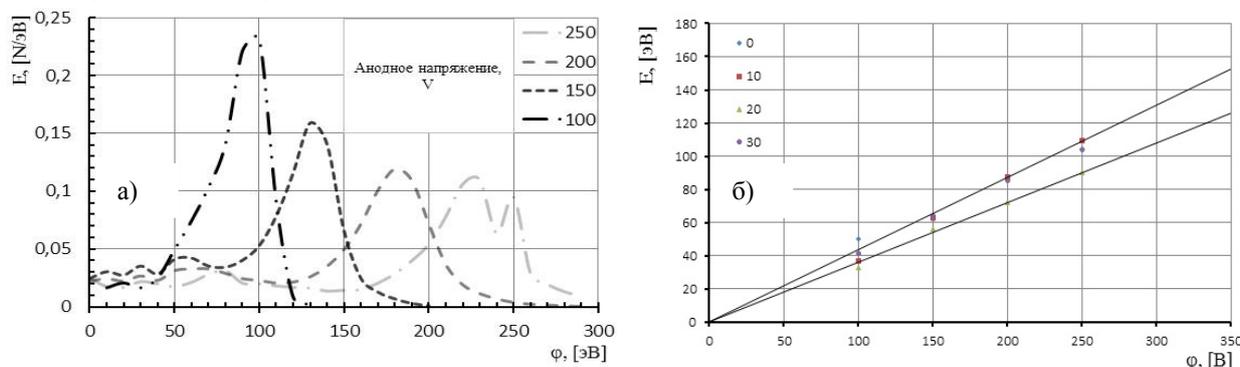


рис. 1 (а). Энергетический спектр ионов для ионного источника. (б) Функция зависимости средней энергии ионов от напряжения разряда при углах расположения зонда к источнику: 0, 10, 20 и 30 градусов.

Энергетические спектры при различных анодных напряжениях от 100 до 250 В представлены на рис.1(а). Изменения энергии ионов от углов на рис.1(б). Данный график может быть полезен для определения средней энергии ионов во всех спектрах. Для этого необходимо провести две линии тренда по крайним значениям. Затем провести биссектрису между ними. Получившийся угол наклона биссектрисы и будет равен средней энергии ионов во всех спектрах, при всех углах.

Выводы. Проанализировав полученный график от углов рис.1(б), можно сделать вывод о том, что средняя энергия ионного пучка не будет сильно меняться в зависимости от углов.

Благодарности. Автор выражает благодарность инженеру лаборатории НГУ Борису А.А. Работа выполнена в рамках программы «Топ 100» НГУ, САЕ – «Нелинейная фотоника и квантовые технологии».

Список публикаций:

[1] Farsakoglu F. *Analysis of characteristic parameters of a plasma ion source and of ion-assisted deposited optical thin films// Optical Engineering. Ankara, 2005, 10 сmp.*

[2] Heubel E. V. Velásquez-García. L. F. *Batch-Fabricated Mem Retarding Potential Analyzer For High-accuracy Ion Energy Measurements. Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts, USA 2013. 4 сmp.*

Оценка влияния микрогеометрии катода разрядного промежутка высокого давления на кинетику электронов

Мамонтов Юрий Игоревич

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина

Лисенков Василий Викторович

mamontov.ura.1994@yandex.ru

На динамику формирования импульсных самостоятельных разрядов, применяемых, например, для накачки мощных газовых лазеров, может оказывать существенное влияние явление убегания электронов [1]. Например, в [2] показано, что при давлении газа вплоть до 40 атм. на начальной стадии формирования катодного слоя разряда складываются условия для перехода электронов в режим убегания. Из-за наличия высокоэнергетических электронов субнаносекундный разряд в газах высокого и сверхвысокого давления может развиваться совершенно не так, как развивается известный наносекундный разряд. Важно отметить, что данные разряды инициируются при различных напряженностях электрического поля, при которых критерий убегания (т.е. критическое значение E/N , где E — напряженность электрического поля, N — концентрация частиц газовой среды) может как выполняться, так и не выполняться. Однако на поверхности любого реального катода в разрядном промежутке всегда имеется большое число микровыступов и впадин, малый радиус кривизны которых приводит к значительному усилению электрического поля вблизи этих неровностей. В результате в малой области вблизи выступа или впадины значение E/N может превышать порог убегания. На данный момент не ясно, насколько сильно наличие микронеровностей на поверхности катода может повлиять на движение электронов и их энергетические характеристики. Чтобы оценить степень влияния микрогеометрии катода разрядного промежутка высокого давления на кинетику электронов, был применен разработанный автором алгоритм на языке C++, численно моделирующий движение электронов через газонаполненный ускоряющий промежуток методом Монте-Карло. Подробно принцип работы данного алгоритма рассматривался в [3]. В [4] был сделан вывод о состоятельности данного алгоритма.

Моделировалось большое число ($\sim 10^5$) столкновений электронов с молекулами азота при давлении 1 атм. в однородном поле и в поле цилиндрического микроострия высотой 10 мкм и диаметром 0.2 мкм для различных напряженностей электрического поля. При этом считалось, что в случае движения электрона в неоднородном поле микроострия электрон эмитируется с его вершины, а в случае однородного поля — с поверхности бесконечного плоского катода. Начальная энергия электрона в однородном и неоднородном поле составляла величину порядка тепловой энергии при температуре 300 К. Для микроострия была предварительно вычислена зависимость коэффициента усиления поля от расстояния до его вершины. Оказалось, что коэффициент усиления на вершине микроострия с указанными параметрами достигает 49, при этом на расстоянии порядка 10 мкм от него коэффициент усиления уже не превышает 1,08, а на расстоянии 35 мкм величина E не отличается от среднего значения, действующего в остальном промежутке. При этом рассматривались два значения E : $E = 250$ кВ/см и $E = 300$ кВ/см. Влияние микрогеометрии катода на кинетику электронов оценивалось по полученным зависимостям (рис. 1) частоты ионизации от расстояния до плоской поверхности условного катода (в случае однородного поля) и до вершины микроострия на поверхности катода (в случае неоднородного поля), а также по вычисленным в ходе моделирования величинам средней частоты ионизации и частоты перехода электронов в режим непрерывного ускорения.

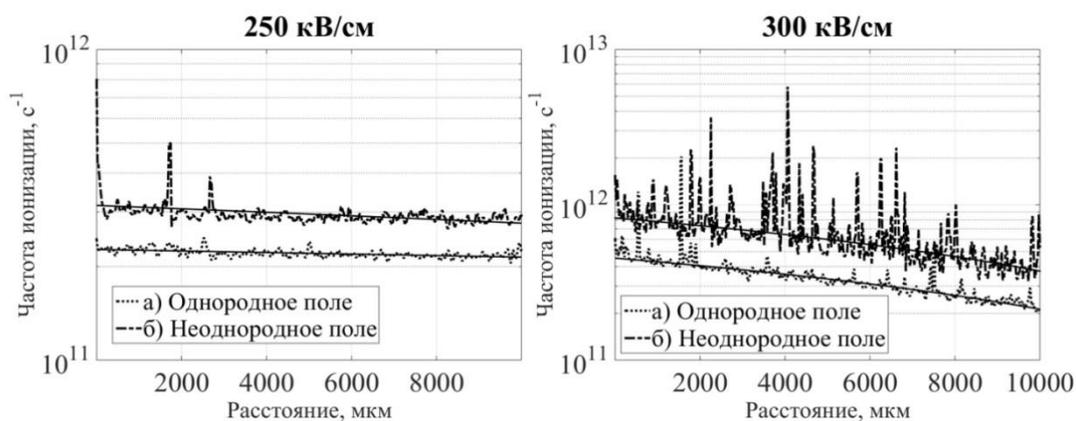


рис.1. Сравнение зависимостей частоты ионизации от расстояния до плоской поверхности условного катода (в случае однородного поля) и до вершины микроострия на поверхности катода (в случае неоднородного поля) в азоте при атмосферном давлении для напряженностей поля 250 кВ/см (слева) и 300 кВ/см (справа).

Для $E = 250$ кВ/см (рис. 1 слева) в случае однородного поля средняя частота ионизации составила $2,13 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, а частота убегания — $3,04 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. В случае движения электронов в неоднородном поле микроострия средняя частота ионизации возросла до $2,69 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, а частота убегания — до $4,62 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. При $E = 300$ кВ/см (рис. 1 справа) средняя частота ионизации оказалась равна $3,22 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, а частота убегания — $5,14 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. Как и в случае $E = 250$ кВ/см, при рассмотрении неоднородного поля наблюдался рост этих величин до $5,19 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ и $7,59 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, соответственно. То есть неоднородность поля привела к увеличению частоты ионизации и частоты убегания, соответственно, в 1,26 раза и в 1,52 раза для $E = 250$ кВ/см, а для $E = 300$ кВ/см — соответственно, в 1,61 раза и 1,48 раза, что говорит об увеличении средней энергии электронов в промежутке. Также на рис. 1 показаны линейные аппроксимации зависимостей частоты ионизации от расстояния до катода (или до микроострия). Видно, что линии, соответствующие неоднородному полю, для обоих значений E лежат в области более высоких значений частоты ионизации (что согласуется с оценкой средних значений частоты ионизации), причем данный эффект наблюдается на всем рассматриваемом диапазоне изменения расстояния (вплоть до 10000 мкм), а не только непосредственно вблизи микроострия (<35 мкм). Также обращает на себя внимание отрицательный наклон линий как для однородного, так и для неоднородного поля при $E = 300$ кВ/см. Этот наклон объясняется переходом электронов в режим убегания, так как известно, что наличие данного явления приводит к уменьшению ионизационной способности электронов, а вероятность «убежать» возрастает с увеличением пройденного в ускоряющем поле расстояния и ростом E . Почти нулевой наклон линий, соответствующих $E = 250$ кВ/см, объясняется тем, что для давления азота 1 атм. данное значение E является критическим, при достижении которого вероятность перехода электронов в режим убегания становится ненулевой. При $E = 300$ кВ/см наклон кривых увеличивается, что говорит о возросшей вероятности убегания. Кроме того, в начальной области кривой для неоднородного поля при $E = 250$ кВ/см (рис. 1 слева) наблюдается резкий пик, указывающий на то, что область вблизи микроострия является областью интенсивной ионизации. Аналогичный пик должен наблюдаться и на графике для $E = 300$ кВ/см (рис. 1 справа), однако интерпретация данного графика затруднена наличием большого числа стохастических пиков.

Таким образом, несмотря на малый размер микроострия по сравнению с величиной разрядного промежутка, влияние микроострия на кинетику электронов оказывается существенным. По всей видимости, находясь в малой области микроострия с высокой напряженностью электрического поля, электрон успевает набрать в ней достаточно большую энергию, которую он может либо растратить на ионизацию, либо, преодолев максимум ионизационных потерь, перейти в режим убегания. Это и ведет к наблюдаемому в неоднородном поле увеличению частоты ионизации и вероятности перехода электронов в режим непрерывного ускорения, причем не только в малой области вблизи микроострия, но и во всем промежутке.

Работа поддержана грантом РФФИ №16-08-00894-а.

Список публикаций:

- [1] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И. // УФН. 2004. Т. 174. №9. С. 953.
- [2] Lisenkov V. V. // 19- th International Symposium on High Current Electronics. Abstracts. Tomsk: Tomsk Polytechnic University Publishing House. 2016. P.134.
- [3] Мамонтов Ю.И. // Наука. Технологии. Инновации. Сборник научных трудов в 10 ч. Ч. 2. 2017. С.124.
- [4] Мамонтов Ю.И., Лисенков В.В. // Физика. Технологии. Инновации. Материалы IV Международной молодежной научной конференции. 2017. С. 88.

Электрофизические характеристики (ВАХ) ионного источника с анодным слоем на основе скрещенных электрических и магнитных полей

Маркелов Данил Андреевич¹

Семенов Сергей Владимирович¹

¹Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

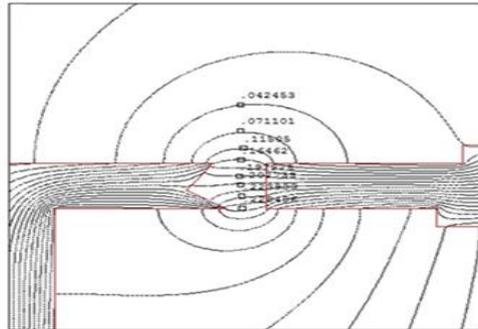
²Специализированный учебно-научный центр Новосибирского государственного университета (СУНЦ НГУ)

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.^{1,2}

d.markelov@ngs.ru zolkinas@gmail.com

Введение. Ионные источники с азимутальным дрейфом электронов применяются при распылении

мишеней в вакууме, получении пленок с необходимыми оптическими свойствами. Характерными применениями источников данного типа являются чистка поверхности подложки перед нанесением слоев, ионное ассистирование, ионное распыление и осаждение [1]. Преимуществами ионных источников с анодным слоем являются: возможность функционирования при различных ускоряющих напряжениях (начиная от 100В), высокая интенсивность и плотность тока, надежность и стабильность работы [2]. В технологических применениях ускорителя можно выделить: однородность обработки материала, отсутствие в системе накаливаемых элементов, простоту обслуживания и легкость интеграции с существующими технологическими процессами [3]. Целью данной работы является определение рабочих характеристик ионного источника с анодным слоем типа «Радикал»: вольт-амперных характеристик (ВАХ) в зависимости от расхода рабочего газа и тока через катушку индуктивности; определение величины магнитного поля в зазоре между катодами.



Выводы. Исходя из полученных зависимостей (рис. 2), следует вывод, что оптимальными характеристиками УАС являются область токов магнитной катушки 1,5-2А и область расходов аргона 7,5-10SCCM, поскольку при этих значениях наблюдается высокий ток разряда, незначительно отличающийся от токов при более высоких токах катушки (отличие порядка 1%), и достаточно низкое давление в газовой камере источника. При расходах от 12,5SCCM (рис. 2 (в)) в газовой камере наблюдается активное дугообразование. Магнитное поле в зазоре катодного узла (рис. 1) при токе соленоида 2А меняется в пределах 0,2-0,23 Тл и соответствует эффективной ионизации атомов аргона.

Список публикаций:

- [1] Закирова Р. М. Разработка метода модификации свойств ИТО пленок ионно-лучевой обработкой при реактивном ВЧ магнетронном напылении: Дис... канд. ф.-м. наук. - Ижевск, 2013. 128с.
[2] Морозов А. И., Шубин А. П. Космические электрореактивные двигатели. М.: Знание, 1975. 64 с.
[3] Гончаров А. А., Добровольский А. Н., Павлов С. Н., Проценко И. М., Костин Е. Г. Плазменный ускоритель с анодным слоем для обработки поверхности материалов // ВАНТ. 2003, вып. 4. С. 288-291.

Исследование дугового источника плазмы с магнитной сепарацией для получения алмазоподобных покрытий

Меркулова Екатерина Александровна¹

¹Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

²Специализированный учебно-научный центр Новосибирского государственного университета (СУНЦ НГУ)

Золкин Александр Степанович^{1,2}, к.ф.-м.н.

e.merkulova3@g.nsu.ru, zolkinas@gmail.com

Введение. Вакуумно-дуговой источник плазмы с углеродным катодом имеет многократные преимущества над другими методами получения покрытий в отношении скорости роста алмазоподобных покрытий, их адгезии к подложке и микротвердости. Источник характеризуется высокими температурами работы, что приводит к наличию в потоке плазмы капельной фазы, значительно снижающей качество покрытий. Для исключения влияния капельной фазы на покрытие используется магнитная сепарация. Покрытия, полученные данным способом актуальны для таких отраслей, как машиностроение, микроэлектроника и оптика. [1,2]. Данный метод позволяет получать покрытия с высокой адгезией, равномерностью покрытий, высокой твердостью. Цель данной работы: определение координаты максимального потока углерода под воздействием сепарирующих магнитных полей.

Методика. В работе представлены пространственные распределения толщины покрытия для образцов, полученных в разных режимах работы источника, а именно: с сепарацией потока, потока капельной фазы и потока с отключенной системой сепарации. Напыление покрытий происходило в вакуумной камере с давлением 10^{-3} Па в течение не более 30 секунд. Обработка образцов осуществлялась с помощью сканирующего устройства и программы, для определения светопропускной способности. Напылённая пленка углерода на стекле сканировалась с помощью стандартного сканера.

Результаты и обсуждение.

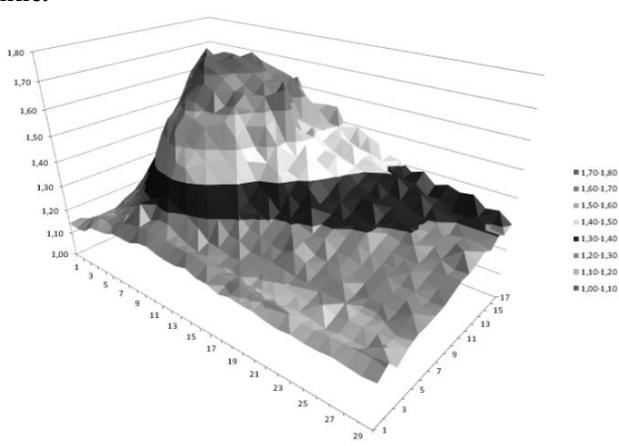


рис. 1 Пространственное распределение толщины покрытия для сепарированного потока (по горизонтальным осям указаны значения координаты, по вертикальной оси значения, обратно пропорциональные светопропускной способности).

Эксперимент показал, что покрытие, полученное напылением сепарированной плазмы, в сравнении с образцом без сепарации и образцом, полученным из капельной фазы, является более однородным в центральной области потока и обладает наиболее выраженным ядром потока.

Из анализа экспериментальных данных следует, что ядро потока сепарированной плазмы ярко выражено и, при используемых в эксперименте режимах работы (характерных токах в управляющей и сепарирующей системе), характеризуется координатами центра ядра ($x = 13$ см; $y = 8$ см) и эффективным радиусом (3,5 см).

С помощью управляющей магнитной системы может регулироваться координата центра ядра и его радиус, что делает именно этот тип покрытия перспективным для напыления образцов, применяемых в оптике и микроэлектронике, т.к. позволяет получать покрытия с высокой однородностью и низким разбросом толщины покрытия.

Выводы. Экспериментально доказана эффективность использования магнитной сепарации для получения покрытий. Найдены координаты центра ядра, его эффективный радиус. Также в ходе эксперимента были найдены оптимальные параметры времени осаждения для заданных токов катушек управляющей системы.

Благодарности. Автор выражает искреннюю благодарность инженеру лаборатории Чепкасову Сергею Юрьевичу и ведущему специалисту Гомельского университета имени Ф. Скорины - Пилипцову Дмитрию Геннадьевичу (Беларусь) за помощь в работе с вакуумно-дуговым источником и обработкой полученных результатов. Работа выполнена в рамках проекта ТОП-100, САЕ НГУ – «Нелинейная фотоника и квантовые технологии».

Список публикаций:

[1] Аксёнов И.И. Вакуумная дуга в эрозионных источниках плазмы. / Харьков: ННЦ ХФТИ. 2005. -212 с.

[2] Аксёнов И.И., Стрельницкий В.Е. Вакуумно дуговой синтез алмазоподобного углерода. // Вопросы атомной науки и техники, серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. / Харьков: ННЦ ХФТИ, 2002. с. 110-118.

Исследование газового разряда с полым катодом как источника металлических частиц

¹Милованов Егор Сергеевич

¹Толстова Полина Олеговна

¹Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

²Специализированный учебно-научный центр Новосибирского государственного университета (СУНЦ НГУ)

^{1,2}Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.

milovanov_2013@mail.ru zolkinas@gmail.com

Введение. Особенность полого катода, который является отрицательным электродом в системе: анод-катод - это высокая степень ионизации во внутренней области катода, связанная с осциллирующей эмиссией электронов ^[1]. Поверхность катода служит генератором атомов, ионов или кластеров в зависимости от энергии заряженных частиц, бомбардирующих ее ^[2]. Система с полым катодом может служить источником частиц, если создать соответствующую разность давлений между полым катодом и специальной вакуумной камерой. Частицы, образовавшиеся внутри катода, могут объединяться в более крупные частицы (микрокапли) и двигаться под действием разности давлений вдоль катода. В этом случае полый катод выполняет роль источника частиц. Поток частиц должен зависеть от вольт-амперных характеристик (ВАХ) такой системы.

Цель работы – исследовать поток частиц из системы с полым катодом, используя метод осаждения на подложки, с последующим микроскопическим анализом; измерить ВАХи и выявить их особенности связанные с генерацией частиц.

Результаты. Рассмотрены теоретические основы физики тлеющего газового разряда с полым катодом с целью получения потока металлических частиц для последующего получения плёнок из металлов (Cu).

На Рис.1 представлены ВАХ газового разряда в системе с полым катодом (диаметр 32мм, длина 12см, материал - медь). Установлено, что ток в системе возникает при достижении определенного напряжения, являющегося достаточным для ионизации газа. После электрического пробоя значение $I(U)$ в хорошем приближении зависит от U линейно. При этом наибольшее значение тока $I(U=950В) = 30,5$ мА достигнуто при давлении 0,045 мм.рт.ст. При данных параметрах на стекле и металле получены покрытия из меди, рис.2. Электрическая проводимость плёнок контролировалась. Образцы исследованы на сканирующем электронном микроскопе с разрешением 4нм.

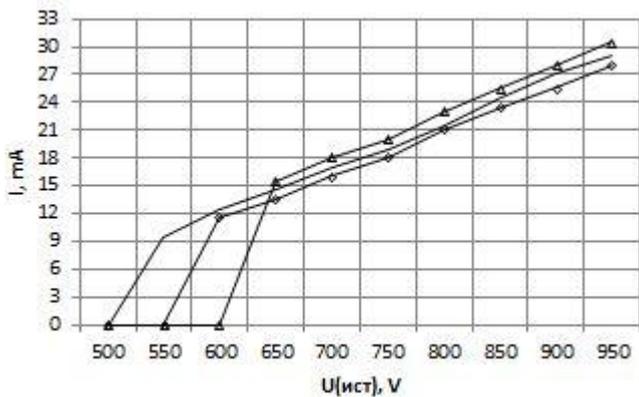


рис.1. ВАХ газоразрядного промежутка. Токи в газоразрядном промежутке при давлении \blacktriangle - 0,12 мм.рт.ст., \blacksquare - 0,07 мм.рт.ст., \blacklozenge - 0,045 мм.рт.ст. Расстояние между катодом и анодом 11 см.

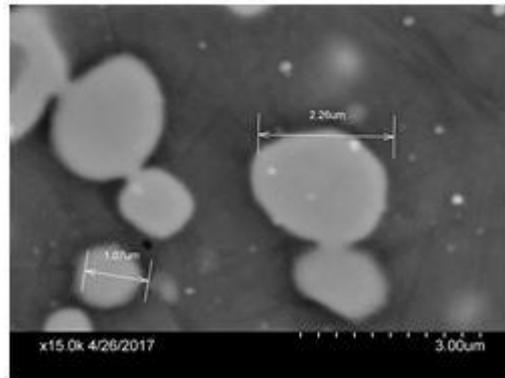


рис.2. Частицы меди из полого катода. Подложка – сталь. Сканирующая электронная микроскопия. Увеличение - 15000. Крупные частицы: 1-2 мкм, мелкие – 0,1 мкм.

Выводы. Получен поток металлических частиц из системы с полым катодом. Найдены оптимальные ВАХ для такого источника.

Работа выполнена в рамках Проекта «Топ-100 НГУ», САЕ-НГУ: «Нелинейная фотоника и квантовые технологии».

Список публикаций:

[1] Москалев Б. И. // Разряд с полым катодом. Москва: Изд-во «Энергия», 1969.

[2] Берши Р., // Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Москва: Изд-во «Мир», 1986.

Нанопорошки $\text{Fe:MgAl}_2\text{O}_4$, полученные с помощью волоконного иттербиевого и CO_2 лазеров

Наумова Мария Сергеевна

Осипов Владимир Васильевич, Тихонов Егор Владимирович

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина

Платонов Вячеслав Владимирович, к.ф.-м.н.

Naumova.marya@mail.ru

Лазерный метод получения нанопорошков заключается в испарении вещества мощным лазерным излучением с последующей конденсацией в потоке газа и образованием наночастиц. Порошки, получаемые данным методом, отличаются химической чистотой, малыми размерами, однородностью и слабой агломерацией частиц. Эти характеристики важны для изготовления лазерных керамик, обладающих прозрачностью, близкой к теоретической. Кроме того, важным достоинством этого метода является возможность получения сложных оксидов путём соиспарения механической смеси соответствующих простых оксидов [1]. При этом примесные атомы входят в кристаллическую решётку наночастиц и образуют твёрдый раствор.

В данной работе исследуется получение нанопорошка алюмомагниевого шпинели $\text{Fe:MgAl}_2\text{O}_4$ методом соиспарения простых оксидов с использованием двух видов лазеров – волоконного иттербиевого лазера ЛС-07-Н ($\lambda=1,07$ мкм) и CO_2 -лазера «ЛАЭРТ» ($\lambda=10,6$ мкм). Для обоих случаев из смеси оксидов были изготовлены мишени с одинаковым составом ($1,65 \text{ mol.}\% \text{ Fe}_2\text{O}_3:\text{MgO}$): $1,3 \text{ Al}_2\text{O}_3$). В случае CO_2 -лазера длительность импульсов составляла 90 мкс, частота 500 Гц, средняя мощность излучения 590 Вт (пиковая мощность 9 кВт), плотность мощности излучения при этом равна $1,5 \text{ МВт/см}^2$. Волоконный иттербиевый лазер генерировал импульсы излучения с пиковой мощностью 720 Вт (средняя мощность 600 Вт), длительностью 280 мкс и скважностью 2. Плотность мощности излучения составляла $0,46 \text{ МВт/см}^2$. В каждом случае мишень устанавливалась в перетяжку пучка и по мере испарения поднималась вверх. За счёт движения мишени лазерный луч перемещался по спирали со скоростями 35 см/с и 76 см/с.

Для CO_2 -лазера производительность получения оказалась равна 16,43 г/ч, выход порошка при испарении одной мишени составил 28,25 масс.%. Синтезированный нанопорошок содержит две фазы: 98 масс.% – шпинель MgAl_2O_4 (ОКР 12 нм) и 2 масс.% – MgO (ОКР 14 нм). Отсутствие оксида железа как отдельной фазы

означает, что атомы железа вошли в кристаллическую структуру шпинели. Исходя из результатов элементного анализа, выполненного методом атомно-эмиссионной спектроскопии с индуктивно-связанной плазмой, была рассчитана химическая формула нанопорошка, которая имеет вид $\text{Fe}_{0,035}:\text{MgAl}_{2,56}\text{O}_{4,88}$. По снимкам, сделанным на электронном микроскопе, было построено распределение частиц по размерам (рис.1). Рассчитанный исходя из этих данных средний диаметр сферических наночастиц составил 18 нм, что достаточно близко к среднемассовому диаметру, полученному через площадь удельной поверхности нанопорошка ($55,89 \text{ м}^2/\text{г}$) и равному 30 нм.

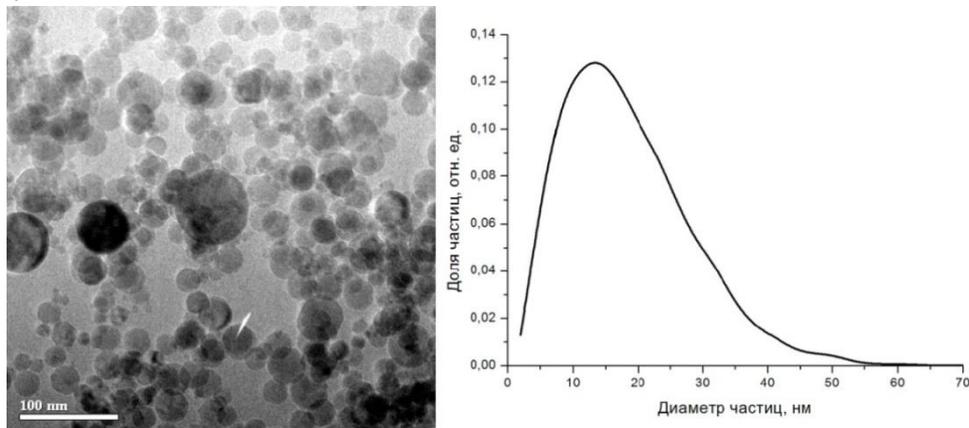


рис.1 Синтезированные наночастицы (слева) и распределение их по размерам (справа)

Описанные выше результаты отличаются от полученных при испарении мишени волоконным иттербиевым лазером [2]. Во-первых, производительность получения нанопорошка оказалась низкой (2,7 г/ч), массовый выход порошка – 19 масс.%. Причиной этого может быть высокая прозрачность материала мишени, что увеличивает порог его лучевого разрушения, а также малый коэффициент преломления материала, что также увеличивает глубину проникновения излучения в мишень и снижает скорость испарения.

Во-вторых, значительно отличается фазовый состав готового порошка. В нём присутствуют 4 фазы: MgAl_2O_4 – 67,4 масс.% (ОКР 8,8 нм), $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ – 24,8 масс.% (ОКР 13 нм), MgO – 4,6 масс.% (ОКР 4,8 нм) и Fe_3O_4 – 3,2 масс.%. Присутствие последней фазы – оксида железа – говорит о том, что в отличие от порошка, полученного с помощью CO_2 -лазера, атомы железа не вошли в структуру шпинели. Аналогичная ситуация наблюдалась в работах [3, 4] при допировании шпинели атомами европия. Предположительно, переходу легирующих атомов в шпинель препятствует малое время горения лазерного факела и, как следствие, малое время конденсации в нём паров, недостаточное для формирования необходимой структуры частиц.

Элементный состав нанопорошков практически идентичен. Для полученного на волоконном лазере порошка он имеет вид $\text{Fe}_{0,035}:\text{MgAl}_{2,46}\text{O}_{4,72}$. Среднемассовый размер частиц (при удельной поверхности $104 \text{ м}^2/\text{г}$) составил 16 нм.

Таким образом, путём испарения волоконным иттербиевым и CO_2 -лазерами мишени с изначальным составом $(1,65 \text{ мол.}\% \text{Fe}_2\text{O}_3:\text{MgO}):1,3\text{Al}_2\text{O}_3$ были синтезированы нанопорошки с эквивалентными химическими составами $\text{Fe}_{0,035}:\text{MgAl}_{2,46}\text{O}_{4,72}$ и $\text{Fe}_{0,035}:\text{MgAl}_{2,56}\text{O}_{4,88}$, со среднемассовыми размерами частиц 16 нм и 30 нм соответственно, обладающие слабой агломерацией. В случае волоконного лазера состав порошка получился достаточно неоднородным, а также не произошло вхождения атомов железа в структуру шпинели, в отличие от синтеза CO_2 -лазером. Причины данного явления требуют дальнейших исследований. Авторы выражают благодарность Медведеву А.И., Дёминой Т.М. и Лисиенко Д.Г. за проведение анализов образцов.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания №0389-2014-0027, а также при частичной поддержке гранта РФФИ №17-08-00064.

Список публикаций:

- [1] Осипов В. В., Лисиенков В. В., Платонов В. В. // Письма в ЖТФ. 2011. Т.37. № 1. С. 103.
- [2] Наумова М. С., Платонов В. В., Осипов В. В. // Физика. Технологии. Инновации. Мат-лы IV Междунар. Молодежной научной конф. 2017. С. 108.
- [3] Wenisc C., Kurland H.-D. et al. // J. Am. Ceram. Soc. 2016. Vol. 99. № 8. P. 2561.
- [4] Beketov I. V., Medvedev A. I. et al. // Journal of Alloys and Compounds. 2014. Vol. 586. P. 472.

Морфология разрушения твердых тел при облучении сильноточным электронным пучком в режиме филаментации и самофокусировки

Нгуен Ван Ву

Олешко Владимир Иванович

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Олешко Владимир Иванович, д.ф.-м.н.

nguyenvutru@gmail.com

Исследование физико-химических процессов, развивающихся в конденсированных средах при облучении мощными электронными пучками, представляет интерес для различных научных и прикладных направлений: физики высоких плотностей энергии, материаловедения, электронно-пучковые технологии и методы электронно-зондового контроля.

Интерес к явлению самофокусировки мощных электронных пучков в вакуумном диоде импульсных сильноточных ускорителей электронов со взрывоэмиссионными катодами связан с возможностью получения сверхвысоких плотностей энергии в конденсированных средах. К настоящему времени опубликовано значительное число работ, посвященных изучению филаментации и магнитной самофокусировки релятивистских электронных пучков (РЭП) ток которых превышает ток Альфена (≥ 20 кА) [1]. Что касается физической природы явлений филаментации и самофокусировки сильноточных электронных пучков (СЭП) с током ≤ 2 кА, то процесс этот менее изучен и требует дополнительных исследований [2].

Получить информацию о параметрах самософокусированного электронного пучка можно путем исследования пространственной структуры разрушений, образующихся в твердых телах при облучении СЭП.

Целью работы является изучение морфологии разрушения твердых тел после облучения СЭП, генерируемом в вакуумном диоде сильноточного ускорителя электронов ГИН-600, в режиме его филаментации и самофокусировки.

Эксперименты проведены со следующими параметрами ускорителя: максимальное значение напряжения на диоде ~ 400 кВ, длительность импульса тока изменялась от 2 до 12 нс. Катод-анодные зазоры устанавливались от 3,5 до 5 мм.

В качестве образцов использовались металлы (медь, алюминий) и полимеры (винипроз, полиэтилен). На рис. 1 приведены фотографии следов эрозии (а) и откольной воронки (б), образующихся на облучаемой и тыльной поверхности медного анода за один импульс облучения.

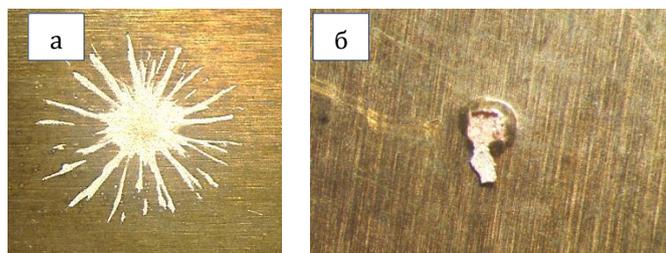


рис. 1. Фотографии эрозионного следа (а) и откольной воронки (б), образующихся, соответственно, на облучаемой и тыльной поверхности медного анода за один импульс облучения. Поле фотографий 10×10 мм.

$L = 180$ мкм, $R = 3$ мм, $d_{ка} = 3,5$ мм, где L - толщина анода; R - радиус полого цилиндрического катода; $d_{ка}$ - величина катод-анодного зазора.

На рис. 2. приведены фотографии микроразрушений, образующихся в винипрозе в области локализации филаменты

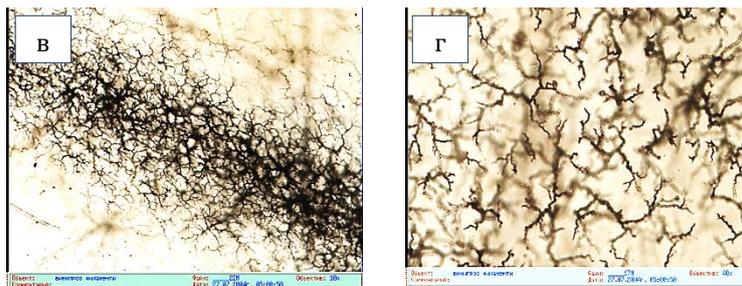


рис. 2. Фотографии каналов электрического пробоя, образующихся в зоне локализации филаменты в винипрозе за один импульс облучения СЭП. Поле фотографий: в) $0,785 \times 1,054$ мм; г) $0,196 \times 0,264$ мм

Обнаружено, что при облучении винипроза (и других полимеров) самосфокусированным СЭП в зоне торможения электронного пучка формируются два типа электрических разрядов, отличающихся пространственным распределением по глубине залегания и плотностью распределения по облучаемому объему. Анализ результатов исследований позволяет оценить параметры самосфокусированного в вакуумном диоде ГИН-600 сильноточного электронного пучка: объемная плотность энергии в фокальном пятне достигает $W \approx 3 \cdot 10^9$ Дж/м³, а средняя (эффективная) энергия электронов в режиме филаментации составляет $E_{эфф.} \approx 50$ кэВ.

Список публикаций:

[1] Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков /Под ред. Л.И. Рудакова. - М.: Энергоатомиздат. 1990.

[2] Олешко В.И. Спектральный элементный анализ с использованием мощных электронных пучков. – Изд-во Томского политехнического ун-та. 2008. С. 94.

Генератор широкоапертурного потока отрицательно заряженных частиц низкотемпературной плазмы

Николаев Артем Васильевич

Маркушин Максим Анатольевич, Аглиуллина Раушания Рамешовна

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева

Кричевский С.В.

Poleniartem@mail.ru

Тенденция к росту размера полупроводниковых пластин, используемых в производстве изделий микро- и нанoeлектроники обуславливает необходимость разработки и внедрения новых устройств формирования потоков широкоапертурной плазмы [1] с площадью сечения 113 см² и более. В работах [2-4] для генерации газоразрядной плазмы предложено использовать высоковольтный газовый разряд (ВГР), формирующий поток заряженных частиц низкотемпературной плазмы за пределами электродов генератора. В этом случае устраняется эффект загрузки, высоковольтный газовый разряд осуществляет разделение частиц плазмы на два противоположно направленных потока отрицательно и положительно заряженных частиц, что приводит к очистке рабочего газа в области обрабатываемой поверхности. Однако существенным недостатком указанных устройств является значительный нагрев катода, разрушающий его изоляцию при длительной работе.

Целью настоящей работы является снижения температуры катода. Для этого в нем предложено выполнять полость, в которой будет дополнительно происходить процесс ионизации атомов рабочего газа, что увеличивает поток электронов. При этом уменьшается нагрев катода, вызываемый непосредственной бомбардировкой поверхности положительными ионами.

Внешний вид и схема конструкции генератора низкотемпературной плазмы представлены на рис.1 а,б. Полость в катоде выполняется диаметром d_0 и глубиной L , изменяющейся в пределах $3\lambda_e \leq L \leq 5\lambda_e$, где λ_e – длина свободного пробега электрона. Выполнение глубины полости катода равной $L = 3-5\lambda_e$ обеспечивает в среднем три, пять взаимодействий электрона с атомами и молекулами остаточного газа, что приводит к образованию энергетически возбужденных молекул и атомов, отрицательных и положительных ионов [5]. Положительные ионы, двигаясь под действием поля в сторону катода ускоряются, одновременно теряя часть своей энергии при столкновениях с атомами и молекулами, что уменьшает эмиссионную способность катода и его распыление. Таким образом, ионы, образовавшиеся на длинах $\lambda_e - k\lambda_e$ (где $k = 1-5$ – количество длин свободного пробега электрона) у поверхности катода, набирают энергии $E_{1\lambda_e} < E_{2\lambda_e} < E_{3\lambda_e} < E_{4\lambda_e} < E_{k\lambda_e}$, так как начинают свое движение к катоду в точках, соответствующих разным потенциалам электрического поля $\varphi_{1\lambda_e}, \varphi_{2\lambda_e}, \varphi_{3\lambda_e}, \varphi_{4\lambda_e}, \varphi_{5\lambda_e}$.

Оценочные расчеты длины свободного пробега положительного иона показывают, что на пути к поверхности катода он испытывает до 84 столкновений с нейтральными атомами и молекулами, а его энергия, согласно оценки по методике [5], уменьшается до 137.1 эВ. Расчеты позволяют сделать вывод, что при выполнении равенства $L = (1 \div 2)\lambda_e$ энергии положительных ионов достигают значений $E_n \geq 177.1$ эВ, достаточных для распыления материала катода. В результате на поверхности катода возникают ямки травления.

Поэтому для увеличения числа взаимодействий положительных ионов с атомами остаточного газа увеличивают L до $L = (3 \div 5)\lambda_e$.

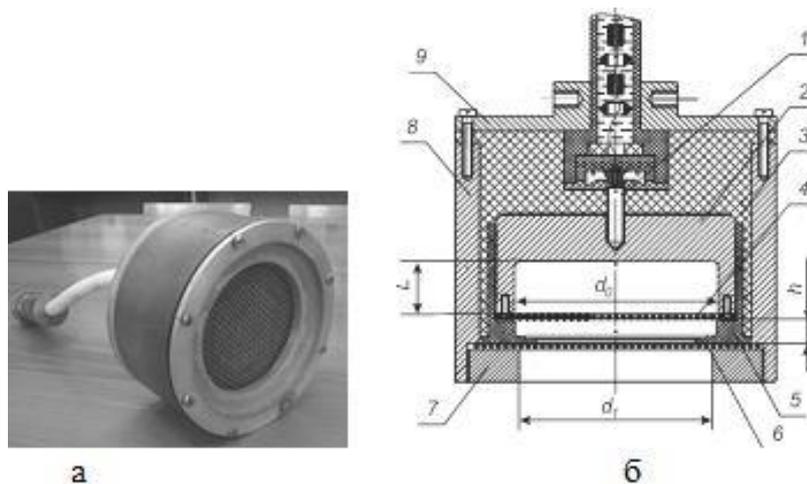


рис.1. Генератор широкоапертурного потока газоразрядной плазмы: а – внешний вид; б – схема конструкции генератора.

В настоящей работе получено выражение для оценки минимально возможной глубины полости катода:

$$L = 2c \operatorname{tg} \left[\frac{\pi}{2} \left(1 - \left[S_{k\lambda e} \varepsilon_b \frac{\pi^2 (m_i + M_k)^2}{3m_i M_k \alpha} - E_{n-1} \left(1 - \frac{4m_i M}{(m_i + M)^2} \right) \frac{1}{eU} \right] \right) \right] - h \quad (1)$$

Длительность непрерывной работы катода определяется выбранными значениями величины L , ускоряющего напряжения и временем формирования ямок травления в катоде. Например, для значений величины $L = 2\lambda_e$, $L = (3 \div 5)\lambda_e$ и глубине ямок травления 300 мкм, оценка времен формирования таких ямок: $t_{2\lambda_e} = 65$ ч и $t_{3\lambda_e, 5\lambda_e} = 84-122$ ч соответственно.

В целом, результаты длительных испытаний генератора, проведенных в течение трех лет, показали их адекватность теоретическим оценкам, представленным в настоящей работе.

Список публикаций:

1. Ефремов А.М., Светцов В.И., Рыбкин В.В. Вакуумно-плазменные процессы и технологии: Учебное пособие. Иваново: ГОУВПО Иван. гос. хим.-технол. ун-т, 2006. 260 с.
2. Вагнер И.В., Болгов Э.И., Граун В.Ф. и др. // ЖТФ. 1974. Т. 44. В.8. С.1669-1674.
3. Комов А.Н., Колпаков А.И., Бондарева Н.И. и др. // ПТЭ. 1984. №5. С. 218-220.
4. Казанский Н.Л., Колпаков В.А. // Компьютерная оптика. 2003. №25. С. 112-117.
5. Казанский Н.Л., Колпаков В.А. Формирование оптического микрорельефа во внеэлектродной плазме высоковольтного газового разряда. М.: Радио и связь, 2009. 220с.

Моделирование распределения концентрации плазмы в полном катоде плазменного источника электронов

Останин Сергей Александрович

Гладышева Анжела Николаевна

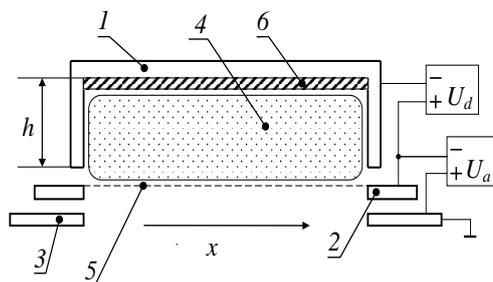
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Климов Александр Сергеевич, д.т.н.

super_gaara@mail.ru

Широкое применение в технологиях плазмохимического и термического воздействия на материалы нашли плазменные источники электронов. Традиционная область рабочих давлений для этих источников лежит в пределах от 10^{-3} до 0,1 Па, однако с точки зрения получения плотной плазмы наиболее оптимальной является область от 1 до 100 Па (форвакуумная область давлений), в которой успешно функционируют так называемые форвакуумные плазменные электронные источники. Источники такого типа позволяют формировать пучки большого сечения, необходимые для обработки материалов большой площади, кроме того генерируемая с помощью таких источников пучковая плазма позволяет осуществлять плазменную обработку. Для наиболее равномерной обработки важно достижение наибольшей однородности распределения пучковой плазмы, определяемой в первую очередь равномерностью электронного пучка и эмиссионной плазмы, которые в свою очередь зависят от геометрии катодной полости плазменного источника электронов.

Макет форвакуумного плазменного источника ленточного электронного пучка представлял собой трехэлектродную систему (рис.1), состоящую из протяженного прямоугольного полого катода 1, плоского анода 2 и ускоряющего электрода 3.



1 – полый катод; 2 – анод; 3 – экстрактор; 4 – плазма; 5 – эмиссионная сетка; 6 – вкладыши
 рис.1 – Схема экспериментального макета форвакуумного плазменного источника ленточного электронного пучка

Как показали исследования[1], уменьшение глубины полости неизменно приводит к нарушению однородности распределения концентрации: к появлению краевых максимумов (рис.2 а). Результаты исследований могут быть объяснены на основе учёта процессов генерации и ухода частиц и плазмы газового разряда. Ионизация газа является основным механизмом рождения заряженных частиц – ионов и электронов. При этом в ионизации участвуют не только плазменные электроны, но и электроны вторичной эмиссии со стенок катодной полости. С уменьшением глубины полости, уменьшается вклад электронов выходящих по нормали со дна катодной полости поскольку при указанных давлениях длина свободного пробега электронов составляющая несколько сантиметров становится сравнимой или больше глубины катодной полости.

Указанный механизм образования неоднородности был положен в основу полуколичественной модели процессов в плазме разряда с протяженным полым катодом. При построении модели было учтено, что движении заряженных частиц в плазме происходит за счет дрейфа и диффузии. Записывались уравнения непрерывности для потоков ионов и электронов, а также выражения для самих потоков. Дополнительно учитывалось размеры полости. Уравнения непрерывности для потоков ионов j_i и электронов j_e представлены в формулах (1) и (2) соответственно:

$$\text{div}j_i = W_p + W_\gamma - Z_i \cdot \quad (1)$$

$$\text{div}j_e = W_p + W_{\gamma s} - Z_e \quad (2)$$

где $W_p, W_\gamma, W_{\gamma s}$ -слагаемые, учитывающие рождение заряженных частиц за счет ионизации газа плазменными электронами, γ -электронами, а также вклад самих γ -электронов, соответственно, $1/(\text{м}\cdot\text{с})$;

Z_i и Z_e - скорость исчезновения заряженных частиц, $1/(\text{м}\cdot\text{с})$.

С учетом процессов диффузии и дрейфа заряженных частиц выражения для потоков представлены в формулах (3) и (4):

$$j_i = -D_i \cdot \frac{dn}{dx} \cdot S - \mu_i \cdot \frac{d\varphi}{dx} \cdot n \cdot S \quad (1)$$

$$j_e = -D_e \cdot \frac{dn}{dx} \cdot S - \mu_e \cdot \frac{d\varphi}{dx} \cdot n \cdot S \quad (2)$$

где μ_i, μ_e, D_i, D_e – подвижности и коэффициенты диффузии ионов и электронов, соответственно;

$S=h \cdot l$ – площадь сечения плазмы, м^2 ,

где l – длина катодной полости.

Система уравнений (1–4) решалась численными методами: значение концентрации, потенциала плазмы, а также величины потоков рассчитывались пошагово для данного значения координаты. В результате решения было получено распределение концентрации плазмы (рис.2б).

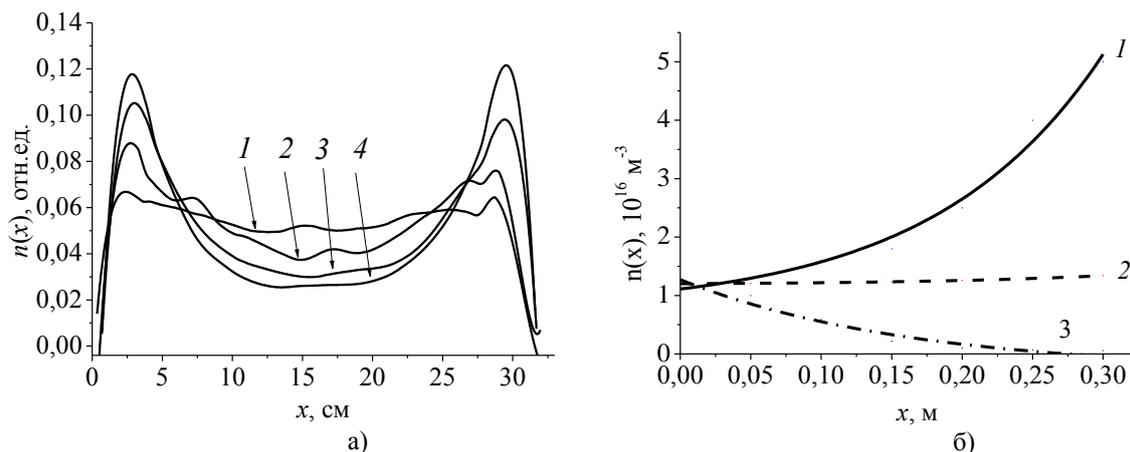


рис.2 – Распределение концентрации плазмы вдоль протяженного размера катодной полости при давлении 26 Па, токе разряда 200 мА. Глубина полости: а) 1 – 60 мм, 2 – 54,5 мм, 3 – 36 мм, 4 – 24 мм б) 1 – 23 мм, 2 – 24 мм, 3 – 25 мм

Характер распределения плазмы расчетных кривых $n(x)$ представленный на рис.2 б качественно совпадает с экспериментом. Однако изменение глубины полости на несколько миллиметров, приводит к более резким изменениям в характере распределения концентрации плазмы: от краевых максимумов до срединного максимума. Такое поведение расчетной модели может быть связано с её простотой.

Список публикаций:

[1] Останин С.А., Климов А.С., Зенин А.А. // Распределение концентрации плазмы в полом катод флорвакуумного источника ленточного электронного пучка. ЭСисУ. Материалы докладов. г.Томск. -2017г. Т.2. С.243-245.

Влияние формы сетчатого эмиссионного электрода на распределение концентрации плазмы в несамостоятельном тлеющем разряде с полым катодом при токах инжекции до нескольких десятков ампер

Островерхов Евгений Владимирович

Денисов Владимир Викторович

Институт сильноточной электроники СО РАН

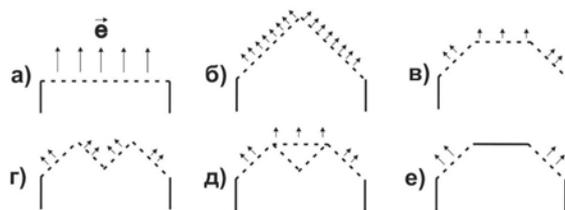
Коваль Николай Николаевич, д.т.н.

evgeniy86evgeniy@mail.ru

В настоящее время генерация однородной объёмной плазмы является актуальной научно-технической задачей. В Институте сильноточной электроники проведен цикл работ по исследованию метода генерации плазмы в несамостоятельном тлеющем разряде с полым катодом при низком давлении, в котором для снижения рабочего давления, вплоть до $5 \cdot 10^{-3}$ Па, и снижения напряжения горения разряда до нескольких десятков вольт [1] осуществляется инжекция дополнительных электронов из плазменного эмиттера. Наряду с преимуществами инжекция дополнительных электронов создает значительную неоднородность генерируемой плазмы, особенно при токах инжекции более нескольких ампер. Причиной неоднородности является повышенная вероятность ионизации газа в области распространения ускоренных в прикатодном падении тлеющего разряда электронов пучка, особенно вблизи выходной апертуры источника электронов [2]. При использовании сетчатого электрода плазменного эмиттера специальной формы возможно хаотизировать поток инжектируемых электронов и изменить распределение концентрации плазмы в полом катод. Целью данной работы было определение влияния формы сетчатого эмиссионного электрода на азимутальное и радиальное распределения параметров плазмы в несамостоятельном тлеющем разряде низкого давления с полым катодом при инжекции электронного тока до нескольких десятков ампер.

В системе для генерации плазмы в несамостоятельном тлеющем разряде, подробное описание которого представлено в [3], разряд зажигается между полым катодом, функции которого выполняли внутренние стенки камеры и плоским анодом. Для устойчивого зажигания и горения основного тлеющего разряда при низких напряжениях (от 60 В и выше), производится инжекция электронов из плазмы вспомогательного дугового разряда в тлеющий разряд через сетчатый эмиссионный электрод, который находится под потенциалом полого катода. Для определения влияния формы сетчатого эмиссионного электрода на распределение концентрации плазмы использовалось шесть конфигураций, представленных на рисунке 1. Для этих форм были измерены

радиальные и азимутальные распределения параметров плазмы одиночным цилиндрическим зондом и плоским зондом с охранным кольцом соответственно.



а – плоская; б – конус; в – усеченный конус; г – усеченный конус с вогнутой центральной частью; д – усеченный конус с уменьшенной прозрачностью центральной части; е – усеченный конус с непрозрачной центральной частью.

рис.1 – Формы сетчатого эмиссионного электрода.

Измерения радиальных и азимутальных распределений плотности ионного тока проводились в квазистационарном режиме импульсного тлеющего разряда при частоте следования импульсов 40 Гц, длительности импульса 3,4 мс в момент времени $t = 3$ мс при следующих рабочих параметрах: рабочее давление при напуске азота $p = 0,65$ Па, напряжение горения разряда в момент измерения $U_d = 182$ В, а ток тлеющего разряда $I_d = 90$ А. По результатам измерений были рассчитаны коэффициенты неоднородности азимутального и радиального распределений плотности ионного тока приходящего на зонды, которые равны отношению максимального отклонения плотности ионного тока от среднего значения ионного тока к этому среднему значению. В таблице приведены полученные значения коэффициентов неоднородности для шести форм сетчатого эмиссионного электрода.

Конфигурация электрода (согласно рис. 1)	а	б	в	г	д	е
Ток вспом. разряда I_d , А	32	34	39	32	35	43
Коэффициент неоднородности азимутального распределения k , %	32	43	55	46	49	48
Коэффициент неоднородности радиального распределения k , %	40	26	24	24	44	24

По совокупности параметров оптимальной формой сетчатого электрода для эмиссии электронного тока до нескольких десятков ампер в несамостоятельный тлеющий разряд низкого давления с полым катодом является форма эмиссионного электрода в виде усеченного конуса с вогнутой центральной частью.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (№16-48-700079 p_a).

Список публикаций:

[1] А.В. Визирь, Е.М. Окс, Щанин П.М., Г.Ю.Юшков // ЖТФ. 1997. Т.67. №6. С.27-31.

[2] V.V. Denisov, S.S. Kovalsky, N.N. Koval, I.V. Lopatin, E.V. Ostroverkhov, P.M. Schanin Ion current density distribution in a pulsed non-self-sustained glow discharge with a large hollow cathode // IOP Conference Series: Journal of Physics: Conf. Series, Volume 927, pages 176-184. Номер статьи: 012014 The International Conference "The Physics of Low Temperature Plasma" (PLTP-2017); Kazan; Russian Federation; 5 – 9 June 2017 ; Код 012014.

[3] Ю.Х. Ахмадеев, В.В. Денисов, Н.Н. Коваль, С.С. Ковальский, И.В. Лопатин, П.М. Щанин, В.В. Яковлев Генерация однородной низкотемпературной газовой плазмы в импульсном несамостоятельном тлеющем разряде с полым катодом большой площади // Физика плазмы. 2017. Т. 43, №. 1. С. 7-14.

Синтез и исследование углеродного покрытия на оргстекле

Пивкина Анастасия Владимировна¹

Семенов Сергей Владимирович¹, Семерикова Анна Ивановна¹

¹Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

²Специализированный учебно-научный центр Новосибирского государственного университета (СУНЦ НГУ)

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.^{1,2}

a.pivkina@g.nsu.ru, zolkinas@gmail.com

Введение. Создание аморфного углеродного покрытия на полимере актуально в связи с решением различных задач: например, DLC пленка на полимере повышает его газобарьерные свойства, пленка на металлах улучшает трибологические свойства, на стеклах повышает защитные свойства при хороших оптических характеристиках [1]. Для создания тонких углеродных пленок с помощью магнетронно-распылительной системы (МРС) с равномерной поверхностью и хорошей адгезией [2,3] необходим правильный

выбор параметров источника, определяемый вольт-амперными характеристиками (ВАХ). В МРС напыление сопровождается высоким тепловым излучением, что накладывает дополнительные ограничения на синтез покрытия. При нанесении покрытия на полимер возникает ряд проблем. Рассматриваемый в работе материал подложки (оргстекло) обладает низким коэффициентом теплопроводности 0,21 Вт/(м·град) [4], плохо проводит тепло и плавится при 160°C. В связи с этим возникает проблема предохранения поверхности полимера от теплового потока со стороны МРС.

Цель работы: а - получение ВАХ источника, нахождение оптимальных параметров для напыления пленки, б - минимизация теплового влияния разряда на подложку, в - получение покрытия с хорошей адгезией и г - исследование коэффициента отражения полученного покрытия.

Методика. Напыление проводилось с помощью МРС. ВАХ при различных расходах аргона в виде зависимости тока разряда от катодного напряжения снимались в следующем порядке: зажигали разряд при максимальном напряжении, затем понижали напряжение и фиксировали ток. Затем повышали напряжение до допустимого источником максимума и измеряли значение тока. По полученным ВАХ выбирались оптимальные параметры напыления на образец.

Для снижения влияния тепловой энергии на подложку она закреплялась на шестигранный вращающийся барабан, над которым закреплялся изолированный от него экран с диафрагмой, состоящий из листа нержавеющей стали и трех слоев алюминиевой фольги. Исследование оптических свойств углеродной пленки будет проведено на спектрофотометре UV-3600.

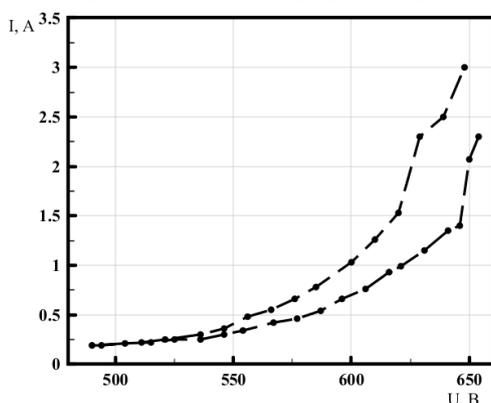


рис. 1. ВАХ магнетрона с углеродной мишенью для значений расхода аргона 8 мл/с

данные о степени черноты покрытия.

Выводы. Получены ВАХ МРС для углерода при разных расходах аргона. Обнаружен гистерезис ВАХ: разница в токах в петле гистерезиса составляет до 1,7 А при расходе аргона 8 мл/с. Выбраны оптимальные параметры для напыления на подложку из оргстекла: 600 В, 1 А. Получены углеродные пленки без видимых повреждений подложки.

Благодарности. Автор выражает благодарность студенту 4 курса ФФ Семенову Сергею за консультации по электротехнике и помощь в управлении источниками питания. Работа выполнена в рамках программы «топ 100-НГУ, САЕ-(Нелинейная фотоника и квантовые технологии)».

Список публикаций:

- [1] *Functional diamond like carbon (DLC) coatings on polymer for improved gas barrier performance*, November 2017, Pages 59-63
- [2] Пронкин А. А. Экспериментальное исследование процесса образования тонких пленок аллотропных форм углерода и изучение их свойств.
- [3] Lubwama M. et al. Adhesion and composite micro-hardness of DLC and Si-DLC films deposited on nitrile rubber // *Surface and Coatings Technology*. – 2012. – Т. 206. – №. 23. – С. 4881-4886.
- [4] Теплопроводность строительных материалов [Электронный ресурс]: <http://thermalinfo.ru/svoystva-materialov/strojmateriyalov/teploprovodnost-stroitelnyh-materialov-ih-plotnost-i-teploemkost>

Влияние электронно-лучевого облучения на поверхностные свойства алюмооксидной керамики

Писарев Дмитрий Александрович

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Климов Александр Сергеевич, д.т.н.

oxigenxb@gmail.com

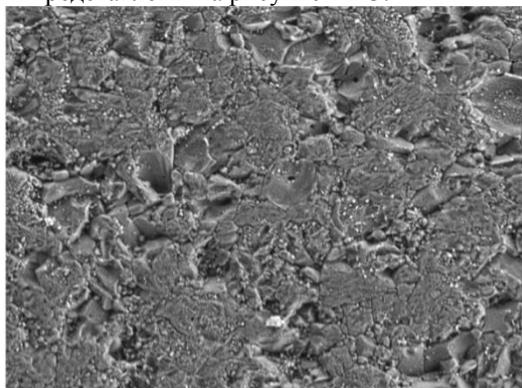
Керамические подложки на основе Al_2O_3 широко используются в электронной и электротехнической промышленности и являются одними из наиболее пригодных для изготовления гибридных интегральных схем (ГИС) СВЧ. Качество поверхности керамических подложек является одним из важных факторов при производстве ГИС СВЧ. Так, увеличение шероховатости поверхности приводит к увеличению потерь проводимости, поэтому становится актуальной проблема улучшения качества поверхности подложек путем использования различных электрофизических методов. Эффективными способами улучшения структуры поверхности керамических материалов являются обработка лазерными и электронными пучками, так называемое «глазурирование». Целью данного исследования является изучение процесса обработки поверхности алюмооксидной керамики электронным пучком и его влияния на физико-химические свойства приповерхностного слоя материала.

В данной работе исследование проводили на образцах шлифованной алюмооксидной керамики (корунда).

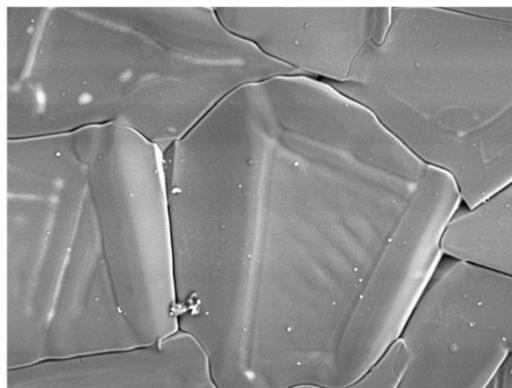
Образцы облучались электронным пучком на экспериментальной установке ЭЛУ-1 в атмосфере кислорода при давлении 10 Па [1]. Диаметр пучка составляет 6 – 8 мм. Параметры обработки представлены в таблице:

Образец	U_a , кВ	I_e , мА	U_d , В	I_d , мА	U_f , В	I_f , мА
1	5,2	120	520	760	18,62	0,12
2	7	80	560	520	23,	0,14

Исследование структуры поверхности керамики проводилось на растровом электронном микроскопе Hitachi TM-1000 с разрешающей способностью 30 нм. Фотографии микроструктуры поверхности образцов керамики представлены на рисунке 2 и 3.



Образец 1



Образец 2

рис.2. Фотография микроструктуры поверхности образцов после обработки

Из рисунков следует, что при воздействии электронного излучения происходит оплавление поверхности керамики с последующей перекристаллизацией. Микротекстурирование связано с перекристаллизацией α -фазы Al_2O_3 , которая при электронной обработке приводит к увеличению кристаллитов.

Для исследования оптических свойств использовался ИК-Фурье спектрометр Infracum-801 в спектральном диапазоне 500–5500 cm^{-1} на отражении под углом 45° . Результаты исследования представлены на рисунке 2.

Из рисунка видно, что при обработке поверхности поликристаллической алюмооксидной керамики происходит нарушение стехиометрического состава в приповерхностном слое в сторону уменьшения кислорода, что в результате вызывает перестройку кристаллической структуры, вызывая изменения оптических свойств ИК диапазоне в сторону уменьшения поглощения на всей области спектра от 500 до 1000 cm^{-1} .

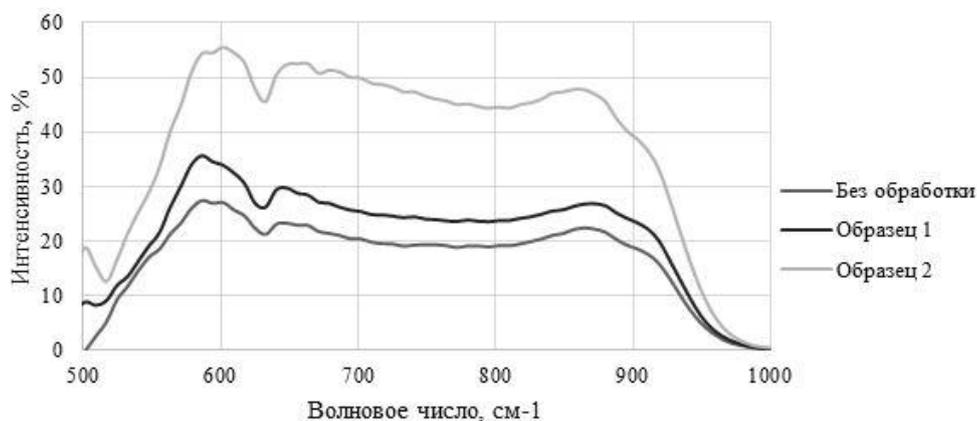


рис.2. ИК спектры отражения

Установлено, что в процессе обработки электронным пучком поверхности алумооксидной керамики, под воздействием высоких температур, приводит к уменьшению шероховатости поверхности, в результате оплавления приповерхностного слоя керамики с последующей перекристаллизацией. Микротекстурирование связано с перекристаллизацией α -фазы Al_2O_3 , которая при электронной обработке приводит к увеличению кристаллитов. В результате данного процесса происходит изменение стехиометрического состава в сторону уменьшения кислорода. Предполагается, что данный процесс происходит в результате восстановления ионов Al^{3+} .

Работа поддержана Министерством образования и науки в рамках базовой части проекта №3.9605.2017/8.9.

Список публикаций:

[1] А.А. Зенин, И.Ю. Бакеев, Ю.А. Бурачевский, А.С. Климов, Е.М. Окс// Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. № 13. С. 104-110.

Напыление многослойных покрытий вакуумно-дуговым методом

Прокопенко Никита Андреевич

Крысина Ольга Васильевна, Шугуров Владимир Викторович

Институт сильноточной электроники СО РАН

Коваль Николай Николаевич, д.т.н.

nick08_phantom@mail.ru

Современные методы упрочнения и модификации поверхности материалов и изделий всё шире применяются в передовых отраслях промышленности. Наиболее перспективным способом упрочнения их поверхности является нанесение нитридных износостойких покрытий различного состава, например, TiN, TiCuN, TiAlN и т.д. [1,2]. Благодаря широкому спектру свойств получаемых покрытий появляется возможность использования деталей и изделий из более дешёвых материалов в разных сферах производства. Детали с нанесёнными покрытиями имеют большую (в 2-3 раза) прочность, меньший (до 0,1) коэффициент трения, в 3-5 раза увеличивается износостойкость и другие свойства по сравнению с характеристиками исходной детали без покрытия. Особо стоит отметить перспективность формирования на поверхности материалов и изделий многослойных функциональных покрытий, обладающих рядом общеизвестных преимуществ перед однослойными покрытиями. При их создании появляется возможность плавного перехода по твёрдости и коэффициенту расширения от основы детали или инструмента к её поверхности через несколько слоёв с градиентными свойствами.

Одним из самых хорошо изученных и широко применяемых в промышленности ионно-плазменных покрытий является нитрид титана (TiN). Нитридтитановые покрытия обладают высокими антикоррозионными, теплофизическими и физико-механическими характеристиками. Покрытие из нитрида титана золотистого цвета может иметь твёрдость от 20 до 54 ГПа в зависимости от параметров его получения. В совокупности с относительной простотой получения вышеизложенные преимущества делают покрытия из нитрида титана одними из самых применяемых в современной промышленности [3].

Целью данной работы является синтез многослойных покрытий системы металл/керамика и выявление влияния режимов вакуумно-дугового плазменно-ассистированного осаждения на структуру и свойства синтезируемых многослойных покрытий.

Металлическим слоем выступал – титан, керамическим – нитрид титана. В отличие от известных методов получения подобных покрытий в данной работе напыление многослойных покрытий типа металл/керамика с относительно резкими границами будет осуществляться при постоянном рабочем давлении газа и токе дугового разряда испарителя. А переход от металлического к нитриднему слою будет проходить посредством изменения параметров плазмы несамостоятельного дугового разряда с комбинированным накаливаемым и полым катодом (увеличение тока разряда источника газоразрядной плазмы, а, следовательно, доли ионов азота). Такой метод является малоинерционным, что увеличит повторяемость толщины и состава слоев. Также он позволит проводить осаждение при более низком рабочем давлении для получения покрытий с более плотной упаковкой и меньшей пористостью.

Эксперименты проводились на вакуумной ионно-плазменной установке «КВИНТА» (рис. 1). Для генерации металлической плазмы использовался электродуговой испаритель «ДИ100». В качестве материала катода выступал титан марки ВТ1-0. Для финишной очистки и нагрева изделий непосредственно перед напылением покрытий и для ионно-плазменного ассистирования во время осаждения покрытия использовался протяженный плазменный источник на основе несамостоятельного дугового разряда низкого давления с комбинированным накаливаемым и полым катодом «ПИНК-П» [4,5].

Перед тем как поместить образцы в рабочую камеру они очищались в ультразвуковой ванне с бензином в течении 15 минут. Образцы закреплялись на оснастке, которая располагалась на планетарно вращающихся сателлитах в центре вакуумной камеры. Это обеспечивало равномерную обработку всей поверхности образцов. Также на образцы подавалось импульсно-периодическое отрицательное смещение, под действием которого ионы после прохождения слоя пространственного заряда, формирующегося вблизи подложки, ускоряются до энергии, соответствующей величине приложенного потенциала.

Затем вакуумная камера откачивалась до давления $5 \cdot 10^{-2}$ Па, после чего проводилась финишная ионно-плазменная очистка и нагрев образцов до температуры 450°C при давлении рабочего газа (Ar) 0.3 Па в течении 20 минут. Далее проводилась бомбардировка поверхности образцов металлическими ионами при напряжении смещения 900 В, что приводит к увеличению адгезию покрытия к подложке.

Для напыления многослойных покрытия Ti/TiN было проведено несколько этапов экспериментов. Первым этапом стало исследование по определению минимального давления, при котором возможна стабильная работа дугового испарителя. В данной системе это давление составило 0,15 Па. Следующий этап включал в себя определение оптимального тока дугового разряда, при котором будет наибольшая скорость роста покрытия и минимальная доля капельной фракции. В результате оптимальным током дугового разряда был выбран ток 130А. Третий этап включал в себя подбор соотношения газов рабочей смеси Ar/N₂ и значения тока разряда ПИНК, при которых при постоянном давлении и токе дугового испарителя можно было получить, как металлическое (Ti), так и керамическое (TiN) покрытие. В результате было выбрано соотношение газов Ar/N₂=70/30 при токе разряда ПИНК 100А. Для сравнения многослойных покрытий, осажденных оригинальным методом с использованием ПИНК и покрытий, синтезированных традиционным методом были получены многослойные покрытия системы металл/керамика путём смены инертного газа на реакционный. Заключительным этапом были получены многослойные покрытия Ti/TiN при неизменном соотношении рабочих газов (Ar/N₂=70/30) и постоянном токе дугового испарителя 130 А, варьируемым параметром выступал ток разряда ПИНК.

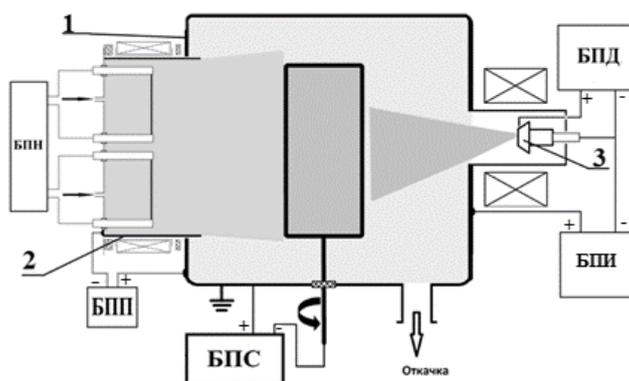


рис.1. Схема экспериментальной вакуумной установки «КВИНТА»: 1-вакуумная камера, 2- «ПИНК-П», 3- «ДИ-100», БПН- блок питания накала «ПИНК-П», БПП- блок питания «ПИНК-П», БПС- блок питания смещения, БПД- блок питания дуги, БПИ- блок питания «ДИ-100»

В результате выполненной работы удалось получить многослойные (30 слоёв) покрытия системы Ti/TiN с толщиной каждого слоя ~100 нм оригинальным малоинерционным методом в плазме дуговых разрядов низкого давления. Максимальная микротвердость многослойного покрытия составила $HV_{0,5} = 2325$.

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФ (проект № 14-29-00091).

Обработка поверхности кремния плазмой диффузного разряда при атмосферном давлении

Рипенко Василий Сергеевич

Ерофеев Михаил Владимирович, Шулепов Михаил Александрович

Институт сильноточной электроники СО РАН

Ерофеев Михаил Владимирович, к.ф.-м.н.

vripenko@hcei.tsc.rut

В работе представлены результаты воздействия объемным разрядом, инициируемым пучком электронов лавин (ОРИПЭЛ) на поверхность кремниевых образцов [1-3].

В работе использовалась установка, которая представляет собой разрядную камеру с геометрией электродов острие (катод) – плоскость (анод). Через камеру осуществлялась прокачка азота со скоростью 2 л/м, что обеспечивало формирование однородной плазменной струи. Для исследования элементного состава поверхностного слоя кремния до и после воздействия плазмой ОРИПЭЛ были использованы методы атомно-силовой спектроскопии. Для оценки степени активации поверхности рассчитывалась поверхностная энергия по методу Оуэнса-Вендта, в качестве контрольных жидкостей использовались вода и глицерин. Расчет проводился по следующей системе уравнений:

$$(1 + \cos\theta_{Lx})\gamma_{Lx} = 2(\gamma_{Lx}^d \cdot \gamma_{Lx}^d)^{1/2} + 2(\gamma_{Lx}^p \cdot \gamma_{Lx}^p)^{1/2} \quad (1)$$

где θ_{Lx} – углы контакта контрольных жидкостей с поверхностью образцов; γ_{Lx} – полная поверхностная энергия контрольных жидкостей; γ_{Lx}^d и γ_{Lx}^p – дисперсионная и полярная компоненты поверхностной энергии контрольных жидкостей, γ_S^d и γ_S^p – дисперсионная и полярная компоненты поверхностной энергии исследуемого образца.

Полная поверхностная энергия кремния рассчитывалась как сумма ее полярной и дисперсионной компонент, полученных в (1).

Результаты расчетов позволили получить зависимость поверхностной энергии кремния от числа импульсов обработки плазмой ОРИПЭЛ (рис. 1).

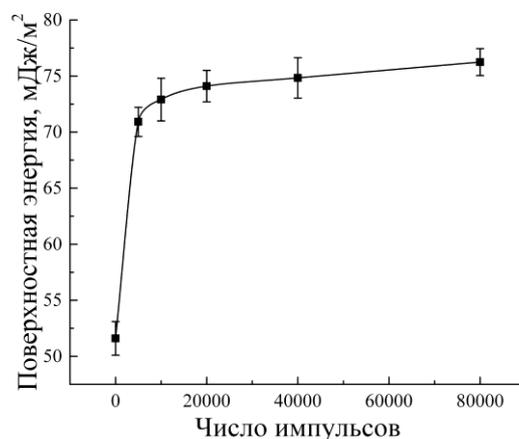


рис.1. Поверхностная энергия кремниевых образцов в зависимости от числа импульсов обработки плазмой ОРИПЭЛ.

Таким образом, обработка поверхности кремния плазмой ОРИПЭЛ приводит к очистке поверхности от углерод и кислород содержащих соединений, а также к активации поверхности.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-72-20072).

Список публикаций:

[1] V.F. Tarasenko, New York: Nova Science Publishers (2014).

[2] С.Б. Алексеев, В.П. Губанов, И.Д. Костыря, В.М. Орловский, В.С. Скакун, В.Ф. Тарасенко, Квантовая электроника, Т. 34, С. 1007 (2004).

[3] V.F. Tarasenko, SST (2015).

Исследование влияния длительности импульса на генерацию миллисекундного электронного пучка в форвакуумном диапазоне давлений

Романова Дарья Александровна

Казаков Андрей Викторович, Медовник Александр Владимирович

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
romashka_2020@mail.ru

Введение. Диэлектрические материалы, такие как керамика и полимеры, используются в различных отраслях промышленности, что способствует развитию методов их обработки [1, 2]. Для обработки диэлектрических материалов можно использовать импульсный (микросекундный) широкоапертурный электронный пучок, генерируемый в форвакуумном диапазоне давлений (3–20 Па), многократное воздействие которого обеспечивает поверхностную модификацию диэлектриков [3]. В тоже время для некоторых применений необходимо осуществлять поверхностную обработку небольшим количеством (1–10) импульсов, однако уменьшение количества импульсов вызывает необходимость увеличения энергии электронного пучка в одном импульсе. Одним из способов увеличения энергии пучка в импульсе заключается в переходе в миллисекундный диапазон длительностей импульса. Таким образом, целью данной работы являлось исследование влияния длительности импульса в миллисекундном диапазоне на генерацию электронного пучка в форвакуумном диапазоне давлений.

Методика эксперимента. В экспериментах использовался форвакуумный импульсный плазменный источник электронов на основе дугового разряда [4]. Форвакуумный источник располагался на фланце вакуумной камеры (рис. 1), откачиваемой механическим насосом. Рабочее давление p в экспериментах составляло 4 Па (остаточная атмосфера). Для питания плазменного источника использовались импульсный блок питания разряда и высоковольтный блок постоянного напряжения. Импульсный блок питания разряда обеспечивал ток I_d разряда до 50 А с длительностью τ_d импульса до 5 мс. Высоковольтный блок обеспечивал подачу постоянного ускоряющего напряжения U_a до 10 кВ. В качестве коллектора (измерителя) электронного пучка использовался цилиндр Фарадея. Измерения токов I_d разряда, I_e эмиссии и I_b пучка осуществлялись трансформаторами тока, установленными в соответствующих электрических цепях.

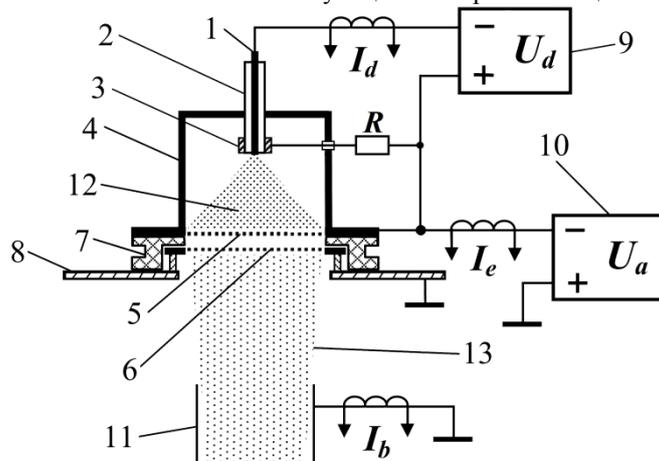


рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – катод, 2 – изолятор, 3 – анод, 5 – эмиссионный электрод, 6 – ускоряющий электрод, 7 – высоковольтный изолятор, 8 – фланец вакуумной камеры, 9 – импульсный блок питания разряда, 10 – высоковольтный источник постоянного напряжения, 11 – цилиндр Фарадея, 12 – эмиссионная плазма, 13 – электронный пучок.

Результаты эксперимента и их анализ. Осциллограммы токов I_d разряда, I_e эмиссии и I_b пучка представлены на рис. 2,а. Во всем исследованном диапазоне длительности τ_d импульса осциллограммы токов имеют форму близкую к прямоугольной. В исследованном диапазоне длительности $\tau_d = 1–5$ мс ток пучка I_b меньше тока I_e эмиссии, что в основном обусловлено потерями на ускоряющем сеточном электроде плазменного источника. На рис.2,б представлена зависимость тока I_b пучка от ускоряющего напряжения U_a (вольтамперная характеристика источника) при различной длительности τ_d импульса. Как показали исследования, в диапазоне длительности от 1 мс до 5 мс вольтамперная характеристика плазменного источника электронов практически не зависит от длительности импульса. Независимость вольтамперной характеристики источника от длительности импульса является важным фактором, позволяющим контролировать энергию пучка в импульсе простым варьированием длительности импульса.

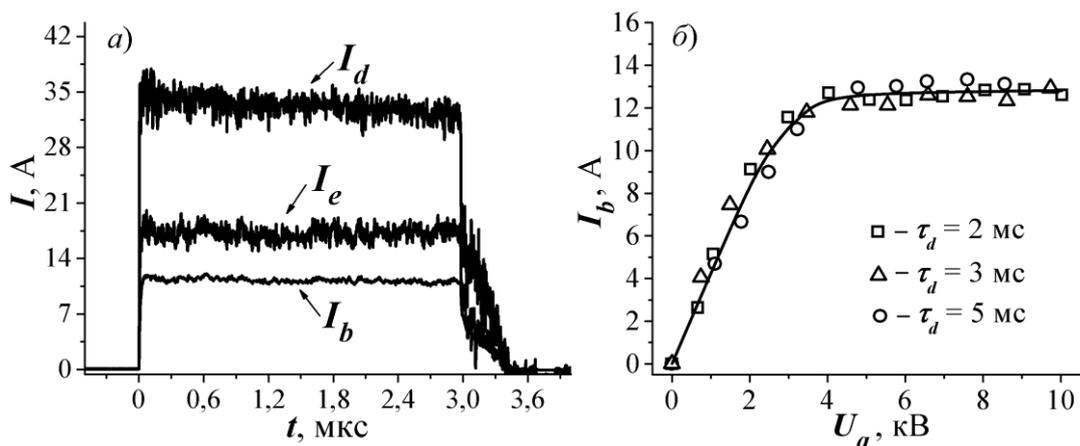


рис.2. Осциллограммы токов I_d разряда, I_e эмиссии и I_b пучка (а); Зависимость тока I_b пучка от ускоряющего напряжения при токе разряда $I_d = 33$ А и различной длительности τ_d импульса (б).

Заключение. Проведены исследования генерации миллисекундного электронного пучка в форвакуумном диапазоне давлений. Установлено, что в исследованном диапазоне (1–5 мс) длительность импульса не оказывает существенного влияния на эмиссию электронов. Таким образом, варьированием длительности импульса можно контролировать энергию пучка в импульсе при сохранении остальных параметров электронного пучка.

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-48-700487 р_а. Казаков А.В. является участником программы Министерства образования и науки РФ для научно-технических сотрудников на постоянной основе, проект № 3.8705.2017/7.8.

Список публикаций:

- [1] *Somiya S. Handbook of advanced ceramics: materials, applications, processing, and properties.* – Waltham: Academic press, 2013. – 1258 p.
- [2] *Kondyurin A., Bilek M. Ion beam treatment of polymers: application aspects from medicine to space.* – Amsterdam: Elsevier, 2014. – 259 p.
- [3] Бурдовицин В.А., Окс Е.М., Скробов Е.В., Юшков Ю.Г. // *Перспективные материалы.* 2011. № 6. С. 1–6.
- [4] Казаков А.В., Бурдовицин В.А., Медовник А.В., Окс Е.М. // *Приборы и техника эксперимента.* 2013. № 6. С. 50–53.

Оптимизация конструкции секционированного калориметра для исследования свойств электронных пучков круглого сечения

Серебренников Максим Анатольевич

Егоров Иван Сергеевич, Полосков Артём Викторович

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Егоров Иван Сергеевич

mas48@tpu.ru

Применение инструмента требуется знания его технических характеристик. Для практического использования импульсных электронных пучков, с целью обработки поверхностей и объемов [1,2], важно знать распределение плотности энергии, передаваемой электронным пучком, в его сечении.

Для оперативной диагностики параметров электронного пучка с кинетической энергией электронов менее 700 кэВ был разработан секционированный калориметр, способный обеспечить сравнительно низкую погрешность при измерениях в атмосфере [3]. Коллектор калориметра представляет собой матрицу из квадратных медных секций, разделенных теплоизолирующим зазором. Регистрация теплового поля коллектора производится тепловизионным способом с последующей автоматической обработкой термограммы. Квадратная форма секций позволяет представить распределение энергии (плотности энергии) по сечению в декартовых координатах, что приводит к искажению результатов при исследовании круглого сечения с геометрическими размерами, сравнимыми с размерами секций. Необходимость дополнительной обработки результатов и учёта искажений снижает оперативность диагностики.

Для исследования электронных пучков осесимметричной конфигурации была разработана и опробована на ускорителе АСТРА-М [4] концепция коллектора калориметра с шестигранной секцией и матрицей (рис. 1). Была разработана методика оценки симметричности исследуемого электронного пучка и сравнения результатов

нескольких измерений. Сравнение результатов производится по показаниям каждой отдельной секции и представляется в виде последовательного графика (рис. 2). Началом отсчёта принимают центральную секцию (рис. 1). Характер распределения плотности энергии идеального осесимметричного электронного пучка (рис. 2, кривая 3) предполагает ступенчатое (равномерное) изменение значений с увеличением радиуса расположения секции от оси пучка. Таким образом, разброс значений для секций, расположенных на одинаковом радиусе будет являться критерием азимутальной симметрии.

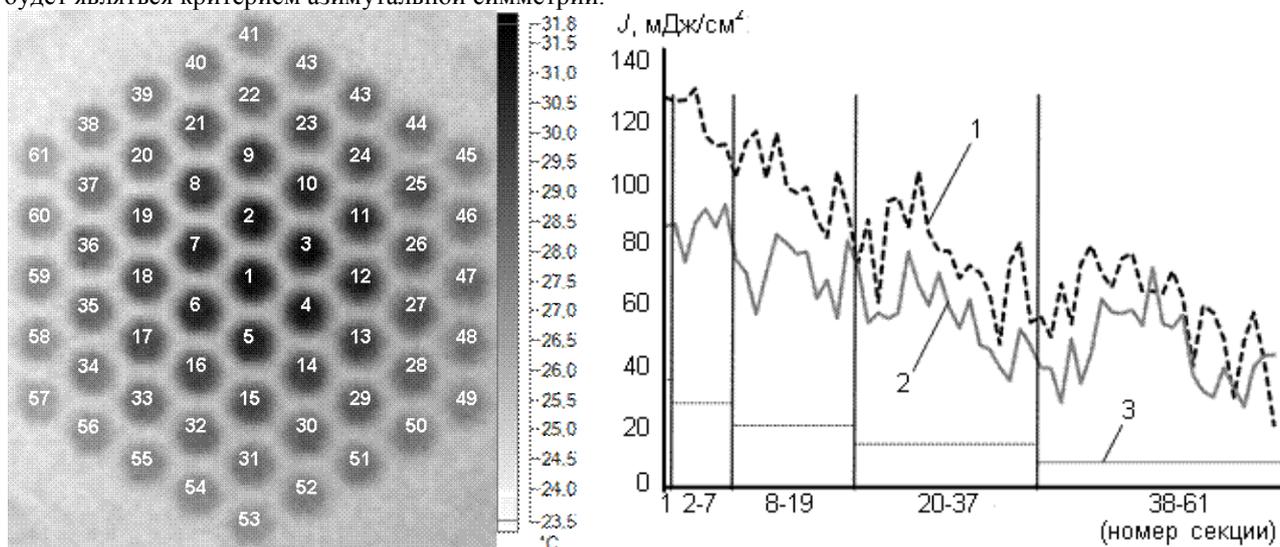


рис. 1 (слева) Термограмма коллектора калориметра с нумерацией секций после облучения электронным пучком
рис. 2 (справа) Графики плотностей энергии для электронного пучка после мембраны Ti 50 мкм (1), 75 мкм (2).
Характерный график плотности энергии осесимметричного электронного пучка (3).

Анализ результатов измерений плотности электронного пучка после прохождения титановых мембран разной толщины (50 мкм и 75 мкм) показывает, что с увеличением толщины мембраны равномерность возрастает. При этом, плотность энергии на внешних границах пучка снижается значительно меньше, чем в центральной области. Это может объясняться изменением характера рассеяния электронов пучка при прохождении мембраны большей толщины. Разброс показаний эквирадиальных секций говорит об отклонении исследуемого пучка от оси выпускного окна, что необходимо учитывать при практическом использовании ускорителя.

Предложенный способ регистрации позволяет получить визуальный отпечаток электронного пучка, оценить равномерность распределения его энергии (плотности энергии) по сечению. Показания секций равноудалённых от оси коллектора калориметра позволяют оценить симметричность пучка. Компьютерная обработка результатов измерений позволяет оперативно диагностировать и производить настройку электронного диода ускорителя.

Список публикаций:

- [1] Egorov I.S., Kaikanov M.I., Kolokolov D.Yu., Merinova L.R., Remnev G.E., Sazonov R.V., Stepanov A.V., Voyno D.A., Maslov A.S., Starg B.A. // Treatment of industrial and household waste water with the pulse electron accelerator-based setup // Известия высших учебных заведений. Физика. 2012. Т. 55. № 10-3. С. 61-64.
- [2] Исемберлинова А.А., Полосков А.В., Нужных С.А., Курилова А.А. // Исследование влияния импульсного электронного пучка на посевные качества семян пшеницы. Сборник: Высокие технологии в современной науке и технике Сборник научных трудов VI Международной научно-технической конференции молодых ученых, аспирантов и студентов. Под редакцией А.Н. Яковлева. 2017. С. 180.
- [3] Egorov I., Poloskov A., Serebrennikov M., Isakova Y. // Sectioned calorimeter for quick diagnostic of the electron beam energy distribution. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2017. Т. 875. С. 132-136.
- [4] Ремнев Г.Е., Егоров И.С., Кайканов М.И., Канаев Г.Г., Луконин Е.И., Нашилевский А.В., Степанов А.В. // Частотно-импульсный электронный ускоритель для радиационных технологий. Сборник: Ядерная и радиационная физика 8-я Международная конференция: доклады. Институт ядерной физики национального ядерного центра Республики Казахстан; ответственный редактор Кадыржанов К. К. 2011. С. 549-555.

Влияние магнитного поля на работу ионного источника типа End-Hall

Фролов Михаил Васильевич¹

¹Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

²Специализированный учебно - научный центр Новосибирского государственного университета (СУНЦ НГУ)

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.^{1,2}

m.frolov@g.nsu.ru, zolkinas@gmail.com

Введение. Ионно-лучевые технологии находят применение при нанесении тонкоплёночных покрытий в микроэлектронике, машиностроении, авиа- и космической технике [1]. Для получения качественных плёнок ионный пучок должен иметь равномерное распределение плотности тока и энергии по сечению [2]. Применение устройств основанных на разряде в скрещенных электрических и магнитных полях позволяет создать эффективные потоки ионов [3]. В качестве источника магнитного поля в таких приборах используется соленоид. Проведены исследования зависимости параметров ионного пучка при различной индукции магнитного поля соленоида и различных значениях тока термоэлектронного катода.

Методика. Свойства ионного потока измерялись с помощью многосеточного электростатического датчика. Для проведения экспериментов использовались следующие параметры: рабочий газ - аргон; анодное напряжение изменялось от 100 до 260 В; поток рабочего газа – 17,5мл/мин; рабочее давление в камере вакуумной установки: 10^{-4} Торр, расстояние между источником и зондом 75мм, ток соленоида изменялся от 0 до 3 А, ток термоэлектронного катода изменялся от 5 до 6,5 А.

Результаты обсуждения:

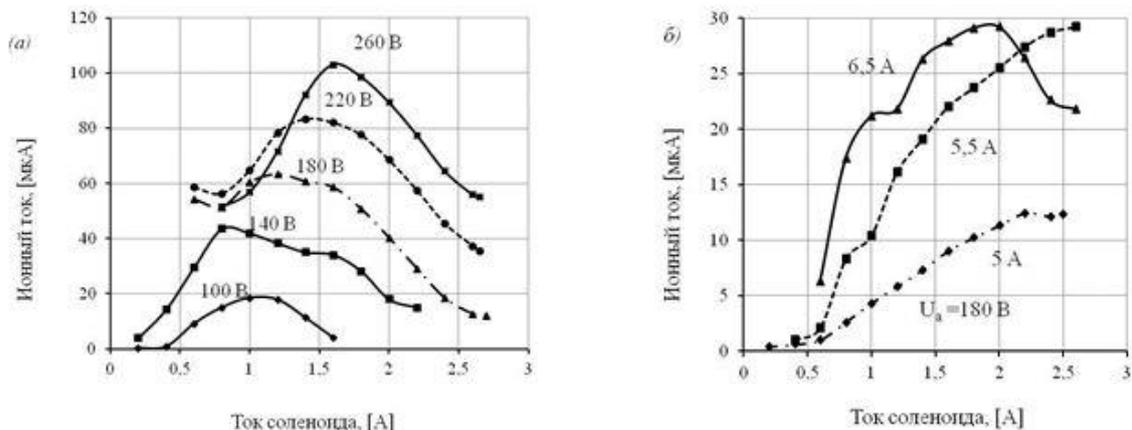


рис.1. Зависимость...

рис. 1 (а) Зависимость ионного тока от магнитного поля при разных напряжениях анода; (б) Зависимость ионного тока от магнитного поля при разных значениях тока термоэлектронного катода.

Для оптимизации параметров разряда в скрещенных электрических и магнитных полях было проведено моделирование с помощью программы ANSYS.

Основными источниками погрешности являются: нестабильность плазмы, влияние пространственного заряда ионов и вторичная эмиссия электронов с коллектора.

Выводы. Исследовано влияние магнитного поля на газовый разряд и найдено оптимальное значение магнитного поля для разных анодных напряжений и разных режимах работы термоэлектронного катода, при котором разряд производит наибольшую плотность ионного потока.

Благодарности. Автор благодарит инженера лаборатории Борисова Александра Анатольевича за помощь в проведении опытов и консультации. Работа выполнена в рамках Топ-100-НГУ Проекта САЕ-НГУ «Нелинейная фотоника и квантовые технологии».

Список публикаций:

[1] Электрофизические процессы и оборудование в технологии микро- и нанoeлектроники: монография [А. П. Достанко и др.]; под ред. А. П. Достанко, А. М. Русецкого. - Минск: Бестпринт. - 2011.

[2] Свирин В. Т., Стогний А. И. Формирование пучка равномерной плотности в холловском ионном источнике с открытым торцом // ПТЭ, 1996, №5, с. 103.

[3] Котов Д.А., Достанко А.П. Исследование параметров пучка ионов, формируемого в скрещенных электрическом и магнитном полях // Инженерно-физический журнал. - 2003. - Т. 76, N2. - С. 196 - 200.

Установка для измельчения руды электрогидравлическим методом

Чепусов Александр Сергеевич^{1,2}

Комарский Александр Александрович², Корженевский Сергей Романович²

¹Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина

²Институт электрофизики УрО РАН

Корженевский Сергей Романович²

chepusov@iep.uran.ru

На сегодняшний день накопились миллионы тонн материала с высокой концентрацией полезных ископаемых в отвалах горно-обогатительных комбинатов. Их дальнейшее извлечение традиционными способами невозможно по экономическим или техническим причинам. Существующие методы механической переработки материалов не позволяют контролировать степень разрушения руды, что может приводить к переизмельчению. Такие фракции уже не применяются в производстве. Перспективной областью является разрушение твердых тел с размерами частиц менее 1 мм, а также селективное воздействие.

В лаборатории импульсных источников излучения Института электрофизики УрО РАН разработана установка измельчения руды электрогидравлическим ударом [1]. Она состоит из мощного генератора импульсов высокого напряжения и разрядной ячейки. Принцип дробления породы основан на воздействии мощной ударной волны, возникающей в жидкости в результате импульсного пробоя среды. В области канала пробоя формируется волна повышенного механического напряжения и последующего разряджения. Если размер зерна породы соответствует длине ударной волны, то происходит разрушение материала по границам зерен. Характерный размер объектов для эффективного воздействия описывается выражением:

$$d \approx 2 \cdot v \cdot t \quad (1),$$

где d – характерный размер объектов для эффективного воздействия; v – скорость ударной волны; t – время нарастания импульса давления. Таким образом, для дробления объектов размером менее 1 мм требуются установки с длительностью импульсов менее 100 нс. Такие параметры обеспечивает генератор с магнитным накопителем энергии и твердотельным прерывателем тока (рис. 1).

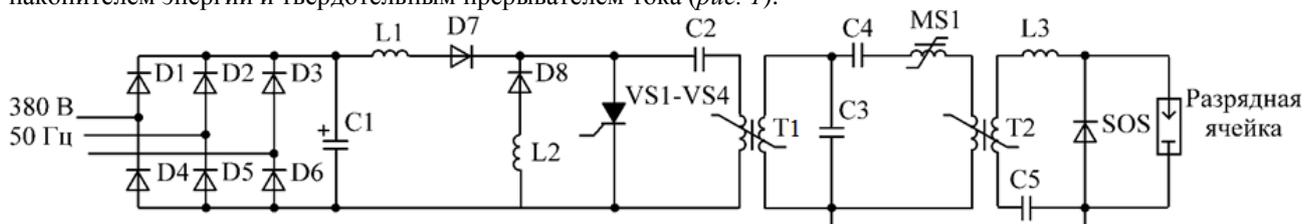


рис. 1 Принципиальная схема генератора высоковольтных импульсов

Важным преимуществом такой установки является селективность. Варьирование индуктивности $L3$ выходного контура изменяет параметры выходного импульса, его длительность. В соответствии с формулой (1) меняется и размер частиц, на которые оказывается наибольшее воздействие. Этот факт подтверждают эксперименты по дроблению кварцевой руды. На рисунке 2 показаны распределения полученных фракций при индуктивностях 0,2 и 2 мкГн.

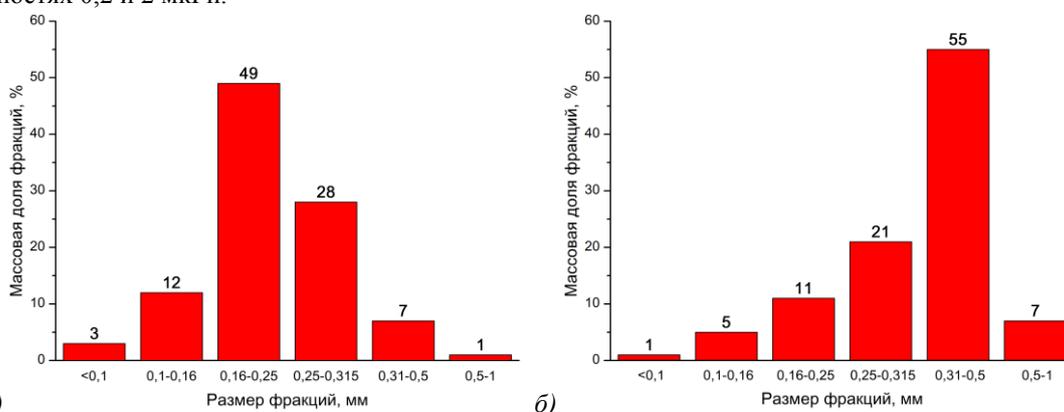


рис. 2 Распределение фракций после дробления кварцевой руды: а) при индуктивности $L3 = 0,2$ мкГн, длительности импульса 17 нс; б) при индуктивности $L3 = 2$ мкГн, длительности импульса 34 нс

В результате работы создана установка для дробления материалов методом электрогидравлического удара. Она позволяет воздействовать как на проводящие материалы, так и на диэлектрики, а также проводить

селективное разрушение пород, получать выходную фракцию желаемого размера. Установка может использоваться в комплексе с другими методами для повышения эффективности извлечения полезных ископаемых на горно-обогатительных комбинатах страны.

Список публикаций:

[1] Юткин Л. А. // *Электрогидравлический эффект и его применение в промышленности*. Л.: Машиностроение. – 1986. – 253 с.

Создание и исследование фокусирующей системы для ионного источника типа «Радикал»

Черепанова Наталья Евгеньевна¹
Семенов Сергей Владимирович¹

¹Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

²Специализированный учебно-научный центр Новосибирского государственного университета (СУНЦ НГУ)

Золкин Александр Степанович^{1,2}, к.ф.-м.н.

n.cherepanova@g.nsu.ru, zolkinas@gmail.com

Введение. Важной характеристикой ионного источника является плотность тока в зависимости от расстояния или от параметров источника [1]. Один из способов повышения плотности – это создание специальной фокусирующей системы с целью получения максимального тока в области кроссовера ионного пучка. В наилучшем случае можно получить многократное сжатие ионного потока с целью, например, обработки и активации поверхности при напылении плёнок или распылении материала. В результате, сокращается время технологического процесса. Известны разработки в этом направлении лаборатории ионно-лучевых технологии ФТИАН [2]: ионный источник с фокусировкой ионного пучка типа «Холодок». Однако, информация об особенностях данного источника отсутствует. Цель данной работы: создать и исследовать фокусирующую систему катодного узла ионного источника с азимутальным дрейфом электронов с фокусирующим расстоянием 180-200 мм.

Методика. Для измерения рабочих характеристик ионного источника и получения зависимости тока разряда от ускоряющего напряжения использовали блок питания БП-94, ток разряда изменялся в диапазоне (0-0.06 А), для измерения расхода газа в диапазоне(10 - 15 %). Расход измерен с помощью системы Horiba в диапазоне (5 - 25%)

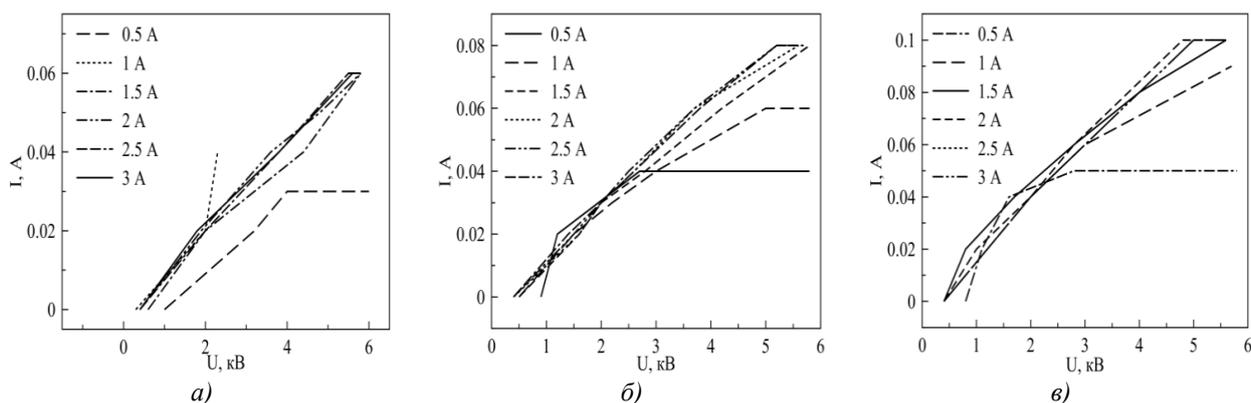


рис. 1. Зависимость тока разряда от ускоряющего напряжения при различном токе соленоида для расхода газа а) 10%, $P = 7 \cdot 10^{-4} - 9 \cdot 10^{-4}$ torr; б) 15%, $P = 1.5 \cdot 10^{-3} - 1.7 \cdot 10^{-3}$ torr; в) 20%, $P = 1.8 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-3}$ torr

Результаты и обсуждение. Установлено, что разработанная фокусирующая система обеспечивает сжатие пучка в 3 раза (рассматривалось отношение площади ионного кольца потока без фокусировки к площади сфокусированного кольца ионного потока). Магнитная ловушка для электронов в области катода ионного источника работает эффективно при токе соленоида (1.5 -3 А) по виду зависимости, изображённой на рис. 1 (а), 1 (б), 1 (в). При фиксированном токе соленоида (1.5 А) наблюдается явная зависимость тока разряда при различном расходе газа.

Выводы. Установлены рабочие диапазоны ионного источника типа «Радикал» при фокусировке ионного пучка, а именно: при токе катушки, равном 1.5 - 3 А и различных расходах газа (от 5-20%) магнитная ловушка

работает эффективно. Определено, что разработанная фокусирующая система обеспечивает сжатие пучка в 3 раза.

Благодарности. Работа выполнена в рамках Программы Топ-100 НГУ, САЕ – Нелинейная фотоника и квантовые технологии.

Список публикаций:

[1] Духопельников, Д.В., Воробьев, Е. В., Ивахненко, С.В. Исследование и оптимизация характеристик ионного источника ИИИ-200. / Д.В. Духопельников, Е. В. Воробьев, С.В. Ивахненко // Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана – 2011. - 10, октябрь.

[2] Ионно-лучевые технологии [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.ftian.ru/en/works/work2/>

Электронно-пучковая модификация структуры и свойств поверхности образцов титанового сплава ВТ6, изготовленного методом аддитивного производства

Чумакова Лора Сергеевна

Национальный исследовательский Томский государственный университет,

Институт сильноточной электроники СО РАН

Тересов Антон Дмитриевич, вед.электроник

chumakova.lora@mail.ru

Введение. Аддитивные технологии или технологии послойного синтеза в настоящее время являются одними из наиболее динамично развивающихся перспективных производственных процессов. Уже стало традицией использование рассматриваемых технологий при изготовлении прототипов, теперь все чаще они становятся технологиями промышленного формирования деталей сложной конструкции ответственного назначения и нашли применение в машино- и авиастроении, ракетно-космической технике, электронике, медицине [1].

Выбор материала для исследования обусловлен тем, что титан и его сплавы по своим физико-механическим свойствам и технологичности превосходят большинство современных конструкционных материалов [2]. Титановый деформируемый сплав ВТ6 (Ti-6Al-4V) относится к наиболее многочисленной группе (ВТ6 и близкие по составу ВТ14 и т.д.) промышленных титановых сплавов. Сплавы этой группы отличаются высокой технологической пластичностью и могут быть термически обработаны до очень высокой прочности [3].

Методика. Материалом исследования являлись образцы титанового сплава ВТ6 в виде плоских пластин размером 15×15×2 мм, изготовленные методом послойного селективного электронно-пучкового сплавления в вакууме (установка «Arcam A2X» фирмы Arcam (Швеция) металлического порошка с размером частиц 40-100 мкм. Кроме того, для механических испытаний на растяжение были вырезаны образцы с узкой частью с параллельными сторонами и прямоугольными концами. Часть изготовленных образцов была подвергнута облучению интенсивным импульсным электронным пучком на установке «СОЛО», разработанной и изготовленной в лаборатории плазменной эмиссионной электроники ИСЭ СО РАН [4]. Облучение образцов осуществляли при последовательном воздействии в двух режимах: энергия ускоренных электронов 15 кэВ, плотность энергии в импульсе 45 Дж/см², длительность импульсов 200 мкс, количество импульсов на участок поверхности 10, частота следования импульсов 0.3 с⁻¹ (режим №1) и соответственно 15 кэВ, 20 Дж/см², 50 мкс, 3 имп., 0.3 с⁻¹ (режим №2). Рабочее давление в камере 3.5·10⁻² Па (Ar).

Результаты и обсуждение. Предварительные исследования показали, что режим №1 позволяет значительно снизить шероховатость и пористость поверхности образцов сплава ВТ6, изготовленных методом послойного селективного электронно-пучкового сплавления в вакууме, а режим №2 модифицировать механические свойства и выполнить финишную обработку поверхностного слоя.

Для исследования структуры поверхности образцов использовался растровый электронный микроскоп SEM-515 «Philips» (Umax=30 кВ), результаты представлена на рис. 1.

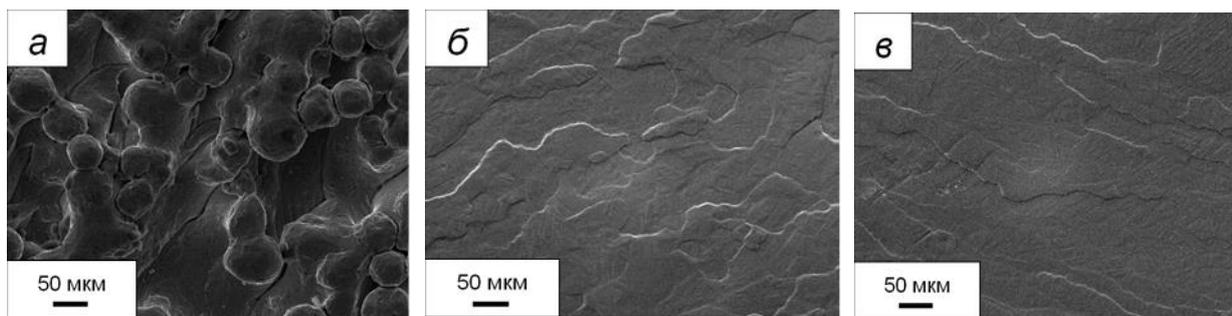


рис. 1. Структура поверхности титанового сплава ВТ6, полученного методами аддитивного производства. а – исходный; б – после импульсного электронно-пучкового воздействия в режиме №1; в – после последовательного воздействия в режиме №1 и №2

Шероховатость поверхности исследовалась оптическим профилометром МНП-1. С помощью импульсной электронно-пучковой обработки удалось снизить шероховатость поверхности образцов в ~ 20 раз по R_a и ~ 19 раз по R_z . При этом финишная обработка в режиме №2 даёт дополнительное снижение шероховатости.

Исследование поверхности образцов на приборе «ПМТ-3М» показывают, что микротвёрдость поверхности после облучения не меняется (погрешность измерения прибора $\sim 10\%$). Трибологические свойства образцов титанового сплава ВТ6 изучали при сухом трении на установке «TRIBOtechnic». Испытания показали близкие значения коэффициента трения и параметров износа. Объем износа материала определялся после проведения профилометрии образовавшегося трека. Дополнительное облучение в режиме №2 приводит к восстановлению трибологических свойств до уровня исходного образца.

Механические испытания, выполненные путем растяжения плоских образцов ВТ6, показали, что более высоким сочетанием механических свойств обладают образцы, облученные интенсивным импульсным электронным пучком (предел прочности на разрыв повышается на 12 %, пластичность при растяжении на 10 %).

Заключение. Таким образом, на примере титанового сплава ВТ6 показано, что воздействие импульсного электронного пучка на поверхность образцов, сформированных методом послойного селективного электронно-пучкового сплавления, приводит к значительному снижению пористости и шероховатости поверхностного слоя (в ~ 20 раз по R_a) с образованием однородной поликристаллической структуры, что приводит к улучшению усталостных свойств [5] и перспективно для использования в промышленности, машиностроении, науке, образовании, проектировании, медицине, литейном производстве и многих других областях. Исследования прочностных и трибологических свойств материала не выявили отличий от исходного. Механические испытания показали, что наиболее высоким сочетанием прочности и пластичности (возросла на 12% и 10% соответственно) обладают образцы, облучённые интенсивным импульсным электронным пучком.

Исследование выполнено за счёт гранта РФФ (проект №14-29-00091).

Список публикаций:

- [1] Луценко А.Н. Аддитивные технологии на базе металлических порошковых материалов для российской промышленности // Наука и техника. – 2015. – № 2(14). – с. 4-10.
- [2] Применение титана и титановых сплавов в высокотехнологичных областях промышленности. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://www.metotech.ru/art_titan_2.htm (27.01.2018).
- [3] Титан ВТ6. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://metallischekiy-portal.ru/marki_metallov/tit/VT6 (27.01.2018).
- [4] Koval N.N., Grigoryev S.V., Devyatkov V.N., Teresov A.D., Schanin P.M. Effect of intensified emission during the generation of a submillisecond low-energy electron beam in a plasma-cathode diode // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2009 – Vol. 37. – №10. pp. 1890–1896.
- [5] Тересов А.Д., Иванов Ю.Ф., Петрикова Е.А., Коваль Н.Н. Структура и свойства сплава ВТ6, полученного методом послойного селективного спекания порошка // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2017. – Т. 60. – № 8. – с.93-97.

