

8-Физика плазмы, плазменная техника и технологии

Ахмадеев Юрий Халяфович, аспирант 1-го года обучения

Институт сильноточной электроники СО РАН, Лаборатория плазменной эмиссионной электроники

Упрочнение поверхности стали в азото-водородной плазме дуги низкого давления

Научный руководитель: Коваль Николай Николаевич, д. т. н., Зав. ЛПЭЭ, ИСЭ СО РАН

Адрес: 634055 пр. Академический 4, Институт сильноточной электроники СО РАН

Телефон: (3822) 25-87-13

E-Mail: ahmadeev@opee.hcei.tsc.ru стр. 432

Базарсадаев Баир Цыденжапович, аспирант 2-го года обучения

Восточно-Сибирский Государственный Технологический Университет, Механико-технологический факультет легкой пром.

Влияние потока газа на развитие отрицательного коронного разряда

Научный руководитель: Дандарон Гунга-Нимбу Бидьяевич, доктор физико-математических наук, зав. кафедры физики ВСГТУ, кафедра физики ВСГТУ

Адрес: 670031, Республика Бурятия, г. Улан-Удэ, БКМ, 21. к. 513

Телефон: (3012) 43-14-09

E-Mail: bazarsadaevbc@mail.ru стр. 434

Балданов Баир Батович, аспирант 2 - го курса обучения, ассистент.

Отдел физических проблем Бурятского НЦ СО РАН, Механико-технологический факультет легкой пром.

Отрицательный коронный разряд в электроположительном газе.

Научный руководитель: Дандарон Гунга - Нимбу Бидьяевич, Доктор физико-математических наук, Заведующий кафедрой физики ВСГТУ, Кафедра физики ВСГТУ

Адрес: Дандарон Г.-Н. Б.Базарсадаев Б. Ц., служ. - 670042, г. Улан-Удэ, ул. Ключевская, 40 `а`., Ранжуров Ц. В., Ринчинов А. П., Балданов Б. Б., служ.- 670042, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6

Телефон: (3012) 43-32-24

E-Mail: baibat@mail.ru стр. 436

Балханов Василий Карлович, м.н.с.

Отдел физических проблем при Президиуме Бурятского НЦ СО РАН, Отдел физических проблем

Вольтамперная характеристика низковольтногоотражательного разряда в эффекте полого катода

Научный руководитель: Нархинов Валерий Прокопьевич, к.т.н., ст.начн.сотр., Отдел физических проблем при Президиуме Бурятского НЦ СО РАН

Адрес: 670047, Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6

Телефон: (3012) 43-32-10

E-Mail: lab@rgp.bsc.buryatia.ru стр. 438

Басов Вадим Александрович, аспирант 2 года обучения

Рязанский Государственный Педагогический Университет, физико-математический

Исследование структурных изменений титана при обработке в электролитной плазме.

Научный руководитель: Степанов Владимир Анатольевич, доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой общей и теоретической физики, Рязанский Государственный Пед. Университет

Адрес: 390000 г. Рязань ул. Свободы, 46

Телефон: (0912) 77-38-43

E-Mail: bastrif@kolomna.ru стр. 439

Буряков Тимофей Игоревич, 2 курс

Новосибирский Государственный Университет, физический

Измерение кинетических коэффициентов переноса ионов в воздухе в электрическом поле

Научный руководитель: Макасы Алексей Леонидович, Кандидат технических наук, Заведующий лабораторией, Конструкторско-технологический институт геофизического и экологического приборостроения СО РАН

Адрес: 630055, г. Новосибирск-55, ул. Героев труда 33а, кв.32
Телефон: (3832)39-19-50
E-Mail: buryakov@uiggm.nsc.ru стр. 441

Веселовский Владимир Николаевич, аспирант
Красноярский Государственный Технический Университет, инженерно-физический
Метод получения нанокompозитных материалов при помощи дугового разряда низкого давления
Научный руководитель: Редькин Виктор Ефимович, к.т.н., профессор, зав. лабораторией, КГТУ
Адрес: 660074, г. Красноярск, ул. Акад. Киренского, 26
Телефон: (3912) 49-76-08
E-Mail: vladimir0404@mail.ru стр. 443

Внукова Наталья Григорьевич, м.н.с.
Институт Физики им. Л.В. Киренского СО РАН,
Исследование фуллереновых производных методом эмиссионной спектроскопии
Научный руководитель: Чурилов Григорий Николаевич, д.т.н., зав.лаб., Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН
Адрес: 660036, Красноярск, Академгородок, Институт физики
Телефон: (3912)49-44-49
E-Mail: churilov@iph.krasn.ru стр. 444

Григорьев Александр Валентинович, 2 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический
Плазменный ВЧ-громкоговоритель
Научный руководитель: Золкин Александр Степанович, Кандидат физико-математических наук, Доцент, Новосибирский Государственный Университет
Адрес: 630090, Терешковой 10, кв. 128.
E-Mail: avg91@ngs.ru стр. 447

Керимова Ирада Фаик кызы, аспирант
Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, физический
Исследование механизма поглощения ВЧ мощности в индуктивном разряде, помещенном во внешнее магнитное поле
Научный руководитель: Крайкина Елена Александровна, к. ф - м. н, доцент, МГУ им. М.В. Ломоносова
Адрес: 119234, г. Москва, Воробьевы горы, МГУ им. М.В. Ломоносова, ГЗ, В-948
Телефон: (095) 939-47-73
E-Mail: K-IRADA@RAMBLER.RU стр. 448

Кольман Евгения Викторовна, стажер-исследователь
Институт Электрофизики УрО РАН, институт электрофизики
Оценка выхода продуктов конверсии метана в импульсных разрядах атмосферного давления
Научный руководитель: Новоселов Юрий Николаевич, доктор физ-мат наук, заведующий лабораторией, Институт электрофизики УрО РАН
Адрес: 620016 Екатеринбург, Амундсена 106
E-Mail: kolman@iep.uran.ru стр. 449

Лопатин Владислав Александрович, аспирант 2 года
Красноярский Государственный Технический Университет, физико-технический
Исследование динамики разряда переменного тока
Научный руководитель: Чурилов Григорий Николаевич, д. т. н., зав. лаб., Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН
Адрес: 660036 Красноярск, Академгородок, Институт физики
Телефон: (3912)49-44-76
E-Mail: churilov@iph.krasn.ru стр. 452

Миловидова Татьяна Анатольевна, ассистент
Красноярский Государственный Технический Университет, инженерно-физический

Анализ процессов в МГД-генераторе с неравновесной проводимостью холловской и фарадеевской схем

Научный руководитель: Славин Вадим Соломонович, д.ф.-м.н., зав.кафедрой теплофизики КГТУ, КГТУ
Адрес: Красноярск, Красноярский Государственный технический университет, Киренского, 26
E-Mail: Slavin@fvt.krasn.ru стр. 454

Минаков Андрей Викторович, 4 курс

Красноярский Государственный Технический Университет, инженерно-физический

Численное моделирование нестационарных процессов протекающих в канале МГД - ускорителя использующего эффект Т-слоя

Научный руководитель: Кузоватов Игорь Анатольевич, к.ф.-м.н., доцент кафедры высшей математики, КГТУ

Адрес: Красноярск, Красноярский Государственный технический университет, Киренского, 26

E-Mail: Slavin@fvt.krasn.ru стр. 456

Михалёв Игорь Олегович, 3 курс

Красноярский Государственный Технический Университет, инженерно-физический

Преобразование тепловой энергии в электрическую при индукционном взаимодействии плазмы с внешним магнитным полем

Научный руководитель: Гаврилов Андрей Анатольевич, старший преподаватель Кафедры теплофизики, КГТУ

Адрес: Красноярск, Красноярский Государственный Технический Университет, Киренского, 26

Телефон: (3912) 69-23-96

E-Mail: half_elf@fromru.com стр. 457

Мухаева Дина Васильевна, м.н.с.

Бурятский Научный Центр СО РАН, Отдел физических проблем при Президиуме БНЦ СО РАН

Оптимальный режим возобновления углеродного катода, формирующегося из плазмообразующей среды

Научный руководитель: Дандарон Гунга-Нимбу Бидьяевич, доктор физико-математических наук, Зав. лабораторией плазменных процессов, Бурятский научный центр СО РАН

Адрес: 670042, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой 6

Телефон: (3012) 43-32-24

E-Mail: dmukh@ofpsrv.bsc.buryatia.ru стр. 459

Нестеров Денис Александрович, аспирант

Институт вычислительного моделирования СО РАН, Отдел вычислительной математики

Численная двумерная модель процессов взаимодействия в канале МГД генератора с Т-слоем

Научный руководитель: Васильев Евгений Николаевич, к. ф.-м.н, Старший научный сотрудник, ИВМ СО РАН

Адрес: 660094, г. Красноярск, ул. Щорса 53-96

Телефон: (3912) 63-76-56

E-Mail: Chief@vsptus.ru стр. 461

Новиков Павел Вадимович, инженер

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,

Исследование образования фуллеренов в углеродно-гелиевой плазме

Научный руководитель: Чурилов Григорий Николаевич, д. т. н., зав. лаб., Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН

Адрес: 660036 Красноярск, Академгородок, Институт физики

Телефон: (3912)49-44-76

E-Mail: churilov@iph.krasn.ru стр. 463

Почикаев Сергей Викторович, 4 курс

Красноярский Государственный Технический Университет, инженерно-физический

Влияние эффекта Холла на ионизационно - рекомбинационную кинетику неравновесного плазменного слоя

Научный руководитель: Кузоватов Игорь Анатольевич, к.ф.-м.н., доцент кафедры высшей математики, КГТУ

Адрес: Красноярск, Красноярский Государственный технический университет, Киренского, 26

E-Mail: Slavin@fvt.krasn.ru стр. 465

Проскурин Александр Викторович, 2 к. магистратуры
Алтайский Государственный Университет, физико-технический

Влияние Эффекта Холла на ионизационно – рекомбинационную кинетику неравновесного плазменного слоя

Научный руководитель: Сагалаков А.М., д.ф.-м.н., Зав. каф. эксп. физики, АГУ

Адрес: 656060, Алтайский край, Барнаул, Юрина 246-27

E-Mail: proskurin.574@phys.dcn-asu.ru стр. 465

Рагимханов Гаджимирза Балагланович, м.н.с.
Дагестанский Государственный Университет, физический

Кинетика формирования оптического излучения объемного разряда в парогазовой смеси гелия

Научный руководитель: Курбанисмаилов Вали |Сулейманович, к.ф. -м. н., доцент, физический факультет Даггосуниверситета

Адрес: г.Махачкала, ул. М.Гаджиева 43 -а, Даггосуниверситет, физический факультет

E-Mail: abogatyrv@mail.ru стр. 466

Рагимханов Гаджимирза Балагланович, м.н.с.
Дагестанский Государственный Университет, физический

Релаксация средней энергии электронов в разряде гелия с парами материала электродов

Научный руководитель: Курбанисмаилов Вали |Сулейманович, к.ф. -м. н., доцент, физический факультет Даггосуниверситета

Адрес: г.Махачкала, ул. М.Гаджиева 43 -а, Даггосуниверситет, физический факультет

E-Mail: abogatyrv@mail.ru стр. 469

Рагимханов Гаджимирза Балагланович, м.н.с.
Дагестанский Государственный Университет, физический

Электродинамические характеристики импульсного разряда с предьонизацией

Научный руководитель: Курбанисмаилов Вали |Сулейманович, к.ф. -м. н., доцент, физический факультет Даггосуниверситета

Адрес: г.Махачкала, ул. М.Гаджиева 43 -а, Даггосуниверситет, физический факультет

E-Mail: abogatyrv@mail.ru стр. 471

Рамазанов Сиражудин Абдуллаевич, аспирант 1 года обучения
Дагестанский Государственный Университет, физический

Ионизационные процессы в стационарном и проточном гелии

Научный руководитель: Кишов Магомед-Расул Гаджиевич, доктор физико-математических наук, профессор, физический факультет, Даггосуниверситет

Адрес: р.Дагестан, г.Махачкала, ул.М.Гаджиева 43-а, физический факультет

E-Mail: abogatyrv@mail.ru стр. 473

Ранжуров Цыремпил Валерьевич, м.н.с.

Бурятский Научный Центр СО РАН, Отдел физических проблем при Президиуме БНЦ СО РАН

Плазменный способ получения монооксида кремния

Научный руководитель: Дандарон Гунга-Нимбу Бидьяевич, доктор физико-математических наук, зав. лабораторией плазменных процессов, Отдел физических проблем БНЦ СО РАН

Адрес: 670042, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6

E-Mail: ts_ranjurov@mail.ru стр. 474

Савелова Елена Павловна, аспирант

Ульяновский Государственный Университет, физико-технический

Модель волновых процессов в самогравитирующем слое плазмы в магнитном поле

Научный руководитель: Журавлев Виктор Михайлович, доктор физико-математических наук, декан, УлГУ

Адрес: 432067 г. Ульяновск, б-р Фестивальный, дом 17, кв. 67
Телефон: (8422)20-80-08
E-Mail: SEP_22.12.79@rambler.ru стр. 477

Савкин Константин Петрович, аспирант
Томский Университет Систем Управления и Радиоэлектроники (ТУСУР), Общего Фундаментального Образования (ОФО)

Генерация ионов металлов и плазменных потоков в устройствах на основе вакуумного дугового разряда.

Научный руководитель: Окс Ефим Михайлович, доктор технических наук, заведующий кафедрой, Томский Университет Систем Управления и Радиоэлектроники (ТУСУР), кафедра Физики.
Адрес: 634050, г. Томск, ул. Ленина, 40.
Телефон: (3822)41-33-69
E-Mail: savkin@mail2000.ru стр. 478

Саенко Вячеслав Владимирович, преподаватель
Ульяновский Государственный Университет, физико-технический

Применение дробно-устойчивых распределений для описания локального флуктуационного потока частиц в магнитоактивной плазме

Научный руководитель: Учайкин В. В., д.ф.-м.н., профессор, УлГУ
Адрес: 462067, г. Ульяновск, пр. Ульяновский, д. 5, кв. 238
Телефон: (8422) 29-45-47
E-Mail: saenkoslava@mail.ru стр. 480

Сорокин Алексей Валерьевич, 6 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический

Мощный инжектор атомов водорода для нагрева плазмы в магнитных ловушках

Научный руководитель: Дейчули П.П., к.ф.-м.н, с.н.с., Институт ядерной физики им. Будкера, г. Новосибирск
Адрес: 630090, Новосибирск, ул. Пирогова 14-407
E-Mail: sorokin_av@ngs.ru стр. 482

Финников Константин Андреевич, старший преподаватель кафедры теплофизики КГТУ
Красноярский Государственный Технический Университет, инженерно-физический

МГД-генератор замкнутого цикла для солнечной космической энергоустановки

Научный руководитель: Славин Вадим Соломонович, д.ф.-м.н., заведующий кафедрой теплофизики, КГТУ
Адрес: Красноярск, Красноярский Государственный технический университет, Киренского, 26
E-Mail: Slavin@fvt.krasn.ru стр. 483

Чурилов Григорий Николаевич, зав. лаб.

Институт Физики им. Л.В. Киренского СО РАН, лаб. аналитических методов исследования вещества

Управляемый плазмохимический синтез фуллеренов и фуллереновых производных

Адрес: 660036, Красноярск, Академгородок, Институт физики
Телефон: (3912)49-44-49
E-Mail: churilov@iph.krasn.ru стр. 484

Шандриков Максим Валентинович, 2 (аспирант)

Институт Сильноточной Электроники СО РАН, Лаборатория плазменных источников

Генераторы объемной газоразрядной плазмы технологического назначения

Научный руководитель: А.В.Визирь, к.т.н, н.с, Лаборатория плазменных источников Института сильноточной электроники СО РАН
Адрес: 634055, г.Томск, пр.Академический 4
Телефон: (3822) 25-87-76
E-Mail: shandrikov@opee.hcei.tsc.ru стр. 486

Упрочнение поверхности стали в азото-водородной плазме дуги низкого давления

Ахмадеев Юрий Халяфович

Институт сильноточной электроники СО РАН

Коваль Николай Николаевич, д.т.н.

Ahmadeev@opee.hcei.tsc.ru

Азотирование конструкционных и инструментальных сталей с целью повышения коррозионной стойкости и микротвердости широко используется в машиностроении. Наиболее часто применяющийся для ионного азотирования тлеющий разряд имеет ряд существенных недостатков: высокое напряжение горения, длительность процесса и необходимость добавления водорода в рабочую газовую смесь как для связывания кислорода, присутствующего в объеме камеры при высоком давлении газа (100-500 Па), так и для прохождения восстановительных реакций с оксидами на поверхности нагреваемых деталей.

В работе [1] исследованы структура, микротвердость и трибологические свойства поверхностных слоев конструкционных среднеуглеродистых сталей 45 и 40Х, полученных ионным азотированием в плазме несамостоятельного дугового разряда низкого давления. Азотирование проводилось при напуске чистого азота до давления $p = 0,3$ Па без введения в разрядную камеру водорода. Микротвердость и глубина диффузионной зоны как в дуговом, так и в тлеющем разрядах одинаковы и изменялись от 650 до 250 кг/мм² в пределах 300 мкм соответственно. Толщина нитридного слоя Fe₄N, сформированного в дуговом разряде низкого давления в течение 5 ч при токе разряда $I_p = 50$ А и напряжении смещения $U_{см} = -600$ В составляла 9-12 мкм, что в 2-3 раза превышает толщину слоя этой же фазы после азотирования в тлеющем разряде азото-водородной газовой смеси при одинаковых температурах и временах обработки. Был сделан вывод, что для азотирования без введения водорода энергия ионов азота должна превышать некоторый порог, равный значению энергии диссоциации оксидов железа. Величина этой пороговой энергии составила ~150эВ. Известно, что при ионной бомбардировке стальной поверхности она нагревается и растравливается (изменяется шероховатость). В некоторых технологических случаях это недопустимо. Поэтому была поставлена задача: провести азотирование в дуговом разряде низкого давления, но при низких значениях кинетической энергии ионов, бомбардирующих поверхность образца. С этой целью был изменен состав рабочей газовой среды. По аналогии с тлеющим разрядом к азоту был добавлен водород (в процентном соотношении 80% азота и 20% водорода) для борьбы с окислами.

В данной работе были проведены исследования процесса азотирования поверхности стали в азото-водородной плазме низкого давления. Для создания однородной плазмы использовался газоразрядный плазмодгенератор "ПИНК" (плазменный источник с накаливаемым катодом) на основе несамостоятельного дугового разряда низкого давления с накаливаемым катодом [2]. В камере объемом ~0,2 м³ создавалась плазма с концентрацией $n = (10^{10} \div 10^{11})$ см⁻³. Исследуемые образцы диаметром 20 мм и высотой 10 мм, изготовленные из стали 40Х (0,4% С; 1,0% Cr) с ферритно-перлитной структурой, перед установкой в рабочую камеру подвергались

механической обработке, включая полировку, и очищались от органических загрязнений в ультразвуковой ванне.

Микроструктура поверхности образцов исследовалась на металлографическом микроскопе ММР-4. Микротвердость на поверхности обработанных образцов и на поверхностных шлифах измерялась прибором ПМТ-3 при нагрузках на индентор 50 и 100 грамм.

Азотирование образцов из стали 40Х проводилось при токе разряда 100 А, напряжении горения 49 В и напуске смеси газов азота и водорода до давления $p = 0,44$ Па. На образец подавалось отрицательное смещение $U_{см} = -100$ В. Проведенные металлографические исследования выявили наличие на поверхности сплошного белого слоя Fe_4N толщиной $2 \div 2,5$ мкм, с твердостью $HV = 420$ кг/мм². Под ним располагается твердый раствор азота в феррите. Он состоит из светлых зерен, перемешанных с темными зернами перлита. Микротвердость твердого раствора азота в феррите изменяется от 420 до 210 кг/мм² (см. рис.1).

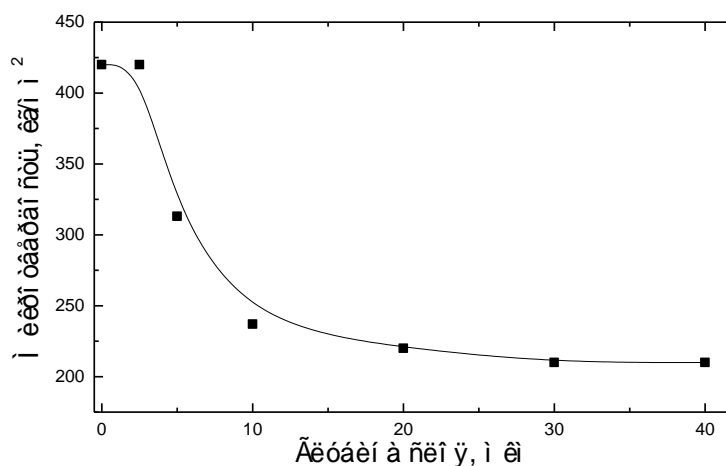


Рис. 1. Изменение микротвердости по глубине азотированных, образцов

По итогам работы можно сделать следующие выводы.

В дуговом разряде низкого давления, при давлении 0,44 Па и подаче на обрабатываемое изделие отрицательного смещения 100 В, процесс азотирования, с введением водорода, осуществляется, тогда как при прочих равных условиях, но без добавления водорода, азотирования не происходит.

Добавление водорода в плазму несамостоятельного дугового разряда способствует снижению значения напряжения смещения в процессе азотирования, что в свою очередь исключает травление азотируемой поверхности и при увеличении прочности и твердости модифицированного диффузионного слоя позволяет сохранить начальный микрорельеф поверхности.

Список публикаций:

- [1] Щанин П.М., Коваль Н.Н., Гончаренко И.М., Григорьев С.В., ФХОМ, №3, 16-19 (2001).
- [2] Винтизенко Л.Г., Григорьев С.В., Коваль Н.Н., Толкачев В.С., Лопатин И.В., Щанин П.М., Изв.ВУЗов. Физика, №9, 28-35 (2001).

Влияние потока газа на развитие отрицательного коронного разряда

Базарсадаев Баир Цыденжапович

Дандарон Гунга-Нимбу Бидьяевич, Ранжуров Цыремпил Валерьевич,

Ринчинов Александр Пурбуевич, Балданов Баир Батоевич

Восточно-Сибирский Государственный Технологический Университет

Дандарон Гунга-Нимбу Бидьяевич, д.ф-м.н.

bazarsadaevbc@mail.ru

Одним из новых направлений исследований в изучении коронного разряда (КР) является исследование его характеристик в потоке газа, что имеет большое практическое значение в связи с разработкой различных электрогидродинамических устройств. Движение среды оказывает влияние на распределение поля в зоне разряда и на его вольтамперную характеристику (ВАХ). В большинстве теоретических и экспериментальных исследований КР газовая среда предполагается неподвижной. Исследование особенностей КР при его обдуве газодинамическим потоком, начаты относительно недавно. Получены некоторые обобщенные ВАХ при наличии обдува, изучено влияние газодинамического потока на потенциал зажигания КР, созданы электрогидродинамические устройства, основанные на эффекте обдува КР. Однако практическое приложение, требует более углубленного изучения эффектов протекания КР в движущейся среде. Целью данной работы является исследование влияния потока на характеристики отрицательного коронного разряда (ОКР).

Исследования проводились в системе острие - плоскость. Электроды помещены внутрь кварцевой трубки диаметром - 7 см. и длиной - 19 см. Катод представляет собой вольфрамовый стержень с острием на конце (угол между образующей конуса и осью стержня составляет 15° , радиус острия – 25 мкм.). Анодом является стальная пластина диаметром 5,5 см. Расстояние между острием катода и плоскостью анода составляет 3 см. Система ввода и вывода позволяет организовать движение газа вдоль оси стержня со стороны катода в сторону анода. В экспериментах использовался особо чистый аргон с 0,001 % содержанием примеси (ГОСТ 10157-79). Источником питания служит высоковольтный выпрямитель ВС-20-10 с плавно регулируемым напряжением от 0 до

20 киловольт. Расход аргона G регулируется с помощью ротаметра РМФ 04-01 ЖУС в пределах от 0 до 100 л/ч. Балластное сопротивление во внешней цепи составляет 37 МОм. Ток в цепи регистрируется микроамперметром М 906. Временная характеристика $I(t)$ регистрируется осциллографом С1-65.

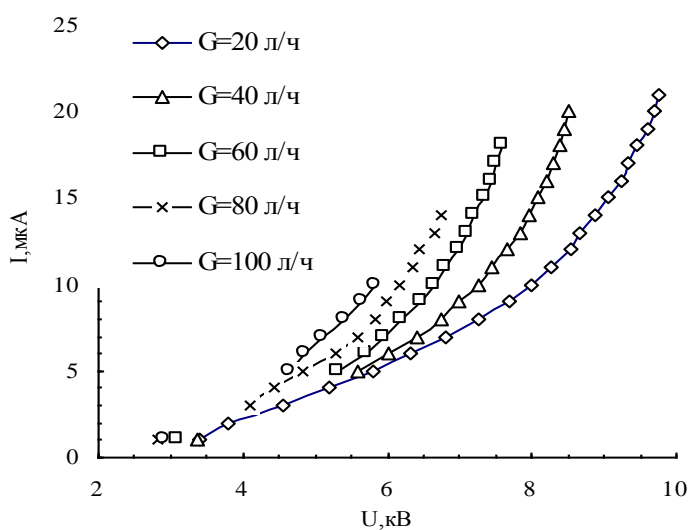


Рис.1

Полученные в ходе опытов ВАХ при разных расходах приведены на рис. 1. Как видно на графике при увеличении G наклон кривой ВАХ увеличивается и наблюдается

расслоение кривых с увеличением тока разряда.

Наблюдается 3 стадии развития ОКР такие как: вспышечная корона (наблюдается нерегулярные импульсы тока); корона с регулярными импульсами тока (наблюдается регулярные импульсы); и стационарная корона без импульсов.

Установлено влияние потока газа на границы существования ОКР. Например, при расходе газа $G=20$ л/ч токи, при котором наблюдаются неустойчивости разряда и переход коронного разряда в искру больше чем токи перехода при $G=40$ л/ч. При увеличении расхода газа коронный разряд зажигается при меньших напряжениях.

Также нами было замечено изменение формы сигнала импульсов тока $I(t)$ при изменении расхода газа. На рис.2 представлены фотографии осциллограммы импульсов тока при различных значениях расхода газа.

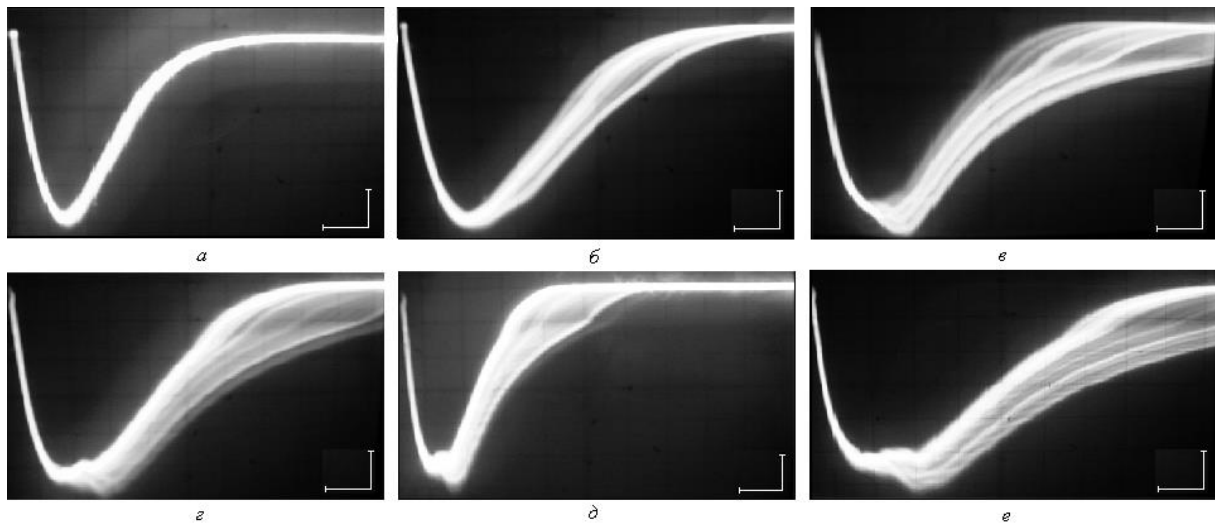


Рис.2

Каждая фотография имеет свой масштаб, по горизонтали расположена шкала времени по вертикали шкала тока. Характеристики разряда и масштаб для каждой фотографии представлены в таблице:

Рис.2	Напряжение при котором сделана фотография (кВ)	Расход газа (л/ч)	Значение 1 дел. шкалы времени (мкс)	Значение 1 дел. Шкалы тока (мкА)
а	8,04	20	2	10
б	9,04	20	2	10
в	8,04	40	2	10
г	7,14	60	2	10
д	6,06	80	5	10
е	3,38	100	5	10

При практически постоянной амплитуде тока на форме сигналов (осциллограммах тока) появляются дополнительные выпуклости.

Таким образом, в ходе работы установлено, что поток газа оказывает существенное влияние на энергетику ОКР и на внутренние процессы развития разряда.

Отрицательный коронный разряд в электроположительном газе.

Балданов Баир Батоевич

Дандарон Гунга-Нимбу Бидьяевич, Ранжуров Цыремпил Валерьевич,

Ринчинов Александр Пурбуевич, Базарсадаев Баир Цыденжапович

Восточно-Сибирский государственный технологический университет

Дандарон Гунга-Нимбу Бидьяевич, д.ф-м.н.

baibat@mail.ru

Изучение процессов, протекающих в отрицательном коронном разряде (ОКР), представляется важным как с научной, так и практической точек зрения. Научный интерес обусловлен тем, что ОКР в воздухе и различных смесях газов характеризуется регулярными импульсами тока, составляющих одну из интересных особенностей короны, природа которых раскрыта не полностью.

Исследование механизма развития коронного разряда в молекулярных газах обусловлено многообразием различных элементарных процессов. Из анализа данных литературы следует, что изучение ОКР в электроположительных атомарных газах позволяет значительно сузить номенклатуру учитываемых элементарных процессов. В связи с этим, исследование механизмов приводящих к возникновению ОКР в электроположительном атомарном газе и явлений, его сопровождающих, представляется важной задачей.

Широкое использование ОКР при постоянном напряжении в различного рода устройствах и технологиях, таких как электрофильтры, плазмохимические реакторы, ставит задачи оптимизации параметров их рабочих режимов, а также поиска новых областей применения.

Впервые прерывистый характер тока отрицательной короны был обнаружен Тричелем. Импульсы Тричели, возникающие в ОКР при постоянном напряжении, наиболее полно изучены экспериментально и теоретически для разряда в воздухе. Исследование импульсов Тричели продолжается до сих пор. Установлено, что импульсы тока обусловлены нестационарностью тлеющего катодного слоя короны при малых токах, так что собственно отрицательные ионы играют второстепенную роль в генерации импульсов Тричели. Обнаружение импульсов Тричели в электроположительных газах (аргон, гелий и т. д.) требует применения определенных экспериментальных методов. Нами обнаружены импульсы Тричели ОКР при постоянном напряжении в потоке аргона в геометрии острие – плоскость при атмосферном давлении.

ОКР зажигался в разрядной камере, представляющей собой стеклянную колбу в форме цилиндра, с внутренним диаметром 9,5 см и высотой 10 см, двух трубок диаметром 4 мм для ввода и вывода аргона. Система электродов устанавливалась на диэлектрических подставках в разрядной камере, и состояла из вольфрамового стержня (конус с углом между осью и образующей $\alpha = 15^\circ$, радиус острия $r = 25$ мкм) и плоскости на расстоянии $d = 4$ см (стальная пластинка диаметром 9,5 см).

В экспериментах использовался особо чистый аргон 99,999 Ar (ГОСТ 10157–79).

Для питания короны использовался стабилизированный источник ВС-20-10 с плавным регулируемым напряжением до 20 кВ. Напряжение на межэлектродном промежутке измерялось универсальным вольтметром В7-21А с помощью калиброванного высоковольтного делителя с соотношением плеч 1 : 1000. Балластное сопротивление во внешней цепи составляет 37 МОм. Усредненный ток короны измерялся стрелочным микроамперметром М906. Токвые пульсации короны

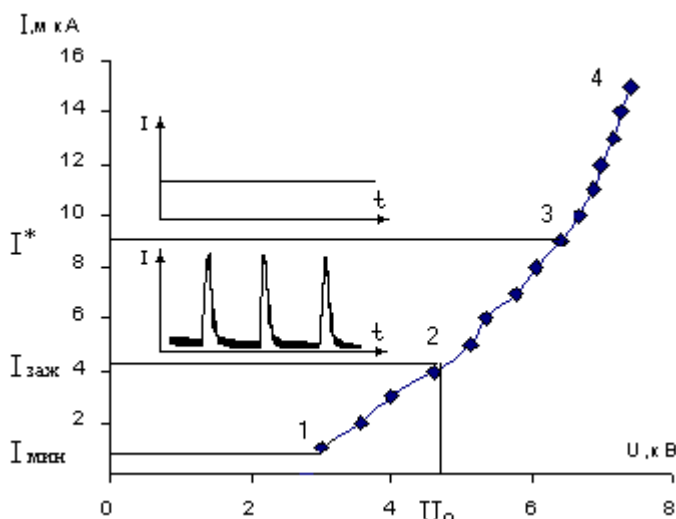


Рис.1

регистрировались аналоговым осциллографом С1-65. Величина потока аргона регулируется ротаметром РМФ 04-01 ЖУС до 100 л/ч.

Из вольтамперной характеристики (ВАХ) ОКР представленной на графике (рис.) видно, что зависимость тока от напряжения является квадратичной, что соответствует известным аппроксимациям ВАХ коронного разряда.

В ходе экспериментов установлено, что, если после зажигания короны уменьшать приложенное напряжение, то

корона существует и при токах, меньших $I_{зак}$ (участок 1-2).

Детальные исследования позволили установить три зоны существования ОКР в потоке аргона:

Стационарный ОКР с регулярными импульсами тока (участок 2-3)

С помощью осциллографа с ждущей разверткой изучались импульсы тока и частоты на расстоянии $d = 4$ см и расходе газа $G = 80$ л/ч. Импульсы ОКР в потоке аргона носят регулярный характер. Амплитуда импульсов тока составляет ~ 50 мкА, длительность импульса тока $\sim 0,35$ мс, фронт импульса тока $\sim 5,5$ мкс.

Стационарный разряд без импульсов тока (участок 3-4).

При напряжении 6,5 кВ и силе тока $I = 8-9$ мкА частота импульсов увеличивается, и при дальнейшем увеличении напряжения происходит скачкообразный переход к стационарному разряду без импульсов тока. При этом происходит резкая перестройка пространственной структуры свечения коронирующего острия. В ОКР с регулярными импульсами на острие наблюдается яркое пятно, над которым располагается *венчик* широко расходящегося к аноду диффузного свечения. При достижении $I \geq I^*$ (переход к стационарной короне т.2 на граф.) поперечный размер коронирующего слоя заметно уменьшается.

Участок 1-2 характеризуется нерегулярными импульсами тока, что свидетельствует о затухании коронного разряда.

В результате проведенных исследований установлено, что ОКР в потоке аргона при атмосферном давлении имеет 3 стадии развития.

Вольтамперная характеристика низковольтного отражательного разряда в эффекте полого катода

Балханов Василий Карлович

Отдел физических проблем при Президиуме Бурятского НЦ СО РАН

lab@rgp.bsc.buryatia.ru

Отличительная особенность вольтамперной характеристики (ВАХ) низковольтного отражательного разряда (рис. 1) состоит в следующем. На начальном участке АВ происходит степенной рост тока от напряжения, в соответствии с

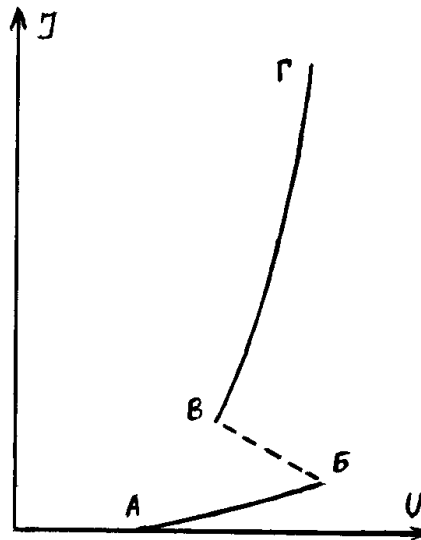


Рис. 1

известным "законом $3/2$ ", и называемая обычной формой отражательного разряда. Затем, при достижении некоторого максимального напряжения (точка Б), происходит срыв – при незначительном падении напряжения происходит резкий, на порядок, рост тока (участок Б - В). После чего изменение тока с напряжением приобретает экспоненциальный характер (линия ВГ). Низковольтный отражательный разряд обычно реализуется в ячейке Пеннинга (ЯП). ЯП представляет собой металлический цилиндр, вместе с одним из осевых стенок служит катодом. Противоположный торец является анодом. Внутри ячейки создают низкотемпературную плазму, подразумевая под этим такую температуру, что она порядка первого ионизационного потенциала используемого газа, при этом нежелательно достижения второго ионизационного потенциала. Такое ограничение связано с тем, что если температура превысит второй ионизационный потенциал, то концентрация электронов (степень ионизации) уменьшится, что ухудшит технологическое назначение плазменных приборов, основанных на ЯП. Для увеличения степени ионизации ячейку помещают в поперечное или продольное относительно оси цилиндра магнитное поле. После окончания устанавливающих стационарное состояние релаксационных процессов, наблюдается ВАХ (рис. 1). ВАХ отражательного разряда начинается не с нуля, а с некоторого конечного значения, связанного с прикатодным падением потенциала.

В точке Б происходит срыв, идущий настолько быстро, что подробное исследование данного участка пока не представляется возможным. Качественно участок Б - В описывается следующим образом. Перекрещенные электрическое и магнитное поля создают благоприятные условия для повышения степени ионизации газа в полости ЯП. В результате происходит резкая перестройка разряда,

сопровождается существенным увеличением тока и незначительным снижением напряжения горения. Затем в промежутке между катодом и анодом визуально наблюдается ярко светящийся плазменный шнур. На ВАХ происходит экспоненциальный рост по линии ВГ, такое поведение называют эффектом полого катода (ЭПК). Низковольтный отражательный разряд переходит к отражательному разряду с полым катодом.

Наличие возникающего в ЭПК плазменного шнура, цилиндрическая симметрия ЯП позволяет для описания ВАХ на участке ВГ использовать модель коаксильного конденсатора. Плазменный шнур возникает благодаря сжатию столба разряда. Рациональное сочетание электрического и магнитного полей в системе приводит к значительному удлинению электрических путей, т.е. плазменного шнура.

Стоит заметить следующее. Небольшие неоднородности в конструкции ЯП, распределении полей и других факторов приводит к тому, что плазменный шнур, служащий нижней обкладкой коаксильного конденсатора, начинает изгибаться с частотой, более 300 кГц. Коаксильный конденсатор, имея определенную емкость, и сопротивление как производную напряжения по току, обладает собственной частотой. И здесь для технологических целей, подразумевающих наличие стабильного плазменного шнура, важно, чтобы собственная частота не совпадала с частотой изгиба шнура, в противном случае наступит резонанс. Так, в упоминаемых работах собственная частота оказалась более чем на порядок меньше частоты 300 кГц.

Для коаксильного конденсатора радиальная напряженность электрического поля $E \sim 1/r$, где r - радиальная координата, отсчитываемая от оси цилиндра, потенциал

$\varphi \sim -\ln(r)$. Исключая r , получаем $E \sim \exp(\varphi)$. Здесь напряженность можно связать с током, так - что окончательно приходим к экспоненциальной ВАХ для отражательного разряда с полым катодом.

Список публикаций:

- [1] Крейнделъ Ю.Б. Плазменные электронные источники на основе отражательного разряда с полым катодом // Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков. Новосибирск: Наука. 1976. С.113-130.
- [2] Нархинов В.П., Семенов А.П., Балханов В.К. Низковольтный отражательный разряд в электродной структуре стержневых полых катодов с общим анодом // Электротехника. 2002. №9. С.50-53.
- [3] Балханов В.К, Нархинов В.П. Стержневые полые катоды с общим анодом как система коаксильных конденсаторов // Горный информационно-аналитический бюллетень. 2002. №12. С.50-52.
- [4] Morse D.L. Plasma rotation in a hollow – cathode discharge. “Phys. Fluids” .83. 516-522. (1965).

Исследование структурных изменений титана при обработке в электролитной плазме.

Басов Вадим Александрович

Рязанский Государственный Педагогический Университет

Степанов Владимир Анатольевич, д.ф-м. н.

bastrif@kolomna.ru

На сегодняшний день актуальна проблема утилизации титаносодержащих отходов, в частности титановой стружки. Одним из вариантов решения этой проблемы является их переработка в порошкообразные карбиды, бориды и нитриды титана,

которые могут быть использованы для синтеза твёрдых сплавов. Реализация этого способа предполагает использование мелкодисперсных порошков. Титан – материал достаточно пластичный, и измельчение титановой стружки - сложная технологическая задача.

Анализ существующих методов формирования физико-химических свойств материалов и возможностей электротехнологии показал, что использование нагрева в электролитной плазме для решения данной проблемы наиболее перспективно.

Структурная схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Отрицательный потенциал поступает на обрабатываемый образец титана, являющегося катодом, закреплённого в системе погружения. Для прохождения тока управляющий сигнал с реле времени подаётся на систему погружения. Протекающий через электролит ток приводит к возникновению газового разряда на катоде. Электрические параметры процесса контролируются амперметром и вольтметром.

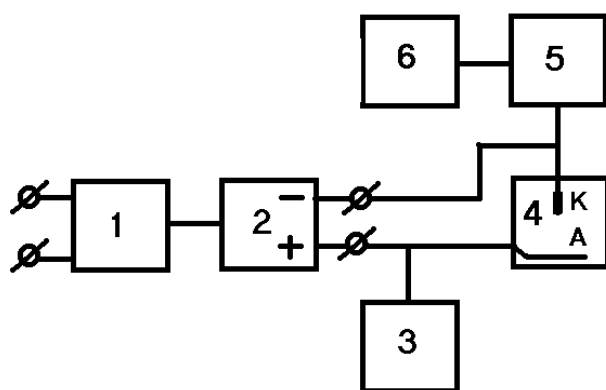


Рис.1 Структурная схема установки: 1- регулятор напряжения; 2- выпрямитель; 3- блок измерения тока и напряжения; 4- электролитическая ванна; 5- система погружения; 6- реле времени; К- катод; А- анод.

Опыты проводились на цилиндрических образцах ($d=1$ мм) из сплава ВТ-1. В качестве электролита использовались водные растворы NaHCO_3 с концентрациями 5%, 10% и 15%. Выбор именно этого электролита обусловлен его высокой электропроводностью, отсутствием нерастворимых продуктов при электролизе, доступность и безвредность.

Для исследования структурных изменений

титана проводились металлографические исследования и рентгенофазовый анализ.

Металлографические исследования микроструктуры титана проводились на микроскопе МИМ-7. Образцы предварительно подвергались электрополировке и травлению. Электрополировка осуществлялась при плотности тока 1 А/см^2 в течении 1 минуты при температуре 30°C в электролите состава:

- плавиковая кислота – 150 мл.
- серная кислота – 350 мл
- глицерин- 100 мл.

Для выявления микроструктуры использовался травитель состава:

- плавиковая кислота – 1 о.ч.
- серная кислота – 1 о.ч.
- вода- 2 о.ч..

выдержка образцов 30 сек., промывка водой, спиртом, сушка.

Рентгенофазовый анализ проводился на дифрактометре Дрон-3 в $\text{CuK}\alpha$ излучении.

В экспериментах обработка титана в электролитной плазме проводилась при различных режимах. Варьирование режимов осуществлялось путем изменения межэлектродного напряжения, температуры электролита, концентрации электролита, времени обработки.

Проведённое исследование позволило установить следующие факты.

В результате обработки структура исходного титана, состоящая из преимущественно нерекристаллизованных областей, становится пластинчатой. Появляются сравнительно крупные β -зёрна, окаймлённые по границам α -оторочкой. Внутренний объём зерен расчленён α -пластинами.

Нагрев титана в электролитной плазме сопровождается активной диффузией кислорода, определяющей образование и рост слоя рутила (TiO_2). Скорость образования слоя достаточно высока и в некоторых режимах может достигать $2 \cdot 10^{-3}$ мм/сек.

Обработка образца приводит к его охрупчиванию. Оно является следствием как роста зерна, так и диффузии кислорода. При длительном нагреве (до 5 мин.) образец легко размалывается в порошок. Рентгенофазовый анализ порошка показал, что он является рутилом.

Измерение кинетических коэффициентов переноса ионов в воздухе в электрическом поле

Буряков Тимофей Игоревич

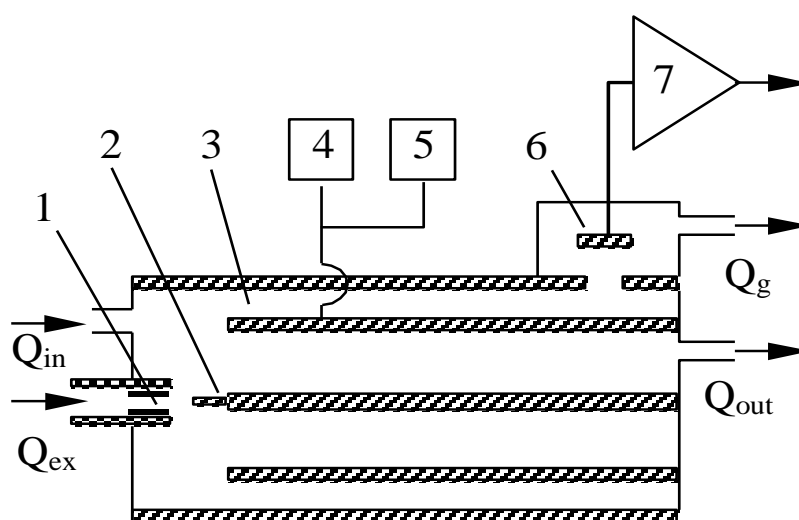
Ткачев Евгений Николаевич

Новосибирский Государственный Университет

Макась Алексей Леонидович, к.т.н.

buryakov@uiggm.nsc.ru

Объектом исследования данной работы являлись коэффициенты переноса ионов в газе: коэффициент подвижности, скорость дрейфа и эффективная температура, в зависимости от параметра E/N , где E -напряженность электрического поля, N -плотность газа.



Исследованы три вещества: анилин, диметиланилин (ДМА) и диэтиланилин (ДЭА).

Все эксперименты проводились в воздухе при атмосферном давлении. Паро-воздушные смеси веществ получали при пропускании очищенного воздуха через кювету, в которую была помещена

Рис.1.

диффузионная трубка, содержащая исследуемое вещество. При подаче паро-воздушной смеси в камеру ионизации (1) (см. рис.1) под действием частиц β -источника образуются ионы. Вытягивающий электрод (2) обеспечивает транспортировку ионов из камеры ионизации (1) в дрейфовую камеру (3), образованную между двумя коаксиальными электродами. Нейтральные частицы уносятся вместе с потоком воздуха (Q_{out}). Далее, ионы определенного сорта под действием переменного периодического несимметричного по полярности напряжения (U_d), вырабатываемого генератором (4), и

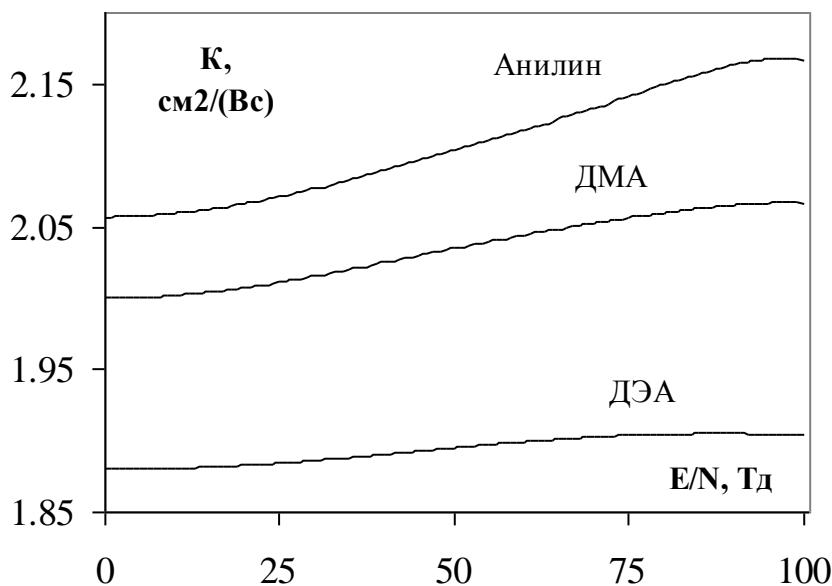


Рис.2

компенсирующего напряжения (U_c), вырабатываемого генератором (5), в потоке газа-носителя (Q_g) попадают на коллектор (6), регистрируются в виде ионного тока электрометром (7). Остальные типы ионов рекомбинируют на поверхности электродов камеры разделения.

В ходе работы:

1. Исследованы зависимости напряжения компенсации U_c от амплитуды несимметричного по полярности напряжения

U_d .

2. По зависимостям $U_c(U_d)$ определены зависимости приращения коэффициента подвижности α от параметра E/N . При этом был использован метод наименьших квадратов.

3. По зависимостям $\alpha(E/N)$ были рассчитаны коэффициенты подвижности (K) (см. рис.2), скорости дрейфа и эффективная температура для ионов исследуемых веществ.

Метод получения нанокompозитных материалов при помощи дугового разряда низкого давления

Веселовский Владимир Николаевич

Ушаков Анатолий Васильевич

Красноярский Государственный Технический Университет

Редькин Виктор Ефимович, к.т.н.

Vladimir0404@mail.ru

Массовое применение ультрадисперсных порошков (УДП) в материалах и технологиях различного назначения, обусловленное их необычными характеристиками и возможностью достижения высоких, а в некоторых, случаях уникальных физико-механических, технологических и эксплуатационных свойств не вызывает сомнений. Но внедрение УДП во многих случаях ограничивается низкой производительностью процессов, неоднородным распределением смешанных порошков по объему готового изделия, наличием примесей и высокой себестоимостью.

Одним из наиболее важных условий получения высоких эксплуатационных характеристик порошковых изделий является равномерное распределение всех составляющих компонентов по объему материала, обеспечивающее однородность структуры. С этой целью был разработан способ допирования (введения и равномерного распределение допирующих частиц в ультрадисперсном порошке) ультрадисперсных порошков наночастицами металлов, а также их соединениями с кислородом, азотом, углеродом и т.д. Метод и установка для получения нанопорошков в плазме дугового разряда низкого давления подробно описаны в [1,2]. Установка и устройство для допирования УД порошков представлены ниже (см. рис.1).

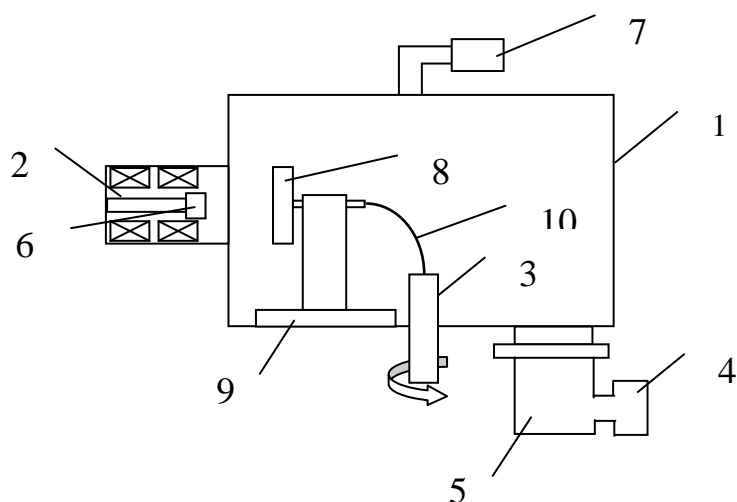


Рис.1

Объем рабочей камеры 1 составляет $0,16 \text{ м}^3$. Стенки камеры 1, испаритель 2, приводной вал 3 охлаждаются при помощи водяной рубашки. Вакуумная откачка осуществляется форвакуумным насосом 4 и диффузионным насосом 5, который создает разрежение в системе $5 \times 10^{-5} \text{ Па}$.

Катод 6 был выполнен из титана марки ВТ1-00. Для подачи газа использовался игольчатый натекатель 7, позволяющий плавно регулировать давление в камере в пределах 10^{-2} -100 Па. В качестве рабочей среды использовались аргон, азот, кислород и т.д., а также смеси исходных газов. Использовался дуговой испаритель с током разряда 100 А. Для исследования влияния на процесс допирования магнитного поля вокруг катода намотана катушка индуктивности, с помощью которой может быть создано

аксиальное магнитное поле напряженностью до 0,5 Тл. Перемешивание допируемого порошка производилось в устройстве 8, изолированного от камеры изолятором 9. Вращение на перемешивающее устройство 8 передавалось от приводного вала 3 посредством гибкого вала 10.

Представленный способ был применен для допирования УДП меди наночастицами нитрида титана. Использовался УДП меди полученный электролитическим методом с размером частиц 40-50 мкм.

Камера вакуумировалась до остаточного давления 1 мПа, после чего в нее с помощью игольчатого натекаателя напускалась газовая смесь 20%N₂+80%Ar. Допирование производилось при двух давлениях газовой смеси: 0,1 Па (образец №1) и 32 Па (образец №2). Перед испарением катод нагревался до 700°С. Скорость испарения измерялась экспериментально по убыли катода и равнялась соответственно 8 и 9 г/мин. Испаренные частицы титана взаимодействуя с азотом конденсировались на частицы порошка меди. Перемешивание порошка меди производилось в устройстве 8 на которое подавалось напряжение смещения 350В. Морфологический, гранулометрический и структурный анализ проводился при помощи электронной просвечивающей и растровой микроскопии, рентгеноструктурного анализа. Изменяя различные параметры допирования, такие как ток разряда, напряженность продольного магнитного поля, скорость перемешивания порошка, давления газа исследовались размер допирующих частиц и их распределение по объему допируемого порошка. Исследования показали, что увеличение давление газа и продольного магнитного поля ведет к уменьшению размера допирующих частиц. Методом электронной микроскопии было обнаружено, что средний размер частиц составляет 27 (№1) и 8 (№2) нм, но обнаружены также более мелкие частицы, осажденные в виде «шубы» на крупные частицы (см. рис.2).

Присутствует также микрокапельная фракция (МКФ) с размером частиц порядка 2 мкм. Встречаются и более крупные частицы размером до 75 мкм. Средний размер микрокапельной фракции падает с ростом давления газа и напряженности магнитного поля.

Список публикаций:

- [1]. Ушаков А.В.// *Ультрадисперсные порошки, наноструктуры, материалы: тез. докл. 2-й межрегиональной конференции. Красноярск, 1999. С. 47-49.*
[2]. Веселовский В.Н., Ушаков А.В.// *Высокоэнергетические процессы и наноструктуры: тез. докл. Межрегиональной конференции. Красноярск, 2002. С. 47-48.*

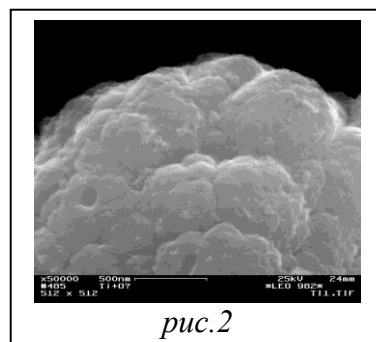
Исследование фуллереновых производных методом эмиссионной спектроскопии

Внукова Наталья Григорьевна

Лопатин Владислав Александрович, Пинигина Светлана Александровна

*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,
Красноярский государственный технический университет*

Чурилов Григорий Николаевич, д.т.н.



Представлены результаты исследования фуллереновых производных со скандием и бором методом эмиссионной спектроскопии. Описано устройство для подачи порошкообразных проб.

Исследование проводилось с использованием источника света для эмиссионного анализа, разработанного на основе разряда килогерцового диапазона частот [1].

Для непрерывной подачи анализируемого порошка в разрядный промежуток было разработано устройство для подачи порошковых проб, которое включает в себя диск, на поверхность которого, в спиралевидное углубление, насыпалось подаваемое вещество, помещенное в герметичную камеру. В камере создавалось повышенное давление, благодаря чему проба равномерно поступала с вращающегося диска в разрядный промежуток (рис.1.).

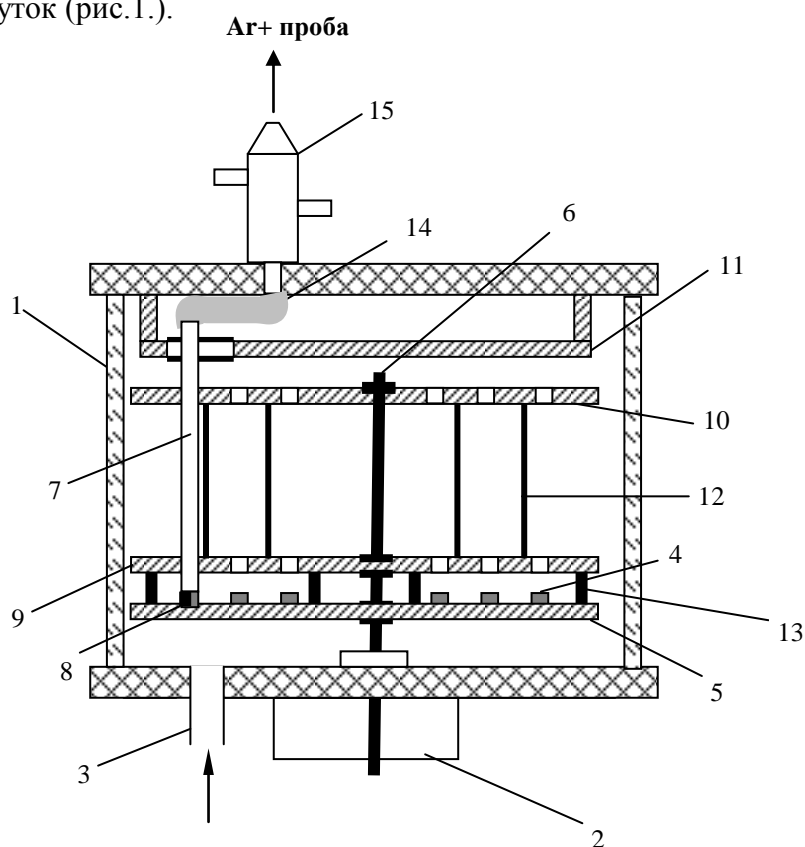


Рис.1. Конструкция устройства подачи порошкообразных проб в разрядный промежуток

1-разборная кварцевая камера, 2- электродвигатель, 3-трубка для подачи транспортного газа, 4-анализируемая проба, 5-диск со спиралевидной канавкой шириной 3 мм и глубиной 2 мм, 6-ось, 7-трубка для подачи порошковой пробы, 8-колесико, 9,10,11-диски для ограничения хода транспортной трубки 7, 12- штыри для соединения дисков 9 и 10, 13- штыри для жесткого крепления диска 9 к диску 5, 14- гибкое соединение, 15- плазматрон.

Для исследования фуллереновых производных была использована обычная методика измерения эмиссионных спектров. Применялся оригинальный источник света

на основе разряда килогерцового диапазона частот, PGS-2 с трехлинзовой системой фокусировки разряда [2].

При синтезе фуллерена со скандием исходный металлический порошок Sc_2O_3 набивался в отверстие центрального электрода [2]. Полученная фуллеренсодержащая сажа подвергалась обработке в сокслете бензолом, затем ее фильтровали и выпаривали. Часть эмиссионного спектра с линией скандия на длине волны 424,683 нм представлена (рис. 2).

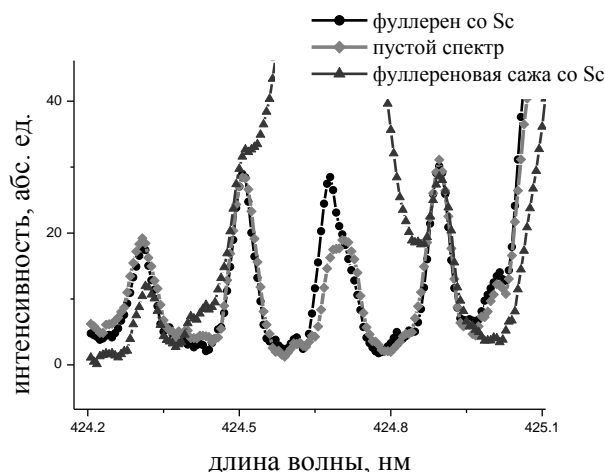


Рис.2. Эмиссионный спектр образцов, полученных в потоке аргона

под пустым спектром подразумевается спектр разряда, полученный без введения пробы в плазму

Методом атомно-эмиссионного количественного анализа было установлено содержание скандия в фуллерене в количестве 0,0016 %.

Синтез соединений фуллерена с бором проводился при введении порошка B_2O_3 в поток углеродно-гелиевой плазмы при помощи описанного выше устройства подачи проб. Методом эмиссионной спектроскопии были исследованы следующие образцы: сажа с бором и фуллерен с бором. В обоих образцах были зафиксированы характерные линии бора на длинах волн 249,773 и 249,678 нм. По результатам масс-спектральных исследований, которые совпали с данными эмиссионной спектроскопии, было установлено, что содержание борозамещенного фуллерена в фуллереновой смеси более 11 %.

Работа выполнена при поддержке фонда INTAS 01-2399.

Список публикаций:

[1]Суковатый А.Г., Чурилов Г.Н., Мальцева С.С. Установка с генератором высокой частоты для эмиссионного спектрального анализа и плавки драгоценных металлов // Приборы и техника эксперимента, 1998, №5, с.137-140.

[2]Спектральный анализ чистых веществ. Л.:Химия, 1971.

Плазменный ВЧ - громкоговоритель
Григорьев Александр Валентинович
Гвоздев Андрей Александрович
Новосибирский государственный университет
Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
avg91@ngs.ru

Создана установка, генерирующая звуковые колебания в воздухе на основе коронного ВЧ - разряда модулированного звуковой частотой. Механизм генерации колебаний отличается от широко используемых магнитодинамических динамиков, что позволяет несколько улучшить его параметры. Ожидается, что такой источник должен обладать существенно лучшими параметрами (меньшими шумами) по сравнению с магнитодинамической системой в связи с отсутствием этапа преобразования электрического сигнала звуковой частоты в механические колебания диффузора, на котором и возникает большинство помех. Особенностью созданного источника является его сферичность.

Подобные источники были созданы авторами: Ulrich Naumann (Германия), Colin Joye (USA), а также несколькими радиолюбителями из Франции, Новой Зеландии, России и других стран. В основном они были собраны по схеме, разработанной Ulrich Naumann. Экспериментальные установки, созданные ими работали в диапазоне частот 2кГц-20кГц. Однако, элементная база для создания прототипа генератора, разработанного Ulrich Naumann нам недоступна. Поэтому была поставлена задача адаптации схемы к доступным элементам, в частности, к генераторной лампе ГУ-29.

Созданный источник звуковых колебаний состоит из трех основных блоков: блок питания, “модулятор” и “генератор”. Блок питания обеспечивает напряжение +600В, +300В, -100В, +12,6В, +6,3В. “Модулятор” представляет собой два транзисторных каскада: первый – усилительный на основе транзистора КТ506А, второй – эмиттерный повторитель на основе К826Б. Основой блока “генератор” является автоколебательный контур на основе генераторной лампы ГУ-29, со включенным в цепь обратной связи последовательным колебательным контуром, где индуктивностью является катушка Тесла. Колебательный контур предназначен для создания на острие иглы, установленной в верхней части катушки Тесла, высокого напряжения ~2,4 кВ, а, следовательно, и коронного разряда между иглой и окружающим заземленным экраном. Катушка Тесла представляет собой каркас из фторопласта с намотанными на него вплотную 17 витками изолированной медной проволоки диаметра 10мм. Диаметр каркаса 40мм. Установка потребляет мощность порядка 40Вт, что позволяет сделать вывод о существенном недостатке макетного образца созданного источника – низком КПД, т.к. мощность воспроизводимого сигнала явно на порядок меньше. Происходит это из-за того, что большая часть энергии тратится на нагрев лампы. Источник обеспечивает звуковоспроизведение без существенной потери качества (шумы, нелинейные искажения) при частотах 1,2кГц-20кГц. Установка совместима с любыми источниками напряжения звуковой частоты с уровнем выходного сигнала ~5В-10В и выходным сопротивлением <1кОм. В ходе тестирования установки были использованы генератор частоты, проигрыватель лазерных компакт - дисков, аудио - плеер, выход звуковой карты персонального компьютера.

Исходя из оценки ионизации, было сделано предположение, что в данном случае наблюдаемый разряд в газе представляет собой плазму.

В ходе работы была определена амплитудно-частотная характеристика установки, а также сняты характерные картины выходного звукового сигнала (от 1,2 кГц) сравнительно с известным входным. Амплитудно – частотная характеристика позволила судить о частотном диапазоне, в котором достигается максимальная громкость воспроизводимого звука (6кГц-9кГц). Выходной сигнал был снят при помощи электретного микрофона, записан на жесткий диск персонального компьютера в 16-битном формате WAV и обработан при помощи программы Cool Edit 2000 Pro, что позволило судить об его искажении относительно заранее известного входного (синус). Обработка заключалась в избавлении от систематических погрешностей выраженных в виде шумов звукозаписывающего тракта.

Основной интерес представляют следующие свойства созданного плазменного излучателя: уровень нелинейных искажений и шумов, громкость (мощность), частотный диапазон. Наибольший интерес представляет расширение частотного диапазона в сторону низких частот. Насколько известно авторам аналогичных установок, воспроизводящих звук в диапазоне 30Гц-1000Гц без существенной потери качества, не существует. Связано это с тем, что для расширения частотного диапазона в область низких частот необходимо увеличивать объем плазменного шнура, что ведет к резкому увеличению внутривыделенных шумов. В дальнейшем планируется вести исследования созданной установки с целью расширения её частотного диапазона в область низких частот.

Список публикаций:

[1]. Ulrich Hautmann, Адрес в Интернете: <http://www.plasmatweeter.de>

[2]. Colin Joye. Адрес в Интернете: <http://www.ece.villanova.edu/~cdanjo/plasma.html>

[3]. Григорьев А.В. Гвоздев А.А. Плазменный ВЧ - Громкоговоритель. Курсовая работа. Научные руководители Золкин А.С., Григорьев А.В., НГУ, кафедра общей физики ФФ, стр. 16. 2002г.

Исследование механизма поглощения ВЧ мощности в индуктивном разряде, помещенном во внешнее магнитное поле.

Керимова Ирада Фаик кызы

Московский Государственный Университет им. М. В. Ломоносова

Александров Андрей Федорович, д.ф – м. н.

Кралькина Елена Александровна, к. ф – м. н.

k-irada@rambler.ru

Геликоновые источники имеют большое практическое применение, например при травлении микросхем. Однако, принципы их работы до конца не изучены. Одним из основных вопросов является вопрос максимальной эффективности ввода мощности в плазму, т.е. увеличения относительной доли мощности генератора, которая идет на нагрев плазмы.

Для того, чтобы детально изучить механизм поглощения мощности в ограниченной плазме, помещенной во внешнее магнитное поле, В.Ю. Плаксиным совместно с А.А. Рухадзе была решена электродинамическая задача по расчету электрических и магнитных ВЧ полей в ограниченном цилиндрическом источнике

плазмы. Подставляя выражение для ВЧ полей в выражение для мощности, поглощаемой в плазме, В.Ю. Плаксин и А.А. Рухадзе получили

$$P_{pl} = R_{pl} I^2 \quad (1)$$

где R_{pl} – эффективное активное сопротивление плазмы, определяющее величину поглощенной ВЧ мощности.

Расчет эффективного активного сопротивления плазмы для источников различного размера в зависимости от величины внешнего магнитного поля и параметров плазмы показал, что данное сопротивление осциллирует при изменении индукции внешнего магнитного поля. При концентрации электронов $n_e \leq 10^{11} \text{ см}^{-3}$ осцилляции сопротивления связаны с резонансами возбуждения волны Трайвелписа – Гоулда. Основным механизмом поглощения в области локальных максимумов эффективного сопротивления является бесстолкновительный механизм поглощения продольной компоненты ТГ волны. При концентрациях электронов, превышающих 10^{11} см^{-3} и вне области локальных максимумов основным механизмом поглощения ВЧ мощности является столкновительный механизм поглощения поперечных компонент геликона.

После расчетов был проведен эксперимент, данные которого сравнивались с расчетными. Эксперимент проводился с использованием газа аргона. Длина камеры, внутри которой зажигался разряд, изменялась от 10 до 25 см, а ширина от 15 до 20 см. Магнитное поле менялось от 0 до 5 мТл с неоднородностью не более 30 %. Мощность генератора могла изменяться от 0 до 1000 Вт.

Экспериментально была обнаружена немонотонная зависимость эффективного сопротивления плазмы от вкладываемой ВЧ мощности и индукции внешнего магнитного поля при давлении аргона 1 мТор. Можно предположить, что основным механизмом поглощения ВЧ мощности в области локальных максимальных сопротивлений является механизм затухания Ландау, А вне области локальных максимумов и при давлениях, превышающих 10^{-3} Тор в соответствии с численными расчетами определяется столкновительным поглощением поперечных компонент электрического поля геликона.

Оценка выхода продуктов конверсии метана в импульсных разрядах атмосферного давления

Кольман Евгения Викторовна

Новоселов Юрий Николаевич, Рыжов Виктор Васильевич, Сулов Алексей Иннокентьевич

Институт электрофизики УрО РАН

Новоселов Юрий Николаевич, д.ф.-м.н.

kolman@iep.uran.ru

Возможности применения низкотемпературной плазмы газовых разрядов для конверсии метана, включая СВЧ разряды и барьерный разряд, исследованы в работах [1-4]. Описание процессов в разряде численными моделями способствует выяснению механизмов образования продуктов и определению условий для получения их максимального выхода. Это позволяет использовать такие модели для оценки выхода продуктов в разных типах разрядов, в частности, в несамостоятельных импульсных

разрядах. Для использования плазмохимических методов конверсии метана в промышленности в первую очередь необходимо снизить удельные энергозатраты на синтез продуктов. Одним из путей снижения удельных энергозатрат является применение низкотемпературной плазмы несамостоятельного разряда [5], поскольку в этом случае передача энергии от поля и поддержание разряда осуществляются независимо друг от друга. Также можно реализовать условия для селективной передачи энергии в различные состояния молекул.

В этой работе с помощью численной модели была исследована смесь $\text{CH}_4:\text{H}_2\text{O} = 1:2$ в несамостоятельном разряде атмосферного давления и сделана оценка выхода продуктов конверсии метана. Расчеты проводились в два этапа. Сначала была создана численная модель барьерного разряда, характеристики которого достаточно хорошо исследованы в экспериментах и затем проводилось сравнение результатов моделирования с измерениями [2]. После апробации модели исследовались характеристики несамостоятельного разряда. Для моделирования кинетики процессов конверсии метана в смеси $\text{CH}_4\text{-H}_2\text{O}$ были использованы модели, которые применялись ранее для описания процессов конверсии метана в плазме барьерного и несамостоятельного разряда в смеси $\text{CH}_4\text{-O}_2$ [5]. Кинетическая схема включала реакции синтеза молекул оксидантов и углеводородов $\text{C}_2\text{-C}_4$. Самосогласованная модель разряда, инициируемого импульсным электронным пучком включала расчет поглощенной энергии электронного пучка с энергией электронов 200 кэВ, плотностью тока 150 А/см^2 , длительностью импульса 2 нс в газовой смеси $\text{CH}_4\text{-H}_2\text{O}$. При этом определялись вклады вторичных электронов деградационного каскада в процессы возбуждения и ионизации атомов и молекул. Кроме того, рассчитывалась схема питания газоразрядного промежутка длиной 1 см и площадью электродов 10 см^2 , функция распределения электронов по энергиям и кинетика частиц плазмы. Величина действующей в промежутке напряженности электрического поля $E=50 \text{ кВ/см}$ была выбрана существенно меньшей, чем в эксперименте [2], что недостаточно для поддержания однородного импульсного объемного разряда в рассматриваемых условиях.

Согласно расчетам, основными продуктами конверсии метана в обоих типах разрядов были углеводороды $\text{C}_2\text{-C}_4$. Это вызвано большой скоростью диссоциации CH_4 в столкновениях с электронами [2]. Эти процессы имеют высокий порог (более 9 эВ), чем объясняются большие удельные энергозатраты на синтез углеводородов в смеси. На рис. 1 показаны расчетные зависимости выхода углеводородов от удельного энерговклада в барьерном и несамостоятельном разрядах в смеси $\text{CH}_4:\text{H}_2\text{O}=1:2$ атмосферного давления при температуре газа $T_g=200 \text{ С}^\circ$.

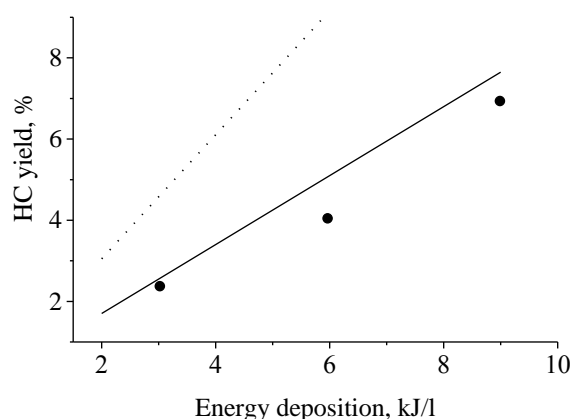
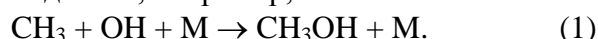


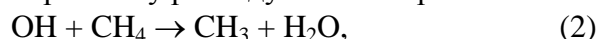
Рис. 1. Зависимости выхода углеводородов от удельного энерговклада в смеси $\text{CH}_4\text{-H}_2\text{O}$. Барьерный разряд: точки – эксперимент, сплошная линия – расчет. Пунктирная линия – расчет для несамостоятельного разряда.

Видно, что зависимости выхода продуктов от удельного энерговклада имеют линейный характер. Уменьшение величины напряженности электрического поля в объемном разряде, приводит к перераспределению энергии электронов в сторону увеличения потерь в процессах диссоциации молекул водяного пара электронным ударом. Это приводит к увеличению скорости образования OH по отношению к скорости образования метильных радикалов в реакциях диссоциации молекул CH_4 электронным ударом. Поскольку энергия активации процессов диссоциации воды электронами меньше, чем процессов диссоциации метана, выход продуктов на единицу вложенной энергии должен увеличиваться. Это подтверждают расчеты, выполненные по описанной выше модели. В несамостоятельном разряде наклон прямой на рис. 1 оказывается примерно в два раза больше.

Увеличение количества радикалов OH в плазме объемного разряда приводит к увеличению выхода оксидантов, например, метанола:



Однако в рассматриваемых условиях реакция (1) оказывается недостаточно сильной для изменения состава продуктов в пользу продуктов окисления, т.к. большая часть радикалов OH по-прежнему расходуется на образование CH_3 :



поэтому основным продуктом в расчетах были углеводороды $\text{C}_2\text{-C}_4$.

Список публикаций:

- [1] K. Okazaki and T. Nozaki, *Proc. of 15th ISPC (2001)* 73.
- [2] W. Schiene, T. Kappes, T. Hammer, *Proc. of 15th ISPC (2001)* 73.
- [3] A. Oumghar, J.-C. Legrand, A.-M. Diamy, et al., *Plasma Chem. Plasma Process.* **14** (1994) 229.
- [4] M. Deminsky, V. Jivotov, B. Potapkin, and V. Rusanov, *Proc. of 15th ISPC (2001)* 697.
- [5] Ю. Н. Новоселов, В. В. Рыжов, А. И. Сулов, *Письма в ЖТФ* **24** (1998) 40.

Исследование динамики разряда переменного тока

Лопатин Владислав Александрович

Новиков Павел Владимирович, Внукова Наталья Григорьевна

Красноярский государственный технический университет, Красноярск

Институт физики им.Л.В.Киренского СО РАН

Чурилов Григорий Николаевич, д.т.н.

churilov@iph.krasn.ru

В данной работе мы приводим результаты исследований разряда на частоте 44 кГц при атмосферном давлении. Разряд осуществлялся между электродом, выполненным в виде витка медной трубки и медным электродом с осевым отверстием, через которое подавался поток аргона. Конструктивное решение и схема питания нами описывались ранее [1, 2, 3].

Для получения изображения и спектра разряда на фотопленке использовалась сверхскоростная фоторегистрирующая установка (СФР), которая позволяла зафиксировать динамику разряда в течение периода. Использовать какие-либо затворы оказалось бесполезно, так как чувствительность фотоматериалов недостаточна для регистрации процесса в течение одного периода вращения зеркала. Для такого рода задач мы разработали методику регистрации процесса на фотопленку, которая позволяет получать достаточно полную информацию о процессе. Суть нашей методики заключается в том, что частота и фаза вращения зеркала камеры СФР берутся в качестве параметров опорного сигнала. Блок фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) вырабатывает сигнал с фазой соответствующей фазе опорного сигнала и с частотой в 40 раз большей. Этот сигнал подается на усилитель, питающий разряд.

Методика исследования спектральных характеристик разряда была использована обычная, для случая получения и обработки эмиссионных спектров [4]. Применялся спектрограф PGS-2 с трехлинзовой и однолинзовой системами фокусировки разряда. Подача пробы была совмещена с потоком аргона.

Температура разряда и электронная концентрация определялись методом относительных интенсивностей спектральных линий Cu I 510.5 нм, Cu I 521.8 нм и Mg II 279.6 нм, Mg I 278.0 нм соответственно. Также, электронная концентрация определялась по Штарковскому уширению линии водорода H_{β} , который специально для этого вводился в незначительных количествах в поток аргона.

С помощью разработанной методики скоростной фоторегистрации были получены фотографии развертки излучения плазмы исследуемого разряда во времени (рис.1). Фотографии позволили выявить картину распределения светимости разряда вдоль его длины, а также характер пульсации светимости разряда в течение периода. Было установлено, что разряд стратифицирован по длине. Это явление обычно наблюдалось в тлеющих разрядах при низком давлении, но практически не встречалось в дуговых разрядах, тем более при атмосферном давлении и без какой-либо трубки ограничивающей разрядную область. В рамках современных представлений стратификацию объясняют возникновением волн ионизации [5,6].

Исследование фотографий показало, что в разряде возникают как стоячие (рис.1.1), так и движущиеся страты (рис.1.2). При этом характер волнового процесса зависит от величины отверстия в центральном электроде, величины тока, питающего

разряд, и скорости потока аргона. Установлено, что волны ионизации меняют направление движения в зависимости от полярности электродов, а длина волны равна диаметру отверстия центрального электрода.

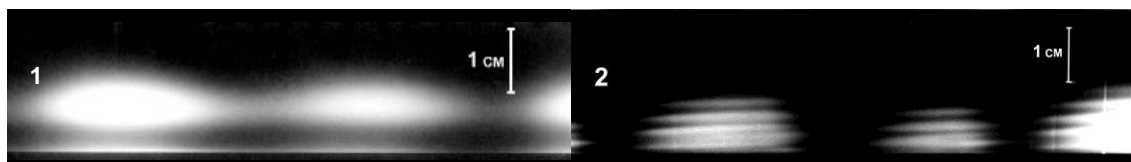


Рис. 1. Фоторазвертка волн интенсивности излучения плазмы разряда. 1 – стоячих (отверстие центрального электрода ~ 4.0 мм, сила тока 10 А, скорость потока аргона 32 м/с); 2 – движущихся (отверстие центрального электрода ~ 2.3 мм, сила тока 7 А, скорость потока аргона 54 м/с).

Для определения температуры и электронной концентрации (рис.2) были получены спектры излучения плазмы разряда в области длин волн 420-570 нм. Ток разряда составлял 10 А, расход аргона 3 л/мин.

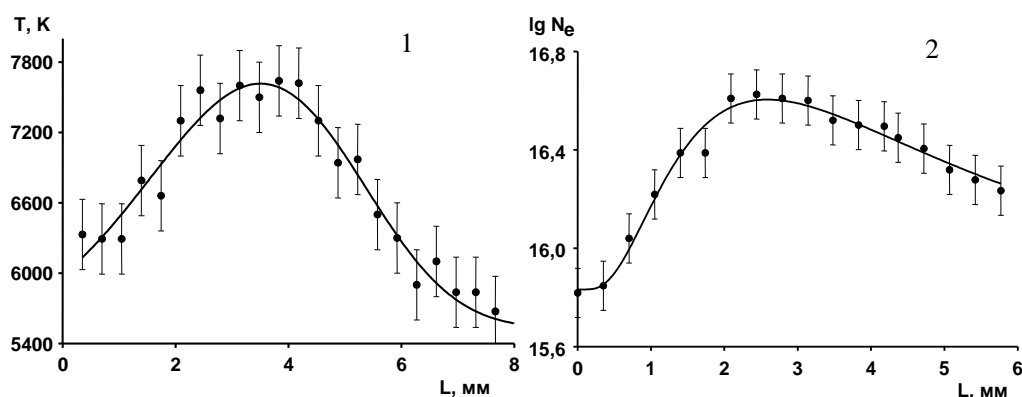


Рис. 2. Усредненное по времени распределение температуры 1 и концентрации электронов 2 плазмы разряда с полым медным электродом по длине межэлектродного промежутка.

Электронная концентрация, определенная методом относительных интенсивностей спектральных линий не больше чем на порядок отличается от электронной концентрацией, определенной по Штарковскому уширению линии водорода. Это не позволяет нам сделать вывод, что состояние плазмы соответствует локальному термодинамическому равновесию для случая, когда плазмообразующий газ – аргон.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда INTAS (грант 01-2399).

Список публикаций:

- [1]Churilov G.N. *International Winterschool on Electronic Properties of Novel Materials «Progress in fullerene research»*. Kirchberg, Tyrol, Austria, 1994, p. 36.
- [2]Игнатъев Г.Ф., Чурилов Г.Н. *Источник света для спектрального анализа*. // Патент № 1654677 от 20.06.1989 г.
- [3]Суковатый А.Г., Чурилов Г.Н., Мальцева С.С. *Установка с генератором высокой частоты для эмиссионного спектрального анализа и плавки драгоценных металлов*. // ПТЭ, 1998, № 5, С. 137-140.
- [4]Спектральный анализ чистых веществ. - Л.: Химия, 1971, - 416 с.
- [5]Недоспасов А.В. *Страты* // УФН, 1968, Т.94, Вып. 3, С. 439-463.
- [6]Пекарек Л. *Ионизация волны (страты) в разрядной плазме*. // УФН, 1968, Т.94, Вып. 3, С. 463-501.

Анализ процессов в МГД-генераторе с неравновесной проводимостью холловской и фарадеевской схем.

Миловидова Татьяна Анатольевна

Красноярский Государственный технический Университет

Славин Вадим Соломонович, д.ф.-м.н

Slavin@fvt.krasn.ru

Идея МГД-преобразования энергии вновь приобрела актуальность в связи с перспективами создания космической энергоустановки на базе МГД-генератора замкнутого цикла.

Как показал термодинамический анализ схемы космической энергоустановки, требуется, чтобы параметры генераторного процесса составили: η_N – степень преобразования энтальпии $\approx 0,4$, η_S – адиабатическая эффективность $\geq 0,7$, P_s – давление торможения газа на входе в МГД-генератор ≥ 1 МПа.

Были рассмотрены МГД-генераторы Холловской и Фарадеевской схем с целью определения условий, при которых энергоустановка на базе таких МГД-генераторов будет эффективной. Рабочим телом МГД-генератора Холловской схемы является смесь аргона и цезия, Фарадеевской схемы – чистый инертный газ – неон.

В обоих случаях решалась система нестационарных одномерных уравнений магнитной гидродинамики, дополненная уравнением для определения концентрации ионов инертного газа и присадки, а также обобщенным законом Ома.

Для определения констант скорости рекомбинации и ионизации в канале Холловского МГД-генератора используется т.н. «модифицированное диффузионное приближение», суть которого состоит в том, что вся многоуровневая кинетика процессов ионизации и рекомбинации заменяется переходами между континуумом верхних возбужденных уровней и одним нижним уровнем возбуждения. Для газа с щелочной присадкой такой подход дает удовлетворительное согласие с экспериментом.

Для моделирования кинетики ионизации и рекомбинации в канале Фарадеевского генератора была использована пятиуровневая модель, включающая следующие элементарные процессы: переходы между возбужденными состояниями при столкновениях с электронами, радиационные переходы, дезактивирующие столкновения с атомами, образование молекулярных ионов, процессы рекомбинации в двойном столкновении молекулярного иона и электрона и тройном столкновении атомарного иона и двух электронов. Константа скорости реакции возбуждения из основного состояния определялась в результате численного решения кинетического уравнения Больцмана с учетом неравновесной заселенности первого возбужденного состояния

Для расчета электронной температуры в обоих случаях использовалось уравнение энергобаланса для электронного газа, которое включает джоулеву диссипацию, энергообмен в упругих столкновениях электронов с атомами и ионами, выделение энергии при рекомбинации и её поглощение при ионизации.

В качестве начального условия использовалось распределение параметров в изоэнтропийном течении газа. Граничными условиями явились постоянные параметры во входном сечении и нестационарные условия адиабатического дозвукового течения в

выходном сечении диффузора. Реализация последнего условия осуществляется заданием давления торможения P_{S1} и решением характеристических соотношений на характеристиках « $u+a$ » и « u ». Задание давления в выходном сечении диффузора приводит к формированию ударной волны, которая вычисляется из изоэнтропийного течения и задается в начальных условиях. В ходе динамического процесса установления нового стационарного решения МГД течения в канале генератора ударная волна перемещается вверх по потоку и стабилизируется в верхней части канала, где ее интенсивность гораздо ниже.

Для численного решения описанных систем уравнений использовалась явная схема второго порядка точности, основанная на схеме Лакса-Вендрофа. Моделирование разрывов решения, таких как ударные волны, требует процедуры сглаживания решения, что делалось по методу Жмакина-Фурсенко.

Режимы работы МГД-генератора оптимизировались по максимальному значению степени преобразования энтальпии, которая рассчитывалась в соответствии с определением как:

$$\eta_N = \frac{\int_0^{\tau} J^2 R_L dt}{GC_p T_s \tau}, \quad (1)$$

Соответственно, второй параметр эффективности – адиабатическая эффективность – определялся как:

$$\eta_s = \frac{\eta_N}{1 - \left(\frac{P_s}{P_{out}} \right)^{(1-\gamma)/\gamma}} \quad (2)$$

где J – сила тока, R_L – сопротивление нагрузки, G – расход рабочего тела, T_s , P_s – параметры торможения потока на входе в МГД-канал, P_{out} – противодавление.

По результатам моделирования был сделан вывод, что МГД-генератор Холловской схемы не отвечает требованиям, предъявляемым к нему как к составной части космической энергоустановки, ни по давлению торможения на входе в МГД-канал, ни по значению адиабатической эффективности, которые составили в оптимальном режиме $P_s \approx 0.4$ МПа и $\eta_s \approx 0.63$ соответственно.

Для МГД-генератора Фарадеевской схемы в ходе численного эксперимента был найден эффективный режим, параметры которого составили $P_s \approx 1$ МПа и $\eta_s \approx 0.7$, что позволяет создать на его базе эффективную космическую энергоустановку.

Численное моделирование нестационарных процессов протекающих в канале МГД - ускорителя использующего эффект Т-слоя

Минаков Андрей Викторович

Красноярский Государственный Технический Университет

Кузоватов Игорь Анатольевич, к.ф-м.н

Slavin@fvt.krasn.ru

Перспективные проекты пилотируемых полетов к планетам солнечной системы потребует разработки электрического ракетного двигателя (ЭРД) с высокой тягой и удельным импульсом. Это позволит существенно сократить время пребывания человека в условиях жесткой космической радиации. При высоком удельном импульсе можно снизить расход рабочего тела и соответственно уменьшить необходимый запас топлива на борту корабля. Существующие современные ЭРД характеризуются очень низким уровнем тяги, который не превышает 1 Н, что диктуется самим принципом их работы. Из-за низкого давления плазмы параметр Холла в таких ЭРД имеет значение порядка 100, что определяет холловский тип МГД-устройства. Такое устройство эффективно работает только в однородном стационарном режиме. Решить эту проблему позволит создание индукционного ЭРД фарадеевского типа с неоднородной токовой структурой.

Цель данной работы - выявить возможную неустойчивость связанную с влиянием эффекта Холла на поршневую структуру токового слоя. Для этого в двумерной постановке была решена задача, о нестационарном МГД - процессе ускорения неоднородного газо-плазменного потока в канале электрического ракетного двигателя, основанного на использование явления Т-слоя. Для моделирования этого процесса численно решалась полная система двумерных уравнений магнитной газодинамики, которая помимо трех законов сохранения массы, импульса и энергии включала уравнение индукции магнитного поля. Выбрана модель равновесной плазмы водорода, для которой концентрация электронов определяется из уравнения Саха.

По итогам проведенной работы можно сделать следующие выводы.

1. Установлено, что в канале ЭРД действительно образуется устойчивый токовый слой, стабилизированный радиационным потерями и джоулевой диссипацией.

2. Показано, что параметр Холла не превышает 1, влияние эффекта Холла не приводит к образованию дополнительных неустойчивостей, и в целом поршневая структура токового слоя сохраняется. Поэтому данный ЭРД можно рассматривать как фарадеевский.

3. Установлено, что среднее значение скорости потока на выходе из канала может достигать 40-50 км/с и асимптотически стремится к величине E/B , что характерно для процессов с большим магнитным числом Рейнольдса. Это означает, что обмен энергией между системой питания ЭРД и плазмой Т-слоев может быть организован в безэлектродной схеме через индуктивную связь.

4. Определено, что средняя сила тяга двигателя превышает 1000 Н, что на три порядка больше чем у всех существующих современных ЭРД.

5. Установлено, что потребляемая двигателем мощность составляет 50-60 МВт, что потребует создания бортовой энергоустановки высокой мощности.

Преобразование тепловой энергии в электрическую при индукционном взаимодействии плазмы с внешним магнитным полем

Михалёв Игорь Олегович

Гаврилов Андрей Анатольевич

Красноярский Государственный Технический Университет

Гаврилов Андрей Анатольевич

half_elf@fromru.com

Перспективные проекты пилотируемых полетов к планетам солнечной системы потребуют создания бортовых источников электроэнергии с высоким уровнем мощности. Одним из таких источников является газоохлаждаемый ядерный реактор в сочетании с МГД генератором [1].

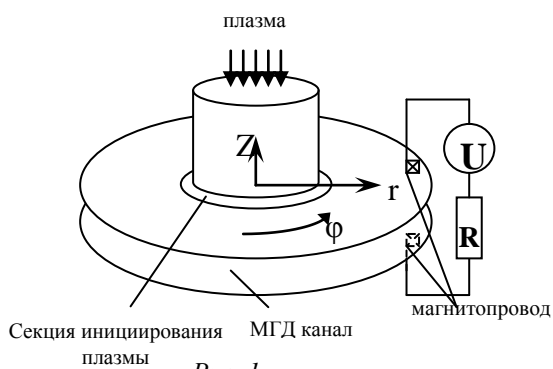


Рис. 1

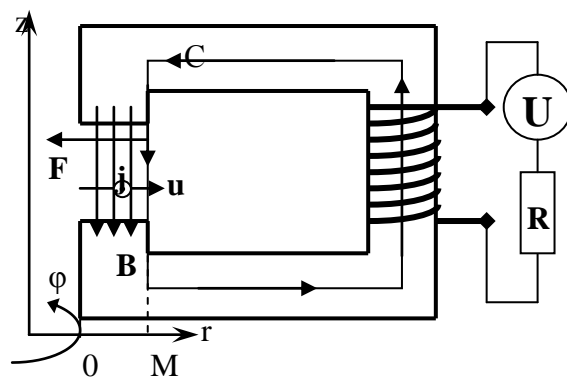


Рис. 2

В настоящей работе рассматривается дисковый индукционный МГД генератор (рис.1), состоящий из двух основных секций: секции инициирования плазмы и рабочей секции. В секции инициирования периодическими импульсными разрядами генерируются плазменные сгустки с температурой $\sim 10^4$ К. В рабочей секции происходит взаимодействие плазменных сгустков с магнитным полем. В данной работе моделируется только рабочая секция (рис.2), при этом решается задача моделирования взаимодействия плазменных сгустков с магнитным полем.

Поток рабочего тела переносит плазменные сгустки в канале МГД генератора, где под действием наведённого ЭДС внешней цепи переменного магнитного поля в плазме создаётся вихревой электрический ток. В результате взаимодействия тока с магнитным полем возникает действующая в объёме плазменного сгустка тормозящая сила Лоренца и джоулева диссипация. Нагрев газа под действием джоулевой диссипации приводит к развитию перегретной неустойчивости, на нелинейной фазе развития которой при температуре порядка $2 \cdot 10^4$ формируется Т-слой. Явление Т-слоя проявляет себя как самоподдерживающийся плазменный слой, который движется вместе с потоком несущего газа и воздействует на поток как тормозящий поршень. При этом сила Лоренца уравнивается перепадом давлений на Т-слое, а джоулева диссипация компенсируется радиационными потерями энергии.

Для описания плазменного состояния рабочей среды и определения электропроводности делается предположение о наличии локального термодинамического равновесия и используется классическая однокомпонентная

модель идеального газа. Процессы в канале генератора рассматриваются в рамках МГД приближения в одномерной постановке. Вследствие одномерности задачи эффектом Холла пренебрегаем. Система МГД уравнений в цилиндрической системе координат имеет следующий вид: уравнения Максвелла и закон Ома (1) и законы сохранения (2).

$$\begin{aligned} \frac{\partial B}{\partial t} &= -\frac{\partial E}{\partial r}; \\ \frac{\partial(BA)}{\partial r} &= -\mu_0 jA; \quad (1) \\ j &= \sigma(E - uB). \end{aligned}$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial(\rho A)}{\partial t} &= -\frac{\partial(\rho u A)}{\partial r} \\ \frac{\partial(\rho u A)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 A + pA)}{\partial r} - p \frac{\partial A}{\partial r} &= jBA \\ \frac{\partial(\rho[\varepsilon + \frac{u^2}{2}]A)}{\partial t} + \frac{\partial([\rho(\varepsilon + \frac{u^2}{2}) + p]uA)}{\partial r} &= jEA - q_r A \end{aligned} \right. \quad (2).$$

В качестве граничных условий для определения магнитного поля на выходе из канала используется уравнение Кирхгофа для внешней цепи, связывающее параметры в канале с параметрами внешней цепи:

$$\begin{aligned} U &= IR + E_\phi \cdot 2\pi r_M + L_0 \frac{dI}{dt} \\ \frac{1}{\mu_0} B_M \Delta z &= I_{sum}. \end{aligned} \quad (3).$$

Система уравнений (1), (2), (3) решается численно. Описание численной методики приведено в работе [2].

В настоящее время отлажен численный алгоритм и программный код, реализующий этот алгоритм, а также проведены предварительные методические расчёты.

Список публикаций:

[1] http://www.spacetransportation.com/ast/presentations/7g_knigh.pdf

[2] Slavin V.S., Gavrilov A.A., "MHD Accelerator of the Non-Uniform Gas-Plasma Flow Utilized as an Effective Rocket Engine", Proc. of 14-th Intern. Conf. on MHD Power Generation and High Temperature Technologies, May, 2002, AIAA-2002-2189.

Оптимальный режим работы возобновления углеродного катода, формирующегося из плазмообразующей среды

Мухаева Дина Васильевна

Отдел физических проблем при Президиуме Бурятского научного центра

Дандарон Гунга-Нимбу Бидьяевич, д.ф-м.н.

dmukh@ofpsrv.bsc.buryatia.ru

Одним из перспективных путей увеличения ресурса непрерывной работы катода является использование регенерации материала катода и создание возобновляющихся катодов. При правильно подобранных условиях явления осаждения ионов и атомов на поверхность катода из дуги и рециркуляции ионов материала катода в прикатодной области обеспечивают регенерацию материала электрода, т.е. соответствие количества осаждаемого материала на поверхность катода количеству уносимого материала вследствие эрозии катода. Поэтому задача создания возобновляющихся катодов заключается в выяснении тех необходимых условий, при которых эти два явления обеспечат регенерацию материала катода. Большая часть работ, посвященных этой задаче, по своему профилю была экспериментальной, и свое внимание уделяла технической разработке катода, которая обеспечивала бы реализацию режима его возобновления. Разработки возобновляющихся катодов классифицируются на катоды, формирующиеся осаждением из плазмообразующей среды и катоды из тугоплавких металлов, возобновляющихся благодаря процессу рециркуляции ионов в прикатодной области.

Однако следует отметить, что режим регенерации катода очень критичен, методы, направленные на выяснение условий, обеспечивающих реализацию режима возобновления, в этих работах носят эмпирический характер. Поэтому наряду с техническими разработками необходимы теоретические исследования механизма возобновления и теоретический поиск режима возобновления.

Такая работа была проведена М.Г. Фридлином, В.А. Немчинским. Однако в модели катодной области данной работы предполагается, что рециркулирующий в катодной области атомарный водород, выделившийся при диссоциации метана, не взаимодействует с поверхностным углеродом, и свойства водорода идентифицируются со свойствами инертного газа аргона. Решение задачи в этих предположениях приводит к тому, что диапазон тока дуги, в котором существует режим возобновления, оказывается очень широким (80-1000А). Тогда как катод, работающий в режиме возобновления очень критичен к изменениям расхода газа, тока дуги и другим параметрам разряда. Поэтому необходимость подробного теоретического исследования пределов режима возобновления весьма актуальна.

Целью данной работы является теоретическое определение оптимальных размеров "истинного" катода и соответствующих им прикатодных характеристик. Методика определения прикатодных характеристик основана на решении системы уравнений интегральных балансов. Данная система не замкнута, и для того чтобы ее замкнуть, необходимо определить значение одного параметра - плотности теплового потока из плазмы в тело катода q^{nl} . Помимо уравнения энергобаланса на поверхности катода q^{nl} можно определить по профилю распределения температуры в "истинном" катоде. Поэтому система уравнений интегральных балансов была дополнена

одномерной тепловой задачей с входными параметрами - диаметром d и толщиной "истинного" катода L .

Варьирование входных параметров L и d позволило получить поле решений тепловой задачи и системы уравнений интегральных балансов (рис.1).

Оптимальный режим возобновления должен соответствовать нулевой плотности теплового потока из плазмы в тело катода $q^{nl} = 0$, что равнозначно $\frac{dT}{dx} = 0$, при $T = T_{\text{нóá}}$. Данные условия позволили определить соответствующую толщину "истинного" катода при любом значении диаметра "истинного" катода:

$$L(d) = \frac{\pi \cdot d^2}{I} \cdot \sqrt{\frac{T_{\text{нóá}}^3 - T_0^3}{12 \cdot \rho \cdot \sqrt{a}}} \quad (1).$$

Сравнение заданной плотности тока $j_{\text{çäá}}$ тепловой задачи и вычисленной плотности тока j из системы уравнений интегральных балансов для каждого решения показал, что поле решений содержит две зоны. Для зоны решений I справедливо неравенство $j_{\text{çäá}} > j$, а для зоны решений II справедливо неравенство $j_{\text{çäá}} < j$. Эти зоны являются областями формальных решений, т.к. в них не сохраняются либо полный ток, либо полный тепловой поток, т.е. не выполняются условия сохранения полного тока и полного теплового потока. Реализация режима возобновления в этих зонах не возможна. Из всего поля решений только на границе двух зон выполняется равенство $j_{\text{çäá}} = j$. Оптимальный режим возобновления соответствует точке пересечения кривой $L(d)$ при $q^{nl} = 0$ и кривой $L(d)$ при $j_{\text{çäá}} = j$, которая имеет следующие координаты: $L = 7,792 \cdot 10^{-4} \text{ м}$, $d = 2,142 \cdot 10^{-3} \text{ м}$.

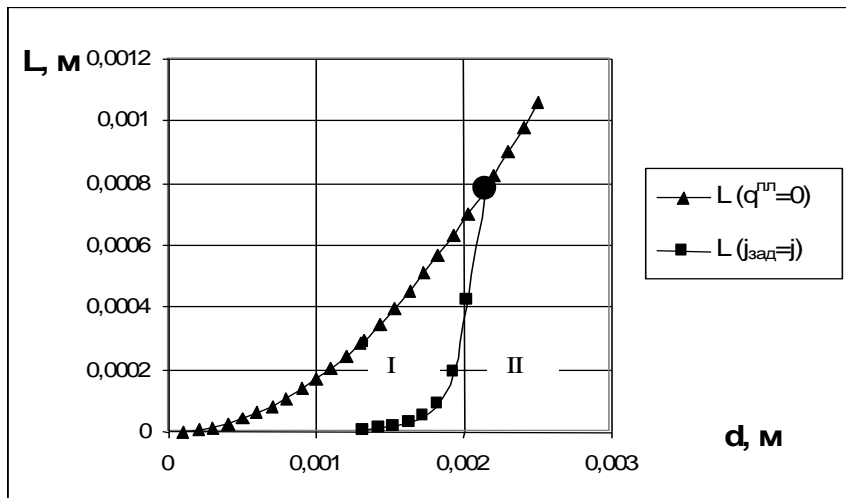


Рис.1.

Список публикаций:

[1] Дандарон Г.-Н.Б., Мухаева Д.В., Тез. докл. 2-ой Меж. науч. конф. "Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах" Томск. 2000. С.30.

Численная двумерная модель процессов взаимодействия в канале МГД-генератора с Т-слоем

Нестеров Денис Александрович

Институт вычислительного моделирования СО РАН

Васильев Евгений Николаевич, к.ф.-м.н.

Chief@vsptus.ru

Процессы взаимодействия в канале МГД-генератора в значительной степени определяются структурой самоподдерживающегося токового слоя (Т-слоя). Для их описания требуется учёт физических механизмов, влияющих на формирование структуры Т-слоя. Сложность протекающих процессов обуславливает необходимость применения численных методов. В данной работе разработана двумерная нестационарная вычислительная модель взаимодействия токового слоя с неэлектропроводным газовым потоком в МГД-канале.

Основу модели составила нестационарная система двумерных уравнений газовой динамики для невязкого газа. При этом правые части уравнений учитывали объемную электродинамическую силу, Джоулеву диссипацию и перенос энергии излучением. Граничные условия на входе в канал определяются параметрами входного сверхзвукового потока. На выходе задаются условия, соответствующие свободному вылету газа, т.е. устанавливается равенство нулю производных параметров. На боковых стенках канала задаются условия на непроницаемой стенке: к вычислительной области добавляются фиктивные ячейки и применяется методика «зеркального состояния». Начальное условие – сверхзвуковое невозмущенное течение газа. Иницирование Т-слоя моделируется подводом энергии в область иницирования энергии для разогрева до температуры порядка 10^4K .

Для решения двумерных газодинамических уравнений используется явная схема Мак-Кормака с применением расщепления по пространственным координатам. В связи с тем, что течение содержит области с большими градиентами параметров (Т-слои, ударные волны), для устранения осцилляций и увеличения точности расчетов используется FCT метод коррекции потоков.

Определение электрической напряженности и плотности тока проводилось исходя из заданной величины внешнего магнитного поля и коэффициента нагрузки, который считается постоянным вдоль рабочей секции МГД-канала. Коэффициент электропроводности задается в виде таблиц от температуры и давления.

Для расчета радиационных потоков энергии решается уравнение переноса излучения для двумерного случая с граничными условиями, соответствующими отсутствию падающего извне излучения. Для решения уравнения переноса применяется многогрупповое приближение: весь спектр частот делится на группы (560 групп), в каждой из которых спектральный коэффициент поглощения полагается постоянным, и осуществляется дискретизация по направлению движения фотонов. Значение коэффициента поглощения задается в виде таблиц от температуры, давления и частоты. Решение уравнений переноса занимает наибольшую долю машинного времени, поэтому уравнения переноса решаются только в горячей области потока и ближайшей окрестности, где температура газа более 2000K .

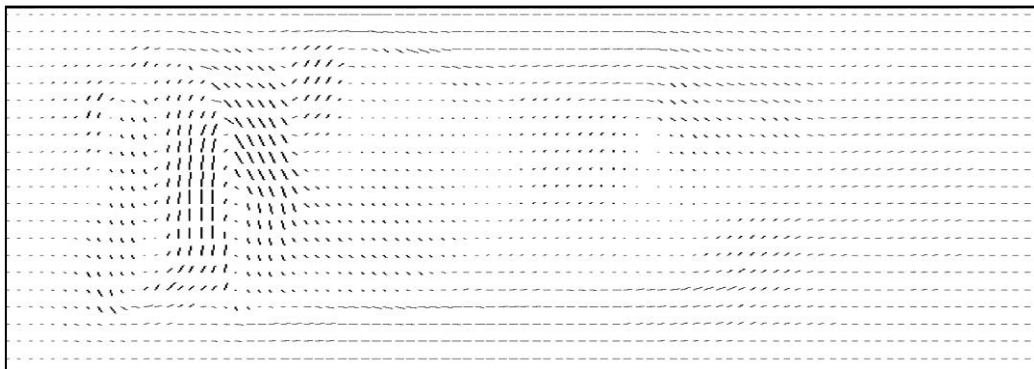


Рис. 1. Поле скоростей в канале.

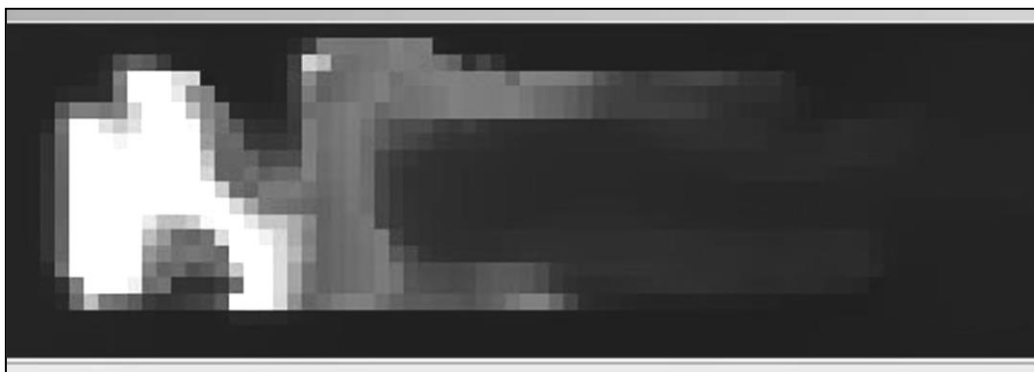


Рис. 2. Распределение температуры в канале.

Вычислительная модель реализована в виде программы, включающей в себя расчетный модуль и модуль визуализации полученных данных. Программа разработана на языке Delphi 6. Использование модели позволяет получать двумерную картину потока в любой момент времени, наблюдать процесс образования и развития Т-слоя; исследовать влияние на Т-слой ударных волн инициирования отраженных от стенок канала; определять оптимальные режимы, при которых не происходит разрушения Т-слоя.

С помощью модели был проведен ряд вычислительных экспериментов, которые показали, что динамика МГД-взаимодействия зависит от многих параметров и требует детального изучения. Моделирование показало, что процессу свойственно обтекание холодным потоком области электропроводного нагретого газа (*рис. 1*) и развитие гидродинамической неустойчивости, приводящей к разделению Т-слоя на две и более частей (*рис. 2*), что значительно снижает эффективность взаимодействия газа с магнитным полем и может приводить к разрушению Т-слоя. Используя численную модель, можно определять благоприятные условия для развития Т-слоя, добиваться равномерного заполнения канала Т-слоем по всей ширине и, тем самым, повышать эффективность МГД-взаимодействия.

Исследование образования фуллеренов в углеродно-гелиевой плазме

Новиков Павел Вадимович

Федоров Александр Семенович

Институт физики им.Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск, 660036

Чурилов Григорий Николаевич, д.т.н.

churilov@iph.krasn.ru

Фуллерены являются перспективными нанообъектами для создания новых материалов с различными свойствами, однако применение фуллеренов сдерживается низкой эффективностью их синтеза. Для повышения эффективности необходимо развитие теоретических представлений о процессах, идущих при образовании фуллеренов. Фуллерены образуются при конденсации углерода из углеродно-гелиевой плазмы [1,2,3], причем тот факт, что углеродные кластеры заряжены, играет существенную роль в процессе образования фуллеренов [4,5]. Зарядами кластеров можно управлять, влияя на концентрацию электронов в плазме, например путем введения легкоионизирующихся веществ. Поэтому целью работы было исследование влияния концентрации электронов на эффективность образования фуллеренов.

В работе решалась кинетическая задача образования фуллеренов при коагуляции углеродных кластеров. Скорость единичного процесса коагуляции некоторых кластеров C_k и C_m определялась как $R_{km}=n_k n_m v_{km} \sigma_{km}$, где n_k, n_m – концентрации кластеров, v_{km} – средняя тепловая скорость их относительного движения, σ_{km} – классическое сечение столкновения заряженных частиц:

$$\sigma_{km} = \pi(r_k + r_m)^2 \cdot \left(1 - \frac{E_{km}}{\varepsilon_{kin}}\right), \quad (1)$$

где r_k, r_m – эффективные усредненные радиусы кластеров, $E_{km} = q_k q_m e^2 / (r_k + r_m)$ – энергия их кулоновского взаимодействия, q_k, q_m – их заряды, $\varepsilon_{kin} = 3/2 \cdot k_B T$ – средняя энергия их относительного движения. В случае разноименных зарядов кластеры притягиваются: $q_k q_m < 0$, и сечение увеличивается. Если же $q_k q_m > 0$ в случае одноименных зарядов, то сечение уменьшается вплоть до нуля.

Предполагалось, что каждый кластер может нести заряд 0, +1, –1 или –2. Наличие других зарядов маловероятно, т.к. второй потенциал ионизации кластеров слишком велик, а сродство к третьему электрону отрицательно. Полная концентрация некоторого кластера C_k равняется сумме концентраций его заряженных компонент: $n_k = n_k^{-2} + n_k^{-1} + n_k^0 + n_k^{+1}$. Предполагалось, что в плазме наблюдается ионизационное равновесие, поэтому концентрации заряженных компонент каждого кластера определялись из уравнений Саха:

$$\frac{n_k^{q+1} \cdot n_e}{n_k^q} = \frac{Z_k^{q+1}}{Z_k^q} a \exp(-E_k^q / k_B T) \quad (2)$$

где Z_k^q – электронная статсумма заряженного кластера C_k^q , E_k^q – его потенциал ионизации (для некоторого кластера C_k : E_k^0 – потенциал ионизации, $|E_k^{-1}|$ – сродство к электрону, $|E_k^{-2}|$ – сродство ко второму электрону).

При синтезе в графитовой электрической дуге из межэлектродного промежутка поступают кластеры C_2 , затем при их столкновениях начинают образовываться более

крупные кластеры. Поэтому задавались следующие начальные условия: $dn_2/dt(0) = R_2$, $dn_k/dt(0) = 0$, $n_k(0) = 0$. Далее концентрация кластеров C_2 убывает в реакциях образования более крупных кластеров. Концентрация других кластеров C_k одновременно увеличивается в результате реакций меньших кластеров и убывает за счет реакций с другими кластерами:

$$\frac{dn_2}{dt} = R_2 - \sum_{m=2}^{k_{\max}} n_2 n_m v_{2,m} \sigma_{2,m}, \quad \frac{dn_k}{dt} = \sum_{m=2}^{k/2} n_m n_{k-m} v_{m,k-m} \sigma_{m,k-m} - \sum_{m=2}^{k_{\max}} n_k n_m v_{km} \sigma_{km}. \quad (3)$$

В расчетах исключение составляли кластеры являющиеся фуллеренами: C_{60} , C_{70} , C_{76} и C_{84} . В отличие от других углеродных кластеров, фуллерены химически стабильны, поэтому предполагалось, что они не участвуют в реакциях, т.е. для $k=60, 70, 76, 84$ в формуле (3) для dn_k/dt сумма со знаком «минус» равнялась нулю.

Расчет проводился для постоянной температуры 3000К и постоянной электронной концентрации, которая варьировалась от 10^9 до 10^{21} м^{-3} .

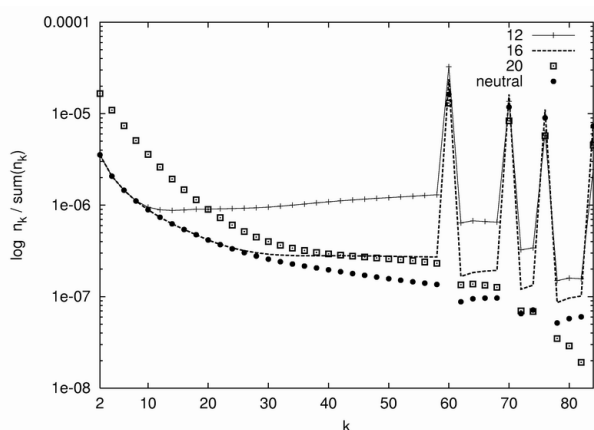


Рис.1. Относительные концентрации кластеров C_k в момент времени $t=10^{-3}$ с при различных концентрациях электронов.

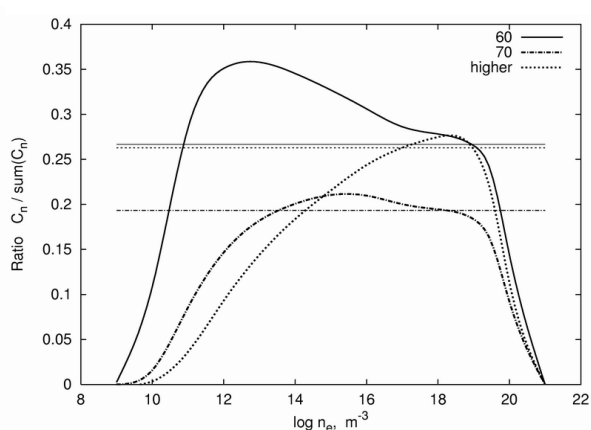


Рис.2. Доля фуллеренов C_{60} , C_{70} и высших от общего количества углерода в зависимости от концентрации электронов.

Концентрация электронов оказывает существенное влияние на распределение углеродных кластеров по размерам в процессе реакций (рис.1). А значит, концентрация электронов является дополнительным управляющим параметром, с помощью которого можно изменять суммарный выход всех фуллеренов и относительный выход фуллеренов различной массы (рис.2).

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда INTAS (грант 01-2399).

Список публикаций:

- [1] Kratschmer W., Fostiropoulos K., Huffman D.R. The success in synthesis of macroscopic quantities of C_{60} . // *Chem. Phys. Lett.*, 1990, vol.170, p.167.
- [2] Kroto H.W., Heath J.R., O'Brien S.C., Curl R.F., Smalley R.E. C_{60} : Buckminsterfullerene. // *Nature*, 1985, v.318, No.6042, p.162-163.
- [3] Чурилов Г.Н. Плазменный синтез фуллеренов (обзор). // *ПТЭ*, 2000, №1, с.1-10.
- [4] Афанасьев Д.В., Дюжев Г.А., Каратаев В.И. Влияние заряженных частиц на процесс образования фуллеренов. // *ПЖТФ*, 1999, т.25, в.5, 35-40.
- [5] Чурилов Г.Н., Федоров А.С., Новиков П.В. Образование фуллерена C_{60} в частично ионизованном углеродном паре // *Письма в ЖЭТФ*, 2002, том 76, вып.8, с.604-608.

Влияние Эффекта Холла на ионизационно – рекомбинационную кинетику неравновесного плазменного слоя

Почикаев Сергей Викторович

Красноярский Государственный Технический Университет

Кузоватов Игорь Анатольевич, к.ф-м.н

Slavin@fvt.krasn.ru

Рассматриваемая задача на нахождения распределения потенциала в условиях плазменного слоя. Уравнения потенциала рассматривается в области с двумя потенциальными границами с различными потенциалами и с двумя границами отсутствия нормального тока, представляющие собой прямоугольник, лежащий в плоскости поперечного сечения токового слоя. Для моделирования этого процесса численно решалась полная система уравнений. Уравнения потенциала под воздействием Эффекта Холла задается с условием сохранением заряда. Уравнения потенциала представляет собой численное решение на однородной прямоугольной сетке, используя локально – одномерное расщепление по пространственным переменным. Уравнения потенциала решается с уравнения на температуру электронов. Уравнения на температуру электронов реализуется с помощью методом Ньютона. Распределение концентрации по координате x однородно, по координате y – симметричное распределение с максимумом 10^{20} м^{-3} , спадающее к границам области до $0,01 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

По итогам проведенной работы можно сделать следующие выводы:

1. Результаты решения поставленной задачи были получены для широкого диапазона значений параметра Холла
2. Получено, максимальное значение температуры электронов $T_{e\text{max}}=18000\text{K}$, минимальное – $T_{e\text{min}}=9000\text{K}$.
3. Для данного значения параметра Холла разностное число Рейнольдса достигает значений $Re_h = 4$, то есть в этом случае метод вполне применим.
4. Рассчитано, что распределение температуры электронов и плотности тока соответствует известной физической картине. Таким образом, метод успешно применен при решении этой задачи.

Устойчивость течения проводящей жидкости в канале кольцевого сечения при наличии продольного магнитного поля

Проскурин Александр Викторович

Алтайский государственный университет

Сагалаков Анатолий Михайлович, д.ф-м.н.

proskurin.574@phys.dcn-asu.ru

Изучение устойчивости параллельных течений по прежнему представляет значительный интерес, несмотря на большое количество публикаций по этому вопросу. В настоящее время, в связи с бурным развитием вычислительной техники и информационных технологий, появилась хорошая возможность обобщить полученные ранее результаты, которые, как правило, носят разрозненный характер.

МГД-течение между коаксиальными цилиндрами является хорошим объектом для такого исследования. Во-первых, оно включает многие хорошо изученные случаи в качестве предельных. Во-вторых, система уравнений для малых возмущений в данном случае имеет довольно высокий порядок, что существенно ограничивало выполненные ранее исследования. В-третьих, в продольном магнитном поле может осуществляться мягкое возбуждение неустойчивости, что очень интересно с теоретической точки зрения.

В качестве примера приведён рисунок.

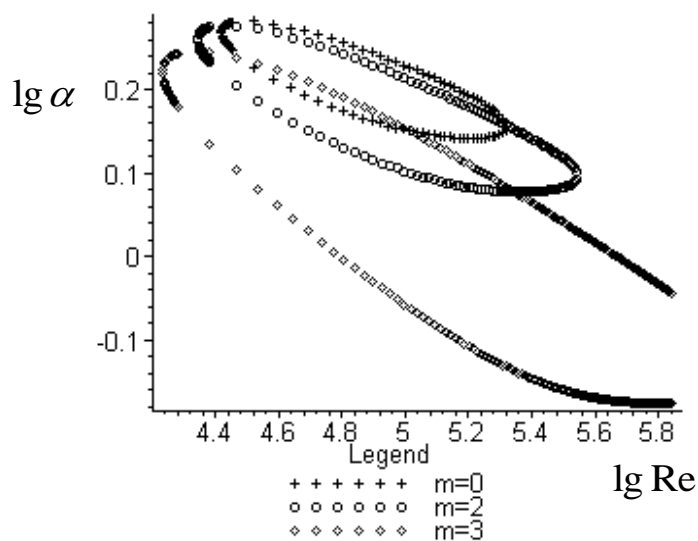


Рис. 1. Нейтральные кривые при наличии магнитного поля.

Кинетика формирования оптического излучения в парогазовой смеси гелия

Рагимханов Гаджимирза Балагланович

Гаджиев Махач Хайрудинович

Дагестанский Государственный Университет.

Курбанисмаилов Вали Сулейманович, к.ф-м. н.

abogatyrv@mail.ru

Интерес к исследованию импульсных объемных разрядов в газах высокого давления обусловлен их использованием в качестве активных сред газовых лазеров. Гелий в таких средах используется в качестве буферного газа.

Исследование оптического излучения разряда, как известно, дает обширную информацию о кинетике его формирования, а заселенность энергетических уровней самым непосредственным образом определяют излучательные и спектральные характеристики плазмы.

Целью данной работы является исследование роли таких процессов в кинетике формирования оптического излучения разряда в парогазовой смеси гелия высокого

давления, в которой легко ионизируемые пары металла формируются в процессе пробоя газа в результате распыления электродов. Экспериментальная установка и методика регистрации спектра подробно описана в работе[1].

В таблице 1. приведены наиболее интенсивные спектральные линии He, Al и Fe регистрируемых в разряде.

Таблица 1.

He I, нм	667,8	587,6	501,6	492,2	447,1	388,9
He II, нм	468,6	320,7	273,3			
Al I, нм	396,1	394,4				
Fe I, нм	364,7	341,3	344,1			

Следует здесь отметить сложный характер возбуждения рассматриваемых спектральных линий. В частности, атомарная линия HeI λ = 587,6 нм имеет три характерных максимума (рис.1). Первые два максимума линии повторяют соответствующие максимумы тока. Первый максимум тока обусловлен формированием ОР, а второй максимум связан с образованием искрового канала. Третий максимум спектра, по-видимому, обусловлен рекомбинацией, так как к этому времени ток разряда практически упал до нуля. Амплитуды этих максимумов возрастают от первого к третьему, что обусловлено увеличением ионизации в столбе при переходе от одной стадии к другой.

Отличительной особенностью атомарной линии гелия HeI λ = 501,6 нм (рис.2) является то, что для нее характерно наличие двух максимумов интенсивности, соответствующих максимумам тока. Рекомбинационный максимум для этой линии отсутствует. Линия HeI λ = 501,6 нм достаточно интенсивно возбуждается на стадии роста тока(стадия объемного горения). Амплитуды максимумов для этой линии уменьшаются от первого ко второму.

На рис.3 приведены характерные осциллограммы интенсивностей спектральных линий Fe вблизи катода для напряжения на электродах 10кВ.

Из этого рисунка видно, что для спектральных линий Fe характерно наличие одного максимума, который приходится на момент скачкообразного уменьшения напряжения на промежутке. Аналогичные исследования были выполнены и для алюминиевых электродов.

На рис.4 приведены временные зависимости интенсивностей спектральных линий Al I λ =396.1нм; λ =394.4 нм вблизи катода для прикладываемого напряжения 7 кВ. Следует отметить, что излучение Al происходит раньше, чем Fe. Наличие одного максимума интенсивности для линии Fe в отличие от Al можно объяснить особенностью расположения энергетических уровней атомов и кинетикой процессов в плазме.

Для выяснения роли различных элементарных процессов в общей кинетике формирования оптического излучения в работе проводилось численное моделирование разряда. В частности, рассчитывались зависимости потоков заселения возбужденных состояний атома алюминия и железа как за счет процессов электронного возбуждения, так и в процессе диэлектронной рекомбинации.

Как показывает сравнение этих потоков для алюминия, первый максимум может быть обусловлен процессами ударного электронного возбуждения, а второй является рекомбинационным.

Для линии железа рекомбинационный максимум отсутствует, для этих линий медленный спад крыла линий обусловлена рекомбинационным заселением. В отличие от алюминия для железа рекомбинация начинает играть роль раньше, и при более высокой температуре.

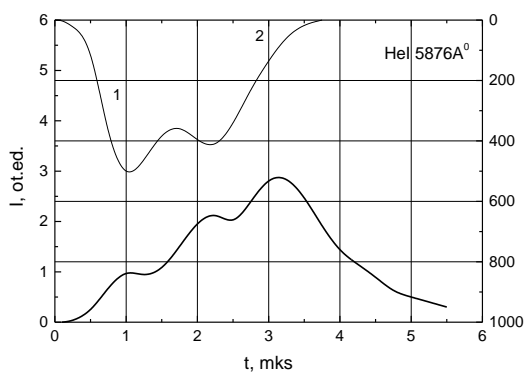


Рис.1

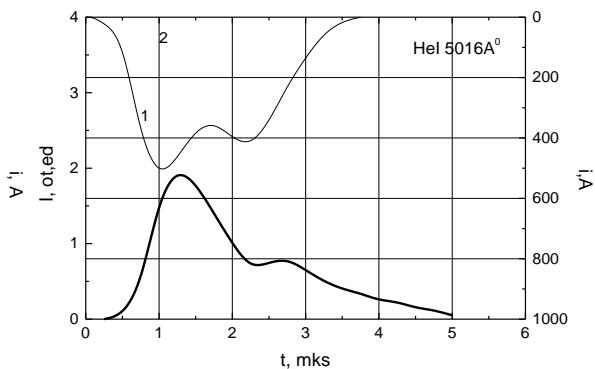


Рис.2

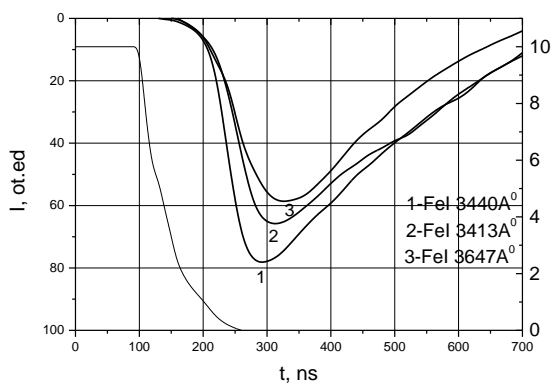


Рис.3

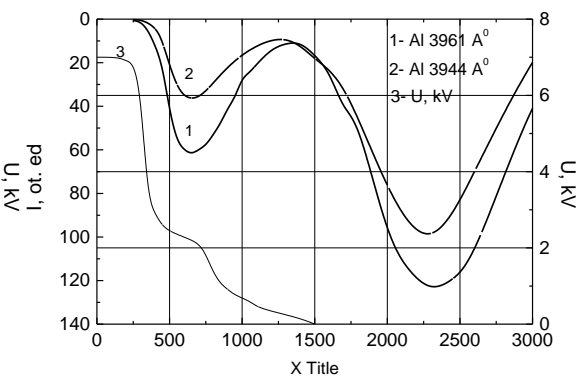


Рис.4

Список публикаций:

[1]. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Гаджиев А.З., Омарова Н.О. // ЖПС. 1992. Т. 27. С. 456-460.

Релаксация средней энергии электронов в разряде гелия с парами материала электродов

Рагимханов Гаджимирза Балагланович

Гаджиев Махач Хайрудинович

Дагестанский Государственный Университет

Курбанисмаилов Вали Сулейманович, к.ф-м. н.

abogatyrv@mail.ru

В настоящее время пристальное внимание исследователей в области газовых лазеров привлекают парогазовые смеси. При этом для ввода пара металла в разрядную зону используется различные, сложные технические устройства. Тем временем независимо от способа изготовления электродов развитие разряда всегда происходит в парах материала электродов, возникновение которых связано с взрывами неконтролируемых микронеоднородностей на поверхности электродов. Последние вследствие своего низкого потенциала ионизации и возбуждения соответственно могут оказать определяющую роль в характере формирования функции распределения для энергии электронов. Проверим указанную возможность в смеси гелия с парами меди и алюминия He-Cu, He-Al

Введем параметр релаксации [1]

$$K=(\nu_{ee}+\delta\nu_{em}+\nu)\tau_{qф}, \quad (1)$$

где ν_{ee} - частота межэлектронных столкновений (в слабоионизованной плазме атомарных газов $\nu_{ee} \ll \delta\nu_{em}$, поэтому ее в дальнейшем рассматривать не будем).

$$\delta\nu_{em} = \frac{2m}{M_{He}}\nu_{m1} + \frac{2m}{M_m}\nu_{m2},$$

ν_{m1} и ν_{m2} частоты упругих столкновений электронов с атомами He и металла;

$$\nu = \frac{\Delta\varepsilon_1}{\varepsilon} \nu_1^* + \frac{\Delta\varepsilon_2}{\varepsilon} \nu_2^* + \frac{\Delta\varepsilon_{i1}}{\varepsilon} \nu_{i1} + \frac{\Delta\varepsilon_{i2}}{\varepsilon} \nu_{i2}$$

ν_1 и ν_2 - частоты возбуждения He и атомов металла, а ν_{i1} и ν_{i2} - частоты ионизации He и паров металла соответственно.

Если $K \gg 1$, то электроны релаксируют по энергиям в объеме, прежде чем покинут область разряда, и функция распределения электронов по энергиям формируется локально, т.е. определяется параметрами плазмы в данной точке. Если же $K \ll 1$, то поперечная диффузия электронов происходит быстрее, чем изменение их энергии в объеме, и функция распределения электронов по энергиям является нелокальной, т.е. ее значение в данной точке определяется параметрами плазмы во всем объеме.

Посмотрим, как релаксирует быстрая часть ФРЭЭ с энергией ε_0 в этих областях. Оценим слагаемые в скобках в выражении (1).

Приведем характерные значения частот для гелия: для условий наших $\nu_{m1}=2,4 \cdot 10^9$ p [Top] c⁻¹ при $\varepsilon > 4$ эВ, $\Delta\varepsilon_1=19,8$ эВ; $\Delta\varepsilon_{i1}=24,5$ эВ; $\nu_1=2,5 \cdot 10^8$ p[Top]c⁻¹; $\nu_{i1}=9 \cdot 10^8$ p[Top]c⁻¹. Меди: $\Delta\varepsilon_1=3,786$ эВ; $\Delta\varepsilon_{i1}=7,73$ эВ; $\nu_1=2,2 \cdot 10^{11}$ p[Top]c⁻¹; $\nu_{i1}=9 \cdot 10^8$ p[Top]c⁻². Алюминия: $\Delta\varepsilon_1=3,143$ эВ; $\Delta\varepsilon_{i1}=5,99$ эВ; $\nu_1=1,162 \cdot 10^{11}$ p[Top]c⁻¹; $\nu_{i1}=1,033 \cdot 10^9$ p[Top]c⁻¹;

Значения полных сечений возбуждения и ионизации взяты из [2,3,4], а значения частот вычислены для $\varepsilon \sim 100$ эВ. Характерное время диффузии равно

$$\tau_{q\phi} = \frac{\Lambda^2}{D(\varepsilon)},$$

где Λ - характерная диффузионная длина, $D(\varepsilon)$ - коэффициент диффузии. Для разрядной камеры, использованной в настоящей работе

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{\pi}{L_1}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L_2}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L_3}\right)^2 \approx 30 \left(\frac{1}{\text{cm}^2}\right),$$

где $L_1=30$ см, $L_2=2$ см, $L_3=0,6$ см.

$$D(\varepsilon) = \frac{2\varepsilon}{3m v_{em}},$$

где $\varepsilon = m\mathcal{G}^2/2$.

Посмотрим, как ведет себя ФРЭЭ в разряде в зависимости от давления газа

На рис.1(а, б) приведены также характерные зависимости для параметра релаксации в меди, алюминии соответственно при различных парциальных давлениях смесей $[\text{He}]:[\text{Cu}]$, $[\text{He}]:[\text{Al}]=1 - 10^{-3}$; 2- $3 \cdot 10^{-3}$. Для сравнения на графике 3 приведена

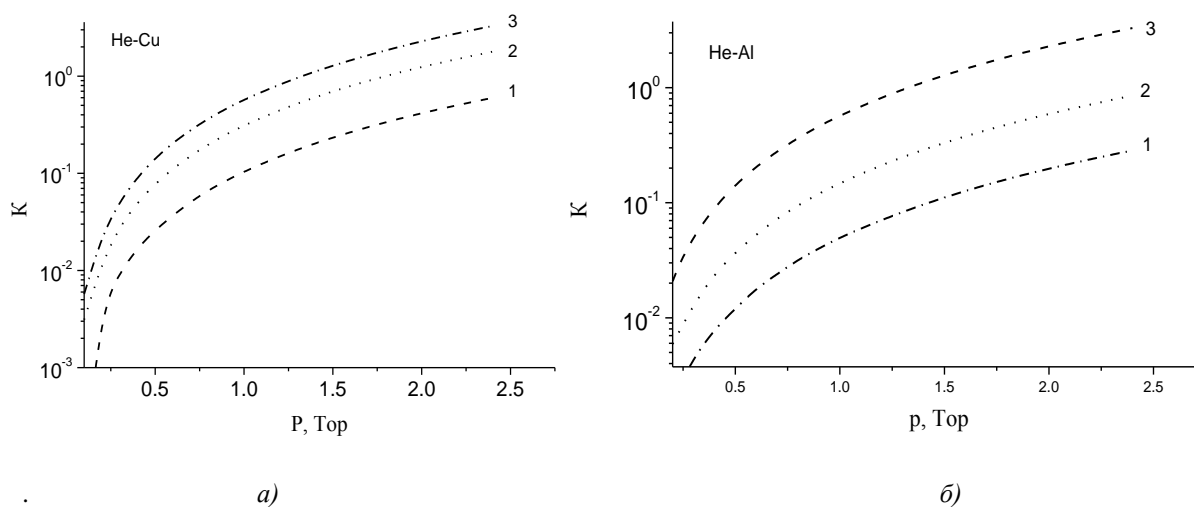


Рис.1

значение параметра K в чистом гелии.

Из приведенных оценок и зависимостей видно, что увеличение относительного содержания паров материала в разряде, а также суммарного давления газа приводит к увеличению параметра релаксации K . Причем при прочих одинаковых условиях параметр релаксации в парах меди оказывается выше, чем алюминия, что связано с потерей энергии электронов на возбуждение. Таким образом, появление паров материала вещества в разрядном объеме, приводит к росту энергетических потерь электронов в объеме. Из оценок также видно, что появление паров в разряде приводит к уменьшению по давлению границы перехода функции распределения от нелокальной к локальной. Чем больше концентрация паров материала электрода, тем изменение их энергии в объеме больше, чем поперечная диффузия электронов.

Список публикаций:

- [1]. Цендин Л.Д. // ЖЭТФ. 1974. Т.60. С. 1638.
[2]. Ю.М. Смирнов. Эффективные сечения возбуждения атомов и ионов электронным ударом. Москва: Издательство Стандартов МЭИ, 1989.
[3]. Ю.М. Смирнов // Атомная спектроскопия, Т.82, №2, С. 222-227, 1997.
[4]. Ю.М. Смирнов // Оптика и спектроскопия, Т.84, №6, С. 889-904, 1998

**Электродинамические характеристики импульсного разряда с
предыонизацией**

Рагимханов Гаджимирза Балагланович

Гаджиев Махач Хайрудинович

Дагестанский Государственный Университет.

Курбанисмаилов Вали Сулейманович, к.ф-м. н.

abogatyrv@mail.ru

Известно, что при пробое перенапряженных промежутков в случае инициирования разряда большим числом начальных электронов имеет место объемное протекание тока. Фаза объемного горения используется для накачки газовых лазеров. На стадии объемного горения осуществляется наибольший энерговклад в разряд, который ограничивается контракцией разряда.

Целью данной работы является исследование энергетических характеристик ОР, и выяснение особенностей перехода ОР в контрагированное состояние. Схема экспериментальной установки описана в работе [1].

Энергия, рассеиваемая в разрядном промежутке, определялась по сфазированным осциллограммам тока и напряжения.

На рис.1(а,б) соответственно приведены характерные зависимости энергии вкладываемой в объемный разряд от прикладываемого поля и давления газа. Из рис. 1 а видно, что с увеличением прикладываемого поля наблюдается рост энерговклада в

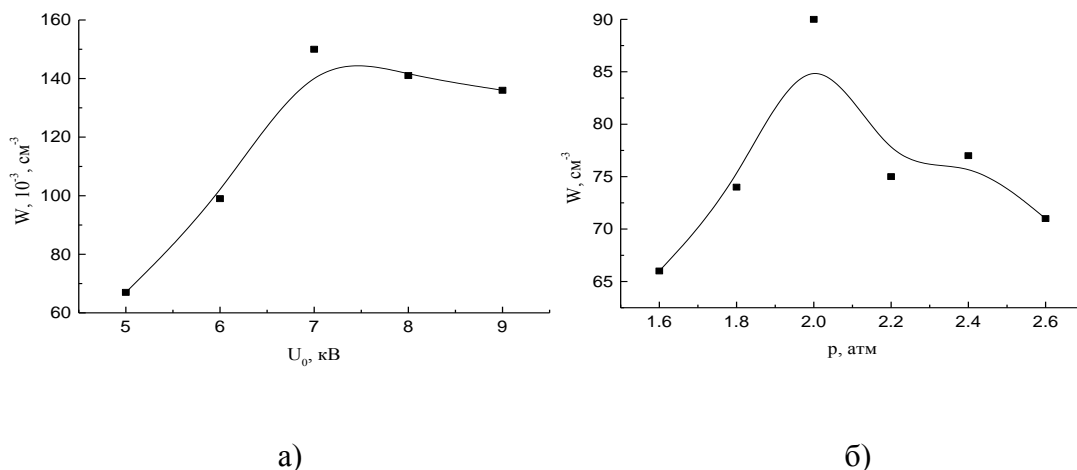


Рис.1. Характерная зависимость энергии вкладываемой в объемный разряд в зависимости от прикладываемого поля (а) и давления газа (б) при $E/p=3,5 \text{ В}/(\text{см атм})$.

разряд до напряжения 7 кВ. При напряжениях более 7 кВ происходит спад

энерговклада в ОР, связанный уменьшением длительности однородного горения ОР в результате контракции в искровой канал. Энерговклад в разряд также возрастает с ростом давления и имеет максимум при давлении газа 2 атм. При более высоких давлениях развиваются неустойчивости ОР, ограничивающих энерговклад в разряд.

Для расчета электрических и энергетических характеристик катодного слоя использован метод, развитый в работе [2], где рассматривается задача о квазистационарном катодном слое с учетом автоэмиссионных процессов.

На рис.2 (а,б) представлены расчетные зависимости катодного падения потенциала и удельной мощности, выделяемой в катодном слое от плотности тока для условий: $\beta = 6$, $\gamma = 0.2$ (β - где коэффициент усиления поля на микронеоднородностях катода; γ - коэффициент вторичной эмиссии).

Из рис.2а следует, что учет автоэмиссии приводит к тому, что с увеличением плотности тока вольтамперная характеристика катодного слоя является падающей. В то время как, ВАХ катодного слоя без учета автоэмиссии является возрастающей, что также отражается на энерговкладе в прикатодную область разряда (см. рис. 2б).

Учет автоэмиссионных токов приводит к заметному изменению характеристик катодного слоя и в частности, катодный слой оказывается неустойчивым относительно флуктуаций плотности тока.

Если на фоне первоначально однородной плотности тока J_0 , соответствующая падающему участку ВАХ, возникает случайная малая флуктуация $j(x)$, то в области увеличения плотности тока происходит уменьшение катодного падения потенциала $U_c(j)$. Это приводит к неоднородному распределению потенциала в прикатодной плазме $U(x)$. Возникающая при этом поперечная составляющая напряженности электрического поля направлена так, что абсолютное значение плотности тока на границе плазмы и катодного слоя увеличивается в области пониженного значения потенциала, то есть начальная флуктуация плотности тока увеличивается.

Таким образом, в результате развития неустойчивости плотность тока на отдельных участках катода возрастает, при этом уменьшается величина катодного падения потенциала, а напряженность поля на катоде E_c продолжает нарастать с ростом j , хотя и медленнее, чем в отсутствии автоэмиссии. Именно это и является предпосылкой дальнейшего увеличения тока автоэмиссии и последующего перехода автоэлектронной эмиссии во взрывную.

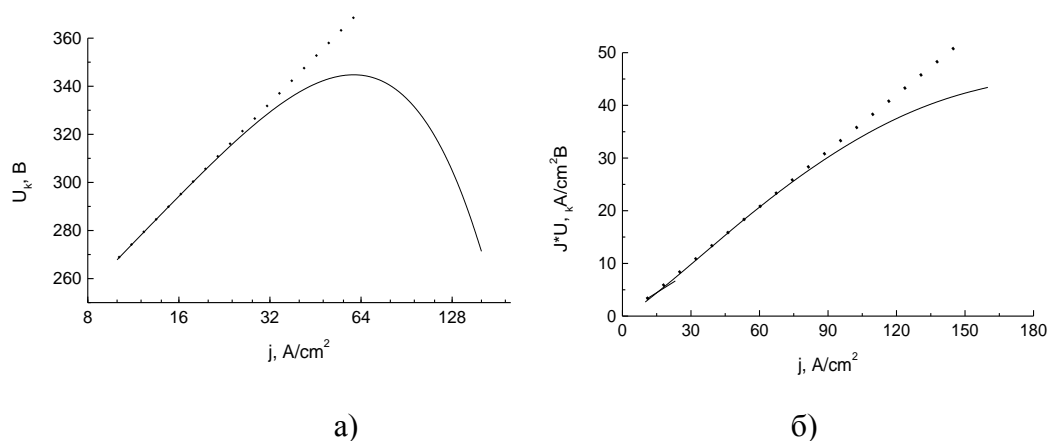


Рис. 2. Характерные зависимости катодного падения потенциала (а) и удельного энергозклада в прикатодную область (б) от плотности тока разряда (пунктирная линия - без учета автоэлектронной эмиссии, сплошная с учетом автоэмиссии).

С развитием неустойчивости катодного слоя происходят многочисленные взрывы на поверхности катода. Горение множества катодных пятен могут привести к образованию тонких диффузионных каналов, привязанных к катодным пятнам. Образование диффузионных каналов возможно обусловлено за счет электронов из приэлектродного слоя, вышедших в моменты максимальной напряженности в слое и их ускорение в поле столба до энергий, достаточной для возбуждения атомов, что вызывает свечение, образующие диффузные каналы.

Список публикаций:

[1] Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А. //ТВТ. 1995. Т.33. №.3. С.346-350.

[2] Козырев А.В. Прикатодные процессы и их влияние на форму протекания тока в газовом и вакуумном разряде: Диссертация д.ф.-м.н. /Институт сильноточной электроники СО АН СССР.– Томск, 1995.

Ионизационные процессы в стационарном и проточном гелии

Рамазанов Сиражудин Абдуллаевич

Кишов Карим Магомед-Расулович

Дагестанский Государственный Университет.

Дагестанский Государственный Технический Университет.

Кишов Магомед-Расул Гаджиевич, д.ф.-м. н.

abogatyrv@mail.ru

Как в ионизационном, так и рекомбинационном режимах разряда протекает большое количество конкурирующих процессов, что затрудняет однозначную интерпретацию результатов. В качестве стабилизирующего фактора пользовались обновлением состава газа за времена $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$ с в объемах ~ 3 см³ при импульсных разрядах в однородных электрических полях. Приводим некоторые экспериментальные и расчетные закономерности.

1. Известно, что с ростом числа тренировочных пробоев при постепенной очистке электродов от окисных пленок и полировке за счет ликвидации микронеоднородностей напряжение статпробоя U_0 возрастает \sim на 10%. В наших же исследованиях в стационарном гелии U_0 возросло \sim от 20 до 40% при давлениях порядка

атмосферного. Предполагается, что данный эффект обусловлен протеканием плазмохимических реакций, приводящих к образованию молекулярного гелия He_2 и соответствующим рассеянием энергии электронов на вращательных и колебательных уровнях He_2 , о чем свидетельствует возрастание $\sim 1,5$ раза характеристической линии $\text{He}_2 - 465$ нм в стационарном режиме по сравнению с режимом прокачки.

2. Ступенька на спаде напряжения связывается в литературе в основном с запаздыванием процесса формирования катодного пятна и изменением форм разряда. Результаты свидетельствуют об уменьшении длительности ступени с ростом скорости прокачки газа, что, возможно обусловлено выносом продуктов плазмохимических реакций (в частности He_2) из зоны разряда и соответствующей стабилизацией диссипативных процессов. Учитывается также изменение соотношения между ионами He^+ и He_2^+ , каналы образования которых тесно связаны с концентрацией электронов.

3. По классическим представлениям в стримерных механизмах разряда время запаздывания пробоя τ_3 в основном определяется временем развития лавины до критического размера, характеризующееся накоплением ионов в головке лавины. Полученные в данной работе рост $\tau_3 \sim 20\%$ при прокачке газа рассматривается как результат дестабилизации процесса накопления ионов в лавине. Представленные результаты, показывающие более значительные изменения τ_3 при временах $\tau_3 \leq 10^{-6}$ с, т.е., когда реализуется таундсендовский разряд. Приводятся качественные оценки кинетики элементарных процессов с учетом механизма ассоциативной и ударной ионизации.

4. Результаты расчетов показали, что в продольном магнитном поле из-за перераспределения зарядов наблюдается немонотонная зависимость первого ионизационного коэффициента от внешних условий.

Плазменный способ получения монооксида кремния

Ранжуров Цыремпил Валерьевич¹,

Дандарон Гунга-Нимбу Бидьяевич², Ринчинов Александр Пурбуевич²

1) Бурятский научный центр СО РАН

2) Восточно-Сибирский государственный технологический университет

Дандарон Гунга-Нимбу Бидьяевич, д.ф.-м.н

ts_ranjurov@mail.ru

Наиболее распространенным, не дающим побочных трудноразделимых продуктов, является восстановление двуоксида кремния кремнием:



Реакция (1) начинается при температуре 1400 – 1450 К, с повышением температуры скорость реакции возрастает. Обычно моноокись кремния получают нагревом смеси мелкодисперсных порошков кварцита и кремния до температур ниже температуры плавления кремния 1690 К в условиях вакуума или в защитной атмосфере. При плавлении кремния скорость реакции (1) значительно снижается, так как из-за интенсивного каплеобразования расплава кремния уменьшается площадь поверхности фазового контакта между реагентами. Известен плазменный способ получения монооксида кремния по реакции (1) в газовой фазе реагентов при температурах выше температур кипения кремния и двуоксида кремния.

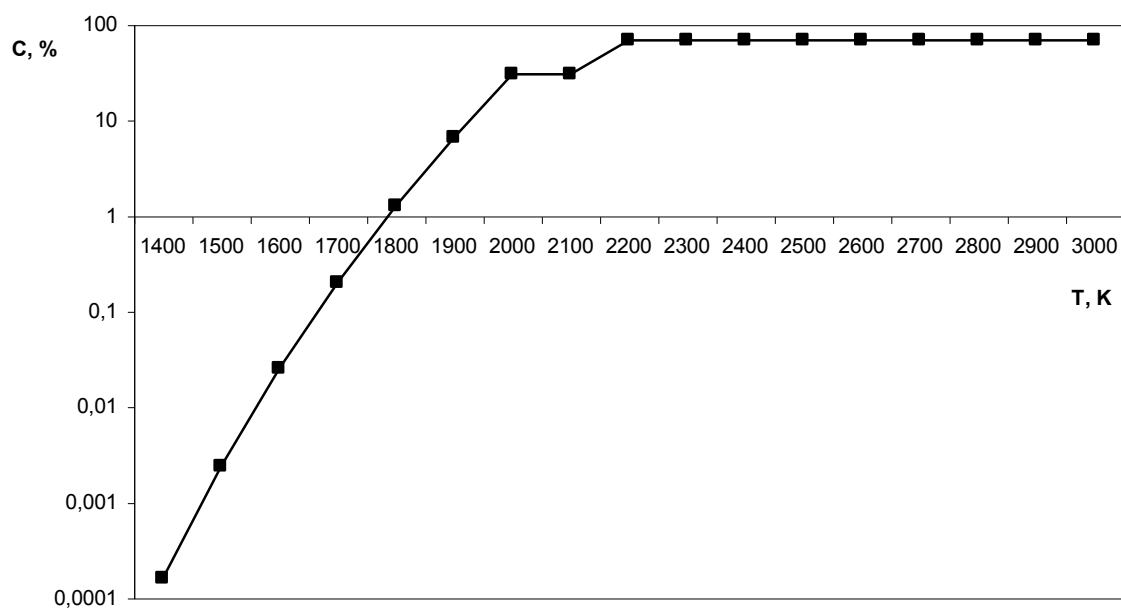


Рис. 1

По результатам термодинамического расчета реакции (1) по программе АСТРА-4 (см. рис. 1), основанной на принципе максимума энтропии, максимальное содержание монооксида кремния достигается при температуре 2200 К. Поэтому представляет интерес проведение этого процесса при жидкой фазе реагентов.

Для получения монооксида кремния была создана электродуговая установка, схема которой представлена на рис. 2. Установка состоит из аргонового плазмотрона 1 с шихтовводом 2, реакционной камеры 3 из кварцевой трубки, тигля из кварцевого стекла 4, двух водоохлаждаемых крышек 5, анода 6 и закалочной камеры 7. На верхней крышке 5 установлен плазмотрон 1. Через отверстие в нижней крышке 5 в реакционную камеру 3 вводится выдвижной медный анод 6. Продукты реакции транспортируются аргоном через выводную кварцевую трубку в закалочную камеру 7.

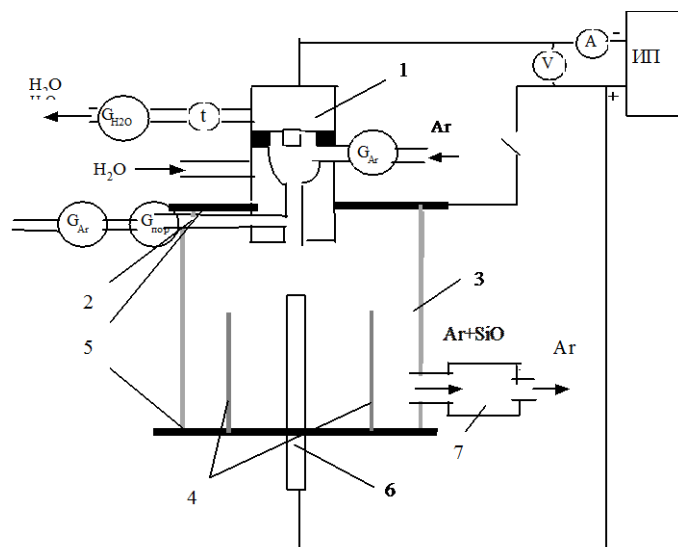


Рис. 2

Куски кварцита размером 0,3 – 1,5 см в тигле из кварцевого стекла помещаются в реакционную камеру. После получения расплава кварцита в тигле в сопло плазмотрона подается порошок кремния. Выход монооксида кремния зависит от мощности установки и расхода кремния.

Для получения монооксида кремния в плазменной струе использованы порошки кварцита и кремния в стехиометрическом соотношении размером 50 – 100 мкм. Мощность дуги 2,4 кВт, длина дуги 12 см, расход шихты 360 г/ч. Мощность установки подбиралась с учетом теплоты, необходимой для нагрева исходных материалов до температуры 2200 К, теплового эффекта реакции (1), а длина дуги – по времени нагрева частиц кварцита и кремния до указанной температуры.

В предложенной схеме получения монооксида кремния высокая скорость реакции достигается за счет ввода расплавленных в дуговом разряде частиц двуоксида кремния и кремния на поверхность расплава двуоксида кремния, что обеспечивает постоянную, высокую площадь фазового контакта между реагентами.

Итак, новый разработанный плазменный метод получения монооксида кремния, заключающийся в восстановлении двуоксида кремния кремнием при жидкой фазе реагентов, отличается высокой производительностью и низкими энергозатратами.

Модель волновых процессов в самогравитирующем слое плазмы в магнитном поле.

Савелова Елена Павловна

Ульяновский Государственный Университет

Журавлев Виктор Михайлович, д.ф-м.н., доцент

SEP 22.12.79@rambler.ru

В астрофизике одним из наиболее исследуемых объектов в настоящее время являются дисковые системы, поскольку позволяют описывать на больших расстояниях галактики и компактные релятивистские объекты, такие как центры галактик. В мелких масштабах дисковые системы могут описывать оболочки нейтронных звезд и черные дыры.

В данной работе предлагается точно решаемая модель, описывающая поведение дисковой системы. Геометрия модели построена на нестатическом обобщении метрики Мажумдара-Папапетроу (МП).

$$ds^2 = e^{A(x,y,t)+a(z)} (dt^2 - dx^2 - dy^2) - e^{-A(x,y,t)+b(z)} dz^2$$

Выбор такого рода метрики основан на том, что по современным представлениям метрика реального пространства близка к диагональной. В качестве источника гравитационного поля в данной модели используется плазма в магнитном поле плюс материя в форме идеальной жидкости, с тензором энергии-импульса вида

$$T_{ik} = T_{ik}^{(\phi)} + T_{ik}^{(m)}$$

$$T_{ik}^{(\phi)} = -\Delta_i \phi \Delta_k \phi + \frac{1}{2} g_{ik} g^{lm} \Delta_l \phi \Delta_m \phi - g_{ik} V(\phi, t)$$

$$T_0^{(m)0} = \varepsilon(x, y, z, t), T_1^{(m)1} = T_2^{(m)2} = -p, T_3^{(m)3} = -p_1, T_k^{(m)i} = 0, i \neq k$$

Найдены точные решения динамики самогравитирующей плазмы в пространствах с нестатической метрике Мажумдара-Папапетроу. Показано существование слоистой структуры распределения материи и гравитационного поля в моделях такого типа. Возможны одиночные слои и многослойные периодические структуры. Одиночные слои могут быть сопоставлены по ряду признаков дисковым структурам. На основе точных решений исследованы волновые процессы, происходящие в слое самогравитирующей плазмы и, создаваемой ей, гравитационном поле. Исследована динамика пробной частицы и показано существование эффекта скрытой массы в такой модели.

Генерация ионов металлов и плазменных потоков в устройствах на основе вакуумного дугового разряда.

Савкин Константин Петрович

Николаев Алексей Геннадьевич

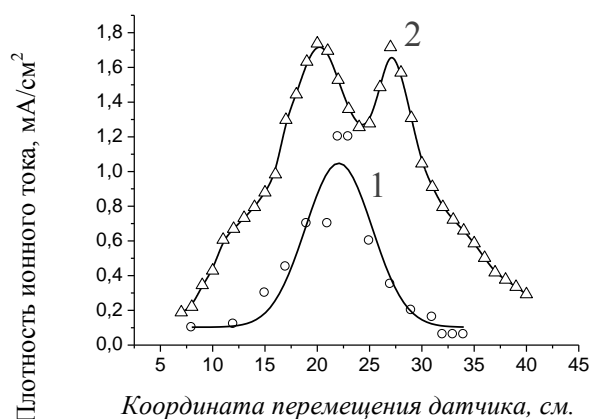
*Томский Государственный Университет Систем Управления и
Радиоэлектроники.*

Окс Ефим Михайлович, д.т.н.

Savkin@mail2000.ru

Представляются результаты исследования эмиссионных характеристик модифицированной версии ионного источника «Титан-3» в режиме генерации широкоапертурных пучков ионов металлов, свободных от наличия примеси ионов газов. Кроме того, исследован процесс прохождения потоком плазмы вакуумного дугового разряда криволинейной плазменно-оптической системы при функционировании генератора плазмы с магнитным фильтром. Названные источники заряженных частиц на основе вакуумного дугового разряда предназначены для модификации поверхности материалов методами имплантации высокоэнергетических ионов и осаждения покрытий.

Ионные источники серии «Титан» [1], разработанные в Институте Сильноточной Электроники СО РАН, позволяют генерировать широкоапертурные комбинированные пучки ионов газов и металлов. Принцип действия ионного источника «Титан-3» основан на инициировании вакуумного дугового разряда вспомогательным контрагированным разрядом в атмосфере рабочего газа. Однако, при желаемой имплантации только ионов металлов, наличие неконтролируемой примеси ионов рабочего газа в пучке может достигать единиц процентов от общего числа ионов. При высоких требованиях к чистоте ионного пучка, данное соотношение нежелательно. Модифицированная версия ионного источника «Титан-3» позволяет генерировать широкоапертурные пучки ионов металлов свободные от наличия примеси ионов газов. Проведенные изменения заключаются в оснащении разрядной камеры источника



дополнительным съемным катодным узлом, Рис. 1

принцип функционирования которого основан на инициировании вакуумного дугового разряда высоковольтным разрядом по поверхности диэлектрика. Таким образом, напуск рабочего газа не требуется, что приводит к существенному улучшению

чистоты генерируемого пучка. При необходимости легко осуществляется переход к базовой конфигурации электродов. При функционировании модифицированной версии ионного источника «Титан-3» наблюдалось трансформирование распределения плотности ионного тока в плоскости коллектора из распределения по форме близкого к гауссовому (см. рис.1, кривая 1), в случае функционирования базовой версии, в более широкое распределение с двумя максимумами (см. рис.1, кривая 2). Это происходит вследствие нарушения однородности эмиссионной границы плазмы вакуумного дугового разряда. Тем не менее, при одинаковом ускоряющем напряжении достигается увеличение плотности ионного тока как центре, так и на периферии распределения, по сравнению с распределением, полученным при функционировании базовой версии ионного источника. Это позволяет обрабатывать изделия больших габаритных размеров с минимальной манипуляцией для достижения равномерной дозы облучения. Модифицированная версия ионного источника «Титан-3» использовалась в проведении экспериментов по увеличению поверхностной проводимости диэлектрических материалов. Изделия из керамики Al_2O_3 имплантированы ионами платины (Pt) со средней энергией 105кэВ до достижения экспозиционной дозы $1,8 \times 10^{18}$ ион/см². Поверхностная проводимость изделий увеличилась от 0,01см/ГОм до 0,08см/ГОм, что при длине образца 2см составляет 25ГОм.

Исследован процесс прохождения плазмой вакуумного дугового разряда криволинейной плазменно-оптической системы в процессе функционирования генератора плазмы с четверть-тороидальным магнитным фильтром [2]. Установлено, что при положительном электрическом смещении плазмоведа, удастся уменьшить потери ионной компоненты на стенках магнитного фильтра (см. рис.2) и, тем самым, увеличить плотность ионного тока на выходе эмиссионной апертуры генератора плазмы. Так в случае циркониевой (Zr) плазмы, при положительном смещении плазмоведа до 50В ионный эмиссионный ток увеличивается на 20%.



Рис.2

В заключение можно сделать следующие выводы.

Модификация электродов существенным образом расширяет область технологического применения ионного источника «Титан-3» за счет возможности генерации широкоапертурных пучков ионов металлов, газов и комбинированных газо-металлических пучков ионов с энергией до 100кэВ.

Определение характера потерь ионов плазмы вакуумного дугового разряда на стенках криволинейного магнитного фильтра позволило выбрать оптимальный режим

транспортировки плазменного потока в режиме положительного электрического смещения плазмоведа.

Список публикаций:

[1] С.П. Бугаев, А.Г. Николаев, Е.М. Окс, Г.Ю. Юшков, П.М. Щанин, Я. Браун // Изв. Вузов. Физика. - 2001.-№9.-С.23-27.

[2] И.И. Аксенов, В.А. Белоус, В.Г. Падалка, В.М. Хороших // Физика плазмы. -1978.-№4.-С.758-763.

Применение дробно-устойчивых распределений для описания локального флуктуационного потока частиц в магнитоактивной плазме

Саенко Вячеслав Владимирович

Ульяновский Государственный Университет

Учайкин Владимир Васильевич, д.ф.-м.н.

saenkoslava@mail.ru

В последние годы в физике плазмы пристальное внимание уделяется изучению вероятностных характеристик турбулентного переноса в плазме и, в частности, анализу локального флуктуационного потока частиц в магнитоактивной плазме [1-3]. Как правило, авторы ограничиваются построением гистограмм амплитуд локального турбулентного потока частиц, лишь констатируя негауссов характер плотностей вероятности. В работе показано, что распределение плотности вероятности амплитуды локального турбулентного потока частиц может быть описана с помощью дробно-устойчивых распределений.

Дробно-устойчивые распределения появляются в результате решения уравнений в частных производных дробного порядка

$$\frac{\partial^\beta \rho(x,t)}{\partial t^\beta} = -D(-\Delta)^{\alpha/2} \rho(x,t) + \frac{t^\beta}{\Gamma(1-\beta)} \delta(x),$$

где $\frac{\partial^\beta \rho}{\partial t^\beta}$ - дробная производная Римана-Лиувилля, а $(-\Delta)^{\alpha/2}$ - дробная производная Рисса [4]. Уравнения такого рода появляются в проблеме аномального переноса [5]. Решение этого уравнения

$$\rho(x,t) = (Dt^\beta)^{1/\alpha} \Psi^{(\alpha,\beta,\theta)}(|x|(Dt^\beta)^{1/\alpha})$$

выражается через дробно-устойчивую плотность распределения

$$\Psi^{(\alpha,\beta,\theta)}(r) = \int_0^\infty g^{(\alpha,\theta)}(r\tau^{\beta/\alpha}) g^{(\beta,1)}(\tau) \tau^{\beta/\alpha} d\tau.$$

Здесь $g^{(\alpha,\theta)}(x)$ - симметричная и $g^{(\beta,1)}(t)$ - односторонняя устойчивые плотности распределений, чьи характеристические функции имеют вид

$$\int_{-\infty}^\infty g^{(\alpha,\theta)}(x) \exp\{ikx\} dx = \exp\left\{-|k|^\alpha \exp\left(-i\frac{\pi}{2}\theta \alpha \operatorname{sign} k\right)\right\}$$

и

$$\int_0^{\infty} g^{(\beta,1)}(x) \exp\{-\lambda t\} dt = \exp\{-\lambda^\beta\}.$$

Эксперименты по изучению характеристик турбулентных потоков проводились на стеллараторе Л-2М. Это тороидальная термоядерная установка с большим радиусом тора 100 см и средним радиусом плазмы 11,5 см, средняя плотность плазмы $(1,3-1,8) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, центральная температура электронов $0,6 \div 1,0 \text{ кэВ}$, в качестве рабочего газа

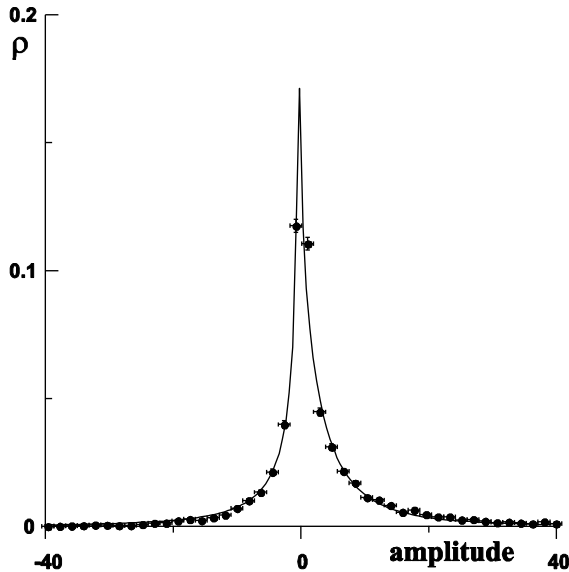


Рис. 1:

Сплошная кривая – дробно-устойчивое распределение $1/a\Psi^{(\alpha,\beta,\theta)}(ax-b)$ с параметрами $\alpha=1.1, \beta=0.35, \theta=0.05, a=4, b=0.5$, Сплошные кружки - эксперимент 46805fl1.

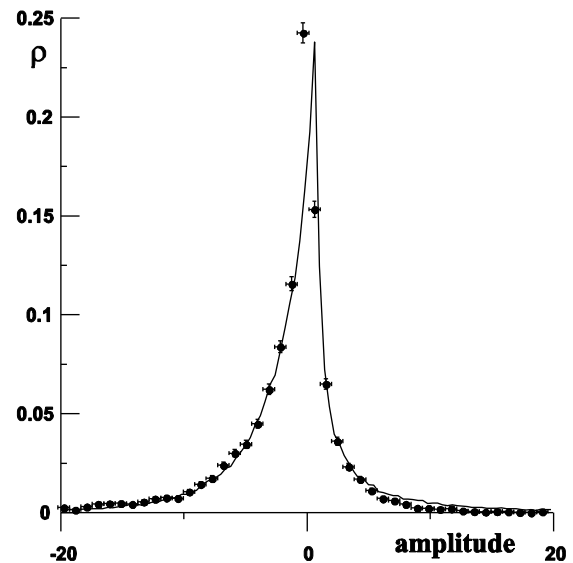


Рис. 2:

Сплошная кривая – дробно-устойчивое распределение $1/a\Psi^{(\alpha,\beta,\theta)}(ax-b)$ с параметрами $\alpha=1.24, \beta=0.01, \theta=-0.15, a=3, b=-0.8$, Сплошные кружки -

использовался водород [3]. Измерения турбулентных потоков проводились на краю плазмы при плотности $1-2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и электронной температуре 30-40 эВ, относительный уровень флуктуаций плотности во внешних областях плазмы $(\delta n/n)_{\text{внеш}}=0,2-0,25$. Локальный турбулентный поток частиц вычисляется как $\vec{\Gamma} = (\delta n_e \cdot \delta v_r)$ [2,3], где δn_e - флуктуации плотности плазмы, $\delta v_r = c \delta E_\Theta / B$ - флуктуации радиальной скорости (где $\delta E_\Theta = (\delta \varphi_1 - \delta \varphi_2) / \Delta \Theta r$ - флуктуации полоидального электрического поля, $\delta \varphi$ - флуктуации плавающего потенциала плазмы, Θ - полоидальная угловая координата, r - средний радиус магнитной поверхности).

На (рис. 1) и (рис. 2) приведены плотности дробно-устойчивых распределений и плотность вероятности амплитуды локального флуктуационного потока частиц. Из рисунков хорошо видно, что локальные флуктуации потока частиц могут быть описаны с помощью дробно-устойчивых распределений.

Автор благодарит Сворцову Н.Н., сотрудницу Института общей физики г. Москва, за предоставленные результаты экспериментов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 01-02-16527)

Список публикаций:

[1] J.W.Connor, P.Burraffi, J.G.Cordey et al *Plasma Phys.Contr.Fusion*, **41**, 693(1999)

[2] M.A.Pedrosa, M.A.Ochando, J.A.Jimenez et al. *Plasma Phys.Contr.Fusion*, **38**, 365 (1996)

[3] G.M.Batanov, O.I.Fedyanin, N.K.Kharchev et al. *Plasma Phys.Contr.Fusion*,

[4] С.Г. Самко, А.А. Килбас, О.И. Маричев. *Интегралы и производные дробного порядка и некоторые их приложения*. -Минск, Наука и техника, 1987

[5] V. V. Uchaikin, *IJTP*, v. 39, N. 8 (2000), p. 2087.

Мощный инжектор атомов водорода для нагрева плазмы в магнитных ловушках

Сорокин Алексей Валерьевич

Новосибирский Государственный Университет

Дейчули Петр Петрович, к.ф-м.н.

Sorokin_av@ngs.ru

В настоящее время в исследованиях по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу широко применяются интенсивные пучки высокоэнергетических ионов и атомов. Инжекция мощных пучков атомов изотопов водорода в удерживаемую магнитными ловушками плазму стала одним из основных методов нагрева плазмы. Используемые для инъекции в плазму пучки атомов с энергией в десятки – сотню килоэлектронвольт и эквивалентными токами до сотен ампер получают перезарядкой соответствующих пучков положительных ионов в газовых или парометаллических мишенях.

Для нагрева плазмы на установках ГДЛ (Новосибирск), MST(Madison) спроектирован и изготовлен в опытный экземпляр атомарного инжектора. Плазма создается дуговым разрядом в водороде с током до 1200 А. Для получения однородной плотности потока плазмы в плоскости эмиттера используется мультипольная периферийная магнитная стенка на постоянных магнитах из материала Nd₁₅Fe₇₇B₈ с внешним магнитопроводом, установленными в вакууме в области разлета плазмы между дуговым генератором и сетками ионнооптической системы. Для ускорения ионов используются 4х-электродная многоапертурная ионно-оптическая система. Каждый электрод имеет сферическую форму для обеспечения геометрической фокусировки пучка. Начальная апертура пучка 200 мм. Особенностью ИОС является большое число отверстий (3433 отверстия Ø2.5мм), что накладывает повышенные требования к качеству формирования пучка и к в/в прочности ИОС. Нейтрализация ионного пучка производится в импульсной газовой мишени с эффективностью до 80%.

Ниже приведены параметры диагностического инжектора:

Энергия пучка до 25 кэВ

Ток пучка в ионах до 60 А

Длительность импульса	2 мсек
Расходимость	1.3°
Диаметр пучка в фокусе	50 мм
Плотность тока в фокусе	до 3А/см ²
Фокусное расстояние	110-150 см
Начальный диаметр пучка	200 мм

Дуговой генератор плазмы обеспечивает высококачественный фракционный состав пучка. До 93% тока пучка содержится в атомах полной энергии $E(H^+)$, 5% и 2% в $E/2(H_2^+)$ и $E/3(H_3^+)$ соответственно. Конструкция ионного источника позволяет увеличить длительность импульса до 40-60 мсек.

МГД-генератор замкнутого цикла для солнечной космической энергоустановки

Финников Константин Андреевич

Красноярский государственный технический университет

Slavin@fvt.krasn.ru

Использование МГД-генератора в качестве элемента солнечной космической энергоустановки, осуществляющего преобразование тепловой энергии в электрическую, накладывает ряд требований на характеристики МГД-генератора, важнейшими из которых являются: высокая степень преобразования энтальпии (на уровне 40%), адиабатическая эффективность (на уровне 80%), индукция магнитного поля в канале не выше 5 Тл. и давление торможения потока не менее 10 атм. Эти требования не могут быть удовлетворены при использовании традиционной холловской схемы МГД-генератора, так как последняя требует высокую степень однородности потока. Экспериментальные исследования показывают, что в реальных условиях однородность потока нарушается, что приводит к падению адиабатической эффективности. Кроме того, в однородном потоке невозможно организовать процесс МГД-преобразования энергии с требуемыми параметрами с вышеуказанным соотношением между индукцией магнитного поля и давлением торможения.

Рассматривается альтернативный подход, состоящий в том, что в канале МГД-генератора фарадеевского типа организуется неоднородный поток инертного газа, в котором слои ионизационно-неравновесной плазмы перемежаются слоями неэлектропроводного газа. Исследуется вопрос о возможности реализации режима работы МГД-генератора, в котором плазменные слои близки к состоянию «замороженной ионизации», обеспечивающему их устойчивость к перегреву. Под состоянием «замороженной ионизации» понимается ситуация, в которой ионизационные и рекомбинационные процессы в плазме имеют малую интенсивность и следовательно, степень ионизации сохраняет приблизительно постоянную величину. С целью анализа процессов ионизации, рекомбинации и переноса электронов разработана модель кинетики, включающая кинетику молекулярных ионов, и неравновесных распределений электронов по энергии и атомов по состояниям.

Параметрический анализ кинетики показал, что осуществление режима «замороженной ионизации» становится возможным при условии предварительного прогрева газа в плазменных слоях до 3000 К. Поскольку средняя температура потока не может превышать 1200-1500 К, следует констатировать, что условие «замороженной ионизации» не может быть реализовано в условиях однородного потока.

Проведено численное моделирование магнитной газодинамики газо-плазменного потока в канале МГД-генератора в квазиодномерном приближении. На качественном уровне учитывались потери импульса и энергии потока, связанные с турбулентным переносом. Моделирование показало, что рассматриваемая схема МГД-генератора может обеспечить величину степени преобразования энтальпии 40% и адиабатической эффективности 71% при давлении торможения 10 атм. и максимальной индукции магнитного поля 6 Тл.

Управляемый плазмохимический синтез фуллеренов и фуллереновых производных

Чурилов Григорий Николаевич

Институт физики им.Л.В.Куренского СО РАН

churilov@iph.krasn.ru

До середины 20 века были известны две аллотропные модификации углерода – алмаз и графит. В 1960-х годах было установлено существование еще двух модификаций – нанотрубок и карбина, которые представляют собой упаковку линейных цепочек углеродных атомов. В 1985 году была открыта новая аллотропная форма углерода – фуллерен [1]. Еще в 1973 году советские ученые Бочвар и Гальперн предсказали, что молекула C₆₀ в форме усеченного икосаэдра должна быть устойчивой [2].

Затем в 1990 году немецким физиком Кретчмером был изобретен способ получения фуллеренов в макроскопических количествах [3]. Этот способ основан на испарении углерода в дуговом разряде между графитовыми электродами в атмосфере гелия при низком давлении 100 тор (100 мм. рт. ст.). Фуллерен содержится в углеродном конденсате в количествах 10-15%. Разработанный нами метод впервые позволил синтезировать фуллерены при атмосферном давлении в тех же самых количествах. Питание дуги осуществлялось током высокой частоты, при этом в открытом воздухе образовывалась струя углеродной плазмы, длиной – 0.75 м.

Было предложено множество моделей образования фуллеренов [2], в которых рассматриваются различные углеродные кластеры-предшественники и различные пути их трансформации в фуллерен. Но по непонятной причине мало внимания уделялось тому факту, что во всех эффективных методах [1,3,4] образование фуллеренов идет в плазме, а не в углеродном паре. Известно, что кластеры в плазме заряжаются, как положительно, так и отрицательно, в зависимости от параметров – температуры и концентрации электронов. Величина заряда кластера также зависит от потенциала ионизации IP и сродства к электрону EA [5]:

Кластер	C ₂	C ₄	C ₁₀	C ₁₄	C ₁₈	C ₂₀	C ₄₀	C ₆₀	C ₇₀
IP, эВ	11.67	9.96	8.19	7.58	6.83	6.86	5.85	5.47	5.354
EA, эВ	4.75	5.07	1.92	3.37	4.56	4.11	3.97	3.79	3.964

Классическая теория столкновений дает точную формулу сечения столкновений для заряженных частиц:

$$\sigma_{12} = \sigma_0 \left(1 - \frac{q_1 q_2 e^2}{r_{12} \varepsilon_{kin}} \right), \quad (1)$$

где $\sigma_0 = \pi r_{12}^2$ – сечение столкновения двух классических частиц с нулевым зарядом, $q_1 q_2 e^2 / r_{12} = E_{12}$ – энергия кулоновского взаимодействия частиц. Усредняя по максвелловскому распределению скоростей, получим, что $\varepsilon_{kin} = 3/2 \cdot k_B T$. В случае разноименных зарядов $q_1 q_2 < 0$, и выражение в скобках будет больше 1, т.е. $\sigma_{12} > \sigma_0$. Если же $q_1 q_2 > 0$ в случае одноименных зарядов, то сечение $\sigma_{12} < \sigma_0$. Если энергия кулоновского отталкивания больше средней тепловой энергии кластеров ($E_{12} / \varepsilon_{kin} > 1$), то частицы будут отталкиваться, в этом случае $\sigma_{12} = 0$.

В предположении коагуляции кластеров при их столкновении получаем, что образованием кластеров можно управлять, управляя параметрами плазмы. Таким образом синтезом фуллеренов можно управлять изменяя концентрацию электронов и температуру. Как температуру, так и концентрацию электронов можно изменять путем введения легкоионизирующихся веществ или веществ-акцепторов электронов. Квантово-химические расчеты с учетом статистики, проведенные в приближении локального термодинамического равновесия, с использованием уравнения Саха, позволили получить зависимость скорости образования фуллеренов. На рис.1 видно отличие скорости образования фуллеренов с учетом влияния электронной концентрации и без учета.

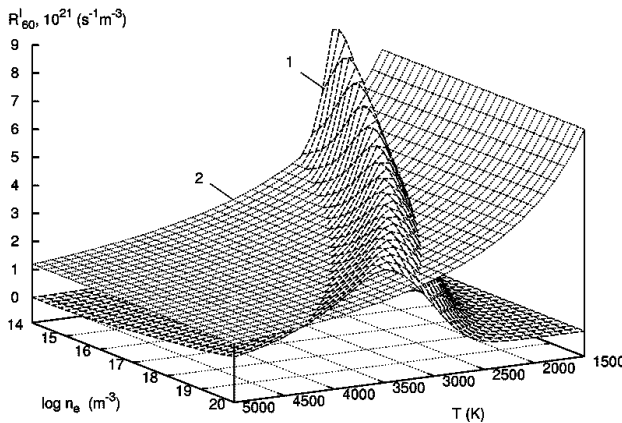


Рис.1. Скорость образования C_{60} в одну стадию реакций: (1) – с учетом зарядов кластеров, (2) – без учета зарядов кластеров.

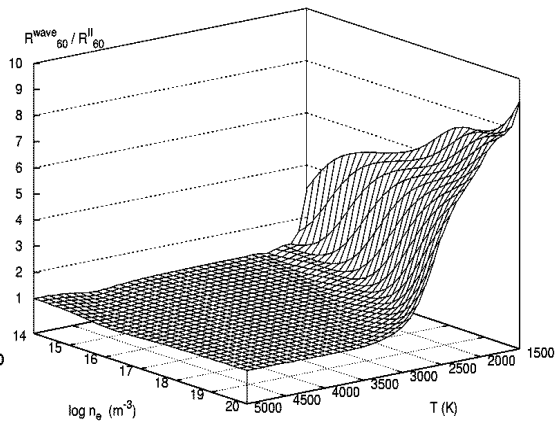


Рис.2. Отношение скорости образования C_{60} в присутствии волн электронной концентрации R_{60}^{wave} к скорости образования C_{60} при постоянной электронной концентрации R_{60}^{II} в зависимости от концентрации электронов и температуры.

Отметим следующее не маловажное обстоятельство, что плазма при низком давлении, соответствующем методу Кретчмера, характеризуется ионизационной

неустойчивостью, которая проявляется в виде ионизационных волн (страт), являющихся колебаниями концентрации электронов [6]. Исследуя разряды кГц диапазона, мы установили, что в них также наблюдается ионизационная неустойчивость. Ионизационные волны, в этом случае, вынужденные. Стало понятно, почему нам удалось синтезировать фуллерены при атмосферном давлении.

Учет колебаний электронной концентрации позволил вычислить скорость образования молекулы C_{60} , которая отличается от скорости образования без колебаний электронной плотности (рис.2).

Все перечисленные выше результаты являются предпосылками для создания теории образования фуллеренов в плазме.

Список публикаций:

- [1] Kroto H.W., Heath J.R., O'Brien S.C., Curl R.F., Smalley R.E. C_{60} : Buckminsterfullerene. // *Nature*, 1985, v.318, No.6042, p.162-163.
- [2] Ю.Е. Лозовик, А.М. Попов. Образование и рост углеродных нано-структур - фуллеренов, наночастиц, нанотрубок и конусов. // *УФН*, 1997, т.167, No.7, 751-774.
- [3] Kratschmer W., Fostiropoulos K., Huffman D.R. The success in synthesis of macroscopic quantities of C_{60} . // *Chem. Phys. Lett.*, 1990, vol.170, p.167.
- [4] Чурилов Г.Н. Плазменный синтез фуллеренов (обзор). // *ПТЭ*, 2000, №1, с.1-10.
- [5] Чурилов Г.Н., Федоров А.С., Новиков П.В. Образование фуллерена C_{60} в частично ионизованном углеродном паре // *Письма в ЖЭТФ*, 2002, том 76, вып.8, с.604-608.
- [6] Недоспасов А.В. Страты. // *УФН*, 1968, т.94, вып.3, 439-462.

Генераторы объемной газоразрядной плазмы технологического назначения

Шандриков Максим Валентинович

Визирь Алексей Вадимович, Окс Ефим Михайлович

Институт сильноточной электроники

Сибирского отделения Российской академии наук

Визирь Алексей Вадимович, к.т.н.

Окс Ефим Михайлович, д.т.н.

shandrikov@opee.hcei.tsc.ru

В настоящее время актуальной является разработка систем для генерации газоразрядной плазмы в больших объемах. Одним из основных применений таких систем являются технологические процессы трехмерной ионной обработки поверхности материалов и изделий. При реализации таких технологических процессов выбор конкретного устройства, генерирующего плазмы, определяется его параметрами, такими как энергетическая эффективность, стабильность, однородность плазмы, отсутствие загрязнений, высокий ресурс устройства и достаточно низкое рабочее давление (уровня 10^{-3} - 10^{-4} Торр). Для эффективной генерации газовой плазмы при таком достаточно низком давлении необходимо использование дополнительного эмиттера электронов. Традиционно используемые в технологии для подобных целей устройства с термокатодом обладают известными недостатками. Использование плазменного эмиттера, обладающего высокой эмиссионной способностью, высоким ресурсом, возможностью работы в атмосфере агрессивных сред является более перспективным.

Разработанные генераторы плазмы функционируют на основе двухступенчатого сильноточного газового разряда. Устройство работает в стационарном режиме. Вспомогательный дуговой котрагированный разряд служит для инжекции электронов в катодную область основного разряда. Плазма основного разряда занимает весь внутренний объем вакуумной камеры. Схема разрядной системы показана на рисунке 1. Напуск рабочего газа осуществляется в полость катода вспомогательного разряда 1. Перепад давления между катодной полостью и объемом вакуумной камеры позволяет функционировать разряду при относительно низком расходе рабочего газа. Вспомогательный разряд инициируется пробоем по поверхности керамики (узел поджига не показан) или импульсным напуском газа. Катодные пятна в дуговом вспомогательном разряде формируются на внутренней поверхности катода. Для предотвращения формирования катодных пятен на внешней поверхности, магниевый катод вспомогательного разряда помещен внутрь экрана из нержавеющей стали. Поток электронов, извлекаемый из плазмы вспомогательного разряда, через щель в катоде 1 и щелевой канал контрагирования в промежуточном электроде 3 движется к сеточному аноду вспомогательного разряда 2, одновременно являющегося элементом катода основного разряда 4. Часть электронов (порядка 30%) оседает на аноде вспомогательного разряда 2, в то время как большая часть проходит в область основного разряда. Вблизи поверхности электрода 4 эти электроны дополнительно ускоряются до энергии, соответствующей катодному падению потенциала основного разряда и проникая в вакуумную камеру эффективно ионизирует в ней рабочий газ, создавая объемную плазму.

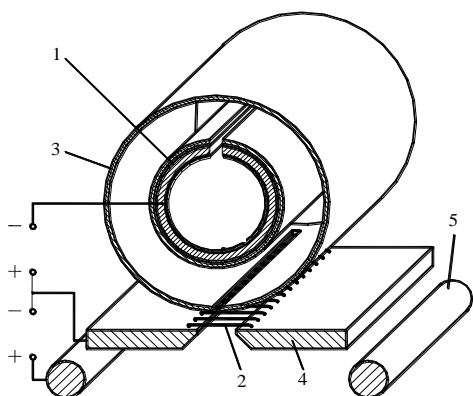


Рис.1

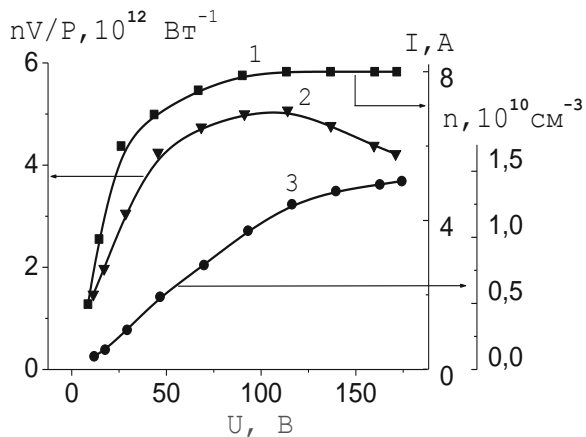


Рис.2

Все электроды разрядной системы изолированы от заземленной вакуумной камеры. Вблизи стенок вакуумной камеры образуется потенциальный барьер величиной порядка 20 В. Величины этого потенциального барьера с одной стороны достаточно для отражения доли электронов, способных к ионизации, с другой стороны - газовая плазма практически не подвергается загрязнению продуктами распыления стенок вакуумной камеры, так как энергия ионов, бомбардирующих стенки, составляет всего порядка 20 эВ.

На рисунке 2 представлены вольтамперная характеристика основного разряда (1), а также зависимость концентрации генерируемой плазмы (3) и энергетической

эффективности (2), как отношения концентрации плазмы к мощности, затрачиваемой на её генерацию, от напряжения основного разряда при постоянном токе вспомогательного разряда. Видно, что при достижении напряжения основного разряда уровня 110-120 В, (приблизительно соответствующего положению максимума сечения ионизации используемого газа) скорость роста концентрации плазмы замедляется, а, следовательно, уменьшается эффективность генерации плазмы. Такое поведение кривых связано с возрастанием потерь высокоэнергетичных электронов, способных преодолеть потенциальный барьер у стенки вакуумной камеры.

Пространственное распределение концентрации плазмы измерялось подвижным плоским зондом Ленгмюра с охранным кольцом. За счет того, что сечение упругого рассеяния электронов на атомах газа существенно превышает сечение для неупругих соударений, инжектируемые электроны уже на расстоянии в несколько десятков сантиметров от генератора частично теряют свое первоначальное направление, в результате чего неоднородность распределения по длине на расстоянии 60 см составляет не более $\pm 15\%$. Кроме того, благодаря рассеянию электронов незначителен так называемый “теневого эффект”. Ток на зонд, обращенный в противоположную сторону от генератора, всего на 16% меньше, чем в случае, когда зонд направлен в сторону генератора.

Разработанные устройства позволяют формировать газовую плазму с концентрацией порядка $1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ в объеме 1 м^3 при давлении в вакуумной камере от $3 \cdot 10^{-4}$ Торр, отличаются высокой энергетической эффективностью, не критичны к воздействию агрессивных сред, имеют высокий ресурс.