

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
НАУЧНЫЙ СОВЕТ РАН ПО КОМПЛЕКСНОЙ ПРОБЛЕМЕ
«ФИЗИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ»
ДАГЕСТАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**



ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Материалы VIII Всероссийской конференции

ФЭ-2014

(20 – 22 ноября 2014 г.)

**Махачкала
ИПЦ ДГУ
2014**

УДК 533.9

ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА: Материалы VIII Всероссийской конференции ФЭ-2014 (20 – 22 ноября 2014 г.). Махачкала: ИПЦ ДГУ, 2014. – 351 с.

В сборнике содержатся материалы докладов, представленных на VIII Всероссийскую конференцию по физической электронике, 20 – 22 ноября 2014 г., в г. Махачкала.

В первом разделе сборника собраны работы, доложенные на секции по «газовой электронике».

Во втором разделе сборника включены работы, доложенные на секции по «твердотельной электронике».

Редколлегия:

профессор Александров А.Ф.(ответственный редактор)

профессор Омаров О.А.(зам. отв. редактора)

Рухадзе А.А., Василяк Л.М., Ашурбеков Н.А., Курбанисмаилов В.С.

© ИПЦ ДГУ, 2014

Оглавление

СЕКЦИЯ I. ГАЗОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Пленарные доклады

ОСНОВНЫЕ ВЕХИ В ТЕОРИИ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ БЕЗ СТОЛКНОВЕНИЙ- И. ЛЕНГМЮР, Л.Д. ЛАНДАУ, А.А ВЛАСОВ, Н.Н. БОГОЛЮБОВ, Г.В. ГОРДЕЕВ, В.П. СИЛИН, Б.Б. КАДОМЦЕВ А.А. Рухадзе.....	10
ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД В СМЕСИ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ С ПАРАМИ ВОДЫ: ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ПРИЛОЖЕНИЯ Т.Артамонова, А.Мельников, Д.Михайлов, С.Мурашов, А.Пастор, Л.Ракчеева, П.Сердобинцев, Н.Тимофеев, М.Ходорковский	20
ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ ВЧ РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НАНОСЕКУНДНЫМ ВЫСОКОВОЛЬТНЫМ ИМПУЛЬСОМ НАПРЯЖЕНИЯ Л.М. Василяк.....	25
ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТЫ ВЧ ПОЛЯ И КОНСТРУКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЛАМПЫ НА ЗАЖИГАНИЕ ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ Попов О.А., Атаев А.Е.	30
ВРЕМЯРАЗРЕШЕННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДОВ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Муртазаева А.А., Шахсинов Г.Ш., Рамазанов А.Р., Юсупова Г.М., Рамазанов А.А.....	35

Устные и стендовые доклады

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ВИРТУАЛЬНОГО АНОДА В НАНОСЕКУНДНЫХ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВЫХ РАЗРЯДАХ С ЩЕЛЕВЫМ КАТОДОМ Н.А. Ашурбеков, К.О. Иминов, А.Р. Рамазанов, Г.Ш. Шахсинов.....	41
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА РАЗВИТИЯ СТРУКТУРЫ ФРОНТА ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ В ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛНОВОДАХ Н.А. Ашурбеков, К.О. Иминов, Г.Ш. Шахсинов, Рамазанов А.Р.....	45
БАКТЕРИЦИДНЫЙ И РАНОЗАЖИВЛЯЮЩИЙ ПОТЕНЦИАЛ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕАКТОРА Амиров Р.Х., Ермолаева С.А., Итенберг А.И., Петров О.Ф., Самойлов И.С., Сысолятина Е.В.	49
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА В НЕПРЕРЫВНЫХ ПРОЦЕССАХ КРАШЕНИЯ ТРИКОТАЖА Азанова А.А., Мухаметшина Г.Н.	54
СТАЦИОНАРНЫЕ ВАКУУМНЫЕ ДУГОВЫЕ РАЗРЯДЫ С ДЕФИЦИТОМ ТОКА ТЕРМОЭМИССИИ С КАТОДА Антонов Н.Н., Гавриков А.В., Лизякин Г.Д., Полищук В.П., Самойлов И.С., Усманов Р.А., Ярцев И.М.	56
СВОЙСТВА ДРЕЙФА И РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ СОГЛАСНО ЗАКОНАМ СОХРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСА И ЭНЕРГИИ Бориев И.А.....	60
ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ МОЩНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДАХ В АТМОСФЕРЕ: ОБЪЯСНЕНИЕ ПРИРОДЫ ШАРОВОЙ МОЛНИИ Бориев И.А.....	64
ИЗМЕРЕНИЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДАХ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ Л.М. Василяк, А.В Красночуб.....	69
НЕЛИНЕЙНОЕ РАСТЕКАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ТОКА В ГРУНТЕ Василяк Л.М., Ветчинин С.П. , Панов В.А. , Печеркин В.Я. , Сон Э.Е. ,Ефимов Б.В. , Данилин А.Н. , Колобов В.В. , Селиванов В.Н. , Куклин Д.В.....	73

РАЗВИТИЕ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА В ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЕ	Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Панов В.А., Печеркин В.Я., Сон Э.Е.	76
ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК ОДИНОЧНОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ УДЕРЖИВАЕМОЙ ЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКОЙ	В.И. Владимиров, Л.В. Депутатова, Д.С. Лапицкий, В.Я. Печеркин, Р.А. Сыроватка	79
МЕГАВАТТНЫЙ ВОЗДУШНО-АЗОТНЫЙ ПЛАЗМОТРОН С РАСШИРЯЮЩИМСЯ КАНАЛОМ ВЫХОДНОГО ЭЛЕКТРОДА	Исакаев Э.Х., Тюфтяев А.С., Гаджиев М.Х., Коновалов П.В.	83
ВЛИЯНИЕ ОДИНОЧНЫХ ПУЗЫРЬКОВ ВОЗДУХА И ЭЛЕГАЗА НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ТРАНСФОРМАТОРНОГО МАСЛА	Исакаев Э.Х., Недоспасов А.В, Тюфтяев А.С., Гаджиев М.Х., Акимов П.Л.	87
ИССЛЕДОВАНИЕ СУБЛИМАЦИИ ГРАФИТА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ АЗОТНОЙ И ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ	Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф., Тюфтяев А.С., Гаджиев М.Х., Сенченко В.Н., Кавыршин Д.И., Саргсян М.А.	91
БАРЬЕРНЫЙ РАЗРЯД В ГАЗООБРАЗНОМ БРОМЕ	А.В. Красночуб	96
ИМПУЛЬСНЫЙ РАЗРЯД В ВОДЕ И В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ С ВЫСОКИМ СОДЕРЖАНИЕМ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ	А.В. Красночуб	99
ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В ГЕЛИИ	В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, М.А. Арсланбеков	103
ФОРМИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ	В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, Абакарова Х.М., Али Рафид Аббас Али	107
ПРОФИЛИРОВАНИЕ СОПЛА ПЛАЗМОТРОНА С УЧЕТОМ ДИССОЦИАЦИИ И ИОНИЗАЦИИ	Куликов Ю.М., Гаджиев М.Х., Тюфтяев А.С., Сон Э.Е.	115
УДЕРЖАНИЕ АНСАМБЛЯ ЗАРЯЖЕННЫХ МИКРОЧАСТИЦ В ГАЗОВОМ ПОТОКЕ ЛИНЕЙНОЙ ЛОВУШКОЙ ПАУЛЯ	Лапицкий Д.С., Филинов В.С., Депутатова Л.В., Василяк Л.М. Владимиров В.И., Сыроватка Р.А., Печеркин В.Я.	119
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА, ГОРЯЩЕГО В СМЕСИ МОЛЕКУЛЯРНОГО И АТОМАРНОГО ГАЗОВ	Ю.Ю. Луценко, В.А. Власов, Е.П. Зеленецкая	123
ОБЛАСТИ УДЕРЖАНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ МИКРОЧАСТИЦЫ В ЛИНЕЙНОЙ ЛОВУШКЕ ПАУЛЯ В ГАЗОВОМ ПОТОКЕ	Лапицкий Д.С., Филинов В.С., Депутатова Л.В., Василяк Л.М., Владимиров В.И., Сыроватка Р.А., Печеркин В.Я.	127
ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ВУФ ИЗЛУЧЕНИЯ РТУТНЫМ РАЗРЯДОМ ПРИ ДАВЛЕНИ БУФЕРНОГО ГАЗА МЕНЕЕ 1 ТОРР	В.А. Левченко, Л.М. Василяк, С.В. Костюченко, Н.Н. Кудрявцев, Д.А. Собур, П.В. Старшинов, Е.П. Шаранов, Ю.Е. Шунков	132
ВЗАИМОСВЯЗЬ ИНТЕГРАЛЬНЫХ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ	Омаров О.А., Эльдаров Ш.Ш.	135
ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД В УСЛОВИЯХ АНИЗОТРОПИИ, СОЗДАВАЕМОЙ ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ	Омарова П.Х.	137
АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ И СЕПАРАЦИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА	Д.Н. Поляков, В.В. Шумова, Л.М. Василяк	138

ВЛИЯНИЕ СТРИМЕРНОГО РАЗРЯДА НА ОТРЫВ ЗАРЯЖЕННЫХ МАКРОЧАСТИЦ С КАТОДА ПЛОСКОГО КОНДЕНСАТОРА Печеркин В.Я., Василяк Л.М., Ветчинин С.П.	142
САМООРГАНИЗАЦИЯ ТРЕКА РАЗРЯДНОГО ФАКЕЛА НА ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА В ОТРИЦАТЕЛЬНОМ КОРОННОМ РАЗРЯДЕ А.А. Петров, Р.Х. Амиров, С.А. Баренгольц, Е.В. Коростылев, Н.В. Пестовский, С.Ю. Савинов, И.С. Самойлов	146
ФОРМИРОВАНИЕ УПОРЯДОЧЕННЫХ ЭРОЗИОННЫХ ЯЧЕЕК НА ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА В ОТРИЦАТЕЛЬНОМ КОРОННОМ РАЗРЯДЕ А.А. Петров, Н.В. Пестовский, Е.В. Коростылев, С.Ю. Савинов, Р.Х. Амиров, С.А. Баренгольц, И.С. Самойлов.....	150
DEVELOPMENT OF AC CORONA DISCHARGE MODES AT ATMOSPHERIC PRESSURE Reda Ahmed El-Koramy, Ashraf Yehia, Mohamed Omer	153
ХАРАКТЕРИСТИКИ УФ-ЛАМПЫ ТРАНСФОРМАТОРНОГО ТИПА С РАЗРЯДНОЙ ТРУБКОЙ ДИАМЕТРОМ 19 ММ С РАЗРЯДНОЙ ТРУБКОЙ ДИАМЕТРОМ 19 ММ Свитнев С.А., Левченко В.А., Старшинов П.В., Попов О.А., Шунков Ю.Е., Зкудрявцев Н.Н.	165
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГИДРОФИЛИЗАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ТКАНЕЙ НА ОСНОВЕ ВОЛОКОН ИЗ СВМПЭ, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ВЧ РАЗРЯДОМ Сергеева Е.А., Костина К.Д.	169
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОБОЯ ГАЗОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х.....	172
ВЧ ПЛАЗМЕННАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ И ИХ СПЛАВОВ Христолюбова В.И.	182
ИЗМЕНЕНИЕ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОРЕЖУЩЕГО И ОБРАБАТЫВАЮЩЕГО ИНСТРУМЕНТА ПРИ ОБРАБОТКЕ ВЧ ПЛАЗМОЙ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ Христолюбова В.И.	184
ПРЕИМУЩЕСТВА ВЧ ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ УГЛЕРОДИСТОЙ ИНСТРУМЕНТАЛЬНОЙ СТАЛИ У8 Христолюбова В.И.....	187
ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ В РАЗРЯДЕ ГАЗОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ Аль-Харети Фаваз Мохаммед Али	191
ВЛИЯНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ МИКРОЧАСТИЦ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В НЕОНЕ В.В. Шумова, Д.Н. Поляков, Л.М. Василяк	192
РАДИАЛЬНОЕ РАВНОВЕСИЕ ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР С РАЗЛИЧНОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ МИКРОЧАСТИЦ С УЧЕТОМ ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЯ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ В НЕОНЕ В.В. Шумова, Д.Н. Поляков, Л.М. Василяк	197
ВЕРОЯТНОСТНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ИОНОСФЕРЫ, ВОЗБУЖДЕННОЙ ВНЕШНИМ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ Шестакова О. В.	201
О СТУПЕНЧАТОМ ПРОВАЛЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ ГЕЛИИ И АРГОНА ПРИ ИСКРОВОМ ПРОБОЕ ПРИ НАЛИЧИИ ОБЛУЧЕНИЯ ГАЗОВОГО ПРОМЕЖУТКА СВЕТОМ КОНДЕНСИРОВАННОЙ ИСКРЫ Эфендиев А.З., Эфендиев К.А., Рамазанов А.А.	201
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ГАЗОВ ПРИ НАЛИЧИИ ОБЛУЧЕНИЯ СВЕТОМ КОНДЕНСИРОВАННОЙ ИСКРЫ Эфендиев А.З., Эфендиев К.А., Рамазанов А.А.	205
ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ГАЗА ПРИ ДАВЛЕНИЯХ БЛИЗКИХ К АТМОСФЕРНОМУ Юнусов А.М.	209

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛОТНОЙ ПЛАЗМОЙ НАНОСЕКУНДНЫХ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ Ашурбеков Н.А., Абдурегимов Э.И., Раджабова Ф.М., Экперова Н.С.	214

СЕКЦИЯ II. ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Пленарные доклады

КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ БЛИЖАЙШИХ И СЛЕДУЮЩИХ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ А.К. Муртазаев, М.К. Рамазанов, М.К. Бадиев, Д.Р. Курбанова.....	218

Устные и стендовые доклады

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ДВУМЕРНОЙ РАЗБАВЛЕННОЙ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА НА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, Г.Я. Атаева	223
ТРИКРИТИЧЕСКАЯ ТОЧКА ТРЕХМЕРНОЙ ЧЕТЫРЕХВЕРШИННОЙ НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, Г.Я. Атаева	226
ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АНИЗОТРОПНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА С КОНКУРИРУЮЩИМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ В ОБЛАСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ИЗ МОДУЛИРОВАННОЙ ФАЗЫ В ПАРАМАГНИТНУЮ МЕТОДАМИ МОНТЕ-КАРЛО А.К. Муртазаев, Ж.Г. Ибаев	230
К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ДЛЯ РЕШЕНИЯ РЕКОНСТРУКТИВНЫХ ЗАДАЧ М.Г.Каримов, К.М. Каримов, А.А. Аливердиев	235
О ЛАЗЕРНОМ УДАРНОМ СЖАТИИ КОМПОЗИТНОЙ МИШЕНИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ДВОЙНЫМ ФОКАЛЬНЫМ ПЯТНОМ А. Аливердиев, D. Batani, A. Амирова, R. Benocci, R. Dezulian , E. Krousky, M. Pfeifer, J. Skala, R. Dudzak	238
ВЛИЯНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА ЧАСТОТНЫЙ СПЕКТР ИМПЕДАНСА МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ КАРБИД КРЕМНИЙ/ЭЛЕКТРОЛИТ Гираев М.А., Кардашева Г.Д., Шахабудинов А.Ш., Джабраилова Х.Р.	241
МОРФОЛОГИЯ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ ЭПИТАКСИАЛЬНЫЙ СЛОЙ КАРБИД КРЕМНИЯ/ВОДНЫЙ ЭЛЕКТРОЛИТ Гираев М.А., Кардашева Г.Д., Шахабудинов А.Ш., Джабраилова Х.Р.....	245
ЦЕНТРЫ ПРИЛИПАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ОТТАЛКИВАЮЩИМ БАРЬЕРОМ Хамидов М.М., Магомедбеков У.Г., Рабаданов М.Х., Гасанов Н.Г., Гаджиев Г.М.	249
ОБЪЯСНЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ СЕЧЕНИЙ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОННЫХ ЦЕНТРОВ ПРИЛИПАНИЯ В КРИСТАЛЛАХ $CdS_xSe_{1-x}<Rb>$ Хамидов М.М., Магомедбеков У.Г., Рабаданов М.Х., Гасанов Н.Г., Гаджиев Г.М.	251
ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА НА КВАДРАТНОЙ РЕШЕТКЕ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ВТОРЫХ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ М.А. Магомедов, А.К. Муртазаев, М.К. Рамазанов.....	253
ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ И ЭНТРОПИЯ МОДЕЛИ НАНОГРАФЕНА М.А. Магомедов, А.К. Муртазаев	257

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО РАЗРЯДА В БИНАРНЫХ СМЕСЯХ ДИГИДРОФОСФАТОВ НАТРИЯ И КАЛИЯ С.М.Гаджиев	260
ПРЕДЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ БИНАРНЫХ СМЕСЕЙ NaH_2PO_4 И KH_2PO_4 С.М.Гаджиев, С.С.Алиева	264
ФОТОЛЮМИНИСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ПСЕВДОРАСТВОРОВ В СИСТЕМЕ SiC-AlN Рамазанов Ш.М., Курбанов М.К., Ахмедов Р.Р.	268
СИНТЕЗ ВИСКЕРОВ ТЕЛЛУРА ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ ТЕРМОХИМИКАЦИОННЫМ МЕТОДОМ Шапиев И.М., Исмаилов А.М., Алиев И.Ш.	270
ОПТИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ЭПИТАКСИАЛЬНОГО ГРАФЕНА З.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов, Г.М. Мусаев, Д.М. Рустамова, А.М. Хабибулаева.....	272
ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ НА ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ «АДАТОМ - ПОВЕРХНОСТЬ» Мусаев Г.М., Нухов А.К.	277
КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ $\text{ZnO:Ga}/(0001)\text{Al}_2\text{O}_3$, ПОЛУЧЕННЫХ ХИМИЧЕСКИМ ПЕРЕНОСОМ Рабаданов М.Х., Алиев И.Ш., Исмаилов А.М., Абдулаев Х.М.	282
КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ZnO , ПОЛУЧЕННЫХ В МАГНЕТРОННОЙ СИСТЕМЕ ПРИ БОЛЬШИХ ПЛОТНОСТЯХ ТОКА РАЗРЯДА Алиев И.Ш., Исмаилов А.М., Шапиев И.М., Абдулаев Х.М.	286
ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ КУПРАТНЫХ ВТСП Гаджимагомедов С.Х., Табит А.Ф.А., Палчаев Д.К., Рабаданов М.Х., Мурлиева Ж.Х., Фараджева М.П.	290
ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК КУПРАТНЫХ ВТСП МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ Гамматаев С. Л., Хашафа А. Х., Алиханов Н. М.-Р., Эмиров Р. М.	292
СТРУКТУРА НАНОТРУБОК TiO_2 , ПОЛУЧЕННЫХ ГИДРОТЕРМАЛЬНЫМ МЕТОДОМ Шабанов Н.С., Палчаев Д.К., Алиханов Н. М.-Р., Эмиров Р.М.	294
ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОРОШКА ФЕРРИТА ВИСМУТА Мурлиева Ж.Х., Палчаев Д.К., Табит А.Ф., Садыков С.А., Фараджева М.П., Эмиров Р.М., Алиханов Н.М., Исаева П.М.	296
СИНТЕЗ И СВОЙСТВА НАНОТРУБОК ДИОКСИДА ТИТАНА Шабанов Н.С., Оруджев Ф.Ф., Мурлиев Э.К.	300
СИНТЕЗ ГРАФЕНОВ ПРИ ПИРОЛИЗЕ ПРОПАН-БУТАНОВОЙ СМЕСИ В ПЛАЗМОСТРУЙНОМ РЕАКТОРЕ Амиров Р.Х., Исакаев Э.Х., Катаржис В.А., Шавелкина М.Б., Шаталова Т.Б.	304
ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ И СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В ПРОЦЕССЕ ЭМБРИОГЕНЕЗА ИКРЫ Магомедова У. Г-Г.	308
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК $\text{CdTe}/\text{Al}_2\text{O}_3$, CdTe/GaAs Гасанова Р.Н.	312
КОМПЛЕКС ДЛЯ СИСТЕМЫ МОНИТОРИНГА СОЛНЕЧНЫХ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО И МИКРОМОРФНОГО КРЕМНИЯ Бабаев А.А., Алиев А.Р. Теруков Е.И., Хасбулатов А.М.	314
К ВОПРОСУ О СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ А.М. Хасбулатов	317

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦИНКА Темиров А. Т., Шаихов Д. А., Магомедов М. А.	318
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ZnO В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УСЛОВИЙ ОСАЖДЕНИЯ И ОРИЕНТАЦИИ ПОДЛОЖКИ Темиров А. Т., Шаихов Д. А., Магомедов М. А.	320
ТРАВЛЕНИЕ КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ТВЕРДОГО РАСТВОРА В СИСТЕМЕ SiC – AlN Офицерова Н.В., Савина В.И., Исрапилов С.И.	323
ИССЛЕДОВАНИЕ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ SiC Офицерова Н.В., Нурмагомедов Ш.А., Гаирбеков М.Ч.	328
СЕНСОРЫ НА ОСНОВЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК ОКСИДОВ МЕТАЛЛОВ Абрамова Б.А.	331
ТРЕБОВАНИЯ К ОМИЧЕСКИМ КОНТАКТАМ Гусейханов М.К, Гуйдалаева Т.А.	335
ПОЛУЧЕНИЕ, СТРУКТУРА И УПРУГИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ В СИСТЕМЕ SiC- ВЕО Шабанов Ш.Ш., Кардашова Г.Д., Ахмедов Р.Р., Ферхатов Э., Ахмедов М.	339
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ИЗЛОМА КЕРАМИКИ SiC- AlN МЕТОДОМ СКАНИРУЮЩЕЙ ЗОНДОВОЙ МИКРОСКОПИИ И РЕНТГЕНОДИФРАКТОМЕТРИИ Г.Д. Кардашова, Ш.Ш.Шабанов, Б.А. Билалов, Д.С.Даллаева, Г.А.Вагабова.	344

ГАЗОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА



**ОСНОВНЫЕ ВЕХИ В ТЕОРИИ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ БЕЗ СТОЛКНОВЕНИЙ-
И. ЛЕНГМЮР, Л.Д. ЛАНДАУ, А.А ВЛАСОВ, Н.Н. БОГОЛЮБОВ, Г.В. ГОРДЕЕВ,
В.П. СИЛИН, Б.Б. КАДОМЦЕВ**

А.А. Рухадзе

Институт общей физики им. А.М Прохорова РАН, М. ул. Вавилова 38.

Дан краткий исторический обзор развития теории физики плазмы, в котором основные вехи были определены перечисленными в заглавии физиками.

1. Ниже речь будет идти исключительно о полностью ионизованной газоразрядной электронно-ионной плазме, хотя современная теория плазмы с таким же успехом применяется к твердотельной плазме металлов и полупроводников, а также к электролитам. Дело в том, что именно газовый разряд, а точнее оптика излучения возбужденных атомов в газовом разряде стала предметом интенсивных исследований в конце 19-го и в начале 20-го веков, результаты которых легли в основу создания квантовой механики. Сам же газовый разряд как самостоятельный физический объект в то время никого особо не интересовал.

Первый, кто начал последовательное исследование физики плазмы газового разряда был американский физикохимик Ирвин Ленгмюр. Он же ввел в 1926 году определение плазмы «как газа, состоящего из электронов, ионов и нейтральных атомов и молекул»

(наличие в этом определении слов «плазма - это газ...» впоследствии оказалось причиной многих недоразумений, которые не полностью искоренены до настоящего времени).

1926 год следует считать первой основной вехой в теории физики плазмы, поскольку именно в этом году И. Ленгмюр, изучая низкочастотные (по сравнению с оптическими частотами) волны в газоразрядной плазме, обнаружил новую, не существующую в обычных газах нейтральных частиц, ветвь колебаний. Частота обнаруженных колебаний оказалась пропорциональной квадратному корню из плотности электронов n_e и обратно пропорциональной квадратному корню из его массы m [1]:

$$\omega = \omega_{Le} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m}} \approx \sqrt{3 \cdot 10^9 n_e} \text{ 1/c} \quad (1)$$

Здесь e — заряд электрона. И. Ленгмюр сам же попытался объяснить этот спектр на основе простейшей модели независимых частиц (подробнее о теоретических моделях описания плазмы можно познакомиться по монографиям [2,3,4]). Он действительно получил в такой модели спектр частот колебаний плазмы (1) и условие их существования:

$$\omega_{Le} \gg \nu_e, \quad (2)$$

где ν_e — частота упругих столкновений электронов в плазме с ионами и нейтральными частицами (обратное время релаксации их импульса). Это был безусловный триумф И. Ленгмюра, и эти колебания получили название ленгмюровских колебаний, а частота (1) — ленгмюровской частоты.

В том же 1926 году И. Ленгмюром и Л. Тонксом по резонансному поглощению СВЧ волн в плазме (резонансы Тонкса — Ленгмюра) была исследована дисперсия ленгмюровских волн в модели двухжидкостной гидродинамики в длинноволновом приближении ($\omega \gg k\nu_{Te}$) и теоретически получен спектр частот с дисперсией [5]:

$$\omega = \omega_{Le} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{k^2 \nu_{Te}^2}{\omega_{Le}^2} \right) \quad (3)$$

Здесь k — волновой вектор ленгмюровской волны, а $\nu_{Te} = \sqrt{T_e / m}$ — тепловая скорость электронов, где T_e — температура электронов (постоянная Больцмана принята равной единице).

О совпадении дисперсионной поправки в спектре (3) с экспериментом можно было говорить лишь качественно. Это расхождение теории с экспериментом был разрешен значительно позже, после создания кинетической теории плазмы. Но об этом позже.

Сейчас же отметим, что в работе [5] был теоретически получен и спектр акустических колебаний, которых искал в экспериментах И. Ленгмюр в своей первой

работе[1]. Этот спектр с учетом затухания ($\omega \rightarrow \omega + i\nu_i$) в длинноволновом пределе ($\omega \ll \omega_{Li}$) выглядит так:

$$\omega = kc_s - i\nu_i \quad (4)$$

Здесь $c_s = \sqrt{\gamma(T_e + T_i)/M}$ – скорость звука, причем T_e и T_i – температуры электронов и ионов, соответственно, M – масса иона в плазме, ν_i – частота упругих столкновений ионов, а γ – постоянная адиабаты (для одноатомного газа $\gamma = 5/3$). Акустический спектр (4) также только качественно соответствовал эксперименту; количественное расхождение было еще более разительным, чем в случае ленгмюровского спектра (3). И эта проблема была разрешена позже.

2. Первый, кто понял, что для описания газа с кулоновским взаимодействием частиц кинетическое уравнение Больцмана, основанная на разложении по степеням плотности частиц (вследствие малости радиуса взаимодействия сил по сравнению со средним расстояниями между частицами) не применимо был Л.Д. Ландау. Необходимо построения новой кинетической теории. И он в 1937 году попытался построить такую теорию[6]. Л.Д. Ландау правильно понял, что причина появления новых явлений в плазме (в частности, ленгмюровских волн) лежит в дальнодействии кулоновских сил взаимодействия частиц плазмы. При этом он исходил из предположения о малости кулоновского взаимодействия частиц по сравнению с их тепловой энергии:

$$e^2 n^{1/3} \ll T, \quad (5)$$

И воспользовался приближением малой передачи импульса частиц при столкновениях. В результате Л.Д. Ландау получает кинетическое уравнение Больцмана для одночастичной функции распределения с упрощенным интегралом столкновений[6] (о выводах интегралов столкновений см.[3]):

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{r}} + e_\alpha \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_\alpha \times \vec{B}] \right\} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{p}_\alpha} = \frac{\partial}{\partial p_{\alpha i}} \left[D^{\alpha}_{ij} \frac{df_\alpha}{dp_{\alpha j}} - A^{\alpha}_i f_\alpha \right] \quad (6)$$

$$D^{\alpha}_{ij} = \sum_{\beta} \int d\vec{p}_{\beta} I^{\alpha\beta}_{ij}(\vec{p}_{\alpha}, \vec{p}_{\beta}) f_{\beta}(\vec{p}_{\beta}), \quad A^{\alpha}_i = \sum_{\beta} \int d\vec{p}_{\beta} I^{\alpha\beta}_{ij}(\vec{v}_{\alpha}, \vec{v}_{\beta}) \frac{\partial f_{\beta}}{\partial p_{\beta j}}$$

Здесь $I^{\alpha\beta}_{ij} = 2\pi e_{\alpha}^2 e_{\beta}^2 L(u^2 \delta_{ij} - u_i u_j) / u^3$, где $\vec{u} = \vec{v}_{\alpha} - \vec{v}_{\beta}$, $\vec{v}_{\alpha} = d\vec{r}_{\alpha} / dt$,

а $f_{\alpha}(\vec{p}_{\alpha}, \vec{r}_{\alpha}, t)$ – одночастичная функция распределения частиц сорта α ($\alpha = e, i$). Наконец, L – расходящийся кулоновский логарифм (логарифм Ландау), который Ландау сделал конечным, обрезав взаимодействие на больших расстояниях, как следствие дебаевского экранирования, а на малых расстояниях, как следствие неравенства (5). В результате он оказался равным

$$L = \ln\left(\frac{T}{e^2 n^{1/3}}\right) \gg 1 \quad (7)$$

Метод вывода кинетического уравнения Ландау (6) по-существу эквивалентен применению газового приближения для описания электронного газа, и это Л.Д. Ландау хорошо понимал. Именно поэтому электрическое и магнитное поля в уравнении (6), он считал заданными.

Неравенство (7) является существенным при выводе интеграла столкновений Ландау в уравнении (6). Оно же означает, что среднее расстояние между частицами мало по сравнению с характерным размером их взаимодействия – дебаевским радиусом. Другими словами, в дебаевской сфере взаимодействия частиц должны находиться много частиц

$$r_D = \sqrt{\frac{T}{4\pi e^2 n}} \gg r_{cp} = n^{-1/3}. \quad (8)$$

Как результат каждая частица в плазме одновременно взаимодействует со многими частицами посредством взаимодействия с полями, создаваемыми ими. По-видимому, записывая условие (), Л.Д. Ландау на это обстоятельство не обратил внимания. Решая задачу релаксации малых возмущений функции распределения электронов, он полностью пренебрег электромагнитными полями в уравнении (6). В результате, как и следовало ожидать, им было показано, что релаксация электронной функции распределения и всех других величин, вычисляемых с помощью этой функцией, полностью определяется столкновениями электронов:

$$\delta f_e(t) \sim \delta f_e(0) \exp(-v_{ei}t), \quad v_{ei} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \frac{e^2 e_i^2 L}{T_e^{3/2}} \quad (9)$$

Л.Д. Ландау не сомневался в правильности этого результата и вплоть до 1946 года отстаивал его.

Таким образом, теория Л.Д. Ландау не смогла объяснить существование новых слабозатухающих коллективных колебаний в плазме со спектром (1). И в принципе она этого сделать не могла, поскольку плазма отнюдь не газ, а, как определил в 1938 году А.А. Власов[7], «плазма это субстанция с дальнодействием, в которой учет только парного взаимодействия частиц явно не достаточен; необходим учет взаимодействия посредством создаваемыми частицами электромагнитных полей». Более того он это обосновал, показав, что парное взаимодействие частиц в плазме всегда мало по сравнению их обменным взаимодействием посредством полей. При этом становится очевидным, что в первом уравнении (5) правой частью (интегралом парных столкновений частиц) в первом приближении можно пренебречь. И напротив, в этом уравнении следует считать главным третье слагаемое в левой части. Само уравнение при этом следует дополнить системой уравнений Максвелла:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \text{div } \vec{E} &= 4\pi \sum_{\alpha} e_{\alpha} \int f_{\alpha} d\vec{p}, \\ \text{rot } \vec{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sum_{\alpha} e_{\alpha} \int \vec{v} f_{\alpha} d\vec{p}, & \text{div } \vec{B} &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Уравнение (5) без правой части совместно уравнениями (10) и были записаны А.А. Власовым в 1938 году[7] и получили название уравнениями с самосогласованным взаимодействием, а уравнение (5) без правой части называется уравнением Власова.

А.А. Власов, исходя из уравнений с самосогласованным полем, исследовал спектр частот ленгмюровских волн и их дисперсию и получил правильную формулу[7](ср. с (3)):

$$\omega = \omega_{Le} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{k^2 v_{Te}^2}{\omega_{Le}^2} \right), \quad (11)$$

которая количественно соответствовала эксперименту[4].

Таким образом, 1937 – 38 годы следует считать второй главной вехой в теории физики плазмы, которая была завершена Н.Н. Боголюбовым в 1946 году, развившим общий метод вывода кинетических уравнений в работе[8]. При этом он показал, что для систем с кулоновским взаимодействием в нулевом приближении по параметру (7) справедливо уравнение А.А. Власова, и лишь в следующем приближении следует учитывать интеграл парных столкновений Л.Д. Ландау. Позже в борновском приближении был получен интеграл парных столкновений Ленарда –Балеску, учитывающий поляризацию плазмы, следовательно, и обменное взаимодействие частиц посредством создаваемыми ими электромагнитных полей (подробнее см. в работы[2-4]).

3. Третьей важной вехой в теории физики плазмы, с моей точки зрения, следует считать баталии, которые развернулись в 1944 – 1945 годах между Л.Д.Ландау с соратниками и А.А. Власовым вокруг кинетического уравнения для плазмы и его решений. Все началось с того, что Л.Д. Ландау в 1946 году в работе[9] подверг резкой критике работы А.А. Власова [7,10], выполненные 1938 и 1944 годах. Критиковалось, в частности, дисперсионное уравнение высокочастотных электронных (ленгмюровских) колебаний, полученное еще в 1938 году[7]:

$$1 - \frac{4\pi e^2}{k^2} P \int \frac{\vec{k} \partial f_0 / \partial \vec{p}}{\omega - \vec{k} \vec{v}} = 0, \quad (12)$$

Здесь P означает, что несобственный интеграл следует понимать в смысле главного значения, причем равновесная функция распределения электронов нормирована на плотность $\int d\vec{p} f_0 = n_e$.

Именно, исходя из этого уравнения, А.А. Власов получил спектр частот колебаний (3), хорошо объясняющий эксперимент[5]. Тем не менее, ни одна работа А.А. Власова не подвергалась столь резкой и не заслуженной критике как работа [7] и, в частности дисперсионное уравнение (12). Л.Д. Ландау утверждал, что никаких дисперсионных уравнений типа (12),связывающих ω и $\vec{k}$, не существует. А, что касается несобственного интеграла, содержащегося в нем, А.А. Власовым он неправильно вычислен и его следует вычислять с учетом полюса при $\omega = \vec{k} \vec{v}$. При этом для вычисления интеграла Л.Д. Ландау вводит специальный контур обхода полюса, который эквивалентен пониманию полюса в (12) как

$$\frac{1}{\omega - \vec{k}\vec{v}} = \frac{P}{\omega - \vec{k}\vec{v}} - i\pi\delta(\omega - \vec{k}\vec{v}). \quad (13)$$

Ограничиваться только главным значением, как это сделал А.А. Власов, нет никаких оснований. В результате к спектру частот (3) была получена мнимая поправка, соответствующая затуханию колебаний со временем:

$$\text{Im } \omega = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{Le}}{k^3 r_{De}^3} \exp\left(-\frac{1}{2k^2 r_{De}^2} - \frac{3}{2}\right) \quad (14)$$

В научной литературе это затухание плазменной волны получило название «затухания Ландау», причем ее физическая природа состоит в череновском поглощении волн со спектром (3) электронами плазмы. Причем поглощают колебания частицы, для которых выполнено условие череновского резонанса $\omega = \vec{k}\vec{v}$. Такие частицы получили название резонансных.

Формула (14), полученная Л.Д. Ландау, безусловно, правильная и придуманный им контур с обходом полюса тоже правильный. Только критика А.А. Власова в работе[9] не по адресу. Дело в том, что А.А. Власов в работе[7] решал стационарную задачу на собственные колебания и искал решения вида $\exp(-i\omega + i\vec{k}\vec{r})$ с действительными значениями ω и $\vec{k}$, и такие решения существуют. В частности, таким решением является и найденный им спектр колебаний (11) при $\omega_{Le} > kc$. Такие решения всегда существуют в случаях, когда равновесная функция не содержит резонансных частиц. Более подробно о незатухающих власовских колебаниях и условий их существования можно познакомиться по работе[11]. Л.Д. Ландау же в своей работе[9] решал начальную задачу Коши развития во времени малых начальных возмущений, которую неправильно решил в 1937 году в работе [6]. В работе[9] он признал применимость уравнения А.А. Власова с учетом самосогласованного поля для описания колебаний электронного газа и получил действительно правильные результаты, которые в дальнейшем привели к бурному развитию теории физики плазмы, как в нашей стране, так и за рубежом. Достаточно отметить создание квазилинейной[12,13] и нелинейной[14,15] теорий колебаний плазмы и огромное число применений этих теорий.

Отметим также, что формула (13), соответствующая контуру Л.Д. Ландау, известна в теории функции комплексного переменного еще с 1873 года как формула Сахоцкого[16], которую, по-видимому, Л.Д. Ландау не знал.

Еще более ожесточенной критике подверглась работа А.А. Власова[10] в работе 4-х авторов[17], которые отрицали не только дисперсионное уравнение, но применимость метода самосогласованного поля для описания динамики плазмы. Среди авторов этой работы и сам Л.Д. Ландау, и не случайно, что эта работа не числится в сборнике трудов Л.Д. Ландау[18].

К сожалению, приходится отметить, что работы [9,17], посвященные резкой критике работ А.А. Власова[7,10], в большей части проявление недобросовестности в науке. А.А. Власову не дали опубликовать ответ на критику в журнале ЖЭТФ, сославшись на большой объем. Ему пришлось опубликовать ответ в малоизвестном

журнале[19] и, по-видимому, осталось не замеченной широкому кругу физиков. О малодоступности ведомственных журналов МГУ, в которых публиковался А.А. Власов, говорит тот факт, что Б.Б. Кадомцев и Е.К. Завойский, будучи рецензентами, дали положительные отзывы на цикл работ А.А. Власова, представленной в 1970 году на соискание Ленинской премии, но при этом в своих отзывах отметили, что А.А. Власов допустил ошибку при интегрировании несобственного интеграла и пропустил (не учел) бесстолкновительное затухание плазменных волн (затухание Ландау).

Приведем отрывок из отзыва Б.Б. Кадомцева, опубликованного Н.Е. Завойской в книге[20]: «При исследовании дисперсионного уравнения для плазменных колебаний А.А. Власов допустил небольшую некорректность, используя главное значение от интеграла с особенностью без достаточных на то оснований. Это обстоятельство послужило причиной довольно острой дискуссии между А.А. Власовым и Л.Д. Ландау. Л.Д. Ландау показал, что корректное решение задач о колебаниях плазмы как задач с начальными значениями или граничными условиями приводит к интегралу с обходом особой точки в комплексной плоскости, и благодаря этому появляется специфическое затухание, не связанное со столкновениями (затухание Ландау). Как показало проведенное в последние годы исследование слабо нелинейных колебаний, решение А.А. Власова (дисперсионного уравнения) также имеет определенный физический смысл – оно соответствует установившимся нелинейным волнам малой амплитуды с захваченными частицами. Это не правда. В работе[10] (в дополнении 2), которая была включена в цикл, представленный на премию, решается задача Коши о развитии начальных возмущений плотности электронов и получена точная формула для спектра колебаний потенциала поля с учетом бесстолкновительного затухания[10]:

$$\varphi(t) = \varphi(0) \exp(-kv_{Te}t) \cos \omega_{Le}t \quad (15)$$

Как видно из отзыва, Б.Б. Кадомцев эту работу не читал.

Что касается академиков Л.Д. Ландау, М.А. Леонтовича и В.А. Фока (авторов работы[17]), то они в 1943-44 годах были членами кафедры теоретической физики физического факультета МГУ, на которой работал А.А. Власов. Кафедра представила работу[10] на соискание только что основанной Ломоносовской Премии и А.А. Власов ее получил. Академики по долгу службы должны были знать эту работу и они ее знали, о чем свидетельствует Л.С. Кузьменков в своей статье в книге[20].

В сказанном выше явно просматривается недобросовестность авторов работы[17]. Испытываю угрызения совести и я, поскольку в работе 1961 года[2] есть ссылка на работу[17], но, по-видимому, я ее не читал, либо не заметил дополнение 2, где решена задача Коши для плазменных колебаний и открыто бесстолкновительное затухание волн.

4. Последняя важная веха в теории физики плазмы, с моей точки зрения, связана с развитием теории ионно-звуковых волн в плазме. Она началась в 1954 году, когда Г.В. Гордеев в работе[21] показал, что низкочастотная коллективная акустическая ветвь колебаний существуют только в сильно неизотермической плазме с горячими электронами с $T_e \gg T_i$ и они получили название ионно-звуковых волн. Ионно – звуковые волны нашли широкое применение при нагреве ионов плазмы, а поэтому они играют важную роль в проблеме управляемого термоядерного синтеза. Этим объясняется постоянное внимание физиков к теории ионно – звуковых волн.

Существенное развитие теория ионно – звуковых колебаний неизотермической плазмы получило в работах Б.Б. Кадомцева[14, т.4], В.И. Петвиашвили[22] и В.П. Силина с сотрудниками[23]. В них развивается теория ионно – звуковой турбулентности неизотермической плазмы на основе не затухающих мод Власова. Идея этого направления было предложена Б.Б. Кадомцевым и В.И. Петвиашвили, которые учли вынужденное рассеяние волн на ионах и показали возможность компенсации инкрементом вынужденного рассеяния линейного черенковского затухания ионно – звуковой волны. Развитая теория турбулентности коренным образом отличается от обычной теории: она не содержит сильной диссипации и носит волновой характер. Эта теория бурно развивается до сих пор[24,25]. Поэтому эту проблему я не буду здесь обсуждать. Она подробно освещена в прекрасных работах В.П. Силина в [24,25,33].

Здесь я кратко остановлюсь на отличие ионно – звуковых волн в плазме от обычных звуковых волн в нейтральном газе. В длинноволновом (истинно акустическом) пределе спектр частот ионно - звуковых волн дается формулой

$$\omega = k \sqrt{z \frac{T_e}{M}} = k \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}} \quad (16)$$

Здесь $P = n_e T_e$ – давление, а $\rho = n_i M$ – плотность плазмы, причем, $n_e = z n_i$, где ze – заряд иона. При этом ионный звук является изотермическим с постоянной температурой, $T_e = const$. Изотермичность ионного звука обеспечивается высокой электронной теплопроводностью, $\omega \ll k v_{Te}$. При этом, как видно из спектра (16), постоянная адиабаты $\gamma = 1$, и это указывает еще раз на то, что плазма не газ, а скорее жидкость (в сфере взаимодействия много частиц). В газе из смеси «одноатомных» частиц – электронов и ионов с пропорцией $n_e = z n_i$ постоянная адиабаты должна быть равной $\gamma = 5/3$. Следствием указанных особенностей является разрывов типа ударных волн в неизотермической плазме. В неизотермической же плазме с $T_e \gg T_i$ возможно распространение только уединенной волны (солитона) с полушириной порядка дебаевского радиуса электронов. Эта волна, по существу, представляет собой двойной электрический слой, в котором электроны (электронный слой) опережают ионы (ионный слой) и тянут их с собой. Потенциал электрического поля двойного слоя при этом описывается уравнением (слабо нелинейная волна)[26]:

$$\frac{T_e r_{De}^2}{2e} \frac{d^2 \Phi}{d\xi^2} - \frac{T_e}{e} \left(1 - \frac{V_s}{u} \right) \Phi + \frac{1}{2} \Phi^2 = 0 \quad (17)$$

Здесь $\xi = x - ut$, V_s – скорость ионного звука, а u – подлежащая определению скорость уединенной волны (солитона). Уравнение (17), известное под названием уравнения Кортевега-де-Вриза (КдВ), имеет точное решение:

$$\Phi = \frac{\Phi_{\max}}{ch^2(\xi / \Delta)}, \quad (18)$$

$$1 - \frac{V_s}{u} = \frac{e \Phi_{\max}}{\pi T_e} \ll 1, \quad \frac{e \Phi_{\max}}{6 T_e} = \frac{r_{De}^2}{\Delta^2} \ll 1. \quad (19)$$

Таким образом, $u \geq V_s$, т.е. скорость уединенной волны близка к скорости ионного звука, а ширина волны Δ больше дебаевского радиуса.

Решение (18) соответствует слабой волне. В случае сильной волны ионно-звуковой солитон превращается в протяженный двойной слой с сильным электрическим полем [27]:

$$E \approx \sqrt{4\pi n_e T_e}. \quad (20)$$

Соотношение (20) означает, что в отличие от обычного газа, в котором за фронтом сильной ударной волны давление превышает давление газа перед фронтом в M^2 раз (M – число Маха), в плазме за передним фронтом уединенной волны плазма поляризуется и рождается электрическое поле с таким же давлением.

В заключении отметим еще одно важное проявление ионно – звуковых волн в плазме. Обладая малой по сравнению с тепловой скоростью электронов фазовой скоростью, такие волны эффективно поглощаются и излучаются электронами плазмы. Как следствие обменное взаимодействие электронов посредством ионно – звуковых волн в неизотермической плазме может превосходить кулоновское, в особенности на больших расстояниях, превосходящих дебаевский радиус экранировки, что существенно проявляется в процессах релаксации электронов[3,4,28]. Если при этом учесть, что потенциал обменного взаимодействия соответствует притяжению электронов, то легко сообразить какие новые возможности возникают²⁾.

²⁾В нашем обзоре мы умышленно не коснулись двух чрезвычайно важных проблем: проблемы вынужденного излучения плазменных волн электронными пучками, теоретически предсказанной А.И. Ахиезером и Я.Б. Файнбергом[29] и Д. Бомом и Е. Гроссом[30]А также проблемы управляемого термоядерного синтеза. Это чисто прикладные проблемы, которые, однако, внесли огромный вклад в развитии теории физики плазмы. К первой проблеме Б.Б. Кадомцев не имел прямого отношения (с ней можно подробно познакомиться по работе[31]); ко второй Борис Борисович имел очень тесное отношение и в ее развитии внес огромный вклад, что полностью отражен в[14](см. также сборник трудов[32]).

Литература

- [1]. I. Lengmuir, Proc. Nat. Akad. Sci. USA., 14, 117, (1926).
- [2]. В.П. Силин, А.А. Рухадзе, Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, М. Атомиздат 1961. 2 и 3 изд.URSS, ЛИБРОКОМ,2012.
- [3]. В.П. Силин, Введение в кинетическую теорию газов, М. Наука, 1968
- [4]. А.Ф. Александров, Л.С. Богданкевич, А.А. Рухадзе, Основы электродинамики плазмы, м. Высшая школа, 1978, англ. перевод, Springer, Heidelberg, 1984.
- [5]. L. Tonks, I. Lengmuir, Phys. Rev. 36, 990, (1926).
- [6]. Л.Д. Ландау, ЖЭТФ 7, 203 (1937).
- [7]. А.А. Власов, ЖЭТФ 8, 291 (1938).
- [8]. Н.Н. Боголюбов, Проблемы динамической теории в статистической физике, М. Гостехиздат, 1946.

- [9]. Л.Д. Ландау, ЖЭТФ 16, 524 (1946).
- [10]. А.А. Власов, Ученые записки МГУ, физика, вып. 75, част 1, (1945).
- [11]. N.G. Van Kampen, Physica, 21, 949 (1955).
- [12]. Ю.А. Романов, Г.Ф. Филипов, ЖЭТФ 40, 123,(1961)
- [13]. А.А. Веденов, Е.П. Велихов, Р.З. Сагдеев, Ядерный синтез 1, 82 (1961); УФН 73, 701, (1961).
- [14]. Вопросы теории плазмы, под редакцией М.А. Леонтовича, вып. 1-7, М. Госатомиздат, 1963-1967.
- [15]. В.Н. Цитович, Нелинейные эффекты в плазме, М. Наука, 1967.
- [16]. Ю.А. Сахоцкий, Об определенных интегралах и функциях, употребляемых при разложениях в ряды, СПб 1873 г.
- [17]. В.Л. Гинзбург, Л.Д. Ландау. М.А. Леонтович, В.А. Фок, ЖЭТФ 16, 246 (1946).
- [18]. Л.Д. Ландау, Собрание трудов, т. 1 и 2, М. Наука, 1960.
- [19]. А.А. Власов (ответ авторам[17]), Вестник МГУ, физика – астрономия, № 3-4, (1946).
- [20]. Сборник: Основополагающие работы А.А. Власова по теории плазмы под ред. А.А. Рухадзе. М. Изд. ООО 2Мир журналов», 9014.
- [21]. Г.В. Гордеев, ЖЭТФ 27, 18 (1954).
- [22]. В.И. Петвиашвили, ДАН СССР, 153, 1295, (1963).
- [23]. В.П. Силин, С.А Урюпин, ЖЭТФ, 102, 78, (1992); В.П. Силин, Физика плазмы, 37, 489Б (2012).
- [24]. В.П. Силин, Прикладная физика, №6. 5, (2012); В.Ю. Попов, В.П. Силин, Физика плазмы, 40, 368, (2014)
- [25]. О.Г. Бакунин, УФН, 183, 12136, (2013).
- [26]. А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе, Лекции по электродинамике плазмopodobных сред, М. изд. МГУ, 1999.
- [27]. А.А. Рухадзе, Инженерная физика, №4, 14, (2014).
- [28]. Л.М. Горбунов, Введение в нелинейную электродинамику плазмы, М. РИС ФИАН, 2009.
- [29]. А.И. Ахиезер, Я.Б. Файнберг, ДАН СССР 69, 555 (1949).
- [30]. D. Bohm, T. Gross, Phys. Rev. 75, 1951 (1949).
- [31]. М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков, Плазменная релятивистская СВЧ электроника, М. изд. МГТУ, 2002.
- [32]. Б.Б. Кадомцев, Избранные труды в 2-х томах, М. Физматгиз, 2003.
- [33]. В.П. Силин, Успехи прикладной физики, т.2, №4, с.420-433 (2014)

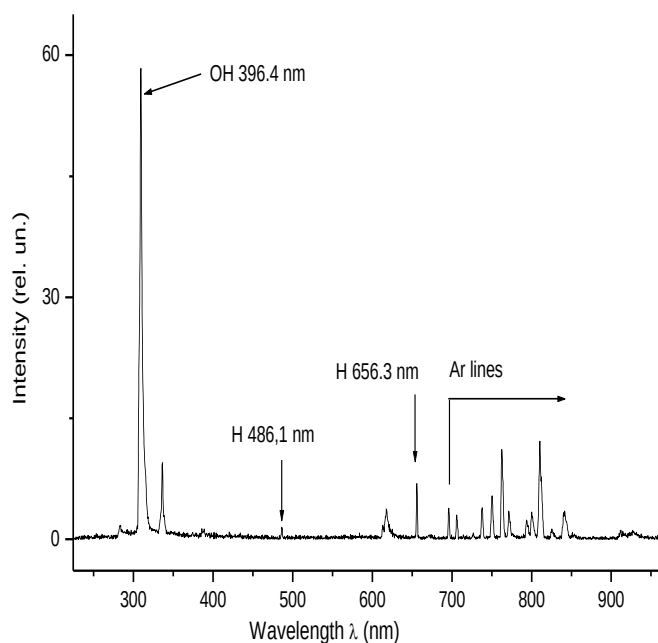
ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД В СМЕСИ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ С ПАРАМИ ВОДЫ: ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ПРИЛОЖЕНИЯ

Т.Артамонова², А.Мельников^{1,2}, Д.Михайлов¹, С.Мурашов², А.Пастор¹,
Л.Ракчеева², П.Сердобинцев¹, Н.Тимофеев¹, М.Ходорковский²

¹Санкт-Петербургский государственный университет, 198504 Санкт-Петербург,
Петродворец, ул. Ульяновская 3

²Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251
Санкт-Петербург, ул. Политехническая 29

Разряды низкого давления в инертных газах с молекулярными добавками чрезвычайно интересны как физические объекты и как объекты для различных практических применений. Присутствие в плазме молекул, как правило, порождает целую цепочку плазмохимических реакций, которые коренным образом изменяют свойства плазмы, что порождает интерес исследователей и может дать начало практическим применениям. Примерами таких разрядов могут служить разряды с молекулярным азотом и кислородом, углекислым газом, окисями азота и углерода и др. Разряд с парами воды с полным основанием может быть отнесен к разрядам данного класса, в котором молекулы воды, давая «жизнь» новым атомарным и молекулярным частицам, коренным образом изменяют свойства разряда.



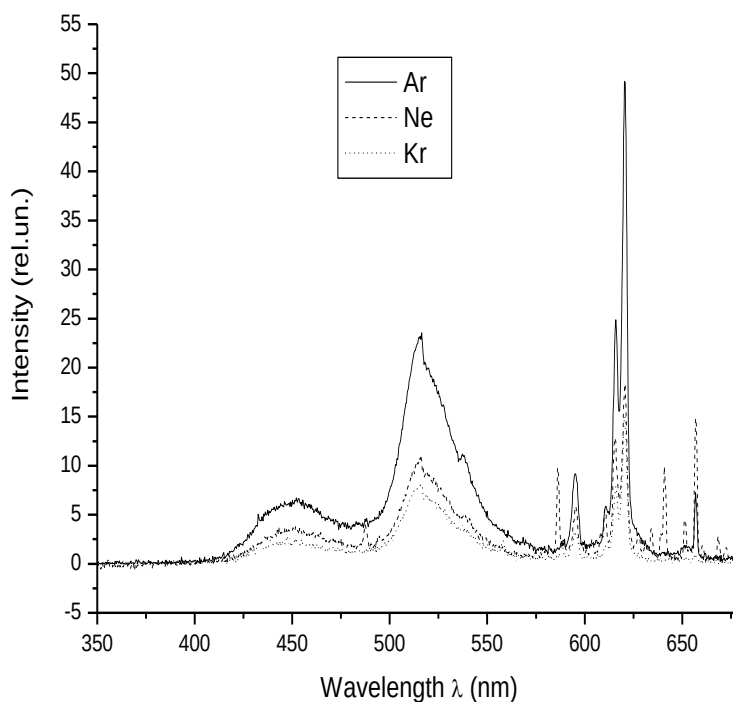
В работах [1-3] были проведены исследования разряда в смеси инертных газов с парами воды в кварцевых разрядных трубках при добавлении молекул воды к разряду в инертном газе определенными фиксированными порциями. Было обнаружено, что при определенных условиях интенсивность излучения полосы 306.4 нм молекулы ОН существенно превышает излучение всех других линий и полос в диапазоне 220-950 нм. Спектр излучения плазмы данного разряда представлен на первом рисунке [1-3] ($P_{Ar} = 10$ Тор, разрядный ток $i = 200$ мА). Этот факт позволил рассматривать данный разряд как основу для создания нового экологически чистого источника оптического излучения (источника света).

Данная работа посвящена исследованию тлеющего разряда в смеси инертных газов – Ne, Ar, Kr, Xe – с парами воды. Разряд создавался в цилиндрической стеклянной трубке диаметром 2.54 см и длиной 20-50 см. Давление инертного газа изменялось в

диапазоне 0.5-20 Тор, давление паров воды варьировалось от 0 до 10^{-1} Тор, разрядный ток изменялся в диапазоне 100-600 мА.

В отличие от [1-3], разрядные трубки были покрыты изнутри люминофором, максимум чувствительности которого был близок к излучению молекулы гидроксила 306.4 нм. Использование люминофора объяснялось несколькими факторами: 1) как оказалось, люминофор является хорошим абсорбентом молекул воды, который при нагревании выделяет воду в объем плазмы, причем давление паров воды зависит от температуры стенок разрядной трубки, 2) люминофор служил индикатором излучения гидроксила, 3) наличие люминофора приближало конструкцию трубки к реальному источнику света. Наиболее важным являлось то, что наличие люминофора позволяло контролировать (устанавливать) давление паров воды термостабилизацией температуры стенок разрядной трубки. С этой целью разрядная трубка помещалась в водяной кожух, в котором температура воды фиксировалась в диапазоне (5-95) $^{\circ}$ C с точностью 0.1 $^{\circ}$ C. В качестве электродов использовались стандартные BaO-SrO-CaO катоды ртутных люминесцентных ламп. Для предотвращения взаимодействия паров воды с материалом катодов использовался постоянный подогрев электродов внешним электрическим током.

Исследовались электрические характеристики (напряженность продольного электрического поля в плазме, приэлектродные потери), спектроскопические характеристики (интенсивности спектральных линий атомов инертных газов и атомарного водорода, полосы 306.4 нм гидроксила и интенсивность свечения люминофора) и энергетические характеристики (световая отдача) положительного столба и разряда как целого в зависимости от рода инертного газа (Ne, Ar, Kr, Xe), давления газа и паров воды, величины разрядного тока. Полученные данные позволили построить непротиворечивую картину процессов, определяющих свойства исследуемой плазмы, создать модель плазмы, предложить и исследовать пути увеличения эффективности генерации УФ-излучения 306.4 нм молекулы гидроксила.



В качестве иллюстрации на следующем рисунке приведен спектр излучения разряда в смеси паров воды с различными инертными газами при давлении инертного газа 1.0

Тор и разрядном токе 0.3 А [4]. Оказалось, что разряд с аргоном дает наибольшую интенсивность свечения люминофора. Это, в свою очередь обеспечило наибольшую световую отдачу разряда с аргоном, которая составила ~ 40% от световой отдачи ртутной люминесцентной лампы.

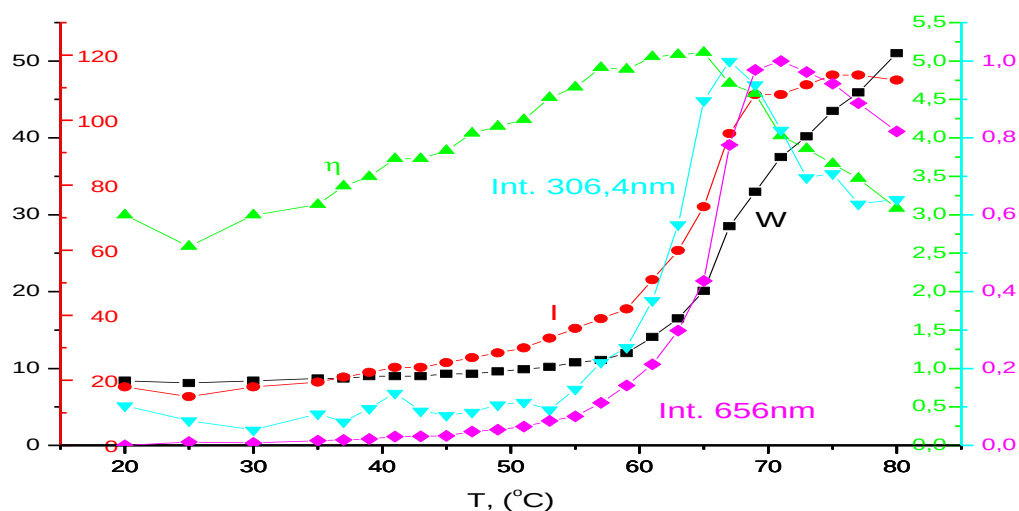
Совокупность полученных данных позволила установить следующий важный факт.

Было выявлено, что основными механизмами рождения возбужденных молекул гидроксила являются: 1) тушение возбужденных атомов аргона молекулами воды с образованием атомарного водорода и молекулы ОН в состоянии $A^2\Sigma^+$ (реакция $Ar^* + H_2O \rightarrow OH(A^2\Sigma^+) + H + Ar$) и 2) последующее электронное возбуждение рожденных в реакции (1) молекул ОН после их высвечивания, причем вторая реакция в исследованных условиях существенно эффективнее первой.

Используя разработанную модель, было предложено и исследовано три возможных пути увеличения эффективности генерации УФ-излучения 306.4 нм молекулы гидроксила путем увеличения концентрации молекул гидроксила в разряде.

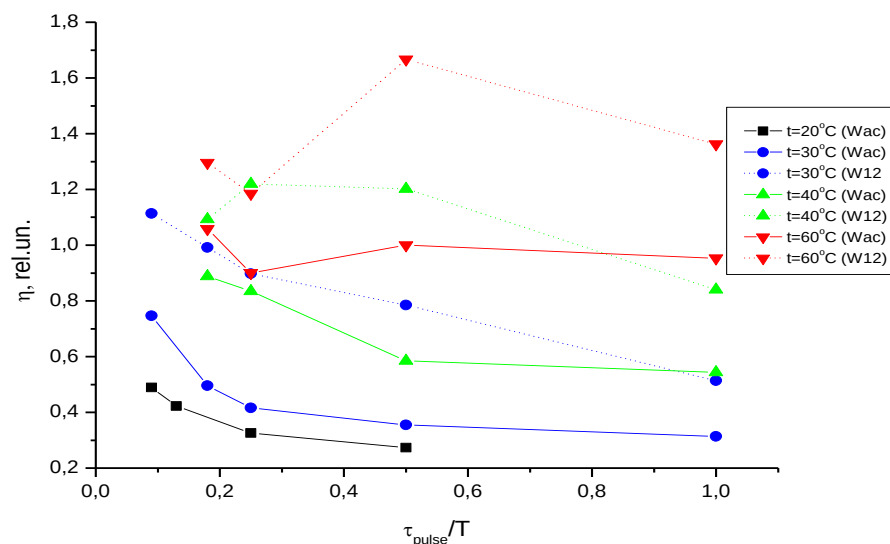
1. Добавление к аргону других инертных газов, имеющих более высокие потенциалы возбуждения и ионизации (Ne, He). Идея состоит в том, чтобы увеличить концентрацию молекул ОН за счет увеличения времени их диффузии к стенкам разряда. При этом добавляемый инертный газ должен играть роль «буфера», определяющего только процессы диффузии частиц. Можно показать, что эффективность генерации УФ-излучения η молекулами гидроксила зависит от характеристик плазмы следующим образом: $\eta \sim b_i/\lambda_{OH}$, где b_i есть подвижность ионов аргона и λ_{OH} есть длина свободного пробега молекул ОН. Оказывается, что добавление неона и/или гелия существенно сильнее замедляет диффузию молекул ОН, чем уменьшает подвижность ионов, поскольку атомы неона и гелия не участвуют в процессах резонансной перезарядки ионов аргона. Поэтому предлагаемый способ действительно может увеличить η . Проведенные оценки показывают, что эффект может достигать десятков процентов, а в случае, когда концентрация добавляемого газа много больше концентрации аргона – до 2-2.5 раз.

2. Увеличения концентрации молекул гидроксила в разряде можно добиться использованием катализатора, ускоряющего развал молекул воды на атомарный водород и гидроксил. Известно (см. напр. [5]), что таким катализатором может быть двуокись титана TiO_2 , которая в присутствии УФ-излучения обеспечивает разложение молекулы воды: $H_2O \rightarrow OH + H$. Включение действия катализатора в разработанную модель плазмы показывает реальную возможность увеличения концентрации молекул гидроксила в основном и возбужденном состояниях, интенсивности и эффективности генерации УФ-излучения молекул ОН. Увеличение концентрации молекул гидроксила, как показывают оценки, может быть до трех раз, что заметно увеличит интенсивность УФ-излучения и эффективность η . Для экспериментальной проверки данной возможности внутренняя поверхность разрядной трубки покрывалась слоем двуокиси титана поверх слоя люминофора. Эксперимент показал, что присутствие катализатора действительно существенно влияет на свойства разряда. На следующем рисунке приведены вводимая в разряд электрическая мощность W , суммарный световой поток I , интенсивности атомарного водорода H_α Int.656 nm и полосы ОН Int.306.4 nm, а также эффективность η при давлении аргона 0.5 Тор в зависимости от температуры стенки.



Основное отличие полученных данных от данных без катализатора состоит в заметном увеличении скорости роста характеристик плазмы в зависимости от температуры: в зазоре $\Delta T \sim 5^\circ\text{C}$ (между 60°C и 65°C) интенсивности атомарного водорода и молекулы гидроксила растут в 4-5 раз. Аналогичный рост в разряде без катализатора наблюдался в температурном зазоре $\Delta T \sim 25^\circ\text{C}$ (между 40°C и 65°C) [4]. Это свидетельствует о сильном влиянии катализатора на процессы в исследуемой плазме. Увеличение скорости роста интенсивностей следует и из разработанной модели, в которой первые производные $dN_{\text{OH}}/dN_{\text{H}_2\text{O}}$, $dN_{\text{OH}}^*/dN_{\text{H}_2\text{O}}$, $dN_{\text{H}}/dN_{\text{H}_2\text{O}}$ and $dI/dN_{\text{H}_2\text{O}}$ (N_{OH} и N_{OH}^* – концентрации молекул гидроксила в основном и возбужденном состояниях, $N_{\text{H}_2\text{O}}$ и N_{H} – концентрации молекул воды и атомов водорода соответственно) существенно больше соответствующих производных в плазме без катализатора.

3. Использование импульсно-периодического способа питания разряда. Импульсно-периодическое питание тлеющего разряда приводит к существенному увеличению напряженности электрического поля в импульсе тока. Это, в свою очередь, при определенных условиях разряда увеличивает долю энергии, идущей на неупругие процессы, и может увеличить эффективность генерации излучения плазмой (см. напр. [6]). Импульсно-периодический разряд в смеси аргона с парами воды обладает существенной особенностью – возможным присутствием отрицательных ионов, образованию которых может способствовать фаза послесвечения. Отрицательные ионы уменьшают проводимость и, как результат, увеличивают электрическую мощность, рассеиваемую в плазме. Измерения напряженности электрического поля в положительном столбе импульсно-периодического разряда подтвердили данное предположение. К сожалению, по всей видимости, этот фактор явился причиной того, что нам не удалось найти условия разряда, в которых эффективность генерации УФ-излучения молекулами гидроксила превышает эффективность генерации в разряде постоянного тока. На следующем рисунке приведены относительные эффективности генерации полосы гидроксила 306.4 нм разрядом как целым (сплошные линии) и плазмой (пунктир) при различной температуре стенок разрядной трубки (т.е. при различных давлениях паров воды) в зависимости от отношения длительности импульса к периоду их повторения. Частота следования импульсов составляла 5 кГц, давление аргона – 1.0 Тор. Малое количество паров воды в разряде (низкие температуры) дает хорошо известную зависимость – рост эффективности с относительным уменьшением длительности импульса, при увеличении температуры этот рост становится менее заметным и фактически пропадает при 60°C .



Литература

- [1] M. Khodorkovsky, V. Milenin, S. Kidalov, N. Timofeev, A. Vul'. "The effective low-pressure gas discharge source of optical radiation based on hydroxyl OH". – Proc. XXIIIth ICPIG, Toulouse, France, 1997, V.3, P.56.
- [2] M. Khodorkovsky, V. Milenin, S. Kidalov, N. Timofeev, A. Vul'. "Investigation of a glow discharge in a mixture of Ar and OH". – Tech. Phys. Let., 1999, V.25, No.4, P.321.
- [3] M. Khodorkovsky, V. Milenin, S. Kidalov, N. Timofeev, A. Vul'. "New effective low-pressure gas discharge source of optical radiation using hydroxyl OH". – Tech. Phys. Let., 1999, V.25, No.4, P.321.
- [4] E. Artamonova, N. Timofeev, M. Khodorkovskii et al... Low pressure water vapor discharge as a light source: 1. Spectroscopic characteristics and efficiency, J. Physics D: Appl. Phys. **41** (2008) 155206.
- [5] A. Fujishima, K. Honda. Electrochemical Photolysis of Water at a Semiconductor Electrode, Nature, **1972**, V.238, P. 5358.
- [6] Патент РФ №2010129233 (13.07.2011) "Метод получения оптического излучения".

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ ВЧ РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НАНОСЕКУНДНЫМ ВЫСОКОВОЛЬТНЫМ ИМПУЛЬСОМ НАПРЯЖЕНИЯ

Л.М. Василяк

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, vasilyak@ihed.ras.ru

Введение

Высоковольтные наносекундные импульсы широко используются в современных исследованиях физики плазмы и различных технологических приложениях. Они используются для инициирования высокоскоростных волн ионизации [1], в коммутаторах, в импульсных газоразрядных источниках видимого и ультрафиолетового излучения, для накачки импульсных газовых лазеров, для инициирования химических реакций и горения. Еще одно свойство их применения – стабилизация электрического разряда в мощных CO_2 – лазерах, поскольку основная ионизация производится наносекундным импульсом, а накачка лазера – несамостоятельным разрядом. Наносекундные импульсы также применялись для воздействия на структуры заряженных пылевых частиц в радиочастотном разряде низкого давления [2].

Эксперимент

В данной работе исследована динамика плазмы при воздействии высоковольтным наносекундным импульсом напряжения на слабоионизованный высокочастотный разряд низкого давления. Блок-схема эксперимента приведена на рис. 1. Детальное описание эксперимента и метода диагностики можно найти в работах [2,3].

ВЧ-разряд с частотой 13,56 МГц создавался в аргоне при давлении 0,1-10 Па между двумя плоскими электродами диаметром 15 см, расположенными на расстоянии 5,4 см (Рис.1). Реактор был заполнен аргоном при давлении p 0,1-10 Па нижний электрод был соединен с ВЧ-генератором через разделительный конденсатор. Импульсы напряжения положительной полярности длительностью 20 нс и фронтом 2 нс с регулируемой амплитудой $U_A = 3-17$ кВ от генератора импульсов (FID Technologies, FPG20-M) прикладывались к верхнему электроду с согласованной нагрузкой 50 Ом. Конструкция электродов была создана с целью минимизации монтажных емкостей, которые суммарно были ниже, чем 20 пФ и соответствующий электрод имел время зарядки 1 нс через коаксиальную линию с волновым сопротивлением 50 Ом.

Излучение из разряда регистрировалось высокоскоростной ICCD камерой с минимальной экспозицией 5 нс. Камера была синхронизирована с высоковольтным импульсом. Поскольку в камере есть собственное время задержки срабатывания, то для задержки высоковольтного импульса использовался коаксиальный кабель длиной 30 м с временем прохождения импульса по нему 150 нс. Это позволило нам снять начальную стадию разряда. Регистрация излучения разряда проводилась через боковое окно камеры и через фильтр, который пропускал две линии аргона в области 750 нм.

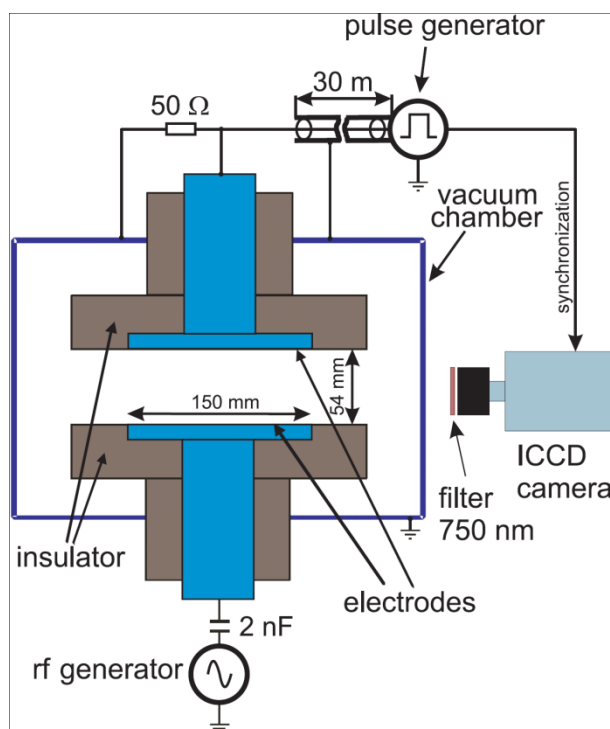


Рис.1. Схема эксперимента. Газ – аргон, давление $p=0.3-10$ Па, амплитуда ВЧ напряжения (размах) $U_{pp} = 40-100$ В, частота – 13.6 МГц, концентрация электронов ВЧ разряда $(2-3)10^8$ см⁻³, температура электронов – 2 эВ, высоковольтный наносекундный импульс: амплитуда 4-17 кВ, длительность 20 нс

Экспериментальные результаты

Релаксации плазмы после высоковольтного импульса оказалась достаточно сложным процессом. В динамике плазмы проявляются две различные стадии:

1. Вспышка, рост излучения на 2-3 порядка примерно через 100 нс после снятия высоковольтного импульса напряжения с электрода (Рис.2);
2. Пауза свечения, которая следует за вспышкой и длится несколько сотен микросекунд (Рис. 3) и даже может достигать нескольких мс.

Отметим, что вспышка не происходит в течение импульса, как в импульсных разрядах при атмосферном давлении [1]. Значительный рост интенсивности излучения начинается, когда высокое напряжение снимается с электрода.

Излучения света на стадии вспышки характеризуется сложной зависимости от амплитуды подаваемого импульса напряжения. Мы сравнили эти зависимости измеренных для трех различных значений амплитуды ВЧ напряжения на электродах U_{pp} (в данных экспериментах под U_{pp} обозначен размах, т.е. удвоенная амплитуда). Этот параметр характеризует концентрацию электронов в ВЧ разряде, чем выше амплитуда ВЧ напряжения, тем выше концентрация электронов. На рис. 2 приведена динамика излучения при разных напряжениях ВЧ разряда и разных амплитудах высоковольтного наносекундного импульса. Для наименьшей амплитуды ВЧ напряжения $U_{pp} = 40$ В (рис. 2а) интенсивность излучения уменьшается с ростом амплитуды высоковольтного наносекундного импульса, при $U_{pp} = 56$ В (рис. 2б) она сначала увеличивается, а затем уменьшается, и для $U_{pp} = 100$ В (рис. 2с) она увеличивается. Это еще одна отличительная черта нашего разряда. Как правило, для

импульсных разрядов высокого давления [1] интенсивность вспышки монотонно возрастает с увеличением амплитуды импульса.

Отметим, что в наших экспериментах интенсивность излучения демонстрирует серию вспышек (а не одного импульса начальной вспышки), как видно на рис. 2, где интенсивность начинает расти снова после первой вспышки. Эти "последующие вспышки" происходят из-за остаточных послеимпульсов с амплитудой менее 20% от амплитуды основного импульса, производимого генератором импульсов, а также за счет повторного отражения основного импульса. Тем не менее, во всех случаях начальная вспышка хорошо разделена и ее интенсивность может быть легко определена.

В наших экспериментах темная фаза наблюдалась практически на всех исследованных условиях. На рис. 3 показана временная эволюция светового излучения во время темной фазы для амплитуды напряжения высоковольтного наносекундного импульса $U_A = 8$ кВ. Для исключения возможного влияния на полученный результат внешней цепи были выполнены специальные эксперименты по исследованию фазы паузы свечения при разных сопротивлениях. Из полученных результатов следует, что пауза свечения не является эффектом внешней цепи.

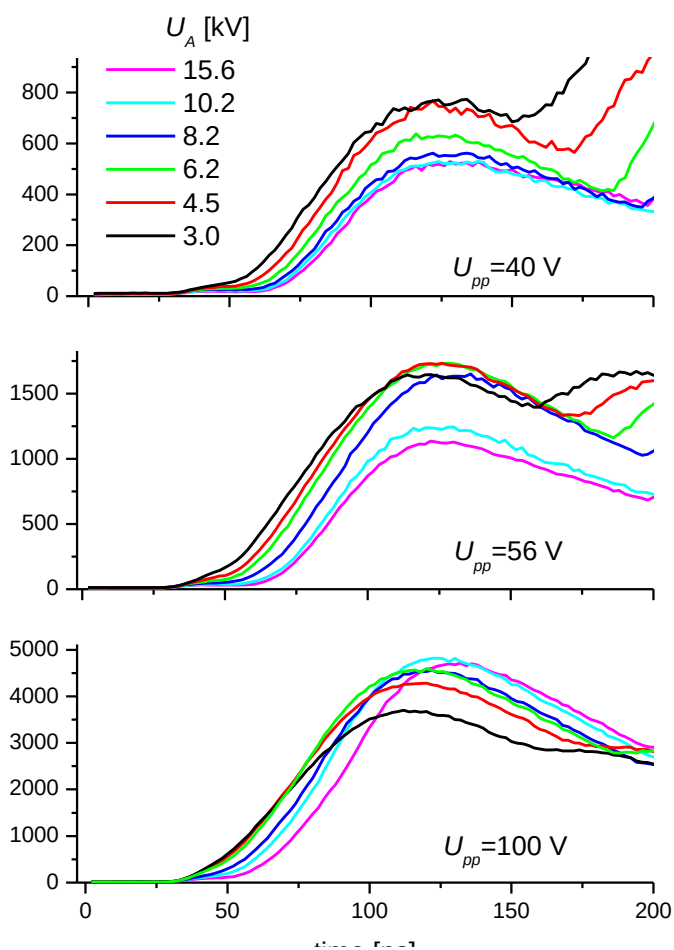


Рис. 2. Динамика излучения на начальной стадии при разных напряжениях ВЧ разряда U_{pp} : (а) $U_{pp} = 40 \text{ В}$, (б) $U_{pp} = 56 \text{ В}$, (с) $U_{pp} = 100 \text{ В}$ и разных амплитудах высоковольтного наносекундного импульса. Давление $p = 1.5 \text{ Па}$.

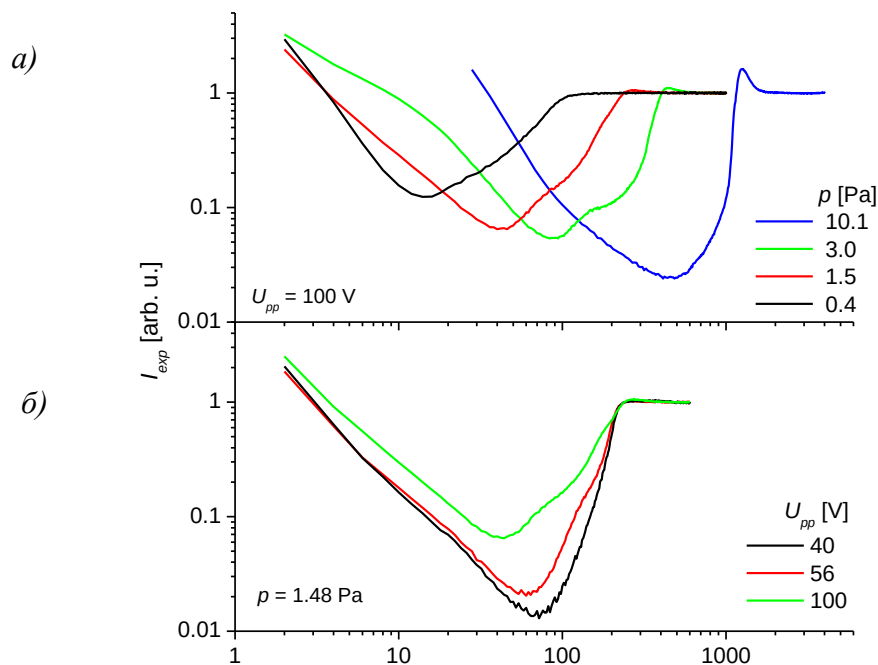


Рис. 3. Динамика излучения в стадии "пауза свечения". $U_A = 8 \text{ кВ}$. (а) - кривые для разных p при фиксированном $U_{pp} = 100 \text{ В}$, (б) - кривые для разных U_{pp} при $p = 1,5 \text{ Па}$. Все кривые нормированы относительно стационарного значения интенсивности излучения ВЧ разряда.

В плазме происходят следующие процессы. Амплитуда приложенного импульса напряжения столь велика, что под его действием все электроны могут быть удалены из промежутка на электрод, и в промежутке останутся только ионы, которые не успевают сдвинуться с места. Эти ионы создают сильное электрическое поле, в котором происходит ионизация и возбуждение газа, поэтому рост свечения наблюдается после импульса напряжения. По этой же причине, чем больше амплитуда импульса напряжения, тем меньше импульс свечения (Рис.2а), поскольку с ростом амплитуды импульса напряжения в промежутке остается меньше электронов. Электроны, которые остались в разрядном промежутке, производят возбуждение газа. С ростом амплитуды импульса напряжения сначала наблюдается небольшой рост амплитуды импульса свечения, поскольку электрическое поле растет, а электронов в промежутке остается достаточно много. При дальнейшем увеличении амплитуды импульса напряжения наблюдается выход амплитуды свечения на насыщение (Рис.2с), а также может реализоваться и промежуточный случай (Рис.2б). Аналогичная ситуация реализуется при образовании спрайтов в верхних слоях атмосферы после разряда молнии на землю. Затем избыточные электроны и ионы уходят на стенки, пока их концентрация не

достигнет значения в стационарном ВЧ разряде, температура электронов падает, в результате чего возникает пауза свечения.

Заключение

Впервые экспериментально и методом PIC моделирования исследовано влияние высоковольтного (3-17 кВ), наносекундного (20 нс) импульса на слабоионизованную плазму емкостного высокочастотного разряда низкого давления (0,1-10 Па) в аргоне. Обнаружено, что эволюция плазмы имеет два характерных режима: яркая вспышка, происходящая в течение примерно 100 нс после импульса, когда излучения разряда увеличивается на 2-3 порядка выше стационарного уровня ВЧ разряда, и темная фаза, длящаяся несколько сотен микросекунд, когда интенсивность излучения плазмы падает значительно ниже стационарного уровня ВЧ разряда. Было обнаружено, что высоковольтный наносекундный импульс способен удалять значительную часть электронов плазмы из разрядного промежутка, и что первая фаза в виде вспышки появляется в результате возбуждения атомов газа электронами, которые ускоряются в электрическом поле, созданном объемным положительным зарядом неподвижных ионов в объеме разрядного промежутка. Концентрация электронов увеличивается во время вспышки и остается очень высокой во время темной фазы. Плазма с высокой концентрацией электронов, которые образовались во время вспышки, обеспечивает эффективное экранирование ВЧ электрического поля, которое поддерживает стационарное состояние плазмы ВЧ разряда. Экранирование электрического поля приводит к охлаждению электронов много ниже стационарного уровня и, следовательно, к возникновению темной фазы, поскольку резко уменьшается возбуждение атомов.

Работа выполнена совместно с сотрудниками М.У. Pustyl'nik, А.В. Ivlev, Н.М. Thomas, G.E. Morfill (Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Garching, Germany).

Литература

- [1]. Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В.//УФН. 1994. Т.32. N4 С. 483-485.
- [2]. Pustyl'nik M.Y., Ivlev A.V., Thomas H.M., Morfill G.E., Vasilyak L.M. et al// Physics of Plasmas. 2009, V.16. P11375
- [3]. Pustyl'nik M. Y., Hou L., Ivlev A. V., Vasilyak L. M., Couedel L., Thomas H. M., Morfill G. E., and Fortov V. E. High-voltage nanosecond pulses in a low-pressure radio-frequency discharge// Physical Review E **87**, 063105 (2013).

ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТЫ ВЧ ПОЛЯ И КОНСТРУКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЛАМПЫ НА ЗАЖИГАНИЕ ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Попов О.А., Атаев А.Е.

Плазма ндукционных разрядов низкого давления 10^{-2} -1,0 мм рт.ст в смеси паров ртути и инертных газов широко используется в люминесцентных лампах для внутреннего и внешнего освещения и как источник ультрафиолетового излучения в бактерицидных лампах, применяемых для очистки воздуха и воды [1,2]. И если высокочастотные (ВЧ) индукционные разряды в мегагерцовом интервале частот $f = 2,6$ -13,56 МГц достаточно подробно исследованы, то работ по изучению характеристик индукционных разрядов, возбужденных на частотах $f < 1$ МГц, на которых выполняется неравенство $2\pi f = \omega \ll v$ (частота упругих соударений электронов с атомами рабочей смеси), весьма мало.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования зажигания индукционных разрядов низкого давления, возбужденных на частотах 100-800 кГц в колбах каплеобразной формы с внутренней полостью, в которой размещен ВЧ индуктор (индуктивная катушка и полый ферромагнитный сердечник). Исследовались лампы с колбами, полостями, сердечниками и катушками разных размеров. Эскиз такой лампы приведен на **рис. 1** [1]. Давление паров ртути в колбе поддерживалось при $p_{\text{Hg}} = 7 \times 10^{-3}$ мм рт.ст. температурой ртутной амальгамы; давление аргона $p_{\text{Ar}} = 0,1$ и $0,3$ мм рт.ст. В работе измерялись электрические характеристики зажигания индукционного разряда: мощность зажигания разряда P_z и напряжение и ток индуктивной катушки U_z и I_z .

На рис. 2 приведены, как функции частоты ВЧ поля f , амплитудные значения ВЧ напряжения на индуктивной катушке U_z , измеренные в лампах с различными конструктивными параметрами. Видно, что во всех лампах напряжение U_z весьма незначительно уменьшается с увеличением частоты ВЧ поля f . Например, в лампе с колбой диаметром $D_b = 105$ мм, полостью диаметром $D_{\text{cav}} = 28$ мм и числом витков катушки $N = 40$ увеличение частоты f от 100 до 400 кГц (в 4 раза!) приводит к уменьшению U_z от 810 до 760 В (на 7%). Увеличение диаметра колбы D_b от 105 до 115 мм приводит к уменьшению напряжения на катушке U_z , а увеличение числа витков катушки N и диаметра полости D_{cav} к увеличению U_z .

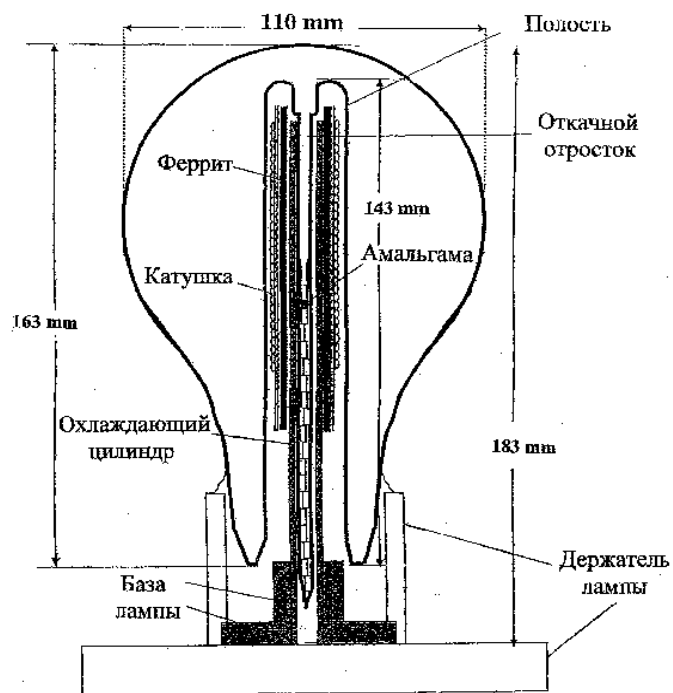


Рис. 1. Эскиз индукционной лампы.

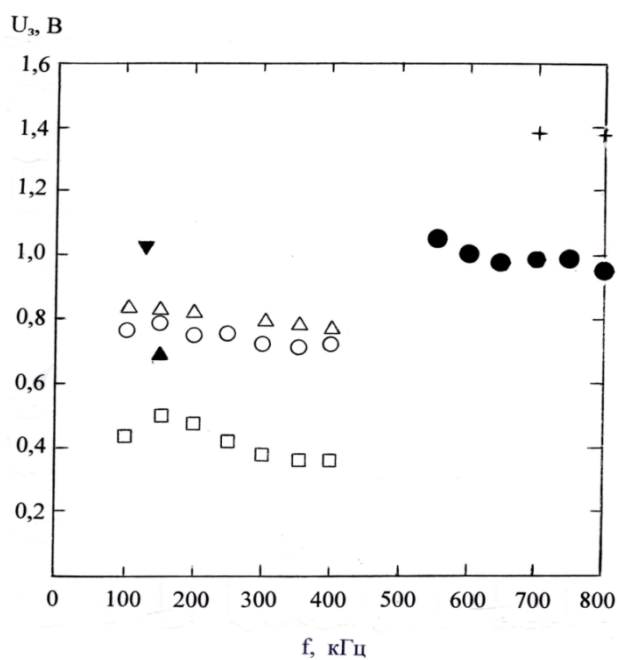


Рис. 2. Зависимость U_3 от f . □ – $D_b = 105$ мм, $D_{cav} = 36$ мм, $N = 13$, $L_c = 16$ мкГн; ○ – $D_b = 105$ мм, $D_{cav} = 36$ мм, $N = 26$, $L_c = 50$ мкГн; Δ – $D_b = 105$ мм, $D_{cav} = 28$ мм, $N = 40$, $L_c = 147$ мкГн; ▼ – $D_b = 105$ мм, $D_{cav} = 32$ мм, $N = 48$, $L_c = 163$ мкГн; ▲ – $D_b = 115$ мм, $D_{cav} = 32$ мм, $N = 40$, $L_c = 163$ мкГн; ● – $D_b = 115$ мм, $D_{cav} = 41$ мм, $N = 40$, $L_c = 165$ мкГн; + – $D_b = 115$ мм, $D_{cav} = 41$ мм, $N = 50$ мкГн, $L_c = 15$ мкГн (без сердечника).

Расчет ВЧ напряжения и напряженности ВЧ электрического поля зажигания индукционного разряда в колбе U_{23} и E_3 проводился с использованием уравнений трансформаторной модели индукционного разряда низкого давления [3,4,5]:

$$U_3 = U_{23}N/(k)^{1/2} \quad (1),$$

где N – число витков катушки, а k – коэффициент связи ВЧ индуктора с индукционной плазмой, возникшей в момент зажигания разряда, и

$$E_3 = U_{23}/\square_3 = U_3(k_3)^{1/2}/N\square\square D_{\text{cav}} + 2r_3) \quad (2),$$

где $\square_3 = \square D_3 = \square\square D_{\text{cav}} + 2r_3)$ – длина окружности диаметром D_3 , по которой «проходит» зажигание («пробой») индукционного разряда; $r_3 = 8-10$ мм [3,5].

Результаты расчета E_3 для ламп с теми же параметрами, что на *рис. 2*, приведены на *рис. 3*. Откуда следует, что напряженность ВЧ электрического поля зажигания индукционного разряда E_3 не зависит от конструктивных параметров ВЧ индуктора (его индуктивности L_c и числа витков катушки N), незначительно уменьшается с возрастанием частоты ВЧ поля f и увеличивается с уменьшением диаметра колбы D_b и с увеличением диаметра полости D_{cav} . Рассчитанные нами по (2) для частот 100-400 кГц значения $E_3 = 1,86-1,63$ В/см практически совпадают со значениями $E_3 = 1,8-1,82$ В/см, рассчитанными нами для индукционной лампы с такими же размерами колбы и полости, но работавшей на более высоких частотах $f = 4-8$ МГц с 26-витковой индуктивной катушкой без магнитного усиления [5].

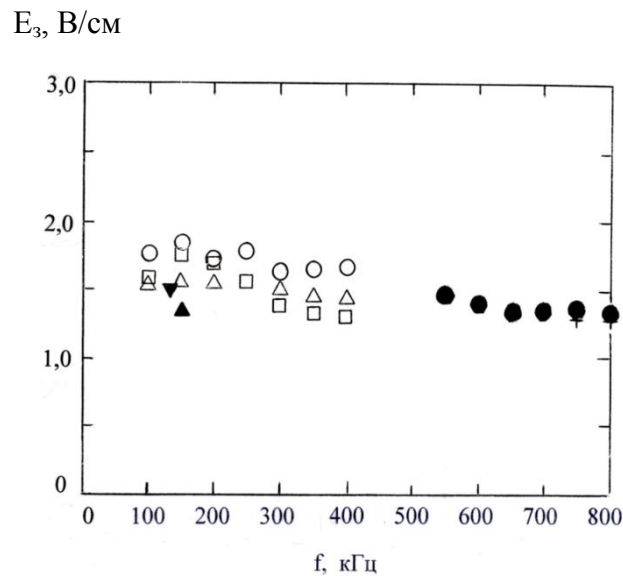


Рис. 3. Зависимость напряженности поля E_3 от f . Параметры ламп и обозначения как на рис. 2.

На *рис. 4* приведены значения тока катушки в момент зажигания индукционного разряда I_3 , измеренные в индукционных лампах с различными конструктивными параметрами колбы и ВЧ индуктора на частотах ВЧ поля f от 100 до 800 кГц.

$$I_3, \text{ A}$$

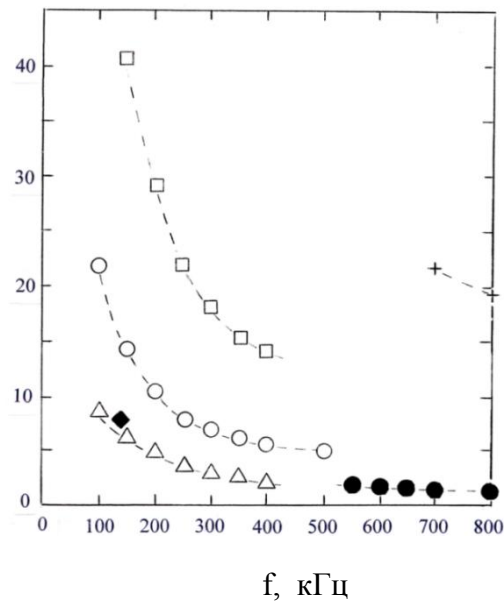


Рис. 4. Зависимость тока катушки I_3 от f . ♦ - $D_b = 155$ мм, $D_{cav} = 25$ мм, $N = 30$, $L_c = 120$ мкН. Остальные параметры ламп и обозначения как на рис. 2.

Откуда следует, что I_3 уменьшается с увеличением частоты поля f и индуктивности L_c . В лампах с катушками с относительно малым количеством витков $N = 13-40$, ток катушки уменьшается как $I_3 \sim 1/N$, а в лампах с $N > 50$ ток I_3 практически не зависит от N . Экспериментальная зависимость I_3 от параметров ВЧ индуктора и частоты ВЧ поля хорошо описывается выражением, полученным в рамках трансформаторной модели при выполнении неравенства $\omega \ll \nu$:

$$I_3 = \{ \square_3 E_3 D_w [1 + (0,45 D_{coil} / D_w N)] \} / 0,25 \omega \square \square \mu_{eff} \pi D_{coil}^2 k_3^{1/2} \quad (3)$$

где D_{coil} и D_w - диаметры индуктивной катушки и провода катушки, соответственно.

Измеренные мощности зажигания индукционного разряда P_3 в лампах с разным диаметром полости D_{cav} и числом витков катушки N представлены на **рис. 5** в зависимости от частоты поля f . Видно, что P_3 уменьшается с увеличением частоты поля пропорционально $1/f$. Зависимость P_3 от числа витков N имеет более сложный характер. В лампах с малым количеством витков ($N = 13-30$) мощность зажигания разряда P_3 резко уменьшится с увеличением N . При больших значениях N падение P_3 замедляется, а при $N > 50$ наблюдается даже рост P_3 , что связано с уменьшением добротности ВЧ индуктора Q_c и независимостью тока катушки I_3 от N (рис. 4).

P_3 , Вт

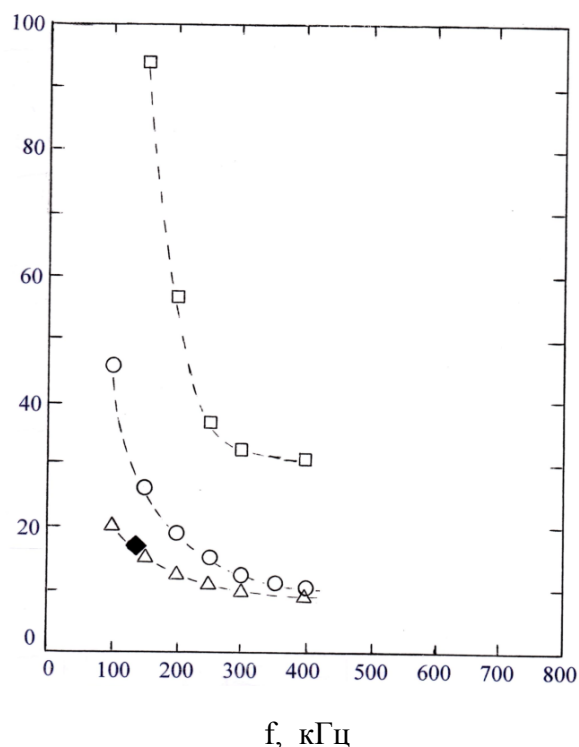


Рис. 5. Зависимость мощности зажигания P_3 от f . Параметры ламп и обозначения как на рис. 4.

Литература

- [1] Майа Дж., Попов О.А., Р.Т. Чандлер Р.Т. Индукционная люминесцентная лампа мощностью 40-70 Вт, работающая на частотах 100-300 кГц // Светотехника. 2007. № 3. С. 57-58.
- [2] Свитнев С.А., Старшинов П.В., Левченко В.А., Попов О.А. Экспериментальные исследования электрических и оптических характеристик безэлектродной УФ-лампы трансформаторного типа // Светотехника. 2014. № 6. С. 18-23.
- [3] Piejak R., Godyak V.A., Alexandrovich B.M. A simple analyses of an inductive RF discharge // Plasma Sources Sci. Technol. 1992. № 1. P. 179-185.
- [4] Popov O. and Maya J. Characteristics of electrodeless ferrite-free fluorescent lamp operated at frequencies of 1- 15 MHz // Plasma Sources Sci. Technol. 2000. № 9. P. 227-231.

ВРЕМЯРАЗРЕШЕННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДОВ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

**Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Муртазаева А.А., Шахсинов Г.Ш.,
Рамазанов А.Р., Юсупова Г.М., Рамазанов А.А.**

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала

В докладе обобщены результаты исследований оптических и спектральных характеристик высоковольтных наносекундных электрических разрядов в инертных газах (гелии, неоне и аргоне) в условиях формирования группы высокоэнергетичных электронов в процессе электрического пробоя газа [1-4]. Акцент сделан на анализе результатов комплексных экспериментальных исследований, направленных на установление взаимосвязи между электрокинетическими характеристиками плазменно-пучковых разрядов, динамики наработки концентраций возбужденных атомов на метастабильных уровнях и структуре оптических спектров излучения, поглощения и пропускания плазмы наносекундных электрических разрядов.

Исследованы три типа наносекундных плазменно-пучковых разрядов: наносекундных электрические разряды в коротких межэлектродных промежутках, поперечные наносекундные разряды с полым катодом [5-7] и наносекундные разряды, развиваемые в режиме формирования высокоскоростных волн ионизации [8].

В поперечном наносекундном разряде разрядная камера представляет собой кварцевую трубку диаметром 5 см, в которую помещена электродная система из двух алюминиевых электродов, расположенных на расстоянии 0.6 см друг от друга, причем катод изготовлен в виде круглого стержня с прорезом вдоль него различной формы, а анод был изготовлен в виде плоской пластины [5-7]. Конструкция разрядной камеры позволяет наблюдать структуру разряда и регистрировать пространственное распределение оптического излучения в разрядном промежутке и в полости катода.

При исследовании плазмы ВВИ плазменный волновод представлял из себя стеклянную газоразрядную трубку длиной 50 см и внутренним диаметром 1 см, снабженную внутренними электродами. Электроды изготовлены из алюминия в виде полых цилиндров, сквозь которые распространялось зондирующее плазму лазерное излучение и регистрировалось оптическое излучение самого разряда вдоль трубки. Разрядная трубка помещалась в металлический экран диаметром 2 см, который вместе с разрядной трубкой представлял из себя плазменный волновод. Напуск газа и откачка разрядной камеры производилась через два специальных отвода на электродах, соединенных с вакуумной системой и баллоном с газом.

Для формирования высокоскоростных волн ионизации был разработан специальный генератор высоковольтных импульсов напряжения, собранный по трансформаторной схеме в коаксиальном исполнении, в котором, первичная обмотка состояла из 4 витков, а вторичная обмотка состояла из двух обмоток по 12 витков в каждой. В качестве коммутирующего устройства в ГИН использовался керамический тиратрон типа ТГИ-130/10. Такой генератор позволял одновременно вырабатывать два синхронизованных высоковольтных импульса напряжения с регулируемой амплитудой до 40 кВ с частотой следования до 100 Гц и с длительностью импульсов напряжения по полувысоте около 100 нс. Блок-схема экспериментальной установки для исследования оптических характеристик ВВИ и плазменного волновода приведены на рис. 1 и 2.

Для определения концентрации возбужденных атомов и исследования нестационарных оптических спектров пропускания в качестве источника зондирующего излучения были использованы широкополосный лазер на красителях с накачкой эксимерным лазером на молекулах XeCl модели CL 5000 (ООО «Оптосистемы», Россия) с длиной волны излучения лазера - 308 нм, длительность импульса генерации ~ 8 нс, частота повторения импульсов до 100 Гц и твердотельный лазер на Nd:YAG модели LQ629-100

с удвоением частоты генерации и параметрическим генератором света модели LP601 с диапазоном перестройки длины волны генерации от 410 до 680 и от 730 до 2500 нм.

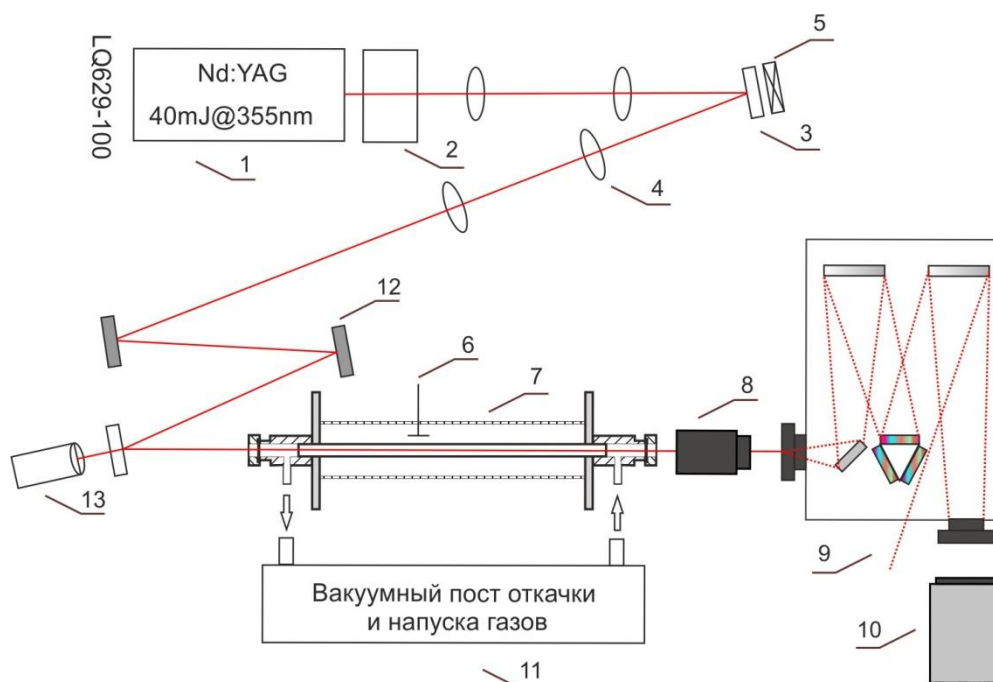


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки для исследования оптических процессов в плазменном волноводе.

Nd:YAG лазер LQ629-100 с удвоением частоты генерации (1); Параметрический генератор света LP601, Диапазон перестройки длины волны генерации от 410 до 680 и от 730 до 2500 нм (2); Стеклопластина (3); Линзы (4); Блокиратор лазерного пика (5); Электрические емкостные датчики для регистрации фронта ВВИ (6); Разрядная трубка (7); Объектив (8); Спектрограф MS7504i (9); ПЗС камера (10); Вакуумный пост откачки и система напуска инертных газов (Ne, He, Ar) (11); Зеркала (12); Фотокатод (13).

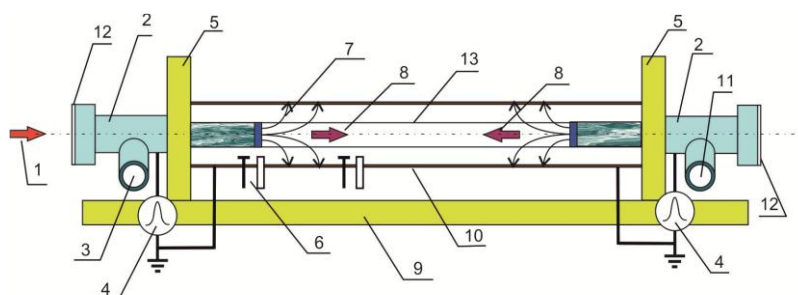


Рис.2. Схематический разрез плазменного волновода и схема формирования встречных ВВИ. 1 - внешний зондирующий лазерный пучок; 2 - полый электрод; 3, 11 - напуск и откачка газа; 4 - ГИН; 5 - ограничители разряда (изолятор); 6 - емкостные и оптические датчики; 7 - силовые линии электрического поля; 8 - направление движения ВВИ; 9 - изолятор; 10 - металлический экран; 12 - кварцевые окошки; 13 - кварцевая разрядная трубка.

Регистрация оптических спектров спонтанного излучения разряда и спектров пропускания плазменного волновода производилась с помощью

Монохроматора/Спектрографа типа MS504i (SOL instruments Ltd, Минск). Для регистрации спектрального распределения интенсивности излучения с монохроматором использовалась цифровая ПЗС - камера HS 102H с типом фоточувствительного прибора с переносом заряда (ПЗС) модели S9840 фирмы Hamamatsu. При исследовании электрических характеристик и сигналов с выхода ФЭУ в качестве регистрирующих приборов использовались двухканальный аналогово-цифровой преобразователь (ЦЗО АСК-3151), подключенный к персональному компьютеру или осциллограф типа Tektronix TDS 3032B, которые позволяли регистрировать измеряемые характеристики в цифровом виде.

Пространственно-временная динамика формирования периодической плазменной структуры разряда исследовалась с помощью высокоскоростной фотокамеры Princeton Instruments PI-MAX3 ICCD Camera в режиме покадровой съемки оптических картин разряда через заданные промежутки времени с временным разрешением около 2 нс.

В докладе обобщены результаты систематических комплексных экспериментальных исследований электрокинетических параметров плазменно-пучковых разрядов, распределения оптического излучения в поперечном сечении разрядной камеры, динамики наработки возбужденных атомов на метастабильных уровнях атомов и спектров пропускания плазмы вблизи узких спектральных линий поглощения в инертных газах в диапазоне изменения давлений газа 1-100 Тор и амплитуд прикладываемого к электродам напряжения до 40 кВ.

В поперечных наносекундных разрядах с полым катодом и в разрядах с короткими межэлектродными промежутками выявлены режимы генерации электронных пучков и особенности их энергетической релаксации. Установлена связь между эффективностью генерации электронных пучков и пространственно-временной динамикой оптического излучения разряда. Впервые показано, что в поперечных наносекундных разрядах с щелевым катодом возможны формирование одиночных и упорядоченных плазменных структур как следствие взаимодействия электронных потоков в газовой среде с сильными электрическими полями. Определены критерии, условия формирования и основные характеристики упорядоченных плазменных структур.

Выполнены детальные экспериментальные исследования динамики наработки метастабильных атомов инертных газов в наносекундных плазменно-пучковых разрядах. Проведенные экспериментальные исследования показали, что плотности метастабильных атомов проходят через максимум примерно в той же области времен, что и время достижения максимума оптического излучения разряда. При исследованных условиях максимальная плотность метастабильных атомов неона и аргона составила величину порядка $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а плотность метастабильных атомов гелия в электронных состояниях $\text{HeI}(2^3\text{S}_1)$ достигала величины нескольких единиц на 10^{14} см^{-3} . При давлениях газа выше 30 Тор плотности метастабильных атомов вблизи стенок разрядной трубки от нескольких раз до одного порядка выше, чем в центре трубки, т.е. при $p > 30$ Тор распределение плотности метастабильных атомов по сечению трубки было сильно неоднородным.

Исследована структура фронта высокоскоростной волны ионизации и показано наличие существенных поперечных неоднородностей в распределении оптического излучения и метастабильных атомов в поперечном сечении волны ионизации. Установлены критерии формирования объемной и поверхностной формы структуры фронта ВВИ. Выполнены систематические исследования динамики фронта высокоскоростных волн ионизации в зависимости от давления газа и амплитуды высокоскоростных волн ионизации.

Изучены общие закономерности формирования нестационарных оптических спектров пропускания наносекундных разрядов в неоне вблизи спектральных линий поглощения в условиях формирования и распространения ВВИ в плазменном волноводе. На рис.3-5 приведены характерная динамика спектров пропускания, плотности метастабильных атомов и структуры фронта ВВИ в условиях наносекундного разряда в спектрально чистом неоне. Обнаружены нестационарные эффекты формирования оптических спектров пропускания дисперсионного вида вблизи узких резонансов за фронтом ВВИ в неоне (рис.3).

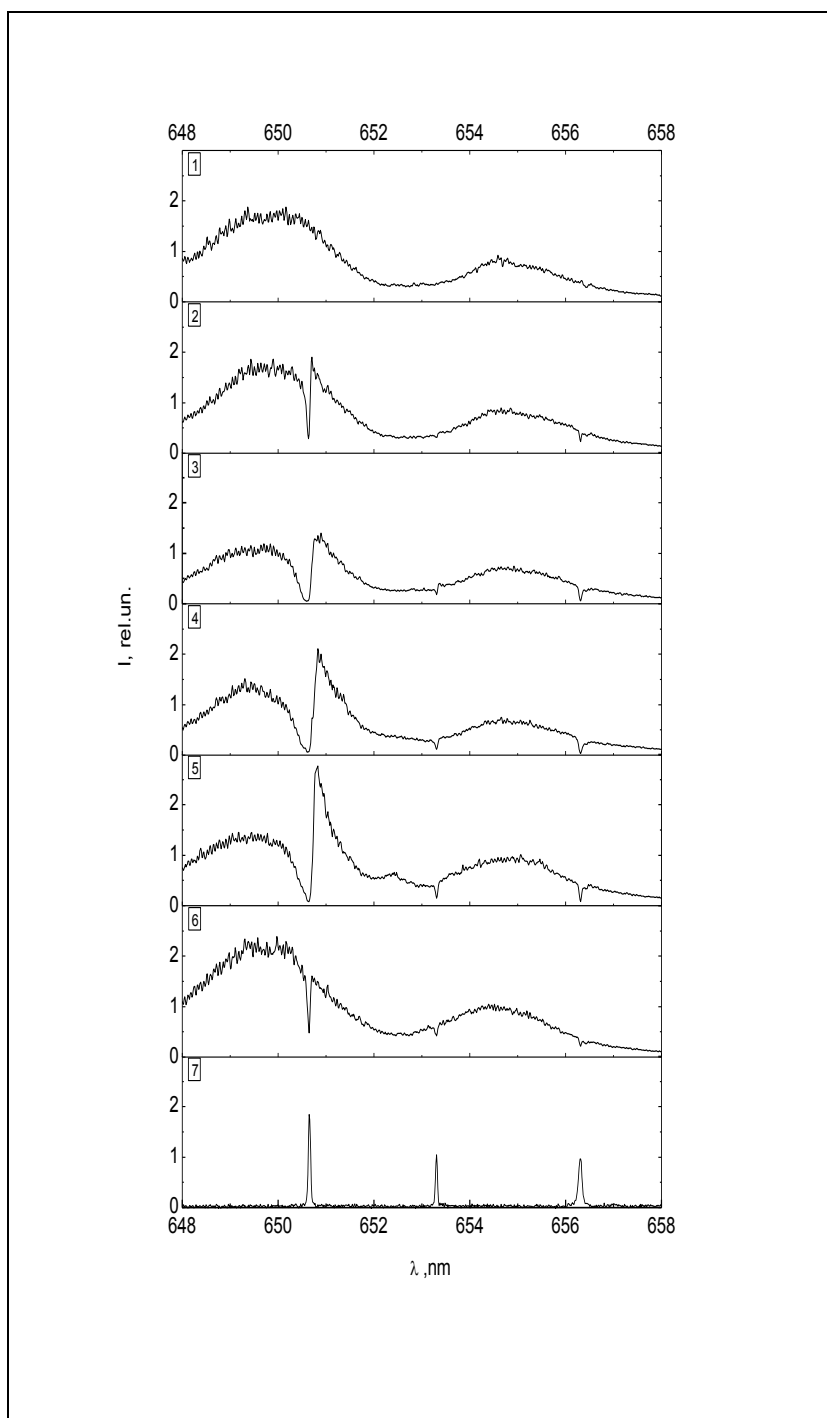
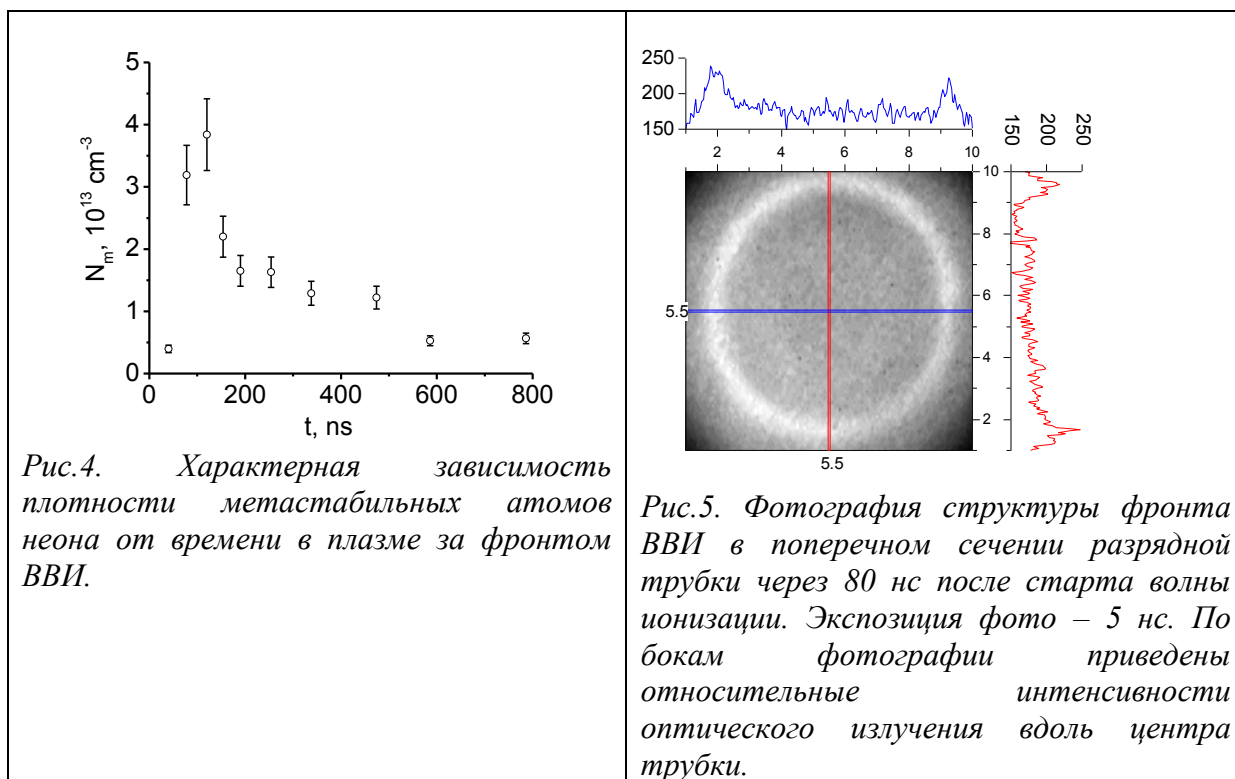


Рис.3. Оптические спектры пропускания плазмы высокоскоростных волн ионизации в неоне, измеренные при зондировании разряда под углом к оси разрядной трубки, при задержках между фронтом ВВИ и лазерным импульсом 0 нс (1), 40 нс (2), 60 нс (3),

115 нс (4), 155 нс (5), 880 нс (6). Интенсивность участка спектра спонтанного излучения неона (7) приведена в увеличенном масштабе.



Установлены критерии и общие закономерности формирования спектров пропускания дисперсионного вида. Показано, что во времени максимальный эффект формирования спектров пропускания дисперсионного вида приходится на время достижения максимума концентраций поглощающих атомов, когда структура фронта ВВИ приобретает вид тонкого цилиндра, прижатого к стенкам разрядной трубки (рис.5).

Сравнительно исследованы нестационарные спектры пропускания плазмы вблизи узких резонансов с использованием широкополосного лазера на красителе и лазера на основе параметрического преобразования излучения второй гармоники твердотельного лазера на Nd:YAG и показано, что качественно закономерности формирования спектров пропускания не зависят от типа зондирующего плазму лазера.

В докладе обсуждаются возможные механизмы формирования спектров пропускания дисперсионного вида вблизи узких резонансов.

Работа выполнена при финансовой поддержке проектной части госзадания Минобрнауки России в научной деятельности, проект 3.1262.2014К.

Литература

- [1] Levko D., Krasik Ya. E., Tarasenko V. F., Rybka D. V., Burachenko A. G. // J. Appl. Phys. 2013. V. 113, P. 196101 -3
- [2] Babich L.P., Bochkov E.I., Kutsyk I.M. // Pis'ma v Zhurnal Eksperimental'noii Teoreticheskoi Fiziki. 2014. V. 99. №. 7. P. 452–456.

- [3] Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Ерофеев М.В. // Журнал технической физики. 2014. Т. 84. Вып. 4. С.26-30.
- [4] Korolev Y.D., Frants O.B., Landl N.V., Shemyakin I.A., Geyman V.G. // IEEE Transaction on Plasma Science. 2013. V.41. № 8. P.2087-2096.
- [5] Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзев О.В., Кобзева В.С. //ТВТ. 2012. Т. 50. № 2. С. 1-7.
- [6] Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзев О.В., Кобзева В.С.//ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 8. С. 63-70.
- [7] Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Рамазанов А.Р., Шахсинов Г.Ш.//Письма в ЖТФ. 2014. Т.40. Вып.15. С.71-79.
- [8] Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Shakhsinov G.Sh., Ramazanov A.R.//Plasma Physics and Technology, 1 (3), 2014, p. 124-126.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ВИРТУАЛЬНОГО АНОДА В НАНОСЕКУНДНЫХ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВЫХ РАЗРЯДАХ С ЩЕЛЕВЫМ КАТОДОМ

Н.А. Ашурбеков, К.О. Иминов, А.Р. Рамазанов, Г.Ш. Шахсинов

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала

e-mail: nashurb@mail.ru

В докладе представлены результаты исследования динамики процессов формирования области некомпенсированного положительного заряда (виртуального анода) у выхода из щели катода поперечного наносекундного плазменно-пучкового разряда с протяженным щелевым катодом.

Исследуемый разряд наносекундной длительности происходил между алюминиевыми электродами длиной 40 см, установленными на расстоянии 0.6 см друг от друга в цилиндрической трубке из кварцевого стекла диаметром 5 см и длиной 50 см (рис. 1а). Анод имел плоскую форму в виде прямоугольной пластины шириной 2 см и толщиной 0.5 см. Катод представлял собой круглый стержень диаметром 1.2 см с прорезом вдоль него шириной 0.2 см и глубиной 0.6 см. (рис. 1б). Выбор такой формы полого катода и расстояния между электродами обусловлены требованиями устойчивого горения объемного разряда при повышенных давлениях газа.

Откачка разрядной камеры производилась с помощью турбомолекулярного насоса EXT75DX до 10^{-5} Торг после чего в камеру напускался рабочий газ.

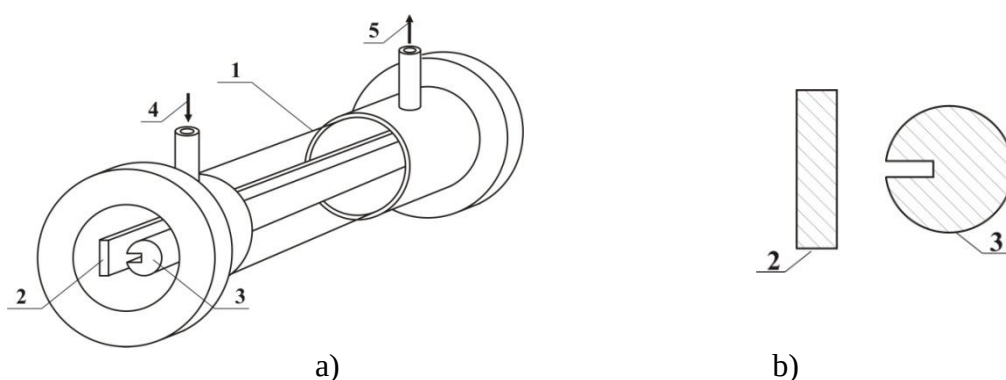


Рис. 1. а - разрядная камера (1- кварцевая трубка, 2 - анод, 3 – катод, 4 и 5 – напуск и откачка газа); б – поперечное сечение электродов

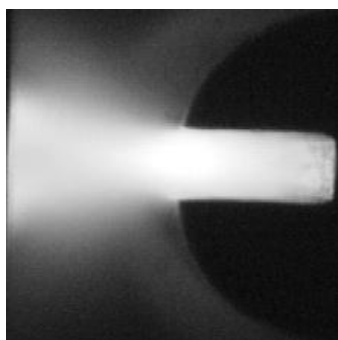
Измерение тока разряда и напряжения на разрядном промежутке производились с помощью омического шунта и калиброванного делителя напряжения. При исследовании оптических свойств излучение от разряда подавалось на высокоскоростной ФЭУ Н6780-20. В качестве регистрирующих приборов использовались двухканальный аналогово-цифровой преобразователь (АЦП), подключенный к персональному компьютеру и осциллограф Tektronix TD 3032В. Динамика развития разряда исследовалась с помощью покадровой съемки оптических картин разряда через заданные промежутки времени высокоскоростной фотокамерой PI-MAX3. После детектирования ПЗС - матрицей, изображение считывается контроллером, оцифровывается и передается через высокоскоростное соединение на компьютер для обработки. Подробное описание экспериментальной установки и систем регистрации электрических и оптических характеристик разряда приведено в [1].

Были выполнены экспериментальные исследования электрокинетических, оптических характеристик и динамики пространственно-временного распределения

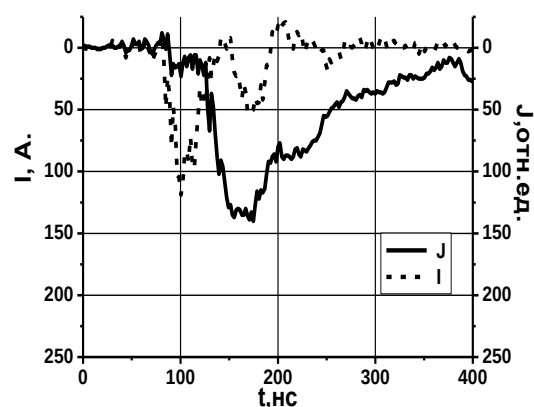
оптического излучения в полости катода и в разрядном промежутке с наносекундным временным разрешением. Исследования проводились в разряде в гелии при давлениях газа в разрядной камере 1 – 100 Torr и амплитудах прикладываемого к электродам напряжения (U_0) 0.5 – 5 kV.

На основе экспериментальных исследований было установлено, что при повышенных значениях прикладываемого к электродам напряжения ($U_0 \geq 2.5$ kV) в плазменно-пучковом разряде (ППР) за счет нелинейного взаимодействия электрического поля с потоками заряженных частиц формируются области кумуляции электрического поля и заряженных частиц, которые приводят к деградации ленточного электронного пучка и самоограничению величины разрядного тока.

В качестве иллюстрации на рис. 2 представлена характерная оптическая картина пространственной структуры разряда и соответствующие ей импульсы разрядного тока и оптического излучения в гелии.



a)



b)

Рис. 2. a - оптическая картина разряда; b - импульсы тока и излучения разряда при $P = 10$ Torr, $U_0 = 3$ kV

На оптической картине видно, что у выхода из щели катода формируется яркое пятно формы эллипса с максимальной интенсивностью излучения в центре. При этом на импульсах разрядного тока и оптического излучения наблюдаются по два максимума. Максимумы на импульсе тока полностью разделены, величина первого максимума в два раза больше второго, и при общей длительности импульса тока 100 ns второй максимум формируется примерно через 70 ns после первого максимума. На импульсе излучения второй максимум также образуется через 70 ns после первого максимума, и оба максимума на импульсе излучения с задержкой примерно 50 ns повторяют максимумы тока. Эти закономерности показывают, что максимумы на импульсе излучения разряда связаны с максимумами тока. Сопоставление импульсов тока и излучения с оптической картиной разряда показывает, что длительность и форма импульсов тока и излучения определяются динамикой формирования структуры разряда, которая существенным образом влияет на перенос тока в разрядном промежутке.

В газовых разрядах при определенных условиях электрическая энергия внешнего источника может пойти на разметку среды и последующую ее модификацию, обусловленную асимметрией масс заряженных частиц. В результате плазменная среда модифицируется, заряжается объемным зарядом, в ней формируются скачки с объемным зарядом, слои, шары и т.д. [2]. Формирование структур происходит из-за активации среды и нарушения ее нейтральности и сопровождается пульсированием

электрических полей и потоков частиц плазмы, как в пространстве, так и во времени. Подобная картина формирования плазменной структуры, приводящая к самоограничению тока в наносекундных разрядах с катодом с прямоугольной полостью в инертных газах, наблюдается при $U_0 \geq 2.5$ kV (рис. 2). Интенсивность излучения из ярко светящей области у выхода из полости катода многократно превышает интенсивность излучения из других областей разряда, что свидетельствует о неравномерном распределении концентрации возбужденных атомов и ионов, следовательно, и заряженных частиц в разрядном промежутке. Эксперимент показывает, что при определенных условиях в разряде могут формироваться области с нарушением нейтральности с размерами, намного превосходящими величину радиуса Дебая. При характерных для рассматриваемых условий значениях $n_e \sim 10^{13}$ см⁻³ и $T_e \sim 1$ eV величина $r_d \sim 10^{-4}$ см, в то время как реально наблюдаемый размер изменения концентрации заряженных частиц и напряженности радиального электрического поля составляет 0.1 см (рис. 2).

Исходя из экспериментальных результатов, картина формирования виртуального анода у выхода из полости катода нам представляется следующей. При повышенных значениях прикладываемого поля, после проникновения плазмы внутрь полости катода, за счет усиления ионизационных процессов плотность плазмы в полости катода многократно возрастает и она начинает играть роль плазменного катода, который становится основным эмиттером электронов, что приводит к увеличению разрядного тока более чем на порядок (1-й максимум на импульсе тока рис. 2). Формирование плазменного катода можно объяснить тем, что электроны, ускоренные в катодном слое в процессе многократного отражения от боковых поверхностей щели, производят дополнительную ионизацию. Эти ускоренные и вторичные электроны, в процессе своего движения в сторону анода, могут накапливаться у выхода из полости и тем самым компенсировать положительный пространственный заряд. При этом прекращается подвод энергии внутрь полости катода, и разряд выталкивается из полости. В течение времени порядка 10 ns после пробоя формируется плазменный катод в последующие моменты времени, из которого происходит интенсивное вытягивание плазменных электронов внешним полем. Поскольку дрейфовая скорость электронов в инертных газах на порядки больше дрейфовой скорости ионов электроны быстро покидают область повышенной ионизации у выхода из полости катода. Кроме этого у выхода из полости катода происходит резкое расширение области разряда, и поскольку разряд в промежутке между электродами с двух сторон является открытым быстрые электроны за счет диффузии в поперечном направлении уходят из области разряда. Эти два механизма, которые включаются одновременно, приводят к появлению области некомпенсированного положительного заряда у выхода из щели катода со стороны разрядного промежутка. В дальнейшем эта область положительного заряда начинает играть роль виртуального анода и замыкает на себя ток свободных электронов, что приводит к ограничению тока между электродами.

Для изучения динамики развития разряда и формирования виртуального анода были выполнены исследования пространственного распределения оптического излучения с помощью высокоскоростной фотокамеры в покадровом режиме на различных стадиях формирования объемного разряда.

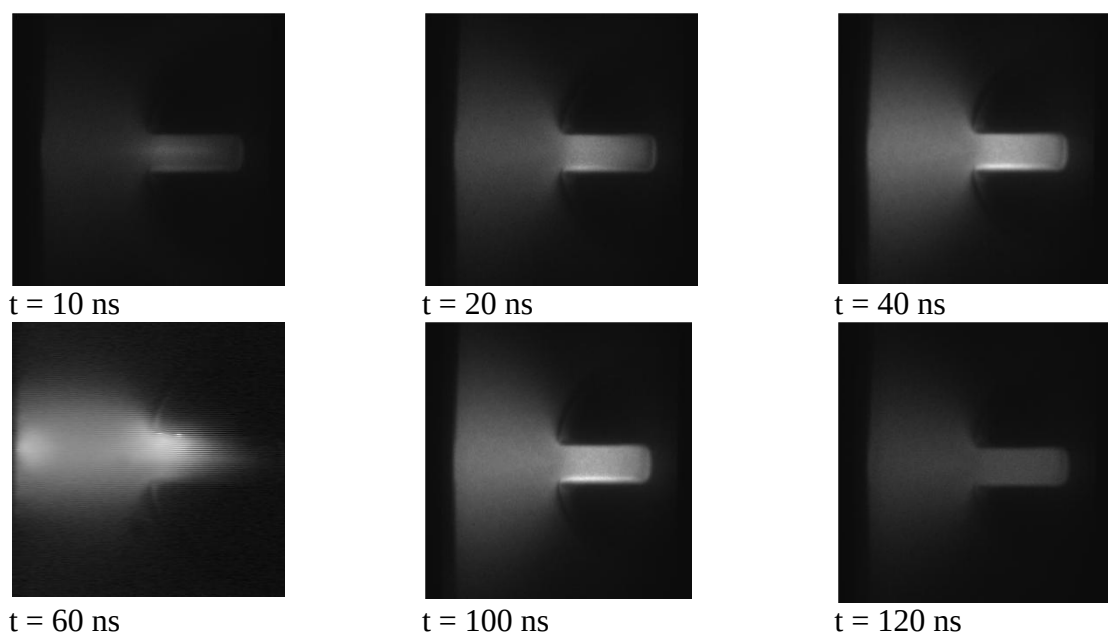


Рис. 3. Оптические картины разряда в гелии при $P = 10 \text{ Torr}$ и $U_0 = 2.5 \text{ kV}$

В качестве примера на рис. 3 приведены характерные закономерности развития разряда при одном значении давления газа и амплитуды импульсов напряжения. Оптические картины снимались с временным шагом 4 ns, а экспозиция составляла 10 ns. Такие исследования показали, что при высоких напряжениях на накопительном конденсаторе ГИН плазма дважды проникает в полость катода (рис.3, $t = 40 \text{ ns}$ и $t = 100 \text{ ns}$), что сопровождается формированием у выхода из полости катода ярко светящей области, которая на определенной стадии развития разряда выполняет роль виртуального анода (рис.3, $t = 60 \text{ ns}$).

Таким образом, при повышенных значениях прикладываемого внешнего поля в ППР из-за различных инерционных свойств заряженных частиц у выхода из полости катода формируется область нескомпенсированного положительного заряда, которая играет роль виртуального анода и замыкает на себя ток свободных электронов. Имеет место самоограничение величины предельного тока и деградация электронного пучка.

Работа выполнена при финансовой поддержке проектной части госзадания Минобрнауки России в научной деятельности, проект 3.1262.2014К.

Литература

- [1]. Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзева В.С., Кобзев О.В. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 8. С. 63 – 70.
- [2]. Высикайло Ф.И. // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. № 5. С. 1071-1081.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА РАЗВИТИЯ СТРУКТУРЫ ФРОНТА ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ В ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛНОВОДАХ

Н.А. Ашурбеков, К.О. Иминов, Г.Ш. Шахсинов, Рамазанов А.Р.

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала

E-mail: nashurb@mail.ru

В докладе приведены результаты экспериментального исследования пространственно-временной динамики развития структуры фронта высокоскоростной волны ионизации и формирования поперечного распределения параметров плазмы в плазменных волноводах. Приведены оценки энергий электронов, ускоренных на фронте высокоскоростной волны ионизации и дан анализ влияния высокоэнергетичных электронов на динамику развития наносекундного разряда в экранированных диэлектрических трубках.

Были выполнены комплексные исследования электрокинетических и оптических свойств наносекундного разряда в экранированных трубках при различных начальных условиях (давлениях газа и амплитудах высоковольтных импульсов напряжения на электродах плазменного волновода), а также при нескольких режимах формирования и распространения ВВИ.

Плазменный волновод представлял из себя стеклянную газоразрядную трубку с внутренним диаметром 1 см и длиной 50 см, снабженную внутренними электродами. Electrodes, изготовленные из алюминия в виде полых цилиндров, позволяли регистрировать оптическое излучение самого разряда и распределение интенсивности излучения вдоль радиуса трубки. Разрядная трубка помещалась в металлический экран диаметром 2 см, который вместе с разрядной трубкой образуют плазменный волновод. Напуск газа и откачка разрядной камеры производилась через два специальных отвода на электродах, соединенных с вакуумной системой и баллоном с газом. Блок-схема экспериментальной установки и описание генератора высоковольтных импульсов напряжения приведены в [1]. ГИН позволял одновременно вырабатывать два синхронизованных высоковольтных импульса напряжения с регулируемой амплитудой до 40 кВ с частотой следования до 100 Гц и с длительностью импульсов напряжения по полувысоте около 100 нс.

Система емкостных и оптических датчиков установленная вдоль разрядной трубки позволяла определить скорость распространения ВВИ и коэффициенты затухания ВВИ в процессе распространения волны ионизации вдоль трубки. Регистрация картин пространственного распределения собственного оптического излучения плазмы в поперечном сечении разрядной трубки производилась с помощью быстродействующей ICCD камеры модели Prinseton Instruments PI-MAX3. Для осуществления скоростной фоторегистрации различных стадий развития ВВИ в ICCD камере PI-MAX3 предусмотрен оптический затвор с регулируемым интервалом экспозиции с временным разрешением до 2 нс. Синхронизация системы PI-MAX3 с фронтом ВВИ осуществлялась с помощью специального генератора импульсных сигналов. Излучение фронта ВВИ, выходящее через полый цилиндрический электрод проецировалось на вход скоростного фоторегистратора с помощью внешнего специального объектива и производилась покадровая съемка при различных задержках между фронтом ВВИ и временем запуска фоторегистратора. Время экспозиции при покадровой фоторегистрации выбиралась в диапазоне от 5 до 20 нс в зависимости от условий формирования ВВИ в плазменном волноводе.

Был выполнен цикл экспериментальных исследований динамики формирования поперечной структуры фронта волны ионизации в гелии, неоне, аргоне в диапазоне

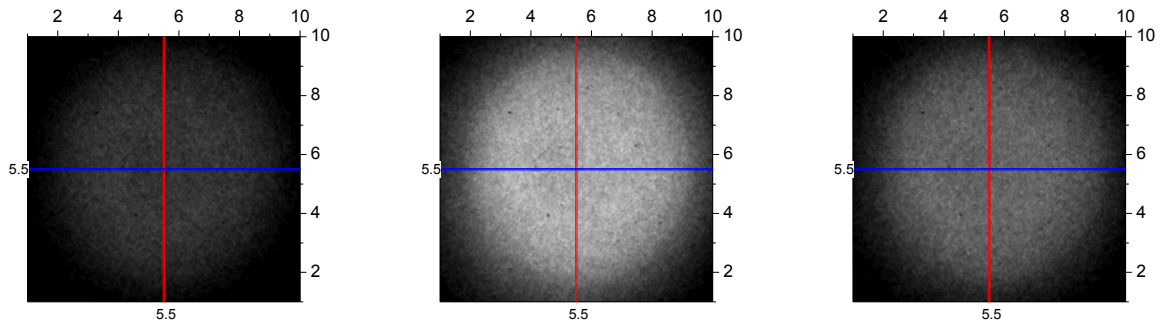
давлений газа 1-100 Тор и амплитудах импульсов прикладываемого напряжения до 40 кВ.

В качестве примера на рисунке 1(а) представлены фотографии поперечного распределения оптического излучения в плазменном волноводе для трех моментов времени после начала старта ВВИ в неоне вблизи высоковольтного электрода при давлениях газа 1 Тор. Как видно из оптических картин, при низких давлениях газа степень ионизации и возбуждения газа в центре плазменного волновода выше, чем на границе разрядной трубки и ВВИ формируется и распространяется во всем объеме разрядной трубки. На рисунке 1(б) представлены аналогичные синхронизированные во времени оптические картины распространения фронта ВВИ в неоне при давлениях газа 20 Тор. Из этих оптических картин и соответствующих распределений интенсивности оптического излучения из различных областей фронта ВВИ видно, что при давлениях газа 20 Тор вблизи границы разрядной трубки формируется область возбуждения и усиленной ионизации газа толщиной менее 1 мм, а из центральных областей плазменного волновода оптическое излучение практически не наблюдается. Кроме того, следует особо отметить, что толщина области усиленной ионизации по мере наработки степени возбуждения и ионизации практически не меняется, откуда можно сделать вывод о том, что в направлении к центру плазменного волновода в процессе роста ионизации ударные волны не формируются. Аналогичные исследования были выполнены в гелии и аргоне.

Систематизация и анализ экспериментальных данных позволяет установить общие закономерности формирования поперечной структуры фронта высокоскоростной волны ионизации в плазменных волноводах, снабженных цилиндрическими полыми электродами. В частности, наблюдаются следующие закономерности:

1. Для всех трех газов при давлениях газа ниже 1 Тор ВВИ формируется и распространяется во всем объеме разрядной трубки во всем диапазоне исследованных амплитудах напряжений;
2. С повышением давления газа однородная структура фронта ВВИ переходит в скользящую по поверхности диэлектрика форму с локализацией сильноионизованной области вблизи стенок в цилиндрическом слое толщиной менее 2 мм.
3. Граница по давлению перехода объемной структуры фронта ВВИ к скользящей структуре растет от аргона к неону и далее к гелию. Фронт ВВИ в аргоне переходит от объемной формы к скользящей по поверхности диэлектрика при давлениях газа выше 0.5 Тор; в неоне – при давлениях газа выше 3 Тор; в гелии – при давлениях газа выше 10 Тор. С повышением величины прикладываемого напряжения граница по давлению перехода объемной формы ВВИ к скользящей форме снижается.
4. По мере роста степени ионизации газа при скользящем режиме толщина ионизованной области газа практически не меняется.

Перечисленные закономерности формирования структуры фронта ВВИ, а также динамика наработки метастабильных атомов на фронте ВВИ указывают на то, что генерация группы высокоэнергетичных электронов и их энергетическая релаксация на фронте и за фронтом волны ионизации могут иметь существенное значение при формировании и распространении ВВИ в плазменных волноводах с цилиндрическими полыми электродами.

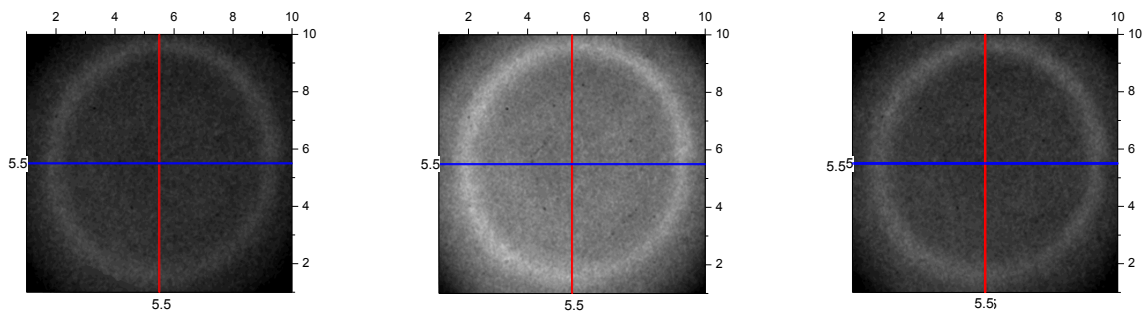


t=20 ns

t=60 ns

t=100 ns

Рис. 1а. Оптические картины формирования и распространения фронта ВВИ в неоне в поперечном сечении плазменного волновода при $P = 1 \text{ Тор}$ ($U_0 = 28 \text{ кВ}$; время экспозиции 10 нс)



t=20 ns

t=60 ns

t=100 ns

Рис. 1б. Оптические картины формирования и распространения фронта ВВИ в неоне в поперечном сечении плазменного волновода при $P = 20 \text{ Тор}$ ($U_0 = 28 \text{ кВ}$; время экспозиции 10 нс)

Известно, что при волновом механизме пробоя газа все электрическое поле практически сосредоточено на фронте волны ионизации. Свободные электроны ускоряются и набирают энергию в этой области усиленного электрического поля и приводят к возбуждению и ионизации атомов газа [2]. Характерный размер области усиленного поля (длина фронта ВВИ) имеет величину порядка $l_\phi \sim \tau v_\phi$, где τ – длительность переднего фронта ВВИ; v_ϕ – скорость ВВИ. При отрицательной полярности импульсов прикладываемого напряжения, когда характеристики волны ионизации в основном определяются током высокоэнергетичных электронов, процессы на фронте ВВИ аналогичны процессам на «головке» электронного пучка, распространяющегося через газ. В этом случае фронт волны ионизации является движущимся виртуальным катодом, испускающим высокоэнергетичные электроны с энергией порядка $\varepsilon_\phi \sim m v_\phi^2 / 2$ и длиной свободного пробега $L = 1 / N \sigma$, где N – плотность неона, $\sigma(\varepsilon_\phi)$ – сечение ионизации. В таблице 1 приведены значения электрического поля

на фронте волны ионизации, параметры ВВИ, энергии и длины свободного пробега, ускоренных на фронте ВВИ электронов в неоне при различных начальных условиях пробоя.

Из *таблицы 1*. видно, что электроны на фронте волны ионизации ускоряются и набирают энергию, при которой скорости возбуждения и ионизации атомов неона имеют максимальные значения. Высокоэнергетичные электроны, формируемые на фронте ВВИ, осуществляют эффективное электронное возбуждение и ионизацию атомов газа, набиравая тем самым, свободные электроны и возбужденные атомы на фронте волны ионизации. При этом, часть высокоэнергетичных электронов осуществляют также предварительную ионизацию газа перед фронтом ВВИ отрицательной полярности. Сопоставление длин свободного пробега ускоренных на фронте ВВИ электронов с оптическими картинками рис. 1 показывает, что пространственный размер области релаксации энергии быстрых электронов определяет поперечную структуру и однородность фронта ВВИ.

Таблица 1.

P, Тор	U, кВ	$N, 10^{16}$ см^{-3}	E/P, $\text{В}/(\text{см} \cdot \text{Тор})$	$\tau, 10^{-9} \text{с}$	$v_{\phi}, 10^8$ $\text{см}/\text{с}$	$l_{\phi}, \text{см}$	$\epsilon, \text{эВ}$	$\sigma, 10^{-16}$ см^2	L, см
1	28	3,3	1481	54	3,5	18,9	35	0,15	2,02
1	40	3,3	1894	48	4,4	21,1	55	0,36	0,85
10	28	33	122	62	3,7	22,9	39	0,19	0,12
10	40	33	187	51	4,2	21,4	50	0,34	0,09
20	28	66	64	61	3,6	22,0	37	0,18	0,08
20	40	66	71	56	5,0	28,0	71	0,50	0,03
60	28	198	20	70	3,4	23,8	33	0,14	0,04
60	40	198	26	60	4,2	25,2	50	0,34	0,02

Таким образом установлено, что поперечная структура фронта ВВИ в плазменных волноводах зависит от давления газа и при повышенных давлениях имеет цилиндрическую форму с максимумом области интенсивной ионизации в тонком цилиндрическом слое, прижатом к внутренним диэлектрическим стенкам разрядной трубки. Показано, что поперечная структура и однородность фронта ВВИ определяются пространственным размером области релаксации энергии быстрых электронов генерируемых на фронте ВВИ.

Работа выполнена при финансовой поддержке проектной части госзадания Минобрнауки России в научной деятельности, проект 3.1262.2014К.

Литература

- [1] Ашурбеков Н.А., Шахсинов Г.Ш., Рамазанов А.Р. //Вестник ДГУ. 2010. Вып.6. С. 37-41.
- [2] Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В. //УФН. 1994. Т.164. №3. С.263-285.

БАКТЕРИЦИДНЫЙ И РАНОЗАЖИВЛЯЮЩИЙ ПОТЕНЦИАЛ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕАКТОРА

Амиров Р.Х., Ермолаева С.А., Итенберг А.И., Петров О.Ф.,
Самойлов И.С., Сысолятина Е.В.

ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, pulse@ihed.ras.ru
ФБГУ "Научно-исследовательский институт эпидемиологии и микробиологии
им. Н.Ф.Гамалеи" МЗ РФ, demiurg_84@mail.ru

Основным способом терапии и профилактики раневых инфекций является применение антибиотиков и антибактериальных мазей и кремов. Между тем часто раневые инфекции с трудом поддаются терапии. В данной работе исследуется терапевтический ранозаживляющий эффект сегнетоэлектрического реактора (СЭР), с применением которого ранее был получен бактерицидный эффект, достигающий величины 100%. [1]

Для применения в медицине известны конструкции на базе низкотемпературной плазмы, в которых биологический эффект вызывается как самим плазменным факелом (прямое плазменное воздействие), так и потоком незаряженных частиц, сформированных в факеле (непрямое плазменное воздействие). Целью данной работы было изучение бактерицидных и ранозаживляющих свойств нейтральных активных частиц, формирующихся в плазменном потоке, генерируемом СЭР.

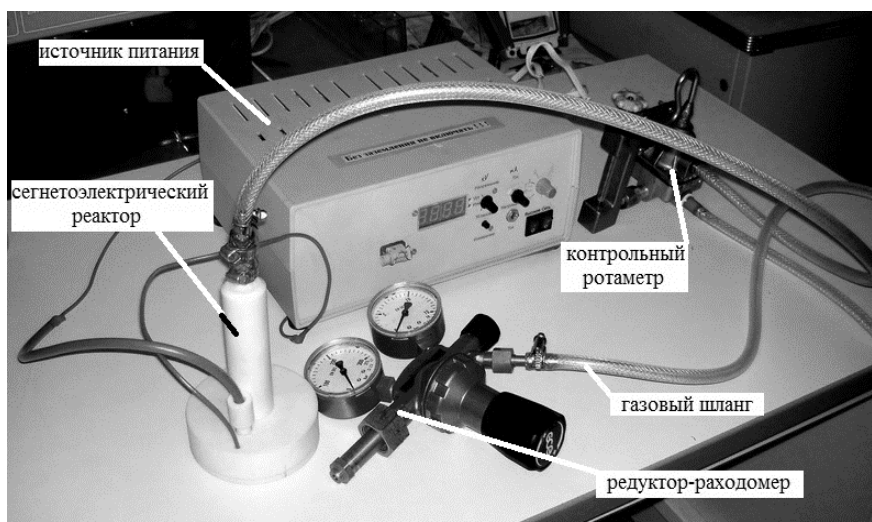


Рис. 1. Внешний вид СЭР

СЭР представляет собой контейнер из фторопласта Ф-4, в котором находятся два электрода из металлической сетки. Пространство между сетками заполняется сфероподобными гранулами из легированного титаната бария (TiBaO_3), с диэлектрической константой в диапазоне 1000-10000 в зависимости от типа легирования. На электроды подается высоковольтное переменное напряжение с частотой несколько кГц, сеточный электрод, находящийся на внешней стороне реактора, заземлен и имеет потенциал, равный нулю. Через межэлектродное пространство СЭР, заполненное гранулами, может прокачиваться рабочий газ, в том числе, воздух. Работа реактора основана на множественных микроразрядах наносекундной длительности, возникающих вблизи контактов сегнетоэлектрических гранул, находящихся в знакопеременном электрическом поле. Наносекундные разряды формируют сильнонеравновесную плазму и в зависимости от газовой среды приводят к наработке активных радикалов, которые захватываются потоком газа и

транспортируются, например, к поверхности раны. Конструктивно СЭР выполнен так, что интенсивность ультрафиолетового излучения, сопровождающего плазменный разряд в воздухе, сведена к минимуму.

Распределение биологически активных частиц в потоке газа, выходящем из сегнетоэлектрического реактора

В качестве плазмообразующего газа для сегнетоэлектрического реактора использовали воздух, который либо пассивно проходил через реактор, либо прокачивался с помощью насоса. Наиболее долгоживущими биологически активными частицами, формирующимися в воздухе в разряде, являются озон и монооксид азота NO. Концентрации активных частиц обоих типов быстро снижались по мере удаления от выходного отверстия реактора (Рис. 2 и 3).

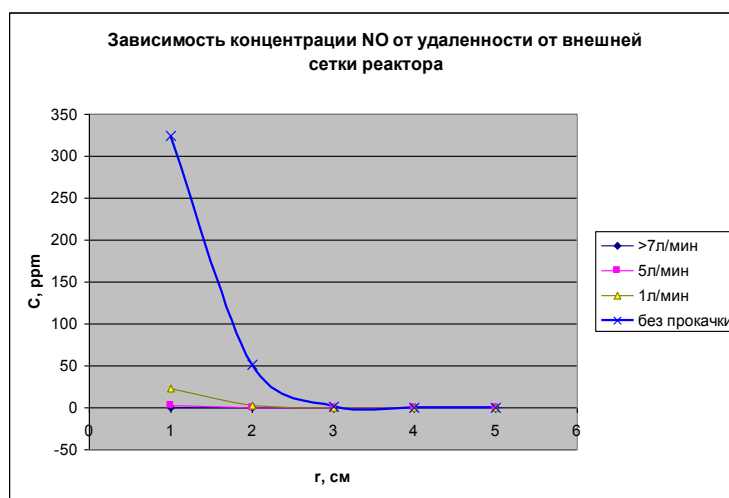


Рис. 2. Концентрация NO на выходе из реактора в зависимости от скорости прокачки

Распределение концентрации этих частиц по мере удаления от выходного отверстия показало сильную зависимость от скорости прокачки воздуха. Особенно сильную зависимость демонстрировал монооксид азота NO: в стационарных условиях (без дополнительной прокачки воздуха с помощью насоса) концентрация NO на расстоянии 1 см от выходного отверстия превышала 300 ppm. (Рис. 2). При скорости прокачки воздуха 10 л/мин концентрация NO падала ниже предела чувствительности прибора. При скорости прокачки 5 л/мин концентрация NO на расстоянии 1 см составляла около 20 ppm.

Количество озона в составе воздуха, прошедшего СЭР, напротив, возрастало с увеличением скорости прокачки: на расстоянии 4 см от выходного отверстия количество озона при скорости прокачки 10 л/мин в 3 раза превышало количество озона в стационарной системе. Минимальное расстояние, на котором был определен верхний предел чувствительности прибора к озону – 1,2 ppm, – составляло 3 и 4 см, соответственно, в отсутствие прокачки и при прокачке воздуха со скоростью 10 л/мин.

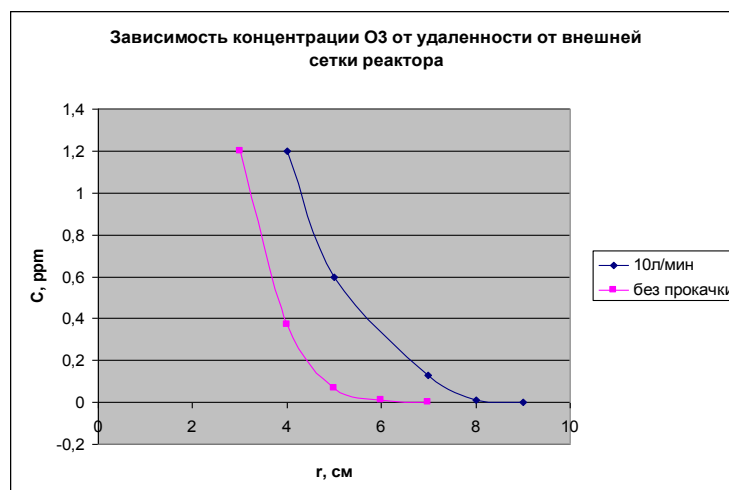


Рис. 3. Концентрация NO на выходе из реактора в зависимости от скорости прокачки.

Микроорганизмы, использованные в работе *in vitro*

Для изучения бактерицидного эффекта сегнетоэлектрического источника *in vitro* использовались 3 штамма грамположительных (*Staphylococcus aureus*, штаммы Sa 78 и Sa6538 и *Listeria monocytogenes* штамм EGDe) и 2 штамма грамотрицательных (*Pseudomonas aeruginosa* штамм Pa 103, *Escherichia coli*, штамм JM109) бактерий из коллекции НИИЭМ им. Н.Ф. Гамалеи.

Результаты

Чувствительность бактерий *in vitro* в зависимости от времени воздействия была определена в отсутствие прокачки воздуха, т.е., при максимальной концентрации монооксида азота, поскольку концентрация озона для разных условий прокачки воздуха через реактор слабее (сравн. Рис.2 и Рис.3). Максимальный бактерицидный эффект при обработке бактерий, помещенных на твердую питательную среду, достигался после 5 мин воздействия, увеличение длительности экспозиции не усиливало антибактериального действия (Рис.4)

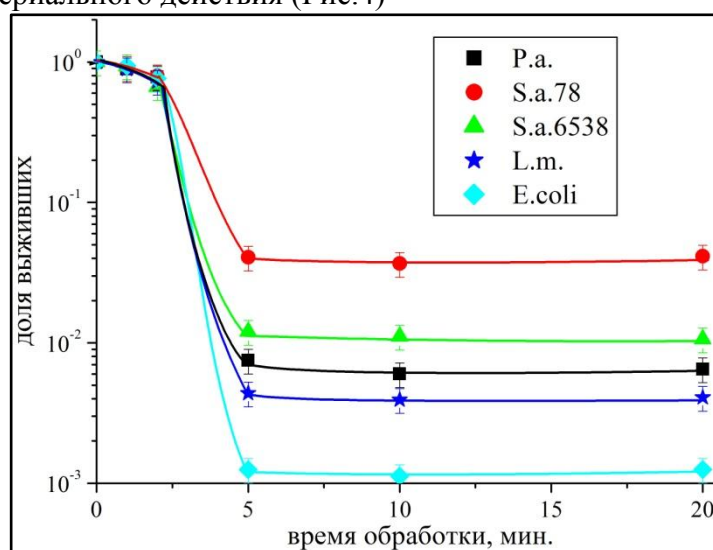


Рис. 4. Бактерицидный эффект от времени обработки. Pa – *P.aeruginosa* 103, Sa78 – *S.aureus* 78, Sa6538p – *S.aureus* 6538p, L.m – *L.monocytogenes* EGDe, E.coli – *E.coli* JM109.

Бактерии рутинно культивировали на чашках с кровяным агаром при 28°C (*P.aeruginosa*) или 37°C (другие виды). Для получения ночной культуры в жидкой питательной среде использовали стандартную методику с выращиванием бактериальной суспензии на шутеле в течение 18ч при 37°C. Для бактерицидной обработки серийные разведения ночной культуры бактерий в концентрациях 10^3 , 10^4 , 10^5 КОЕ/мл высевали на чашки с твердой питательной средой (ГРМ-1, Оболенск) и облучали в течение указанных ниже промежутков времени. Расстояние от поверхности плазменной горелки до образца составляло 5 мм. Падение числа сформировавшихся колоний при обработке бактериальных клеток в обозначенных условиях составляло для *P.aeruginosa* 103–125 раз, для *S.aureus* 78–24 раза, для *S.aureus* 6538–84 раза, для *L.monocytogenes* EGDe –228 раза, для *E.coli* JM109 –813 раз ($p < 0,05$).

Таким образом, не наблюдалось зависимости в чувствительности от грам-принадлежности бактерий. Скорее, чувствительность носила штамм-специфичный характер. Максимальную чувствительность к продуктам плазменного разряда продемонстрировал бактерии *E. coli* штамма JM109, в геноме которого есть мутация *гесA1*, уменьшающая способность бактерий к общей рекомбинации.

Для определения зависимости бактерицидного эффекта от скорости прокачки газа через СЭР помещенных на агаризованную среду бактерий обрабатывали в течение 5 минут, т.к. именно при этой экспозиции наблюдали максимальный эффект в отсутствие прокачки. С увеличением скорости прокачки воздуха бактерицидный эффект снижался, что коррелировало с уменьшением концентрации активных частиц, прежде всего NO, в потоке газа, который воздействовал на микроорганизмы. Особенно выражено был эффект зависимости бактерицидного эффекта от скорости прокачки газа для *S. aureus* Sa78 и для *E. Coli*.

Для оценки бактерицидного эффекта СЭР и скорости заживления ран были использованы мыши линии BALB/c (самки, 16–18 граммов). В каждой группе было 10 животных. Все эксперименты на животных были выполнены в соответствии с этическими нормами работы с лабораторными животными. С помощью стерильного скальпеля на спине делали раны, в которые помещали и фиксировали лейкопластырем стерильные бинтовые тампоны, пропитанные 100 мкл суспензии *S.aureus* Sa 78 (10^8 КОЕ/мл). Тампоны были извлечены через 2 дня, когда в ранах наблюдались признаки острого инфекционного процесса. Мышей фиксировали и подвергали 10-минутной обработке на расстоянии 5 мм от внешнего сетчатого электрода СЭР ежедневно в течение последующих 7 дней.

Для определения бактерицидного эффекта подсчитывали уровень обсемененности ран до и после обработки. Образцы собирались круговым движением стерильного ватного тампона по всей площади раны без снятия корок. Ватный тампон помещали в стерильный PBS, после чего делали серию разведений с последующим высевом на селективную питательную среду теллурит глицин агар (HiMedia, Индия). В качестве контроля использовали мышей с аналогичными ранами, не подвергавшихся плазменному воздействию.

Для оценки заживляющего эффекта СЭР сравнивали площади раневой поверхности на 1, 8, 12 и 14 день начала эксперимента. Делались фотоснимки ран с неизменным пространственным разрешением и ориентацией объектов. По полученным фотоснимкам производился подсчет площади раневой поверхности с применением Adobe Photoshop.

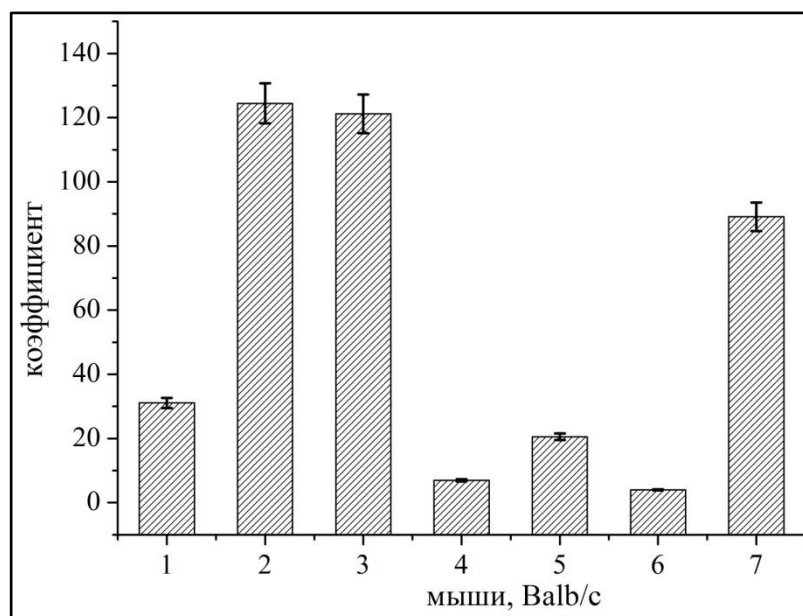


Рис. 5. Уровень падения бактериальной обсеменности после обработки ран СЭР. Коэфф. – отношение исходной к конечной обсемененности

Статистически значимое увеличение скорости заживления ран у обработанных плазмой мышей линии Balb/C наблюдалось со 2 дня и увеличивалось к 3 дню. Однако, с 5 дня затягивание раневых дефектов замедлилось. Это может объясняться нарушением адгезии и агрегации тромбоцитов под действием NO, что считается дозозависимым эффектом в случае острых ран.

Результаты позволяют сделать вывод о том, что воздействие окисла азота и озона ускоряет заживление ран в первые дни применения, однако их использование следует ограничить коротким курсом в 2-3 обработки.

Таким образом, установленная бактерицидная активность потока частиц O_3 и NO, сформированных сегнетоэлектрическим реактором, *invitro* и *invivo*, а также ранозаживляющее действие дают основания предполагать, что применение продуктов воздушной плазмы может стать методом, позволяющим достичь положительных результатов в терапии раневых инфекций.

Литература

- [1] R.H. Amirov, E.I. Asinovskii and I.S. Samoilov. Ferroelectric packed bed reactor for non-thermal plasma treatment of effluent gas // ELECTRICAL DISCHARGES FOR ENVIRONMENTAL PURPOSES: FUNDAMENTALS AND APPLICATIONS. Edited by Dr. E.M. van Veldhuizen. NY: NOVA Science Publishers. 1999. pp.401-420.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ПЛАЗМА В НЕПРЕРЫВНЫХ ПРОЦЕССАХ КРАШЕНИЯ ТРИКОТАЖА

Азанова А.А., Мухаметшина Г.Н.

*ФБГОУ ВПО «Казанский национальный исследовательский технологический
университет»,*

*420015, г. Казань, К.Маркса, 68,
8 (843) 231-41-98, E-mail: itlpmid@mail.ru*

На сегодняшний день легкая промышленность является инновационно привлекательным сектором экономики, в котором новые нетрадиционные технологии обработки материалов находят все более широкое применение. Одним из таких направлений являются плазменные технологии. Обработка низкотемпературной плазмой (НТП) позволяет изменять поверхностные слои обрабатываемых материалов, и, как следствие, получать комплекс физико-химических и технологических эффектов. Использование низкотемпературной плазмы позволяет интенсифицировать или заменить некоторые жидкостные процессы, требующие применения химических реагентов, на кратковременную обработку текстильного материала в газовом разряде, практически без выделения вредных веществ [1].

Особую важность при проведении отделочных операций текстильных материалов имеют гидрофильные свойства, так как первой стадией всех жидкостных процессов является смачивание. Равномерность и быстрота смачивания определяет эффективность пропитки материала рабочими составами. Наибольшее значение пропитка имеет в непрерывных технологиях, когда время контакта материала с рабочим раствором ограничено [1]. Непрерывный процесс чаще всего применяется для крашения текстильных материалов и заключается в кратковременном пребывании материала в красильном растворе, после чего подвергается фиксации запариванием, сушкой или продолжительной выдержкой до 24ч. Непрерывные способы отделочных операций отличаются высокой производительностью и меньшим количеством промышленных выбросов, однако, равномерность прокраса материала по всей толщине вследствие кратковременности его пребывания в растворе красителя может оказаться недостаточной. Предварительная обработка текстильного материала НТП может стать одним из путей решения данной проблемы. В работе рассмотрено использование НТП для подготовки трикотажного полотна к крашению непрерывным способом.

Плазменную обработку трикотажного полотна проводили на экспериментальной установке высокочастотного емкостного разряда пониженного давления. После предварительной откачки воздуха из вакуумной камеры, в разрядную камеру напускали рабочий газ - воздух. Заданное давление устанавливали с помощью вентиля, соединяющего вакуумную камеру, с механическими насосами, затем включали высокое напряжение на высокочастотном генераторе, под действием электромагнитного поля происходил нагрев плазмообразующего газа до состояния плазмы. НТП обработку трикотажного полотна проводили при давлении 23Па, варьируя время обработки и мощность, вкладываемую в разряд.

Результаты экспериментальных исследований показали, что НТП обработка придает суровому хлопчатобумажному трикотажному полотну способность мгновенно смачиваться водой и увеличивает его водопоглощение на 50-70%, способствует повышению капиллярности более чем в 10 раз [2]. Плазмообработанные образцы не только быстро поглощают, но и удерживают значительное количество воды. На следующем этапе работы трикотажное полотно окрашивали активным красителем непрерывным плюсовочно-запарным способом, варьируя концентрацию красителя в красильной ванне и продолжительность пропитки. Крашение проводили без

предварительной подготовки, с предварительным отвариванием и предварительной НТП обработкой трикотажного полотна, для сравнения так же проводили крашение по периодическому способу (табл.). Результаты испытаний показали, что опытные образцы по показателям окраски (цветовым характеристикам и устойчивости окраски) не уступают образцам, окрашенным периодическим способом.

Таблица цветовых характеристик трикотажного полотна, окрашенного активным красителем «Ремазоль RR моренго»:

Способ крашения	Концентрация красителя в ванне, %	Предварительная подготовка		Цветовые характеристики		
		отваривание	ВЧЕ активация	L	a	b
Периодический	3	+	-	21,01	-11,78	-23,11
Непрерывный	5	-	-	25,22	-12,11	-23,67
		+	-	23,96	-12,27	-23,21
		-	+	23,24	-11,23	-22,42
		+	-	23,96	-12,27	-23,21
	7	-	-	25,22	-12,11	-23,67
		+	-	23,96	-12,27	-23,21
		-	+	23,24	-11,23	-22,42
	10	-	-	25,31	-10,76	-23,76
		+	-	23,75	-9,93	-22,46
		-	+	20,63	-9,85	-22,74

Результаты показывают, что предварительная НТП обработка придает суровому трикотажному полотну высокие сорбционные свойства и открывает перспективу применения непрерывных процессов в трикотажном отделочном производстве, как более производительных и экологичных. Использование НТП обработки позволяет исключить из технологического цикла процесс отваривания текстильного материала при крашении в темные тона и получать трикотажные полотна с цветовыми характеристиками равными, полученным по типовой технологии.

Литература

- [1] Применение тлеющего разряда в текстильной и строительной промышленности: монография / М. В. Акулова [и др.] Иван. гос. хим.-технол. ун-т. Иваново, 2008. – 232 с.
- [2] Азанова А. А. Подготовка трикотажа к непрерывному крашению активными красителями / Азанова А.А., Мухаметшина Г.Н., Абдуллин И.Ш. // Вестник казанского технологического университета. – 2014. – Т.17, №18. – С. 54-55.

СТАЦИОНАРНЫЕ ВАКУУМНЫЕ ДУГОВЫЕ РАЗРЯДЫ С ДЕФИЦИТОМ ТОКА ТЕРМОЭМИССИИ С КАТОДА

Антонов Н.Н., Гавриков А.В., Лизякин Г.Д., Полищук В.П., Самойлов И.С.,
Усманов Р.А., Ярцев И.М.

Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Ижорская д. 13/2
polistchhook@mail.ru, ravus46@yandex.ru

Считается, что отличительная особенность дугового разряда заключается в большой доле электронного тока на поверхности катода S_e ($S_e > 0,5$), при этом для стационарных разрядов в качестве определяющего механизма эмиссии рассматривается термоэлектронная [1]. Однако это утверждение нередко противоречит эксперименту. Значительный дефицит термоэмиссионного тока на вольфрамовых катодах был зафиксирован в среде инертных газов при пониженном давлении [2] и в азотной дуге атмосферного давления [3]. Аналогичный эффект был обнаружен и в вакуумной дуге со стационарной диффузной катодной привязкой (ДКП) на катоде из твердого хрома [4, 5]. По данным работы [5], доля тока термоэмиссии S_e в этом разряде составляла порядка 10^{-4} . В работе [2] было высказано предположение о существовании некой «аномальной высокой эмиссии электронов» (АВЭЭ) с катода в дуговом разряде. Объяснить эффект АВЭЭ не удалось до сих пор.

В данной работе приведены результаты исследований разряда с ДКП на катоде из свинца, для которого, как и для хрома, можно ожидать значительного дефицита тока термоэмиссии. Отличительная особенность разряда с ДКП, характеризующегося относительно низкой плотностью тока на катоде ($10\text{--}10^2$ А/см²), - это способность генерировать стационарный высокоионизованный поток плазмы, не содержащий микрокапельную фракцию. Благодаря этому данный разряд весьма привлекателен для различных плазменных технологий.

Разряд зажигался в вакуумной камере при остаточном давлении менее 10^{-2} Па. Источником питания служил выпрямитель с напряжением 380 В. Свинец массой $\cong 15$ г закладывался в теплоизолированный молибденовый тигель с внешним диаметром 25 мм и высотой 14 мм. Выходное отверстие тигля имело диаметр 14 мм. Основная часть опытов проводилась с тиглем, закрытым молибденовой крышкой массой 12 г, в которой было просверлено отверстие диаметром 6 мм. Это позволило, по оценкам, примерно в пять раз уменьшить скорость испарения свинца. Под тиглем располагался электронно-лучевой подогреватель (ЭЛП) с мощностью N до 1 кВт. Анодом разряда являлся водоохлаждаемый стальной диск, имевший центральное отверстие диаметром 15 мм. Межэлектродное расстояние составляло около 30 мм.

Температура тигля T_c измерялась с помощью яркостного пирометра IS-140. Отличие измеряемой температуры от средней температуры поверхности катода по оценкам не превышало 3%. Спектрометр ASP150TF использовался для регистрации спектров излучения плазмы. Проводилась видеосъемка разряда.

Эксперименты проводились по следующей схеме. Тигель с помощью ЭЛП разогревался до рабочей температуры. При температуре $T_c \cong 1,2$ кК, которой соответствует давление насыщенных паров свинца $p_s \cong 60$ Па [6], над поверхностью тигля наблюдалось слабое фиолетовое свечение в виде облачка неправильной формы. Свечение было неустойчивым, его интенсивность и форма менялись со временем. Напряжение между электродами в этом режиме было $\cong 10$ В. По-видимому, это свечение возникает в результате ионизации пара электронами, утекающими из ЭЛП. По оценкам, величина тока утечки составляет порядка 1 мА.

При достижении температуры $T_c \cong 1,25$ кК ($p_s \cong 130$ Па) на промежуток подавалось напряжение от выпрямителя, после чего возникал слаботочный разряд с

током I порядка 10 мА и напряжением горения ≈ 340 В. Кадр видеосъемки этого разряда представлен на рис. 1-а, в этот момент температура тигля равнялась 1,24 кК. Слаботочный разряд мог существовать десятки секунд, при этом его внешний вид значительно изменялся. При $T_c \approx 1,25$ -1,3 кК разряд с током ≈ 30 мА за время менее 0,05 с переходил в дуговой с током десятки ампер. На рис.1-б приведен кадр видеосъемки разряда при следующих условиях: $I = 20$ А, напряжение на дуге $V = 13,8$ В, $T_c \approx 1,33$ кК. Видеосъемка проводилась через фиолетовый светофильтр. Слева на кадрах виден экран, который защищал диагностическое окно пирометра от запыления.

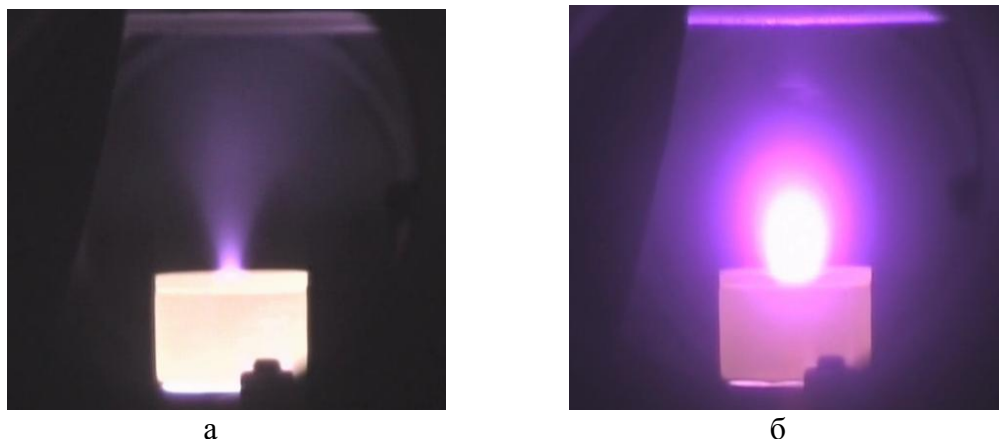


Рисунок 1 – Слаботочный (а) и дуговой (б) разряды на свинце

Вакуумный дуговой разряд с ДКП на свинце, как и аналогичный разряд на хrome [4, 5], характеризуется отсутствием микрокапельной фракции в продуктах эрозии и нерегулярных пульсаций напряжения на дуге и светимости плазмы с характерным временем до 1 мс.

На рис.2 показана термограмма тигля (без крышки) во время эксперимента. Разряд загорелся в момент времени $t \approx 42$ с при $T_c \approx 1,26$ кК, ток дуги в начальный момент составлял 30 А, напряжение на дуге $V = 11,2$ В. После возникновения дуги ЭЛП был отключен, то есть дуга перешла в самостоятельный режим (без подогрева). В момент времени $t \approx 74$ с ток был увеличен до 64 А ($V = 12,6$ -13,4 В), а при $t \approx 105$ с снижен до 54 А ($V \approx 13$ В). Через 20 с ток был увеличен до 66 А ($V = 13,6$ В). Дуга самопроизвольно погасла в момент времени $t \approx 140$ с, примерно за секунду до этого однородное свечение из тигля пропало, а на верхней поверхности тигля появились катодные пятна (4-8 шт.). После эксперимента свинца в тигле не осталось.

На рис. 3 приведена термограмма тигля с крышкой. Разряд с током 29 А загорелся в момент времени $t \approx 56$ с при температуре тигля 1,26 кК, напряжение на разряде было 15,6 В. ЭЛП, имевший мощность 80 Вт, был отключен в момент времени $t \approx 77$ с, когда температура тигля составила $\approx 1,38$ кК. Через 7 с после этого ток дуги был уменьшен до 20 А, и удерживался неизменным до момента времени $t \approx 270$ с, напряжение на разряде составляло около 15 В. В момент времени $t \approx 195$ с был включен ЭЛП, его мощность составила 45 Вт. В результате температура тигля увеличилась с 1,33 до 1,38 кК. В момент времени $t \approx 270$ с ток был увеличен до 29 А, сразу после этого с тигля слетела крышка. В момент отрыва крышки $T_c \approx 1,38$ кК, при этой температуре давление паров свинца $p_s \approx 0,68$ кПа [6]. По оценкам, для того, чтобы сбросить крышку давление внутри тигля должно составлять 0,87 кПа. После сброса крышки разряд горел еще ≈ 35 с, после чего самопроизвольно погас; весь свинец из тигля испарился. Подвижные пятна в этом опыте не наблюдались. Как следует из

данных на рис. 2 и рис. 3, температура тигля качественно отслеживает изменение тока разряда и наличие внешнего подогрева.

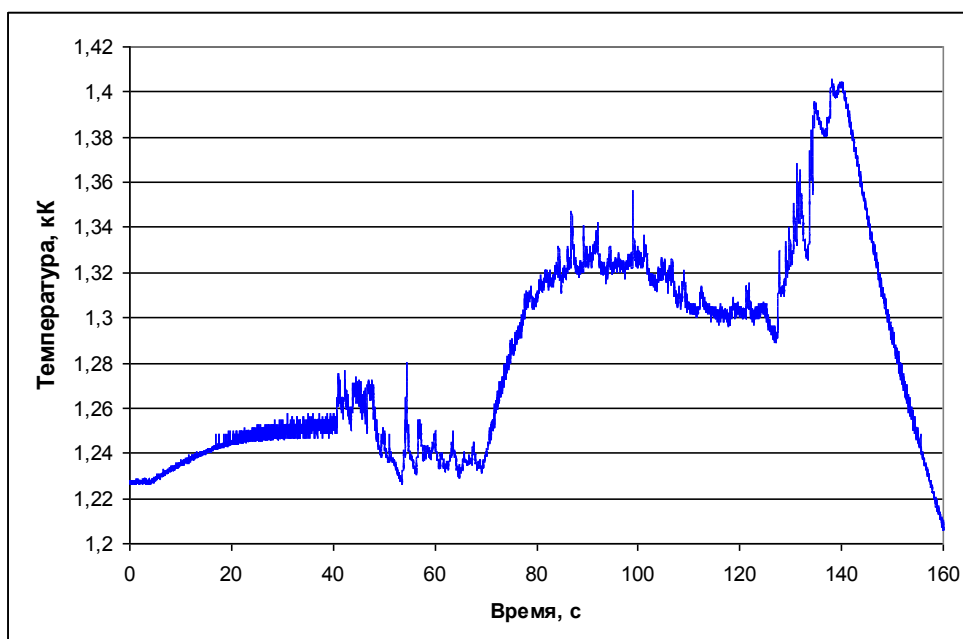


Рисунок 2– Термограмма тигля (без крышки)

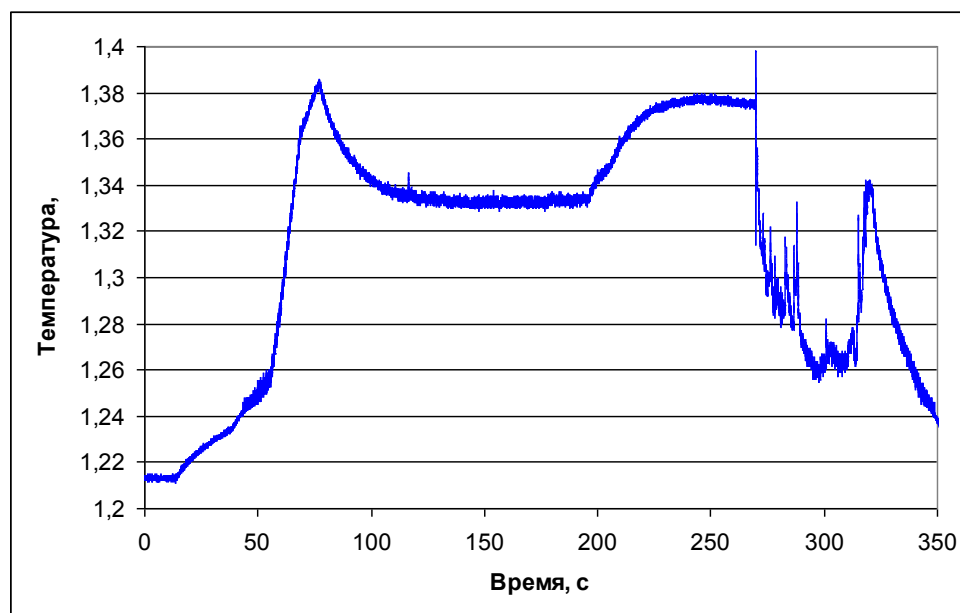


Рисунок 3– Термограмма тигля (с крышкой)

Максимальная плотность ионного тока на поверхности катода J_{im} рассчитывается в предположении, что все испаренные атомы возвращаются на него в виде ионов:

$$J_{im} = e \frac{P_s}{\sqrt{2\pi m_a k_B T_c}} \quad (1)$$

Где e – заряд электрона, m_a – масса атома, k_B – константа Больцмана. Как показывают оценки из соотношения (1), величина ионного тока на катоде оказывается достаточной, чтобы обеспечить перенос заряда в исследуемом разряде. Например для

установившегося режима с током 20 А (рис. 3) $T_c \cong 1,33$ кК. При этой температуре давление насыщенных паров свинца $p_s \cong 0,38$ кПа [6]. Тогда из (1) следует, что $J_{im} \cong 30$ А/см². Площадь поверхности расплава с учетом мениска составляет около 5 см². Таким образом, если $\cong 15$ % испаренных атомов вернуться на катод в виде ионов, то этого достаточно, чтобы обеспечить перенос заряда на поверхности катода. По расчетам, плотность термоэмиссионного тока J_e с поверхности свинца при температуре 1,33 кК на восемь порядков меньше, чем J_{im} ($J_e \cong 0,15$ мкА/см²). Аналогичные оценки для условий разряда с ДКП на хроме [5] показывают, что ионы так же способны обеспечить перенос заряда на катоде.

Если принять, что весь заряд на поверхности катода переносится ионами, то из баланса энергии можно оценить энергию, передаваемую ионами катоду. Для обсуждаемого режима горения дуги с током дуги 20 А и $T_c \cong 1,33$ кК энергия передаваемая катоду каждым зарядом, заключена в пределах 4,7 – 6,2 эВ. Энергия, передаваемая катоду, складывается из энергии, выделяющейся при нейтрализации иона (для свинца это 3,4 эВ) и кинетической энергии. Таким образом, кинетическая энергия ионов на поверхности для этого режима заключена в пределах 1,3- 2,8 эВ. По данным [7], в разряде с ДКП на катоде из хрома, при увеличении тока дуги с 50 до 200 А кинетическая энергия ионов уменьшается с 5 до 1,5 эВ.

Следует отметить, что гипотеза о существовании АВЭЭ, высказанная в работе [2], подкреплялась приближенным анализом баланса энергии на поверхности катода. Авторы работы [2] пришли к выводу, что при отсутствии эмиссии электронов с катода и, соответственно, эффекта его эмиссионного охлаждения, нельзя свести баланс энергии на поверхности. Для исследованного разряда с ДКП на свинце и хроме [5], ионный механизм перенос заряда ($S_e \cong 0$) не противоречит этому балансу энергии. Отметим, что более подробный анализ баланса энергии на поверхности катода в условиях экспериментов [2], представленный в работе [7], не выявил противоречия между гипотезой об ионном переносе заряда и балансом энергии.

В данной работе показано, что на свинцовом катоде при температуре 1,3-1,4 кК возникает стационарный разряд с диффузной привязкой. Разряд исследован в диапазоне токов 20-70 А при напряжении горения 10-15 В. Средняя плотность тока дуги на катоде составляла 10-20 А/см². Представленные результаты свидетельствуют о том, что для ряда катодных металлов, к которым помимо свинца и хрома, можно отнести ртуть, медь и другие, перенос заряда на катоде вакуумной дуги может обеспечиваться, в основном, ионами. Структура катодного слоя на подобных неэмиттирующих катодах обсуждалась в работе [8].

Авторы выражают благодарность Киселеву В.И. за большую помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-29-00231).

Литература

- [1]. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: «Наука», 1987.
- [2]. Дороднов А.М., Козлов Н.П., Помелов Я.А. // ТВТ. 1971. Т. 9. № 3. С. 483.
- [3]. Белевцев А.А., Горячев С.В., Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф. // ТВТ. 2013. Т. 51. № 5. С. 652.
- [4]. Васин А.И., Дороднов А.М., Петросов В.А. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. № 29. С. 1499.
- [5]. Батенин В.М., Климовский И.И., Полищук В.П., Синельщиков В.А. // ТВТ. 2003. Т. 41. № 5. С. 670.

- [6]. Физические величины. Справочник / Под ред. Григорьева И.С. и Мейлихова Е.З. М.: «Энергоатомиздат». 1991. 1231 с.
- [7]. Полищук В.П. // ТВТ. 2005. Т. 43. № 1. С. 11.
- [8]. Полищук В.П.// Научные труды ИТЭС ОИВТ РАН. Выпуск 5-2002. М.:2003. С. 185.

СВОЙСТВА ДРЕЙФА И РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ СОГЛАСНО ЗАКОНАМ СОХРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСА И ЭНЕРГИИ

Бориев И.А.

*Филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института энергетических проблем химической физики им. В.Л.Тальрозе РАН (ФИНЭПХФ РАН),
РФ, 142432, Московская область, г. Черноголовка, Институтский пр-т 1/10.*

E-mail: boriev@binep.ac.ru

Впервые процессы переноса (дрейфа) и разогрева электронов под действием силы электрического поля в газовой среде рассмотрены на основе учета их реальной физической сути и фундаментальных законов сохранения импульса и энергии. Использование развитого статистически корректного подхода к описанию этих процессов выявляет их важные, ранее не учитываемые свойства [1].

1. Правильное описание рассматриваемых процессов должно учитывать их реальное свойство - то, что под действием электрического поля (E) формируется импульс переноса (дрейфа) электрона, к которому можно и нужно применять закон сохранения. В стационарных условиях (E постоянно и однородно) этот импульс, выражающий перенос со скоростью дрейфа (V_d) массы электрона (m), является статистически средним по ансамблю дрейфующих электронов, что позволяет применять для описания этого импульса переноса ($P_E = mV_d$) известные методы статистической физики [2].

2. Применение закона сохранения к P_E выявляет его важное свойство, а именно, связь времени его релаксации (τ_r), которому пропорциональна скорость дрейфа $V_d = eE\tau_r/m$ (e -заряд электрона), со временем свободного пробега электронов (τ) [3]. Количественная связь $\tau_r/\tau = Z$, где число $Z > 1$, естественна, т.к. релаксация (диссипация) P_E происходит только при рассеяниях электронов, т.е. за некоторое число их рассеяний, статистически определяемых временем τ . Важность знания величины Z в том, что τ_r зависит от механизма рассеяния электрона и априори неизвестно, а τ может быть рассчитано из сечений их рассеяния. Т.о. лишь учет Z позволяет правильно рассчитать величину $V_d = eEZ\tau/m$, используя τ . В газовой среде атомов (массой M) для упруго и изотропно (т.к. $M \gg m$) рассеиваемых электронов τ_r значительно (от 16 до 4 раз) превышает τ (превышение уменьшается при силовом разогреве электронов) [3]. Этот результат ($Z = 16 \div 4$) значит, что общепринятая при расчете V_d замена τ_r на τ [4] приводит к значительной (до 16 раз) недооценке V_d . Такая недооценка логично объясняет «аномально» быстрый перенос электронов в токамаках и при известной диффузии Бома (где он превышает обычный расчет именно в 16 раз – т.н. коэффициент Бома). А это указывает на правильность полученного результата для Z .

3. Применение законов сохранения для импульса P_E и средней энергии силового разогрева электронов $\epsilon = mv^2/2$ (v - средняя скорость электрона за счет его разогрева) дает, что их силовой перенос в газовой среде можно полно описать только с учетом эффективной массы (m_d), которая стандартно находится из закона дисперсии, определяемого механизмом рассеяния электронов. Это естественно, т.к. перенос электронов в газовой среде не является свободным, как и в твердом теле, где введение эффективной массы для описания дрейфа электронов давно известно. Такое важное свойство рассматриваемых процессов, как эффективная масса переноса, есть следствие

формирования направленного переноса тяжелых частиц газа из-за передачи им части импульса переноса $\mathbf{P}_E$ от рассеиваемых дрейфующих электронов. В газовой среде атомов массой M для упруго и изотропно рассеиваемых электронов $m_d=M/Z$ [1,2].

4. Согласно законам сохранения для $\mathbf{P}_E$ и ϵ направленный перенос нейтральных частиц газа под действием силы электрического поля дает, что помимо импульса переноса электронов $\mathbf{P}_E=m\mathbf{V}_d$ в газовой среде формируется эффективный импульс переноса $\mathbf{P}_d=m_d\mathbf{V}_d$. Энергия этого импульса, составляющая $\epsilon_d=m_d\mathbf{V}_d^2/2$, равна, как дают законы сохранения, средней энергии силового разогрева электронов $\epsilon=mv^2/2$, что дает важное соотношение $\mathbf{V}_d=(m/m_d)^{1/2}\mathbf{v}$ и означает, что $\mathbf{V}_d\ll\mathbf{v}$, т.е. скорость дрейфа электронов много меньше их средней скорости, полученной за счет их разогрева [1,2].

5. Применение законов сохранения для ϵ и импульса $\mathbf{P}_d=m_d\mathbf{V}_d$ дает, что время их релаксации одинаково и составляет $\tau_d=\tau m_d/m=\tau M/m$, т.е. $\tau_d\gg\tau$. Стационарный перенос и разогрев электронов в газовой среде атомов на временах свыше τ_d порождает эллипсоидальную поверхность импульсов $\mathbf{P}_d=m_d\mathbf{V}_d$ с эксцентриситетом 0,5 [1,2]: $\mathbf{P}_d(\theta)=m_d\mathbf{V}_d(\theta)=3m_d\mathbf{V}_d/2(2-\cos\theta)$, где θ - угол между $\mathbf{P}_d(\theta)$ и направлением переноса электронов. Такую же поверхность имеют и значения $v(\theta)$, т.к. $\mathbf{P}_d=(m_d m)^{1/2}\mathbf{v}$. Для такой поверхности значение v в направлении переноса в 3 раза больше, чем в обратном направлении, т.е. для горячих электронов в сильных полях, когда их тепловые скорости пренебрежимо малы, анизотропия функции распределения их скоростей становится значительной. Кроме того, для такой поверхности интегральная свертка $v(\theta)$ на направление переноса равна v . Ясно, что эта свертка есть анизотропия ($\mathbf{v}_E$) полной функции распределения скоростей (f) дрейфующих электронов, т.к. вклад в такую свертку тепловых (изотропных) скоростей электронов равен нулю, т.е. $\mathbf{v}_E=\mathbf{v}$. Согласно результату п.4 это дает важное соотношение $\mathbf{V}_d=(m/m_d)^{1/2}\mathbf{v}_E$, которое выражает правильную связь $\mathbf{V}_d$ с f [5], показывая ошибочность общепринятого допущения $\mathbf{V}_d=\mathbf{v}_E$ и то, что величина $\mathbf{V}_d$ не равна, а много меньше $\mathbf{v}_E$ (анизотропии f).

Далее кратко представлен основанный на фундаментальных законах сохранения импульса и энергии статистически корректный подход к описанию зависимостей $\mathbf{V}_d(E)$ и $\epsilon(E)$ в газовой среде атомов при ее постоянной температуре (T) [1,2]. Его результаты и дают теоретическое обоснование выявленных свойств силового переноса и разогрева электронов в газовой среде. Ранее эти свойства были установлены при анализе [6,7] экспериментальных данных для специфических эффектов зависимости $\mathbf{V}_d(E)$ в плотной (конденсированной) среде инертных атомов (Xe, Ar, Kr) [8,9], когда уже не проявляется известный для них эффект Рамзауэра при рассеянии электрона.

Статистически корректное описание $\mathbf{V}_d(E)$ и $\epsilon(E)$

Величины $\mathbf{V}_d(E)$ и $\epsilon(E)$ являются средними по ансамблю дрейфующих электронов, поэтому их расчет возможен на основе известных из статистической физики уравнений динамического баланса, которые выражают законы сохранения $\mathbf{P}_E(E)$ и $\epsilon(E)$ при учете скоростей их роста под действием $\mathbf{E}$ и релаксации при рассеянии электронов на атомах.

Стационарное уравнение динамического баланса для $\mathbf{P}_E$ таково:

$$(1) \quad d\mathbf{P}_E/dt=e\mathbf{E}-\mathbf{P}_E/\tau_p=e\mathbf{E}-m\mathbf{V}_d/\tau_p=e\mathbf{E}-m\mathbf{V}_d/Z\tau=0.$$

Т.к. $\tau=\lambda/mv_t$, где λ - длина свободного пробега электрона, а $v_t=(2\epsilon_t/m)^{1/2}$ - его средняя скорость, определяемая полной средней энергией электрона $\epsilon_t=\epsilon+\epsilon_T$, где $\epsilon_T=3kT/2$ - тепловая энергия электрона, то из (1) имеем:

$$(2) \quad \mathbf{V}_d=e\mathbf{E}\tau_p/m=e\mathbf{E}Z\tau/m=e\mathbf{E}Z\lambda/mv_t=e\mathbf{E}Z\lambda/(2m\epsilon_t)^{1/2}.$$

Стационарное уравнение динамического баланса для ϵ таково:

$$(3) \quad d\epsilon/dt=e\mathbf{E}\mathbf{V}_d-\Delta\epsilon/\tau=0,$$

где $\Delta\epsilon=2\epsilon m/M$ - потеря энергии упруго рассеиваемыми электронами за время τ [4].

Из уравнений баланса (1) и (3) следует т.н. дисперсионное соотношение:

$$(4) \quad \varepsilon = M V_d^2 / 2Z.$$

Оно, в принципе, наглядно показывает, что величина ε равна энергии переноса со скоростью V_d массы M/Z , а это соответствует импульсу переноса $P_d = V_d M/Z$.

Из дисперсионного соотношения эффективная масса m_d стандартно определяется как вторая производная от энергии силового разогрева ε по эффективному импульсу переноса $P_d = m_d V_d$, т.е. $m_d = (\partial^2 \varepsilon / \partial P_d^2)^{-1}$. Тогда из (4) следует, что $m_d = M/Z$, подтверждая наглядный вывод и результат п.3. Т.о., под действием электрического поля формируется не только импульс $P_E = m V_d$, который наблюдается по току электронов, но и ненаблюдаемый гораздо больший эффективный импульс $P_d = m_d V_d = V_d M/Z$. Этот физически реальный импульс обусловлен направленным переносом атомов за счет передачи им части импульса P_E при рассеянии на них дрейфующих электронов.

Т.к. величина v определяется соотношением $\varepsilon = m v^2 / 2$, то это с учетом $\varepsilon = M V_d^2 / 2Z$ (4) дает важную связь v с V_d , подтверждая результат п.4:

$$(5) \quad V_d = v (Zm/M)^{1/2}.$$

Учет законов сохранения для $P_d = m_d V_d$ и ε дает, что стационарный перенос (и разогрев) упруго и изотропно рассеиваемых электронов под действием однородного поля на временах свыше τ_d порождает эллипсоидальную поверхность импульсов $P_d = m_d V_d$ с эксцентриситетом 0,5 [1,2]. Эта поверхность имеет такое угловое распределение импульсов $P_d = m_d V_d$:

$$(6) \quad P_d(\theta) = m_d V_d(\theta) = 3m_d V_d / 2(2 - \cos \theta),$$

где θ - угол между $P_d(\theta) = m_d V_d(\theta)$ и направлением переноса электронов. Т.к. величина $m_d = M/Z$ постоянна при постоянном E (с ростом E по мере силового разогрева электронов Z уменьшается от 16 до 4 [3]), то такое же распределение имеет и $V_d(\theta)$, а также, согласно (5), и средняя скорость электронов $v(\theta)$ за счет их разогрева [1,2]. Для эллипсоидальной поверхности с эксцентриситетом 0,5 величина v в направлении переноса в 3 раза больше, чем в обратном направлении, что указывает на значительную анизотропию скоростей горячих электронов в сильных полях, когда тепловыми (изотропными) скоростями электронов можно уже пренебречь. Кроме того, для такой поверхности среднее (по θ) значение $v(\theta)$, по определению равно v , равно интегральной свертке (v_E) проекций $v(\theta)$ на направление переноса электронов, т.е. $v = v_E$. Ясно, что эта величина v_E выражает анизотропию скоростей не только горячих электронов, но и всей функции распределения скоростей электронов (f), т.к. при такой свертке вклад в v_E тепловых (изотропных) скоростей электронов равен нулю. Тогда согласно (5) получаем связь V_d с v_E [5], которая подтверждает результат п.5:

$$(7) \quad V_d = v_E (Zm/M)^{1/2} = v_E (m/m_d)^{1/2}.$$

Соотношение (7) дает соответствующее законам физики выражение V_d через f (через ее анизотропию v_E), показывая ошибочность общепринятого, кажущегося очевидным равенства $V_d = v_E$. Допущение равенства $V_d = v_E$ приводит (из-за обычной малости V_d относительно тепловых скоростей электронов) к ошибочному выводу о малой анизотропии f даже для сильно разогреваемых переносом (горячих) электронов. Поэтому при расчете V_d для горячих электронов на основе решения кинетического уравнения Больцмана для f неверно оставлять в разложении f по полиномам Лежандра лишь первый член, считающийся уже очень малым [4]. А для оценки анизотропии f нужно сравнивать с тепловой (изотропной) скоростью электронов не V_d , а v_E , которая действительно выражает анизотропию f .

Основные выводы

1. Применение закона сохранения к импульсу силового переноса электрона $P_E = m V_d$ выявляет, что между временами τ_p и τ существует числовая связь $Z = \tau_p / \tau > 1$, которая определяется механизмом рассеяния электронов. В газовой среде для упруго и

изотропно рассеиваемых электронов Z составляет от 16 до 4, уменьшаясь в этом диапазоне по мере силового разогрева электронов с ростом E . Знание Z нужно для расчета (с использованием τ) правильных значений $V_d = eE\tau_p/m = eEZ\tau/m$. Общепринято же полагать $\tau_p = \tau$, что приводит к значительной (до 16 раз) недооценке V_d , и, напротив, к такой же переоценке согласно (2) длин свободного пробега электронов λ и их концентрации, исходя из измеряемой электронной проводимости [1,3].

2. Применение законов сохранения для P_E и средней энергии разогрева электрона ε выявляет, что дрейф электронов в газовой среде нужно описывать с учетом переноса эффективной массы m_d . В газовой среде атомов массой M для упруго и изотропно рассеиваемых электронов $m_d = M/Z$. Это прежде не учитываемое свойство есть следствие направленного переноса частиц газа из-за передачи им части импульса переноса P_E от рассеиваемых электронов. Это свойство, выражающее реальную физику рассматриваемых процессов, при учете законов сохранения дает, что под действием силы электрического поля в газовой среде формируется (наряду с импульсом переноса электронов $P_E = mV_d$) эффективный импульс переноса $P_d = m_d V_d$.

3. Применение законов сохранения к импульсам P_E , P_d и к энергии разогрева ε выявляет правильную связь V_d с f : $V_d = v_E (m/m_d)^{1/2}$, где v_E – величина анизотропии f . Это исправляет общепринятое неверное допущение, что $V_d = v_E$, и показывает ошибочность обычного вывода о малой анизотропии f даже для сильно разогретых силовым переносом (горячих) электронов. Данный результат принципиально важен, т.к. ошибочность этого вывода делает несостоятельным явно парадоксальное представление об «убегании» (неограниченном разогреве) электронов, дрейфующих в постоянном поле, которое, согласно теоретическим данным [10], возможно лишь при очень малой анизотропии f для горячих электронов.

4. Т.о. учет фундаментальных законов сохранения импульса и энергии при описании процессов переноса и разогрева электронов под действием электрического поля в газовой среде выявляет, что при их описании используются (уже более 100 лет) два общепринятых допущения ($\tau_p = \tau$ и $V_d = v_E$), которые этим законам не соответствуют. А т.к. эти два допущения, которые кажутся очевидными и не были проверены ранее ни теоретически, ни экспериментально, ошибочны, то их применение, что естественно, и привело к отмеченным «аномалии» и парадоксу, а также не позволяло объяснить специфические эффекты для $V_d(E)$ в плотных инертных газах [6,7,8,9].

Литература

- [1]. Бориев И.А. «Некоторые фундаментальные свойства переноса и разогрева электронов в веществе под действием электрического поля: результаты статистически строгой теории и их подтверждение известными экспериментальными данными», Известия Академии Наук, сер. Энергетика (2007) **В.5**, С.106-114.
- [2]. Бориев И.А. «Статистическое обоснование теории силового переноса (дрейфа) и разогрева электронов под действием электрического поля в больцмановском газе атомов», Буклет Научного Совета РАН по проблеме Физика низкотемпературной плазмы (2005). С.116-121. (http://ihed.ras.ru/council/booklets/2005/F_IEPHF.htm).
- [3]. Бориев И.А. «Количественная связь времени релаксации импульса переноса электронов в веществе под действием силы электрического поля со временем их свободного пробега», Известия Академии Наук, сер. Энергетика (2012) **В.3**, С.105-112.
- [4]. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.. Т.Х: Физическая кинетика. М: Физматлит, 2001, 536с.
- [5]. Бориев И.А. "Корректная связь скорости дрейфа электронов с функцией распределения их скоростей согласно фундаментальным законам физики", XXXIX Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 6-10 февраля 2012 г., Тезисы доклада (<http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XXXIX/Lt/ru/GA-Boriev.doc>).

- [6]. Бориев И.А. «Объяснение наблюдаемого в конденсированных инертных газах эффекта насыщения дрейфовой скорости избыточных электронов в пределе сильного электрического поля» Химическая физика. **22** (2003) **В.4**. С.80-87.
- [7]. Бориев И.А. «О причинах увеличения дрейфовой скорости квазисвободных электронов в жидких инертных газах при введении малых количеств молекулярных примесей» Химическая физика. **22** (2003) **В.5**. С.103-110.
- [8]. Гуцин Е.М., Круглов А.А., Ободовский И.М. «Динамика электронов в конденсированных аргоне и ксеноне» ЖЭТФ. **82** (1982) С.1114-1125.
- [9]. Yoshino K., Sowada U., Schmidt W.F. «Effect of molecular solutes on the electron drift velocity in liquid Ar, Kr, and Xe» Phys. Rev. A. (1976) V.14, № 1, P.438-444.
- [10]. Ф.Г. Басс, Ю.Г. Гуревич. Горячие электроны и сильные электромагнитные поля в плазме полупроводников и газового разряда, М.: Наука, 1975, 400с.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ МОЩНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДАХ В АТМОСФЕРЕ: ОБЪЯСНЕНИЕ ПРИРОДЫ ШАРОВОЙ МОЛНИИ

Бориев И.А.

Филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института энергетических проблем химической физики им. В.Л.Тальрозе РАН (ФИНЭПХФ РАН), РФ, 142432, Московская область, г. Черноголовка, Институтский пр-т 1/10.

E-mail: boriev@binep.ac.ru

Введение

Наблюдения последних лет с космических спутников и наземных лабораторий свидетельствуют, что электрические разряды в грозовых облаках (линейные молнии) сопровождаются образованием значительного количества позитронов. Впервые это было случайно зафиксировано в 2009 году в области грозовой активности над Замбией гамма телескопом, установленным на спутнике “Fermi” для регистрации позитронов из дальнего космоса [1]. Данные с других орбитальных спутников и ряда высокогорных станций подтверждают появление при разрядах молний в мощных кучевых облаках (высотой до 20 км и с перепадом напряжения до 200 МВ) потоков горячих электронов, рентгеновских и гамма квантов, энергия которых (десятки МэВ) достаточна для образования позитронов [2]. Как известно [3], электроны и позитроны (античастицы электронов) появляются парами как разлетающиеся друг от друга и противоположно вращающиеся (согласно их спинам) частицы под действием электромагнитной волны, энергия кванта которой превышает 1,022МэВ.

Образование позитронов в воздухе при разряде мощной молнии происходит под действием сильного электрического поля в последовательности известных процессов. Это разогрев электронов (до 30÷50МэВ) и их размножение за счет ударной ионизации, затем образование тормозного излучения (гамма кванты с энергией десятки МэВ) при торможении таких электронов в поле ядер атомов (молекул воздуха) и затем эффективное (в поле ядер атомов) рождение этим излучением электрон-позитронных пар [3]. Получение в последовательности этих процессов узкого пучка большого количества позитронов с высокой плотностью (до 10^{16}см^{-3}) недавно показано при воздействии электрического поля мощного ($\sim 10^{20}\text{Вт/см}^2$) лазерного импульса длительностью $\sim 1\text{пс}$ на поверхность пластинки из золота [4]. Этот факт указывает на возможность локального образования значительного количества позитронов и при разряде мощной молнии в воздухе. А это позволяет предположить, что шаровая молния (ШМ), которая обычно и возникает при разряде линейной молнии, есть сгусток из большого числа позитронов, локально рожденных в указанных процессах. Понимание

природы ШМ как сгустка большого числа позитронов позволяет объяснить [5] все ее наблюдаемые весьма специфические свойства [6]. Детальное объяснение [5] основано на данных о поведении в воздухе жесткого рентгеновского излучения ($<0,5\text{МэВ}$) [7,8], сопровождающего исчезновение ШМ в результате гибели ее позитронов в процессе электрон-позитронной аннигиляции с электронами молекул воздуха.

Возможность объединения одинаковых зарядов (позитронов) получает логичное объяснение на основе современных данных о существовании темной материи (ТМ), т.е. материальности «вакуума». Учет ТМ и свойств создаваемого ею микроволнового космического излучения позволяет обосновать как законы классической физики, так и основу квантовой механики (рассчитать величину постоянной Планка) [9], что прямо указывает на реальность существования ТМ. Кроме того, при учете ТМ современные представления о порождаемых электрических зарядах (электроне и позитроне) как обладающих спином роторах, т.е. вихрях из ТМ, и об электрическом поле заряда как поляризации вращением заряда окружающего «вакуума» (т.е. ТМ) получают свое физически ясное материалистическое обоснование. Способность слияния близко (и одновременно) рожденных позитронов (вихрей из ТМ) в общий сгусток (вихрь) связана с тем, что они представляют собой одинаковые вихри, на образование которых (а также и электронов) была израсходована окружающая ТМ. Поэтому из-за отсутствия около них ТМ в этот момент не произойдет формирования их электрических полей, которые привели бы к их взаимному отталкиванию, как для одноименных зарядов с их полями. Образующийся при слиянии таких вихрей (позитронов) вращающийся сгусток согласно закону сохранения энергии будет вращаться (по мере его роста) все с меньшей угловой скоростью, что дает постоянство линейной скорости его поверхности и, значит, постоянство его способности поляризовать ТМ. Т.о. электрическое поле около образующегося из позитронов вращающегося сгустка «антиматерии», т.е. поле ШМ, будет оставаться небольшим, что соответствует поведению ШМ как объекта с малым положительным зарядом. Важно отметить тот уникальный факт, что вращение формирующейся ШМ (при ее появлении после удара молнии в землю) реально наблюдалось, и это зафиксировано в научном сообщении [10].

В связи с изложенным обоснованием позитронной природы ШМ стоит привести высказывание (в 1963 году) вице-президента АН СССР академика М.А. Лаврентьева: «Интересно было бы выяснить загадку шаровой молнии – любопытнейшего явления природы... Несмотря на попытки ученых объяснить это явление, известное людям уже тысячи лет, шаровая молния так и остается загадкой. Одни считают, что здесь замешан новый вид энергии (кусочек антиматерии), а другие отрицают это. Что таит в себе тайна шаровой молнии? Может быть, еще неведомую область знаний?» Это высказывание можно признать дважды пророческим.

Физические процессы эффективного образования позитронов в атмосфере под действием сильного электрического поля

Образование позитронов в атмосфере при разряде мощной молнии происходит в последовательности известных (из физики высоких энергий) процессов, приводящих к рождению в воздухе электрон-позитронных пар под действием электрического поля. Сначала идет образование энергетичных (до 50МэВ) электронов в канале молнии за счет разогрева в сильном поле (до 200МВ) грозового облака и их размножение (до 10^{20} , согласно заряду в мощной молнии) за счет ударной ионизации ими молекул воздуха. Затем идет появление интенсивного тормозного излучения (гамма кванты с энергией до 20МэВ) в процессе торможения потока таких электронов в электрическом поле ядер атомов молекул воздуха. И далее идет процесс рождения этими гамма квантами электрон-позитронных пар, который эффективен в поле ядер атомов. Согласно [4]

общая эффективность преобразования электронов с энергией около 5МэВ в позитроны в последовательности этих процессов для золотой пластинки составляет $\sim 2 \cdot 10^{-2}$. Это указывает на возможность получения значительного (вплоть до 10^{18}) числа позитронов при разряде в воздухе мощной молнии, где энергия электронов гораздо больше. Как рассмотрено выше, при локальном и одномоментном появлении позитронов (т.е. вихрей из ТМ) они могут слиться в общий сгусток (вихрь), который и есть ШМ.

Понимание физической природы ШМ как сгустка позитронов объясняет все ее наблюдаемые свойства [5], в частности, образованием жесткого рентгеновского излучения (с энергией $< 0,5$ МэВ) при аннигиляции позитронов ШМ с электронами столкнувшихся с ней молекул воздуха. Как известно [3], такое излучение испытывает как комптоновское рассеяние на электронах атомов молекул воздуха, так и (в основном) вызывает фотоэффект (вырывание) электронов с К-оболочек атомов, что порождает энергетичные (сотни кэВ) электроны, которые эффективно ионизируют и возбуждают молекулы окружающего воздуха, что и дает шарообразное свечение ШМ. Эти процессы при учете данных о длине пробега в воздухе рентгеновского излучения и горячих электронов и объясняют основное наблюдаемое свойство ШМ: ее свечение.

Позитронная природа ШМ впервые полно объясняет ее свойства

А именно: величину энергии ШМ; положительный электрический заряд ШМ; левитацию ШМ над поверхностью земли и вдоль электрических проводов; появление ШМ из проводов и уход в них; движение ШМ независимо от ветра по градиенту электрического поля; проникновение ШМ в малые отверстия и сквозь стекло; значительное вытягивание ШМ и ее деление на меньшие ШМ; наблюдаемое довольно долгое время угасания ШМ; взрывное взаимодействие ШМ с металлами; свечение ШМ в форме шара и его размер, а также жесткое рентгеновское излучение ШМ [5].

1. Оценки энергии ШМ дают величину $10 \div 50$ кДж [6]. Чтобы ей соответствовала энергия аннигиляции позитронов ШМ с электронами, число позитронов ШМ должно составлять $\sim 10^{16}$, что реально, т.к. мощные молнии порождают до 10^{20} зарядов.

2. Сгусток такого числа позитронов имеет массу $\sim 10^{-11}$ г и размер $\sim 10^{-7}$ см (при радиусе позитрона $2,3 \cdot 10^{-13}$ см как у электрона). Это объясняет наблюдаемое опускание ШМ из облаков, где они в основном образуются, к поверхности земли, т.к. ШМ гораздо тяжелее молекул воздуха (при примерно одинаковом размере).

3. ШМ обладает слабым положительным зарядом, что объясняет ее наблюдаемую левитацию на некоторой высоте над поверхностью земли (воды), т.к. эта поверхность при грозовой активности имеет положительный потенциал, отталкивающий ШМ.

4. Электрическая природа ШМ объясняет ее движение против ветра согласно электрическому потенциалу, а также факты ее появления из проводов (электрических и радио розеток, телефонных аппаратов) и ухода в них. Очень малый реальный размер ШМ объясняет ее проникновения через малые щели и отверстия, в том числе, и сквозь стекло, оставляя в нем небольшие отверстия и не производя заметных разрушений.

5. ШМ как сгусток позитронов обладает поверхностным натяжением. Поэтому ШМ может изменять свою обычную шарообразную форму (сильно вытягиваться) и дробиться на части, которые сохраняют все свойства ШМ, что часто и наблюдается.

6. Проблема долгого времени жизни ШМ (минуты в отсутствие взрывной гибели при столкновении с проводящими предметами) объясняется процессом ее гибели в столкновениях с молекулами воздуха, чьи электроны аннигилируют с ее позитронами. Оценка времени угасания ШМ в процессе таких диффузионно-контролируемых столкновений дает величину $\sim 10^2$ мин, являющуюся верхним пределом [5].

7. Объяснение шарообразного свечения ШМ следует из учета действия на молекулы окружающего воздуха жесткого рентгеновского излучения ($< 0,5$ МэВ),

испускаемого при электрон-позитронной аннигиляции [5]. Это излучение имеет длину пробега в воздухе около сотни метров и вызывает два процесса: комптоновское рассеяние, при котором формируется широкий спектр менее энергетичного рентгеновского излучения, и фотоэффект, при котором почти вся энергия кванта излучения сообщается электрону, вырываемому с К-оболочки атома. Образующиеся при фотоэффекте энергетичные электроны (сотни кэВ) имеют длину пробега в воздухе всего 40÷60см [7,8]. Т.е. вся их энергия уходит на возбуждение, ионизацию и диссоциацию молекул воздуха около ШМ, что и обеспечивает ее шарообразное свечение размером ~40см. Это свечение, как и наблюдается, должно быть холодным, полупрозрачным и обычно красноватым (соответственно свечению атомов азота).

8. Согласно позитронной природе ШМ испускаемое ею рентгеновское излучение должно вызывать (при близком контакте) сильное лучевое поражение людей, что прямо подтверждают известные случаи лучевого поражения туристов (вплоть до летального) при проникновении ШМ к ним в палатку. Это гибель 9-ти членов группы И. Дятлова с признаками их лучевого поражения (согласно данным медэкспертызы) зимой 1959 года в горах Северного Урала, где наблюдалось появление ШМ. Кроме того, это описанное в литературе [11] проникновение ШМ в палатку к пяти альпинистам при их ночевке летом 1978 года на склоне горы Трапезия (на высоте ~3,9км), что привело к их сильному (4-й степени) лучевому поражению (один из них погиб на месте).

Выводы

1. При разрядах мощных молний в сильных электрических полях грозовых облаков происходит интенсивное образование позитронов в последовательности физических процессов, которые эффективны при наличии молекул воздуха.
2. Понимание природы ШМ как образовавшегося сгустка из этих позитронов впервые позволяет дать полное объяснение наблюдаемым специфическим свойствам ШМ
3. Возможность образования сгустка одинаковых зарядов (позитронов) следует из учета существования ТМ и представлений об электрическом заряде как вращающемся роторе (вихре), порожденном из вещества ТМ, и об электрическом поле заряда как следствия поляризации окружающей ТМ вращением заряда.
4. Известные факты образования ШМ не только при грозовых молниях (а также при молниях в области торнадо и вулканических выбросов), но и при ясной погоде в гористых местах объясняются тем, что там также могут возникать сильные электрические поля в подземных скалистых разломах за счет пьезоэлектричества [12].
5. Как следует из изложенного, образование позитронной ШМ в воздухе происходит под действием очень сильного электрического поля при локальном (и быстром) выделении достаточно большой энергии электрического разряда, что проблематично осуществить в лабораторных условиях.

Литература

- [1]. Телескоп НАСА Fermi фиксирует антиматерию, выбрасываемую в космическое пространство грозовыми облаками (http://www.astrogorizont.com/content/read-Fermi__fikcruet_antimateriyu).
- [2]. Chilingarian A., Mailyan B., Vanyan L., Recovering of the energy spectra of electrons and gamma rays coming from thunderclouds, Atmospheric Research, **114-115** (2012) 1-16.
- [3]. Физическая энциклопедия, под ред. А.М. Прохорова, М., «БПЭ», в 5-ти томах.
- [4]. Chen H., Wilks S.C., Bonlie J.D., Liang E.P., Myatt J., Price D.F., Meyerhofer D.D., Beierdorfer P., Relativistic Positron Creation Using Ultraintense Short Pulse Lasers //Phys. Rev. Lett., **102**, 2009, S.105001(4).

- [5]. Бориев И.А., О свойствах электрических явлений в атмосфере земли: к объяснению физической природы шаровой молнии, X Международная конференция «Волновая электродинамика проводящей жидкости. ДПО и малоизученные формы естественных электрических разрядов в атмосфере», Ярославль, ЯрГУ им. П.Г. Демидова, 04-08 июля 2013 г., Материалы конференции под ред. А.И. Григорьева, ЯрГУ, 2013.-260с., С. 14-18. (<http://sites.google.com/site/blehdconference2013>).
- [6]. Стаханов И.П., О физической природе шаровой молнии, М.: Науч. мир, 1996, 264с.
- [7]. Калашникова В.И., Козодаев М.С., Детекторы элементарных частиц, М.: Наука, 1966, 408с.
- [8]. Эберт Г., Краткий справочник по физике, М.: Физматгиз, 1963, 552с. С. 497.
- [9]. Бориев И.А. «Фундаментальные законы классической и квантовой физики как следствие материалистического понимания свойств микроволнового космического излучения», Традиционная Научно-координационная Сессия "Исследования неидеальной плазмы", Москва, Президиум РАН (Ленинский проспект, 32а), 3-4 декабря 2013 г. (http://www.ihed.ras.ru/npp2013/private/restore_program_eng_html_abstracts.php).
- [10]. Tar D., Observation of Lightning Ball (Ball Lightning): A new phenomenological description of the phenomenon, Proceedings of the 9th International Symposium on Ball lightning (ISBL-06), 16-19 August 2006, Eindhoven, The Netherlands, Eds. G.C. Dijkhuis, D.K.Callebaut and M.Lu, pp.222-232. (<http://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/0910/0910.0783.pdf>).
- [11]. Аккуратов В., Встреча с огненным шаром, «Техника-Молодежи», 1982, В.1, С.49.
- [12]. Paiva G.S., Taft C.A., Furtado N.C., Carvalho M.C., Hering E.N., Vinícius M., Ronaldo F. L. Jr, De la Cruz N.M., «Ball Lightning Caused by Semi-Relativistic Runaway Electron Avalanche», Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 2014 (in press).

ИЗМЕРЕНИЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДАХ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Л.М. Василяк, А.В. Красночуб

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

Метод измерения энергии, поглощенной в импульсном электрическом разряде основан на свойствах отражения электромагнитного сигнала, идущего по длинной передающей линии, от несогласованной нагрузки. Для длинной передающей линии связь между волновым сопротивлением Z , током I и напряжением U задаётся соотношением $U = IZ$, Электрическая мощность бегущего по линии импульса $P = IU = ZI^2 = U^2/Z$. Энергия импульса $W = \int I^2(t)Z dt$.

Если нагрузка не согласована с передающей линией, то часть энергии электрического импульса отражается от нее. Нелинейная нагрузка всегда плохо согласована с передающей линией, и всегда часть энергии будет отражаться. Если измерить энергию импульса, идущего к нагрузке, и энергию импульса, отраженного от нагрузки, то их разность даст величину поглощенной энергии: $\Delta W = \int I_i^2(t)Z dt - \int I_r^2(t)Z dt$, где $I_i(t)$ и $I_r(t)$ - токи падающего импульса и отраженного от разрядной ячейки импульса соответственно.

Для корректного применения данной методики наносекундный импульс напряжения от импульсного генератора к нагрузке необходимо передавать по передающей линии, обычно для этого используют коаксиальный кабель. Токи падающего и отраженного импульсов в коаксиальном кабеле удобнее всего измерять с помощью шунта обратного тока (ШОТ), который включен в разрыв внешнего цилиндрического проводника кабеля. Длина передающей линии и место расположения датчика в ней следует выбрать таким образом, чтобы падающий и отраженный импульсы не накладывались друг на друга, что позволяет проводить их измерения одним датчиком. Поскольку нагрузка обладает геометрическими размерами, есть токи утечки через монтажные емкости и через изоляцию, такую нагрузку невозможно идеально экранировать, поэтому часть электромагнитной энергии может излучаться в окружающее пространство, а также часть обратного тока может протекать не по оплетке кабеля, а по заземленным металлоконструкциям, которые всегда есть в лаборатории, и импульс сам затухает при прохождении по кабелю, то часть энергии исходного импульса будет потеряна, и не возвратится обратно в отраженном импульсе. По этим причинам форма отраженного от нашей нагрузки импульса даже в том случае, когда нет электрического разряда, будет отличаться от формы падающего сигнала, поэтому для повышения точности измерений следует сравнивать отраженные от нагрузки импульсы. В качестве эталонного импульса мы принимали отраженный импульс от исследуемого устройства без пробоя, для чего трубка откачивалась до глубокого вакуума, когда заведомо не возникал импульсный разряд. Эталонный импульс сравнивали с отраженным импульсом при возникновении пробоя.

Шунт обратного тока представляет из себя низкоиндуктивный резистор, который помещен в разрыв оплетки коаксиального кабеля, и не изменяет геометрии коаксиального кабеля. При работе с сигналами, содержащими высокочастотные гармоники, с целью уменьшения индуктивности датчика и увеличения полосы пропускания, в качестве ШОТ используют тонкостенный цилиндр, изготовленный из фольги высокоомного материала, например титана. Однако при работе с высоковольтными импульсами простого уменьшения индуктивности ШОТ недостаточно. Для пояснения этого рассмотрим конструкции ШОТ, изображенные на рис. 1. При использовании сплошной фольги (рис. 1А) высокочастотные гармоники распространяются по тонкому скин-слою. Так как съем сигнала осуществляется с

внешней поверхности фольги, а магнитное поле не успевает проникнуть на достаточную глубину в толщу фольги, чтобы обеспечить протекание тока по внешней поверхности. Поэтому такой шунт неверно отображает фронт импульса, срезая высокочастотные гармоники.

Для коаксиального трубчатого шунта, время нарастания сигнала определяется диффузией магнитного поля через стенку шунта $t_r = 0.237\mu_0 d^2 / \rho$, где μ_0 - магнитная проницаемость, d - толщина стенки шунта, ρ - удельное сопротивление материала шунта. Чем толще стенка шунта, тем хуже временные характеристики, но с другой стороны, чем тоньше стенка шунта, тем меньшие токи можно измерять с его помощью. Это особенно важно учитывать при измерении на высоких частотах следования импульсов или больших величинах импульсных токов (>10 кА), поскольку стенки шунта в этом случае должны быть толстыми, чтобы уменьшить нагрев шунта. В случае нагрева шунта во время импульса его сопротивление меняется, в результате чего меняется характеристики шунта. Характеристики ШОТ из толстой фольги можно улучшить, прорезав отверстия в фольге (рис. 1В), что позволяет увеличить рабочую полосу частот более чем в три раза и измерять импульс с амплитудой 25 кВ, на линии 75 Ом с разрешением 0.5 нс, в то время как применение шунта из сплошной титановой фольги не позволяет достигнуть разрешения сигнала лучше, чем 1.5 нс. Наличие отверстий не устраняло проблему перегрева ШОТ при высокой частоте следования импульсов.

Для решения задачи обеспечения достаточной полосы пропускания и возможности работы на частотах 1.2 кГц без перегрева мы изготовили шунт обратного тока из параллельно соединенных низкоиндуктивных объемных резисторов ТВО-0.125 Вт-3 Ом (рис.2). Такая конструкция шунта проста в изготовлении и обеспечивает временное разрешение ~ 1 нс. Промежутки между сопротивлениями способствуют проникновению магнитного поля и тока на внешнюю поверхность шунта, что позволяет измерять большие токи без искажений сигнала. Симметрично расположенное большое количество (не менее 10) низкоиндуктивных резисторов позволяет свести влияние индуктивности к минимуму, и при этом не ухудшаются условия для протекания высокочастотных гармоник тока. ШОТ должен иметь линейный размер много меньше длины фронта импульса в кабеле. В таком случае ШОТ является точечной нагрузкой и не искажает сигнал.

Коэффициент деления такого ШОТ можно рассчитать, но мы рекомендуем выполнять калибровку, так как при работе с высоким напряжением и с очень быстро протекающими процессами возникает множество побочных явлений, которые не поддаются расчету. Реальное сопротивление ШОТ зависит от качества его изготовления и от типа выбранных резисторов. Поэтому для проведения корректных измерений необходима калибровка временных и амплитудных характеристик шунта. Для калибровки мы использовали генератор импульсов на отрезках кабелей (Рис.3). Кабель, в разрыве оплетки которого был размещен калибруемый ШОТ, заряжался до напряжения U_0 . С помощью разрядника высокого давления РГЛ-2 один конец кабеля замыкался на землю. После коммутации по кабелю распространяется волна напряжения с амплитудой U_0 , фронт волны определяется временем коммутации разрядника, которое при давлениях в разряднике более 2 атм существенно меньше 1 нс и достигает 0.1-0.2 нс при давлении в разряднике 10 атм. Ток в волне равен $I=U_0/Z$. Длительность импульса определяется длиной кабеля и её следует выбирать достаточно большой 20-100 нс, чтобы на измерения амплитуды не влияли переходные процессы в коммутаторе. Для повышения точности, калибровка шунта должна проводиться при нескольких разных значениях зарядного напряжения, перекрывающих весь рабочий диапазон. Это необходимо для проверки линейности ШОТ. Следует время от времени повторять калибровку, так как через шунт проходят большие токи ($100 \text{ А} \div 1 \text{ кА}$), то

возможно изменение характеристик работы шунта из-за выгорания резисторов в месте контакта электрических вводов и графитовой массы.

Для проверки точности измерения энерговклада данной методикой мы сравнили данные измерения поглощенной энергии с измерениями калориметрическим методом, измеряя нагрев среды, заполняющей разрядную ячейку. В качестве диэлектрического наполнителя разрядной ячейки использовалась вода. Измеряя начальную и конечную температуру воды, определяли энергию, выделившуюся в разрядной ячейке. Сравнение этих двух величин показало удовлетворительное согласие, отличие не превышало 5%. Данная методика применялась нами при исследованиях разрядов различного типа: барьерного, искрового, импульсно периодического в виде ВВИ. Предел измерений с помощью ШОТ, описанной конструкции, составляет 300 Вт средней мощности, пиковый - до нескольких мегаватт.

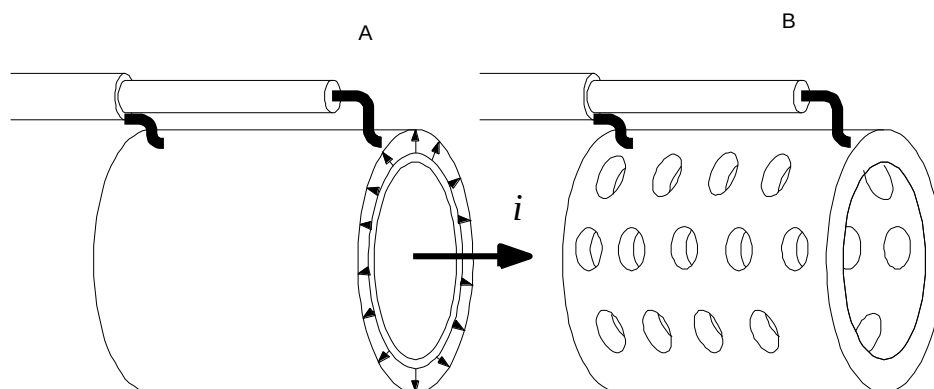


Рис.1. А) ШОТ из сплошной фольги в виде цилиндра, диаметр которого равен диаметру оплетки силового кабеля (кабель не показан). Показано подключение измерительного кабеля к внешней поверхности шунта и распространение импульсного тока от внутренней поверхности к внешней. В) ШОТ с отверстиями в фольге.

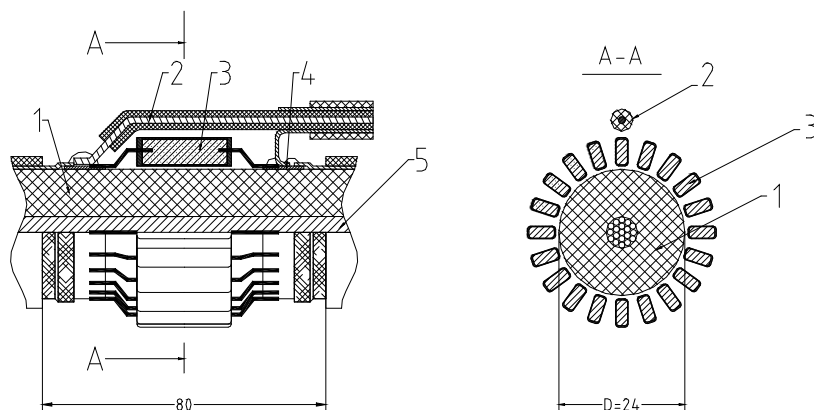


Рис.2. ШОТ, слева – продольное сечение, справа – поперечное сечение. 1 - коаксиальный кабель; 2 - кабель к осциллографу; 3 - резисторы; 4 - медная фольга; 5 - центральная жила кабеля

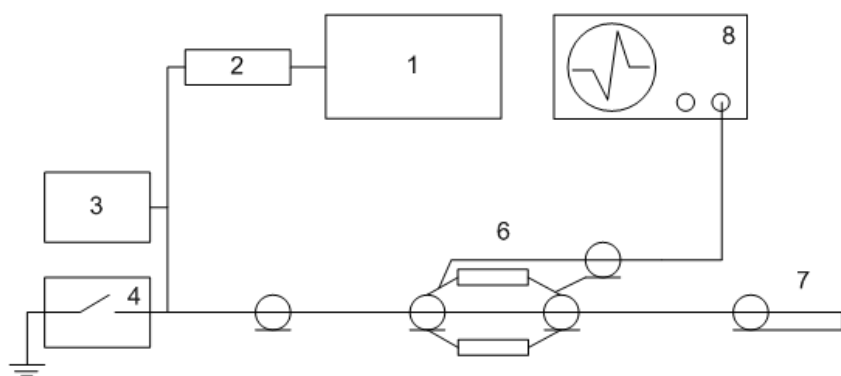


Рис.3. Схема калибровки ШОТ: 1 - ВВ источник; 2 - зарядный резистор $R=200 \text{ МОм}$; 3 - киловольтметр С-196; 4 - разрядник РГЛ-2; 6 - шунт обратного тока; 7 - кабель РК-50-24-17; 8 - осциллограф.

НЕЛИНЕЙНОЕ РАСТЕКАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ТОКА В ГРУНТЕ
**Василяк Л.М.¹, Ветчинин С.П.¹, Панов В.А.³, Печеркин В.Я.¹, Сон Э.Е.¹,
Ефимов Б.В.², Данилин А.Н.², Колобов В.В.², Селиванов В.Н.², Куклин Д.В.²**

¹ *Объединенный институт высоких температур РАН*

² *Центр физико-технических проблем энергетики Севера РАН*

³ *Московский физико-технический институт*

При ударе молнии в заземляющие устройства возникает быстрорастущий много килоамперный ток, который воздействует на грунт и вызывает искрообразование, в результате чего свойства грунта и электрические характеристики заземления могут отличаться в несколько раз от величин, полученных при протекании слабого стационарного тока [1,2]. До сих пор нет понимания физики процессов пробоя и формирования плазменных каналов при растекании больших импульсных токов в грунте. Лабораторные исследования процессов растекания импульсных токов в грунте, характерных для токов молнии, возможны в случае сохранения плотности тока у поверхности заземлителя. Целью настоящей работы являются экспериментальные исследования растекания импульсного тока с шаровых электродов и возникновения электрического пробоя в кварцевом песке различной влажности при импульсных напряжениях 15-50 кВ в лабораторных условиях.

Для исследования растекания тока в песке и развития пробоя использовались импульсы напряжения с коротким фронтом (скорость нарастания напряжения 100 кВ/мкс и временем спада по полувысоте 5 мс) и длинным фронтом (скорость нарастания напряжения 20 кВ/мкс, время спада 0,3 мс). Исследования проводились в диэлектрическом баке диаметром 60 см, стенки которого изнутри были покрыты латунной сеткой, которая соединялась с заземленным корпусом генератора импульсов напряжения через токовый шунт $R_{ш} = 0,2-4$ Ом. Для исследования неоднородного растекания тока в ряде экспериментов вместо латунной сетки применялись металлические секции, каждая из которых соединялась через отдельный токовый шунт. Импульсное напряжение подавалось на электрод через балластное сопротивление R_0 для ограничения тока. Напряжение на исследуемом электроде измерялось омическим делителем. Исследовалось растекание тока с электрода в виде металлического стержня диаметром 1 см с шаром на конце. Диаметры шаров изменялись от 1 см до 6 см. Металлические шары погружались в песок как на половину диаметра для исследования растекания тока с полусферы, так и на глубину 4-7 см. Для устранения влияния стержня на растекание тока с шара металлический стержень помещался в кварцевую трубку для того, чтобы ток стекал только с шара и не стекал со стержня. Процесс растекания импульсного тока и процесс пробоя изучались в кварцевом песке различной влажности, при разной амплитуде прикладываемых импульсов и при различной длине разрядного промежутка. Влажность песка изменялась от 3 до 20%, чему соответствовало изменение удельного сопротивления в диапазоне 4000-200 Ом м. Конфигурация светящегося канала в объеме песка фиксировалась с помощью фотоаппарата с открытым затвором через специальное стеклянное окно, расположенное вблизи электрода. Импульсный ток и напряжение регистрировались 4-х канальным осциллографом Tektronix DPO 7054.

При растекании импульсного тока на осциллограммах появляется максимум тока. Максимум импульсного тока всегда сдвинут относительно максимума напряжения в сторону больших времен. С увеличением влажности песка временной сдвиг возрастает. По этим осциллограммам были вычислены динамические сопротивления заземления $Z(t)$ во время протекания импульса тока. При пробое по осциллограммам определялись пробойный ток, пороговое напряжения пробоя U_b

(минимальное напряжение при котором происходит пробой промежутка) и время задержки пробоя τ_b .

Использование длинных миллисекундных импульсов позволяет проследить медленные стадии развития разряда в грунте, которые ранее не наблюдались при высоковольтных импульсах микросекундной длительности. Минимум динамического сопротивления $Z(t)$ появляется позднее максимума импульса тока. Появление минимума $Z(t)$ указывает на процесс ионизации в грунте. Для электрода с минимальным диаметром шара процесс начинается по времени раньше, и величина минимального сопротивления заземления больше, чем в остальных случаях. Осциллограммы тока и напряжения, а также поведение $Z(t)$, типичны для песчаных грунтов, которые исследовались ранее, например [3-5]. Отношение сопротивлений заземления при сильном импульсном и слабом постоянном токах $\alpha = Z/R_0$ называют импульсным коэффициентом заземлителя. На практике импульсное сопротивление заземлителя вычисляют по отношению амплитуды импульса напряжения к амплитуде импульса тока $Z = U_m/I_m$, когда и максимумы напряжения и тока не совпадают по времени. В отличие от принятого на практике способа в нашей работе мы определяли импульсный коэффициент заземлителя по сопротивлению $Z(t)$ при максимальном токе: $Z = U(I_m)/I_m$, когда $dI/dt=0$. В нашем случае сопротивление заземлителя является чисто омическим и $\alpha = \rho/\rho_0$. Коэффициент α зависит от плотности тока на электроде j_0 степенным образом $\rho \sim j_0^{-k}$ и показывает, как меняется удельное сопротивление ρ при ионизации грунта вблизи поверхности электрода (Рис. 1).

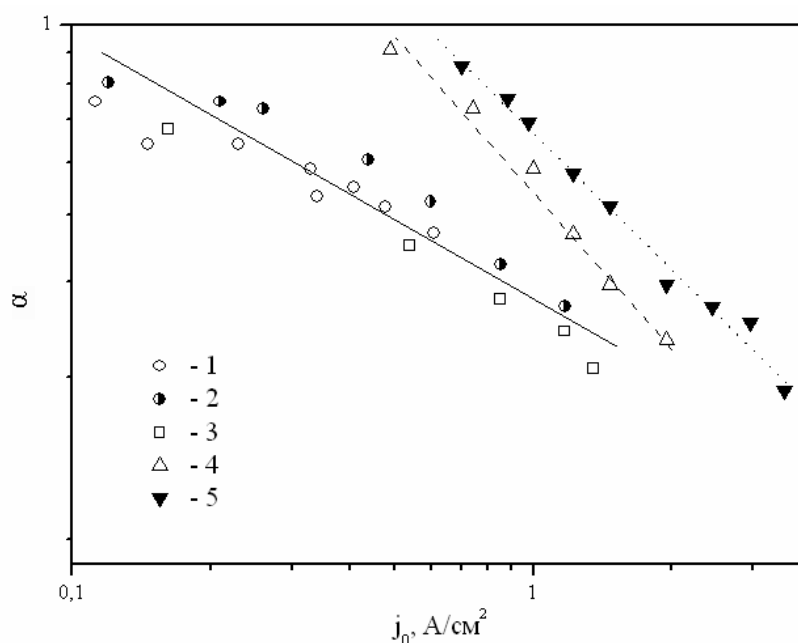


Рис. 1. Зависимость импульсного коэффициента заземлителя α от плотности тока на электроде. 1-3 результаты данной работы, 4, 5 построены по данным работы [4] при влажности 2%, 4% соответственно.

Величина $k=0,54$ по результатам наших исследований работы и $k=0,96$ по результатам [4]. Значения α заметно падают и становятся меньше единицы при плотности тока $j_0 > j_c$. Критическая плотность тока, при которой начинается заметная ионизация на электроде, равна $j_c \approx 0,1 \text{ A/cm}^2$ (Рис. 1), а по данным работы [4] $j_c \approx 0,5 \text{ A/cm}^2$. Разница между этими величинами объясняется различным удельным сопротивлением грунта ρ_0 . Полученные отсюда значения критического поля ионизации

$E_c = \rho_0 j_c$, равны 10-12 кВ/см для наших экспериментов и 15-17 кВ/см для работы [4]. Предложенный метод позволяет определить критическое поле E_c простым способом, но точность этого метода невелика.

Процесс растекания импульсных токов при плотностях тока больше критических приводит к резкому нелинейному уменьшению сопротивления заземления в результате ионизации и искрообразования в грунте вблизи электрода.

Обнаружено, что вблизи электрода развивается ионизационно-перегревная неустойчивость, которая приводит к контракции тока и образованию плазменных каналов. Предложен простой метод определения пороговой напряженности электрического поля, при которой начинается ионизация в грунте, исходя из зависимости тока от напряжения на заземляющем электроде.

Впервые зарегистрированы искровые и плазменные каналы в грунте при растекании импульсного тока. Исследованы характеристики пробоя грунта в виде кварцевого песка в зависимости от влажности. Получены средние значения величины электрического поля пробоя. Величина среднего электрического поля при пробое E_{ev} уменьшается с увеличением длины промежутка и влажности. Обнаружено, что пробой в мокром песке развивается по разным механизмам в коротких (около 3 см) и длинных (более 10 см) промежутках. В коротких промежутках пробой аналогичен пробоем в воздухе и развивается, видимо, по стримерному механизму. В длинных промежутках пробой развивается с большим временем задержки (~ 1 мс) и аналогичен тепловому пробоем. Скорость прорастания контрагированного плазменного канала в песке на два порядка меньше, чем скорость лидера в атмосфере. Среднее поле пробоя E_{ev} в длинных промежутках уменьшается до величины 2 кВ/см, которая близка к величине напряженности электрического поля в канале лидера при пробое длинных воздушных промежутков.

Литература

- [1] Sunde, E. D., *Earth Conduction Effects in Transmission Systems* (Van Nostrand Co., New York, NY) 1949.
- [2] Bazelyan E. M., Raizer Yu. P., *Lightning Physics and Lightning Protection* (IOP Publishing, Bristol, Philadelphia) 2000.
- [3] Mohamad Nor, Haddad N. A. and Griffiths H., *IEEE Trans. Power Delivery* 21 (2006) 353.
- [4] Lee Bok-Hee, Park Geon-Hun, Hoe-Gu Kim and Lee Kyu-Sun, *Journal of Electrical Engineering & Technology* 4 (2009) 98.
- [5] Asimakopoulou F. E., Gonos I. F. and Stathopoulos I. A. *XVII International Symposium on High Voltage Engineering. Hannover, Germany. August 22-26. 2011. P. 101-107*

РАЗВИТИЕ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА В ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЕ

Василяк Л.М.¹, Ветчинин С.П.¹, Панов В.А.², Печеркин В.Я.¹, Сон Э.Е.¹

¹ Объединенный институт высоких температур РАН

² Московский физико-технический институт

Электрические разряды в жидкостях изучаются сравнительно давно. С появлением современной нано- и пикосекундной техники стало возможным более детально разобраться в процессах, происходящих на ранних, наиболее быстрых стадиях развития разряда [1, 2]. Как правило, объектом исследования являются гомогенные жидкости и жидкости с одиночными включениями других фаз [3]. То и дело в научной литературе высказываются предположения о возможности перспективного использования газо-жидкостных сред в различных областях техники, таких как, например, высоковольтное оборудование [4], очистные системы для воды [5], и др. Предлагаемые в этой области инженерные решения требуют, в свою очередь, научной проверки и теоретической базы.

Целью настоящей работы является сравнительное исследование параметров искрового разряда на стадиях инициации, распространения, и горения искрового разряда в газо-жидкостной микропузырьковой среде (МПС) на основе 10% раствора изопропилового спирта в водопроводной воде и воздуха с объемным газосодержанием до 10%, а также установление механизмов инициации разряда в такой среде.

Искровой разряд в среде с объемным газосодержанием 3 % (МПС-3%) и 10 % (МПС-10%) исследовался в лабораторных экспериментах при импульсных напряжениях до 30 кВ. В состав электрической части экспериментальной установки входят высоковольтный конденсатор, зарядное устройство, управляемый разрядный промежуток для коммутации цепи, пара медных электродов в виде острия и небольшой площадки, расположенных внутри кварцевой колбы на расстоянии 15 мм. Генерация и ввод в жидкость микропузырьков осуществляется при помощи микропористой пластины. Средний диаметр пузырьков составляет 150 мкм. Вольт-секундные и ампер-секундные характеристики, получаемые с делителя напряжения и токового шунта, регистрируются осциллографом Tektronix DPO7054C. Синхронизованная фото-регистрация ведется скоростной камерой RedLake Motion Pro X3.

Для проведения сравнительного анализа была проведена дополнительная серия экспериментов с водопроводной водой без дополнительной генерации микропузырьков.

На основе полученных данных были построены следующие зависимости:

- зависимость пробойного напряжения от приложенного;
- зависимость вложенной энергии от приложенного напряжения на стадии до замыкания проводящим каналом разрядного промежутка (рис. 1);
- зависимость суммарного времени задержки инициации разряда от приложенного напряжения (рис. 2).

Величина пробойного напряжения определялась как напряжение в момент резкого роста тока на осциллограмме. Минимальное пробойное напряжение составило для жидкости без пузырьков, МПС-3%, и МПС-10% соответственно 2.6, 3.0, и 5.4 кВ при приложенных начальных напряжениях 7.4, 7.7, и 11.3 кВ.

В отличие от жидкости без пузырьков, для которой энерговыдел на начальной стадии составил примерно 40 Дж (рис. 1), пробой МПС-10% требует, в среднем, 20-25 Дж. Данный энергетический эффект говорит в пользу использования МПС в установках для очистки воды, где главным поражающим фактором являются излучение и температура от происходящих в ней разрядов.

Время задержки разряда до замыкания канала (рис. 2) для жидкости без пузырьков составило около 4.5 мс, для МПС-3% - 3 мс, для МПС-10% - 1.5 мс.

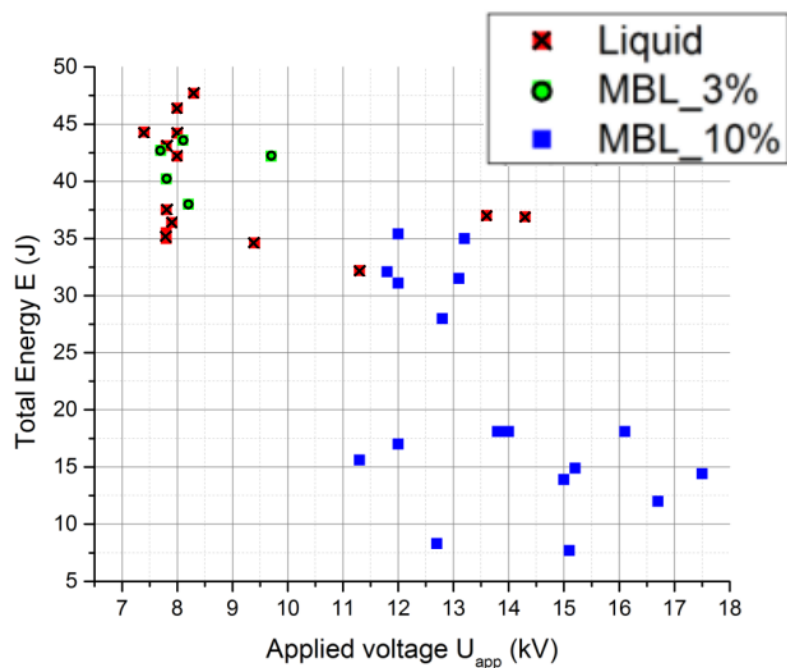


Рис. 1. Зависимость энергии, вкладываемой на начальной стадии разряда, от приложенного напряжения для жидкости без пузырьков (Liquid), для жидкости с 3% микропузырьков (MBL_3%), для жидкости с 10% микропузырьков (MBL_10%).

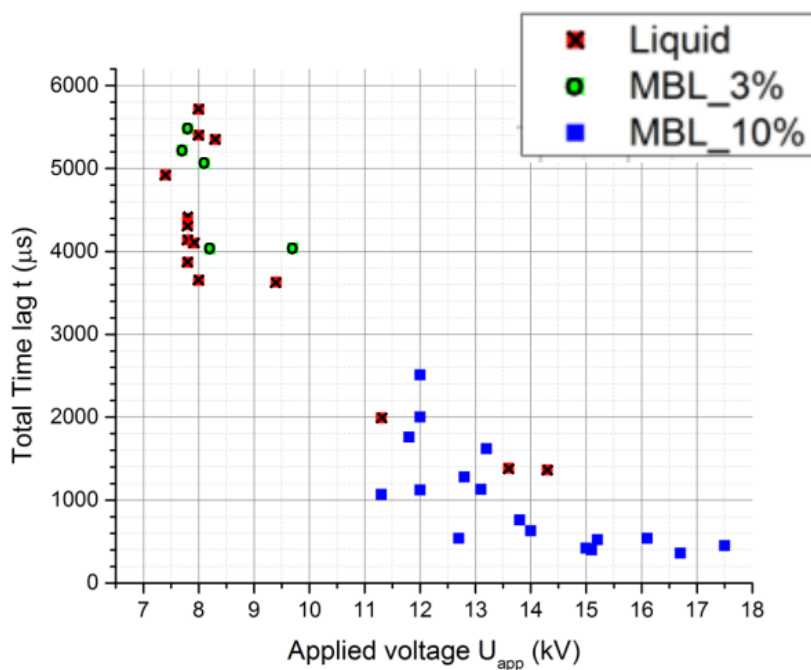


Рис. 2. Зависимость времени задержки пробоя от приложенного напряжения для жидкости без пузырьков (Liquid), для жидкости с 3% микропузырьков (MBL_3%), для жидкости с 10% микропузырьков (MBL_10%).

На основе количественных данных, а также фото-материала были сделаны выводы об отличиях в механизмах развития разряда в жидкости без и с пузырьками:

1. На начальном этапе (от 500 до 2000 мкс в зависимости от прикладываемого напряжения) происходит растекание тока в прианодной области и формирование импульсной стримерной короны.
2. Второй этап начинается с формирования около анода плазменной области с высокой проводимостью, что сопровождается нелинейным участком сопротивления промежутка длительностью порядка 500 мкс. Данный процесс фиксируется по достаточно сильному свечению на фотографии, осциллограф фиксирует повышение уровня тока.
3. На третьем этапе, длительностью порядка 3000 мкс, происходит распространение теплового канала от анода к катоду. Сопротивление промежутка при этом слабо меняется в сторону уменьшения. Этап завершается замыканием теплового канала на катоде, быстрым развитием тепловой неустойчивости и резким падением сопротивления промежутка.
4. Четвертый этап представляет собой участок горения дугового разряда с низким слабоменяющимся в сторону увеличения сопротивлением. Длительность составляет порядка 7 мс для 2% пузырьков, и порядка 12 мс для 10%. Этап заканчивается гидродинамическим размытием дугового канала.
5. На завершающем этапе канал гаснет, свечение отсутствует, остаточные напряжение и ток свидетельствуют о возрастании сопротивления промежутка на 30-40% по сравнению с начальным значением.

Сравнение осциллограмм и изображений разрядного процесса с аналогичными для жидкости без пузырьков выявило следующие особенности:

1. Наличие большого количества микропузырьков снижает время задержки разряда приблизительно в 2 раза во всем диапазоне прикладываемого напряжения.
2. Присутствие микропузырьков задает отрицательное дифференциальное сопротивление на начальном участке ВАХ, в то время как для жидкости он состоит из двух линейных, разделенных нелинейным участком развития прианодной плазменной области. Это объясняется увеличением начального тока за счет частичных разрядов в микропузырьках, формирующих большое по сравнению с жидкостью количество проводящих каналов.
3. Критическое напряжение непосредственно перед замыканием теплового канала для микропузырьковой жидкости превышает аналогичное значение для жидкости в среднем в 2 раза.

Литература

- [1] Ушаков В.Я., Климкин В.Ф., Коробейников С.М., Лопатин В.В. Пробой жидкостей при импульсном напряжении /Под ред. проф., д. т. н. В.Я. Ушакова. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 488 с.
- [2] Торшин Ю.В. Физические процессы формирования электрического пробоя конденсированных диэлектриков: Для внутренней изоляции аппаратов высокого, сверх- и ультравысокого напряжения. – М.: Энергоатомиздат, 2008.- 212 с.
- [3] Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Каральник В.Б., Монич А.Е., Панькин М.В., Трушкин Н.И., Холоденко В.П., Чугунов В.А., Жиркова Н.А., Ирхина И.А., Кобзев Е.Н. Создание неравновесной плазмы в гетерофазных средах газ-жидкость при атмосферном давлении и демонстрация ее возможностей для стерилизации. Физика плазмы, 2006, Т.32, сс. 1142-1152

- [4] В.Е. Фортов и др. «Способ защиты маслonaполненного трансформатора от взрыва и маслonaполненный трансформатор с защитой от взрыва», № 2516307 от 07.03.2012 г.
- [5] В.А. Панов, Ю.М. Куликов, Э.Е. Сон Подана заявка на полезную модель «Многопиновая ячейка для плазмохимической очистки загрязненной жидкости», №2013117072 от 16.04.2013 г.

ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК ОДИНОЧНОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ УДЕРЖИВАЕМОЙ ЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКОЙ

**В.И. Владимиров, Л.В. Депутатова, Д.С. Лапицкий,
В.Я. Печеркин, Р.А. Сыроватка**
ОИВТ РАН, Москва

Идея построения ловушек для заряженных частиц возникла в физике молекулярных пучков, масс-спектрометрии и физике ускорителей частиц. Первым примером применения электродинамических ловушек можно считать квадрупольный масс-спектрометр [1]. Первая демонстрация удержания заряженных пылевых частиц в электродинамических ловушках была выполнена в 1955 году [2]. Винтер и Ортъехан удерживали одиночную заряженную пылевую частицу в течение более 2 месяцев в вакууме [3]. В работе [4] методами математического моделирования нами было показано, что электродинамические ловушки способны осуществлять захват и удержание заряженных пылевых частиц в воздушном потоке. В работе [4] сформулированы условия, при которых возможен захват пылевых частиц, в частности требования к величине заряда частицы. Целью данной работы являлось определение заряда и массы одиночной пылевой частицы в линейной электродинамической ловушке.

Экспериментальный стенд включает в себя воздушный тракт квадратного сечения со стороной 60 мм из органического стекла, в котором находятся коронатор и электродинамическая ловушка. Подсветка частиц обеспечивается лазером с длиной волны 532 нм и максимальной мощностью 150 мВт, который позволяет регистрировать частицы размеров более 1 мкм. Визуализация пылевых частиц обеспечивается цифровой высокоскоростной камерой HiSpec 1 фирмы Fastec Imaging Corporation разрешением 1280x1024 пикселя. Полидисперсный порошок оксида алюминия вбрасывается перед коронатором, захватывается воздушным потоком и заряжается во внешней области коронного разряда. Из ансамбля частиц, захваченных электродинамической ловушкой удаляются все частицы кроме одной, которая и подвергается исследованию. Схема электродинамической ловушки представлена на рис. 1. Для определения размера частицы (6), левитирующей в электродинамической ловушке, измерялась скорость ее свободного падения. На шар 7 подавался потенциал $U=8145$ В, при котором частица 6 находилась на расстоянии $r=33,32$ мм от центра шара. Амплитуда подаваемого на электроды ловушки переменного напряжения была равна $U_a=2600$ В. После этого заряженный шар заземлялся и падение частицы фиксировалось с помощью высокоскоростной видеокамеры.

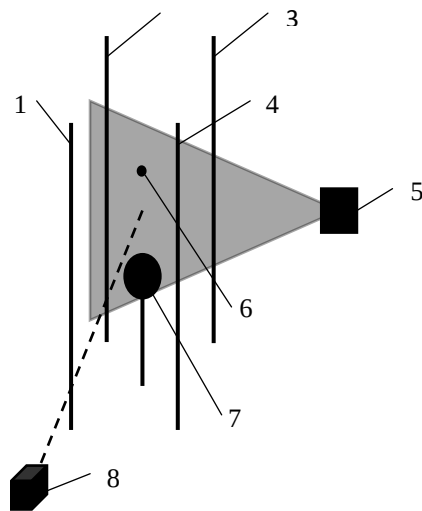


Рис. 1– Схема электродинамической ловушки; 1, 2, 3, 4 – электроды ловушки; 5 – лазер; 6 – пылевая частицы; 7 – металлический шар, на который подается потенциал, препятствующий выпадению частиц из ловушки; 8 – высокоскоростная видеокамера

На рис. 2 представлена зависимость скорости падения частицы от времени.

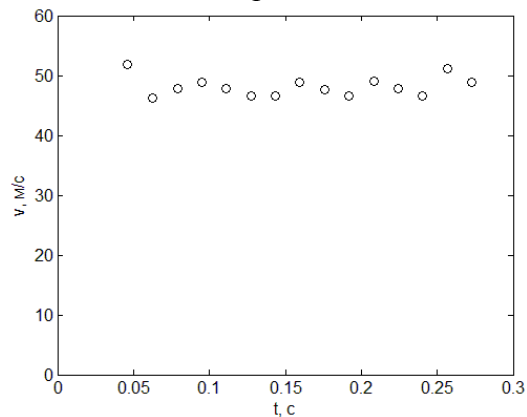


Рис. 2. Зависимость скорости свободного падения частицы от времени.

Размер частицы вычислялся по формуле

$$d = 2r \sqrt{\frac{9}{2} \frac{\eta V_s}{g(\rho_p - \rho_f)}}$$

где V_s – установившаяся скорость частицы, g – ускорение свободного падения, ρ_p – плотность частицы, ρ_f – плотность жидкости. Приняв установившуюся скорость частицы $V_m = V_s = 48,1$ мм/с получим диаметр частицы $d = 19,5$ мкм и массу частицы $m = 3,89 \times 10^{-15}$ кг. Для определения заряда частицы была проведена серия из двенадцати экспериментов, в которой на шар подавались разные значения потенциала и фиксировалось расстояние частицы от центра шара. Зависимость расстояния от пылевой частицы до центра шара от потенциала, подаваемого на шар, представлена на рисунке 3.

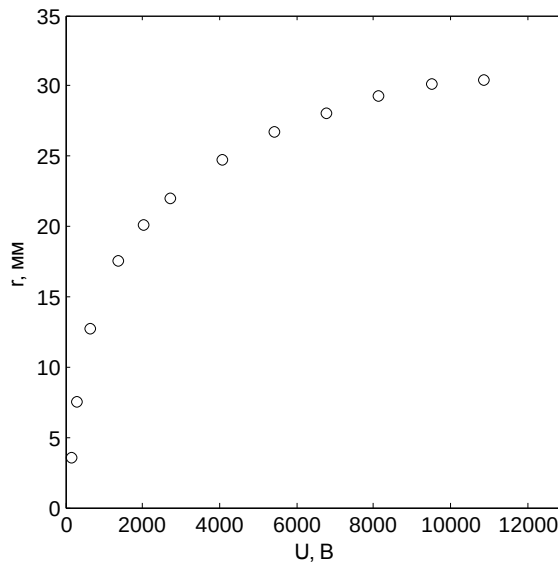


Рис. 3– Зависимость расстояния между частицей и центром шара от потенциала шара

На частицу, находящуюся в равновесии над заряженным шаром действуют сила тяжести и сила электрического поля в точке ее нахождения

$$mg = qE = k \frac{qQ}{r^2}$$

где m – масса пылевой частицы, q , Q – заряды пылевой частицы и шара соответственно, r – расстояние от пылевой частицы до центра шара. Заряд шара вычислялся исходя из подаваемого на нее потенциала $Q = \frac{1}{k} \frac{\varphi}{R}$, где R – радиус шара. Выражения для заряда частицы выглядит следующим образом:

$$q = \frac{mgRr^2}{\varphi} \quad (1)$$

Зависимость заряда частицы, рассчитанного по формуле (1), от потенциала шара представлена на рис. 4. Как можно видеть, заряды, рассчитанные при различных значениях потенциала шара, могут отличаться в три раза. Это возможно связано с наличием дополнительного электрического поля в точке нахождения частицы, что требует дополнительного исследования. Предельно возможный заряд, который могла приобрести частица в коронном разряде в нашем случае составлял $q_m = 9 \times 10^4$ е.

В данной работе было проведено исследование параметров одиночной частицы Al_2O_3 , удерживаемой в электродинамической ловушке. Масса частицы определялась по скорости ее свободного падения. Предполагалось, что частица имеет сферическую форму. Масса частицы составила $m = 3,89 \times 10^{-15}$ кг. Рассчитанные по (1) значения заряда частицы оказались различными при разных значениях потенциала шара, что, вероятно, связано с наличием неучтенного нами электрического поля. Мы полагаем, что для оценки заряда частицы можно использовать значение, полученное при максимальном потенциале шара, которое равно $q_m = 2,5 \times 10^4$ е.

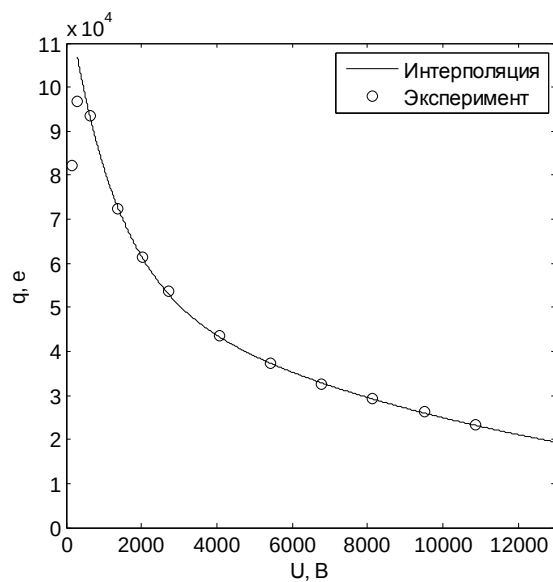


Рис. 4 – Зависимость заряда частицы, рассчитанного по формуле (1), от потенциала шара.

Литература

- [1]. W. Paul, O. Osbergerhaus, E. Fischer, *Forshung Benchte des Wirthschaftsministeriums Nordrhem-Westfalen*, 415, (1958)
- [2]. H. Straubel *Naturwissenschaften*, 18, 506, (1955)
- [3]. H. Winter, H.W. Ortjohann, *Am. J. Phys.*, 59, 807, (1991)
- [4]. L.M. Vasilyak, V.I. Vladimirov, L.V. Deputatova, D. S. Lapitsky, V.I. Molotkov, V. Ya. Pecherkin, V.S. Filinov, V.E. Fortov, *New Journal of Physics*, 15, 043047, (2013)

МЕГАВАТТНЫЙ ВОЗДУШНО-АЗОТНЫЙ ПЛАЗМОТРОН С РАСШИРЯЮЩИМСЯ КАНАЛОМ ВЫХОДНОГО ЭЛЕКТРОДА

Исакаев Э.Х., Тюфтяев А.С., Гаджиев М.Х., Коновалов П.В.

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный
институт высоких температур РАН, Москва*

Генератор низкотемпературной плазмы (ГНП) привлекает к себе внимание специалистов как в области физики газового разряда и низкотемпературной плазмы, так и в области высокотемпературной газодинамики тем, что в разрядном промежутке ГНП диапазон температур меняется от тысяч до десятков тысяч градусов, что представляет несомненный интерес для исследования теплофизических, электродинамических и оптических свойств газов, а также – для осуществления различных плазмохимических реакций. Возможность получать гомогенные и гетерогенные потоки газа с заданными давлениями и температурой в широком интервале скоростей, вплоть до сверхзвуковых, делают ГНП уникальным инструментом для моделирования взаимодействия высокотемпературного потока с поверхностью любого материала.

Устройства, основанные на применении тлеющего, коронного и других видов электрического разряда, менее широко применяются в промышленной плазмохимии, чем дуговые, СВЧ и ВЧ-плазмотроны. Тем не менее их использование часто позволяет проводить химические реакции в неравновесной плазме, когда, например, температура тяжелых частиц находится на уровне $\sim 300^0$ К, а электроны имеют среднюю энергию порядка нескольких электрон-вольт. Условия проведения химических реакций в такой плазме еще слабо изучены, но накопленные к настоящему времени результаты лабораторных исследований позволяют надеяться, что именно использование неравновесной плазмы обеспечит возможность проведения сложных плазмохимических синтезов.

В последнее время большой интерес науки и техники вызывают мегаваттные плазмотроны, создающие высокоэнтальпийные плазменные потоки воздуха большого диаметра для применения в плазмохимических технологиях. Интерес вызван тем, что можно получить сверхвысокие температуры, недостижимые например химическими методами, надежность и компактность, легкий запуск и остановка рабочего режима и легкое регулирование мощности плазмотрона.

В качестве такого плазмотрона можно использовать ГНП с расширяющимся каналом выходного электрода (рис.1) [1]. Выбор в пользу такого типа плазмотрона связан с тем, что данная конструкция обеспечивает горение дуги в ламинарном потоке при высокой скорости газа на входе в сопло.

Именно расширяющийся канал может обеспечить распределение электрического тока по поверхности выходного электрода и, соответственно, магнитного поля, способствующие повышению устойчивости положительного столба в разрядном промежутке. При этом длина дуги уменьшается, тепловые потоки в стенки становятся более равномерными. В расширяющемся канале при относительно больших скоростях газа дуговой столб вблизи анодной привязки дуги может занимать значительную часть поперечного сечения, и протекание тока в этом случае осуществляется посредством коротких дуг между анодом и электропроводным ядром потока. Значительное уменьшение локальной плотности тока и удельного теплового потока на анод способствуют уменьшению эрозии выходного электрода. Названные преимущества плазмотрона с расширяющимся каналом дают возможность обеспечивать их эффективную работу в широких пределах изменения параметров.

Воздушный плазмотрон мощностью 1 МВт представляет собой генератор низкотемпературной плазмы, со специальной конструкцией элементов: катода, сопел и

анода, что позволило добиться относительно большой производительности при работе на воздухе. Для защиты катода от эрозии при работе в химически активной среде воздуха, в промежутке между катодом 2 и первым соплом 3 подается азот с расходом 2 г/с, благодаря чему и создается в прикатодной области плазма азота. Ниже по каналу через воздушную вставку 5 аксиально подается воздух с расходом до 16 г/с, который смешивается с плазмой азота и выдувается по разрядному каналу через сопла 7 и 9 в анод, что обеспечивает формирование на выходе плазмотрона слабо расходящуюся ($2\alpha=12^\circ$) воздушную плазменную струю диаметром $D=50$ мм с среднемассовой температурой плазмы $6000\div 9000$ К, попадающая в трубку охладителя. Система охлаждения выполнена таким образом, что вода из соплодержателя 3 подается в соплодержатель 7 и далее в охладитель 15, вода из остальных элементов плазмотрона (катододержатель 1, соплодержатель 7 и анододержатель 10) подается также в охладитель 15. Общий расход воды с включенным насосом составляет ≈ 1900 г/с. Из охладителя вода поступает в бак, после чего выводится насосом в канализацию.

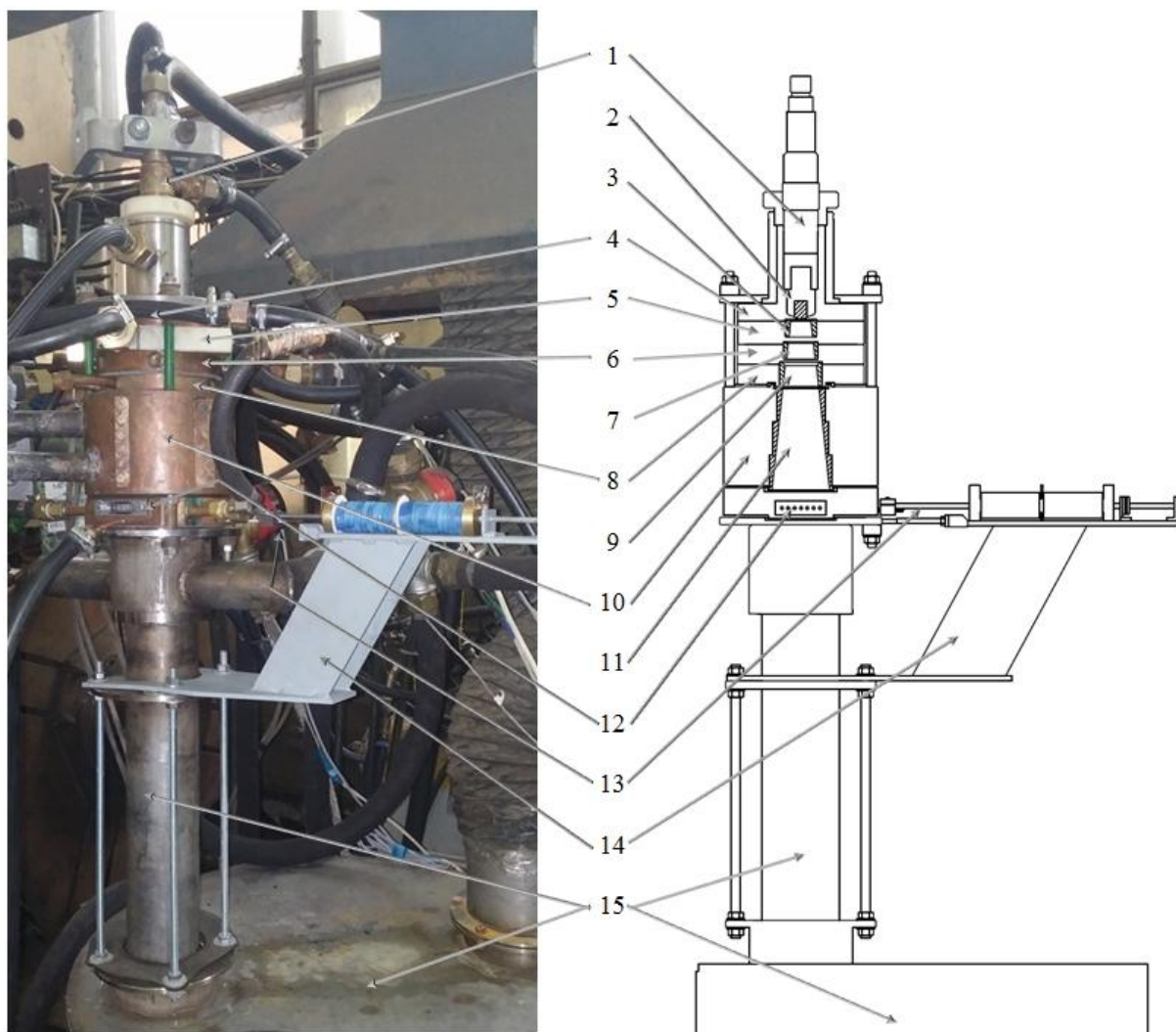


Рис. 1. Конструкция экспериментального стенда на основе воздушно-азотного плазмотрона мощностью 1 МВт:

1 - катододержатель; 2 - катод; 3 - первое сопло; 4 - первый соплодержатель; 5 - воздушная вставка; 6 - второй соплодержатель; 7 - второе сопло; 8 - третий соплодержатель; 9 - третье сопло; 10 - анододержатель; 11 - анодная вставка; 12 - спектроскопическая вставка со смотровым окном; 13 - зонд; 14 - подставка для зонда; 15 - трубка и бак охладителя

Для исследования параметров плазмы стенд оборудован спектральной вставкой 12 с 7-ю отверстиями, позволяющими проводить спектроскопию по всему плазменному потоку, а также электрическим вольфрамовым зондом 13, выстреливающимся в плазменный поток на заданную глубину и требуемое время нахождения в данной точке.

Одной из важнейших характеристик разряда в генераторе низкотемпературной плазмы является его вольт-амперная характеристика (ВАХ), при этом особенности электрической схемы определяют и характер ВАХ.

Падающий характер ВАХ для ГНП с продольным потоком газа и самоустанавливающейся длиной дуги, во-первых, влечет за собой жесткие требования к источнику электрического питания для стабилизации дуги. Во-вторых, с увеличением тока напряжение горения дуги падает, соответственно, мощность дуги увеличивается гораздо медленнее, чем ток, в то время как ресурс ГНП во многом определяется величиной тока дуги.

На рис. 2 показана ВАХ применяемого в работе генератора плазмы для режима работы, приведенной в таблице 1. Видно, что ВАХ имеет практически не меняющееся с током напряжение горения дуги с расширенной (по сравнению с дугами в цилиндрических каналах) зоной устойчивого горения.

Таблица 1. Параметры режима при пуске и работе плазмотрона

И старт, А	И ном, А	U, В	Р, кВт	Старт. расх. воздуха, г/с	Расх. воздуха, г/с	Расх. азота, г/с
900	1500	285	428	6	16	2

Для оценки КПД плазмотрона были исследованы тепловые характеристики установки путем определения тепловых потоков в ее основные узлы. Определение тепловых потоков проводили посредством измерения расходов и температуры воды на входах и выходах автономно охлаждаемых частей установки, которые приведены в таблице 2. Все измерения производились компьютером, а результаты измерений обрабатывались автоматически по специально разработанной программе.



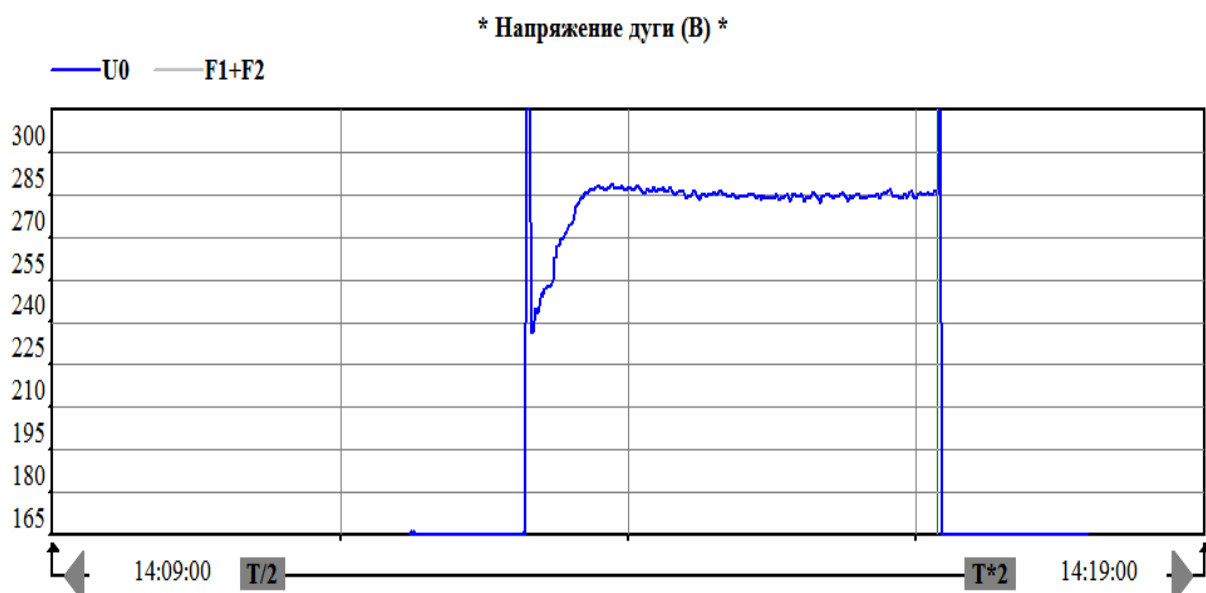


Рис.2. Вольт-амперная характеристика плазмотрона

Таблица 2. Тепловые характеристики элементов плазмотрона

	Сопло 1 + 3	Анод	Сопло 2	Катод	Всего
Температура воды на выходе из элемента, °С (Тхол.воды=13,5°С на входе)	35,6	28	16	16,5	-
Расход воды, г/с	218	899	639	147	1903
Тепловые потери, кВт	20,6	56,4	7,8	2,1	86,9

$$\text{КПД} = \frac{428 - 86,9}{428} = 0,8$$

Полученные экспериментальные данные и инженерные решения являются исходными для проектирования и создания промышленной установки.

Работа выполнена по плану научной школы НШ – 1800.2014.8 и при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках ФЦП "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы" по соглашению № 14.604.21.0090 от 8 июля 2014 г. идентификатор проекта: RFMEFI60414X0090.

Литература

- [1] Исакаев Э. Х., Синкевич О.А., Тюфтяев А.С., Чиннов В.Ф. //ТВТ. 2010. Т.48. № 1. С. 105-134.

**ВЛИЯНИЕ ОДИНОЧНЫХ ПУЗЫРЬКОВ ВОЗДУХА И ЭЛЕГАЗА НА
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ТРАНСФОРМАТОРНОГО МАСЛА**
Исакаев Э.Х., Недоспасов А.В., Тюфтяев А.С., Гаджиев М.Х., Акимов П.Л.
*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный
институт высоких температур РАН, Москва*

Большой интерес к физике явлений в дисперсных средах обусловлен двухфазными течениями в энергоустановках, где существенны концентрация, размеры и состав пузырьков. На сегодняшний день в электротехнике очень широкое практическое применение в качестве изолятора получили трансформаторные масла, которые применяются в электротехнике, в силовых и измерительных трансформаторах, а также в масляных выключателях. В энергетических объектах, использующих масло, возможны крупномасштабные аварии при внутреннем коротком замыкании и развитии дугового разряда. Выделяющаяся в разряде энергия может составлять от нескольких десятых долей мегаджоуля в измерительных до нескольких десятков мегаджоулей в силовых трансформаторах. В дуговом разряде трансформаторное масло интенсивно разлагается с выделением большого объема газа, что приводит к росту давления, распространению интенсивных волн давления и возможному разрушению корпуса маслонаполненного оборудования [1].

В настоящее время нет универсальной теории, описывающей электрический пробой в жидких диэлектриках [2]. Это связано со сложностью процессов и с тем, что пробой в разных диэлектриках, в зависимости от условий, может иметь разный механизм. В.Я. Ушаков существующие теории пробоя разделил на пробой в газовых пузырьках и пробой в самой жидкости [3]. Очевидно, что ни первому, ни второму классу теорий нельзя отдать предпочтение, так как при разных условиях в разных веществах пробой, вероятно, происходит как по первому, так и по второму механизму. Пузырьки могут присутствовать в жидкости изначально, либо образовываться в ней в результате нагрева, электролиза, кавитации и т.д. В практической электроэнергетике влияние пузырьков газа на пробой может быть существенным.

Электрическая прочность газов значительно ниже электрической прочности жидких диэлектриков и частичный разряд может произойти в газовом пузырьке в полях меньших, чем необходимо для пробоя масла, поэтому в данной работе рассмотрены результаты исследования влияния электрического поля на одиночные пузырьки газа в трансформаторном масле.

Исследования пробивного напряжения трансформаторного масла проводили на экспериментальной установке, принципиальная схема которой приведена на рис.1, состоящей из электрической, гидродинамической и диагностической части.

В электрическую часть входят (рис.1 и 2) испытательная установка АИИ-70 и умножитель напряжения. Стандартная испытательная установка АИИ-70 состоит из ЛАТРа Т1, подключаемого через предохранители Пр1 и Пр2 к сети 220В. Регулируемое напряжение с ЛАТРа Т1 подается на высоковольтный трансформатор Т2, имеющий на выходе высокое переменное напряжение от 0 до 70 кВ (амплитудные значения), которое подается на удвоитель напряжения, представляющий собой диодно-емкостной удвоитель собранный по стандартной схеме и работающий в диапазоне постоянного напряжения от 0 до 140 кВ и используется для испытания исследуемого масла на пробой.

Гидравлическая часть состояла из баллона с элегазом или воздушного компрессора, газового редуктора, центробежного насоса с преобразователем частоты и генератора микропузырьковых сред.

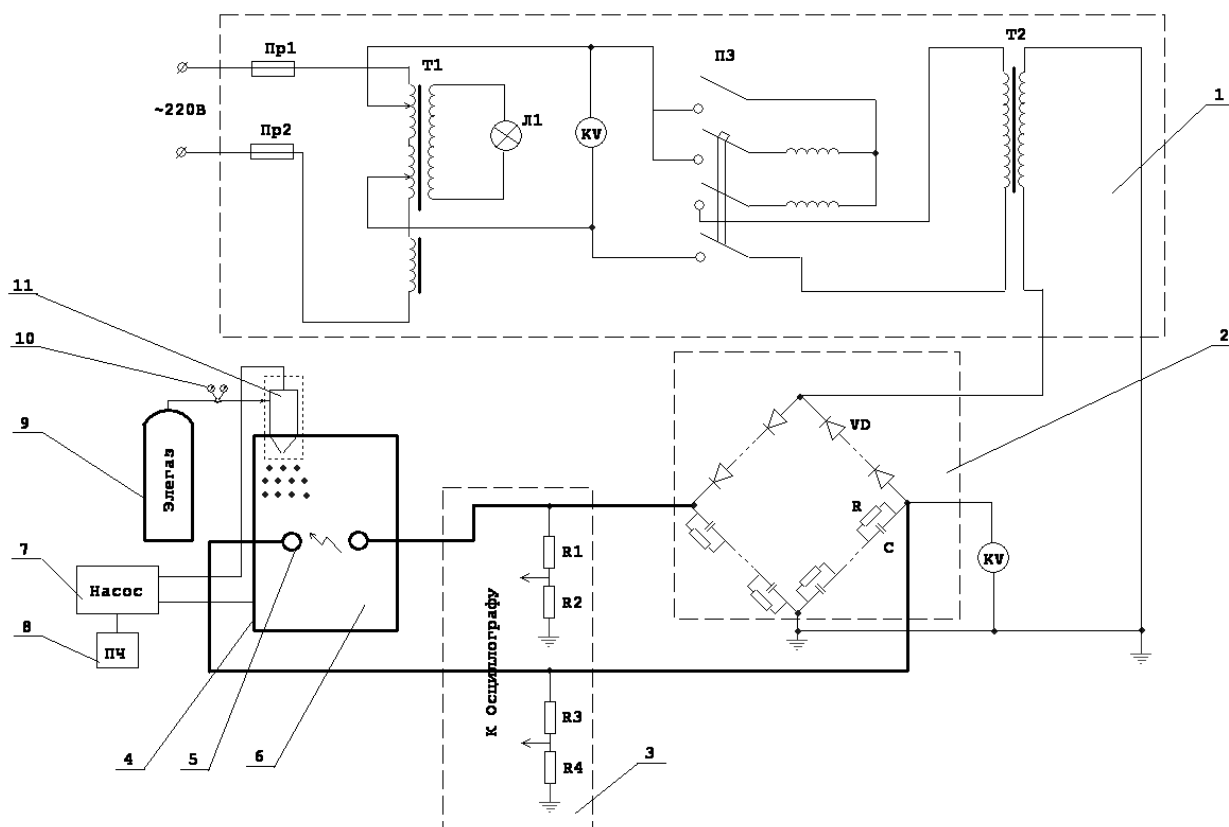


Рис.1. Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования двухфазной среды: 1 – испытательная установка АИИ-70; 2 – диодно-емкостной удвоитель напряжения; 3 – высоковольтные делители напряжения; 4 – емкость испытательная; 5 – электроды; 6 – двухфазная среда; 7 – насос центробежный; 8 – преобразователь частоты; 9 – баллон элегазовый; 10 – редуктор газовый; 11 – генератор микропузырьковых сред

Диагностическая часть установки состоит из стрелочного киловольтметра С100, осциллографа Tektronix TDS2014C, подключенного к делителям напряжения через дополнительные пробники напряжения Tektronix P6015, и высокоскоростной CMOS-камеры RedLake MotionPro X3 для визуальной регистрации разрядных процессов. Погрешность измерения киловольтметром С100 составляет ± 10 кВ, т.к. выпрямленный сигнал с умножителя имеет пилообразную форму и отклоняется от среднего значения на ± 5 кВ, в то время как киловольтметр фиксирует среднее значение. Аналогичное отклонение присутствует на отрицательном плече. Дополнительно для снятия электрических характеристик пробоя трансформаторного масла с микропузырьками в экспериментальный стенд был добавлен высоковольтный делитель напряжения, который представляет собой последовательно соединенную гирлянду из пяти резисторов ТВО-20 номиналом по 1 мОм, десяти резисторов ТВО-20 по 0,5 мОм и одного резистора ТВО-20 номиналом 100 Ом. Резистор на 100 Ом включен непосредственно между землей и остальной частью делителя и с него снимается напряжение на осциллограф. Коэффициент деления данного делителя составляет $\sim 1:100000$. Для измерения разрядного тока между землей и электродом включен токоизмерительный резистор ТВО-60 сопротивлением 27 Ом.



Рис.2. Фото экспериментального стенда

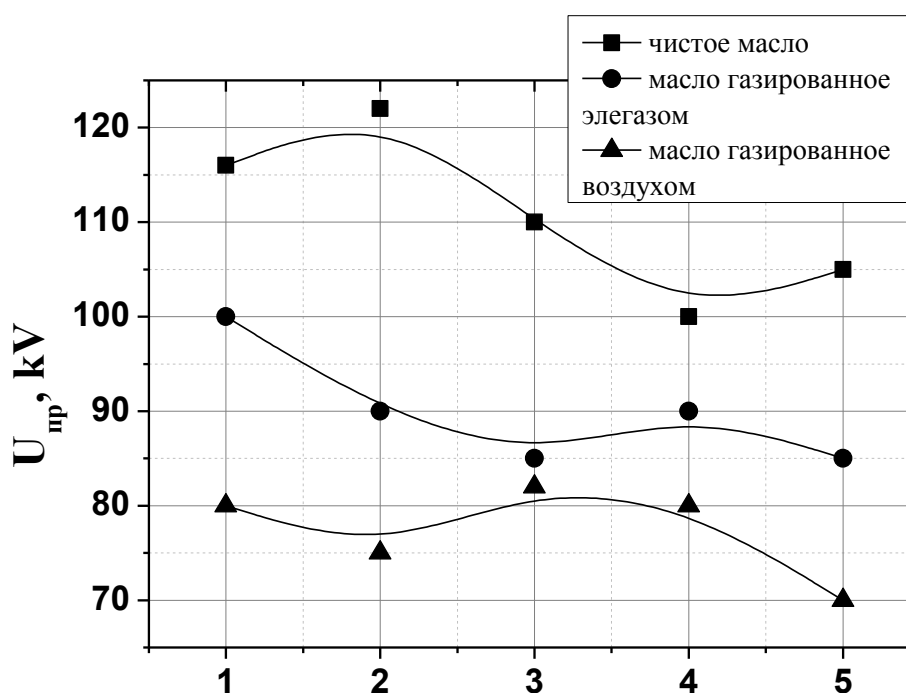


Рис.3. Пробивное напряжение чистого и газированного одиночными пузырьками элегаза и воздуха трансформаторного масла

Пробой среды осуществлялся в цилиндрической камере из оргстекла с внутренним диаметром 200 мм, высотой 550 мм. На высоте 260 мм располагались электроды из меди диаметром 36 мм, имеющие форму полусфер толщиной 13 мм и радиусом кривизны 25 мм, межэлектродное расстояние равнялось 8 мм. Фотографирование процессов разряда осуществлялось через кварцевое окно на боковой

поверхности камеры. Между электродами создавались одиночные пузырьки газа с радиусом порядка $R=0,1$ см. Напряжение между электродами постепенно увеличивалось до возникновения пробоя. Полученные результаты представлены на рис.3. Из них видно, что напряжение пробоя трансформаторного масла с одиночными пузырьками уменьшается в сравнении с чистым маслом и зависит от рода газа.



Рис.4. Скоростная визуализация процесса пробоя пузырька с газом

Скоростная съемка (рис.4) на фоне темного масла показала, что в масле на значительном расстоянии от электродов (размер свечения намного меньше расстояния до электродов) происходит вспышка сферической формы с относительно низким световыделением, где более яркое ядро внутри сферы связана с поверхностью слабосветящимися каналами.

Таким образом, при напряжениях между электродами меньших, чем необходимо для пробоя масла, сначала пробой происходит в газовом пузырьке и не всегда сопровождается перекрытием разрядного промежутка высокопроводящим каналом.

Работа выполнена по плану научной школы НШ – 1800.2014.8 при поддержке гранта РФФИ 13-08-00821-а.

Литература

- [1] Дарьян Л.А., Козлов А.В., Пазюк Д.А., Поварешкин М.Н., Полищук В.П., Шурупов А.В. Испытание маслонаполненного трансформатора на взрывобезопасность с использованием бездугового источника импульсного давления // Энергетика. 2010. № 6. С. 32-34.
- [2] Торшин Ю.В. Физические процессы формирования пробоя конденсированных диэлектриков.-М.: Энергоиздат, 2008. 212 с.
- [3] Ушаков В.Я., Климкин В.Ф., Коробейников С.М., Лопатин В.В. Пробой жидкостей при импульсном напряжении. Томск: Изд-во НТЛ, 2005. 488 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ СУБЛИМАЦИИ ГРАФИТА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ АЗОТНОЙ И ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ

**Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф., Тюфтяев А.С., Гаджиев М.Х., Сенченко В.Н.,
Кавыркин Д.И., Саргсян М.А.**

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный
институт высоких температур РАН, Москва*

Исследования сублимации материала тепловой защиты в химически активной среде являются весьма актуальными и представляют большой интерес для современной науки и техники. Особый интерес представляет исследование интенсивного, разрушающего воздействия высокоэнтальпийного плазменного потока на теплозащитный материал [1,2]. Важнейшими измеряемыми свойствами при этом являются: энтальпия плазмы в набегающем потоке; скорость и температура плазменного потока; температура электронов, тяжелых частиц, ионизационный состав и их пространственные распределения; падающий на образец тепловой поток (кВт/см^2); температура поверхности образца; унос (убыль) массы материала образца и др. На экспериментальной установке, схема которой приведена на рис.1, исследуемый термостойкий образец размещается на водоохлаждаемой площадке и подвергается воздействию нормально падающей на него азотной или воздушной плазменной струи. Синхронизованная схема измерений позволяет в режиме реального времени производить высокоскоростную видеорегистрацию системы «струя – образец», выполнять спектральные измерения излучательных характеристик плазмы и образца, регистрировать термограмму нагрева образца. В работе применяется плазмотрон с вихревой стабилизацией и расширяющимся каналом, обеспечивающий высокие расходные характеристики, эффективный нагрев рабочей среды и малые тепловые потери в водоохлаждаемую поверхность анода.

Исследование временной эволюции поля температур на поверхности образца и динамики его нагрева и возгонки проводилось с помощью высокоскоростной камеры с трехцветной матрицей. Для использования цветной камеры в качестве быстродействующего пирометра перед объективом помещался интерференционный фильтр $\lambda_0=675$ нм, с полосой пропускания $\delta\lambda_{1/2}=12$ нм. Измерение локальных значений яркостной температуры выбранной зоны (диаметром $1,5\div 2$ мм) на поверхности образца выполнено с помощью высокоскоростного трехдлинноволнового микропирометра FMP1001, разработанного в ОИВТ РАН (временное разрешение - 1 мкс, температурный диапазон - $1500\div 5000$ К). Спектральные измерения выполнялись с помощью одноканального оптоволоконного спектрометра AvaSpec 3648 ($200\div 1100$ нм) при перемещении вдоль струи с периодической регистрацией излучения плазмы и боковой поверхности образца в процессе его разогрева и частичного разрушения. Использовался также трехканальный спектрометр AvaSpec 2048 ($300\div 800$ нм), который

с периодичностью 2 спектра/сек регистрировал спектр излучения плазмы вблизи поверхности образца (2-3 мм над поверхностью).

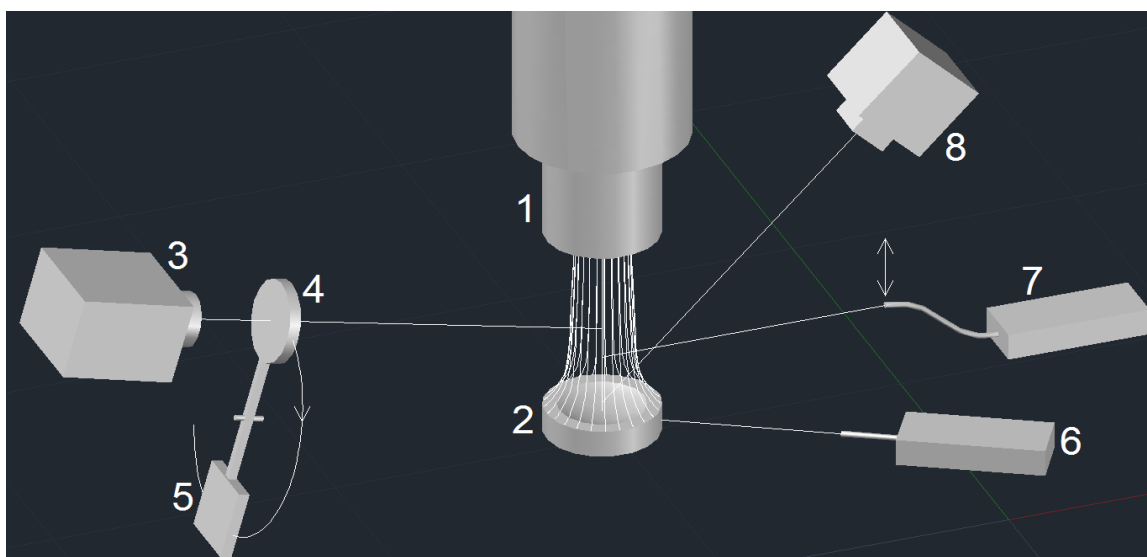


Рис.1. Система измерений: 1 – плазмотрон, 2 – образец, 3 – скоростная видеокамера MotionPro, 4 – интерференционный фильтр, 5 – нейтральный фильтр, 6 – спектрометр AvaSpec 2458, 7 – спектрометр AvaSpec 3648, 8 – микропирометр FMP 1001.

Плазмотрон обеспечивает формирование на выходе в атмосферу слаборасходящейся ($2\alpha=12^\circ$) азотной или воздушной плазменной струи диаметром $D=10\div 12$ мм с энтальпией $20\div 50$ кДж/г (при полной электрической мощности дугового разряда $20\div 50$ кВт, расходе плазмообразующего газа $1,0\div 2,0$ г/с и среднемассовой температуре плазмы на выходе $7000\div 9000$ К). Выполненные измерения тепловых потоков медным водоохлаждаемым калориметром (диаметром 20 мм) показали, что при изменении мощности плазмотрона от 20 до 50 кВт и расстояния h от 10 до 30 мм плазменная струя обеспечивает удельные тепловые потоки от 0,1 до 10 кВт/см² (например, на расстоянии 20 мм $q_0=1$ кВт/см² при $I=250$ А в азоте и $I=150$ А в воздухе).

В исследованиях использовались два типа графита: изотропный марки МПГ-6 (с плотностью 1.6 г/см³) и анизотропный графит УПВ-1Т (2.2 г/см³).

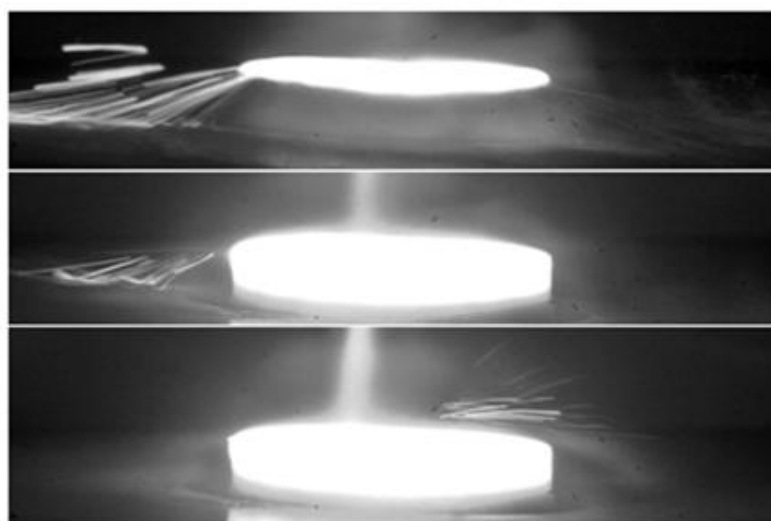


Рис.2. Наблюдаемые облака и треки в азотной плазме

На рис.2 приведены кадры видеогаммы нагрева анизотропного образца (АО) диаметром 20 мм плазмой азота, размещенного на водоохлаждаемой медной подложке. При использовании плазмы азота над поверхностью образцов по достижении температуры $\sim 2500-2700\text{K}$ наблюдаются оптически полупрозрачные «облака», меняющие свою форму, размеры и движущиеся под воздействием набегающего на образец плазменного потока (рис.2). По-видимому, наблюдаемые облака являются конденсированной компонентой сублимированных паров углерода. Дальнейший нагрев поверхности образца в азотной плазме тепловым потоком интенсивностью около 1 кВт/см^2 приводит к периодическим выбросам из раскаленного образца частиц графита, движущихся со скоростью $50 - 250\text{ м/с}$. Первый кадр – бурное истечение материала образца в начальный момент нагрева, прогрев лишь верхний слой АО. На 2 и 3 кадрах наблюдается упругое отражение твердых частиц от поверхности холодной подложки и видно, что образец окутан дымкой сублимата. Оценки показывают, что потеря массы в виде «истекающих» частиц («Particulate mass loss» [3]), на начальном этапе нагрева (0-20 сек) может составлять значительную долю от общих сублимационных и абляционных потерь.

Существенное отличие протекания процесса убыли массы образца в плазме воздуха состоит в практическом отсутствии конденсированного сублимата вблизи поверхности образца, обращенной к набегающему потоку. По-видимому, это отличие в воздушной среде обусловлено эффективным протеканием процесса горения графита в приповерхностном слое образца.

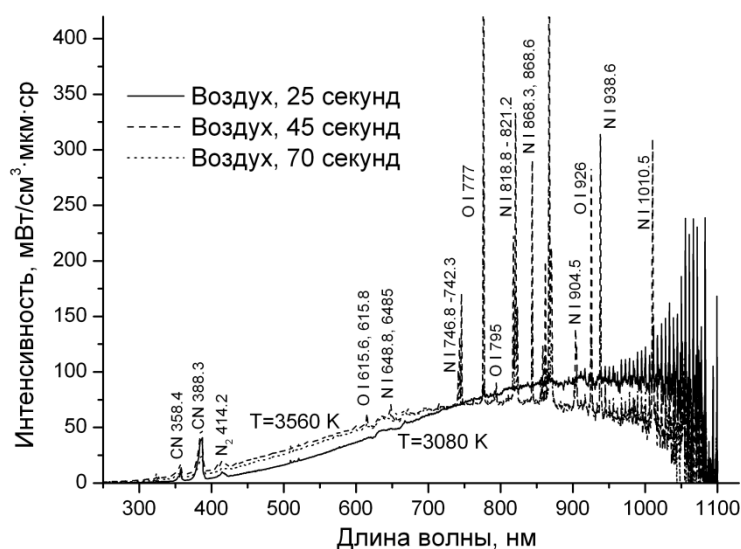


Рис.3. Спектры снятые с торца образца

Температура поверхности образцов может быть измерена спектроскопически путем нахождения длин волн, отвечающих максимуму спектральной излучательной способности образца и использования закона смещения Вина: $\lambda_{max} T_{обр} = 0,282\text{ [смK]}$. При плотности потока тепла на образец $q_0 = 1\text{ кВт/см}^2$ температура на этапе интенсивной сублимации составляет $3000-3500\text{ K}$ (рис.3).

В диапазоне длин волн $250-1000\text{ нм}$ в плазме азота и воздуха с температурой около 10000 K основными излучающими компонентами являются возбужденные атомы азота и кислорода. Оценка показывает, что величина теплового потока на образец за счет излучения плазмы не превышает $0.2-0.3\text{ кВт/см}^2$ [4]. Период первоначального нагрева образцов длится $5-10\text{ сек}$, после чего изменение ее температуры происходит медленно: поступающий на образец тепловой поток компенсируется затратами энергии

на сублимацию графита $q_{\text{субл}} = \dot{m}H_{\text{субл}}$ ($H_{\text{субл}} = 60 \text{ кДж/г}$) и лучистыми потерями, согласно закону Стефана-Больцмана. Принимаемое в оценках значение излучательной способности (степень черноты) $\epsilon_{\lambda}(T=3000 \text{ К}) \approx 0.8$ [5].

$$\frac{W^{\text{пог}}}{S_{\text{пог}}} = q^{\text{пог}} = \dot{m}H_{\text{субл}} + \epsilon\sigma T_w^4 \quad (1)$$

Взвешивание образцов до m_0 и по окончании испытаний m_k и учет времени теплового воздействия на образец, определяемого из видеogramм нагрева образцов, позволяют оценить скорость сублимации материала образца:

$$\dot{m} = \frac{m_0 - m_k}{S_{\text{изл}}\Delta t_{\text{нагр}}} \quad (2)$$

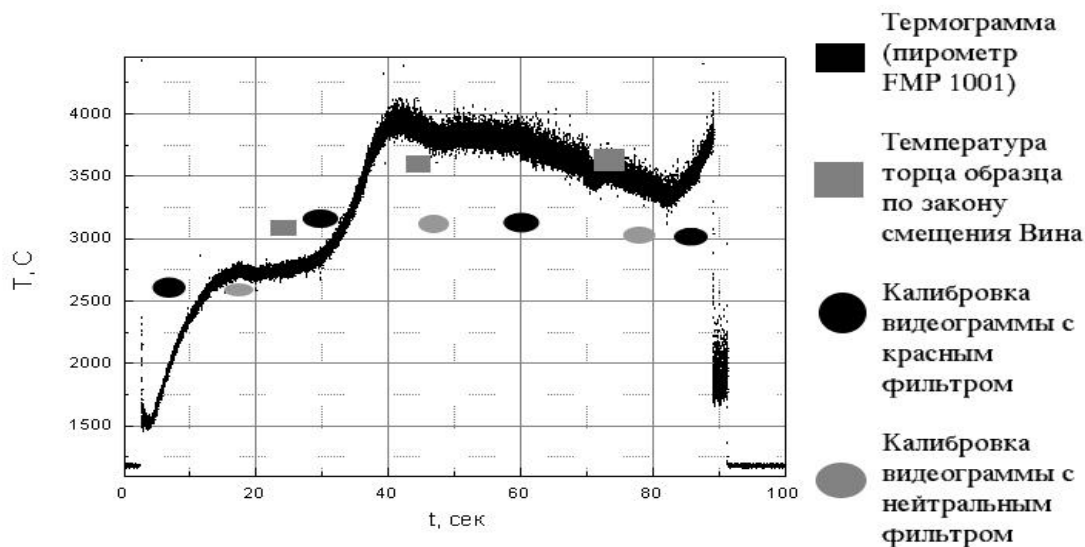


Рис. 4 Термограмма образца анизотропного графита. Плазма воздуха

Для изотропного графита эта величина составила $6 \div 10 \text{ мг/см}^2\text{сек}$, для анизотропного графита – в $2 \div 3$ раза меньше. Параллельно скоростной видеосъемке проводилось измерение локальных значений яркостной температуры выбранной зоны (диаметром $1,5 \div 2 \text{ мм}$) на поверхности образца с помощью высокоскоростного микропирометра с микросекундным быстродействием (рис.4).

Полученные термограммы дают несколько завышенные значения температуры образцов в зоне максимального нагрева. Скорее всего это завышение обусловлено интенсивной засветкой центра образца излучением из высокотемпературной (прикатодной) области дуги, а также вкладом в измеряемый микропирометром лучистый поток собственного излучения плазмы, находящейся между нагретым образцом и прибором.

Выводы.

1. Создан экспериментальный комплекс и отработана методика синхронной видео-, спектральной и пирометрической регистрации динамики воздействия высокоэнтальпийной плазменной струи на жаростойкие материалы с целью установления скорости сублимации и разрушения при экстремальных и контролируемых тепловых нагрузках в диапазоне $0.1 - 10 \text{ кВт/см}^2$.
2. Выполнено сопоставительное экспериментальное исследование сублимации ряда термостойких теплозащитных материалов под воздействием высокотемпературной плазменной струи азота и воздуха. Получен комплекс термометрических,

видеоскоростных, пирометрических и спектроскопических данных, обеспечивающих возможность анализа процессов тепло- и массообмена и физики взаимодействия системы «струя-мишень».

3. Особый интерес может представлять исследование теплообмена между плазмой и твердым телом при наличии экстремумов в зависимостях свойств переноса от реализуемых температур как плазмы (острые «диссоциативные» пики теплоемкости и коэффициента теплопроводности плазмы азота и воздуха при температуре около 7000 К), так и мишени (рост теплоемкости твердого тела вблизи температуры фазового перехода [6]). Наблюдаемое многообразие физических, плазмохимических, гидродинамических явлений и процессов заслуживает глубокого их изучения.

Работа выполнена по плану научной школы НШ – 1800.2014.8 при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках ФЦП "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы" по соглашению № 14.604.21.0090 от 8 июля 2014 г. идентификатор проекта: RFMEFI60414X0090.

Литература

- [1] Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М., Энергия, 1976.
- [2] Михатулин Д.С. Полежаев Ю.В., Ревизников Д.Л. Теплообмен, термохимическое и термоэрозионное разрушение тепловой защиты. М., Янус-К, 2011.
- [3] J.H.Lundell, R.R.Dickey. Ablation of Graphite Material in the Sublimation Regime. AIAA Journ., v.13, No.8. P.1079.
- [4] Оптические свойства горячего воздуха. Под ред. Л.М.Бибермана. М., Наука. 1971.
- [5] Излучательные свойства твердых материалов. Справочник под ред. Шейндлина А.Е.М., Энергия, 1971.
- [6] Савватимский А.И. Плавление графита и свойства жидкого углерода. М., Физматкнига, 2013.

БАРЬЕРНЫЙ РАЗРЯД В ГАЗООБРАЗНОМ БРОМЕ

А.В. Красночуб

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

Исследование разряда в Br_2 и излучения этой молекулы сталкиваются с определёнными экспериментальными сложностями, с одной стороны из-за высокой химической активностью брома возникают технические проблемы, с другой из-за высокой электроотрицательности молекулы и атома брома достаточно сложно создать устойчивую плазму. С другой стороны, спектральный диапазон излучения полосы $D^3\Pi_2 \rightarrow A^3\Pi_2$ с максимумом 290 нм [1] как источник ультрафиолетового излучения, не содержащий ртути, вызывает интерес [2]. Данная работа предпринята с целью определения условий достижения однородного и устойчивого разряда в большом объеме, исследования излучения Br_2 в данных условиях, анализ механизма образования возбужденного состояния молекулы, измерение абсолютной мощности.

В работе использовался большой разрядный объем 2,3 л, собранный из двух коаксиально расположенных кварцевых цилиндров длиной 1 м, запаянных с торцов. Разрядный промежуток между внутренними стенками цилиндров – 1 см, диаметр внешнего цилиндра – 9 см, толщина кварца – 3 мм. Диаметр центрального электрода – 3 см, внешнего металлического экрана – 15 см. Объем между центральным электродом и экраном заполнялся водой, что приводило к созданию многослойного диэлектрика (вода, кварц) с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon=25$. Напряжение к центральному электроду прикладывалось через проходную емкость с поочередной коммутацией искровых промежутков с общей частотой 600 Гц. Время нарастания переднего фронта импульса напряжения с регулируемой амплитудой (20-30 кВ) было 30 нс. Таким образом, барьерный разряд инициировался импульсами напряжения с крутизной нарастания 0.6 кВ/нс.

Эксперимент проводили при давлениях Br_2 в диапазоне от 0.01 до 15 торр. Перед началом работ внутренний объем разрядной ячейки и вакуумная система тщательно очищались, после чего была выполнена пассивация фтором по следующей методике: вакуумная система (ВС) заполнялась фтором до давления 40 торр, затем ВС нагревалась до 80°C и выдерживалась в течение 30 минут, после чего система откачивалась до $10^{-5} \div 10^{-6}$ торр, и далее данный цикл повторялся 3-4 раза, и после этого ВС заполнялась фтором до давления 200 торр и выдерживалась в течение двух суток. На завершающем этапе осуществлялась промывка ВС гелием. ВС наполняли гелием до давления 600 торр, после чего при внешнем нагреве до 60-70°C вакуумная система выдерживалась 50 минут, затем ВС откачивалась до $10^{-5} \div 10^{-6}$ торр, снова заполнялась гелием до давления 300 торр, прогревалась 50 минут до 80°C, и, наконец, ВС откачивали окончательно, и после остывания заполняли бромом. Только такая пассивация позволила избежать загрязнения побочными продуктами исследуемого газа и обеспечить необходимую чистоту для аккуратного спектрального анализа.

В работе получен спектр излучения барьерного разряда в диапазоне 200-800 нм с использованием монохроматора МДР-23 и фотоумножителя ФЭУ-100, оптимизированного для работы с временами наносекундной длительности с повышенным напряжением умножителя [3].

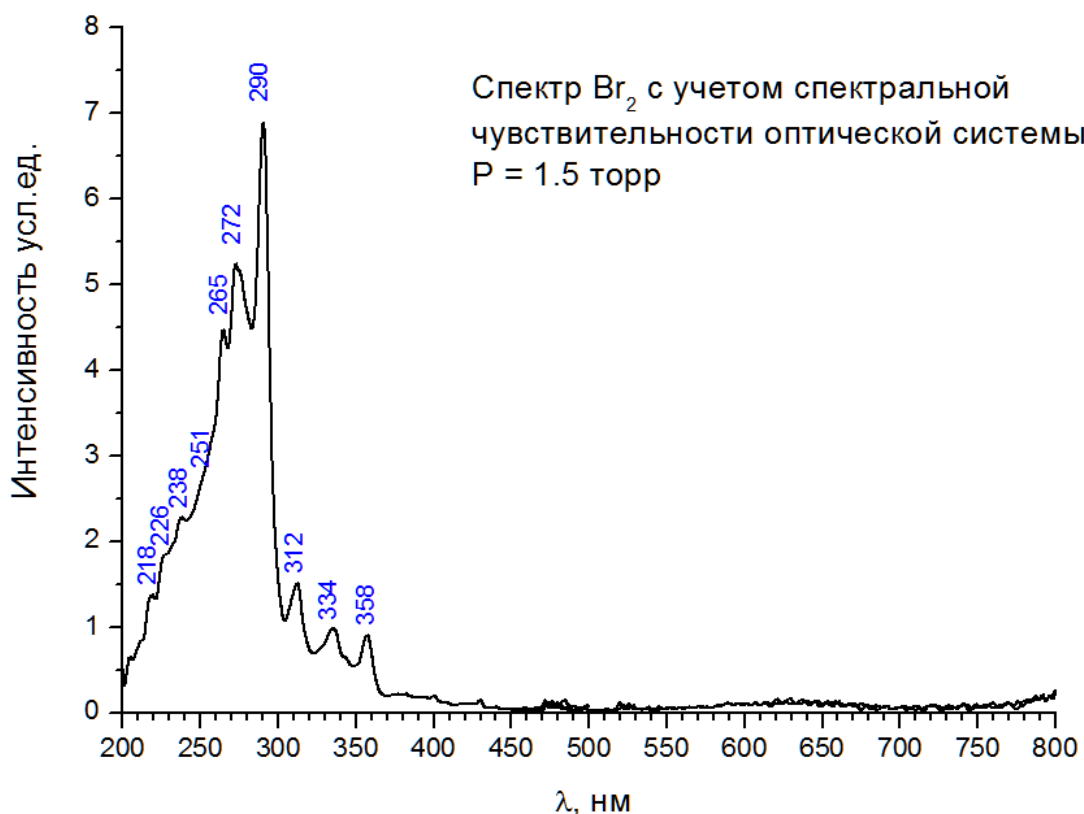


Рис.1. Спектр барьерного разряда Br_2 с учетом спектральной чувствительности оптической системы, при давлении 1.5 торр.

Наблюдаемое распределение согласуется с переходами, наблюдаемыми в условиях пробоя длинных трубок высокоскоростной волной ионизации [3] и данными по разряду в полном катоде [4], но отличается от спектра Br_2 , полученного в смеси с Ar [5], наличием излучения в области 300-360 нм.

Для измерения абсолютного излучения был использован фотоэлемент Ф-29 с рабочей областью 200-320 нм, прошедший метрологическую аттестацию средств измерений в ВНИИОФИ. Была получена следующая зависимость интегральной интенсивности излучения от давления (рис.2а) и в режиме накопления была получена зависимость интенсивности линии основного перехода 290 нм от давления (рис.2б).

Исследование интенсивности линии основного перехода от времени показало, что максимальное излучение достигается при первом пробое. Длительность импульса излучения не превышает 800 нс. Проверка устойчивости излучения по линии 290 нм в режиме накопления в течение получаса-часа показала, что после включения разряда наблюдается спад интенсивности на 30% в течение 3 минут, после чего разряд горит устойчиво. Следует отметить, что в других газах и газовых смесях (Cl_2 , $\text{Xe}:\text{Cl}_2$, $\text{Xe}:\text{Br}_2$), такого спада не наблюдалось.

Таким образом, за счет крутизны нарастания переднего фронта импульсов напряжения 0.6 кВ/нс удалось получить однородное и устойчивое свечение барьерного разряда в газе с высокой электроотрицательностью. Максимальное излучение, 0.7 ± 0.1 Вт, достигается при давлении около 0.9 торр, максимум же линии основного перехода 390 нм достигается при давлении 1.5 торр. При вкладываемой в разрядный промежуток мощности 200 Вт получаем КПД 0.35% в излучении в диапазоне 200-320 нм. Наблюдаемое различие в зависимости от давления интенсивности всей полосы перехода и линии основного перехода и низкие рабочие давления газа указывают на

преобладание механизма возбуждения молекулы брома прямым электронным ударом над механизмом обмена между возбужденным состоянием атома и молекулы.

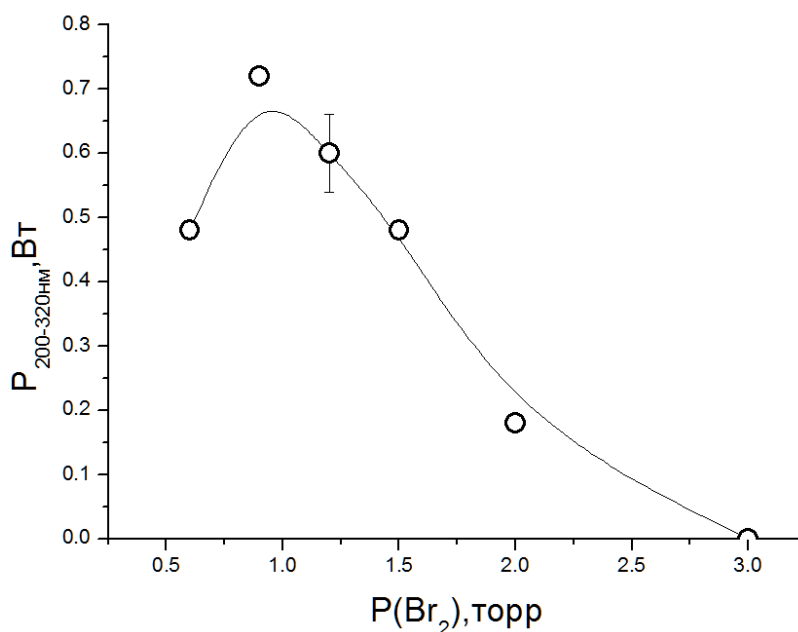


Рис. 2.а. Зависимость абсолютного излучения от давления газообразного брома

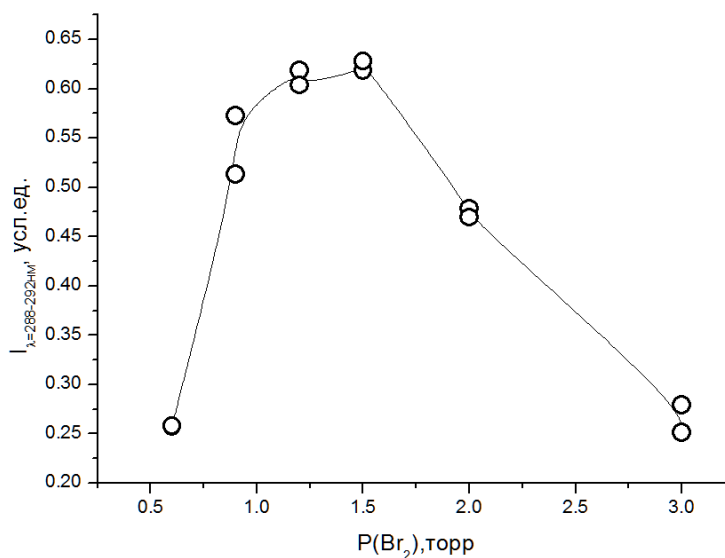


Рис. 2.б. Зависимость излучения основного перехода на линии 290 нм от давления.

Литература

- [1]. Kvaran A., Bragason H. Bromine emission spectra of discharged mixtures of argon + bromine-containing compounds // J. Chem. SOC., Faraday Trans. 1982. V. 78. #2. P. 2131-2138.
- [2]. Тарасенко В. Ф., Соснин Э. А. Эксилампы барьерного разряда: история, принцип действия, перспективы. // "Оптический журнал", 2012. Т. 79. №10. С.58-65.

- [3]Ахмадеев В.В., Красночуб А.В., Шепелин А.В., Якименко А.В. Стабилизированный переносной ультрафиолетовый облучатель // Приборы и техника эксперимента. 2004. №6. С. 134-135.
- [4]Василяк Л.М., Костюченко С.В., Красночуб А.В., Кудрявцев Н.Н., Куркин Г.А. Сравнение импульсного разряда в хлоре и бrome // Тезисы докладов, VIII-ой конференции по Физике Газового Разряда, (ФГР-VIII, Рязань, 96), часть 2, стр.38
- [5]Авдеев С.М., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Оптические характеристики плазмы эксилламп барьерного разряда на димерах галогенов I_2^* , Cl_2^* , Br_2^* // Оптика и спектроскопия. – 2007. – Т. 103. – № 4. – С. 554–560.

ИМПУЛЬСНЫЙ РАЗРЯД В ВОДЕ И В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ С ВЫСОКИМ СОДЕРЖАНИЕМ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

А.В. Красночуб

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

В настоящее время наиболее распространены методы обеззараживания воды, которые естественным образом можно разделить на два класса – химические и физические методы. К химическим методам обеззараживания относятся широко распространенные методы хлорирования и озонирования [1,2], к физическим – ультрафиолетовое облучение воды [3]. Однако эти методы обладают общим недостатком в том случае, когда речь заходит про обеззараживание высокомутных вод и жидкостей с высоким содержанием органики, предполагающих длительное хранение. Например, в пищевой промышленности это различные пищевые добавки и концентраты, вода, используемая на мясокомбинатах для обмывания тушек, в машиностроении - это СОЖ, и во всех этих случаях мы имеем дело с жидкостями либо целиком органическими, либо с высоким содержанием органических соединений, и применение высокоактивных окислителей типа хлора или озона приводит к недопустимому изменению состава обеззараживаемой жидкости вследствие инициируемых ими химических реакций. Применение УФ излучения в этих случаях также практически невозможно, потому, что УФ излучение поглощается в тонком слое жидкости, не давая никакого эффекта обеззараживания для остального объема жидкости.

В разное время предпринимались работы по разработке метода обеззараживания жидкостей с высоким содержанием органики, лишенного недостатков, присущих традиционным методам. Одним из возможных путей является использование электрогидравлического эффекта, другими словами создание в жидкости множества импульсов высокого давления, в результате чего в жидкости образуются активные радикалы и УФ излучение, которые совместно с импульсами давления приводят к гибели микроорганизмов. Механизм деструкции описан, например в [4], и сводится к нагреву и механическому воздействию на микроорганизмы. Существуют несколько способов получения таких импульсов давления: электрический взрыв проводника [5], взрыв конденсированного вещества, воздействия лазерного излучения (ИК) и электрический разряд в жидкости [6,7]. Наиболее перспективный способ практической реализации это электрический разряд в воде [8,9], так как взрывы вещества приводят в загрязнению жидкости и требуют расходных взрывоопасных материалов, а использование лазерного излучения затруднено применением ИК-оптики в атмосфере с высокой влажностью. В работах [10] получена удовлетворительная степень обеззараживания воды для перепада во фронте ударной волны не менее 50 МПа и энерговкладе 0.02-0.04 кВт·час/м³. При этом авторы этих работ стремились к

созданию единичного мощного источника ударных волн. Нам представляется более практичным создание установки содержащей большое количество малоразмерных источников ударных волн, инициируемых импульсным разрядом. Понятно, что основным рабочим элементом такой установки является единичный импульсный разряд небольшой энергии в импульсе.

Данная работа посвящена исследованию единичного импульсного разряда в жидкости в различной геометрии разрядного промежутка и проверки принципиальной возможности создания искрового промежутка импульсами энергии менее 0,5 Дж.

Использовалась экспериментальная установка, схема которой показанная на рис. 1. Экспериментальная установка состоит из генератора высоковольтных импульсов 1, подводящей линии (коаксиальный кабель РК-50-11 длиной 9 м) с шунтом обратного тока (ШОТ) 2, разрядной ячейки с искровым промежутком 3, системы диагностики излучения разряда 7. Использовались два различных генератора, ГИН1 с частотой следования импульсов 2,4 кГц, длительностью импульсов 77 ± 5 нс, временем нарастания 10 ± 2 нс и ГИН2 - с частотой следования 40 Гц, длительность импульсов 20 ± 2 нс, временем нарастания 3 ± 1 нс; для обоих генераторов амплитуду напряжения импульса можно было варьировать в диапазоне 10-40 кВ.

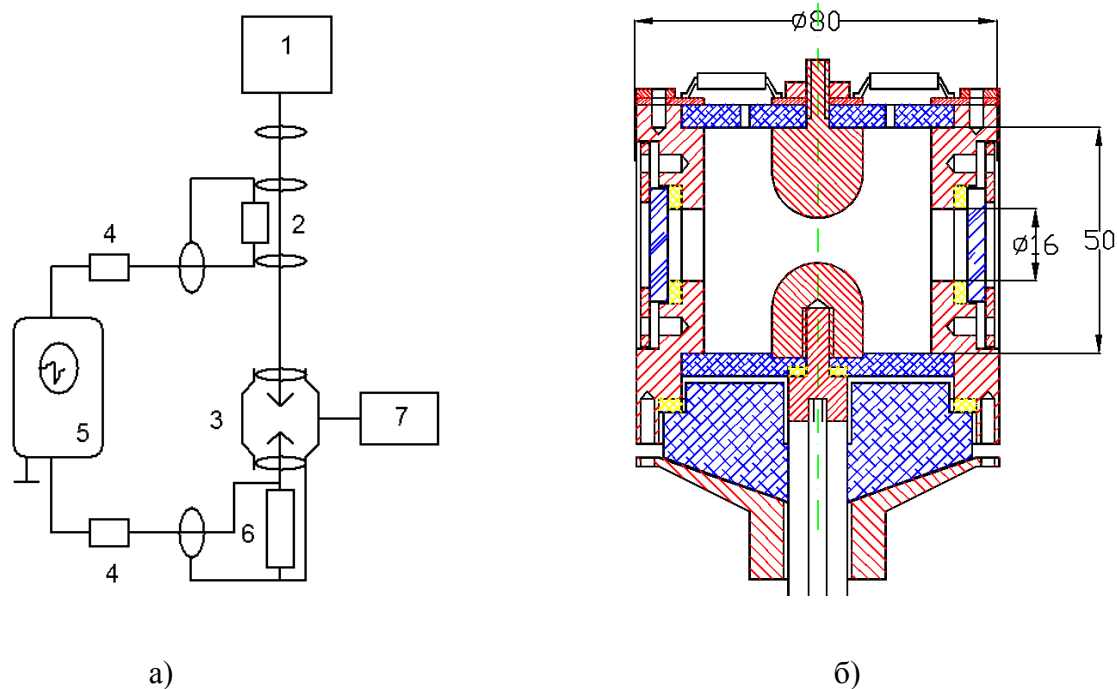


Рис.1. а - схема экспериментальной установки; б) - разрядная ячейка.

Цилиндрическая коаксиальная разрядная ячейка была изготовлена из нержавеющей стали и фторопласта (рис. 1б) таким образом, что позволяла проводить исследования с разной геометрией электродов. Диаметр внешней обечайки разрядной ячейки составлял 40 мм, вдоль оси разрядной ячейки располагаются различные электроды, съемная конструкция которых позволяла проводить исследование в геометрии острие-острие, острие-полусфера, полусфера-полусфера. В работе использовались стальные и латунные электроды, расстояние между которыми d можно было изменять в диапазоне 0-10 мм. Для возможности регистрации прошедшего тока через искровой промежуток ко второму электроду присоединялся торцевой шунт, собранный из 50-ти малоиндуктивных сопротивлений ТВО-0.25Вт-3Ом. Для

регистрации падающего на разрядную ячейку импульса использовался ШОТ собранный из параллельно соединенных малоиндуктивных резисторов ТВО-0.125Вт-3 Ом, которые включены в разрыв оплетки предающего коаксиального кабеля. Шунт в коаксиальном кабеле находился на расстоянии 5 м от начала линии со стороны генератора. Сигналы с ШОТ и торцевого шунта подавались на входы осциллографа Tektronix TDS640A (500 МГц). Синхронизация сигналов с ШОТ выполнялась в условиях короткозамкнутого разрядного промежутка, полученная погрешность синхронизации менее 0.35 нс.

Для экспериментов в качестве базовой жидкости использовалась дистиллированная вода, а в качестве испытуемой – водный раствор со следующим химическим составом: свободная углекислота 3 г/л; молочная кислота 3 г/л; уксусная кислота 0.3 г/л; этиловый спирт 0.8%; экстракт 37 г/л; белки 2 г/л; сахар 18 г/л.

Для разрядного промежутка в геометрии полусфера-полусфера была исследована зависимость энерговклада в разрядный промежуток для импульсов различной полярности и разной длины межэлектродного промежутка.

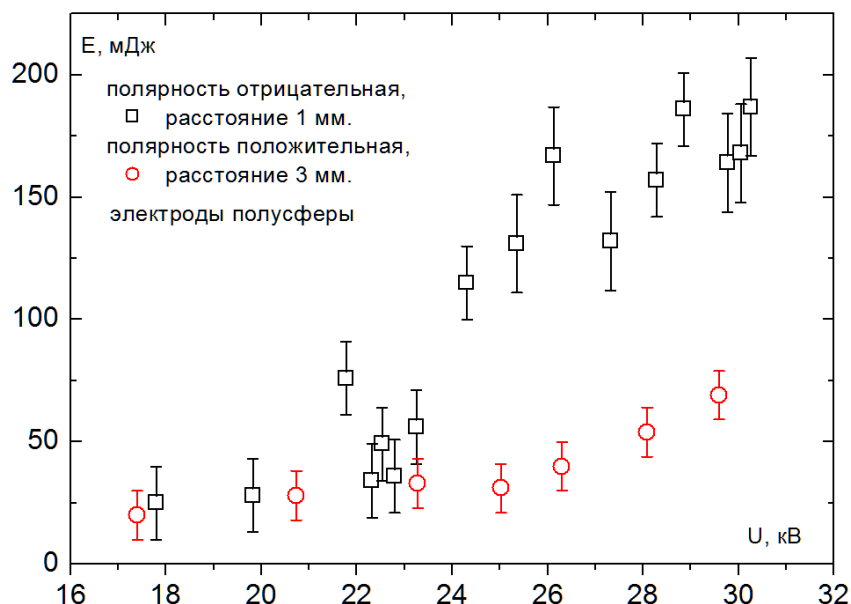


Рис. 2. Зависимость вклада энергии в разрядный промежуток с полусферическими электродами от амплитуды падающего импульса напряжения.

Для разряда в воде было получено, что при малых межэлектродных расстояниях 1 мм для положительной полярности импульсов энерговклад сопоставим с ошибкой измерения во всём диапазоне напряжений (рис. 2), при увеличении расстояния скачком нарастает при длине 3 мм и растёт для импульсов напряжения с амплитудой более 26 кВ, при этой же амплитуде напряжения появляется свечение разряда. Для отрицательной полярности энерговклад заметен уже при межэлектродном промежутке 1 мм, и в диапазоне 1-3 мм растёт с увеличением промежутка. Расстояние между электродами также влияет на величину амплитуды напряжения, при котором появляется излучения. Для отрицательной полярности эта величина амплитуды напряжения изменяется с 21 кВ при расстоянии 1 мм, до 26 кВ при расстоянии 3 мм. Эксперимент в растворе с высоким содержанием органических соединений показал значительное снижение пороговых амплитуд импульсов напряжения, при которых регистрируется свечение разряда, и увеличение энерговклада по сравнению с дистиллированной водой при аналогичных условиях.

Такое поведение объясняется, во-первых, тем, что диэлектрическая проницаемость воды значительно выше, чем диэлектрическая проницаемость экспериментального раствора – 81 и 35 соответственно и, следовательно, нужно меньше энергии на зарядку ёмкости разрядной ячейки, поэтому больше оставшейся энергии импульса может быть вложено в разряд. Также ёмкостью разрядной ячейки объясняется зависимость энерговклада от длины разрядного промежутка, поскольку при малых расстояниях и, следовательно, при максимальных значениях ёмкости разрядной ячейки практически вся энергия наносекундного импульса напряжения будет израсходована на зарядку этой ёмкости, и только небольшая её часть диссипируется токами утечки в начальной стадии разряда. С увеличением длины разрядного промежутка ёмкость разрядного промежутка падает, и все больше энергии начального импульса напряжения может поглощаться в канале разряда.

Таким образом, показана принципиальная возможность получения малоразмерных источников ударных волн, инициируемых единичным импульсным разрядом наносекундной длительности с небольшой энергией в импульсе.

Литература

- [1] Драгинский В.Л., Алексеева Л.П., Самойлович В.Г. Озонирование в процессах очистки воды. / ДеЛи Принт, 2007, 395с.
- [2] Кузубова Л.И., Кобрина В.Н. Химические методы подготовки воды (хлорирование, озонирование, фторирование) / СО РАН, ГННТБ, НИОХ. – Новосибирск, 1996, 132с.
- [3] Ультрафиолетовые технологии в современном мире / под ред. Ф.В. Карамзинова, С.В. Костюченко, Н.Н. Кудрявцева, С.В. Храменкова – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2012. – 392 с.
- [4] Дашковский Ю.А. О механизме деструкции микроорганизмов от воздействия ударной волны. // Электронная обработка материалов, 2009, № 5, С. 86–90.
- [5] Кортхонджия В.П., Мдивнишвили М.О., Саралидзе З.К. О природе импульсного давления, создаваемого взрывом проволоки в воде. // Журнал технической физики, 2006, том 76, вып. 11 с.43
- [6] Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде /М.«Наука», 1971, 155с.
- [7] К.В. Вилков, Ю.А. Нагель. Обеззараживающее действие мощного импульсного электрического разряда в воде. I. Зарождение, эволюция и структура ударных волн// Письма в ЖТФ, 2004, том 30, вып. 5, с.88-94
- [8] Юткин Л.А. Электрогидравлический эффект. М.-Л., 1955. 51 с.
- [9] Сытин И.А. Электрогидравлическое действие на микроорганизмы. Киев: Здоровье, 1982. 75 с.
- [10] К.В. Вилков, Ю.А. Нагель. Обеззараживающее действие мощного импульсного электрического разряда в воде. II. Экспериментальные результаты // Письма в ЖТФ, 2004, том 30, вып. 7, с.48-53

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В ГЕЛИИ

В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, М.А. Арсланбеков

Дагестанский государственный университет, Махачкала.

e-mail: Vali_60@mail.ru

Объемные электрические разряды в инертных газах широко используются для накачки газовых лазеров. Причем газ *He* выступает в качестве буферного газа во многих средах газовых лазеров. В свою очередь, дальнейшее повышение энергетических характеристик газовых лазеров достигается совершенствованием способов накачки и оптимизацией условий возбуждения. Задача оптимизации накачки состоит в получении необходимых электрических характеристик плазмы разряда при сохранении ее пространственной однородности за время длительности импульса накачки. Неустойчивость разряда вызывает нарушение его однородности и приводит к переходу разряда из стадии объемного горения в канальную стадию (контрагированный разряд). Физические механизмы, ведущие к неустойчивости разряда, являются самыми различными. Задача усложняется тем, что в разных газах и смесях газов имеют место различные физические процессы, вызывающие неустойчивость разряда.

Экспериментальная установка и методы исследования подробно описаны в работах [1,2]. В экспериментах диагностика разряда включала регистрацию разрядного тока и напряжения на плазменном канале с применением цифровых осциллографов типа Актаком и Tektronix, фотографирование интегрального свечения разряда, а так же фотографирование пространственно-временных картин свечения промежутка с применением фотоэлектронного регистратора (ФЭР-2), спектральных измерений с применением современных средств диагностики высокого разрешения при различных начальных условиях инициирования разряда.

Для выявления наиболее ярких спектральных линий, возбуждаемых в разряде, регистрировался панорамный спектр как с помощью автоматизированного комплекса монохроматор-спектрограф (MS-3504i), так и с помощью спектрографа со скрещенной дисперсией - СТЭ-1. Спектр излучения прикатодной плазмы регистрировался монохроматором с дифракционной решеткой (МДПС-3) с дисперсией 0,2-0,3 нм/мм.

В некоторых экспериментах использовалась система щелей, позволяющая регистрировать с помощью фотоумножителя временной ход свечения из различных областей разрядного промежутка.

Переход разряда от объемной стадии к канальной исследовался в промежутке с площадью разряда $s=12 \text{ см}^2$ и расстояния между электродами $d = 1 \text{ см}$, давление газа менялось в пределах 1-5 атм, напряжение пробоя – от статического пробойного до сотни % перенапряжений.

Результаты экспериментальных исследований, спектров излучения плазмы импульсного объемного разряда в гелии, позволили выявить наиболее интенсивные спектральные линии атомов и ионов гелия. В таблице 1 приведены наиболее интенсивные линии гелия и соответствующие им атомные переходы.

Таблица 1.

$\lambda, \text{ нм}$	728.135	706.519	667.82	587.56	501.57	492.19	471.315	447.15	388.87
He I	3^1S-2^1P	$2^3P - 3^3S$	$2^1P - 3^1D$	$2^3P- 3^3D$	2^1S-3^1P	$2^1P - 4^1D$	$2^3P- 4^3S$	$2^3P - 4^3D$	$2^3S- 3^3P$
$\lambda, \text{ нм}$	655.98								
He II	$4^2D - 6^2F$ $4^2P- 6^3D$								

На рис.1 приведены панорамные спектры излучения из плазмы гелия в диапазоне спектра 370-410 нм для двух значений прикладываемого поля.

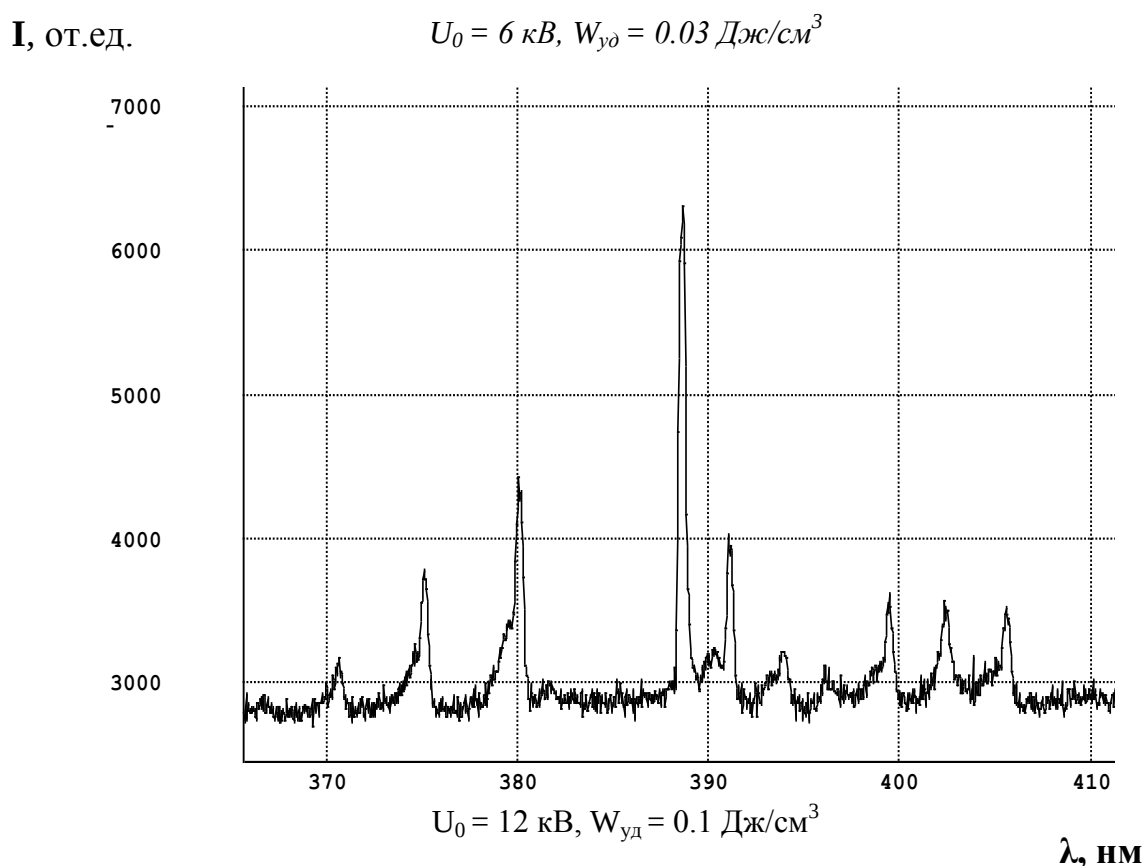
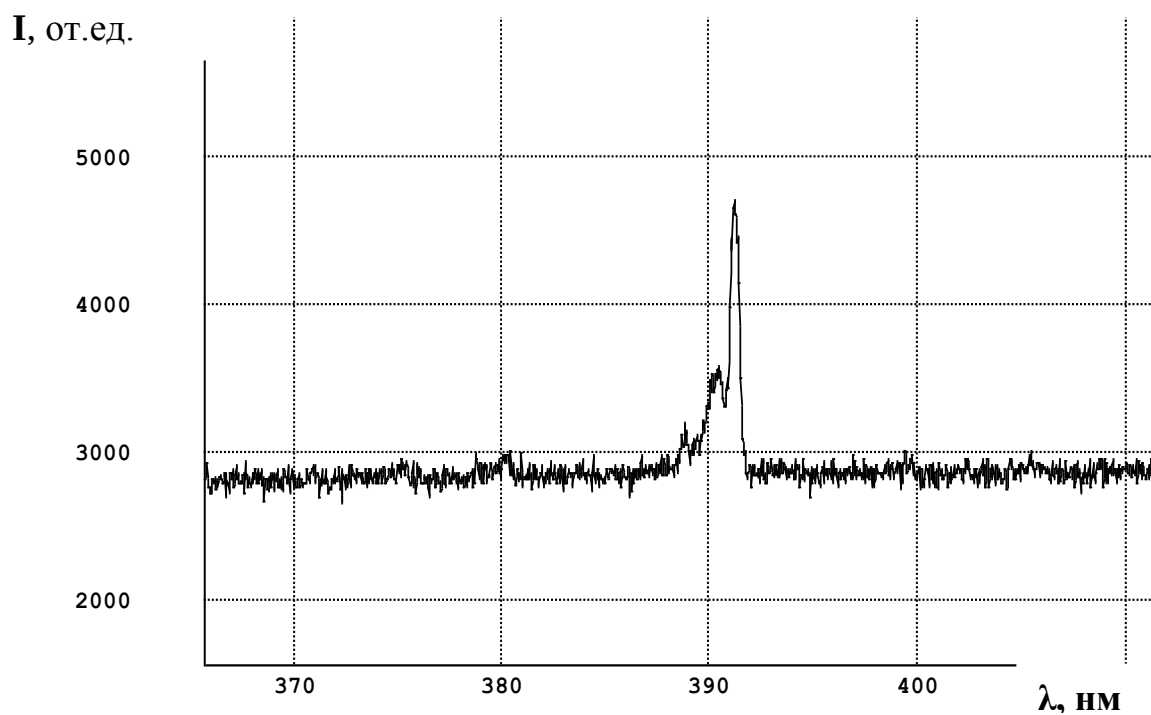


Рис.1. Панорамный спектр разряда в He при различных начальных энерговкладах в разряд ($p=1 \text{ атм}$, $d=1 \text{ см}$).

Анализ результатов исследования показывает, что как интенсивность излучения, так и возбуждение спектральных линий в разряде во многом зависит от амплитуды прикладываемого поля и давления газа. При полях $U < 7$ кВ регистрируются спектры испускания He I: 728.135 нм, 706.519 нм, 667.82 нм, 587.56 нм, 388.87 нм. При этом следует отметить, что эти линии соответствуют переходам с уровней с главным квантовым числом $n=3$ на уровни с главным квантовым числом равным $n=2$. При полях превышающих 7 кВ также регистрируются линии He I: 501.57 нм, 471.315 нм.

При полях свыше 12 кВ регистрируются линии He I: 492.19 нм, 471.31 нм, 447.15 нм и He II 655.98 нм. Эти спектральные линии соответствуют переходам с уровней $n=4$ на уровни с $n=2$.

Наиболее интенсивно возбуждаются линии: 706.519 нм, 587.56 нм. Интенсивность всех исследованных линий излучения увеличивается с увеличением амплитуды прикладываемого поля. Однако интенсивности некоторых линий: 728.135 нм, 667.82 нм и 587.56 нм слабо зависят от поля.

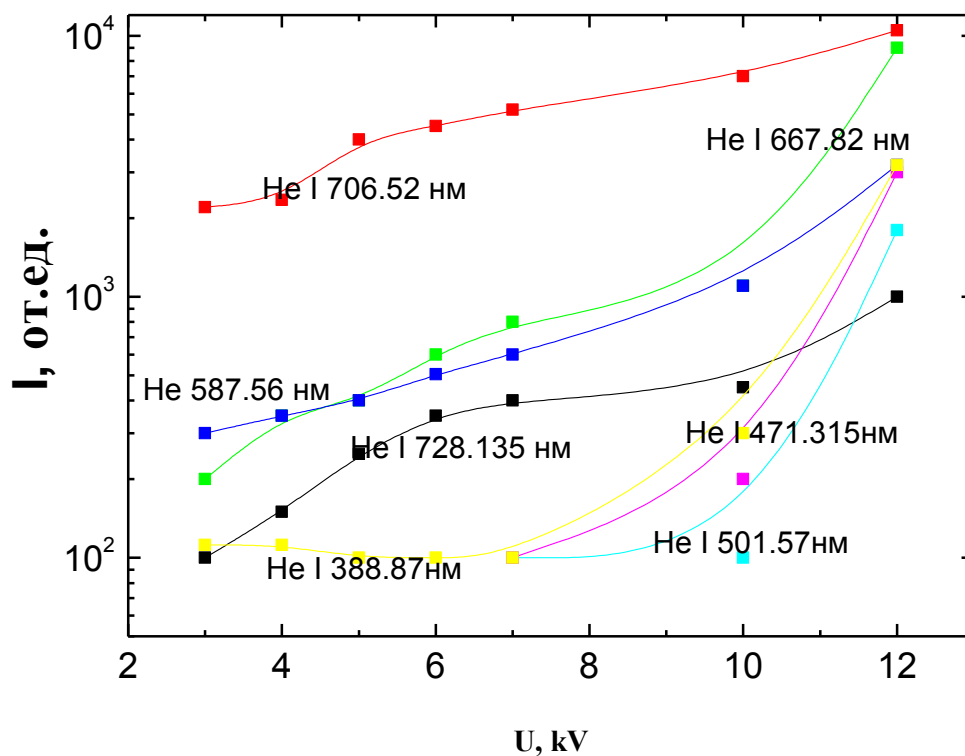


Рис.2. Характерные зависимости интенсивности излучения спектральных линий от амплитуды прикладываемого поля.

Для анализа кинетики формирования оптического излучения в плазме, был проведен анализ кинетики заселения возбужденных состояний атомов гелия. Как известно, интенсивность спектральной линии определяется $I_{i,k} = N_i \cdot A_{ik} \cdot h\nu_{i,k}$, т.е. интенсивность спектральной линии прямо пропорциональна заселенности верхнего уровня и вероятности соответствующего перехода.

Скорость элементарных процессов с участием электронов определяется функцией распределения электронов по энергиям. Если функция распределения атомов и ионов по скоростям почти всегда близка к максвелловской, то функция распределения электронов описывается кинетическим уравнением Больцмана, которая в двучленном приближении имеет вид:

$$\frac{d}{d\varepsilon} \left(\beta \frac{df}{d\varepsilon} \right) = J_{yn} + J_{ny} + J_{ee},$$

где $\beta = \frac{1}{3} \left(\frac{E}{N} \right)^2 \varepsilon \cdot (\sum_k Y_k Q_{tr}^k)^{-1}$, E/N -приведенная напряженность электрического поля; ε - текущая энергия электронов; Y - молярная доля k -го компонента смеси; Q_{tr}^k - транспортное сечение взаимодействия электрона с k -ым компонентом, а J_y, J_{ny}, J_{ee} - интегралы упругих, неупругих и электрон-электронных столкновений.

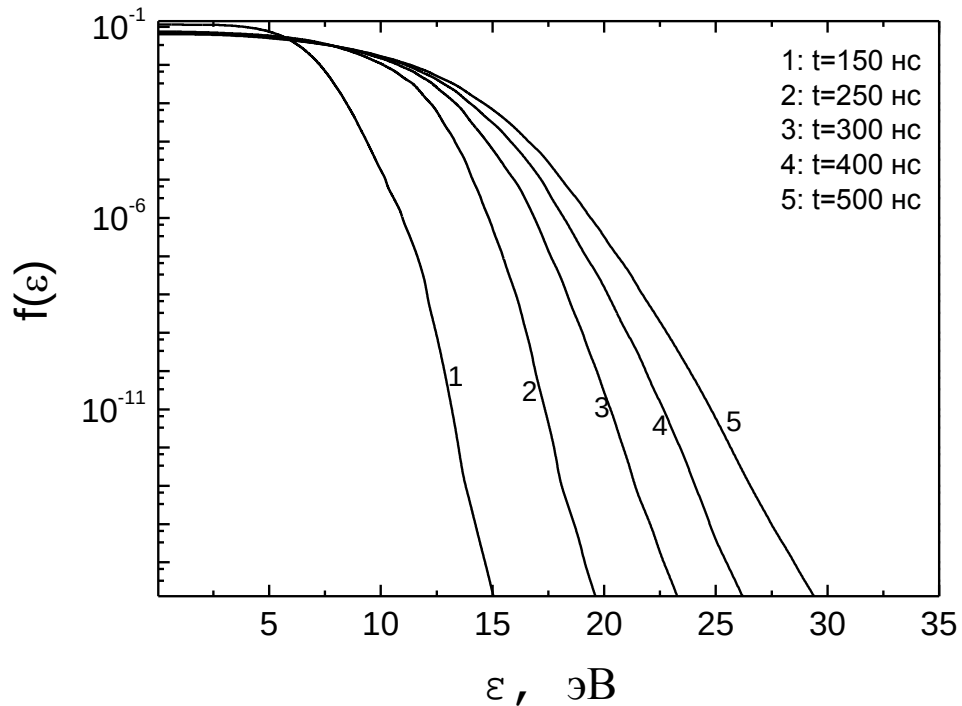


Рис.3. Эволюция ФРЭЭ для импульсного разряда в гелии: $p=760$ Торр, $U_0=7$ кВ.

На основе вычисленной ФРЭЭ определяются константы скоростей реакций

$$k_j = \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \int_{\varepsilon_i}^{\infty} \varepsilon Q_i f(\varepsilon) d\varepsilon.$$

Анализ кинетики показывает, что в процессах ударного электронного возбуждения с основного состояния наиболее интенсивно заселяется уровень с $n=2$. При этом наиболее эффективно протекают процессы возбуждения состояний 2^3S и 2^1S . Причем потоки этих реакций сопоставимы.

На стадии объемного горения наиболее эффективно протекают процессы ступенчатого возбуждения с уровней $n=2$ на уровни с $n=3$. Расчеты также показывают, что в процессах электронного возбуждения наиболее эффективно возбуждается уровень 3^3S . Суммарный поток заселения уровня 3^3S превышает уровень 3^1S в 1,6 раза, 3^3P в 1,4 раза, 3^1P в 1,7 раза, а уровней 3^3D и 3^1D в 3 и более раз. Следует здесь отметить, что несмотря на слабый поток электронного ударного возбуждения этих уровней, спектры испускания характеризуются относительной большой интенсивностью. Данное обстоятельство можно объяснить рекомбинационными

потоками заселения этих уровней в процессах диссоциативной рекомбинации и перемешиванием заселенности уровней.

Литература

- [1] Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А. К вопросу о характере контрагирования объемного разряда в гелии атмосферного давления //ТВТ. 1995.Т. 33. № 3. С 346–350
[2] Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б. Процессы расширения катодного пятна и формирование ударных волн в плазме объемного разряда в гелии атмосферного давления. // Физика плазмы. 2012. Т.38, №1. С.26-33.

ФОРМИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ

**В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, Абакарова Х.М.,
Али Рафид Аббас Али**

Дагестанский государственный университет, Махачкала

e-mail: vali_60@mail.ru

Получение и изучение свойств однородной плазмы высокого давления представляет значительный интерес в связи с ее широким применением в различных областях науки и техники.

Как известно пространственно-временная динамика формирования и развития объемного разряда определяется начальными условиями эксперимента [1,2].

Рассмотрим результаты исследования пространственно - временной динамики развития импульсного разряда, полученные с помощью фотоэлектронного регистратора ФЭР-2. Экспериментальная установка и методики исследования подробно описаны в работах [1,2]. Разрядный промежуток представлял с собой два железных электрода диаметром 4 см, расположенные на расстоянии 1 см друг от друга.

Ниже на рис.1. приведены пространственные картины свечения импульсного разряда в гелии при давлении 760 Торр.

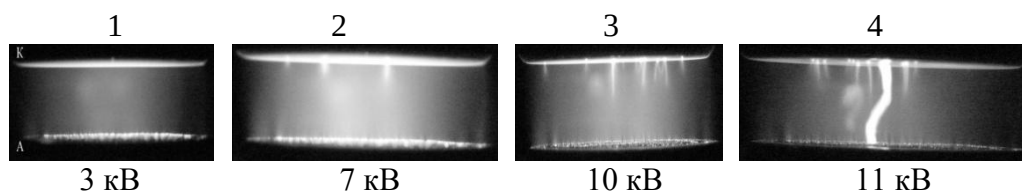


Рис. 1. Интегральные картины пробоя: $d=1$ см, $p=760$ Тор.

В газе - He при атмосферном давлении при малых внешних полях ($E_0 < E_{кр} = 6$ кВ/см) горит однородный объемный разряд (рис.1, фото 1), а развитие незавершенных анодонаправленных каналов, привязанных к катодным пятнам с высокой проводимостью (плазменных каналов) начиналось при плотности тока ~ 40 А/см² (рис.1, фото 2). В межэлектродном пространстве сохранялась хорошая однородность плазмы разряда. Увеличение плотности тока до 60 А/см² (рис. 1, фото 3) ведет к дальнейшему продвижению незавершенных анодонаправленных каналов. При плотности тока более 100 А/см² (рис.1, фото 4) происходит перекрытие разрядного промежутка плазменным каналом (рис.1, фото 4). Результаты экспериментальных исследований формирования импульсного объемного разряда показывают, что однородность и устойчивость плазменного столба напрямую определяется условиями формирования разряда. Поэтому здесь рассмотрим влияние различных граничных факторов на формирование однородного плазменного столба разряда.

Для исследования влияния начальных условий (давления газа и прикладываемого поля) на формирование однородного плазменного столба воспользуемся моделью формирования плазменного столба, предложенная в работе [3].

Согласно этой модели, электроны предыонизации вследствие того, что их дрейфовая скорость выше скорости их диффузии поперек поля, ионизуя газ, образуют пуч лавин, идущих по следу друг друга и формирующих тонкие токовые нити. Радиус

микронити считается равным радиусу Дебая $r_D = \sqrt{\frac{kT_e}{4\pi e^2 n_e}}$.

Таким образом, если к моменту времени перехода лавины в плазменное состояние радиус лавин ($R \approx r_D$) будет $R \geq r/2$ ($r = n_0^{-1/3}$ – среднее расстояние между электронами на стадии предварительной ионизации), то будет происходить перекрытие соседних лавин. Если $R < r/2$, то перекрытие соседних электронных лавин не происходит, поскольку вследствие дрейфа электронов вдоль поля, продольные размеры лавины будут расти намного быстрее, чем поперечные, и лавины, идущие друг за другом, начнут налагаться друг на друга, прежде чем произойдет перекрытие соседних лавин. Это приводит к формированию в разряде тонких проводящих нитей [3].

Среднее количество нитей в разряде можно оценить следующим образом: $N = N_0/N_n^0$, где N_0 – общее число электронов в разрядном объеме, $N_n^0 = d/r$ – начальное число электронов в нити, а d – межэлектродное расстояние. $N_0 = n_0 S d$, где S – площадь поперечного сечения разряда. Тогда общая площадь, занимаемая микронитями, определяется формулой: $S_H = \pi R^2 S n_0^{2/3}$.

На рис.2 а,б представлены расчетные зависимости S_H/S от начальной концентрации электронов для различных значений прикладываемого поля и давления.

Как видно из полученных зависимостей однородность плазменного столба существенно зависит от начальной концентрации электронов. Для создания однородного объемного разряда необходимо увеличение концентрации электронов предыонизации. Из рис. 2. также видно, что с увеличением прикладываемого поля и давления газа эффективная площадь S_H , занимаемая разрядом (микронитями), уменьшается, что связано с уменьшением диффузионного радиуса лавины. Следовательно, с увеличением амплитуды прикладываемого поля и давления газа для сохранения однородности плазменного столба требуется увеличение концентрации электронов предыонизации.

Таким образом, проведенные расчеты позволяют определить значение концентрации электронов предыонизации, необходимой для формирования однородного плазменного столба. Однако следует отметить, что если условия по формированию однородного объемного разряда выполняются для плазменного столба, то эти условия не выполняются в прикатодной области. На стадии формирования в прикатодной области образуется зона обедненная зарядами, а поле высокое [4]. Следовательно, выполнение условий по формированию однородного плазменного столба еще не позволяет однозначно говорить о формировании однородного объемного разряда. Стадия формирования оказывается наиболее критичной к образованию зарядовых и других неустойчивостей, которые могут привести к расслоению разряда и последующей контракции.

Как показывают результаты как экспериментальных, так и численных исследований, прикатодная область наиболее критична к развитию неустойчивостей на стадии формирования и развития катодонаправленной волны ионизации [4].

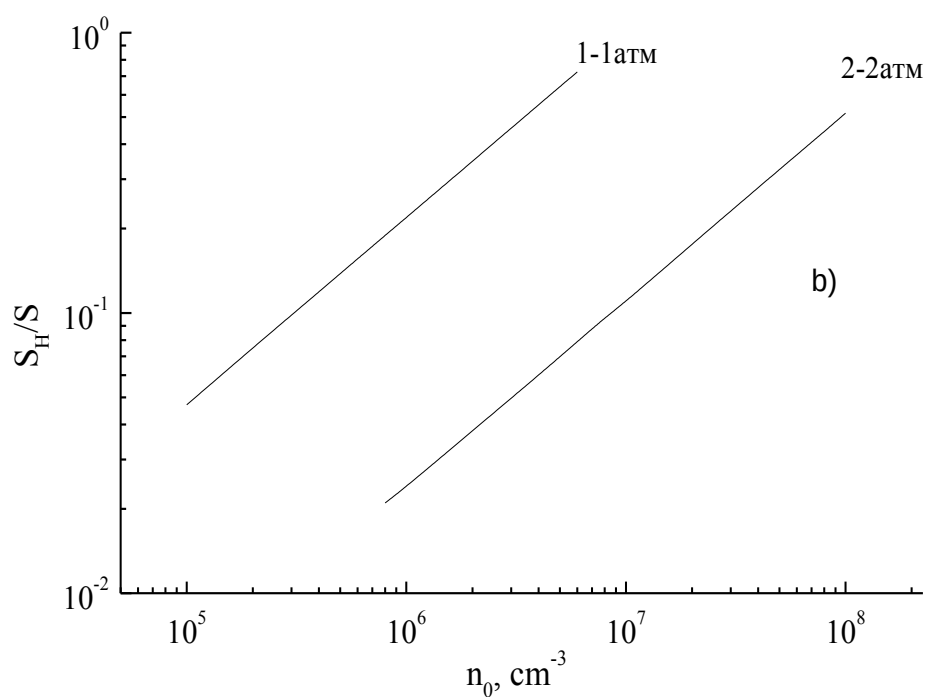
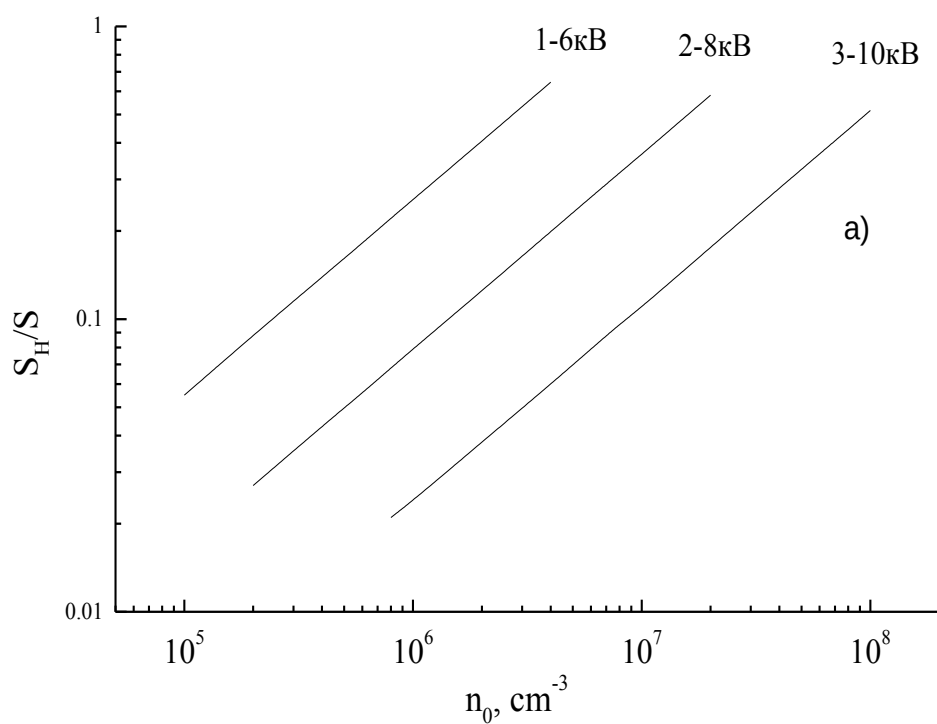


Рис.2. Зависимости отношения суммарной площади микронитей (S_H) к активной площади (S) электродов от начальной концентрации электронов.

а) 1- $U_0=6\text{кВ}$, 2- $U_0=8\text{кВ}$, 3- $U_0=10\text{кВ}$; б) $U_0=10\text{кВ}$, 1- $p=1\text{атм}$, 2- $p=2\text{атм}$.

При этом, успеет ли нитевидная структура сформироваться за время движения ионизационной волны к катоду, определяется из критерия [5]:

$$\omega = \int_{t_i} v_i(t) dt = 1, \quad (1)$$

где v_i - инкремент нарастания флюктуаций, который определяется следующим выражением [5]

$$v_i = -\frac{\mu_i U_c}{d_c^2} \left(\frac{\partial U_c}{\partial j} \sigma \frac{2\pi}{\lambda} + 1 \right), \quad (2)$$

где U_c - напряжение катодного слоя, d_c - длина катодного слоя, σ - проводимость столба, λ - расстояние между максимумами флюктуаций

Параметр λ определяется следующим образом: считается, что если расстояние между неоднородностями меньше половины длины катодного слоя $\lambda < \frac{d_c}{2}$, то неоднородности не искажат поле в промежутке и, следовательно не вызовут роста канала.

На рис.3а,б приведены характерные зависимости параметра ω от E/p и длительности фронта импульса напряжения. Как видно, с увеличением E/p параметр ω уменьшается и при $E/p=4,5$ В/(см·Торр) выполняется условие, при котором нитевидная структура не успеет сформироваться в катодной области $\omega \leq 1$, а с увеличением длительности фронта нарастания импульса напряжения параметр ω увеличивается и при $\tau_\phi \geq 25$ нс, параметр $\omega > 1$, т.е. происходит расслаивание разряда. Следует отметить, что результаты расчетов удовлетворительно согласуются с результатами экспериментальных исследований.

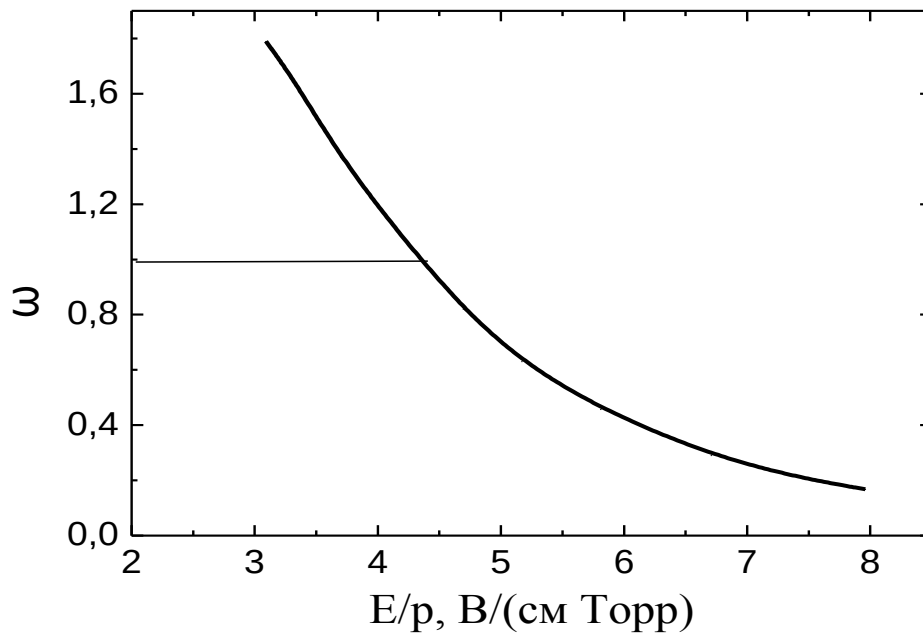


Рис. 3а. Зависимость параметра ω от отношения E/p .

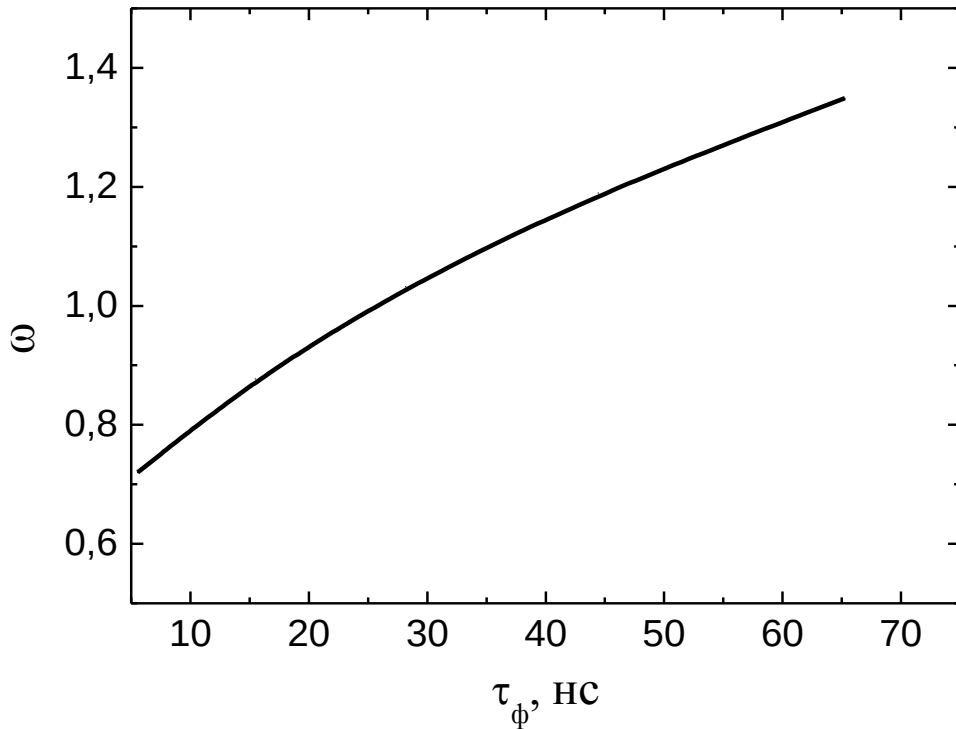


Рис.36. Зависимость параметра ω от длительности фронта нарастания импульса напряжения.

Таким образом, даже при выполнении условий перекрытия соседних электронных лавин не гарантирует условия формирования однородного плазменного столба в промежутке.

Авторы работы [6] предлагают стадию формирования исключить из процесса развития разряда, что позволит устранить возникновение рассмотренных выше неоднородностей и осуществить зажигание предельно-однородного объемного самостоятельного разряда (ОСР). При этом формирование разряда начинается сразу со стадии горения, минуя стадию его формирования. Критерием получения предельно-однородного ОСР принято условие, при котором образование катодного слоя и соответствующего ему катодного падения потенциала происходит раньше, чем начнутся процессы ударной ионизации в плазменном столбе.

Определим влияние начальных условий на формирование предельно-однородного объемного разряда в гелии атмосферного давления.

Распределение поля на расстоянии x от левого края столба имеет вид:

$$E_x = E + 4\pi e n_+ x = E + 4\pi e n_0 x, \quad \text{для } 0 < x < \Delta, \quad (3)$$

$$\Delta < \alpha^{-1}, \quad (4)$$

где α - коэффициент ударной ионизации в плазменном столбе, зависящий от E , Δ - размер прикатодной области.

Условия возникновения Таунсендовского пробоя в катодном слое имеет вид

$$\int \alpha_c dx = \ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right),$$

где α_c - коэффициент Таунсенда в катодном слое, γ - коэффициент вторичной эмиссии.

Если заменить линейное распределение поля в катодном слое ступенькой с величиной поля, равной полю на катоде E_c , то получим

$$\alpha_c \Delta = \ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right).$$

Тогда неравенство (4) примет вид

$$\frac{\alpha_c}{\alpha} > \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right).$$

Учитывая, что для гелия $\alpha = Ape^{-B\sqrt{\frac{p}{E}}}$ получим

$$-B\sqrt{p}\left(\frac{1}{\sqrt{E_c}} - \frac{1}{\sqrt{E}}\right) > \ln\left[\ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)\right].$$

Обозначим через $C = \ln\left[\ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)\right]$, тогда имеем $-B\sqrt{p}\left(\frac{1}{\sqrt{E_c}} - \frac{1}{\sqrt{E}}\right) > C$.

После несложных преобразований получим

$$E_c > \frac{B^2 p E}{(B\sqrt{p} - C\sqrt{E})^2}. \quad (5)$$

Величину поля в катодном слое также можно найти из (3) и (4)

$$E_c < E + 4\pi e n_0 \alpha^{-1}. \quad (6)$$

Комбинируя выражения (3) и (4) получим

$$n_0 > \frac{A p e^{-B\sqrt{\frac{p}{E}}} (2B \ln \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) E \sqrt{pE} - \ln \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)^2 E^2)}{4\pi e (B\sqrt{p} - \ln \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) \sqrt{E})^2}.$$

На рис.4 приведены характерные зависимости начальной концентрации электронов n_0 , требуемые для получения предельно - однородного объемного разряда от напряженности поля, для трех значений давления газа. Из этого рисунка видно, что с увеличением поля необходимо увеличить концентрацию электроны предыонизации.

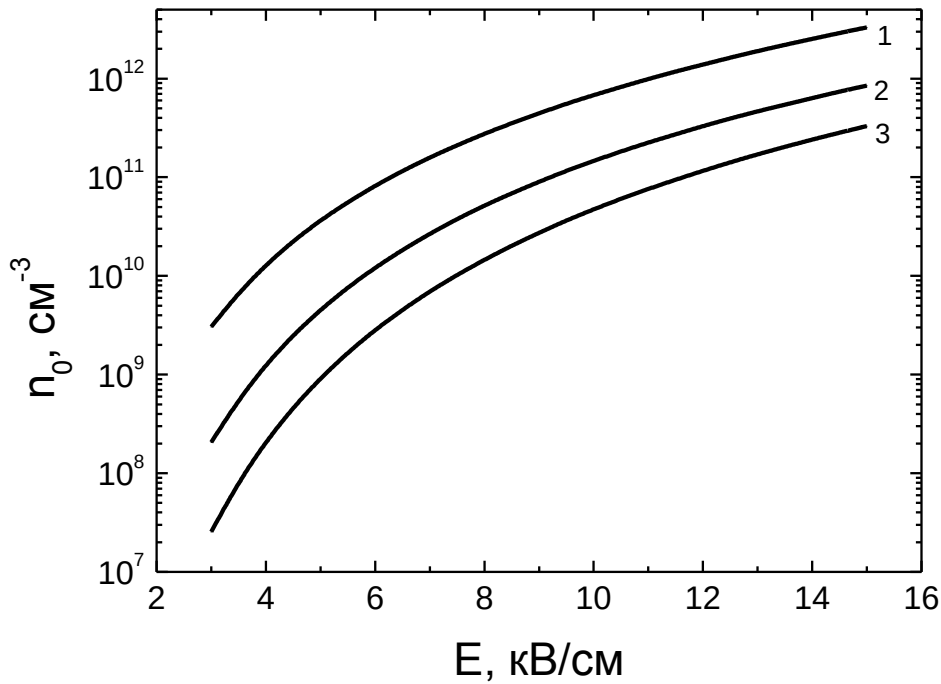


Рис. 4. Зависимость граничной концентрации электронов от напряженности поля E в разрядном промежутке для получения предельно - однородного объемного разряда: $d = 1$ см, 1) $p=1$ атм, 2) $p=2$ атм, 3) $p=3$ атм.

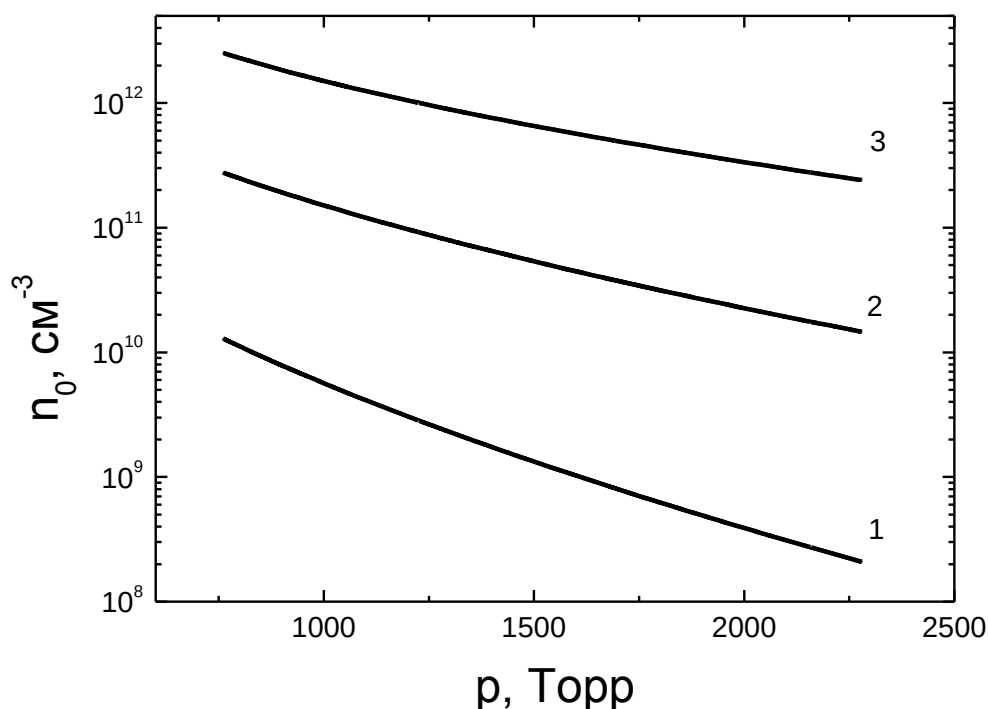


Рис. 5. Зависимость граничной концентрации электронов от давления газа для получения предельно - однородного объемного самостоятельного разряда: $d = 1$ см, 1) $E = 4$ кВ/см, 2) $E = 8$ кВ/см, 3) $E = 14$ кВ/см.

На рис. 5 приведены характерные зависимости n_0 требуемые для получения предельно - однородного объемного самостоятельного разряда от давления газа, для трех значений поля. Из рисунка видно, что с увеличением давления газа необходимое значение концентрации электронов предыонизации для зажигания ОР уменьшается.

Как показывают результаты многочисленных исследований, в процессе горения объемного разряда на электродах возможны взрывоэмиссионные процессы, которые сопровождаются выбросом паров и микрокапель металла, что приводит к образованию катодного пятна, с высокой проводимостью, с которой начинается развитие искрового канала. Однако результаты экспериментальных исследований картин формирования плазмы импульсного объемного разряда в гелии показывает, что при $E/p \geq 15$ В/(см Торр) на катоде образуется множество катодных пятен, и отсутствует контракция.

Известно, что скорость ионизационных процессов в разрядном промежутке существенно определяется значением ионизационного коэффициента α , который является функцией E/p . Найдем первую производную от коэффициента α , как функция от E/p . Полученная зависимость представлена на рис. 6.

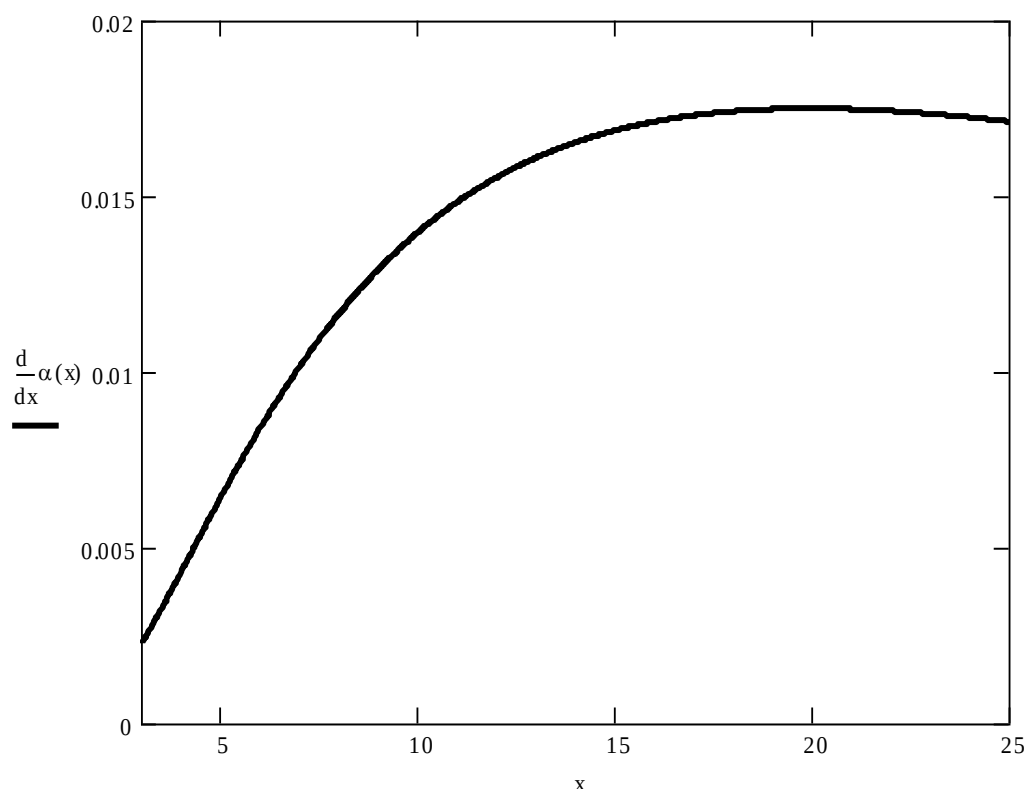


Рис. 6. Характерная зависимость первой производной коэффициента Таунсенда от E/p .

Из представленной зависимости видно, что при значениях $E/p \geq 15$ В/(см·Торр) коэффициент ударной ионизации при увеличении E/p существенно не меняется, этим по-видимому можно объяснить формирование сильнооточного диффузного разряда в гелии, при котором отсутствует контракция ОР в искровой канал.

Таким образом, создание однородного плазменного столба происходит при условии перекрытия соседних электронных лавин, однако при этом в прикатодной области возможно образование зоны обедненной электронами с образованием зарядовых и других неустойчивостей, которые уже на ранней стадии формирования разряда могут привести к расслаиванию разряда.

С другой стороны, исключив условия формирования неустойчивостей за счет варьирования параметров E , p и n_0 можно получить предельно-однородный объемный разряд в Не атмосферного давления.

Литература

- [3] Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А. К вопросу о характере контрагирования объемного разряда в гелии атмосферного давления //ТВТ.1995. Т.33. № 3. С.346–350.
- [4] Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б. Процессы расширения катодного пятна и формирование ударных волн в плазме объемного разряда в гелии атмосферного давления //Физика плазмы. 2012. Т.38, №1. С.26-33.
- [5] Осипов В.В., Лисенко В.В. Формирование самостоятельного объемного газового разряда //ЖТФ. 2000. Т.70. №10. С.27-33.
- [6] Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Ашурбеков Н.А., Абдурагимов Э.И. Формирование катодного слоя самостоятельного объемного разряда в гелии //Изв. вузов. Сев. – Кав. регион. Естеств. науки. 2002. №4. С.31-36.
- [7] Козырев А.В., Королев Ю.Д. //Физика плазмы. 1983. Т.9. № 4. С.864–868.

- [8] Хомич В.А., Ямщиков В.А. Образование плазменных неоднородностей и поиск возможностей их полного подавления в объемном самостоятельном разряде // Прикладная физика. 2011. № 1. С.43-51.

ПРОФИЛИРОВАНИЕ СОПЛА ПЛАЗМОТРОНА С УЧЕТОМ ДИССОЦИИ И ИОНИЗАЦИИ

Куликов Ю.М.^{1,2}, Гаджиев М.Х.², Тюфтяев А.С.², Сон Э.Е.^{1,2}

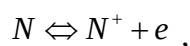
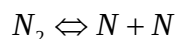
¹Московский физико-технический институт, 141700, Московская область,
г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный
институт высоких температур РАН, 125412, г. Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2

Численное решение задач истечения сверхзвуковых струй плазмы в открытое пространство занимает важное место в физической газодинамике и физике плазмы. Данный интерес обусловлен необходимостью учета явлений, связанных с высокоскоростными потоками (ударные волны и скачки уплотнения) и значительного числа молекулярных реакций, в том числе диссоциацию и ионизацию [1], процессов взаимодействия излучения с веществом, его влияния на процессы теплопереноса, а также плазменной турбулентности. Таким образом, решение подобных задач требует значительных вычислительных мощностей для учета процессов, различающихся по времени и по пространству на несколько порядков.

Для проведения различных экспериментальных исследований требуется создание потока плазмы с определёнными характеристиками на срезе сопла. Для этого авторами была предложена простая методика итерационного профилирования сверхзвукового сопла для плазматрона, использующего в качестве рабочего тела молекулярный азот, с учетом процессов равновесной диссоциации и ионизации. Хорошо известно, что в температурных зонах химических реакций происходит резкий всплеск теплоемкости и химической теплопроводности смеси, связанный с переносом энергии химической связи диффузионными и конвективными потоками. Подобные процессы приводят к тому, что зависимость показателя адиабаты газовой смеси (N_2 , N , N^+) становится немонотонной, вследствие этого применение отработанных элементарных методик расчета сопла становится не приемлемым.

На предварительном этапе работы авторами произведен расчет зависимости удельной теплоемкости, молярной массы (рис. 1 и 2) газовой смеси азота и его производных от температуры. Для этого использовались уравнения диссоциативного и ионизационного равновесия по Саха без учета неидеальности для двух реакций:



в результате находятся коэффициенты равновесной диссоциации α_D и ионизации α_I бинарной смеси. Теплоемкость при постоянном давлении (1 атм) рассчитывалась как производная удельной энтальпии смеси по температуре. Средняя молярная масса смеси находилась из соотношения:

$$\mu_{\text{сред}} = \frac{\mu_{N_2} n_{N_2} + \mu_N (n_{N^+} + n_N)}{n_{N_2} + n_{N^+} + n_N}.$$

Показатель адиабаты вычислялся по хорошо известной формуле Майера:

$$C_v = C_p - \frac{R}{\mu(T)},$$

где R – универсальная газовая постоянная. Зависимость показателя адиабаты от температуры представлена на рис. 3.

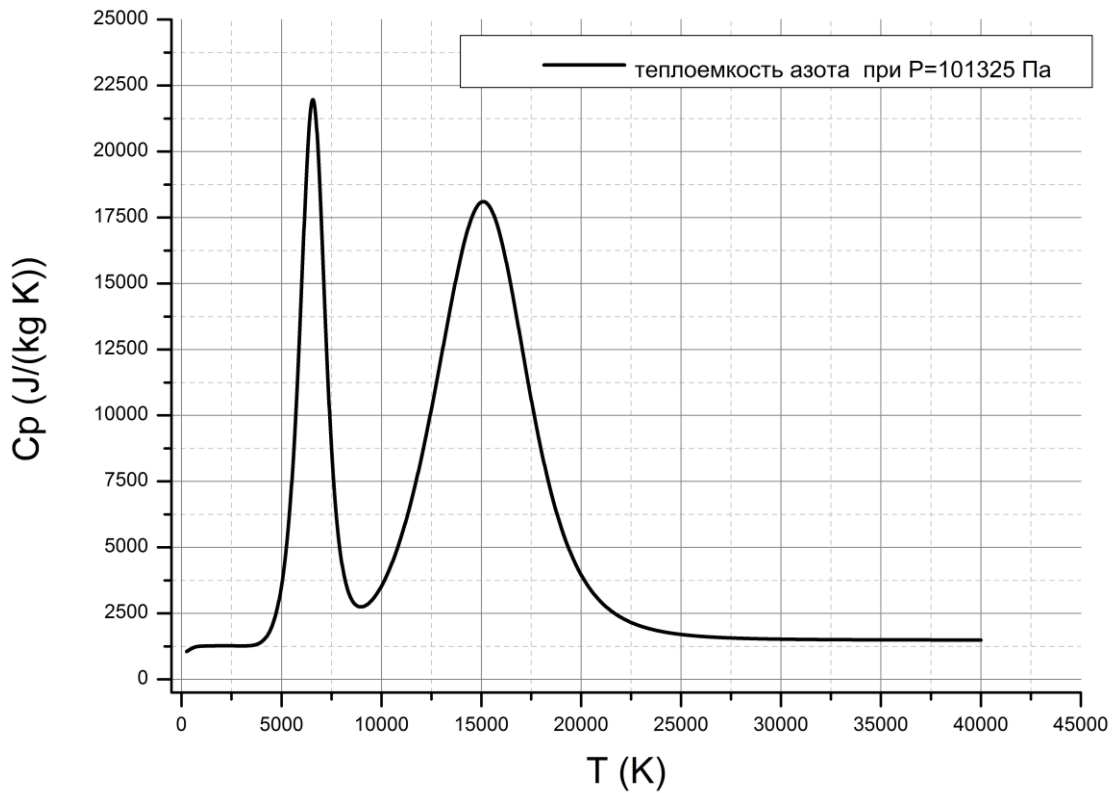


Рис. 1. Зависимость теплоёмкости смеси молекулярного азота и производных от равновесных реакций диссоциации и ионизации от температуры при атмосферном давлении.

При профилировании сопла необходимо знать следующие величины: массовый расход газа G , давление P_1 и температуру T_1 во входном сечении (форкамере сопла), начальный диаметр сопла D_1 , а также число Маха выходного потока. На начальном этапе необходимо найти остальные термодинамические параметры потока во входном сечении, по которым затем определяются параметры заторможенного потока (энтальпия H_0 , соответствующая ей температура T_0 , давление P_0 , плотность ρ_0 , скорость звука a_0), далее аналогично рассчитываются параметры в критическом сечении. В предположении линейности роста числа Маха M по длине канала, начиная с входного сечения, ищутся соответствующие газодинамические параметры, а также диаметр сопла путем поиска минимума функции:

$$\Delta = \frac{2}{M^2} (H_0 - H(T)) \mu(T) - k(T) \cdot RT.$$

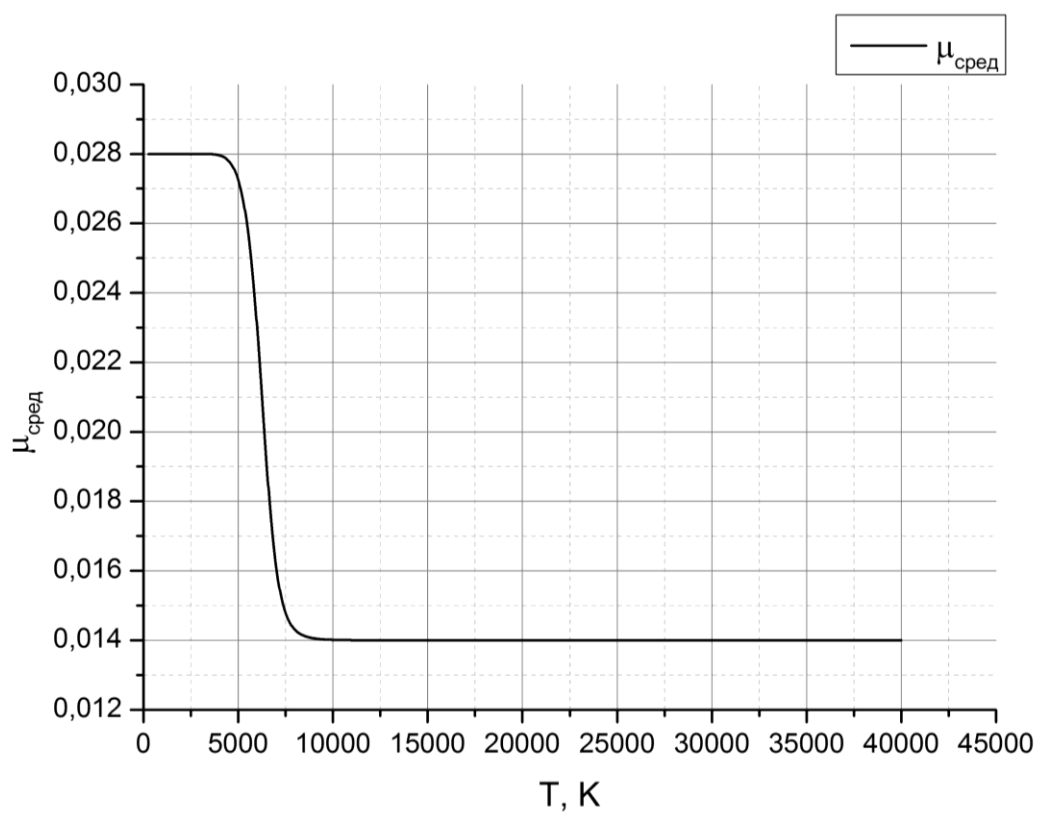


Рис. 2. Зависимость средней молярной массы смеси от температуры

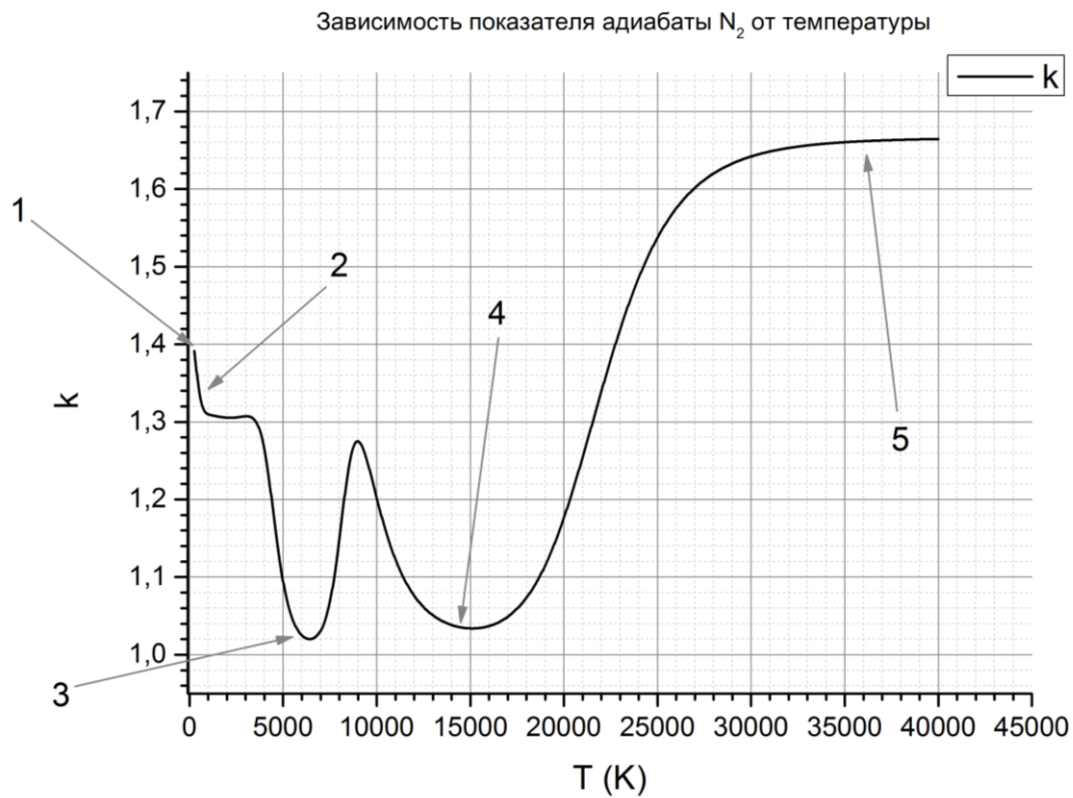


Рис. 3. Зависимость показателя адиабаты от температуры для N_2 . Цифрами обозначены: 1- область теплоемкости 2-х атомного газа без внутренних степеней

свободы, 2- область возбуждения внутренних степеней свободы, 3- проявление изотермичности вследствие высокой теплопроводности в области диссоциации, 4 – аналогично в области ионизации, 5- выход на теплоемкость одноатомного газа.

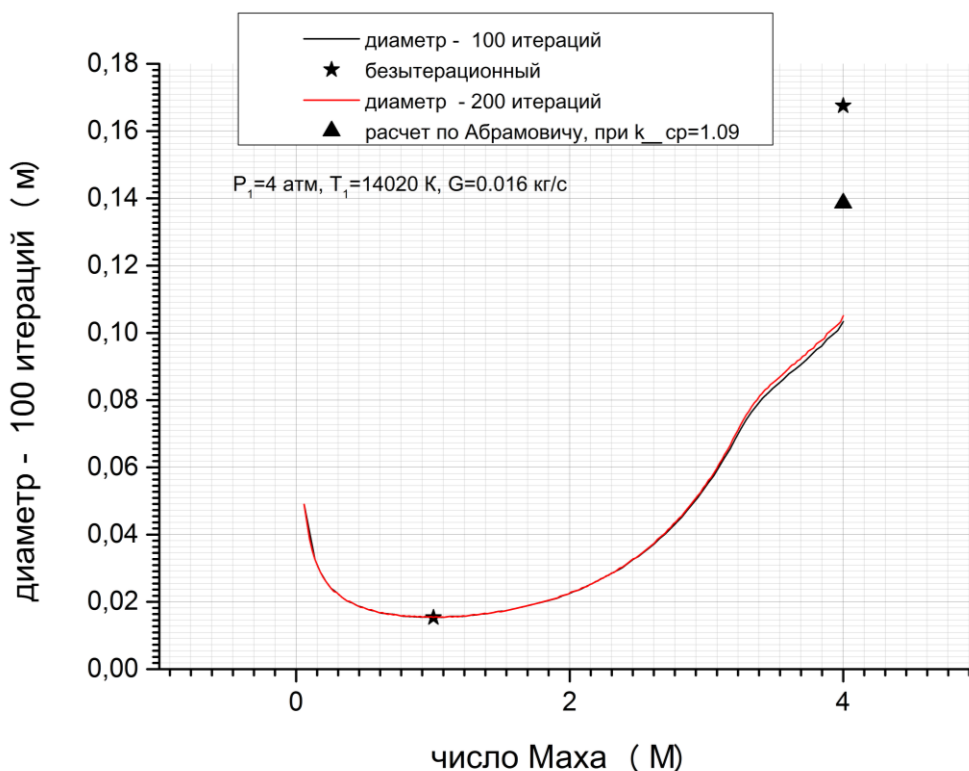


Рис. 4. Зависимость диаметра сопла от числа Маха при $T_1=14020$ К. Условные обозначения: «диаметр – 100 итераций» - профиль построен по 100 сечениям, «звёздочка»- безытерационный расчет диаметра критического и выходного сечения, «диаметр – 200 итераций» - аналогично использовалось 200 сечений, «треугольник» - расчет по книге [2].

Следует отметить, что при расчете газодинамических параметров используется средний показатель адиабаты по соседним сечениям. На рис. 4 представлен пример расчета соплового профиля для выбранного набора параметров.

Предложена методика итерационного профилирования сопла плазмотрона в одномерном приближении с учетом процессов ионизации и диссоциации, которая в отличие от классических методов [2], позволяет учесть немонотонность показателя адиабаты газовой смеси (N_2 , N , N^+).

Работа выполнена по плану научной школы НШ – 1800.2014.8 при финансовой поддержке гранта РФФИ 14-08-00330

Литература

- [1] Capitelli M., Colonna G., D'Angola A., Fundamental Aspects of Plasma Chemical Physics, Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, Vol. 66, 2012, - 310 p.
- [2] Абрамович Г.Н., Прикладная газовая динамика, Т.1, 5-е изд., перераб. и доп. — М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит, 1991 г. - 600 с.

**УДЕРЖАНИЕ АНСАМБЛЯ ЗАРЯЖЕННЫХ МИКРОЧАСТИЦ В ГАЗОВОМ
ПОТОКЕ ЛИНЕЙНОЙ ЛОВУШКОЙ ПАУЛЯ**
**Лапицкий Д.С., Филинов В.С., Депутатова Л.В., Василяк Л.М. Владимиров В.И.,
Сыроватка Р.А., Печеркин В.Я.**
ОИВТ РАН

В работе экспериментально подтверждена возможность удержания линейной ловушкой Пауля заряженных микрочастиц в газовом потоке.

Введение

Заряженные пылевые частицы (микрочастицы) часто присутствуют во многих энергетических устройствах, где они могут играть положительную или отрицательную роль. В качестве примера упомянем установки плазменного травления, в которых образующиеся частицы необходимо удалять, а также в установках термоядерного синтеза. Одним из способов повышения эффективности фильтрации является воздействие на микрочастицы различными физическими факторами с целью изменения их физических свойств [1]. Однако возникают задачи, в которых требуется удалить частицы определенных размеров, что невозможно осуществить электрофильтрами с коронным разрядом постоянного тока.

В предыдущих работах авторов [1, 2] была продемонстрирована возможность электродинамических ловушек удерживать кулоновские системы заряженных частиц в воздухе при атмосферном давлении. Были определены области удержания заряженных микрочастиц в широком диапазоне параметров (заряд, масса, радиус микрочастиц, напряженность электрического поля и его частота). Для захвата и удержания заряженных микрочастиц в газовом потоке была предложена модернизированная электродинамическая ловушка [3].

Целью данной работы было экспериментальное исследование возможности удержания заряженных микрочастиц в линейной ловушке Пауля в газовом потоке.

Экспериментальный стенд

Для проведения эксперимента необходимо было выполнить следующие операции: инжектировать микрочастицы в газовый поток, зарядить их в потоке и удержать их из потока в линейной ловушке Пауля. Схема экспериментальной установки, позволяющей произвести описанные операции, показана на рис. 1а. Экспериментальная конструкция состоит из 3 отдельных модулей в одном газовом тракте: 1 – модуль зарядки микрочастиц коронным разрядом (коронатор), 2 – модуль с ловушкой, 3 – модуль создания газового потока в воздуховоде.

На рис. 1б представлена схема коронатора с двумя рядами заземленных электродов, расположенными сверху и снизу от коронирующих электродов. Коронирующие электроды из вольфрамовой проволоки диаметром 70 мкм и расположены на расстоянии $L_e = 1$ см друг от друга (рис. 1б). Заземленные электроды были выполнены из металлических стержней толщиной 3 мм и расстоянием между осями $L_g = 12$ мм. Ряды из заземленных электродов располагались по обе стороны от ряда коронирующих электродов на расстоянии $\Delta L = 12$ мм. Такая конструкция коронатора создает ионный ветер в двух противоположных направлениях, что позволяет компенсировать его влияние на воздушную среду. В случае использования одного ряда заземленных электродов ионный ветер формировал бы воздушный поток в направлении заземленных электродов, скорость которого достигала бы $v_f \sim 2.5$ м/с.

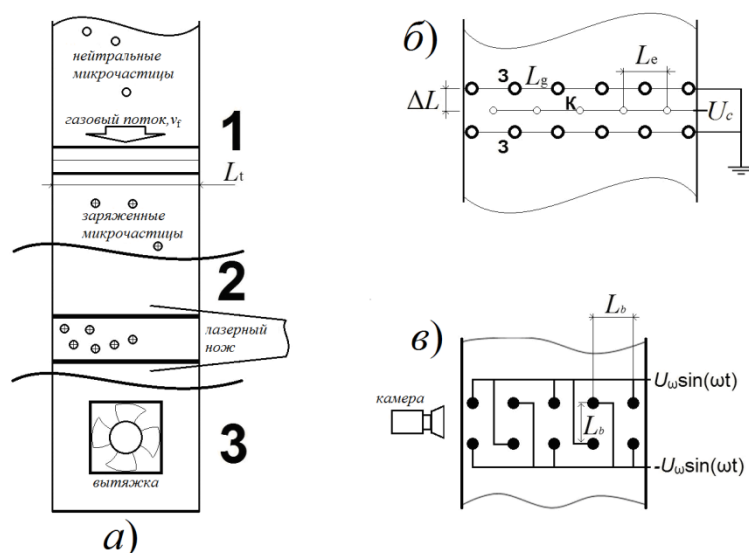


Рис. 1. Схема установки для исследования захвата заряженных микрочастиц в линейной ловушке в воздушном потоке: а) Общее расположение модулей. 1 – модуль коронатора, 2 – модуль ловушки, 3 – модуль формирования газового потока. б) Модуль коронного разряда (вид на установку перпендикулярно плоскости рисунка); в) секция линейной ловушки (вид на установку перпендикулярно плоскости рисунка).

На рис. 1в представлена схема модуля ловушки. Для перекрытия воздушного тракта использованы пять линейных ловушек, расположенных поперек воздушного потока и сгруппированных в одну электродинамическую ловушку из 4 ячеек. Electrodes ловушки были выполнены из металлических стержней диаметром 3 мм и расстоянием между осями $L_b = 11$ мм. На электроды ловушки подавалось переменное напряжение: $U_\omega \sin(\omega t)$ и $-U_\omega \sin(\omega t)$ (рис. 5с), $U_\omega = 840$ В, $f = 50$ Гц.

Диагностика и регистрация микрочастиц производилась с помощью лазерного ножа толщиной 0,5 см. Лазерный нож был установлен вдоль электродов ловушки (рис. 1а, модуль 2) и освещал одну из ячеек электродинамической ловушки. Высота ножа позволяла наблюдать процессы как внутри ловушки, так и вне нее. Регистрация микрочастиц производилась скоростной видеокамерой (рис. 1в), расположенной поперек электродов.

Модуль вытяжки представлял собой воздушный тракт с вытяжным вентилятором, работавшим на выдув и позволявшим создавать внутри тракта воздушный поток со скоростью $v_f = 50 \pm 11$ см/с.

При исследованиях использовали полидисперсный порошок из частиц оксида алюминия Al_2O_3 плотностью $\rho_p = 3990$ кг/м³ и $d_p = 4 - 80$ мкм.

Удержание заряженных микрочастиц в газовом потоке

При выключенной вытяжке частицы инжестировались в коронатор, на электроды которого подавался положительный потенциал $U_c = 15$ кВ. Проходя через коронатор, часть частиц приобретала положительный заряд q_p и, попадая в модуль линейной ловушки, захватывалась и удерживалась между ее электродами. На рис. 2а представлен пример устойчивой кулоновской структуры из заряженных микрочастиц. Частицы совершали колебательные движения с частотой 50 Гц. Большинство частиц располагалось ниже центральной оси электродинамической ловушки, часть частиц находилась выше оси.

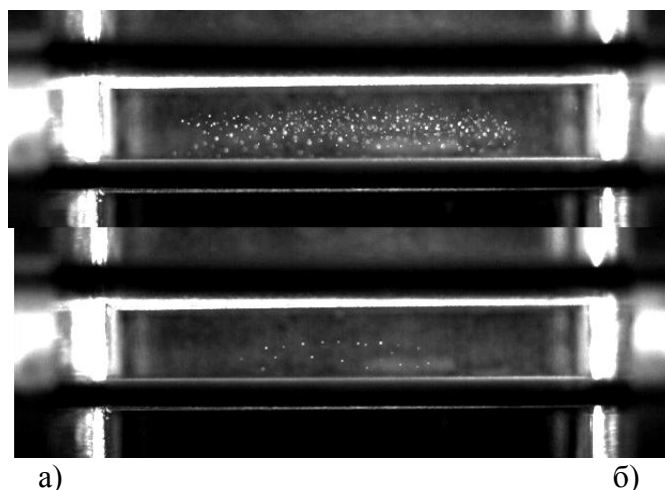


Рис. 2 а) ансамбль удерживаемых в ловушке заряженных полидисперстных микрочастиц в отсутствии газового потока, $v_f = 0$ см/с. б) ансамбль удерживаемых в ловушке заряженных микрочастиц в газовом потоке, $v_f = 50$ см/с. Параметры эксперимента: $\rho_p = 3990$ кг/м³, $d_p = 4 - 80$ мкм, $U_c = 15$ кВ, $U_\omega = 840$ В, $f = 50$ Гц.

Для исследования влияния воздушного потока на ансамбль захваченных заряженных микрочастиц включалась вытяжка. Потокom воздуха большая часть удерживаемых частиц выметалась, и в ловушке оставалась лишь малая часть из первоначально удерживаемых частиц (рис. 2б). При наличии газового потока межчастичные расстояния увеличились, структура опустилась ниже центральной оси электродинамической ловушки. Облако частиц совершало случайные блуждания вдоль электродов ловушки.

Для определения диаметров микрочастиц, удерживаемых электродинамической ловушкой в газовом потоке, использовались два способа, показанные на рис. 3. В обоих случаях перед изъятием микрочастиц вытяжка отключалась для предотвращения попадания внутрь установки пыли извне.

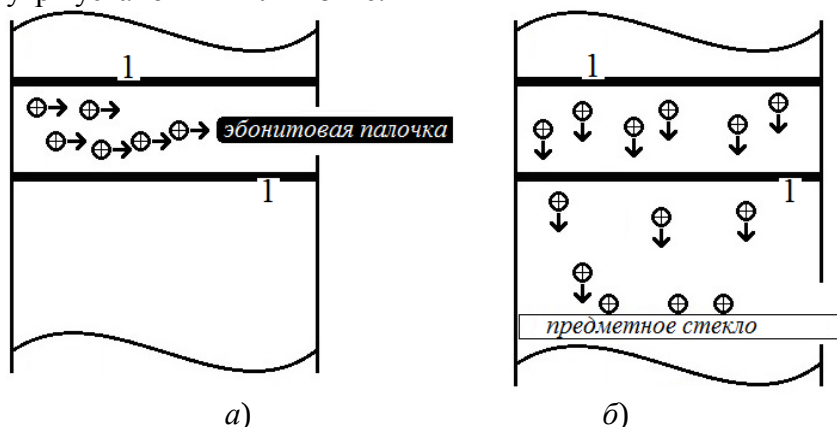


Рис. 3. Схемы изъятия микрочастиц из ловушки. 1 – электроды линейной ловушки. а) – с помощью наэлектризованной эбонитовой палочки. б) – при отключении электродинамической ловушки осаждением микрочастиц на предметное стекло.

В первом случае (рис. 3а) в стеках воздуховода у электродинамической ловушки имеется отверстие, которое при удержании заряженных микрочастиц в газовом потоке было закрыто. После получения заряженных микрочастиц в воздушном потоке вентилятор вытяжки отключался и отверстие открывалось. Через отверстие внутрь ячейки электродинамической ловушки вносилась наэлектризованная эбонитовая палочка, на которую начинали увлекаться положительно заряженные микрочастицы.

В другом эксперименте (рис. 3б) под электродинамической ловушкой находилась щель шириной в весь воздушный тракт. Во время проведения эксперимента по удержанию заряженных микрочастиц в газовом потоке щель была закрыта. После захвата заряженных микрочастиц ловушкой в газовом потоке вытяжка выключалась, щель открывалась, и внутрь тракта вносилось предметное стекло, перекрывавшее весь воздушный тракт. При отключении электродинамической ловушки все удерживаемые частицы осаждались на предметное стекло и извлекались.

Был изучен исходный состав порошка. Диаметры микрочастиц определялись с помощью микроскопа. Для анализа выбирались наименьший - $d_{\min}$ и наибольший - $d_{\max}$ размеры каждой микрочастицы. Диаметр микрочастиц рассчитывался по формуле $d_p = (d_{\min} + d_{\max})/2$. Гистограмма распределения микрочастиц по диаметрам представлена на рис. 4а. На рис. 4б представлено сравнение гистограмм распределений исходного порошка микрочастиц и удерживаемых в ловушке в газовом потоке.

Распределение получено по формуле $P(d_p) = \frac{(P_e(d_p) + P_g(d_p))}{2P_i(d_p)}$, где $P_e(d_p)$, $P_g(d_p)$, $P_i(d_p)$ – распределения микрочастиц, полученные при осаждении на эбонитовую палочку, на предметное стекло и исходное распределение микрочастиц соответственно.

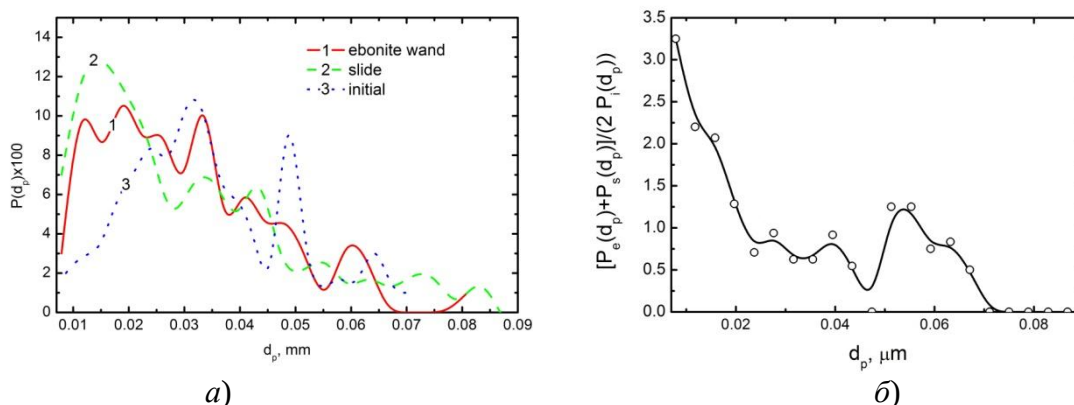


Рис. 4. а) гистограмма распределения частиц по диаметрам. 1 – распределение частиц, увлеченных на эбонитовую палочку; 2 – распределение, полученное при осаждении частиц на предметное стекло; 3 – исходное распределение микрочастиц, которые инжесктурируются в воздушный тракт. Средний диаметр микрочастиц в эксперименте (кривые 1 и 2) составил $d_p = 32,4$ мкм. б) сравнение распределений частиц, удерживаемых в потоке с исходным распределением.

Вывод

Впервые экспериментально подтверждено и продемонстрировано удержание ансамбля заряженных микрочастиц с сильным кулоновским взаимодействием в линейной ловушке Пауля в газовом потоке. Показано, что чем меньше размер микрочастиц, тем эффективнее они удерживаются в ловушке при наличии газового потока.

Литература

- [1] Упсов В.Н., Вальдберг А.Ю. Подготовка промышленных газов к очистке. М. Химия, 1975, 49 - 50
- [2] Filinov V.S., Lapitsky D.S., Deputatova L.V., Vasilyak L.M., Vladimirov V. I., Pecherkin V.Ya. Dust Particles Behavior in an Electrodynamic Trap // Contrib. Plasma Phys. 2013. V.53. N.4–5. P.450–456.

- [3] Vasilyak L.M., Vladimirov V.I., Deputatova L.V., Lapitsky D.S., Molotkov V.I., Pecherkin V.Ya., Filinov V.S. and Fortov V.E. Coulomb stable structures of charged dust particles in a dynamical trap at atmospheric pressure in air // New Journal of Physics. 2013. V.15. P.43–47.
- [4] Filinov V.S., Lapitsky D.S., Deputatova L.V., Vasilyak L.M., Vladimirov V. I., Sinkevich O.A. Dynamic Dust Particle Confinement in Corona Discharge Plasma // Contrib. Plasma Phys. 2012. V.52. N.1. P.66–69.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА, ГОРЯЩЕГО В СМЕСИ МОЛЕКУЛЯРНОГО И АТОМАРНОГО ГАЗОВ

Ю.Ю. Луценко, В.А. Власов, Е.П. Зеленецкая

*634050, г. Томск, Национальный исследовательский Томский политехнический
университет*

В настоящее время при проведении плазмохимических процессов часто в качестве плазмообразующего газа используется воздух и компоненты, входящие в его состав – азот, кислород, аргон. Подобный выбор обусловлен дешевизной получения газов, входящих в состав воздуха.

В настоящей работе рассмотрены вопросы отклонения от термодинамического равновесия состояния плазмы высокочастотного факельного разряда, горящего в смеси воздуха с аргонном. При горении высокочастотного факельного разряда в смеси воздуха и аргона наблюдается существенное отклонение величины электронной температуры от газовой температуры. Данное отклонение вызвано различными механизмами передачи энергии электромагнитного поля атомам и молекулам плазмообразующего газа. В случае атомарного газа процесс передачи энергии происходит лишь за счёт упругих столкновений электронов с атомами. В этом случае эффективность процесса передачи энергии невелика. В молекулярных газах эффективность процесса передачи энергии от электронов к частицам газа увеличивается вследствие инициации у молекулы колебательных и вращательных степеней свободы. Так, при горении факельного разряда в воздухе его плазма характеризуется незначительным различием между газовой и электронной температурами. В то же время при горении факельного разряда в аргоне разница между электронной и газовой температурами составляет 3000...5000K. В работе [1] указано, что даже небольшая добавка молекулярного газа к атомарному газу существенно уменьшает различие между газовой и электронной температурами плазмы разряда. В настоящей работе рассмотрено влияние добавок воздуха на электронную и газовую температуру факельного разряда, горящего в аргоне.

Измерение электронной и газовой температуры проводилось спектральными методами. Исследуемый факельный разряд имел мощность около 1 кВт. Разряд возбуждался в кварцевой трубке диаметром 28 мм на частоте 37 МГц. Измерения газовой и электронной температур проводились на расстоянии 70 мм от электрода. Заметим, что температура факельного разряда незначительно меняется вдоль его оси. Поэтому измерения, проведённые для одной точки разряда, будут характеризовать плазму разряда в целом. Излучение от исследуемого объёма разряда посредством линзы проецировалось на щель спектрографа MSDD 1000. Измерение газовой температуры проводилось по относительной интенсивности вращательных переходов молекулярной полосы гидроксила 3064 Å. Использовались линии колебательной ветви Q₁. Выбирались линии свободные от наложения других линий – Q₁₄, Q₁₆, Q₁₉, Q₁₁₀. Для того чтобы отсечь излучение от других частей разряда использовалась диафрагма

шириной 5 мм. Результаты измерений газовой температуры факельного разряда при различной концентрации Δ воздуха в плазмообразующем газе представлены на рис.1.

Как видно из рис. 1 газовая температура факельного разряда при добавлении молекулярного газа в атомарный газ увеличивается достаточно монотонным образом. Отсутствует упоминаемое в работе [1] резкое увеличение газовой температуры при добавлении в плазмообразующий газ воздуха. Отметим, однако, что изменение температуры при малых величинах концентрации воздуха максимально. При большей концентрации воздуха в плазмообразующем газе рост температуры уменьшается.

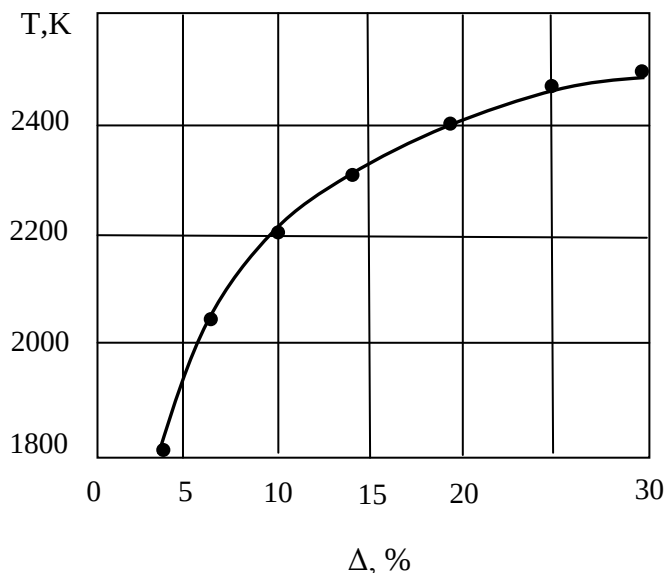


Рис.1. Зависимость газовой температуры факельного разряда, горящего в смеси аргон – воздух от концентрации воздуха

Наряду с измерениями газовой температуры проводились измерения электронной температуры факельного разряда, горящего в смеси аргон-воздух. Измерения электронной температуры факельного разряда проводились методом Орнштейна по относительной интенсивности линий меди. Пары меди попадали в плазму разряда за счёт испарения материала поверхности медного водоохлаждаемого электрода. Использовались линии меди $5106\text{\AA}$, $5153\text{\AA}$ и $5218\text{\AA}$. Энергии и относительные вероятности переходов, соответствующих данным линиям были взяты из работы [2].

Результаты измерений электронной температуры факельного разряда при различной концентрации воздуха в плазмообразующем газе представлены на рис. 2.

Из рис. 2 следует, что при увеличении доли молекулярного газа в атомарном газе электронная температура уменьшается. При этом разрыв между электронной и газовой температурами уменьшается, и плазма разряда становится более равновесной.

Согласно проведённым измерениям величина отношения электронной температуры к газовой температуре при добавлении в аргон воздуха в концентрации менее 30% находится в пределах $T_e/T \sim 2,7 \dots 3,2$. Следовательно, изменение разрыва между электронной и газовой температурами при этом не превышает 20 %.

Таким образом, введение молекулярного газа в атомарный газ не оказывает столь значительного влияния на характеристики разрядной плазмы, как это предполагалось [1] ранее.

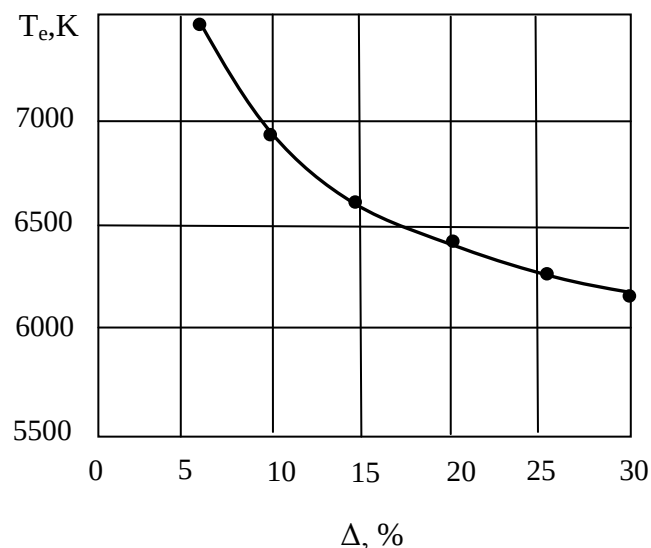


Рис. 2. Зависимость электронной температуры факельного разряда, горящего в смеси аргон-воздух от концентрации воздуха

При введении воздуха в аргонную плазму длина канала разряда уменьшается. Уменьшение длины канала разряда обусловлено уменьшением электропроводности плазмы разряда, и соответственно, увеличением коэффициента затухания электромагнитной волны, поддерживающей горение разряда.

Проведём оценку электропроводности плазмы факельного разряда на основе измеренных величин электронной и газовой температуры. Высокочастотная электропроводность плазмы разряда, горящего в смеси воздух-аргон будет определяться процессами ионизации атомов аргона и процессами ионизации молекул азота, кислорода и их соединений. В рассматриваемом диапазоне температур определяющим механизмом появления электронов будет являться реакция ионизации атомов аргона. Вклад реакций с участием соединений азота и кислорода будет несущественен.

Учитывая малый вклад компонент воздуха в процессах рождения электронов была проведена оценка удельной электропроводности плазмы факельного разряда, горящего в смеси воздух-аргон. Зависимость удельной электропроводности плазмы разряда от концентрации воздуха в плазмообразующем газе представлена на рис.3.

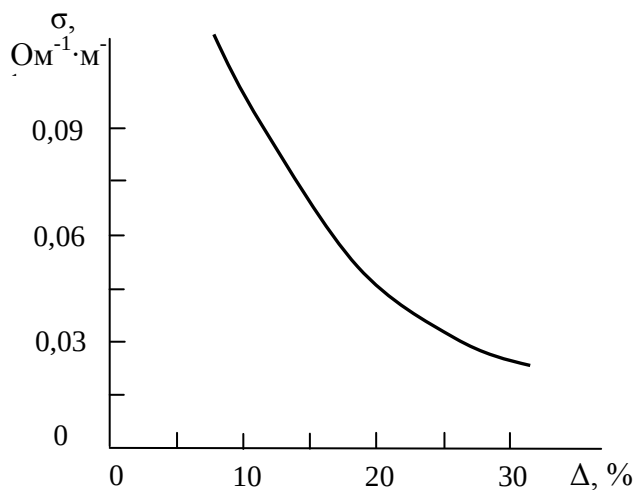


Рис.3. Зависимость удельной электропроводности плазмы факельного разряда, горящего в смеси аргон-воздух от концентрации воздуха

Проведём оценку длины канала разряда, горящего в смеси аргон-воздух. Согласно работе [3] длину канала факельного разряда приближённо можно оценить в виде величины обратной величине коэффициента затухания электромагнитной волны, поддерживающей горение разряда. Коэффициент затухания представляет собой мнимую часть волнового числа, величина которого определяется [3] следующей формулой:

$$h = \frac{1+i}{a\sqrt{5}} \sqrt{\frac{\omega\epsilon_0}{\sigma}} \quad (1)$$

Здесь: i – мнимая единица; a – радиус канала; ϵ_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость; ω – частота электромагнитного поля; σ – удельная электропроводность плазмы разряда.

Результаты расчётов длины канала факельного разряда в зависимости от концентрации воздуха в плазмообразующем газе приведены на рис. 4. Здесь же приведены результаты экспериментальных измерений длины канала разряда.

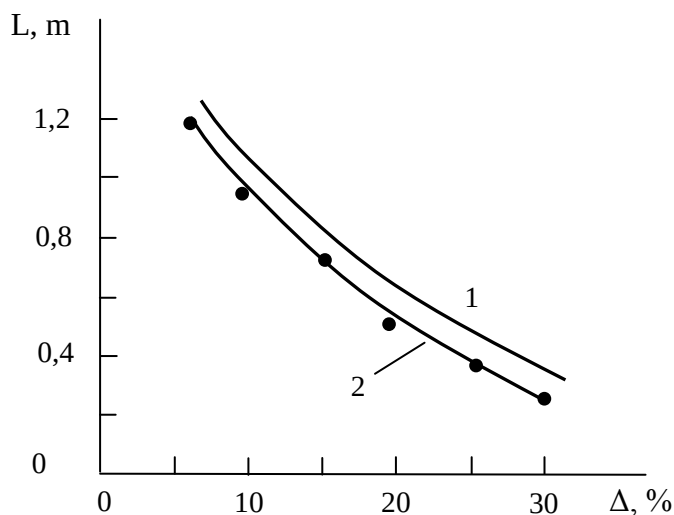


Рис. 4. Зависимость длины канала факельного разряда, горящего в смеси аргон-воздух от концентрации воздуха. 1 – расчёт; 2 – эксперимент.

Как видно из рис. 4. расчётное значение длины канала разряда несколько меньше экспериментально полученной величины. Это расхождение связано с приближённой оценкой длины канала разряда как величины обратной величине коэффициента затухания электромагнитной волны.

Таким образом, при разбавлении аргона воздухом наиболее значительно изменяется длина канала разряда при относительно небольшом изменении электронной и газовой температуры плазмы разряда.

Литература

- [1]. Тихомиров И.А., Власов В.А., Луценко Ю.Ю. Физика и электрофизика высокочастотного факельного разряда и плазмотроны на его основе. – М.: Энергоатомиздат, 2002. – с.196.
- [2]. H. Hess, H.-G. Kloss, K. Rademacher, K. Seliger, Vergleich zwischen einem Verfahren zur Bestimmung von Bogentemperaturen mit Hilfe von Stoßwellen und einer spektroskopischen Methode, Beiträge aus der Plasmaphysik, 2 (1962) 171-178
- [3]. Качанов А.В., Трехов Е.С., Фетисов Е.П. Электродинамическое описание высокочастотного факельного разряда // Физика газоразрядной плазмы. – М., 1968. – Вып.1. – с. 39-47.

ОБЛАСТИ УДЕРЖАНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ МИКРОЧАСТИЦЫ В ЛИНЕЙНОЙ ЛОВУШКЕ ПАУЛЯ В ГАЗОВОМ ПОТОКЕ

Лапицкий Д.С., Филинов В.С., Депутатова Л.В., Василяк Л.М., Владимиров В.И., Сыроватка Р.А., Печеркин В.Я.
ОИВТ РАН

В работе выполнено теоретическое исследование удержания заряженной микрочастицы в линейной ловушке Пауля при наличии газового потока.

Введение

В технологических установках, использующих плазменные процессы, присутствие микрочастиц часто играет негативную роль, и возникает необходимость в очистке среды. Одним из способов повышения эффективности фильтрации является изменение состава загрязняющих веществ. Для достижения данного эффекта чаще всего используется зарядка микрочастиц в коронном разряде. В работе [1] в коронном разряде было получено ускорение процесса укрупнения частиц и увеличение скорости их осаждения в несколько раз. В [2] продемонстрировано значительное уменьшение концентрации микрочастиц размером от 0,1 мкм до 15 мкм в камере в случае использования аэроионизации отрицательной полярности.

Кардинально иным методом очистки среды от заряженных микрочастиц является их захват с помощью электродинамических полей, создаваемых электродинамическими ловушками. В предыдущих работах авторов [3, 4] была продемонстрирована возможность электродинамических ловушек удерживать кулоновские системы заряженных частиц в воздухе при атмосферном давлении. Были определены области удержания заряженных микрочастиц в широком диапазоне параметров (заряд, масса, радиус микрочастиц, напряженность электрического поля и его частота). Для захвата и удержания заряженных микрочастиц в газовом потоке была предложена модернизированная электродинамическая ловушка [5].

Целью данной работы было экспериментальное исследование возможности удержания заряженных микрочастиц в линейной ловушке Пауля в газовом потоке.

Схема расчета

Схема используемой линейной ловушки Пауля представлена на рис. 1 [6]. Ловушка состоит из расположенных горизонтально четырех цилиндрических электродов диаметром 3 мм и длиной $L_m = 6$ см, на которые в противофазе по диагонали подается переменное напряжение: на электроды 1 – $U_0 \sin(\omega t)$; на электроды 2 – $-U_0 \sin(\omega t)$. Расстояние между осями электродов составляло $L_b = 1.4$ см.

Для определения областей захвата и удержания было проведено математическое моделирование динамики движения заряженной микрочастицы в ловушке. Влияние газовой среды учитывалось величиной ее вязкости и действием стохастических сил. Для описания движения микрочастицы использовался метод броуновской динамики. Учитывались также регулярные силы взаимодействия микрочастицы с электродами ловушки и сила гравитации. Эволюция поведения микрочастицы описывается системой динамических уравнений Ланжевена [5]:

$$m_p \frac{d^2 r}{dt^2} = F_t(r) - 6\pi\eta \frac{d_p}{2} \left(\frac{dr}{dt} - \bar{v}_f \right) + \bar{F}_b + \bar{F}_g, \quad (1)$$

где m_p – масса микрочастицы, d_p – ее диаметр, η – динамическая вязкость среды, $F_t(r)$ – сила, обусловленная внешними электрическими полями, $\bar{F}_b$ – стохастические дельта – коррелированные силы, учитывающие столкновения микрочастицы с нейтральными частицами среды, $\bar{F}_g$ – вес микрочастицы; $\bar{v}_f$ – скорость газового потока. Схема численного расчета уравнения аналогична расчетам в работе [7].

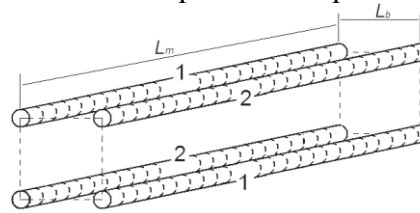


Рис. 1. Схема линейной ловушки.

Кулоновская сила, действующая на микрочастицу от электрода, может быть представлена как сумма сил точечных зарядов, равномерно распределенных вдоль электрода [4]:

$$F_t(r_i) = \sum_s \frac{LUq_p}{2N \ln(R_2/R_1)(r_s - r_i)^2}, \quad (2)$$

где L – длина электродов, U – прикладываемое к электродам напряжение ($U = U_\omega \sin(\omega t)$, $-U_\omega \sin(\omega t)$), $\omega = 2\pi f$, f – частота переменного напряжения, U_ω – амплитуда переменного напряжения, q_p – заряд микрочастицы, N – количество разбиений при расчете поля, R_2 и R_1 – радиусы заземленного цилиндра и электрода соответственно, r_i и r_s – радиус-вектор микрочастицы и точечного заряда сегмента s электрода соответственно.

Расчет областей удержания заряженной микрочастицы в газовом потоке проводился при следующих параметрах: $U_\omega = 8$ кВ, $R_2 = 25$ см. В данной модели силы взаимодействия электродов ловушки с микрочастицей (2) зависят от комбинации

параметров $\frac{Uq_p}{2 \ln(R_2/R_1)}$, играющей роль потенциала взаимодействия.

При моделировании для микрочастицы использовались параметры оксида алюминия Al_2O_3 : плотность $\rho_p = 3990$ г/см³, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 10$.

Результаты расчетов

На рис. 2а продемонстрирована зависимость областей удержания заряженной микрочастицы (области 1, 2, 3, 4) от ее диаметра d_p в газовом потоке, скорость которого составляет 5 см/с. Представлены как нижние, так и верхние границы удержания частиц.

Выше границы ловушка выталкивает микрочастицу. При значении $\frac{Uq_p}{2 \ln(R_2/R_1)}$ ниже, чем нижняя граница, частица не удерживается ловушкой и пролетает сквозь нее.

Черная линия 5 соответствует комбинации $\frac{UQ_m}{2 \ln(R_2/R_1)}$, в которой Q_m – это

максимальный заряд, который может приобрести частица в поле коронного разряда с напряженностью $E = 20 \text{ кВ/см}$, где $Q_m = 4\pi\epsilon_0 r_p^2 E \left(1 + 2 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}\right)$. Заштрихованная область 6 соответствует используемым в эксперименте микрочастицам.

Рассмотрим, как изменяется область удержания заряженной микрочастицы при увеличении скорости газового потока. Для этого при частоте $f = 100 \text{ Гц}$ найдены области удержания для скоростей воздушного потока $v_f = 5, 10$ и 20 см/с . Из рис. 2б следует, что область удержания сужается с ростом скорости газового потока, при этом верхняя граница удержания микрочастиц практически не изменяется, а нижняя граница смещается вверх. Линии 5 соответствует той же комбинации $\frac{UQ_m}{2\ln(R_2/R_1)}$, что и на рис.

2а.

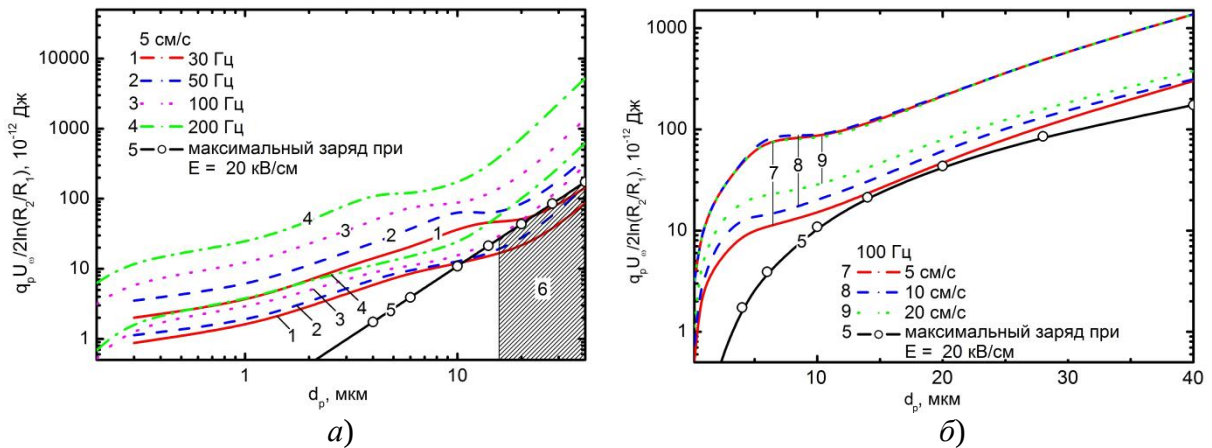


Рис. 2. Области удержания микрочастицы в зависимости от ее диаметра и: а) частоты переменного напряжения, б) скорости газового потока, расположенные между соответствующими кривыми 1 – 4, 7 – 9. 1 – область удержания при частоте $f = 30 \text{ Гц}$, 2 – $f = 50 \text{ Гц}$, 3 – $f = 100 \text{ Гц}$, 4 – $f = 200 \text{ Гц}$, 5 – зависимость параметра $\frac{UQ_m}{2\ln(R_2/R_1)}$ от диаметра микрочастицы, 6 – область, которая соответствует частицам, используемым в эксперименте, 7 – область удержания при $v_f = 5 \text{ см/с}$, 8 – $v_f = 10 \text{ см/с}$, 9 – $v_f = 20 \text{ см/с}$.

Из рис. 2 можно сделать следующие выводы:

- область удержания для частицы диаметра $d_p < 10 \text{ мкм}$ находится выше кривой 5, соответствующей максимально возможному заряду, который она способна приобрести в коронном разряде, и ловушка не способна удержать ее в газовом потоке;
- при частотах $f \sim 30 \text{ Гц}$ ловушка не способна удержать мелкие частицы с $d_p \sim 0.2 \text{ мкм}$ независимо от их заряда (границы областей удержания 1 и 2 начинаются для частиц с $d_p \sim 0.6 \text{ мкм}$). Для удержания частиц таких диаметров необходимо, чтобы частота переменного напряжения составляла более 80 Гц. Так, например, при частоте $f = 30$ и 50 Гц возможно удержать частицы только с $d_p > 1 \text{ мкм}$.
- при увеличении частоты переменного напряжения необходимо увеличивать его амплитуду для удержания заряженных микрочастиц в электродинамической ловушке.

На рис. 3, представлена область удержания заряженных микрочастиц электродинамической ловушкой, расположенная ниже кривой, представляющей собой зависимость скорости газового потока от частоты переменного напряжения. При

увеличении частоты переменного напряжения растет и скорость газового потока, при которой возможно удерживать заряженные микрочастицы.

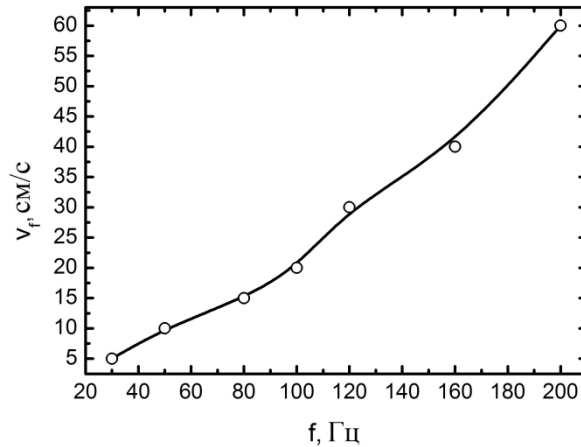


Рис. 3. Область удержания заряженных микрочастиц электродинамической ловушкой, $L = 6$ см, $U_{\omega} = 8$ кВ, $R_2 = 25$ см, $R_1 = 1.5$ мм, $q_p = 4 \cdot 10^3 - 4.2 \cdot 10^7$ е, $d_p = 2$ мкм.

Экспериментальный стенд

Параллельно с экспериментом был выполнен эксперимент по удержанию заряженных микрочастиц в линейной ловушке Пауля в газовом потоке. На рис. 4 представлена фотография захваченного ансамбля заряженных микрочастиц в ловушке при наличии газового потока $v_f = 50$ см/с. Ловушка была установлена в газовом тракте. Electrodes ловушки были выполнены из металлических стержней диаметром 3 мм и расстоянием между осями $L_b = 11$ мм. На электроды ловушки подавалось переменное напряжение: $U_{\omega} \sin(\omega t)$ и $-U_{\omega} \sin(\omega t)$ (как на рис. 1), $U_{\omega} = 840$ В, $f = 50$ Гц. В эксперименте использовался полидисперсный порошок из частиц оксида алюминия Al_2O_3 , диаметр которых находился в пределах $d_p = 4 - 80$ мкм. Газовый поток формировался вытяжкой.

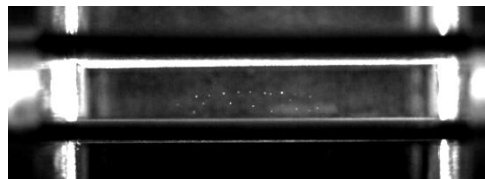


Рис. 4 Ансамбль удерживаемых в ловушке заряженных микрочастиц в газовом потоке, $v_f = 50$ см/с. Параметры эксперимента: $\rho_p = 3990$ кг/м³, $d_p = 4 - 80$ мкм, $U_c = 15$ кВ, $U_{\omega} = 840$ В, $f = 50$ Гц.

Выводы

Выполненные теоретические исследования удержания заряженных микрочастиц указывают на возможность захвата частиц в линейной электродинамической ловушке в газовом потоке и демонстрируют влияние на области захвата таких параметров как: заряд микрочастиц, напряжение на электродах ловушки, частоты напряжения и скорости газового потока. Области удержания заряженных микрочастиц увеличиваются с ростом амплитуды переменного напряжения ловушки и его частоты, и сужаются с ростом скорости газового потока. Предложен универсальный параметр,

играющий роль потенциала взаимодействия электродов ловушки с заряженной микрочастицей. Определено, что удержание микрочастиц с $d_p = 0.3 - 0.5$ мкм возможно только при частотах переменного напряжения более 80 Гц.

Литература

- [5] Lehtinen K., Jokiniemi J., Kauppinen E. ja Hautanen J. (1995) Kinematic Coagulation of Charged Droplets in an Alternating Electric Field. *Aerosol Science and Technology* 23, P. 422-430
- [6] Watanabe T., Tochikubo F., Koizumi Y., Tsuchida T., Hautanen J. and Kauppinen E.; Submicron Particle agglomeration by an Electrostatic Agglomerator. *J.Electrostatics* 34, 1995, P. 367-383
- [7] Filinov V.S., Lapitsky D.S., Deputatova L.V., Vasilyak L.M., Vladimirov V. I., Pecherkin V.Ya. Dust Particles Behavior in an Electrodynamical Trap // *Contrib. Plasma Phys.* 2013. V.53. N.4-5. P.450-456.
- [8] Vasilyak L.M., Vladimirov V.I., Deputatova L.V., Lapitsky D.S., Molotkov V.I., Pecherkin V.Ya., Filinov V.S. and Fortov V.E. Coulomb stable structures of charged dust particles in a dynamical trap at atmospheric pressure in air // *New Journal of Physics*. 2013. V.15. P.43-47.
- [9] Filinov V.S., Lapitsky D.S., Deputatova L.V., Vasilyak L.M., Vladimirov V. I., Sinkevich O.A. Dynamic Dust Particle Confinement in Corona Discharge Plasma // *Contrib. Plasma Phys.* 2012. V.52. N.1. P.66-69.
- [10] Пауль В., Электромагнитные ловушки для заряженных и нейтральных частиц // *УФН*. 1990. Т. 160, Вып. 12. С. 109
- [11] Skeel R.D., Izaguirre J.A. An Impulse Integrator for Langevin Dynamics // *Molecular Physics*. 2002. V. 100. № 24. P. 3885

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ВУФ ИЗЛУЧЕНИЯ РТУТНЫМ РАЗРЯДОМ ПРИ ДАВЛЕНИ БУФЕРНОГО ГАЗА МЕНЕЕ 1 ТОРР

В.А. Левченко¹, Л.М. Василяк², С.В. Костюченко³, Н.Н. Кудрявцев¹, Д.А. Собур³,
П.В. Старшинов⁴, Е.П. Шаранов⁴, Ю.Е. Шунков⁴

¹НИГУ РФ Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, МО
e-mail: mscoff@mail.ru

²Объединённый институт высоких температур РАН, г. Москва

³Группа компаний «ЛИТ», г. Москва

⁴ФГБОУ ВПО «НИУ «МЭИ», г. Москва

Амальгамные газоразрядные лампы низкого давления (амальгамные ГРЛНД) в настоящее время широко используются в решении ряда задач, таких как очистка воды и воздуха, обработка поверхностей, дезинфекция и др. Такие источники имеют высокий КПД (30-45%) преобразования электрической энергии в УФ излучение при достаточно высокой погонной мощности разряда (1,5-4 Вт/см) [1]. Амальгамные ГРЛНД достаточно экологичны и безопасны, поскольку ртуть в холодной лампе находится в связанном состоянии в виде амальгамы, и лишь небольшая её часть выходит в разряд во время работы лампы. Наиболее распространены "безозоновые" ГРЛНД, при разработке которых велись работы по увеличению КПД генерации излучения с длиной волны 254 нм. Однако, в спектре излучения ртути присутствует и другая резонансная линия с длиной волны 185 нм. Амальгамные ГРЛНД, излучающие две резонансные УФ линии, применяются при очистке воздуха от вредных веществ и запахов за счет наработки радикалов и фотохимических реакций разложения. Поэтому разработка амальгамных ГРЛНД с высоким КПД генерации излучения с длиной волны 185 нм представляет существенный интерес.

При разработке амальгамных ГРЛНД необходимо определить ряд параметров, существенно влияющих на эффективность генерации целевого излучения. В числе этих параметров находятся давление и состав смеси буферных газов, плотность тока разряда, состав амальгамы. В работе [2] была замечена тенденция к увеличению КПД генерации излучения с длиной волны 185 нм при понижении давления буферной смеси. Тем не менее, область давлений буферной смеси менее 1 Торр недостаточно изучена, поскольку представляет малый практический интерес при разработке электродных ламп из-за быстрого разрушения оксидного покрытия вольфрамовых электродов, и, как следствие, малому сроку службы ламп [3]. Тем не менее, стоит отметить, что поиск оптимальных параметров разряда в области низких давлений буферной смеси может стать значительным толчком к развитию безэлектродных амальгамных ГРЛНД, лишенных вышеуказанного недостатка электродных амальгамных ГРЛНД.

В настоящей работе исследовались зависимости КПД генерации двух резонансных линий ртутного разряда с длинами волн 254 нм и 185 нм от давления буферного газа, при этом особый интерес представляла эффективность генерации излучения с длиной волны 185 нм. Для этого были изготовлены образцы амальгамных ГРЛНД с длиной разрядного промежутка 40 см и внутренним диаметром 16,6 мм, выполненных из минерального кварца с защитным покрытием из оксида алюминия. Данное защитное покрытие достаточно хорошо пропускает излучение как с длиной волны 254 нм, так и с длиной волны 185 нм в отличие от других оксидных защитных покрытий [2]. В качестве буферного газа были выбраны технические аргон и неон, давление изменялось в пределах от 0,05 до 2 Торр. Измерения были выполнены на экспериментальном стенде, собранном на основе вакуумного монохроматора McPherson Model 218, позволяющем измерять спектр излучения лампы в области от 105 нм. В качестве источника паров ртути в разряде использовалась индиевая амальгама, плотность разрядного тока составляла 0,9 А/см², частота разрядного тока - 80 кГц.

Полученные в результате исследований зависимости КПД генерации (круги) и мощности потока (квадраты) излучения с длиной волны 185 нм от давления буферного газа представлены на рис. 1-2. Измерения проведены для двух условий разряда: установившийся режим (полые символы) и оптимум генерации излучения с длиной волны 185 нм (заполненные символы). В последнем случае амальгама дополнительно подогревалась извне для увеличения парциального давления паров ртути в разряде.

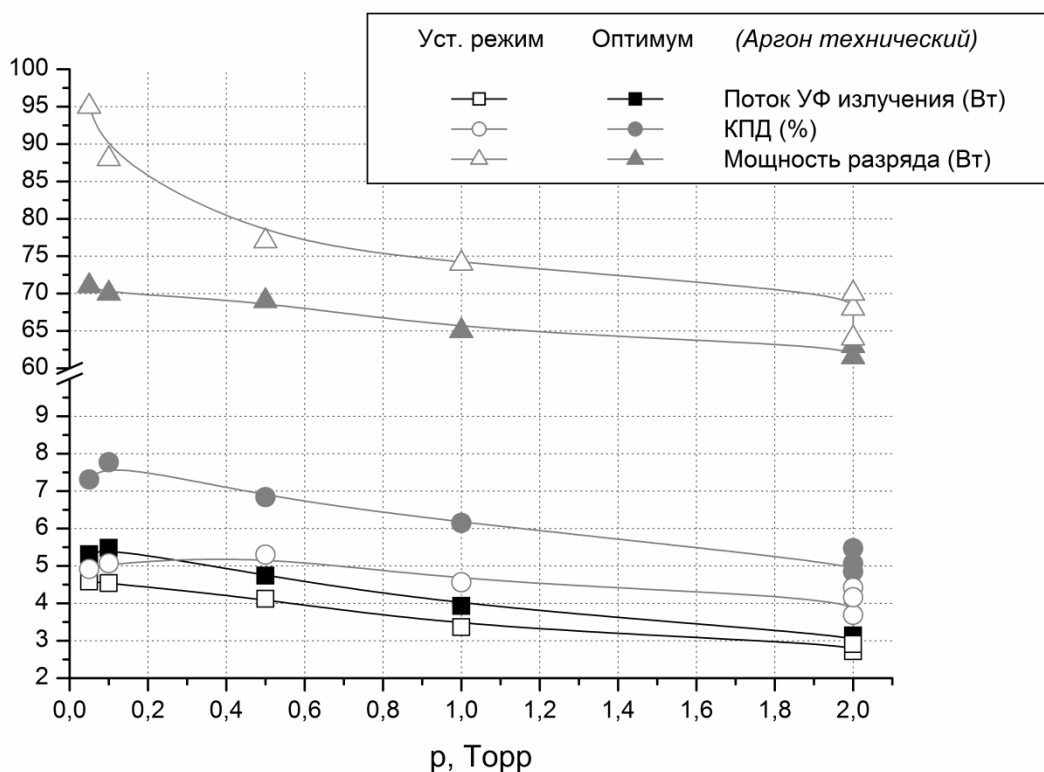


Рис. 1. Зависимости КПД генерации (круги), потока излучения с длиной волны 185 нм (квадраты) и мощности разряда (треугольники) от давления буферного газа (аргон) для установившегося режима работы (полые символы) и в оптимуме генерации линии с длиной волны 185 нм (заполненные символы). Плотность тока разряда - 0,9 А/см².

Было выявлено, что при понижении давления буферного газа от 2 до 0,05 Торр, выход УФ излучения с длиной волны 185 нм монотонно растет, и КПД генерации данной линии вырастает в 1,4 раза при использовании в качестве буферного газа аргона. При использовании в качестве буферного газа неона, выход излучения 185 нм остается практически постоянным, в то время, как КПД его генерации вырастает примерно в 1,2 раза. Максимальная абсолютная величина КПД генерации линии с длиной волны 185 нм составила ~7,5%. В работе [4] показано, что можно добиться более высокого КПД при использовании в качестве буфера смеси неона с аргоном вместо чистых газов.

КПД генерации излучения с длиной волны 254 нм (в оптимуме генерации данной линии) с понижением давления буферной смеси вырос от 25% до 32% для аргона либо оставался практически неизменным ~30% для неона. При этом в оптимуме генерации линии с длиной волны 185 нм, КПД генерации линии с длиной волны 254 нм находился в пределах 10-15%.

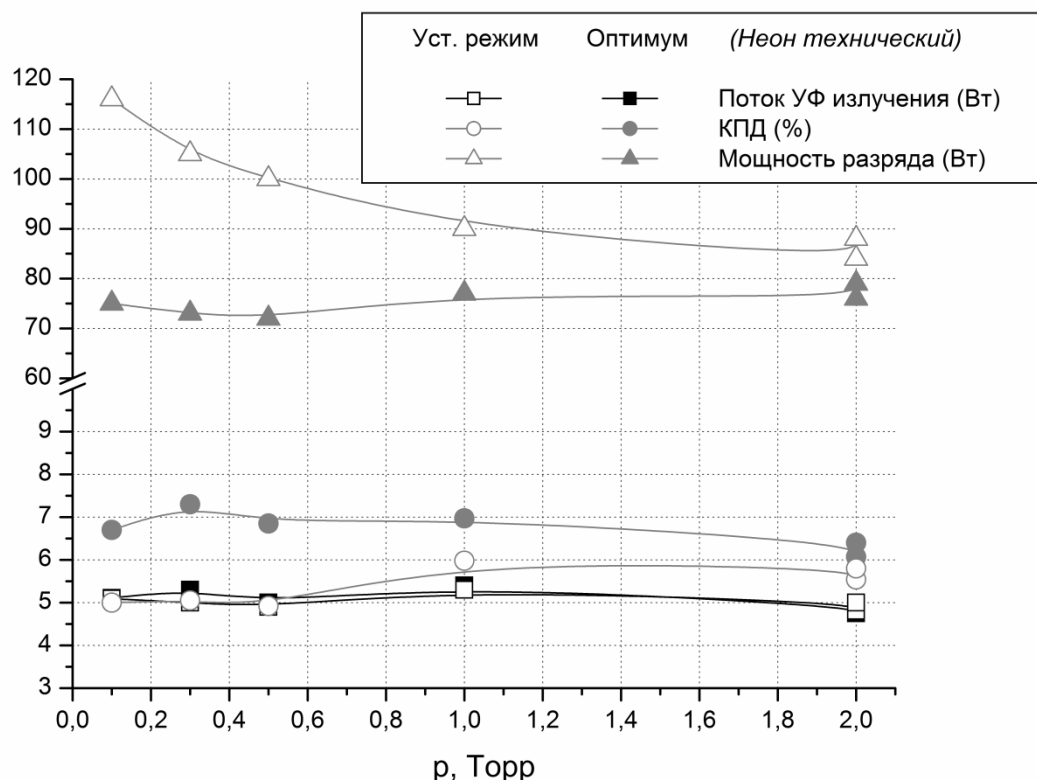


Рис. 2. Зависимости КПД генерации (круги), потока излучения с длиной волны 185 нм (квадраты) и мощности разряда (треугольники) от давления буферного газа (неон) для установившегося режима работы (полые символы) и в оптимуме генерации линии с длиной волны 185 нм (заполненные символы). Плотность тока разряда - $0,9 \text{ А/см}^2$.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности продолжения практических и теоретических исследований в области низких давлений различных смесей буферных газов.

Литература

- [1]. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. - М.: Энергоатомиздат, 1991. - 720 с.
- [2]. Василяк Л.М., Дроздов Л.А., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Собур Д.А., Соколов Д.В. Влияние режимов работы газоразрядной амальгамной лампы низкого давления на интенсивность генерации вакуумного УФ излучения с длиной волны 185 нм // Прикладная физика. – 2010. - №6. – С. 70 – 76.
- [3]. Ультрафиолетовые технологии в современном мире / под ред. Ф.В. Карамзинова, С.В. Костюченко, Н.Н. Кудрявцева, С.В. Храменкова – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2012. – 392 с.
- [4]. Шунков Ю.Е., Попов О.А., Левченко В.А. Вакуумное ультрафиолетовое излучение плазмы, возбужденной на частотах 10-80 кГц в смеси паров ртути и инертных газов // Вестник МЭИ. 2014. №2. С. 51-55.

ВЗАИМОСВЯЗЬ ИНТЕГРАЛЬНЫХ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Омаров О.А., Эльдаров Ш.Ш.

Дагестанский государственный университет, Махачкала.

Характер распределения энергии по спектру и спектральный состав излучения определяются, в основном, значением плотности тока разряда $j(t)$, график зависимости которого для Атмосферного давления при перенапряжениях на промежутке $W \approx 30-40\%$ и длине промежутка $l \approx 3\text{мм}$ для значений напряженности продольного магнитного поля $H \sim 10^6 \text{А/м}$ представлен на рис.1.

Но плотность тока разряда как дифференциальная электрическая характеристика разряда является функцией от интегральных характеристик – силы тока и радиуса канал разряда. Иными словами, временная зависимость $j(t)$ при разных параметрах разрядного контура, газа и напряженности магнитного поля, определяется скоростью и характером плотности тока.

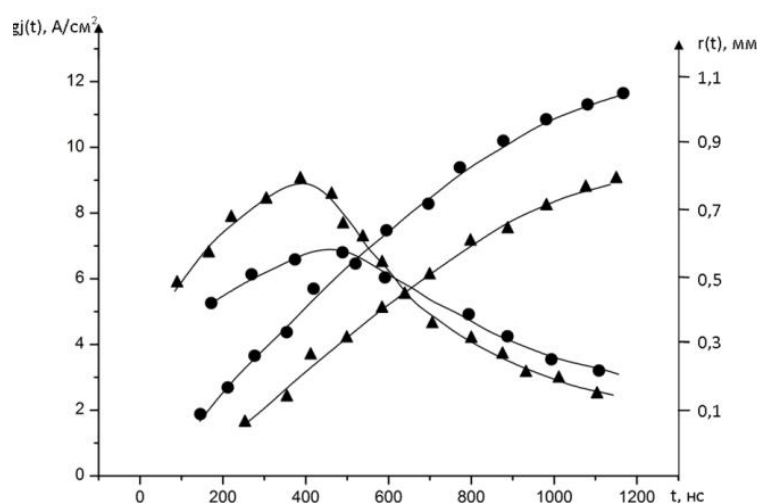


Рис.1. Изменение во времени искрового протекания электродинамических $[I]$, и газодинамических процессов порознь в Ar.: $\odot$ - $H=0$ и Δ - $\sim 10^6 \text{А/м}$.

По этой причине следует ожидать совершенно иных закономерностей изменения дифференциальных и интегральных светотехнических характеристик разряда при варьировании выше перечисленных параметров. К примеру, представляет интерес сравнить повышение яркости свечения при увеличении скорости энерговода в разрядный промежуток с соответствующим ростом силы света источника. Очевидно, аналогичную взаимосвязь можно установить и для случая варьирования напряженности внешнего продольного магнитного поля.

В качестве критерия эффективности трансформации электрической энергии в световую естественно принять величину:

$$\beta = \frac{W_{изл}}{W_{эл}}, \quad (1)$$

где $W_{изл}$ – объемная плотность потока излучения, $W_{эл}$ – электрическая энергия выделяемая в единице объема разряда – удельный энерговклад в разрядный промежуток.

Для определения удельного энерговклада воспользуемся выражением:

$$W_{эл}(t) = \frac{j^2(t)}{\sigma[T(t)]}. \quad (2)$$

В приближении сильноионизованной плазмы канала разряда электропроводность σ может быть представлена в виде функции лишь температуры – известная формула Спитцера[2]. Плотность потока разряда $j(t) = I(t)/\pi r^2(t)$ можно вычислить на основе известных из эксперимента значений $I(t)$ и $r(t)$ по ВАХ и СФР-граммам канала разряда. Но при установлении чисто колебательного режима разряда, случай $R < 2\sqrt{L/C}$, где R – активное сопротивление разрядного контура, L и C – индуктивность и емкость разрядного контура, в пренебрежении затуханием можно написать:

$$I(t) = U_0 \sqrt{L/C} \sin \omega t, \quad (3)$$

где $\sqrt{L/C}$ – волновое сопротивление контура. Из выражения (5.16) имеем:

$$\left(\frac{dI}{dt}\right)_{t=0} = \frac{U}{L}, \quad (4)$$

т.е. максимальное значение скорости изменения тока, которое в первом приближении определяет скорость поступления энергии в разрядный промежуток, прямо пропорционально отношению напряжения к индуктивности. Более точные вычисления показывают, что максимальное значение силы тока в контуре с малым затуханием $I_{max} = U_0/\sqrt{L/C}$.

С учетом (5.17) $I(t) = \dot{I}t = U/L t$. Закон изменения радиуса канала разряда нами было получено выше в приближении сильного цилиндрического взрыва T из которого следовало, что $r(t) \sim t^{1/2}$, т.е. $r^2(t) \sim t$, а именно:

$$r^2(t) = f(\gamma) \left(\frac{\varepsilon_e}{\rho_0}\right)^{1/2} t, \quad (5)$$

где $f(\gamma)$ – известная функция показателя адиабаты газа, ρ_0 – начальная плотность газа в разрядном промежутке.

Так как процесс энерговыведения в разрядном промежутке носит взрывной характер[3], то величину энерговклада на единицу длины разряда можно оценить взяв отношение аккумулированной в конденсаторной батарее электрической энергии к длине разряда $\varepsilon_l \approx \frac{cU^2}{2l}$. Окончательно подставляя вместо $I(t)$, $r(t)$ и ε_l свои значения в формулу (5.16) находим значение выделенной в единице объема электрической энергии как функции температуры разряда и параметров разрядного контура и газа.

$$W_{эл} = \frac{f(\gamma)}{L} \sqrt{\frac{2\rho_0 l}{c}} \sigma(T). \quad (6)$$

Очевидно, наоборот, температура является функцией от удельного энерговклада, но в данном случае важна сама взаимосвязь между температурой и удельным энерговкладом, при постоянстве всех остальных параметров разрядного контура.

В выражении (6) устанавливающей взаимосвязь между удельным энерговкладом и температурой разряда входят параметры контура L , C и газа ρ_0 , l , которые в ходе одного импульса разряда неизменны но могут изменяться в ходе всего эксперимента в качестве параметров. Из (6) следует так же, что $W_{эл}(t)$ является более сильной функцией времени, чем $T(t)$. Объясняется это тем, что $\sigma(T) \sim T^{3/2}$, а все остальные величины входящие в (6) от времени не зависят, а определяют лишь условия инициирования разряда.

Аналогичную взаимосвязь можно установить для объемной плотности энергии излучения и температуры. Для этого воспользуемся рассмотренным ранее способом определения интенсивности излучения исследуемого источника путем ее сравнения с известной интенсивностью излучения эталонного планковского источника света. В случае изотропного источника света объемная плотность энергии исследуемого источника U_ν связано с объемной плотностью энергии излучения планковского излучателя $U_{\nu P}$ выражением:

$$W_\nu = \chi_\nu dU_{\nu P}. \quad (7)$$

где χ_ν – поглощательная способность исследуемого источника на выделенной частоте, d – геометрические размеры – толщина излучающего слоя определяемая из СФР-грамм развития разряда.

Литература

- [1].Омаров О.А., Эльдаров Ш.Ш. Особенности распространения ударной и тепловой волн при импульсном разряде во внешнем магнитном поле.// ТВТ. – 1993. -Т.31. - В.4. - С.526-530.
- [2].Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. - М.: Мир, 1965. -270с.
- [3].Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. - М.: Изд-во МФТИ, 199. - 320с.

ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД В УСЛОВИЯХ АНИЗОТРОПИИ, СОЗДАВАЕМОЙ ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Омарова П.Х.

Дагестанский государственный университет, Дзержинского 12а, Махачкала, Россия

e-mail: inporao@mail.ru

В данной работе проводились исследования, в однородном электрическом (E) и магнитном (H) полях, с очисткой электродов в тлеющем разряде, при условиях $E \parallel H$, так и $E \perp H$ ($E \parallel$, $E \perp$ – соответственно продольные и поперечные электрические поля относительно магнитного поля H), при наличии и отсутствии как продольного, так и поперечного потока газа. Для различных значений напряженности магнитного поля H (от 0 до $16 \cdot 10^6$ А·м⁻¹) менялись: степень предионизации газа n_0 (от 10^2 до 10^6 см⁻³), давление газа p , скорость прокачки v (от 0 до 10^4 см·с⁻¹) и межэлектродное расстояние d .

Проведенные эксперименты показали: а) справедливость исходных физических положений перехода лавины в плазменное состояние (плазменной модели) [1]; б) возможность управления длительностью объемного разряда (ОР) (соответствующего ступени на спаде напряжения (росте тока)), действуя на разряд прокачкой газа или магнитным полем; в) возможность изучения процессов выхода вещества и формирования катодного пятна, по влиянию вышеперечисленных внешних факторов на интенсивность спектральных линий [2].

Из результатов следует, что в цилиндрически-симметричной форме разряда в объемах порядка нескольких см³ в зависимости от условий, продольное $H_{\parallel}$ и поперечное $H_{\perp}$ магнитные поля, степень предионизации газа n_0 и скорость потока v , могут оказывать как стабилизирующие, так и дестабилизирующие воздействия на длительность ОР. Расчеты с учетом концепции эквивалентного давления при наличии H , перераспределения заряда в полях ($E \parallel H$ и $E \perp H$) показывают возможность проведения достаточно полного анализа различных подходов к решению вопросов формирования ОР. Данные подходы позволяют также изучать качественные закономерности предпробойных процессов на стадиях лавин при изменении степени предионизации газа n_0 , магнитного поля H и скорости потока v , которые чрезвычайно сложны для точных экспериментальных исследований. Интересной особенностью является тот факт, что в продольном магнитном поле $H_{\parallel}$, уменьшается выход вещества электродов в межэлектродное пространство, что не согласуется с формальным рассмотрением.

Литература

- [1] Омаров О.А., Рухадзе А.А. О плазменном механизме развития начальных стадий пробоя газов. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 7. С. 43-48.
- [2] Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Рамазанова А.А., Аль-Харети Ф.М.А., Хачалов М.Б. Спектроскопия плазмы искрового пробоя газов в сильных магнитных полях. //Инженерная физика. №5. М. 2013. С. 50-58.

АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ И СЕПАРАЦИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Д.Н. Поляков, В.В. Шумова, Л.М. Василяк

Объединенный Институт высоких температур РАН, cryolab@ihed.ras.ru

Введение

Плазменно-пылевые кристаллы и жидкости наблюдаются в газовом разряде постоянного тока при давлении газа от десятков до сотен Па и разрядных токах от десятков мкА до нескольких мА [1]. Пылевые частицы приобретают в плазме большой отрицательный электрический заряд порядка нескольких тысяч элементарных зарядов благодаря различным процессам, включая поглощение электронов и ионов плазмы, термоэлектронную, а также фотоэлектронную эмиссии. Характерной особенностью пылевой плазмы, является сильное кулоновское взаимодействие пылевых частиц. Образующаяся пылевая плазма представляет собой диссипативную синергетическую систему, в которой вкладываемая извне в плазму энергия переходит в энергию элементарных и коллективных процессов ее самоорганизации [2]. В работе изучалось разрядное устройство с тлеющим разрядом, содержащим пылевые частицы, работающее в автоколебательном режиме с периодическим зажиганием и погасанием тлеющего разряда.

Результаты эксперимента и обсуждение

Вследствие диссипации энергии в объеме и гибели электронов и ионов на поверхности пылевых частиц свойства окружающей пылевые частицы плазмы могут значительно изменяться. Поглощение заряженных частиц плазмы поверхностью пылевых частиц может приводить к изменению устойчивости газового разряда и изменению параметров плазменной ловушки, в которой локализуется пылевая структура [2-4]. Ряд плазменных параметров, таких как концентрация электронов, электронная температура, электрическое поле, могут отличаться от их значений в невозмущенной плазме. Гибель заряженных частиц на поверхности пылевых частиц может превышать величину диффузионных потерь на стенку разрядного устройства и приводить к сильному уменьшению концентрации электронов в плазме и росту величины электрического поля. Экспериментально обнаружено, что пылевые структуры влияют на вольт-амперные характеристики (ВАХ) разряда [2-4]. При всех давлениях ВАХ с пылевыми частицами при определенном их количестве отличалась от ВАХ в разряде без частиц. Разница напряжений может составлять десятки и сотни вольт (рис. 1) и зависит от количества частиц в разряде и пространственной стабильности пылевых структур [2,4]. Так, например, в [3,4] разница между двумя ВАХ, измеряемыми в положительном столбе на участке разряда длиной 5 см при

фиксированном токе при малом количестве частиц в структуре составляла 5-10 В, при большом количестве частиц в структуре она увеличивалась до 20-30 В. Рост напряжения на разряде может приводить к периодическому погасанию тлеющего разряда [3]. Погасание разряда происходило в результате роста напряжения на разрядном промежутке до величины, которая превышала напряжение источника питания разряда. Разряд с пылевыми частицами периодически погасал и зажигался с периодом около секунды. Период этих колебаний уменьшался с повышением тока разряда. Эти колебания в [3] объяснялись гибелью электронов на пылевых частицах, когда для поддержания разряда требовалось большее напряжение, чем приложенное.

В наших экспериментах изучалась динамика полидисперсных полых тонкостенных сфер (толщина стенки 1 – 5 мкм) из стекла ($\rho = 2.3 \text{ г/см}^3$) диаметром 10 – 120 мкм в тлеющем разряде в режиме автоколебаний при условиях эксперимента, близких к [3]. Схема эксперимента показана на рисунке 1. Тлеющий разряд был реализован в воздухе при давлении 30 Па в стеклянной трубке с внутренним диаметром 20 мм и длиной 40 см. После инъекции в разряд микросфер и формирования пылевой структуры, ток разряда уменьшали до значения около ста мкА, когда реализовался релаксационный режим горения разряда. Разряд периодически погасал и зажигался с периодом около двух секунд. Динамика микросфер регистрировалась с помощью CCD видеокамеры с автоматической экспозицией и частотой регистрации 25 кадров/с. Изображения пылевой структуры в продольном сечении разряда регистрировались в отраженном излучении плоского лазерного луча с каустикой 150 мкм.

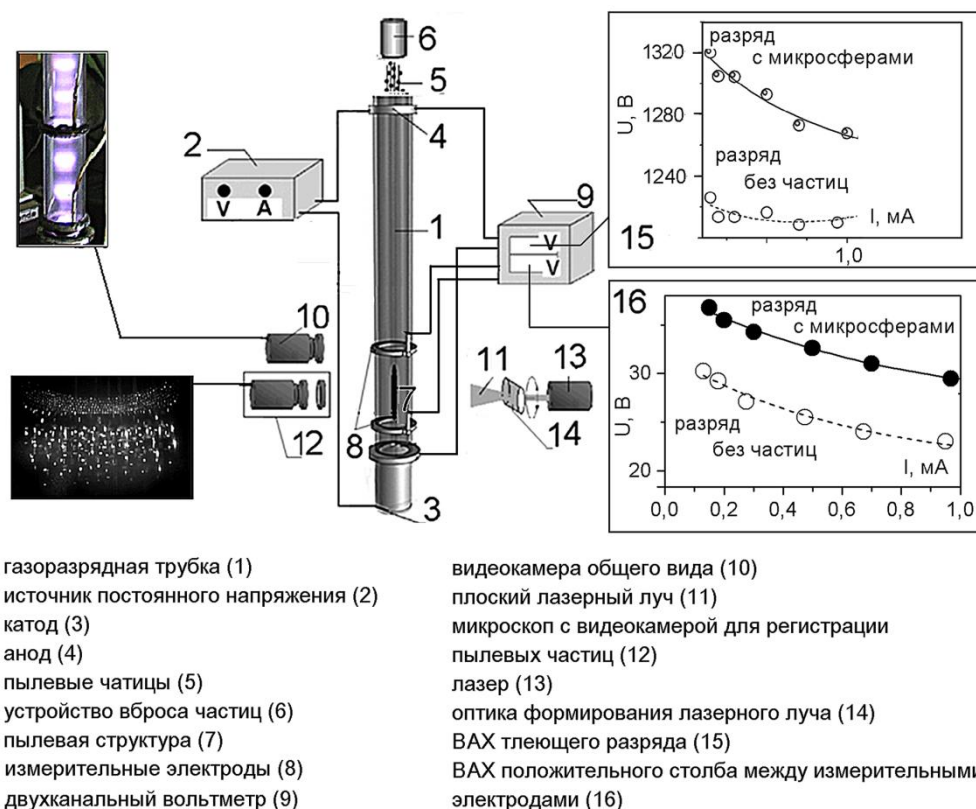


Рисунок 1. Схема оптических и электрических измерений, изображения с видеокамер и ВАХ тлеющего разряда и положительного столба тлеющего разряда.

Видеокадры динамики пылевой структуры показаны на рисунке 2. После инъекции микрочастиц в разряд, при образовании пылевой структуры, полидисперсные полевые частицы, размеры которых сильно различаются, разделяются

на фракции по размерам (массе) в пределах одной страты (рис. 2 фрагменты 2 и 9). Такая сепарация микросфер в продольном направлении происходит в результате нелинейного распределения продольного электрического поля в страте. В нижней части страты, где напряженность продольного электрического поля выше, удерживаются более тяжелые микросферы большего диаметра. В верхней части страты, в более слабом поле, удерживаются более мелкие микросферы. Плотность мелких микросфер существенно выше, чем крупных, вследствие различной величины силы их взаимного отталкивания из-за разности величин их зарядов и различной величины силы радиального электрического поля. Микросферы примерно одинаковых размеров организуются в структуры, отделенные от структур с другим размером узким слоем плазмы, образуя слои. Формирующиеся отдельные структуры обладают коллективными пространственными зарядами, взаимодействие которых между собой и приводит к их пространственному разделению. Обнаружено, что погасанию и зажиганию разряда соответствуют различные динамические состояния пылевых структур и различное положение пылевых частиц в разрядном промежутке. Последовательные стадии разлета и формирования плазменно-пылевой структуры, соответствующие разным моментам времени для одного периода колебаний (зажигания и погасания) тлеющего разряда, представлены на рисунке 2 (фрагменты 2-9).

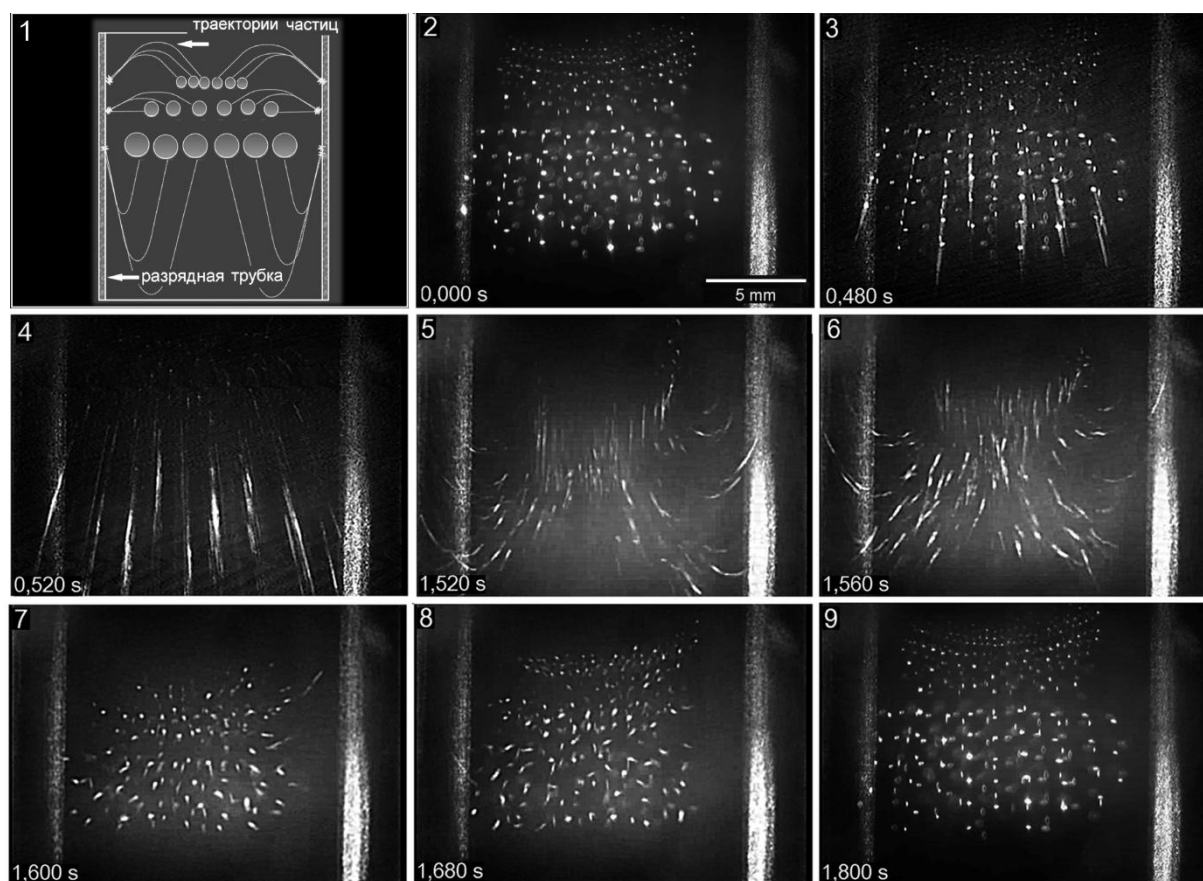


Рисунок 2. Схема движения частиц в разрядной трубке (1) и последовательные видеоизображения плазменно-пылевых структур в автоколебательном режиме горения тлеющего разряда (2-9).

После формирования пространственно-стабильной пылевой структуры (рис. 2 фрагмент 2) напряжение на разряде возрастает до значения, превышающего напряжение источника питания разряда, тлеющий разряд гаснет и плазменная ловушка разрушается. Заряженные пылевые частицы, отталкиваясь друг от друга, под

действием силы тяжести начинают движение (рис. 2 фрагмент 3). Первыми под действием силы тяжести начинают выпадать из структуры тяжелые частицы (фрагмент 3) затем все остальные (фрагмент 4). О движении микросфер на отдельных видеокадрах можно судить по светящимся трекам. Между моментами времени, соответствующим фрагментами 4 и 5, частицы уходят на стенки разрядного устройства. Частицы не выпадают вниз, а вблизи стенки поднимаются вверх и уходят на стенку разрядной трубки (рис.2 фрагмент 1). В разрядном промежутке свободном от микросфер, тлеющий разряд зажигался вновь (между фрагментами 4 и 5 рис.2) с интервалом около 0,9 сек. Стенка разрядной трубки и микрочастицы заряжаются в плазме и взаимно отталкиваются. После этого микросферы от стенки разрядной трубки поступают в разряд, несколько проскакивая положение равновесия (фрагменты 5 и 6 рис.2). Затем, заряжаясь и взаимодействуя с электрическими полями разряда, микросферы втягиваются в область страты. После завершения формирования пространственно-стабильной пылевой структуры процесс повторяется (фрагменты 7-9 рис.2).

Пылевая плазма в автоколебательном режиме является аналогом мультивибратора с автогенераторной триодной лампой с обратной связью в цепи сетки, где роль управляющего электрода играют плазменно-пылевые частицы, которые, поглощая электроны, фактически запирают ток в данном устройстве (рисунок 3). Регулировка глубины обратной связи может производиться количеством впрыскиваемых пылевых частиц, током разряда, размером и массой частиц и материалом частиц. От массы частиц будет зависеть время их ухода на стенку и время восстановления системы. От размера и материала частиц будет зависеть величина заряда на частицах и время их зарядки, соответственно величина тока и время его запираания, а также время формирования структуры. От количества частиц и тока разряда будет зависеть глубина модуляции.

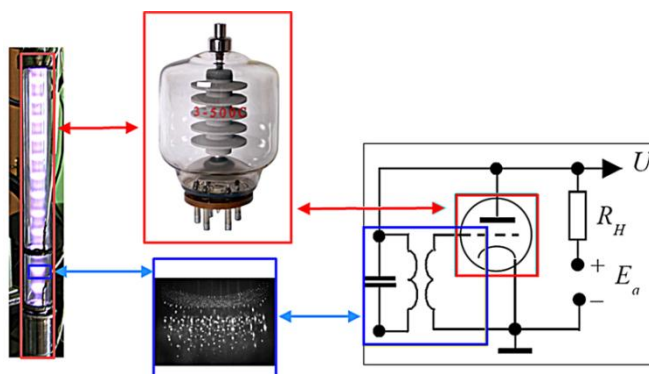


Рисунок 3. Технический аналог автоколебаний разряда с пылевыми частицами.

Выводы

Интенсивная гибель электронов на пылевых частицах при малых токах разряда может привести к погасанию разряда. При минимально возможном разрядном токе обнаружен релаксационный режим горения разряда, когда разряд периодически погасает и зажигается с периодом около секунды. Период колебаний уменьшается с повышением тока разряда. Обнаруженные колебания можно объяснить следующим образом: при попадании частиц в разряд появляется дополнительный канал гибели электронов на частицах, для поддержания разряда требуется большее напряжение, чем имеется, и разряд гаснет. Пылевые частицы падают и уходят на стенки. Разряд зажигается снова. В разряде происходит зарядка частиц, пылевая структура восстанавливается, и процесс повторяется.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №13-02-00641).

Литература

- [1]. Fortov V. E., Khrapak A. G., Khrapak S. A., Molotkov V. I., Petrov O. F. Dusty plasmas. *Physics -Uspekhi* **47** (5) (2004) 447 – 492.
- [2]. Polyakov D. N., Shumova V. V., Vasilyak L. M. Positive Column of Glow Discharge with Dust Particles *Surf. Eng. Appl. Elect.* **49**(2) (2013) 114–124.
- [3]. Vasilyak L. M., Vetchinin S.P., Polyakov D.N., Fortov V.E. Cooperative Formation of Dust Structures in Plasma, *J. Exp. Theor. Phys.* **94**(3) (2002) 521-524.
- [4]. Василяк Л.М., Жадина Е.В., Поляков Д.Н. Влияние плазменно-пылевых структур на положительный столб тлеющего разряда *ФЭ-2008 (Махачкала 2008)* с. 55-59.

ВЛИЯНИЕ СТРИМЕРНОГО РАЗРЯДА НА ОТРЫВ ЗАРЯЖЕННЫХ МАКРОЧАСТИЦ

С КАТОДА ПЛОСКОГО КОНДЕНСАТОРА

Печеркин В.Я., Василяк Л.М., Ветчинин С.П.

ОИВТ РАН, Москва

Процессы зарядки макрочастиц в настоящее время хорошо изучены в неравновесной плазме, в разрядах различных типов: в тлеющем разряде постоянного тока, в ВЧ разряде, в несамостоятельном разряде, а также в коронных разрядах [1-4]. Для частиц микронных размеров заряд в таких условиях может достигать значений 10^3 - 10^4 элементарных зарядов. Получение макрочастиц с экстремально большим значением заряда $q \sim 10^6$ - $10^7 e$ возможно только с помощью электронного пучка либо в вакууме, либо в газе низкого давления [7]. При атмосферном давлении этот способ зарядки не позволяет получить больших значений заряда из-за сильной ионизации газа.

В данной работе исследуется индукционный механизм зарядки макрочастиц, связанный с разделением заряда на поверхности частиц под при атмосферном давлении в воздухе в однородном электрическом поле с напряженностью $E_0 \sim 1$ -10 кВ/см. Схема экспериментальной установки приведена на Рис. 1.

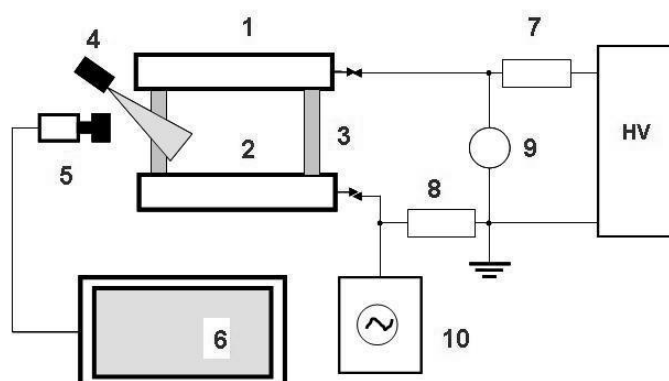


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследованию зарядки частиц при атмосферном давлении. 1. Верхний электрод. 2. Нижний электрод. 3. Изоляторы. 4. Лазер. 5. Регистрирующая видеокамера. 6. Компьютер. 7. Балластный резистор. 8. Токовый шунт. 9. Высоковольтный вольтметр. 10. Осциллограф. HV- источник высокого напряжения постоянного тока.

Разрядная ячейка состояла из двух параллельных медных пластин, диаметром 150 мм. Расстояние между электродами можно было изменять от 0,5 до 56 мм. Для измерения заряда частиц был изготовлен дополнительный верхний электрод, в котором имелось отверстие диаметром 25 мм. Динамика частиц регистрировалась

высокоскоростной видеокамерой HiSpec. Для подсветки частиц использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 650 нм. Типы исследуемых частиц, их размеры, средняя масса и диэлектрические проницаемости представлены в таблице 1.

Таблица 1

Material	Al	Brass	W	Diamond	Al ₂ O ₃	SiO ₂
2a, μ	20-60	50-150	50-150	5-7	20-40	40-60
$\langle M \rangle$, μgr	0,7	34	77	3×10^{-3}	0,43	1,3
ϵ				16,5	8,5	6

Частицы насыпались в центре нижнего электрода тонким слоем, толщиной не более 0.5 мм. Когда электрическое поле достигало определенной величины, частицы начинали отрываться от электрода и ускорялись в промежутке. Часть частиц вылетала сквозь сетку вверх, а другая часть перезаряжалась и отражалась от верхнего электрода и двигалась вниз. Отраженные частицы осциллировали между электродами. Покадровая съемка полидисперсных частиц алюминия с диаметрами 2a в диапазоне 20-60 мкм в зазоре показала, что они двигаются вверх равноускоренно и их ускорение может достигать 20g. По ускорению частиц в однородном электрическом поле можно было бы определить заряд частицы. Однако, мы не знаем ее массы. Поэтому заряд частиц, вылетевших через сетку, мы определяли по высоте их подъема h в тормозящем электрическом поле дополнительного верхнего электрода с отверстием. Учитывались только частицы, вылетающие вертикально вверх над сеткой вблизи оси отверстия. Для этого их радиальное отклонение было ограничено стеклянной трубкой, длина которой могла меняться. Для определения максимального заряда отбирались частицы с наибольшей высотой подъема. Пренебрегая вязкостью воздуха, средний заряд частиц определялся исходя из закона сохранения энергии. Отрыв тяжелых металлических частиц происходит при напряженности электрического поля $E_0 > 5 \text{ kV/cm}$. В этом случае наблюдается образование стримеров. Регулярное появление стримеров вызывает преждевременный отрыв частиц с катода. На Рис. 1 показана зависимость величины напряженности электрического поля от величины зазора между пластинами конденсатора, при которой начинается массовый отрыв частиц с катода конденсатора.

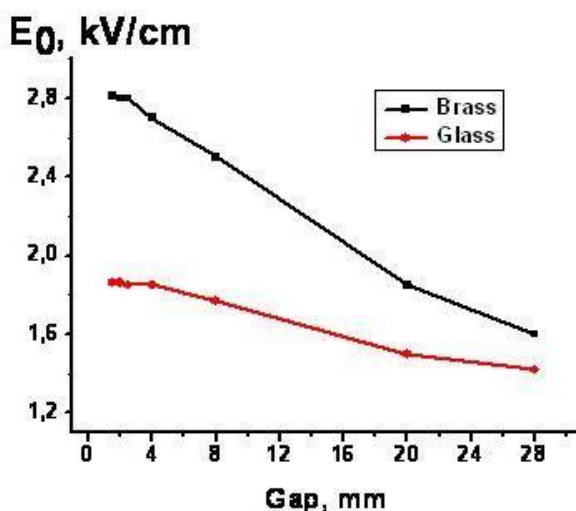


Рис. 1. Зависимость величины напряженности электрического поля от величины зазора между пластинами конденсатора в момент массового отрыва заряженных частиц с катода конденсатора.

В первую очередь развиваются катодонаправленные стримеры. Они образуются, если критическое поле в промежутке $E_{s+} = 4,7 \text{ kV/cm}$. При уменьшении зазора

наблюдается увеличение напряженности электрического поля, необходимого для отрыва частиц, что соответствует случаю отсутствия стримеров в разрядном промежутке. При приближении положительно заряженного стримера к поляризованной частице на катоде происходит локальное усиление электрического поля вблизи частицы, что может привести к ее отрыву. В свою очередь, оторвавшаяся отрицательно заряженная частица, подлетая к аноду, вызывает усиление электрического поля, что может привести к рождению нового катодонаправленного стримера. Отрицательно направленные стримеры могут развиваться с вершины поляризованной частицы на катоде, если величина поля превышает $E_s = 10$ кВ/см. Появление анодонаправленных стримеров вызывает возникновение положительно заряженного ионного следа вблизи катода, что также способствует преждевременному отрыву частиц. Частота появления стримеров увеличивается с увеличением длины разрядного промежутка. В воздухе атмосферного давления в однородном электрическом поле лавинный механизм развития разряда сменяется на стримерный в промежутках с межэлектродным расстоянием большим 3 см [5]. Частица, находящаяся во внешнем однородном электрическом поле, поляризуется, и на ее поверхности возникает разделение зарядов. Поле вблизи частицы E складывается из внешнего поля E_0 и поля индуцированного диполя. В случае металлической частицы положительный заряд стекает на катод, и частица приобретает отрицательный заряд. В случае диэлектрика, на поверхности которого имеются связанные заряды, происходит частичная компенсация заряда. Однако, если поляризованные частицы лежат на электроде в несколько слоев, то такую компенсацию заряда можно считать почти полной. Отрыв частицы происходит, когда сила, действующая на нее со стороны электрического поля, превосходит ее вес, $F > Mg$. Появление стримеров вызывает преждевременный отрыв частиц с катода в электрических полях E_0 меньшей напряженности.

На Рис. 2 показана зависимость приведенного заряда q/ea на частицах и падения потенциала на размере частицы E_0a , необходимого для отрыва частиц, от их веса. Сплошная линия – расчетная, точки – экспериментальные значения среднего заряда q для различных частиц. Из механизма индукционной зарядки следует, что заряд частиц возрастает с увеличением их веса при тех же размерах частиц, в отличие от всех других способов зарядки. Полученные экспериментальные значения зарядов (Рис. 2) подтверждают этот вывод. Измеренные значения q для тяжелых металлических частиц лежат ниже теоретической зависимости, что связано с тем, что отрыв тяжелых частиц происходит в достаточно сильных электрических полях E_0 , когда в промежутке наблюдаются стримеры. На оси справа стрелками указаны критические значения напряженности электрического поля E_s , когда в промежутке появляются стримеры.

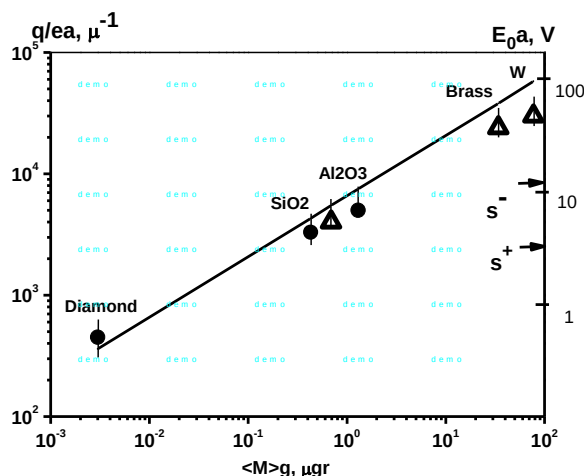


Рис. 2. Зависимость приведенного заряда частиц и напряженности электрического поля, соответствующего их отрыву от электрода от среднего веса частиц.

На Рис. 3 приведено сопоставление значений индукционного заряда q , полученных в настоящей работе (3, 4), с величиной максимального заряда, который приобретают макрочастицы в неравновесной плазме под действием потока электронов и ионов, а также под действием электронного пучка.

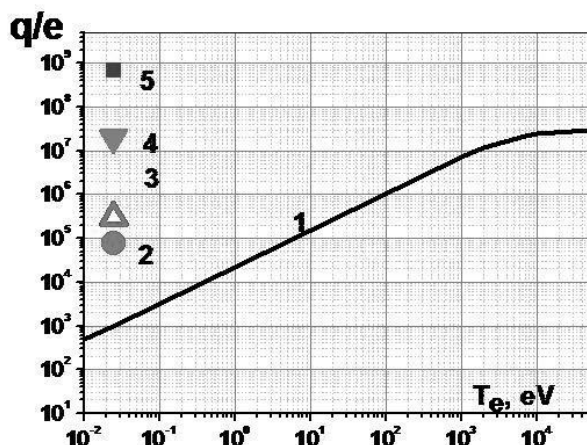


Рис. 3. Сравнение максимальных зарядов частиц в воздухе атмосферного давления с зарядами частиц в неравновесной плазме и в вакууме. 1. - [7] ($a=10\mu$, gas-Ar); 2. - [8] $a=10\mu$ Al-частицы в ловушке Пауля в вакууме; 3. –исследованные в данной работе SiO_2 частицы ($a=10\text{--}20\mu$); 4. – то же самое W частицы ($a=25\mu$); 5. - заряд, соответствующий пределу прочности Al.

На Рис. 3 видно, что поляризационная зарядка металлических частиц в сильном однородном электрическом поле может обеспечить сверхвысокие значения заряда $q \sim 10^6e$, сопоставимые с зарядом частиц под действием электронного пучка с энергией электронов ~ 10 кэВ в плазме [7].

Литература

- [1]. Fortov V.E., Morfill G.E., Complex and Dusty Plasmas. From Laboratory to Space. CRC Press. Taylor&Francis Group. Boca Raton. 2009. P.418
- [2]. Piel A., Melzer A. Plasma Phys. Control Fusion. 2002. V.44. R1.
- [3]. Филиппов А.В., Бабичев В.Н., Дятко Н.А. и др. // ЖЭТФ. 2006. Т. 119. С. 386.
- [4]. Верещагин И.П. Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. М. Энергоатомиздат. 1985. 159 с.
- [5]. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 535 с.
- [6]. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [7]. Филиппов А.В., Васильев М.Н., Гавриков А.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. Вып. 1. С. 16-21.
- [8]. Wuerker, R. F., Shelton, H. & Langmuir, R. V. Electrodynamic containment of charged particles// Journal of Applied Physics. 1959. Vol. 30 (No. 3). P. 342–349.

САМООРГАНИЗАЦИЯ ТРЕКА РАЗРЯДНОГО ФАКЕЛА НА ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА В ОТРИЦАТЕЛЬНОМ КОРОННОМ РАЗРЯДЕ

А.А. Петров^{1,2}, Р.Х. Амиров³, С.А. Баренгольц^{1,4}, Е.В. Коростылев², Н.В. Пестовский^{1,2}, С.Ю. Савинов^{1,2}, И.С. Самойлов³

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр. 53.

² Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700, Долгопрудный, Институтский пер. 9.

³ Объединенный институт высоких температур РАН, 125412, Москва, Ижорская 13.

⁴ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, Вавилова 38.

Отрицательный коронный разряд в электродной конфигурации острие – плоскость при токе 1 – 100 мкА как правило реализуется в виде последовательности токовых импульсов Тричела, а при токе 100 – 200 мкА в безимпульсной форме [1]. Данный разряд является источником низкотемпературной плазмы атмосферного давления, а также источником отрицательных ионов, поэтому широко используется в различных технологиях. Среди них электрофилтры, плазмохимические реакторы атмосферного давления, системы зарядки аэрозолей, а также высоковольтные системы, в которых формирование коронного разряда, наоборот, нежелательно. Несмотря на широкое использование данного разряда, его механизм в настоящее время окончательно не установлен [2]. Так, например, нет точных данных о механизме токопереноса в прикатодной области разряда, механизме эрозии катода.

В режиме импульсов Тричела при постоянном напряжении на электродном промежутке ток разряда представляет собой последовательность импульсов с характерной амплитудой 1 мА и межимпульсным интервалом 1 мкс. Длительность импульса на полувысоте порядка 20 нс, длительность переднего фронта при атмосферном давлении менее 2 нс. Каждый импульс Тричела вызван формированием катодонаправленной волны ионизации в прикатодной области вследствие накопления пространственного положительного заряда в данной области [3]. При этом свечение разрядного факела представляет собой последовательность импульсов длительностью 10 нс [4].

После каждого токового импульса Тричела разрядный факел формируется на поверхности катода в области, наиболее благоприятной для ионизации – с максимальным значением величины электрического поля, при условии, что данная область имеет достаточный геометрический размер. Распределение электрического поля на поверхности катода определяется топографией поверхности, а также зависит от распределения пространственных и поверхностных зарядов. Изменение данных параметров под действием разряда приводит к “блужданию” разрядного факела по катодной поверхности [1].

В режиме импульсов Тричела на катодах с диаметром острия менее 500 мкм различают три характерных режима динамики разрядного факела на катодной поверхности – устойчивый, неустойчивый и стохастический [5]. Устойчивый режим характеризуется неизменным значением параметров импульсов Тричела, при этом разрядный факел может не менять область своей локализации в течение длительного времени (более 1 с). Изменение области локализации разрядного факела в процессе функционирования разряда приводит к неустойчивому режиму импульсов Тричела. Как правило, данный режим вызван формированием оксидных пленок на поверхности катода. Параметры импульсов Тричела в данном режиме изменяются через каждые 10^{-5} – 10^{-1} с (рис.1). В стохастическом режиме динамика разрядного факела полностью определяется влиянием поверхностных зарядов. Данный режим наблюдается на катодах, полностью покрытых оксидной пленкой.

На катодах с диаметром острия более 500 мкм импульсно-периодический отрицательный коронный разряд может реализоваться в круговой форме [6] (рис.2). В данной форме области локализации разрядного факела распределены на поверхности катода вдоль окружности. Круговая форма разряда является следствием накопления пространственного отрицательного заряда в дрейфовой области электродного промежутка [7].

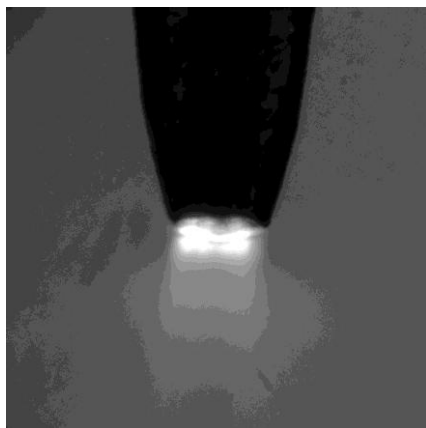


Рис.1. Коронный разряд в неустойчивом режиме импульсов Тричела. Диаметр острия 500 мкм, ток 50 мкА. Экспозиция 40 мс.

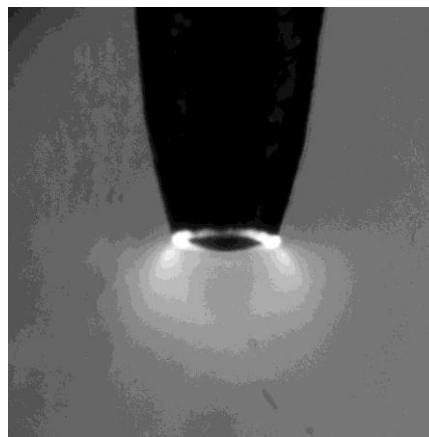


Рис.2. Круговая форма разряда в режиме импульсов Тричела при токе 100 мкА.

В данной работе исследовался отрицательный коронный разряд в режиме импульсов Тричела в круговой форме в воздухе при атмосферном давлении. Чтобы исключить влияние поверхностных зарядов на динамику разрядного факела, использовались катоды, изготовленные из графита. Схема экспериментальной установки представлена на рис.3. Диаметр острия катода 1 мм, межэлектродное расстояние 12 мм, анодом являлась медная пластина диаметром 10 см. Проводилось осциллографирование разрядного тока, а также микровидео съемка разряда при помощи длиннофокусного микроскопа МБС-9. Средний ток разряда 10 – 120 мкА, напряжение 10 – 30 кВ.

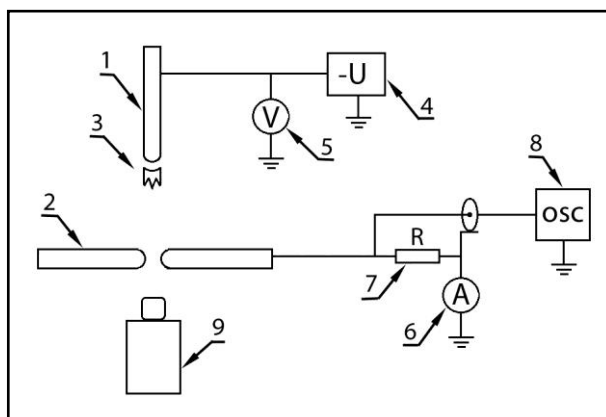


Рис. 3. Экспериментальная установка. 1 – катод, 2 – анод, 3 – коронный разряд, 4 – источник напряжения, 5 – вольтметр, 6 – микроамперметр, 7 – сопротивление 50 Ом, 8 – осциллограф Tektronix TDS – 410A, 9 – микроскоп МБС – 9 с фотоаппаратом Casio ex-zr100.

Согласно результатам измерений, при среднем токе менее 50 мкА разряд реализуется в неустойчивом режиме импульсов Тричела. Когда средний ток достигает 50 мкА, разряд переходит в круговую форму [6, 7] (рис.4). При среднем токе более 100 мкА наблюдается самоорганизация трека разрядного факела. Так при токе 100 мкА трек разрядного факела имеет форму правильного треугольника (рис.5) при токе 105 мкА – четырехконечной звезды (рис.6), при 110 мкА – пятиконечной звезды (рис.7), при 115 мкА – шестиконечной звезды (рис.8). Разрядные треки в виде правильных геометрических фигур в отрицательном коронном разряде наблюдались в данной работе впервые. Дальнейшее увеличение тока приводит к формированию второго кольца, описанного в 1951 году [1] (рис.9).

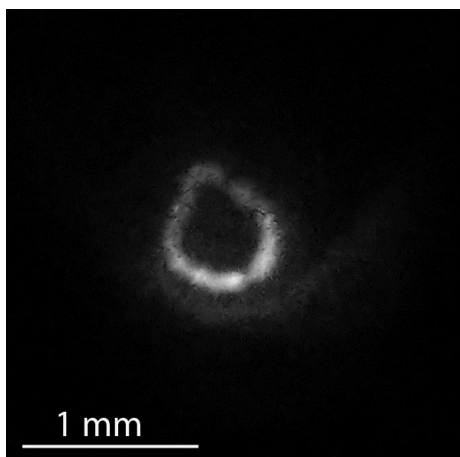


Рис.4. Круговая форма разряда в режиме импульсов Тричела. Ток 60 мкА, напряжение 13.5 кВ.

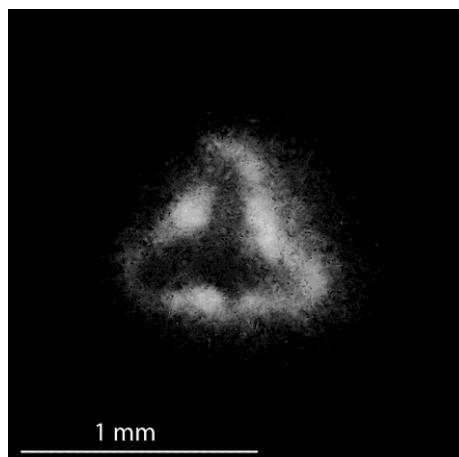


Рис. 5. Разрядный трек при токе 100 мкА. Напряжение 16.5 кВ.

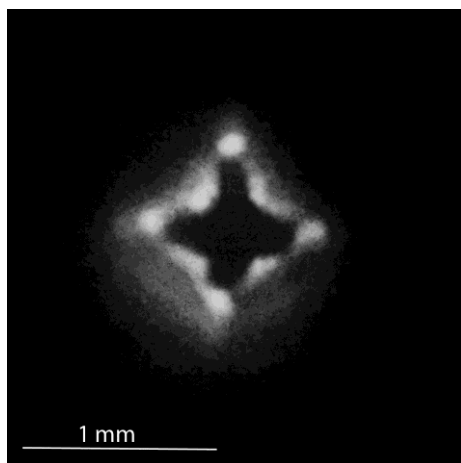


Рис.6. Трек разрядного факела при токе 105 мкА и напряжении 16.7 кВ.

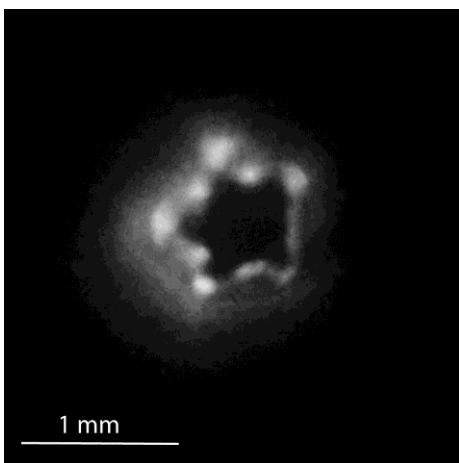


Рис.7. Трек разрядного факела при токе 110 мкА и напряжении 17 кВ.

Таким образом, в данной работе было впервые обнаружено, что в круговой форме разряда возможны устойчивые упорядоченные конфигурации трека разрядного факела на катодной поверхности. Это является следствием перераспределения пространственных отрицательных зарядов в дрейфовой области в результате их взаимного расталкивания и формирования нескольких симметрично расположенных относительно оси максимумов и минимумов плотности отрицательных ионов.

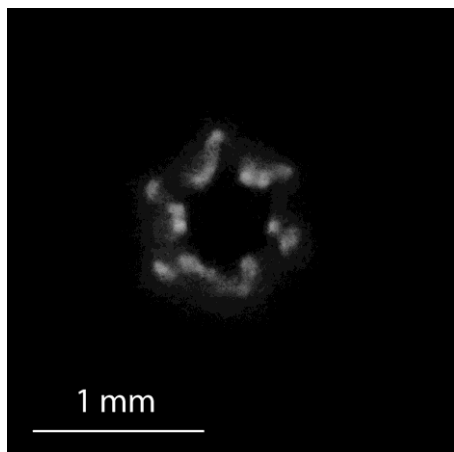


Рис.8. Трек разрядного факела при токе 115 мкА и напряжении 17.2 кВ.

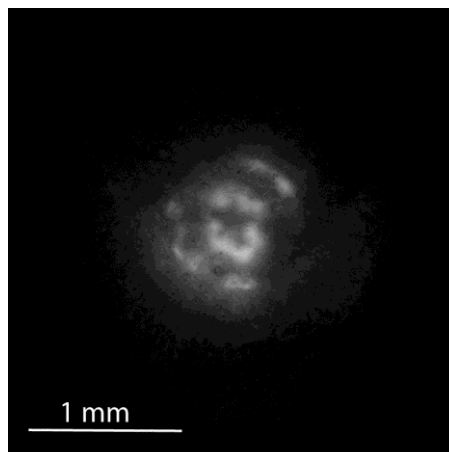


Рис.9. Круговая форма разряда с двумя concentрическими кольцами при токе 115 мкА. Дальнейшее увеличение тока и напряжения приводит к переходу разряда в безымпульсную форму.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 14-22-00273.

Литература

- [1] Loeb L B 1965 Electrical Coronas. Their Basic Physical Mechanisms. (Berkeley, CA: Univ. California Press).
- [2] Borra Jean-Pascal. Nucleation and aerosol processing in atmospheric pressure electrical discharges: powders production, coatings and filtration. 2006. J. Phys. D: Appl. Phys. V. 39. P. R19-R54.
- [3] Hoder T, Cernak M, Paillol J, Loffhagen D, and Brandenburg R. High-resolution measurements of the electric field at the streamer arrival to the cathode: A unification of the streamer-initiated gas-breakdown mechanism. 2012. Phys. Rev. E 86. 055401(R).
- [4] Amin M R. Fast time analysis of intermittent point-to-plane corona in air: III. The negative point Trichel pulse corona. 1954. J. Appl. Phys. 25 627.
- [5] Amirov R H, Petrov A A, Samoylov I S. Effects of the Dynamics of Cathode Spot on Trichel Pulses. 2009. Int. J. of Plasma Environmental Science and Technology 3 35.
- [6] Greenwood A. Negative Point-to-Plane Corona – a New Mode of the Discharge. 1951. Nature 167 41.
- [7] Greenwood A. The Mechanism of the Ring Discharge in Negative Point-to-Plane Corona. 1952. J. of Appl. Phys. 23 1316.

**ФОРМИРОВАНИЕ УПОРЯДОЧЕННЫХ ЭРОЗИОННЫХ ЯЧЕЕК НА
ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА В ОТРИЦАТЕЛЬНОМ КОРОННОМ РАЗРЯДЕ**
**А.А. Петров^{1,2}, Н.В. Пестовский^{1,2}, Е.В. Коростылев², С.Ю. Савинов^{1,2}, Р.Х.
Амиров³, С.А. Баренгольц^{1,4}, И.С. Самойлов³**

¹ *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр. 53.*

² *Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700,
Долгопрудный, Институтский пер. 9.*

³ *Объединенный институт высоких температур РАН, 125412, Москва, Ижорская 13.*

⁴ *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, Вавилова 38.*

Отрицательный коронный разряд является источником низкотемпературной плазмы атмосферного давления, а также источником отрицательных ионов, поэтому данный разряд широко применяется в различных технологиях [1, 2]. Однако, механизм разряда в настоящее время окончательно не установлен. Разряд вызывает эрозию катодной поверхности с удельной скоростью $10^{-5} - 10^{-4}$ г/Кл с образованием микро и нанократеров. В различных работах предлагались следующие гипотезы о механизме эрозии катода: распыление поверхности вследствие бомбардировки положительными ионами, химическое травление, локальный нагрев и испарение, формирование на поверхности диэлектрических пленок с последующей зарядкой и распылением, а также микровзрывные процессы. Заметим, что энергия положительных ионов в отрицательном коронном разряде порядка 10 эВ [2, 3] и недостаточна для катодного распыления поверхности. Температурный предел испарения катода не достигнут [2]. Эрозия наблюдается на катодах из графита, на которых оксидная пленка не формируется. Механизм эрозии в настоящее время точно не установлен [2, 4]. В данной работе исследуется эрозия графитового катода в безимпульсной форме отрицательного коронного разряда.

Отрицательный коронный разряд исследовался в воздухе в электродной конфигурации острие-плоскость. Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Ток разряда 100 – 250 мкА, давление воздуха 0.2 – 1 атм, напряжение 10 – 30 кВ, межэлектродное расстояние 10 – 30 мм. Использовались графитовые катоды с диаметром острия 50 – 600 мкм. Проводилась микровидео съемка разряда. Катод во время разряда в безимпульсной форме представлен на рис.2. Наблюдалась эрозия катода с образованием кратеров размером 100 нм – 150 мкм. Впервые наблюдалось формирование упорядоченно расположенных эрозионных ячеек на поверхности катода во время разряда (рис.3, 4).

Обнаружено, что размер ячейки зависит от давления воздуха и совпадает с диаметром отрицательного свечения разрядного факела (рис.5). Упорядоченное расположение ячеек на всей поверхности катода наблюдается при отношении диаметра катода к размеру ячейки $d/l < 5$. В случае катодов большего диаметра, или при увеличении давления воздуха, эрозионные ячейки формируются, но их расположение на поверхности катода не упорядочено (рис.6).

Диаметр отрицательного свечения разрядного факела (рис.2) как правило меньше диаметра острия катода. Разрядный факел локализован на поверхности катода в области с максимальным значением электрического поля (размер области должен также быть достаточным для формирования разряда и превышать ~ 10 мкм). Накопление пространственных отрицательных зарядов в области локализации разряда, а также изменение топографии поверхности вследствие эрозии, вызывают изменение положения разрядного факела на катодной поверхности [5]. Пространственный положительный заряд, наоборот, стабилизирует положение разрядного факела.

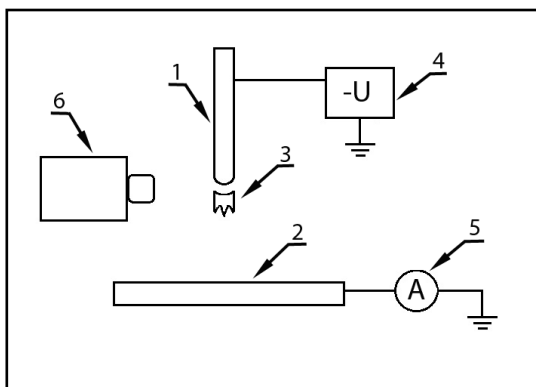


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 – катод, 2 – анод, 3 – коронный разряд, 4 – источник напряжения, 5 – микроамперметр, 6 – микроскоп. Ток 1 – 200 мкА, напряжение 1 – 30 кВ, давление воздуха 0.1 – 1 атм.

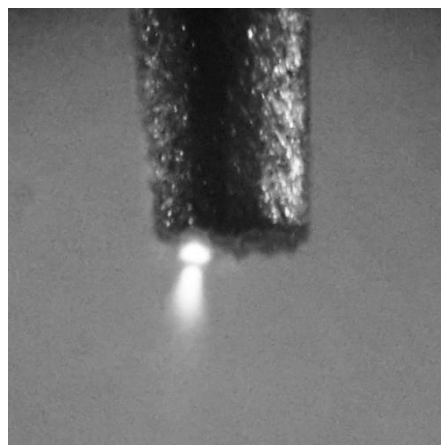


Рис. 2. Отрицательный коронный разряд в безимпульсной форме. Диаметр острия 300 мкм.

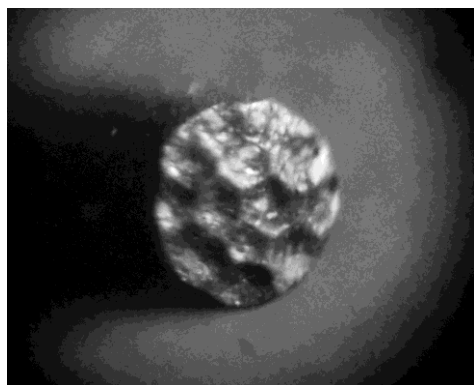


Рис. 3. Острие графитового катода диаметром 300 мкм после разряда при $P=0.45$ атм, $I=175$ мкА.

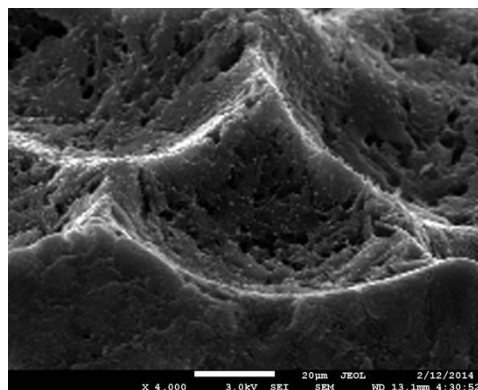


Рис. 4. Эрозионная ячейка (край катода, вид сбоку, атмосферное давление).

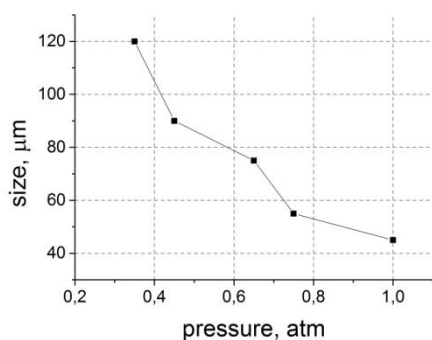


Рис. 5. Зависимость размера эрозионной ячейки от давления воздуха при токе 175 мкА.

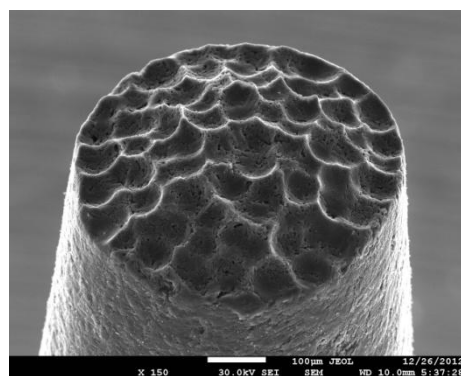


Рис. 6. Эрозионные ячейки на катоде диаметром 600 мкм при атмосферном давлении. Упорядоченное положение не наблюдается.

В области локализации разрядного факела в течение ~ 10 с формируется эрозионная ячейка (рис.4) вследствие эрозии. Упорядоченное положение ячеек на катодах меньшего диаметра (и при понижении давления) связано с тем, что после формирования ячейки разрядный факел перемещается в соседнюю область, на расстояние, равное размеру ячейки (в результате наличия граней, усиливающих поле). В случае катодов большего диаметра, а также при повышенном давлении, существенное влияние на динамику разрядного факела начинает оказывать пространственный отрицательный заряд в дрейфовой области электродного промежутка. После формирования ячейки в этом случае, вследствие экранирования поля катода отрицательными ионами в области локализации факела, разрядный факел формируется в противоположной части катодного острия на расстоянии, существенно превышающем размер ячейки. Это приводит к нарушению упорядоченного расположения эрозионных ячеек на катодной поверхности.

Ячейки не формируются в режиме импульсов Тричела потому, что в данном режиме разрядный промежуток освобождается от положительного пространственного заряда после каждого импульса [5-8]. При этом динамика разрядного факела, и, следовательно, эрозионная картина, зависят, в основном, от топографии поверхности и влияния пространственного отрицательного заряда.

На металлических катодах ячейки не формируются, вследствие формирования оксидных пленок на поверхности катода [8]. При этом конфигурация электрического поля и динамика разряда будут определяться накоплением поверхностного положительного заряда.

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант 14-22-00273.

Литература

- [1] L.B. Loeb. Electrical Coronas. Their Basic Physical Mechanisms. Berkeley, CA: Univ. California Press, 1965, 694 p.
- [2] Borra J.P. Nucleation and aerosol processing in atmospheric pressure electrical discharges: powders production, coatings and filtration // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. P. R19-R54
- [3] Goldman M. and Goldman A. Gaseous Electronics. vol. 1, edited by M.N. Hirsh and H. J. Oskam (Academic Press, New York, 1978), p. 219-290.
- [4] Petrov A.A., Amirov R.H., Samoylov I.S. On the Nature of Copper Cathode Erosion in Negative Corona Discharge // IEEE – Transactions on Plasma Sciences. 2009. V. 37, N. 7. P. 1146–1149.
- [5] Amirov R.H., Petrov A.A., Samoylov I.S. Effects of the Dynamics of Cathode Spot on Trichel Pulses // International Journal of Plasma Environmental Science and Technology. 2009. V. 3, N. 1. P. 35–38.
- [6] Amirov R.H., Petrov A.A. and Samoylov I.S. Nanoparticles formation and deposition in the Trichel pulse corona // Journal of Physics: Conference Series 418 (2013) 012064
- [7] Асиновский Э.И., Петров А.А., Самойлов И.С. Амплитудно-частотные характеристики импульсов Тричела и поведение катодного пятна в отрицательном коронном разряде // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 68, № 5. С. 354–355.
- [8] Petrov A.A., Amirov R.H., Asinovskii E.I. and Samoylov I.S. Electro-Explosive Mechanism of Carbon Cathode Destruction in Negative Corona Discharge in Trichel Pulse Regime // J. Plasma Fusion Res. Series. 2009. V. 8. P. 780–783.

DEVELOPMENT OF AC CORONA DISCHARGE MODES AT ATMOSPHERIC PRESSURE

Reda Ahmed El-Koramy, Ashraf Yehia, Mohamed Omer

Department of Physics, Faculty of Science, Assiut University, 71516 Assiut, Egypt

Corona discharges in gases exist under several distinctive forms. In this paper, a survey study has been made of AC corona discharges modes generated in some different gases fed in a wire-duct reactor with a constant rate of flowing at atmospheric pressure. The properties of different corona modes are analyzed under some conditions transitions from Trichel pulses to a steady glow. In the course of the presented experimental work, numerous apparent contradictions with earlier observations necessitated further study, are given to provide more information on the physical mechanisms of the AC corona discharges. Furthermore, we have gained insight into some new technologies and applications of the environmentally-friendly corona and plasma discharges.

I. Introduction

Since the days of Townsend, gaseous discharges, and among them corona discharges, have been the subjects of intensive studies. L. B. Loeb [1] has made an excellent contribution to the field of incomplete discharges providing a critical synthesis of widely scattered and often inaccessible literature of physical interest. Significant progress has been made in understanding the fundamental processes responsible for the ionization growth [2]. AC corona discharge at atmospheric pressure represents one of the most complex forms of electric discharges. Its main advantage is that they are rich sources of chemically active radicals, excited and ionized species. They are suitable for some applications of volume plasma chemical processing where only small concentrations of excited or charged particles are needed. Subsequently, the corona discharges are being extensively used in electrostatic precipitators, spray coating copy machines, drying separation systems and in radiation detectors. Recently important applications of the corona discharges include the surface treatment of hazard gases [3], and in the field of food industry [4]. The effectiveness of employing electrode electric discharges for initiating the ignition and stabilizing the process of combustion of corona discharges and its modes at or near the atmospheric pressure has been demonstrated in a number of theoretical studies [5-7] and experimental works [8-9]. Based upon the reported studies on the surface treatment of polymer films [10, 11], biological applications [12] and on removal of: SO_2 and NO_x from combustion flue gas [13]; volatile organic compounds [14] and amaranth [15] by pulsed corona discharges, experimental studies on simulated combustion gas have been conducted. Also, in the above-mentioned works [10-15], some parameters of the discharge conditions believed to be fundamental in their processes were discussed.

A new type of the cold atmospheric plasma source for catalytic plasma treatment of gas was presented. The fused hollow cathode (FHC) source was based on simultaneous radio frequency (rf) generation of hollow cathode discharges in an integrated, open structure, with flowing gas [16, 17]. The resulting FHC discharge is very stable, homogeneous, luminous, volume filling, without streamers. The concept of the source is extremely suitable for scaling up for different gas throughputs. Based on plasma source characteristics [18], specific design rules were presented for various applications such as polymer surface modification and metal surface decontamination.

Recently, comparing with the removal efficiencies of chemical compounds using different types of plasma reactors showed that the pulsed corona discharge is a potential alternative method for low temperature of conversion [19, 20]. On the other hand, the electrical and

optical characteristics of pulse-modulated radio-frequency atmospheric pressure glow discharge were presented [18, 21].

On the other hand, the influence of small nitrogen impurities on the ionic composition of an atmospheric pressure noble gas plasma such as in helium. It has been concluded [22] that the positive charge in the discharge is only determined by helium ions if the discharge gas contains less than 1 ppm of impurity. Above this impurity level, the positive charge is completely determined by the impurity nitrogen. Also, this influence on an uniform barrier of the discharge was investigated by numerical simulation with a one-dimensional fluid model [23]. The simulation results show that in different discharge modes, the influence of impurities is completely different. For glow discharge, small impurities result in the breakdown voltage dropping and thus cause the decrease in charged particle densities and discharge current intensity. However, in the case of Townsend discharge, there is a contrary situation, and even the change of discharge mode, but do not have a distinct impact on the breakdown voltage. The discharge characteristics of dielectric barrier discharge (DBD) with wire-cylinder and cylinder-cylinder reactors with the same active section and volume were studied by measurement of their electrical discharge parameters and observation of their light-emission phenomena [24-26]. It is found that the discharge mode of DBD for both reactor was completely different. The results also showed that, at equivalent electric power consumption, DBD is as effective as the positive dc corona and the ac corona. The efficiency can reach 99% with both studied reactors, if the necessary power is provided.

Obviously, the analysis of the above-mentioned studies and their utilization cannot be optimized without knowledge of macroscopic and microscopic characteristics, which are relatively well studied for discharges under low pressures. It is not clear, however, as to what degree these characteristics might be extended to the case of corona discharge developing of these discharge high pressures. It may be generated in different distinctive forms. The present work deals with analysis of AC corona discharge modes macroscopically and microscopically in air at atmospheric pressure and compares the results when using some important gases. Experiments are performed with a wire-duct reactor at some discharge conditions.

II. Coronas and plasmas: new technologies and applications

It is now well established that exposing inorganic and organic polymeric substrates to cold-plasma species represents an unusually convenient and versatile surface-modification and coating technology. The uniqueness of non-equilibrium plasma processes is related to the fact that they permit the conversion of a wide range of organic materials and organic compounds containing main group elements, including organometallic derivatives, into charged and neutral molecular-fragments and atomic species. These fragments can then promote surface-functionalization reactions or generate macromolecular thin layers as a result of recombination of nascent species on the surfaces that confine the plasma. The control of the composition of polymeric films generated via plasma treatment was focused predominately on synthesis of unique, highly cross-linked polymers produced under relatively high power conditions. However, interest recently increased in providing less cross-linked, more highly functionalized films. Modern non-equilibrium plasma technologies are 'par excellence' surface modification processes which result in surface material layers that retain the inherent advantages of the substrates while providing more exact film chemistry control, and as a result they have potential appeal in many applications [27]. Most of the prior researches related to discharge-mediated surface-modification reactions involved low-pressure cold-plasma environments. However, recently, atmospheric pressure non-equilibrium plasma installations have been designed, developed and tested with great success.

Atmospheric pressure gas discharge coronas and plasmas, especially those operated at energy non-equilibrium and low gas temperatures, have recently become a subject of great

interest for a wide variety of technologies including surface treatment to develop and improve adhesion and wettability on plastic and metal surfaces and thin-film deposition. A driving force for these developments is the avoidance of expensive equipment required for competing vacuum-based plasma technologies. Although there are many applications where non-equilibrium (cold) corona (plasma) at atmospheric and higher pressures represents a substantial advantage, there are also a number of applications where low-pressure coronas (plasmas) simply cannot be replaced due to specific properties and limitations of the atmospheric corona (plasma) and related equipment. The main principles, advantages and drawbacks of atmospheric corona and plasma for a better understanding of the capabilities and limitations of the emerging atmospheric corona and plasma processing technologies have been recently discussed[28]. The present section focuses on the up-to-date various applications of the atmospheric corona and plasma technologies, mainly in the field of surface treatments.

A. Corona and Plasma treatment

Tantec has been offering cutting-edge and environmentally-friendly corona and plasma surface treatment equipments for over thirty years. Tantec develops, manufactures and markets innovative equipment worldwide for corona and plasma surface treatment of plastic components. The unique corona and plasma technologies improve wettability of plastic materials with low surface energy, i.e. polyolefin materials, polypropylene (PP) and polyethylene (PE) and many others, by raising its surface energy and improve adhesive characteristics by creating multiple bonding sites. The most advanced and successful methods of surface treatment are based on high voltage discharge in air at atmospheric pressure (Corona/Plasma), or under vacuum (plasma).

Both corona and plasma is used to raise surface tension on plastics. Plasma Treatment is also used as a cleaning process to remove organic contamination from plastic, rubber and metal surfaces. Tantec's equipment is available as standard units, or customized machines to suit numerous industrial applications in the automotive, aerospace, medical device, packaging and electronics industry.

On the other hand, the world is facing pre-eminent environmental problems. To protect the environment, it has been of interest to clean exhaust gases and to reduce the emission of greenhouse gases. The nonthermal plasma technique offers an innovative approach to the cost-effective solution for gases and it can possibly be used to promote chemical reactions to reduce the emission of gaseous pollutants. The effective removal of pollutant gases, however, requires the generation of an intense corona discharge in the processing region of the plasma reactor. Corona discharges are identified as cold plasmas (nonequilibrium plasmas) due to the poor thermal contact between the electrodes and heavy species (molecules, atoms, ions, and radicals).

III. Experimental setup and procedure

The experimental setup, procedure and measuring techniques used in the present study are similar to that described in our previous studies [30, 31]. During performing the present experimental work, AC coronas generated in wire – duct reactor in air, oxygen, nitrogen, argon and helium gases flowing with a constant rate of one liter/minute at atmospheric condition are considered and investigated macroscopically and microscopically. In order to analyze the AC corona discharge modes in the investigated different gases, oscillograms showing the applied voltage and the corona current discharge pulses are recorded at constant values of discharge wire r_0 and the gap spacing d of the presented reactor. The available software enabled one to vary the exposure time for a single pattern (the time of integration or

storage of data) in the range from 5 ms to 60 s. The input power feeding to the setup is adjusted by a regulating transformer (500 W) fed from an AC power source (220 V_{rms} , 50 Hz). The net AC voltage is applied to the discharge wire in the reactor and measured by using a 1000: 1 high voltage potential divider connected to either digital multimeter (DM) or digital real-time oscilloscope. The other electrode of the reactor is grounded through either DM for measuring the discharge corona current or 10 k Ω resistor for displaying, on the oscilloscope, the wave form of the discharge current which is measured as a function of the voltage applied to the reactor. Figure 1 gives more illustration and detailed description of the reactor constructions.

IV. Experimental results and discussion

A. Electrical characteristics of the AC corona modes

Microscopic characteristics of the discharge

Our experimental results show that wave-forms of the voltage and discharge current distributions of the AC corona modes for the investigated gases at the same experimental conditions are effectively different each other. The oscillograms picked-up in Figs. 2- 5 show the followings:

(i) Air: At the onset voltage (V_0), the discharge starts inside the reactor with the form of onset streamers in both positive and negative half-cycles as shown in Fig. 2-a. With increase of the AC voltage applied to the reactor, the repetition rate of the onset streamers increases in the positive half-cycle up to a certain critical value at which the negative space charge developed chokes off this form of discharge. The value of the critical repetition rate is a function of the field geometry [34], where the onset streamers disappear gradually and followed by stable glow mode as shown in Fig. 2-b. With further increase of the applied voltage, the stable glow current grows larger in the positive half-cycles, and repetition rate of the streamers increases in the negative voltage half-cycles. With increase of the voltage applied, the glow current grows continuously in the positive half-cycles, and the streamers are superimposed on a steady negative current in the negative voltage half-cycles as shown in Fig. 2- c & d.

(ii) Oxygen: With oxygen fed the reactor, the discharge starts at the onset voltage (V_0) by onset streamers in both positive and negative half-cycles as shown in Fig. 3-a. Unlike air, with increase of the AC voltage applied to the reactor, the streamers do not disappear in the positive half-cycles as shown in Fig. 3-b & c. With further increase of the applied voltage, the streamers are superimposed on a steady discharge current in both positive and negative half-cycles, Fig. 3-d. The effect of impurity may cause the appearance of streamers in the positive corona mode at higher voltages.

(iii) Argon: Because argon is an electropositive gas that does not form negative ions, the modes of AC corona generated inside it differ from those generated in air and oxygen. When an AC voltage is applied to argon fed the reactor and increased to the onset of corona discharge, repetitive pulses are observed in positive and negative half-cycles as shown in Fig. 4. With further increase of the applied voltage, the repetition rate of the pulses in the negative half-cycle increases linearly with the applied voltage [35].

On the other hand, the pulses observed in the positive half-cycle continue at higher values of the applied voltage because of the absence of the negative space charge that chock off this pulsating mode in the positive half-cycle. The absence of negative ions in argon allows streamers to cross the gap at low voltages in the positive half-cycles. However, the accumulation of positive space charge consisting Ar^{+1} and Ar^{+2} due to their low mobilities at higher currents prevents these streamers to cross the gap as shown in Fig. 4-d.

(iv) Helium: The AC corona modes in helium fed the reactor show some difficulty in the measurements because the over voltage range between the corona onset voltage and the sparking voltage is very narrow. As an AC voltage applied to helium fed-reactor is increased to the corona onset voltage the pulsed mode is observed in both positive and negative half-cycles as shown in Fig. 5. Further increase in the applied voltage leads to an increase in the repetition rate of pulses in the negative half-cycles. On the other hand, the capacitive charging current appears to be predominating in the positive half-cycle and the corona current is small compared to the capacitive current. This is because the large difference between the mobilities of positive and negative ions in the pure helium, which accounts for the larger current in the negative half-cycles. Furthermore, the existence of metastable atoms in helium plays an important role in supplying more electrons and excited states in the volume of the gas.

B. Optical characteristics of the AC corona modes

Figure 6 shows the photomicrographs of the obtained AC corona plasma modes generated in the wire-duct reactor fed with the different investigated gases at different applied AC voltage and constant discharge wire radius ($r_0 = 0.1$ mm) and constant gap spacing ($d = 1.5$ cm). The obtained photos show the following aspects of the AC corona modes:

- (i) Under the AC applied voltages, the corona plasma is simply a combination of the modes that appear with the positive and negative DC coronas [30].
- (ii) The experimental results show that the glow starts at the onset voltage of the working gas as small spots (but smaller than the corresponding ones in the negative coronas) with faint glows separating them along the discharge wire. At higher currents, the glow appears almost uniform around the discharge wire mixing with some small spots.
- (iii) The breakdown in nitrogen under negative stress reflects also breakdown in the negative half-cycle of the AC voltage.
- (iv) The intense glow in argon and in nitrogen confirms the smallness of their photon absorption coefficients. This transparency to photons emission from the surface of the wire to be predominant.

V. Conclusions

The main conclusions are summarized as follows:

- (a) When an alternative potential is applied to the reactor, several differences are observed in comparison with the corona discharge in the DC field. The most significant differences are the appearances of corona discharge voltage oscillation and oscillatory movement of the space charge developed by corona. Thus several corona modes may appear in one voltage cycle, as it is recorded in Ar, Fig. 4.
- (b) The electrophysical aspects of the investigated AC corona modes give the following remarks
 - (i) The onset voltages are found to be dependent on the coronating electrode and gap spacing histories rather than on coronating electrode material which has been concluded in earlier investigations.
 - (ii) The negative space charge produced in the negative voltage half-cycle suppresses the burst pulses and onset streamers and helps to develop a positive stable glow (corona mode).
 - (iii) The positive space charge produced in the positive voltage half-cycle limits the area of Trichel pulse appearance and helps to develop the negative stable glow. The amplitudes of the initial pulses in the negative voltage half-cycle are higher than the final ones because of the space charge effect.

- (c) Visually and photographically, in all cases, AC corona glow discharge mode may be generated in pure, stable form under certain conditions. However the present studies add the following advantages:
- (i) The obtained photomicrographs demonstrate the integral form of the AC corona discharge mode in steady glow in the form of spot points which characterize atmospheric pressure glow discharge rather than those that take place under low pressure [36].
 - (ii) Physically, this is associated with the fact that it is in short electrode region that the relaxation of the basic macroscopic and microscopic parameters of the discharge to steady glow values occurs.
 - (iii) The photomicrographs of the discharge revealed that the cathode spot region, which initially emerged in the ignition zone, expands and increases in its luminous column with increasing applied voltage.

Acknowledgments

The authors would like to thank Professor Adel Abbas and Professor Aisha Gabr—Physics Department, Assiut University—for their helpful discussion during this work. Also, the authors are appreciative of the editor for his valuable comments regarding publication of this paper.

Figure Captions:

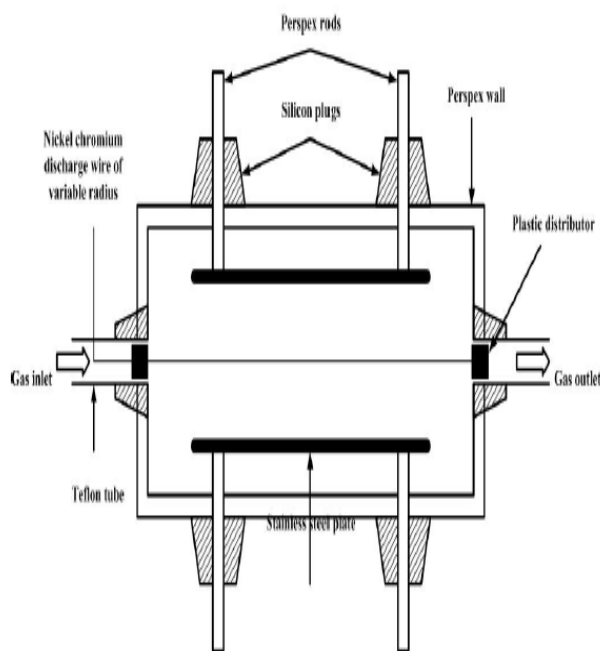
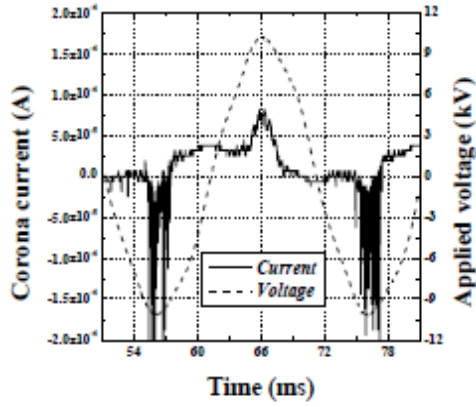
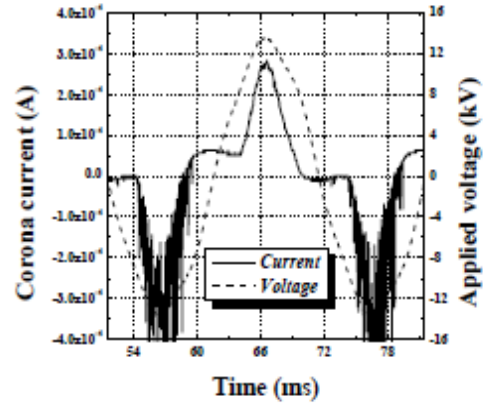


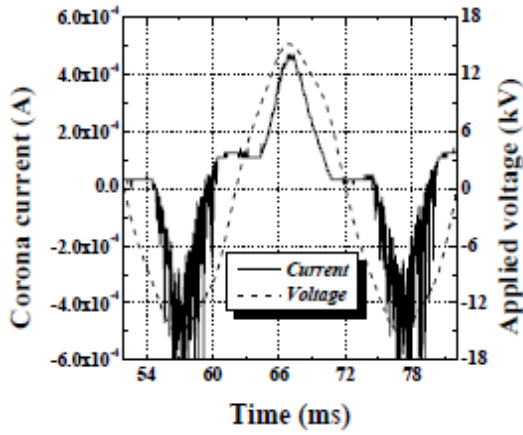
Fig. 1 Schematic diagram of wire-duct reactor. The reactor has internal dimensions of 20 cm length, 7.5 cm width and 5 cm length. Its walls are made from a transparent Perspex sheet of 5 mm thickness. The plate to plate spacing of the duct is variable up to 5 cm and the discharge wire is tensioned midway between the plates.



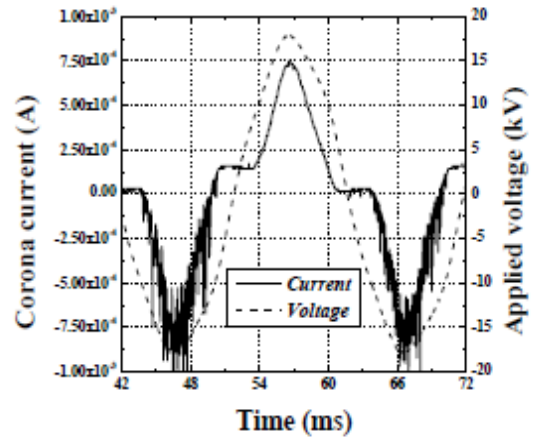
a. $V_P = 10.2$ kV



b. $V_P = 13.6$ kV

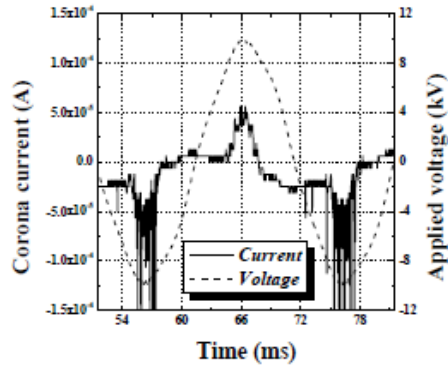


c. $V_P = 15.3$ kV

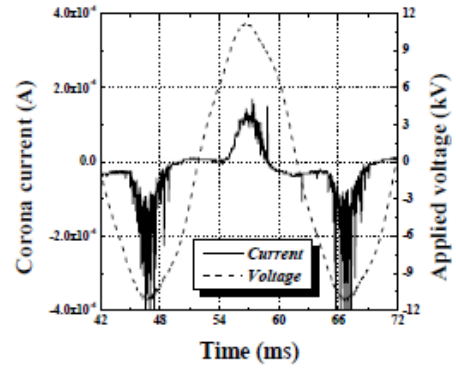


d. $V_P = 17.9$ kV

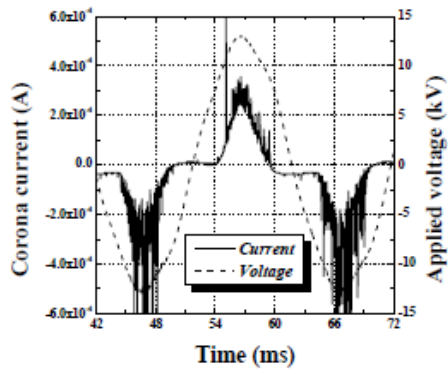
Fig. 2 Successive current-voltage oscillograms generated in an air-fed wire-duct reactor stressed by AC voltage ($r_0 = 0.20$ mm and $d = 1.5$ cm). a- The discharge starts with the form of onset streamers in both positive and negative half-cycles; b- the onset streamers disappear gradually and followed by stable glow mode; c- and d- the streamers are superimposed on a steady negative current in the negative voltage half-cycles.



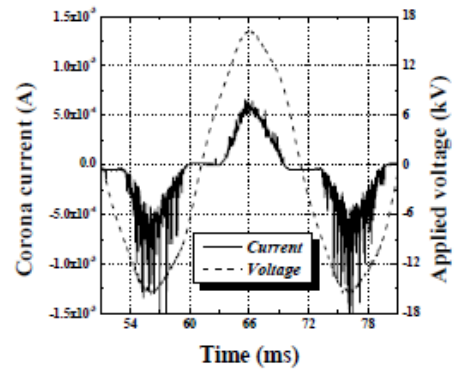
a. $V_P = 9.92$ kV



b. $V_P = 11.3$ kV

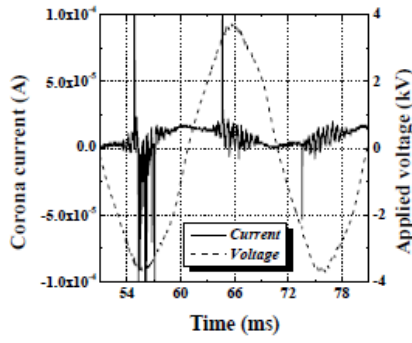


c. $V_P = 13.1$ kV

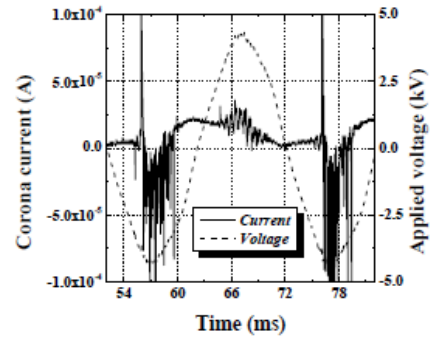


d. $V_P = 16.2$ kV

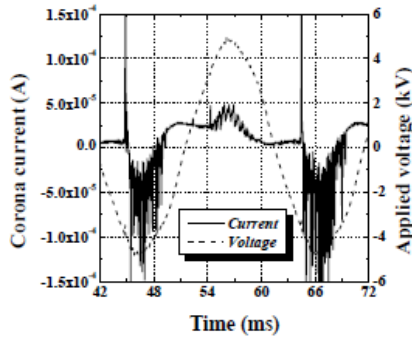
Fig. 3 Successive current-voltage oscillograms generated in oxygen-fed wire-duct reactor stressed by AC voltage ($r_0 = 0.20$ mm and $d = 1.5$ cm). a- The discharge starts with the form of onset streamers in both positive and negative half-cycles; b- and c- the onset streamers exist only in the positive half-cycles; d- the streamers are superimposed on a steady discharge current in both positive and negative in half-cycles.



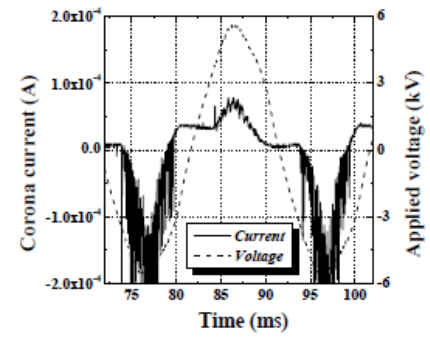
a. $V_P = 3.78$ kV



b. $V_P = 4.34$ kV

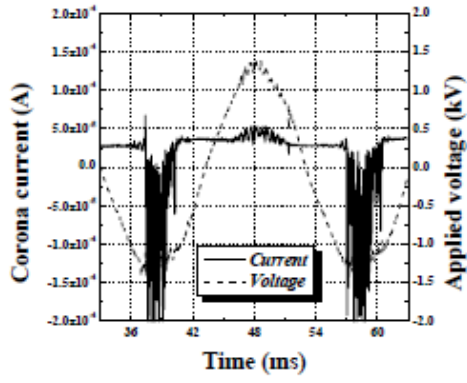


c. $V_P = 4.97$ kV

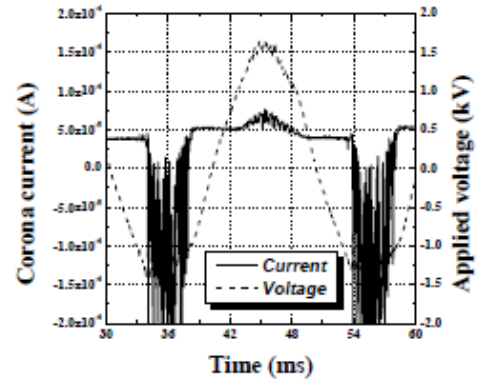


d. $V_P = 5.67$ kV

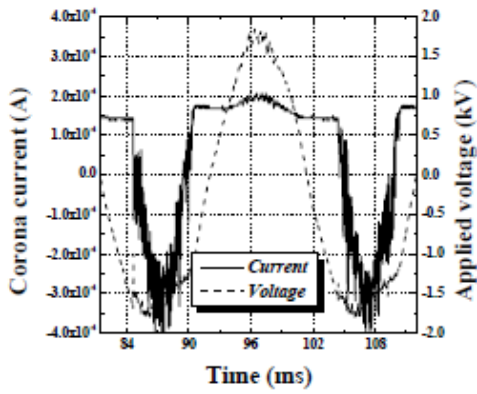
Fig. 4 Successive current-voltage oscillograms generated in an argon-fed wire-duct reactor stressed by AC voltage ($r_0 = 0.20$ mm and $d = 1.5$ cm). When the AC applied voltage is increased to the onset of the corona discharge, repetitive pulses are observed in both positive and negative in half-cycles.



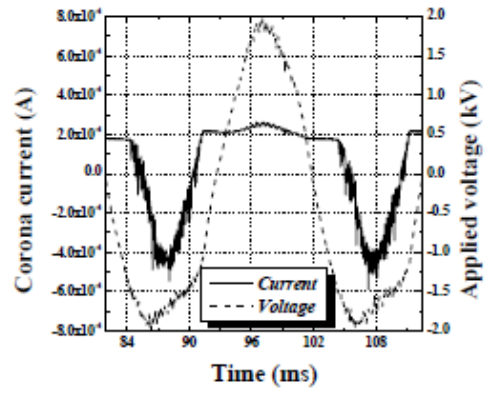
a. $V_P = 1.48$ kV



b. $V_P = 1.72$ kV



c. $V_P = 1.88$ kV



d. $V_P = 2.00$ kV

Fig. 5 Successive current-voltage oscillograms generated in helium-fed wire-duct reactor stressed by AC voltage ($r_0 = 0.20$ mm and $d = 1.5$ cm). As the AC applied voltage is increased to the corona onset voltage the pulsed mode is observed in both positive and negative half-cycles.

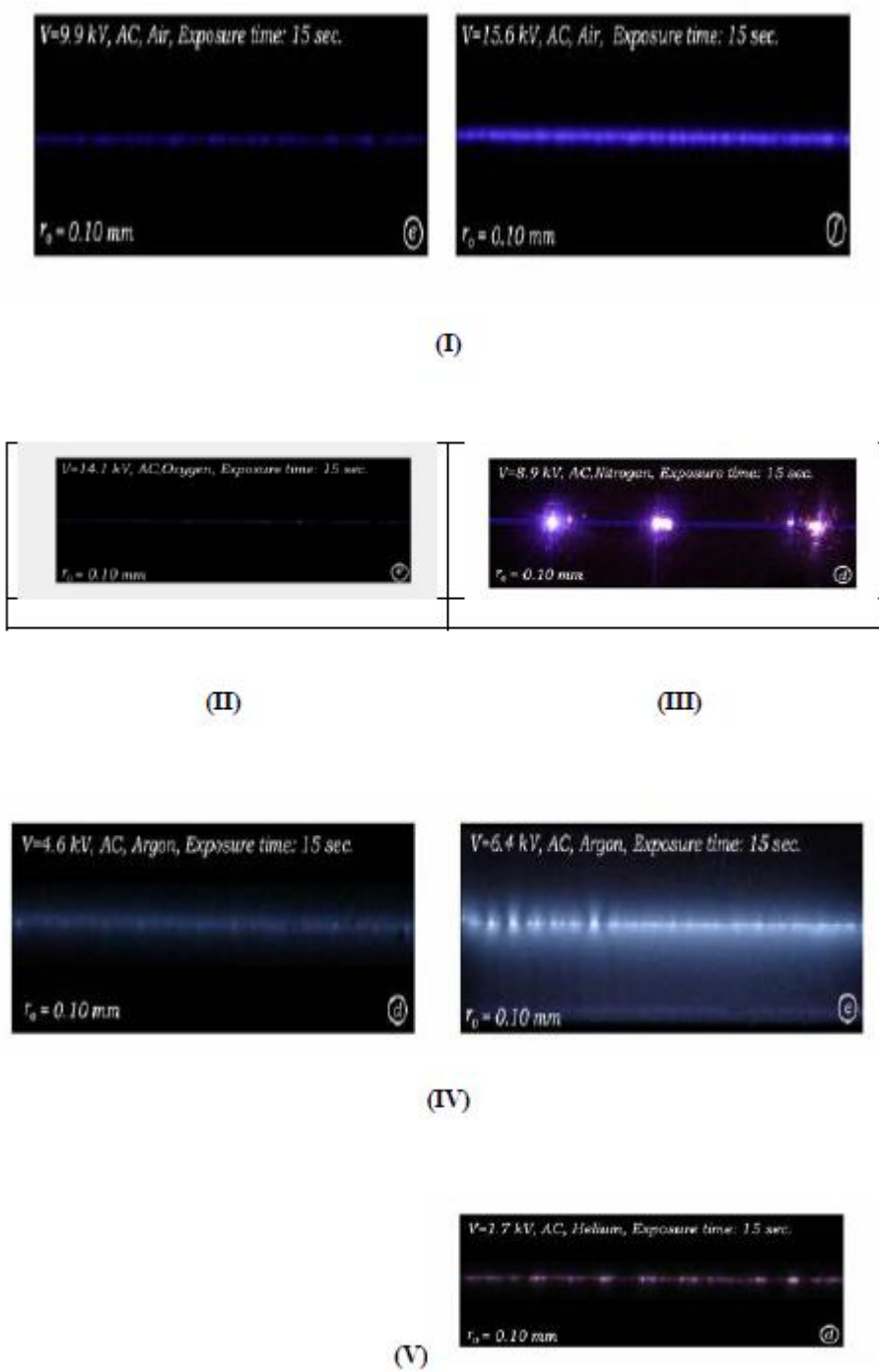


Fig. 6 Photomicrographs showing the AC corona glow modes recorded around the discharge wire in: (I) air; (II) O_2 ; (III) N_2 ; (IV) Ar and (V) He gas, fed wire-duct reactor ($r_0 = 0.10$ mm and $d = 1.5$ cm). The corona plasma is simply a combination of the modes that appear with the positive and negative DC coronas.⁹ The glow starts at the onset voltage as small spots with faint glows separating them along the discharge wire. At higher currents, the glow appears almost uniform around the discharge wire mixing with small spots.

References

- [1] L. B. Loeb, *Electrical Coronas: Their Basic Physical Mechanisms* (University of California Press, Berkeley, 1965), pp. 347–378.
- [2] A. V. Phelps, *Electrical Breakdown and Discharges in Gases*, Vol. 89a of *NATO Advanced Study Institute*, edited by E. E. Kunhardt and L. H. Luessen (Plenum, New York, 1983), Chap. II; see also Chaps. III and IV by A. Rees, J. Dutton, and L. C. Christophorou, respectively.
- [3] A. Settaouti and L. Settaouti, *J. Electrostat.* 65, 625 (2007).
- [4] T. I. J. Goodenough, P. W. Goodenough, and S. M. Goodenough, *J. Food. Eng.* 80, 1233 (2007).
- [5] Yu. S. Akishev, M. E. Grushin, V. B. Karal'nik, and N. I. Trushkin, *Plasma Phys. Rep.* 27, 520 (2001).
- [6] S. -Z. Li, and H. S. Uhm, *Phys. Plasmas*, 11, 3088 (2004).
- [7] Yu. S. Akishev and A. P. Napartovich, in *Non-Equilibrium Air Plasmas at Atmospheric Pressure*, edited by K. H. Becker, U. Koglschatz, K. H. Schoenbach, and R. J. Barker (IOP, Bristol, 2005) pp. 41–68 and 328–350.
- [8] A. P. Ershov, O. S. Surkont, I. B. Timofeev, V. M. Shikov, and V. A. Chernikov, *Teplofiz. Vys. Temp.* 42, 516 (2004) [*High Temp.* 42, 516 (2004)].
- [9] E. F. Prozorov, K. N. Ul'yanov, and V. A. Fedorov, *Teplofiz. Vys. Temp.* 45, 12 (2007) [*High Temp.* 45, 7 (2007)].
- [10] T. Hammer, *Contrib. Plasma Phys.* 39, 441 (1999).
- [11] A. P. Napartovich, in *Proceedings of the Seventh International Symposium on High Pressure Low Temperature Plasma Chemistry*, edited by H. Wagner, J. F. Behnke, and G. Babucke, Vol. 2, pp. 122–128.
- [12] A. Yehia, M. Abdel-Salam, and A. Mizuno, *J. Phys. D* 33, 831 (2000).
- [13] K. Onda, Y. Kasuga, K. Kato, M. Fujiwara, and M. Tanimoto, *Energy Conversion and Management*, 38, 1377 (1997).
- [14] F. I. Khan, and A. Kr. Ghoshal, *J. Loss Prevention in the Process Industries*, 13, 527 (2000).
- [15] R. Zhang, C. Zhang, X. Cheng, L. Wang, Y. Wu, and Z. Guan, *J. Hazardous Materials*, 142, 105 (2007).
- [16] H. Baránková, and L. Bárdos, *Catalysis Today*, 72, 237 (2002).
- [17] H. Baránková, and L. Bárdos, *Surface and Coatings Technology*, 177-178, 688 (2004).
- [18] Y.-H. Kim, Y.-H. Choi, J.-H. Kim, J.-K. Park, W.-T. Ju, K.-H. Paek, and Y.-S. Hwang, *Surface and Coatings Technology*, 174-175, 535 (2003).
- [19] G.-B. Zhao, S. John, J.-J. Zhang, L. Wang, S. Muknahallipatna, J. C. Hamann, J. F. Ackerman, M. D. Argyle and O. A. Plumb, *Chemical Eng. J.*, 125, 67 (2006).
- [20] Nian Shi, Xingwang Zhang, Lecheng Lei, *Separation and Purification Technology*, 70, 212 (2009).
- [21] Jianjun Shi, Yeqing Cai, Jing Zhang, Yun Yang, *Thin Solid Films*, 518, 962 (2009).
- [22] T. Martens, A. Bogaerts, W. J. M. Brok, and J. V. Dijk, *Appl. Phys. Lett.*, 92, 041504 (2008).
- [23] Y. Wang and D. Wang, *Phys. Plasmas*, 12, 023503 (2005).
- [24] Z. Fang, Y. Qiu, Y. Sun, H. Wang and K. Edmund, *J. Electrostatics*, 66, 421 (2008).
- [25] K. Takaki, Y. Hatanaka, K. Arima, S. Mukaigawa, and T. Fujiwara, *Vacuum*, 83, 128 (2008).
- [26] B. Dramane, N. Zouzou, E. Moreau and G. Touchard, *J. Electrostatics*, 67, 117 (2009).
- [27] F. S. Denes, and S. Manolache, *Progress in Polymer Science*, 29, 815 (2004).
- [28] L. Bardos, and H. Barankova, *Vacuum*, 83, 522 (2008).
- [29] L. Bardos, and H. Barankova, *Thin Solid Films*, 518, 6705 (2010).

- [30] R.A.El-Koramy, A. Yahia and M. Omer. Phys. Plasmas, 17, 053501 (2010).
 [31] M. O. Nagy, M.S. thesis, Assiut University, 2008.
 [32] A. Yehia, M.Sc. thesis, Assiut University, 1991.
 [33] E. Nasser, *Fundamental of Gaseous Ionization and Plasma Electronics* (Wiley, New York, 1971), pp. 304–362.
 [34] C. Sorapipatana, C. W. Smith and J. H. Calderwood, J. Phys. D: Appl. Phys., 8, 394 (1975).
 [35] T. Sipocz, J. Skalny and S. Veis, Czech. J. Phys., B27, 418 (1977).
 [36] A. S. Gabre and R. A. El-Koramy, Indian J. Phys., B1, 164 (1985).
-

ХАРАКТЕРИСТИКИ УФ-ЛАМПЫ ТРАНСФОРМАТОРНОГО ТИПА С РАЗРЯДНОЙ ТРУБКОЙ ДИАМЕТРОМ 19 ММ

^{1,2}Свитнев С.А., ^{2,3}Левченко В.А., ¹Старшинов П.В., ¹Попов О.А., ^{1,2}Шунков
Ю.Е., ³Кудрявцев Н.Н.

¹ФГБОУ ВПО «НИУ «МЭИ»

²ООО ТД «ЛИТ»

³НИГУ РФ Московский физико-технический институт

Индукционные ртутные газоразрядные лампы трансформаторного типа (ЛТТ) являются одним из перспективных источников оптического излучения в видимом и ультрафиолетовом (УФ) диапазоне частот [1-5]. Благодаря отсутствию внутренних электродов ЛТТ могут работать на относительно низких давлениях инертного газа 0.05-0.5 мм рт.ст., на которых достигается максимум генерации ртутного УФ излучения на длинах волн 185 и 254 нм [2]. Это открывает возможность создания в широком интервале мощностей эффективных источников УФ резонансного излучения, используемых для очистки воды и воздуха [4]. На сегодняшний день подавляющее большинство исследований и разработок ЛТТ ведутся с разрядными трубками диаметром 50-60 мм. В то же время, исследований ртутных ламп трансформаторного типа с трубками диаметра 10-30 мм практически нет, что, объясняется, главным образом, а) трудностью зажигания индукционного разряда при низких давлениях в узких замкнутых разрядных трубках и б) большими потерями мощности в магнитопроводе, возрастающими с уменьшением диаметра разрядной трубки [5,6].

Индукционный разряд зажигался на частоте $f = 320$ кГц в замкнутой кварцевой трубке внешним диаметром $D_{\text{вн}} = 19$ мм, внутренним $D_{\text{тр}} = 17$ мм, Длина лампы $L_{\text{л}} = 350$ мм, высота $H_{\text{л}} = 100$ мм, длина плазменного витка, определяемая как длина оси разрядной трубки, $L_{\text{пл}} = 815$ мм. Исследовались две лампы, в каждой давление паров ртути поддерживалось оптимальным, по максимуму выхода УФ излучения линии 254 нм, температурой ртутно-индиевой амальгамы. Измерения УФ излучения, проведенные в широком интервале температур амальгамы, обнаружили два максимума, характерных для ртутных разрядов с амальгамой [4]. Обе лампы наполнены буферным газом (аргоном): в одной - давлением 0.5 Торр, в другой – 0.05 Торр. ВЧ-индуктор состоял из двух ферромагнитных колец сечением 2.5 см^2 каждый, симметрично размещенных на разрядной трубке. Две, соединенные параллельно, индуктивные катушки (каждая по 16 витков) охватывают «свой» магнитопровод.

Измерение электрических характеристик выполнялось с помощью цифрового осциллографа Tektronix TDS640A. Для измерения удельного потока резонансной линии ртути 254нм использовался радиометр IL1700 фирмы International Light Technologies с фотометрической головкой SED240/W с косинусной угловой характеристикой. Лампа

размещалась в чёрном заземлённом металлическом коробе на неподвижной стойке с чёрным экраном в полости разрядной трубки. В коробе имелась щель шириной 28.5 мм для измерения удельного потока излучения лампы с длиной волны 254 нм. Измерение разрядного тока $I_{пл}$ осуществлялось с помощью пояса Роговского. Для измерения напряжения на плазменном витке $U_{пл}$ использовался виток провода, размещенный по периметру замкнутой разрядной трубки.

В Табл. 1. приведены результаты измерений электрических, энергетических и оптических характеристик обеих ламп, проведенных при двух температурах амальгамы, соответствующих двум максимумам генерации УФ излучения длиной волны 254 нм. Видно, что КПД генерации УФ-излучения плазмы $\eta_{пл} = \Phi_{254}/P_{пл}$ на втором максимуме (более высокая температура амальгамы) несколько выше, чем на первом, причем с уменьшением давления аргона разница возрастает: от 2.8% (0.5 Торр) до 5% (0.05 Торр). Здесь Φ_{254} – поток УФ-излучения лампы на длине волны 254 нм в ваттах, $P_{пл}$ – поглощенная плазмой мощность. Из Табл. 1 также следует, что снижение давления аргона повышает $\eta_{пл}$ на обоих максимумах на 11-15%: от 0.35-0.36 (0.5 Торр) до 0.41 (0.05 Торр).

Табл. 1. Электрические, энергетические и оптические характеристики лампы трансформаторного типа

p_{Ar} , Торр	№ Max	$I_{пл}$, А	$U_{пл}$, В	$P_{пл}$, Вт	$I_{инд}$, А	$U_{инд}$, В	$P_{эпра}$, Вт	$P_{инд}$, Вт	P_{Σ} , Вт	Φ_{254} , Вт	КПД $_{пл}$, $\eta_{эпра}$ %
0.5	1	2.26	56.5	128	1.06	458	52	60.3	240	46	35.4 0.78
	2	2.51	51.8	130	1.01	430	54	46	230	47.5	36.3 0.77
0.05	1	2.12	72.5	154	1.18	563	33	94	281	60	39.2 0.88
	2	2.19	69.2	152	1.20	565	42	93	286	62	41.2 0.85

В то же время, уменьшение давления аргона существенно повышает мощность потерь в магнитопроводе индуктора $P_{инд}$, измеренную при двух «оптимальных» температурах амальгамы: от 46 и 60 Вт до 93 и 94 Вт. Объяснение этой зависимости следующее. Как видно из табл. 1, снижение давления аргона от 0.5 до 0.05 Торр приводит к увеличению на 25-30% напряжения на плазменном витке $U_{пл}$, что является следствием возрастания напряженности электрического поля $E_{пл}$ с уменьшением давления аргона: $U_{пл} = E_{пл}\Lambda_{пл}$. В соответствии с трансформаторной моделью индукционного разряда рост $U_{пл}$ вызывает увеличение напряжения на индуктивной катушке $U_{инд} = NU_{пл}$, а, следовательно, и магнитной индукции в магнитопроводе $B_{инд}$. Увеличение же последней приводит к более чем квадратичному росту мощности потерь в магнитопроводе $P_{инд}$ и, соответственно, к уменьшению КПД ВЧ индуктора $\eta_{инд} = 1 - (P_{инд}/P_{л})$: от 0.7(0.5 Торр) до 0.62 (0.05 Торр). Здесь $P_{л} = P_{инд} + P_{пл}$. В результате, КПД УФ-излучения лампы $\eta_{л} = \eta_{инд}\eta_{пл} = \Phi_{254}/P_{л}$ снижается и становится практически одинаковым при обоих давлениях аргона: 26.7% (0.5 Торр) и 25.5% (0.05 Торр).

Рассеивание мощности в компонентах ЭПРА ($P_{эпра}$) снижает КПД УФ-излучения всей системы, потребляющей мощность $P_{\Sigma} = P_{эпра} + P_{инд} + P_{пл}$. Из Табл.1 видно, что КПД ЭПРА $\eta_{эпра} = 1 - (P_{эпра}/P_{\Sigma})$ возрастает с увеличением генерируемой им мощности от 0.77 ($P_{\Sigma} = 230$ Вт) до 0.88 ($P_{\Sigma} = 281$ Вт). Однако, из-за роста мощности потерь в магнитопроводе с уменьшением давления аргона от 0.5 до 0.05 Торр КПД УФ-излучения всей системы $\eta_{сист} = \eta_{эпра}\eta_{инд}\eta_{пл} = \Phi_{254}/P_{\Sigma}$ остается практически одинаковым при обоих давлениях аргона: 20.5% (0.5 Торр) и 21.5% (0.05 Торр).

Результаты измерений разрядного тока $I_{пл}$ и напряжения на плазменном витке $U_{пл}$ и рассчитанные как $E_{пл} = U_{пл}/\Lambda_{пл}$ значения напряженности электрического поля в плазме представлены в Табл. 2 для обоих давлений аргона и двух температур

амальгамы. Там же приведены результаты расчетов $U_{пл}$ и $I_{пл}$, проведенных в рамках трансформаторной модели индукционного разряда, и значения напряженности электрического поля $E_{пл}$, рассчитанные по эмпирической формуле $E_{пл} = 1.27/I_{пл}^{0.2} D_{тр}^{0.5}$, не учитывающей влияния давления инертного газа [6]. В табл. 2 даны также значения поглощенной плазмой мощности, рассчитанной как $P_{пл} = U_{пл} I_{пл}$ с использованием экспериментальных $P_{пл(экс)}$ и рассчитанных $P_{пл(расч)}$ значений $U_{пл}$ и $I_{пл}$.

Из Табл.2 видно, что результаты расчета $U_{пл}$ хорошо согласуются с результатами эксперимента (расхождения не превышают $\pm 2\%$). Расхождения рассчитанных и измеренных значений разрядного тока $I_{пл}$ лишь в одном случае велики и составляют 25%; в остальных трех случаях они лежат в пределах $\pm 5\%$. Соответственно, находятся в удовлетворительном согласии мощности плазмы, рассчитанные по экспериментальным и по рассчитанным значениям тока и напряжения на плазме. Результаты расчета $E_{пл}$ хорошо согласуются с экспериментом в области низких давлений аргона 0.05 Торр, но дают более высокие (на 30%) значения, чем экспериментальные, полученные при $p_{Ar} = 0.5$ Торр.

Табл. 2. Макропараметры плазмы лампы трансформаторного типа

p_{Ar} , Торр	Max. №	$I_{пл}$ (экс) А	$I_{пл}$ (расч) А	$U_{пл}$ (экс) В	$U_{пл}$ (расч) В	$E_{пл}$ (экс) В/см	$E_{пл}$ (расч) В/см	$P_{пл}$ (экс) Вт	$P_{пл}$ (расч) Вт
0,5	1	2.26	2.1	56.5	57.2	0.69	0.85	128	120
0.5	2	2.51	2.0	51.8	53.8	0.64	0.83	130	108
0.05	1	2.12	2.33	72.5	70.4	0.89	0.86	154	164
0.05	2	2.19	2.37	69.2	70.6	0.85	0.85	152	167

Отметим, что увеличение напряженности электрического поля в плазме $E_{пл}$ при уменьшении давления аргона в области $p_{Ar} < 1$ Торр при разрядных токах $I_{пл} > 1$ А наблюдался в разрядах с внутренними электродами, работающими на частотах от 50 Гц до 20 кГц [7]. Значения напряженности электрических полей $E_{пл} = 0.65-0.85$ В/см, рассчитанные нами для плазмы лампы трансформаторного типа с внутренним диаметром 16 мм, оказались весьма близкими к таковым в плазме ПС разрядов с внутренними электродами и разрядными трубками с такими же конструктивными параметрами и разрядными токами [7]. Поскольку мощность потерь в магнитопроводе $P_{инд}$ растет с увеличением напряжения на плазме $U_{пл}$, как $P_{инд} \sim U_{пл}^{2.65} = (E_{пл} \Lambda_{пл})^{2.65}$ [1], то следует снижать напряженность электрического поля в плазме $E_{пл}$ и длину плазменного витка $\Lambda_{пл}$.

Таким образом, в ртутных лампах трансформаторного типа с разрядными трубками диаметром $D_{тр} = 17$ мм, работающих на частоте 200-300 кГц, можно получить высокий КПД УФ-излучения плазмы на длине волны 254 нм ($\eta_{пл} \geq 0.4$) при низких давлениях инертного газа $p_{Ar} < 0.1$ Торр. Для достижения высокого КПД УФ-излучения системы лампа + ЭПРА необходимо: а) использовать магнитопроводы с большой площадью сечения $S_{инд} > 8$ см²; б) работать при низких напряжениях на лампе $U_{л}$, используя короткие лампы с малой длиной плазменного витка $\Lambda_{пл}$ [5]).

Литература

- [1]. Shaffer J. and Godyak V.A. The Development of low frequency high output electrodeless fluorescent lamp // J. Ill.Eng. Soc.. Winter 1999. P.142-148.
- [2]. Попов О.А., Исследование влияние давления инертного газа на характеристики индукционных люминесцентных ламп // Вестник МЭИ. 2013. № 3. С. 76-84.
- [3]. Исупов М.В., Кротов С.В., Литвинцев А.Ю., Уланов И.М. Индукционная ультрафиолетовая лампа // Светотехника. 2007. № 5. С.37-40.
- [4]. Ультрафиолетовые технологии в современном мире // под ред. Ф.В. Карамзинова, С.В. Костюченко, Н.Н. Кудрявцева, С.В. Храменкова – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2012. – 392 с.
- [5]. Свитнев С.А., Старшинов П.В., Левченко В.А., Попов О.А. Экспериментальные исследования электрических и оптических характеристик безэлектродной УФ-лампы трансформаторного типа // Светотехника. 2014. № 6. С. 18-23.
- [6] Попов О.А., Атаев А.Е. Мощность потерь в высокочастотном индукторе лампы трансформаторного типа и ее зависимость от размеров трубки и магнитопровода // Вестник МЭИ. 2014. № 4. С. 66-70.
- [7] Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. М. Энергоатомиздат. 1991. 720 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГИДРОФИЛИЗАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ТКАНЕЙ НА ОСНОВЕ ВОЛОКОН ИЗ СВМПЭ, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ВЧ РАЗРЯДОМ

Сергеева Е.А., Костина К.Д.

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего
профессионального образования*

«Казанский национальный исследовательский технологический университет»,

Россия, Российская Федерация, Республика Татарстан,

420015, Казань, ул.К.Маркса, 68.

На сегодняшний день актуальным является активация поверхности ткани на основе сверхвысокомолекулярного полиэтилена (СВМПЭ). Проводилась оптимизация параметров эксперимента по исследованию капиллярности ткани на основе волокон из СВМПЭ. Результаты исследований и измерений обрабатывались с применением методов статистической обработки экспериментальных данных с помощью программы «Statistica 6.0». Погрешность результатов оценивали при доверительной вероятности 0,95.

Для построения двухфакторной модели экспериментально выявлена зависимость значений капиллярности от режимов ВЧЕ-обработки ткани из волокна SK-75 марки Дупеета (DSM, Голландия) [1].

Получено, что в результате обработки ткани из волокна SK-75 в потоке ВЧЕ-разряда пониженного давления высота подъема жидкости по капиллярам увеличивается от 0,0 до 14,2 – 27,4 см.

Поверхность отклика и контуры поверхности отклика на плоскости представлены на рисунках 1 и 2 соответственно.

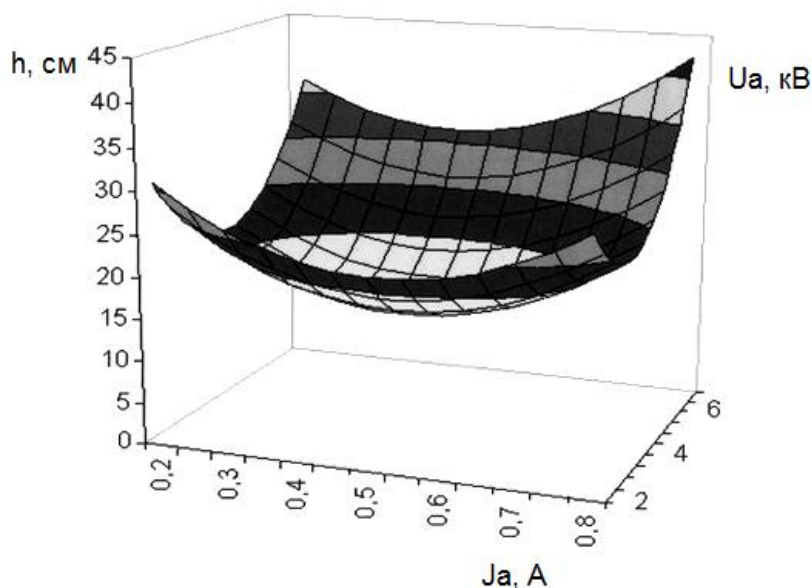


Рисунок 1 - Поверхность отклика на плоскости при постоянном значении $\tau=180$ с (ткань из волокна SK 75).

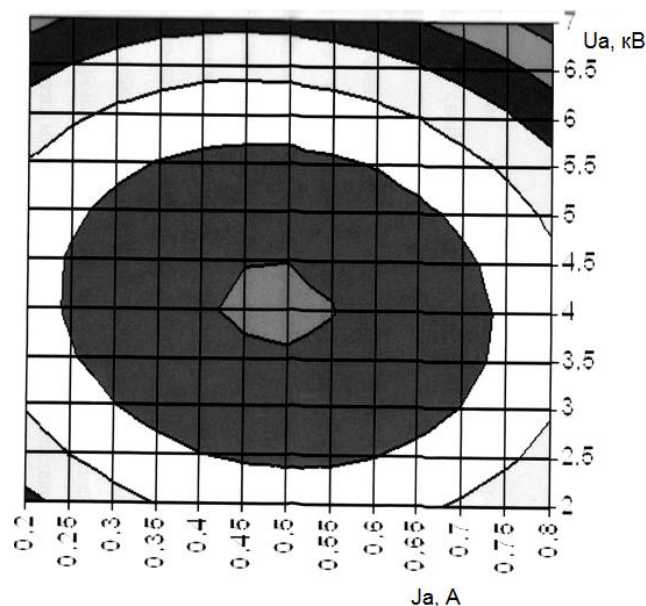


Рисунок 2 - Контуры поверхности отклика при постоянном значении $\tau=180$ с (ткань из волокна марки SK-75).

Из рисунка 2 видно, что экстремум лежит в области эксперимента. Точке экстремума соответствует минимальное значение капиллярности, так при силе тока $J_a = 0,48$ А и напряжении $U_a = 4,1$ кВ капиллярность составляет 14,49 см. С удалением от точки экстремума в обе стороны увеличивается значение капиллярности.

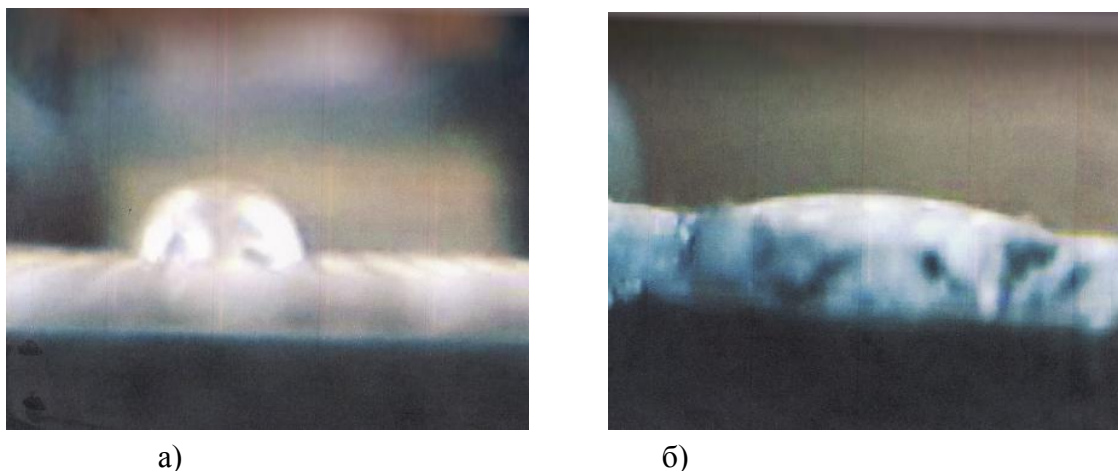


Рисунок 3 - Растекание капли по СВМПЭ поверхности до (а) и после (б)

обработки в ВЧЕ-разряде при $J_a=0,7$ А, $U_a=5$ кВ ($\tau=180$ с; $P=26,6$ Па; $G_{аргон}=0,04$ г/с).

В наиболее гидрофильных режимах, найденных по результатам моделирования влияния ННТП обработки на изменение поверхностных свойств тканей на основе СВМПЭ волокон SK-75, произведена экспериментальная оценка времени растекания капли воды по поверхности ткани.

Для контрольного образца ткани, который не подвергается плазменному воздействию, среднее значение краевого угла смачивания θ составляет $87,5^\circ$, т.е. поверхность исходной ткани из волокон СВМПЭ является гидрофобной (рисунок 3,а). За результат измерения равновесного краевого угла смачивания принималось среднеарифметическое значение величин угла смачивания шести капель воды.

При нанесении капли на ткань, обработанную в плазме ВЧЕ – разряда пониженного давления, капля жидкости растекается в тонкую пленку на поверхности

ткани. Равновесный краевой угол в этом случае не устанавливается, что свидетельствует о полном смачивании или растекании капли (рисунок 3,б).

Экспериментальные данные влияния потока ВЧЕ – разряда на гигроскопические свойства образца ткани, оцениваемые по времени растекания капли жидкости, представлены в таблице 1, по высоте поднятия жидкости по волокну – в таблице 2.

Согласно таблицам 4.3, 4.4 после ННТП обработки, в режиме - $J_a=0,7$ А; $U_a=5$ кВ; $\tau=180$ с; $P=26,6$ Па; Гаргон=0,04 г/с, происходит наиболее быстрое смачивание поверхности ткани и наибольший подъем жидкости по волокну.

Таблица 1 - Влияние потока плазмы ВЧЕ – разряда пониженного давления на время растекания капли ткани на основе волокна SK-75 ($\tau=180$ с; $P=26,6$ Па; Гаргон=0,04 г/с).

Параметры обработки		Время растекания капли
J_a , А	U_a , кВ	τ , с
0,30	3,0	7,94
0,70	3,0	8,88
0,30	6,0	11,56
0,70	5,0	7,44

Таблица 2 - Величина капиллярности ткани на основе волокна SK-75, в зависимости от режимов обработки в потоке плазмы ВЧЕ – разряда пониженного давления ($\tau=180$ с; $P=26,6$ Па; Гаргон=0,04 г/с).

Параметры обработки		Значение капиллярности
J_a , А	U_a , кВ	h , см
0,30	3,0	20,5
0,70	3,0	19,6
0,30	6,0	25,5
0,70	5,0	27,4

Таким образом, результаты моделирования влияния параметров ННТП на поверхностные свойства волокон и тканей из СВМПЭ [408], позволили установить наиболее оптимальный режим обработки как СВМПЭ волокон, так и тканей из СВМПЭ ($J_a=0,7$ А; $U_a=5$ кВ; $\tau=180$ с; $P=26,6$ Па; $G=0,04$ г/с, плазмообразующий газ – аргон), способствующий максимальной активации поверхности, что необходимо для улучшения физико-химического взаимодействия между СВМПЭ волокном или тканью с полимерными матрицами при создании сверхлегких высокопрочных КМ [2].

Для сохранения исходных свойств СВМПЭ волокна в КМ, активация поверхности не должна приводить к ухудшению других характеристик СВМПЭ волокон и тканей.

Литература

- [1].Сергеева Е.А. Гидрофилизация поверхности тканей на основе волокон из сверхвысокомолекулярного полиэтилена с помощью плазменной обработки / Е.А. Сергеева, Ю.А. Букина, И.П. Ершов // Вестник Казанского технологического университета. - 2012. - № 17. - С. 110-112.
- [2].Сергеева Е.А. Активация нанокристаллических полиэтиленовых волокон неравновесной низкотемпературной плазмой / Е.А. Сергеева, И.Ш. Абдуллин // Нанотехника. - 2009. - № 18. - С. 12-15.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОБОЯ ГАЗОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х.

Дагестанский государственный университет, Дзержинского 12 а, Махачкала, Россия,
e-mail: inporao@mail.ru

Плазма обладает анизотропными свойствами по отношению к магнитному полю. Наложение магнитного поля вносит существенные особенности в развитие пробоя на всех его стадиях, что позволяет выявить физические процессы, характерные для них. Особый интерес представляют исследования влияния внешних магнитных полей на параметры разряда высокого давления: времена - формирования, резкого спада и горения квазистационарной дуги; силу тока и напряжение пробоя; мощность и энергию, выделяемые в разряде; электронную температуру и концентрацию частиц, в различные моменты времени. Данные исследования проводились в рамках плазменной модели пробоя газов, которая связывает разряд, с формированием в диэлектрике плазменной структуры, определяющей все последующие стадии развития разряда. В результате проведенной работы сделаны выводы: продольное магнитное поле приводит к увеличению плотности тока канала, проводимости плазмы и удельного энерговклада в разряд; в магнитном поле проводимость увеличивается с ростом величины поля, и в дальнейшем практически не меняется; скорость расширения канала, определяется скоростью ввода энергии в этот канал. Увеличивая скорость ввода энергии можно увеличить удельную мощность, проводимость и температуру плазмы.

Ключевые слова: искровой разряд, стример, плазма, магнитное поле, удельная энергия, времена развития разряда, излучение плазмы пробоя газов.

Введение

Плазма газового разряда, обладая анизотропными свойствами по отношению к магнитному полю, приобретает существенные особенности, влияющие на ее характеристики. Исследования показали: внешнее продольное магнитное поле, удовлетворяющее условию замагниченности для электронов: увеличивает плотность тока канала, проводимость плазмы, удельный энерговклад, напряжение горения квазистационарной дуги; уменьшает времена - формирования, резкого спада напряжения (роста тока).

Увеличивая скорость ввода и величину удельной энергии в искровой канал, можно значительно повысить проводимость и температуру плазмы. Этот факт использовался Л.А. Арцимовичем, И.Е. Таммом и А.Д. Сахаровым для решения проблемы управляемого термоядерного синтеза [1] с использованием разряда в продольном магнитном поле. Спектральный состав излучения и интенсивность континуума зависят от напряженности магнитного поля H . С ростом H максимум интенсивности спектра непрерывного излучения смещается в коротковолновую область, а температура и концентрация электронов T_e , n_e увеличиваются. Интенсивность интегрального излучения в диапазоне длин волн 200-800 нм из формирующегося искрового канала уменьшается.

Экспериментальные результаты исследования начальных стадий формирования искрового разряда объясняются плазменной моделью пробоя газов, которая связывает формирование в диэлектрике плазменной структуры, определяющей все последующие стадии его развития [2]. Как показывают эксперименты, удельный энерговклад в формирующийся искровой канал за времена порядка ~ 10 нс с ростом давления, перенапряжения, напряженности магнитного поля H значительно увеличивается,

приводя к повышению концентрации и температуры электронов n_e , T_e . Времена установления термодинамического равновесия электронной и ионной компоненты в искровом канале составляют доли наносекунд.

Экспериментальные исследования искрового разряда в газах высокого давления

Формирование пробоя газов высокого давления делится на этапы: лавинно-стримерный; формирование катодного пятна источника электронного пучка, дрейфующего через плазму объемного разряда; формирование и развитие искрового канала; переход к квазистационарной дуге. Вольтамперные оптические и спектральные измерения показали, что процессы формирования всех стадий в магнитном поле ускоряются за счет ограничения радиальной диффузии, увеличения концентрации и температуры заряженных частиц, уменьшения интегрального поперечного излучения из плазмы канала искры [3].

Для построения теории искрового разряда и применения искры в качестве источника излучения важно знать физические параметры излучающей плазмы. Исследования с помощью интерферометра распределения плотности по сечению разряда для различных моментов времени описаны в [4]. Найдено, что средняя плотность газа в области канала разряда на более поздних стадиях составляет $5 \cdot 10^6$ г/см³, что соответствует концентрации $\sim 10^{17}$ см⁻³. Средняя температура плазмы, в соответствии с гидродинамической теорией составляет 40000 К. Измерения [5] подтвердили наличие сильного всплеска излучения позади фронта ударной волны, причем с ростом интенсивности волны максимум излучения приближается к фронту. С ростом мощности, вводимой в разряд, величина яркости остается неизменной и соответствует яркости абсолютно черного тела при температуре 40000 К. Исследование равномерности распределения температуры по сечению канала показали, что температура по радиусу канала распределена равномерно.

Постоянство температуры в канале искры соблюдается в весьма широких пределах изменения скорости поступления энергии, что позволило авторам [6] считать, что насыщение яркости излучения канала искры связано не с экранировкой высокотемпературных зон разряда более низкотемпературными, а с наличием предельного значения температуры плазмы искрового канала.

Экспериментальное исследование радиального распределения температуры в канале разряда показало, что в отличие от случая искрового разряда она распределена неравномерно [7]. Это обстоятельство позволяет предположить, что радиальное распределение газодинамических параметров в канале искры определяются в основном параметрами разряда [8]. Исследования влияния магнитного поля на плотность, температуру плазмы [9] показали, что оно сводится к уменьшению неоднородности в распределении газодинамических функций.

Канальная стадия искрового разряда в газах высокого давления обладает наибольшей яркостью. Значительная часть энергии, вкладываемой в разряд, идет на излучение.

Анализ результатов [9-12] позволяет считать излучение неравновесным, основными механизмами которого являются тормозное и рекомбинационное. Лучистой теплопроводностью в условиях эксперимента можно пренебречь.

Спектр излучения формирующегося искрового канала обладает достаточной интенсивностью и начинает регистрироваться при токах разряда 40-50 А. Спектрохронограмма участка 350-481 нм показана на рис. 1, при двух значениях напряженности магнитного поля ($E/p=9$ В/см·Торр, $p=2280$ Торр, $d=0,3$ см.). Излучение прорастающего искрового канала в Аг регистрируется через 60-80 нс после появления

катодного пятна (начало резкого роста тока), затем регистрируется непрерывный спектр в широком диапазоне длин волн (рис. 1), максимальная яркость ионных линий и непрерывного спектра достигается через 300-400 нс с начала резкого роста тока.

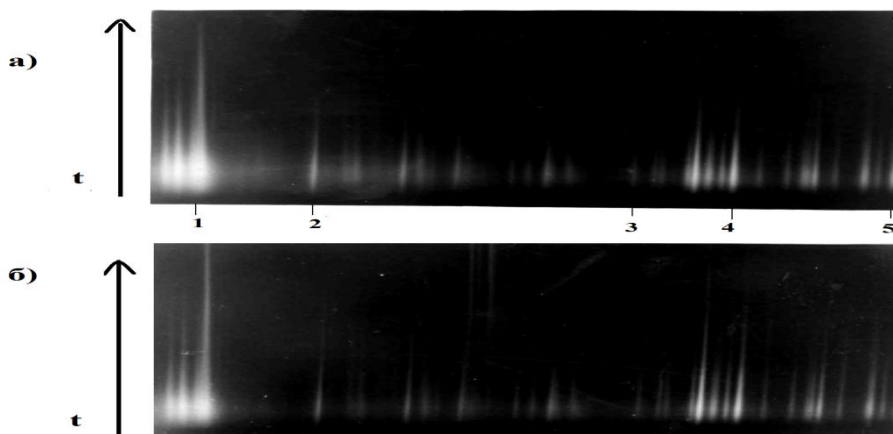


Рис. 1. Спектрохронограмма участка спектра 350-481 нм снятые механической разверткой с разрешением 50 нс/мм (ВФУ, ИСП-30): а) $H=80$ кЭ: 1-ArII 480,6 нм; 2-ArI 442,3 нм; 3- ArII 422,8 нм; 4- ArII 372,8 нм; 5- ArI 355,6 нм; б) $H=200$ кЭ.

Спектр предискрового диффузного свечения объемного разряда характеризуется в основном линиями атомарного аргона. Наиболее интенсивно излучаются линии ArI: 442,3 нм, 436,3 нм, 433,5 нм и 355,6 нм. Уширение этих линий на этой стадии незначительное (0,05 – 0,1 нм), что соответствует концентрации электронов $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Интенсивно возбуждаются на ранних стадиях некоторые ионные линии ArII 372,9 нм, 358,8 нм, 354,5 нм с потенциалами возбуждения соответственно 19,96 эВ, 22,94 эВ, 24,62 эВ, а также интенсивный континуум в области 350-360 нм.

На рис. 2 представлены осциллограммы импульсов интегрального излучения для различных значений напряженностей магнитного поля.

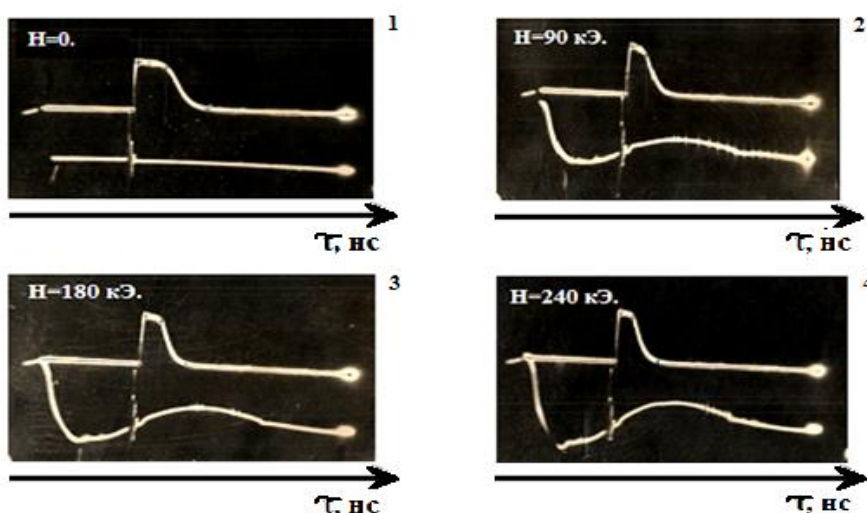


Рис. 2. Осциллограммы импульсов интегрального излучения (снятые ФЭУ-29, верхний луч - осциллограф ОК-17, $p=1415$ Торр; $U_{np}=4$ кВ; $d=0,2$ см: нижний – ЭДС наведенная в измерительной катушке L_2) для различных значений напряженностей магнитного поля.

С целью изучения вольтамперных, оптических и спектральных характеристик искрового разряда в газах, в продольном магнитном поле собрана экспериментальная установка [13]. Исследовался разряд в аргоне и в гелии при $H=0$; 90 кЭ и 180 кЭ, и $p=2280$ Торр, и $p=1500$ Торр. Расстояние между двумя алюминиевыми электродами формы Роговского менялось от 0,1-0,4 см. Ток (измерялся поясом Роговского), падение напряжения на промежутке фиксировалось осциллографом ОК-21 (рис.3б). Импульсные магнитные поля создавались разрядом батареи конденсаторов $C \sim 1500$ мкФ на цельноточный соленоид типа Гельмгольца, изготовленный из бериллиевой бронзы индуктивностью $L \sim 10^{-7}$ Гн. Магнитное поле считалось квазистационарным, так как длительность исследуемого разряда составляла 1 мкс, а период магнитного поля ~ 200 мкс. Согласование импульсов магнитного поля и запуска измерительной аппаратуры осуществлялось блоком синхронизации. Снимки выполнялись фоторегистратором ФЭР-2.

Для определения времени формирования, время запаздывания пробоя сводилось к минимуму, за счет предварительной фотоионизации разрядного промежутка, создающей в объеме промежутка концентрацию электронов $\sim 10^6 - 10^8 \text{ см}^{-3}$.

Относительные погрешности при измерениях напряжения и тока соответственно составляли $\delta U \approx 10\%$, $\delta I \approx 12\%$.

Пробой гелия сопровождался ступенчатостью провала напряжения, связанной с дрейфом электронного пучка через плазму стримеров и образованием катодного пятна [14-16]. В воздухе, азоте и аргоне, длительность ступени значительно меньше чем в гелии, поэтому рассмотрим более подробно ступенчатый спад напряжения в He и зависимость его от напряженности внешнего магнитного поля.

Обсуждение экспериментальных результатов

Известные механизмы развития газового разряда допускают наличие фазы тлеющего разряда на начальных стадиях при лавинном размножении электронов [15]. Вторичные электроны образуются в прикатодной области на значительном расстоянии от оси первичной лавины, что при многолавинном иницировании приводит к заполнению лавинами большого объема между электродами, которое ответственно за диффузное свечение.

Регистрация свечения газового промежутка на различных стадиях изменения напряжения позволило нам установить наличие фазы тлеющего разряда при искровом пробое газов, которая соответствовала ступени напряжения.

Ход изменения напряжения и соответствующая оптическая картина разряда в He представлены на рис. 3а.

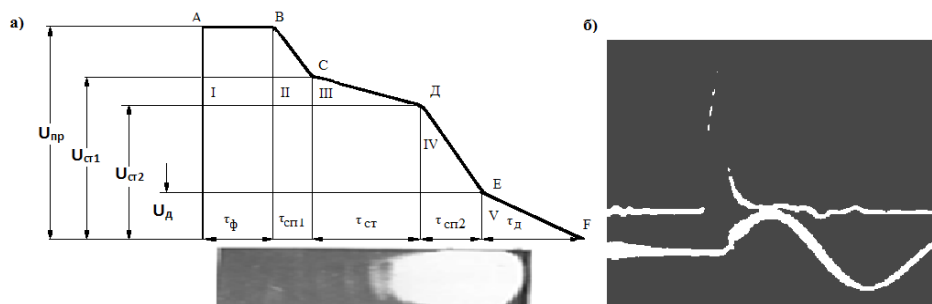


Рис. 3. а) Ход изменения напряжения на разрядном промежутке и оптическая картина при импульсном пробое гелия: τ_{ϕ} - время формирования разряда; $\tau_{сн1}$ - время резкого спада от напряжения пробоя до напряжения ступени; $\tau_{ст}$ - время

длительности ступени; $\tau_{\text{сп2}}$ – время резкого спада от напряжения ступени до напряжения горения квазистационарной дуги; $\tau_{\text{д}}$ – время горения дуги, соответствующей первой четверти периода изменения тока: $U_{\text{пр}}$, $U_{\text{сп1}}$, $U_{\text{сп2}}$, $U_{\text{д}}$ – соответственно напряжения пробоя, начала и конца ступени, и горения квазистационарной дуги; б) Осциллограмма импульса напряжения и тока при пробое Ar, снятая на ОК-21, при $d=0,4$ см; $p=2280$ Торр; $H=90$ кЭ.

Участок АВ соответствует развитию лавины до критического размера (время $\tau_{\text{ф}}$) и ВС продвижению стримера к электродам (время $\tau_{\text{сп1}}$). Участок СД, ступень напряжения, соответствует предполагаемой области тлеющего разряда, определяемая временем $\tau_{\text{ст}}$. Оно связано с затруднением электронной эмиссии из катода при подходе к нему плазменного фронта положительного стримера. Время спада $\tau_{\text{сп2}}$ характеризует быструю стадию расширения искрового канала. С приближением плазменного фронта к катоду электрическое поле возрастает до $\sim 10^8$ В/м, которое увеличивая плотность тока на одной из неоднородностей поверхности катода, приводит к плавлению вискера с формированием термоэлектронного пучка, приводящего к прорастанию искрового канала со скоростью $\sim 10^9$ см/с. Скорость спада напряжения до нуля характеризуется временем, в течение которого наблюдается быстрая ($\tau_{\text{сп2}}$), и медленная ($\tau_{\text{д}}$) стадия расширения искрового канала, с переходом его в квазистационарную дугу.

Незначительные авто- и фотоэлектронная эмиссии с поверхности катода на этой стадии тлеющего разряда, ограничивая проводимость промежутка, приводят к тлеющему свечению с некоторой установившейся квазистационарной проводимостью. В результате бомбардировки катода атомами и ионами, а также взрыва микро неоднородностей в сильных электрических полях наблюдается образование локального участка повышенной температуры, который приводит к обильной термоэмиссии электронов [17].

В таблице 1 даны зависимости временных характеристик (в нс), соответствующих пробое гелия (рис. 3), от напряженности магнитного поля H (кЭ) при давлении $p=1500$ Торр, межэлектродном расстоянии $d=0,4$ см для различных перенапряжений W .

Таблица 1.

H , кЭ	$W=30\%$					$W=50\%$					$W=80\%$				
	$\tau_{\text{ф}}$	$\tau_{\text{сп1}}$	$\tau_{\text{ст}}$	$\tau_{\text{сп2}}$	$\tau_{\text{д}}$	$\tau_{\text{ф}}$	$\tau_{\text{сп1}}$	$\tau_{\text{ст}}$	$\tau_{\text{сп2}}$	$\tau_{\text{д}}$	$\tau_{\text{ф}}$	$\tau_{\text{сп1}}$	$\tau_{\text{ст}}$	$\tau_{\text{сп2}}$	$\tau_{\text{д}}$
0	120	122	26 4	168	31 2	9 6	96	13 2	12 0	33 0	4 8	96	15 8	14 4	344
90	100	112	31 4	143	44 0	7 8	78	23 3	10 5	43 8	3 7	59	18 8	11 7	321
180	86	75	29 8	101	47 3	6 0	60	24 0	80	43 0	2 0	48	18 5	96	410

Анализ экспериментальных результатов при пробое гелия показывает, что:

- образование ступени предшествует формированию катодного пятна;
- ступени напряжения соответствует тлеющее свечение;
- магнитные поля увеличивают длительность ступени напряжения при импульсном пробое гелия;
- ограничение радиальной диффузии электронов, скорости расширения диффузного свечения магнитным полем на стадии тлеющего разряда таково, что площадь сечения разряда уменьшается быстрее, чем растет плотность тока. Это приводит к относительной стабилизации напряжения ступени;
- за счет уменьшения рассеяния энергии, магнитные поля приводят к повышению напряжения горения квазистационарной дуги.

Для квазистационарной проводимости, на стадии тлеющего разряда, можно записать $dn_e/dt \approx 0$, то есть концентрация электронов $n_e \approx \text{const}$, тогда плотность электронного тока имеет вид

$$j_e = e \left(v_{др} n_e - D_r \frac{dn_e}{dr} \right), \quad (1)$$

где D_r – коэффициент радиальной диффузии, $v_{др}$ – дрейфовая скорость электронов.

Так как радиальная диффузия электронов в магнитных полях уменьшается, растет концентрация электронов n_e и, следовательно, должна расти и плотность тока j_e [17].

Мощность и энергия, выделяемая в разряде, даются соотношениями

$$P = I^2 R, \quad E = \int_0^t P dt = \int_0^t IU dt, \quad (2)$$

где I , U , R – ток, напряжение и сопротивление разрядного промежутка.

По сфазированным осциллограммам тока и напряжения определялась мощность и энергия, выделяемая в разрядном промежутке.

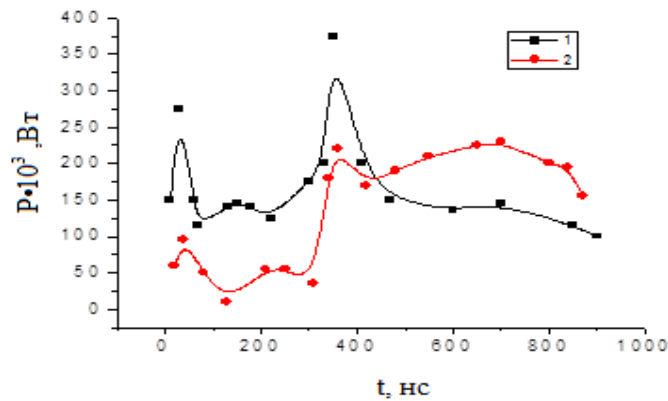


Рис. 4. Зависимость мощности, выделяемой при пробое Ar, от времени ($d=0,4$ см, $p=2280$ Торр; 1- $H=250$ кЭ; 2- $H=0$ кЭ).

По мгновенным значениям мощности, выделяемой в разряде при различных значениях напряженности внешнего продольного магнитного поля, видно, что значительная часть всей энергии, выделяемая в разрядном промежутке, приходится на интервал времени от 300 до 500 нс (что в процентном отношении составляет примерно 35- 40% от всей выделяемой энергии в разряде), т.е. выделение энергии, в этом случае, носит взрывной характер.

Мощность, вводимая в разряд, зависит от прикладываемого напряжения, и параметров цепи. При определении мощности, напряжение на промежутке считалось равным прикладываемому, так как резкий спад напряжения начинается с формирования катодного пятна.

Уравнение баланса энергии на этой стадии имеет вид

$$jE = \varepsilon_i \frac{dn_e}{dt} + \frac{d}{dt} (n_e \bar{\varepsilon}_e) + n_e \delta v_{ea} \bar{\varepsilon}_e, \quad (3)$$

где ε_i – энергия ионизации газа. Первый член в правой части характеризует энергию, идущую на ионизацию газа, второй – на изменение энергии электронной компоненты и последняя составляющая – доля энергии, передаваемая нейтральному газу в условиях преобладания упругих соударений. При составлении уравнения (3) не учтена доля энергии ионов и энергия, набираемая ионами в поле, а так же энергия, идущая на излучение, поскольку, эти составляющие очень малы. Оценка вклада составляющих первую часть уравнения (3) показывает, что последняя составляющая гораздо меньше, чем сумма двух первых, таким образом

$$jE \approx (\varepsilon_i + \bar{\varepsilon}_e) \frac{dn_e}{dt} \quad (4)$$

Тогда по известной энергии, введенной в разряд можно оценить концентрацию электронов. Свечение на аноде появляется после того как в промежутке рассеиваются $\approx 10^{-5}$ Дж энергии, этому моменту соответствует концентрация электронов, равная

$$n_e \approx \frac{1}{(\varepsilon_i + \bar{\varepsilon}_e)} \int_0^t jE dt \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}. \quad (5)$$

Это значение соответствует концентрации, полученной по плотности тока в момент появления свечения на аноде.

С появлением свечения распространяющегося с анода мощность, выделяемая в промежутке, увеличивается. Удельный энерговклад на этой стадии составляет $\approx 10^{-3} - 10^{-2}$ Дж/см³.

Образование яркого катодного пятна приводит к быстрому росту тока и спаду напряжения. Соответственно увеличивается мощность, вводимая в разряд. В течение первых 60-80 нс мощность резко возрастает до максимального значения и в дальнейшем изменяется с периодом колебания тока и напряжения в цепи (рис. 5).

Максимальное значение мощности соответствует фазе прорастания и быстрого расширения канала. Следует отметить, что на стадии большого тока скорость энерговклада существенно зависит от параметров цепи: индуктивности и разрядной емкости [13].

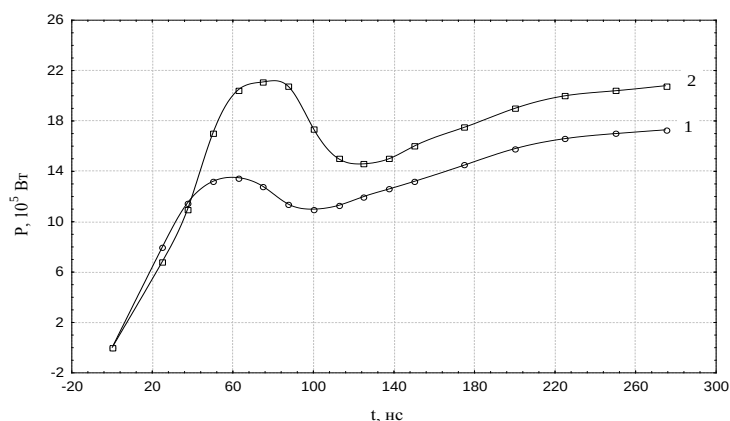


Рис. 5. Скорость энерговклада в разряд (Ar, $E/p=10$ В/см Торр).
1) $H=0$; 2) $H=200$ кЭ.

Действительно наличие индуктивности в разрядной цепи приводит на стадии быстрого роста тока к перераспределению напряжения в цепи. Мощность, рассеиваемая в промежутке равна

$$P(t) = I(t) \left[U_{np} - L \frac{dI(t)}{dt} \right]. \quad (6)$$

Если величина $L \frac{dI(t)}{dt}$ сравнима U_{np} , то индуктивность будет ограничивать рост тока и энерговклад. На начальных стадиях, когда $L \frac{dI(t)}{dt} \ll R(t)I$, энерговклад определяется исключительно процессами в промежутке, когда же $L \frac{dI(t)}{dt} \geq R(t)I$, энерговклад сильно зависит от индуктивности. Так, например, через 10 нс после начала резкого спада напряжения $dI(t)/dt \sim 10^9$ А/с, $R \approx 200$ Ом, $I = 40$ А; $L \frac{dI(t)}{dt} \approx 10^3$ В $\ll R_p \cdot I = 8 \cdot 10^3$ В, а через 100 нс $L \frac{dI(t)}{dt} = 4,5 \cdot 10^3$ В, $R(t)I = 4,2 \cdot 10^3$ В, т.е. $L \frac{dI(t)}{dt} \cong R(t)I$.

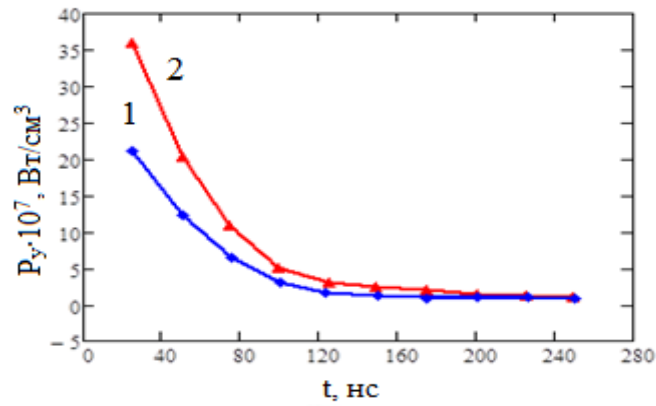


Рис. 6. Удельная мощность, вводимая в разряд (Ar, $E/p=10$ В/см Тор).
1) $H=0$; 2) $H=200$ кЭ.

С определенного момента продольное магнитное поле приводит к увеличению мощности, выделяемой в разряде. Это объясняет зависимость скорости энерговклада от параметров внешней цепи.

Если сопротивление искрового канала в магнитном поле больше, то влияние индуктивности должно быть меньше. За счет выполнения условия $R(t)I \gg L \frac{dI(t)}{dt}$ и большого сопротивления канала, на начальных этапах формирования и расширения канала скорость энерговклада в магнитном поле меньше. Так же увеличивается и удельная мощность [17], в продольном магнитном поле, вводимая в искровой канал (рис. 6). Если в формирующемся канале большая часть энергии идет на ионизацию газа и расширение канала, то на последующих стадиях практически вся вкладываемая энергия идет на излучение. Очевидно, что точка перегиба на кривой $P_y(t)$ определяет границу этих режимов энерговклада. По этой причине точка перегиба на кривой удельной мощности может быть определена как переход к квазистационарной дуге, хотя с точки зрения динамики канала при высоких перенапряжениях этого сказать нельзя.

Температуру электронов определяли соотношением, связанным с проводимостью:

$$T_e \approx 1,4 \cdot 10^3 \cdot \sigma^{\frac{2}{3}}, \text{ K.} \quad (7)$$

Время передачи энергии от электронов к ионам равно $\tau_{ei}^* \sim (\delta \cdot \nu_{ei})^{-1}$, где $\nu_{ei} = n_e \frac{\pi e^4 \ln \Lambda \bar{v}}{(kT_e)^2}$ - частота упругого соударения электрона с ионами, $\delta = \frac{2m}{M_i}$ (M_i - масса иона). При концентрациях заряженных частиц $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и температуре электронов $T_e \approx 3$ эВ частота электрон-ионных соударений $\nu_{ei} \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$, а время передачи энергии $\tau_{ei}^* \sim \left[\frac{2m}{M_i} \nu_{ei} \right]^{-1} \sim 10^{-8} \text{ с}$. Таким образом, приведенные оценки показывают, что в искровом канале ($n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) через $\sim 10^{-8} \text{ с}$ происходит выравнивание температур электронов и ионов, т.е. $T_e \approx T_i$. Плазма характеризуется единой температурой определяемой выражением (7). Электронная температура достигает максимума к концу объемного разряда $T_e \sim 40000 \text{ K}$, и затем уменьшается по мере расширения канала, достигая в стадии квазистационарной дуги значения $T_e \sim 30000 \text{ K}$.

В момент установления максимальной проводимости температура оказалась равной 26000 K . В магнитном поле при $H=180$ кЭ, $T=30000 \text{ K}$.

Определим отношение $\frac{H_{cp}}{H_0}$, которое характеризует проникновение поля в плазму канала

$$\frac{H_{cp}}{H_0} = \left[1 - \frac{8\pi}{H_0} k \rho_0 (\nu^2 - \nu_H^2) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (8)$$

здесь ν_H - скорость расширения при наличии магнитного поля, H_0 - магнитное поле на границе канала, H_{cp} - среднее значение поля в плазме канала. Используя экспериментальные данные ν и ν_H , определим отношение $\frac{H_{cp}}{H_0}$ при перенапряжении $W=25\%$. Скорость расширения в отсутствии поля на начальном этапе равна $2,3 \cdot 10^5$ см/с и при $H=140$ кЭ $\nu_H=1,15 \cdot 10^5$ см/с. Подставив в (8) $\rho_0=31,8 \cdot 10^{-3}$, получим $\frac{H_{cp}}{H_0} \approx 0,97$, т.е. $H_{cp} \approx H_0$ [17].

Это указывает на быстрое проникновение поля в плазму расширяющегося канала. Для сравнения отношение $\frac{H_{cp}}{H_0}$ для расширяющейся плазмы катодного пятна ($\nu \sim 10^6$ см/с) $\approx 0,4-0,5$. Таким образом, степень проникновения поля в плазму определяется не только проводимостью плазмы, но и скоростью поперечного расширения, т.е. чем больше градиент магнитного поля на границе плазмы, тем сильнее влияние поля на скорость поперечного переноса плазмы. Скорость расширения определяется скоростью ввода энергии в канал. Увеличивая скорость ввода энергии можно увеличить удельную мощность, проводимость и температуру плазмы. Помещая сильноточный искровой разряд в водороде (гелии) в сильные продольные магнитные поля (короткие промежутки < 1 см) можно настолько увеличить вводимую удельную мощность (с учетом значительного уменьшения поперечного магнитного поля излучения из канала разряда (рис. 2)), что температура плазмы канала может достигнуть значений, необходимых для высокотемпературной плазмы.

Заключение

Подводя итоги представленной работы можно сделать следующие выводы:

- в формирующемся искровом канале, наблюдается ступенчатость провала напряжения, которая связана с образованием катодного пятна и дрейфом электронного пучка через плазму стримеров. Плазма искрового канала характеризуется $T \sim 30000$ К;
- быстрое изменение сопротивления разрядного канала приводит к сильной зависимости тока и напряжения на промежутке от параметров цепи, в частности, от индуктивности и зарядной емкости;
- поперечное интегральное излучение искрового канала в диапазоне спектра 200-800 нм уменьшается почти в 2 раза;
- скорость энерговысвобождения в магнитном поле меньше на начальных этапах формирования разряда;
- продольное магнитное поле приводит к увеличению плотности тока канала, проводимости плазмы и удельного энерговысвобождения в разряд на стадии резкого спада напряжения (роста тока);
- скорость расширения канала, определяется скоростью ввода энергии в этот канал и растет с ростом давления, перенапряжения и напряженности внешнего продольного магнитного поля;
- увеличивая скорость ввода энергии можно увеличить удельную мощность, проводимость и температуру плазмы значений, необходимых для получения высокотемпературной плазмы в малых объемах;
- характерное время установления единой температуры и равновесной ионизации в плазме искрового канала составляет $\sim 10^{-8}$ с;

-плазма канала характеризуется почти стопроцентной ионизацией.

Работа выполнена при финансовой поддержке базовой части госзадания Минобрнауки РФ на проведение НИР.

Литература

- [1] Арцимович Л.А. Исследования по управляемым термоядерным реакциям в СССР.// Успехи физических наук. 1958. Т. LXVI. В. 4. С. 545-569.
- [2] Омаров О.А., Рухадзе А.А., Шихаев А.Ш. Плазменный механизм пробоя газов в сильных продольных магнитных полях. // ЖТФ.1981. Т. 52. С. 255.
- [3] Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Рамазанова А.А., Аль-Харети Ф.М.А., Хачалов М.Б. Спектроскопия плазмы искрового пробоя газов в сильных магнитных полях. Инженерная физика. №5. М. 2013. С. 50-58.
- [4] Маршак И.С. Электрический пробой газа при давлениях близких к атмосферному.//УФН, 1960. Т. 71, 6, 4. С. 631-675.
- [5] Долгов Г.Г., Мандельштам С.Л. Плотность и температура газа в искровом разряде.// ЖТФ. 1951. Т.21. С. 691-703.
- [6] Divrov S., Kobilarov R. Temperature measurement of the arc phase of a spark in air.//I. Phys. D: Appl. Phys, 1986. 19. №6. P.1041-1046.
- [7] Андреев С.И., Леонов С.Н., Лиуконен С.А. Распределение температуры в канале сильнооточного импульсного разряда в воздухе.// ЖТФ. 1976. Т.46. С. 981-987.
- [8] Омаров О.А., Эльдаров Ш.Ш., Гаджиев А.М. Светотехнические характеристики плазменного канала разряда в продольном магнитном поле. XL Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. - Тезисы докладов. Звенигород, 2013. С. 145.
- [9] Омаров О.А., Хачалов М.Б. Спектральные характеристики искрового канала в продольном магнитном поле.//Деп. в ВИНТИ. 06.03.89. №1484. В.89. С.10.
- [10] Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Рамазанова А.А., Хачалов М.Б. Влияние магнитного поля на спектральные характеристики искрового разряда.// Материалы VII Всероссийской конференции по ФЭ. Махачкала, 2012. С.130-140.
- [11] Хачалов М.Б., Ахмедова Х.Г. Роль взрывных процессов в формировании разряда в аргоне. // ТВТ, 2007. Т. 45. В. 4. С.1-3.
- [12] Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Рамазанова А.А., Хачалов М.Б. Спектральные характеристики искрового разряда в магнитном поле. XL Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. - Тезисы докладов. Звенигород, 2013. С. 233.
- [13] Омаров О.А. Электрический пробой газов высокого давления в сильных магнитных полях. Докторская диссертация. Москва. ИВТАН. 1983 г.
- [14] Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х. Формирование начальных стадий развития искрового разряда в аргоне во внешнем магнитном поле.// Вестник, ДГУ. 2013. В. 6. С. 47-55.
- [15] Омаров О.А., Рухадзе А.А. О плазменном механизме развития начальных стадий пробоя газов. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 7. С. 43-48.
- [16] Омаров О.А., Рухадзе А.А. Плазменный механизм развития начальных стадий пробоя газов высокого давления. // Прикладная физика. 2010. В. 6. С. 22-34.
- [17] Омаров О.А., Хачалов М.Б., Курбанисмаилов В.С., Омарова Н.О. Структура и механизмы формирования различных форм импульсного разряда в газах высокого давления. Монография. – Махачкала: ИПЦ ДГУ и ИНПО УРАО, 2013. 226 с.

ВЧ ПЛАЗМЕННАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ И ИХ СПЛАВОВ

Христолюбова В.И.

*Казанский национальный исследовательский технологический университет, 420015,
Россия, Г. Казань, ул. Карла Маркса, 68*

Продукция предприятий машиностроения играет решающую роль в реализации достижений научно-технического прогресса во всех областях хозяйства любой страны. По числу занятых и по стоимости выпускаемой продукции оно занимает первое место среди всех отраслей мировой промышленности. Машиностроение определяет отраслевую и территориальную структуру промышленности мира, обеспечивает машинами и оборудованием все отрасли экономики, производит разнообразные предметы потребления. Инструментальное производство тесно связано с развитием машиностроения и металлообрабатывающей промышленности. Успешное развитие каждого производства в значительной степени зависит от того, насколько оно обеспечено надлежащим количеством инструмента, приспособлений и т.п.

При практическом использовании обрабатывающего инструмента на первое место выходят вопросы повышения твердости, температуроустойчивости, износостойкости и коррозионной стойкости поверхности инструмента.

Перспективным методом обработки материалов является воздействие высокочастотной (ВЧ) плазмы пониженного давления, в результате которого происходит ионная имплантация атомов плазмообразующего газа в объем металла глубиной до 100 нм.

К преимуществам воздействия высокочастотной плазмы пониженного давления можно отнести: практически неограниченный ресурс работы; простое аппаратное оформление; малая продолжительность процессов обработки; возможность совмещения нескольких технологических операций; высокая плотность покрытий, равные плотности исходного материала и др. Использование в качестве рабочего тела различных плазмообразующих газов позволяет обрабатывать детали сложной конфигурации, в т.ч. и внутренние поверхности. При воздействии ВЧ плазмы пониженного давления на металлы и сплавы происходит изменение фазового состава и структуры материала, что приводит к улучшению сразу нескольких, порой противоположно направленных, свойств. Например, возможно одновременное повышение микротвердости и усталостной прочности и долговечности. Отличительной особенностью предлагаемой технологии является использование «холодной» плазмы: газовая температура в плазменном потоке может регулироваться в диапазоне от 40 до 600 °С. Энергии ионов достаточно для заживления микропор и микротрещин, ликвидации трещиноватого и рельефного слоев, формирования сжимающих остаточных напряжений в приповерхностном слое образца и др. В результате воздействия ВЧ плазмы пониженного давления происходит насыщение поверхностных слоев атомами плазмообразующих газов (Ar, N, O, C), образуется нанодиффузное покрытие на поверхности детали; изменяющийся химический состав поверхностного слоя; изменяющийся структуру поверхностного слоя; изменяющийся микрогеометрию поверхности (шероховатость); изменяющиеся энергетический запас поверхностного слоя.

Нами была обработана партия фрез, изготовленных из быстрорежущей стали Р18. Фреза, введенная в плазму ВЧ разряда, благодаря термической неравновесности плазмы, приобретает отрицательный заряд, микровыступы и кромки микротрещин поверхности становятся концентраторами электрического поля. При этом поверхность фрезы подвергается бомбардировке ионами плазмообразующего газа, и происходит рекомбинация ионов, очистка поверхности от различных загрязнений, распыление и

оплавление микровыступов, залечивание микротрещин, что в свою очередь приводит к уменьшению шероховатости поверхности, к изменению состава и структуры приповерхностного слоя, что обеспечивает повышение износостойкости режущих кромок фрез.

В качестве рабочего газа при исследовании процессов финишной очистки и нанополировки поверхностей использовался технически чистый аргон. Для повышения микротвердости поверхности изделия использовалась смесь газов из аргона и азота в соотношении 70% на 30%. Предварительное давление в рабочей камере – от 1,33 до 13,3 Па, рабочее давление – от 13,3 до 133 Па, расход плазмообразующего газа – до 0,15 г/с.

Образец устанавливался перпендикулярно потоку. Для устранения побочных эффектов образцы перед плазменной обработкой при изучении состава и структуры обезжиривались и обезвоживались. Температура образца при установлении закономерностей изменения свойств поверхностного слоя от плазменных параметров выбиралась такой, чтобы, с одной стороны, максимально интенсифицировать плазменные процессы, а с другой – чтобы при этой температуре термообработка не была бы доминирующим фактором.

Для определения физико-механических свойств применялось измерение твердости на твердомере ТП-2, микротвердости с помощью микротвердомера ПМТ-3, нанотвердомера «Наноскан-3Д», шероховатости поверхности на профилометре (модель 283), рельеф и микрорельеф поверхности исследовался на электронных микроскопах «JSM-35».

Замеры микротвердости проводились на поверхности полированных образцов на микротвердомере ПМТ-3 по ГОСТ 2999-75 при нагрузке 100 гс. Измерения микротвердости проводились в соответствии с ТУ 9437-025-40686779-2001. Увеличение значения микротвердости составило от 12 до 29 %. Исследование шероховатости поверхности проводилось на профилометре (модель 283). Было установлено уменьшение шероховатости на 24-37%, определены оптимальные параметры достижения этого значения. Микрорельеф поверхности, который исследовался на электронных микроскопах «JSM-35» показал отсутствие трещиноватого и рельефного слоев. Исследования износостойкости проводились экспериментальным путем на натурных испытаниях в ОАО «Северо-Западные магистральные нефтепроводы». Они показали, что у всех обработанных фрез увеличился срок службы в интервале от 140 до 230%.

ИЗМЕНЕНИЕ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОРЕЖУЩЕГО И ОБРАБАТЫВАЮЩЕГО ИНСТРУМЕНТА ПРИ ОБРАБОТКЕ ВЧ ПЛАЗМОЙ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

Христолюбова В.И.

*Казанский национальный исследовательский технологический университет, 420015,
Россия, Г. Казань, ул. Карла Маркса, 68*

Металлорежущий инструмент широко используется и предприятиями, и рядовыми покупателями. По этой причине к нему предъявляются очень высокие требования по качеству, безопасности работы и эргономичности, что вынуждает производителей создавать все более и более совершенные виды и формы инструмента.

Металлорежущий инструмент – это оборудование, предназначенное для различных видов работ с металлическими деталями. В большинстве случаев к ним относится оснастка для различного металлорежущего оборудования, такая как фрезы, метчики, металлорежущие ножи, пилы и сверла. В настоящее время потребители очень часто сталкиваются с нелегким выбором приобретать дорогостоящий инструмент под известной торговой маркой или более дешевый от малоизвестного производителя. В последние годы наблюдается стойкая тенденция смены предпочтений покупателей, которые отказываются от покупки дешевого отечественного инструмента в пользу более дорогого импортного. С чем это связано? Прежде всего с тем, что отечественный производитель пока не способен производить инструмент, сравнимый по качеству с иностранными аналогами, а меньшая цена уже не так привлекает покупателей, ведь впоследствии это преимущество теряется ввиду необходимости постоянного ремонта, появления травм и т. д.

Производители металлорежущего инструмента, чувствуя острую конкуренцию на рынке, внедряют все новые и новые достижения науки и техники для повышения производительности, качества, безопасности своего товара. Изменяются конструктивный вид станков и механизмов, внедряются новые сплавы для производства, актуальным является улучшение режущих свойств для повышения проходимости по металлу, предельно четко рассчитываются возможные недостатки существующего инструмента, чтобы устранить их и сделать его еще более совершенным.

Фрезерование один из наиболее распространенных методов обработки плоских и фасонных поверхностей. С его помощью выполняются пазы, уступы, кромки, профили, канавки в изделиях из дерева, металла, пластмассы, акрила и других материалов.

Процесс фрезерования характеризуется совокупностью нескольких факторов: быстрое вращение инструмента вокруг его оси и медленное поступательное, вращательное или винтовое поперечное движение подачи. Прямолинейное движение подачи используется для обработки разных видов цилиндрических поверхностей: плоскостей, всевозможных пазов и канавок, фасонных цилиндрических поверхностей. Вращательное движение применяется для фрезерования поверхностей вращения. Винтовым движением подачи обрабатываются винтовые поверхности, такие как стружечные канавки инструментов, впадины косозубых колес и другие.

В качестве объектов исследования были выбраны торцевые, дисковые, концевые фрезы и сверла.

С целью обработки стали потоком высокочастотного (ВЧ) разряда пониженного давления использовалась плазменная установка. Опытная ВЧ емкостная (ВЧЕ) плазменная установка, предназначенная для модификации материалов, представлена на рис. 1

Обработку образцов производится следующим образом: образцы подвешиваются на рамку (1) и устанавливаются между ВЧ электродами (2) в

вакуумной камере (5). При закрытии дверцы вакуумной камеры висящей на консоли (4) электроды устанавливаются в рабочее положение. Далее производится откачка вакуумной камеры при помощи откачной системы (8), построенной на базе вакуумного агрегата АВР-50. Затем в разрядную камеру напускается плазмообразующий газ, через систему подачи (6) РРГ-10. Устанавливается заданный расход газов, подается напряжение от ВЧ генератора (7). Под действием электромагнитного поля от электродов происходит частичная ионизация газа в камере, т.е. образование плазмы.

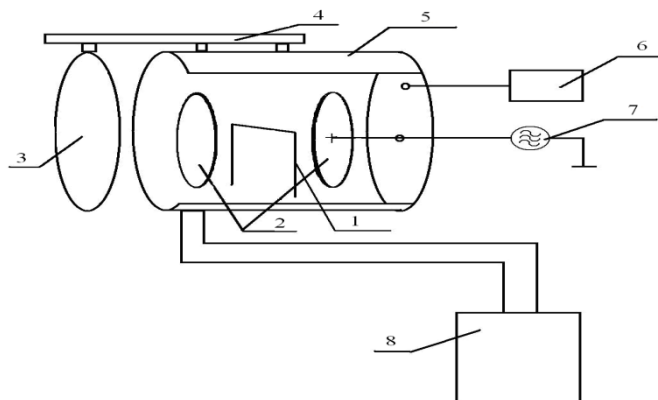


Рис.1 - Схема опытной ВЧЕ установки: 1 – рама для установки образца; 2 – ВЧ-электроды; 3 – дверца вакуумной камеры; 4 – консоль для открытия дверцы вакуумной камеры; 5 – вакуумная камера; 6 – система подачи и регулировки плазмо-образующего газа; 7 – ВЧ-генератор; 8 – вакуумный откачной пост.

ВЧ генератор. Использование в исследованиях ВЧ разрядов различных типов потребовало создания ВЧ генераторов, собранных по одноконтурной схеме, настроенных на емкостную нагрузку на разрешенной частоте 13,56 МГц. Потребляемая мощность генераторов варьировалась в диапазоне от 0,5 до 3кВт.

ВЧ плазмотроны.

Плазмотрон для получения потока плазмы ВЧЕ типа с плоскими электродами представляет собой две водоохлаждаемые медные пластины. Электроды размещены в вакуумном блоке. Между электродами размещается приспособление для закрепления образцов.

Вакуумный блок изготовлен в цилиндрическом исполнении. В нем дверца отодвигается по специальной консоли вместе с заземленным электродом. Загрузка осуществляется в камеру через торцевую дверцу в камере. При закрытии крышки вакуумной камеры пластины устанавливаются в рабочее положение. На дверце предусмотрен вакуумный ввод вращения для возможности вращения изделий во внутрикамерном объеме.

Основание вакуумного блока смонтировано в виде сварного каркаса. На каркасе блока размещены вакуумные насосы и система водяного охлаждения узлов установки.

Механическая откачная система состоит из двух насосов: форвакуумного насоса АВЗ-20Д и двухроторный ДВН-150 со скоростями откачки соответственно 50 л/с и 150 л/с. Давление в вакуумной камере контролируется с помощью мембранного емкостного датчика MKS 627B.

Система питания рабочим газом состоит из баллона со сжатым газом, редуктора для понижения давления, образцового манометра, регулятора массового расхода MKS 1179A и игольчатого натекателя для регулирования расхода и устройства для получения смеси газов.

Система водоснабжения установки ВМТ-20 служит для обеспечения заданного теплового режима деталей и узлов, наиболее нагруженных в тепловом отношении. Подвод воды к установке и отвод из нее осуществляется при помощи резиновых шлангов.

Аппаратура контроля применяется для контроля входных параметров установки: ВЧ напряжения, частоты генератора при проведении всех экспериментов по обработке материалов.

При подготовке изделий к модификации наружная поверхность обезжиривалась и обезвоживалась. В качестве инертного газа использовался технически чистый аргон, плзмообразующего – смесь аргона с метаном.

Для определения физико-механических свойств применялось измерение микротвердости, шероховатости, модуля упругости и коэффициента упругого восстановления, исследовался рельеф и структура поверхности на субмикронном и нанометровом масштабе с помощью сканирующего нанотвердомера «НаноСкан- 3D». На базе «НаноСкан» реализован метод измерения твердости, основанный на измерении и анализе зависимости нагрузки при вдавливании индентора в поверхность материала от глубины внедрения индентора. Данный метод лежит в основе стандарта на измерение твердости ISO 14577. Для механических испытаний применяется индентор типа Берковича, который представляет из себя трехгранную алмазную пирамиду с углом при вершине около 142°. Метод измерительного динамического индентирования заключается в следующем: индентор вдавливается в поверхность образца с постоянной скоростью, при достижении заданной нагрузки индентор отводится в обратном направлении. В процессе такого испытания производится запись значений нагрузки и соответствующего ей смещения индентора. Особенность: пьезорезонанстный кантилевер камертонной конструкции с высокой изгибной жесткостью консоли ($\sim 2 \cdot 10^4$ Н/м).

Для контроля качества выпуклых поверхностей использовался прибор на базе наносканирующего твердомера, предназначенный непосредственно для изучения системы контроля качества для определения неразрушающими методами физико-механических свойств поверхности труб.

Выявлено, что физико-механические показатели деталей, обработанных в плазме емкостного ВЧ разряда, обладают более высокими технологическими и эксплуатационными характеристиками. Происходит газонасыщение (карбидирование) поверхностных слоев металлов и сплавов на глубину до 1 мкм за время обработки до 40 минут, результатом чего является повышение прочностных свойств, долговечности и срока службы изделий.

ПРЕИМУЩЕСТВА ВЧ ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ УГЛЕРОДИСТОЙ ИНСТРУМЕНТАЛЬНОЙ СТАЛИ У8

Христолюбова В.И.

*Казанский национальный исследовательский технологический университет, 420015,
Россия, Г. Казань, ул. Карла Маркса, 68*

Тенденции развития промышленности в мире показывают, что увеличение ресурса металлических и материалосодержащих изделий позволяет получить экономико-экологические эффекты, что значительно снижает производственные затраты. Одним из эффективных способов увеличения срока службы изделий машиностроения является модификация свойств рабочих поверхностей, подвергающихся износу в процессе эксплуатации. Результаты исследований процессов износа и разрушения различных изделий при их эксплуатации показали, что надежность изделия и срок службы зависят, а нередко и полностью определяются состоянием поверхностного слоя.

Одним из перспективных методов, позволяющих решить задачу повышения износостойкости поверхности, является новый, эффективный и экологически чистый способ нанесения покрытий, например, с помощью конденсации из газовой фазы, ионной бомбардировки или ионно-плазменный метод.

Нанесение покрытий проводилось за счет плазменной конденсации из паро-плазменной фазы, которая относится к методам физического осаждения.

Покрытие наносилось на установке марки ННВ-6.6, которая используется для нанесения ионно-плазменным методом защитных, износостойких и декоративных покрытий из различных материалов (Ti, Zr, Cr, Mn, Al, Mo, W, их оксиды, нитриды и карбиды, сплавы). Особенности установки позволяют получать высококачественные однослойные и многослойные покрытия при разных температурах конденсации.

Установка имеет три дуговых испарителя 3, предназначенных для создания и подачи в камеру (на изделие) потока металлической плазмы. Испарители имеют герметический водоохлаждаемый корпус, в глухом конце которого расположен изолированный от корпуса и водоохлаждаемый катод. У катода имеется система инициирования дуги и система ее стабилизации в виде катушки соленоида, намотанной поверх корпуса испарителя. Далее по потоку плазмы расположена фокусирующая катушка. Анодом служит корпус дугового испарителя.

Система подачи и контроля расхода газа предназначена для поддержания в камере определенного давления при подаче одного или нескольких реагирующих газов. От расхода реагирующего газа зависит концентрация азота при протекании плазмохимической реакции синтеза нитрида. Натекатели имеют электронно-механическое устройство связанное с системой измерения вакуума. Газ подается порциями электромеханическим клапаном, длительность открытия которого регулируется автоматической системой, связанной с задатчиком давления через вакуумметр.

Система вращения изделий состоит из планетарного механизма вращения с гнездами или подвесками. Вращатель расположен в камере, электрически изолирован от камеры и имеет вакуумный ввод вращения. Планетарная система вращения способствует более равномерному покрытию изделий защитным покрытием.

Электрические источники питания дуги, опорного напряжения, напряжения очистки оформлены отдельными блоками, имеют специальные нагрузочные характеристики и общую мощность 20—50 кВт. Кроме того, установка имеет источники поджига дуги, питания стабилизирующих и фокусирующих катушек и другие источники. Источник питания дуги имеет постоянное напряжение холостого

хода 80—100 В, рабочее напряжение 25—30 В при рабочем токе 50—200 А. Источник имеет крутопадающую нагрузочную характеристику.

Источник опорного напряжения имеет жесткую нагрузочную характеристику. Дает регулируемое напряжение постоянного тока от 0 до 300 В при токе до 10 А. Снабжен электронным устройством защиты от короткого замыкания, как защита от микродуговых разрядов на изделии. Источник питания ионной очистки дает постоянное регулируемое напряжение от 100 до 2000 В при токе до 20 А, имеет жесткую нагрузочную характеристику, снабжен системой защиты от коротких замыканий и прерывания микродуговых разрядов.

Система измерения давления в камере состоит из термопарного преобразователя для низкого вакуума и ионизационного преобразователя для высокого вакуума. Термопарная часть вакуумметра измеряет вакуум до 1,33 Па и не боится напуска системы воздухом. Низкий вакуум обычно измеряется на входе вакуумной магистрали. Ионизационная часть вакуумметра измеряет вакуум от 1,33 до 0,000133 Па. Высокий вакуум измеряется в камере установки, измерительная система связана с натекателем газа.

Система охлаждения и прогрева камеры предназначена для отвода тепла при работе установки в режиме конденсации покрытия и прогрева камеры перед ее открыванием для исключения конденсации на стенках камеры влаги. Система состоит из трубопроводов, электроклапанов, реле протока и подогрева воды.

Система контроля температуры изделий включает смотровое окно со шторкой, разделяющее вакуум камеры и окружающую среду, а также пирометр излучения. Пирометр инфракрасного излучения регистрирует интегральную температуру изделия по интенсивности его излучения с точностью до 5°C. Для пирометра «Смотрич» диапазон измеряемых температур от 300 до 700 °C.

Система автоматики и блокировок предназначена для исключения неправильных действий персонала при работе на установке. Блокировки предотвращают аварийные ситуации, устанавливают соблюдение условий техники безопасности, производят отключение установок в аварийных ситуациях. Блокировки не позволяют оператору открыть высоковакуумный затвор при наличии в камере атмосферного давления, или подать на изделие высокое напряжение при открытой дверце вакуумной камеры.

Установка снабжена контрольно-измерительными приборами, по показаниям которых судят о режиме ее работы. Контролируется ток дуги, ток фокусировки и стабилизации, опорное напряжение.

При нанесении покрытий из плазменной фазы образцы размещаются в вакуумной камере на вращателе, на подвесках или на поверхности сетчатого металлического барабана. После предварительной откачки воздуха из вакуумной камеры в неё напускается рабочий газ. В камере на катоде поджигается электрическая дуга. При поджоге вакуумной дуги на торцевой поверхности катода возникают катодные пятна. Из катодных пятен эродирует материал катода, состоящий из ионной, паровой и микрокапельной фазы. Катод при этом испаряется и частично ионизируется в электрическом поле дугового источника. Поток электронов течет в сторону анода (корпуса), а ионы испарившегося материала бомбардируют катод. За счет потока электронов с катода, металлической плазмы и остаточной газовой фазы в промежутке анод-катод поддерживается электропроводность и течет электрический ток. Металлическая плазма и пары материала катода за счет газодинамических сил, обусловленных разностью давлений в дуговом испарителе и камере, истекают в рабочее пространство вакуумной камеры. Плазменный поток, выйдя со среза испарителя в свободномолекулярном режиме, проходит вакуумную камеру, взаимодействует с поверхностями конденсации и образует покрытие.

Следующим рассмотренным методом является магнетронное распыление и ионно-плазменная конденсация, которые относятся к методам физического осаждения из вакуума. В основе метода магнетронного распыления лежит процесс распыления материала катода в результате бомбардировки ионами рабочего газа (обычно аргона) и осаждение продуктов распыления, представляющих собой в основном нейтральные атомы, на обрабатываемой поверхности. Под распыляемым катодом находятся магниты. Силовые линии магнитного поля в виде дуг замыкаются между полюсами магнитов. При подаче постоянного напряжения между катодом и анодом возникает нелинейное неоднородное электрическое поле и возбуждается электрический разряд. Силовые линии электрического поля перпендикулярны к силовым линиям магнитного поля и поверхности катода. Таким образом, распыление происходит в скрещенных электрическом и магнитном полях. Электроны, эмитируемые с поверхности катода под действием ионной бомбардировки, "захватываются" магнитным полем и совершают сложное циклоидальное движение по замкнутым траекториям в окрестности катода. В результате столкновений электронов с атомами рабочего газа происходит их ионизация.

Положительные ионы, образующиеся в разряде, ускоряются в направлении катода, бомбардируют его поверхность в зоне эрозии, выбивая из нее частицы материала. Покидающие поверхность мишени частицы осаждаются в виде пленки на подложке.

Метод ионно-плазменной конденсации основан на электродуговом способе испарения материала. Механизм нанесения заключается в следующем, в вакууме на катоде поджигается электрическая дуга. При поджиге вакуумной дуги на торцевой поверхности катода возникают сначала быстро перемещающиеся катодные пятна, которые через время порядка 1 - 0,5 мс переходят в медленно перемещающиеся катодные пятна. В катодных пятнах дугового разряда достигается температура порядка 10^4 К. Подвижные катодные пятна, удерживаются на торце катода электромагнитным полем. Катод представляет собой сменную деталь из эродируемого материала, закрепленную в электродуговом испарителе. Из медленно перемещающихся катодных пятен эродирует материал катода, состоящий из ионной и паровой фазы. Катод имитирует электроны, металл катода при этом испаряется и частично ионизируется. Поток электронов течет в сторону анода (корпуса), а ионы испарившегося материала осаждаются на изделие.

Для исследования влияния взаимодействия высокочастотной (ВЧ) плазмы пониженного давления с поверхностью материала проведен третий эксперимент в плазме инертного газа, аргона, 0,06 г/с и в среде смеси плазмохимического газа, метана, 0,004 г/с и аргона 0,06 г/с. Рабочее давление в камере 24-26 Па.

В результате воздействия ВЧ плазмы пониженного давления происходит ионная имплантация атомов плазмообразующего газа в объем металла глубиной до 100 нм. Отличительной особенностью технологии является использование «холодной» плазмы: газовая температура в плазменном потоке может регулироваться в диапазоне от 40 до 600 °С.

Принцип действия основан на формировании потока ионов, обладающих энергией 10 – 100 эВ, за счет образования слоя положительного заряда на границе между поверхностью тела и квазинейтральной плазмой. Энергии ионов достаточно для залечивания микропор и микротрещин, ликвидации трещиноватого и рельефного слоев, формирования сжимающих остаточных напряжений в приповерхностном слое образца и др. Использование газа в качестве рабочего тела – позволяет обрабатывать внутренние полости изделий.

Характеристики плазменного ВЧ генератора: потребляемая мощность 3,5 кВт, частота на выходе 13,56 МГц. С целью концентрации электрического поля вблизи

поверхности на изделие подавался дополнительный отрицательный потенциал в размере -20 В. Время обработке в общей сложности составило ~40 минут: 20 минут в аргоне, 20 минут в смеси газов, инертного и плазмоческого. Результаты исследования были получены при помощи оптического конфокального микроскопа Olympus OLS LEXT 4100. Данный микроскоп обладает высокой точностью измерения субмикронных расстояний по оси X-Y (боковое разрешение достигает 0,12 микрон) благодаря большей апертуре объектива и меньшей длине волны. Также LEXT OLS4100 позволяет с высокой точностью определять субмикронную высоту по оси Z (разрешение до 10 нанометров) благодаря конфокальной оптической системе и маленькой длине волны.

Для определения физико-механических свойств применялось измерение микротвердости, шероховатости, модуля упругости и коэффициента упругого восстановления, исследовался рельеф и структура поверхности на субмикронном и нанометровом масштабе с помощью сканирующего нанотвердомера «НаноСкан- 3D». На базе «НаноСкан» реализован метод измерения твердости, основанный на измерении и анализе зависимости нагрузки при вдавливании индентора в поверхность материала от глубины внедрения индентора. Данный метод лежит в основе стандарта на измерение твердости ISO 14577. Для механических испытаний применяется индентор типа Берковича, который представляет из себя трехгранную алмазную пирамиду с углом при вершине около 142°. Метод измерительного динамического индентирования заключается в следующем: индентор вдавливается в поверхность образца с постоянной скоростью, при достижении заданной нагрузки индентор отводится в обратном направлении. В процессе такого испытания производится запись значений нагрузки и соответствующего ей смещения индентора. Особенность: пьезорезонансный кантилевер камертонной конструкции с высокой изгибной жесткостью консоли ($\sim 2 \cdot 10^4$ Н/м). Проведенные исследования показали, что твердость образцов инструментальной стали при нанесении покрытия в первом случае с помощью установки марки ННВ-6 снизилась с 12,08 ГПа до 5,15 ГПа, что свидетельствует о повышении вязкости и пластичности, снижении внутренних напряжений. Шероховатость образца увеличилась со 113 нм до 1701,13 нм. Это позволяет сделать вывод, что данный способ не эффективен и требует дополнительной обработки в плазме индукционного разряда с целью полировки материала и повышения физико-механических свойств. При магнетронном распылении установлено повышение твердости до 18,9 ГПа и шероховатости – 298,24 нм. Исследуемые характеристики при обработке материала в плазме емкостного разряда: твердость – 15,1 ГПа, шероховатость – 224 нм.

Таким образом, выявлено, что физико-механические показатели деталей, обработанных в плазме емкостного ВЧ разряда, обладают более высокими технологическими и эксплуатационными характеристиками в сравнении с приведенными методами, магнетронное распыление и нанесение покрытий за счет плазменной конденсации из паро-плазменной фазы на установке ННВ-6. Происходит газонасыщение (карбидирование) поверхностных слоев металлов и сплавов на глубину до 500 нм за время обработки до 40 минут, результатом чего является повышение прочностных свойств, долговечности и срока службы изделий. Преимуществом ионной имплантации перед другими методами введения примеси в твердые тела является универсальность процесса, позволяющего ввести любой элемент в любой материал в строго контролируемом количестве, а также задавать его распределение по глубине.

Изучен и освоен комплексный подход к изучению покрытий с применением методов измерения рельефа, шероховатости, твердости, износостойкости, модуля упругости, коэффициента упругого восстановления и толщины модифицированного слоя в рамках одного измерительного прибора.

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ В РАЗРЯДЕ ГАЗОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Аль-Харети Фаваз Мохаммед Али

Дагестанский государственный университет, Дзержинского 12 а, Махачкала, Россия

e-mail: inporao@mail.ru

Развернутая во времени (50 нс/мм) регистрация спектров излучения плазмы искрового разряда, при различных значениях напряженности магнитного поля ($H=0-300$ кЭ) производилась с целью установления их влияния на концентрацию электронов n_e , температуру T_e , излучательные характеристики плазмы различных стадий: начальной (лавино-стримерные переходы), формирование катодного пятна, канальной и квазистационарной дуги [1].

В спектре излучения формирующегося искрового канала регистрируются, через 150-200 нс, яркие ионные линии и начинает регистрироваться непрерывный спектр в широком диапазоне длин волн. Максимальная яркость ионных линий и непрерывного спектра достигается через 300-400 нс с начала резкого роста тока.

В магнитном поле интенсивность непрерывного излучения возрастает [2], возрастает так же яркость ионных линий в ультрафиолетовой области. Интенсивность же линий в видимом диапазоне спектра с ростом напряженности магнитного поля уменьшается.

По результатам проведенной работы можно сделать следующие выводы:

1. Спектр излучения искрового канала характеризуется интенсивными ионными линиями и непрерывным излучением в широком диапазоне длин волн.
2. В расширяющемся искровом канале в аргоне температура плазмы имеет значение 40000 К, а концентрация заряженных частиц $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$.
3. Продольное магнитное поле приводит к росту температуры, плотности плазмы канала и удельного энерговклада в разряд.

Литература

- [18] Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Рамазанова А.А., Аль-Харети Ф.М.А., Хачалов М.Б. Спектроскопия плазмы искрового пробоя газов в сильных магнитных полях. Инженерная физика. №5. М. 2013. С. 50-58.
- [19] Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Аль-Харети Ф.М.А. Влияние продольного магнитного поля на энергетические характеристики искрового пробоя в газах высокого давления.// ВАНТ (в печати), 2014.

ВЛИЯНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ МИКРОЧАСТИЦ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В НЕОНЕ

В.В. Шумова, Д.Н. Поляков, Л.М. Василяк

Объединенный Институт высоких температур РАН, shumova@ihed.ras.ru

Введение

Взаимодействие плазменной компоненты с пылевыми частицами самосогласованно определяет ее концентрацию и влияет на электрические параметры газового разряда. Зависимость изменения продольного электрического поля и напряжения тлеющего разряда постоянного тока, вызванное присутствием пылевых частиц в разряде и зависящее от их концентрации [1,2], было обнаружено в экспериментах с разными газами и различными микрочастицами [1-6]. Дефицит концентрации электронов в плазме, вызванный их потерями на структурах с высокой концентрацией пылевых частиц, может быть столь значительным, что может привести к развитию в газовом разряде различных неустойчивостей, погасанию разряда и развитию автоколебательного режима горения разряда [7]. Обратный эффект может вызвать фотоэлектронная или вторичная электронная эмиссия с поверхности пылевых частиц, которая может привести к росту концентрации электронов в плазме, вызвать рост разрядного тока [8] либо привести к уменьшению напряжения на разряде [4]. Такая зависимость от свойств материала пылевых частиц в процессе их роста в разряде постоянного тока экспериментально была обнаружена в [9,10], где изменение электрических параметров плазмы проявлялось в изменении интенсивности излучения плазмы.

Эксперимент и модель расчета

Эксперименты проводились в цилиндрической разрядной трубке длиной 20 см и внутренним диаметром 1,65 см. Разрядная трубка имела 2 кольцевых измерительных электрода, расположенных в области образования пылевых структур, которые служили для измерения падения напряжения в положительном столбе (рис. 1). Эксперименты проводились в неоне при давлении 0,35 -0,5 Торр. Пылевые структуры формировались из частиц меламин формальдегида диаметром 2,55 мкм. Размер пылевого облака и концентрация пылевых частиц определялась путем обработки видеоизображений, полученных при подсветке узким лазерным лучом. Наиболее полно схема эксперимента представлена в [5]. Пылевая структура могла занимать часть разрядного промежутка между измерительными электродами, либо всю длину измеряемого участка. В ряде случаев образовывалась протяженная пылевая структура, ее длина в несколько раз превышала расстояние между измерительными электродами. Число пылевых частиц в такой структуре превышало 1.5×10^6 . Измерения напряжений между кольцевыми электродами и концентраций пылевых частиц были выполнены при токе разряда 0.1–1 мА. При увеличении тока разряда радиус пылевых структур r_d изменялся от 1.8 мм до 5.25 мм.

В пылевой газоразрядной плазме в инертных газах ионизация и потери в основном происходят через взаимодействие с метастабильными атомами. В инертных газах процессы тушения на пылевых частицах и химионизации метастабильных атомов могут увеличить долю свободных электронов в высокоэнергетичном хвосте ФРЭЭ и уменьшить их долю в процессах ступенчатой ионизации. При анализе процессов в пылевой плазме в инертных газах необходим учет дополнительного канала тушения метастабильных состояний на пылевых частицах и взаимного тушения метастабильных атомов [2,11-14]. Роль метастабильных атомов в процессах взаимодействия в плазме может быть значительной и влиять на интегральные

характеристики разряда. Обычно рост концентрации метастабильных атомов и излучения плазмы ассоциируется с ростом температуры электронов и соответственно, с увеличением электрического поля разряда. Рост величины электрического поля, рост температуры электронов и увеличение концентрации возбужденных состояний наблюдался экспериментально при наличии пылевых частиц в разряде [15-21].

Для расчета параметров плазмы использовалась диффузионно-дрейфовая модель [2,11] для плазмы неона учитывающая взаимодействие с метастабильными атомами неона. Коэффициент аккомодации энергии при взаимодействии метастабильного атома с пылевыми частицами принимался за 1. Предполагалось, при взаимодействии плазменных частиц с пылевыми частицами выделение энергии на поверхности пылевых частиц не приводит к эмиссии электронов с их поверхности. Считалось, что ультрафиолетовое излучение плазмы разряда не вызывает фотоэмиссию с поверхности пылевых частиц. Решение задачи для однородного положительного столба тлеющего разряда проводилось при соответствующих экспериментальных параметрах пылевых структур (радиусе пылевой структуры и концентрации пылевых частиц) и соответствующим им значениям тока и напряженности электрического поля. Распределение пылевых частиц внутри пылевой структуры и на ее границе (при $r \leq r_d$) принималось однородным $n_d(r)=n_{d,0}$. На краю пылевой структуры (при $r > r_d$) распределение пылевых частиц принималось размытым: $n_d(r)=n_{d,0}\exp[(r_d-r)/0.1R]$.

Результаты и обсуждение

При одинаковом значении тока разряда измеренная в разряде с пылевыми частицами напряженность продольного электрического поля E_l была выше, чем в свободном разряде (рис.1). Каждому значению тока соответствовало свое (различное) значение параметров пылевой структуры и напряженности электрического поля. Приращение напряженности электрического поля отражает возрастание потерь плазмы на поверхности пылевых частиц. Видно, что dE_l связано с числом частиц N_d нелинейно и имеет асимптотический характер при повышении N_d . Это связано с тем, что возрастание N_d в пылевой структуре происходит в основном за счет возрастания концентрации пылевых частиц n_d . При этом происходит перераспределение концентрации свободных электронов по сечению разрядной трубки и вытеснение носителей тока в свободное от пылевых частиц пространство, так что область, занятая плотной пылевой структурой, становится слабо проводящей. В предельном случае абсолютно непроводящей пылевой структуры, ток разряда будет полностью вытеснен за ее пределы. Плотная пылевая структура будет вести себя как сплошной стержень, расположенный в центре разрядной трубки. На рисунке 1 видно согласие расчетных и экспериментальных данных в области не слишком высоких значений N_d . При высоких N_d расчет занижает dE_l , по-видимому, в связи с ограниченной точностью модели зарядки пылевой частицы в плотной пылевой структуре с существенным дефицитом концентрации электронов. Для анализа зависимости приращения напряженности электрического поля от параметров разряда мы провели расчет при более высоких значениях давления неона и тока разряда с варьируемым значением n_d . Радиус пылевой структуры $r_d=4$ мм, брался равным радиусу экспериментально зафиксированной структуры с максимальным числом пылевых частиц. На рисунке 2 приведены результаты расчета влияния концентрации пылевых частиц на величину продольной напряженности электрического поля E_l . Эти значения далее будут использованы для определения величины E_l/E_{l0} (рис.3), где E_{l0} – величина напряженности поля в свободном от пылевых частиц разряде. Эта величина отражает относительное возрастание электрического поля, вызванное взаимодействием плазмы с пылевыми частицами.

Из рисунка 3 видно, что приращение напряженности поля разряда, вызванное пылевой структурой зависит как от параметров пылевой структуры, так и от параметров самого разряда. Этот факт отражает самосогласованный характер процессов взаимодействия газоразрядной плазмы с пылевой структурой. При более высоком давлении газа введение микрочастиц в разряд приводит к большим потерям энергии плазмы на поверхности пылевых частиц, складывающимся из потерь заряженных частиц и потери энергии возбуждения метастабильных атомов. Это требует большего повышения напряженности продольного электрического поля, необходимого для поддержания тока разряда.

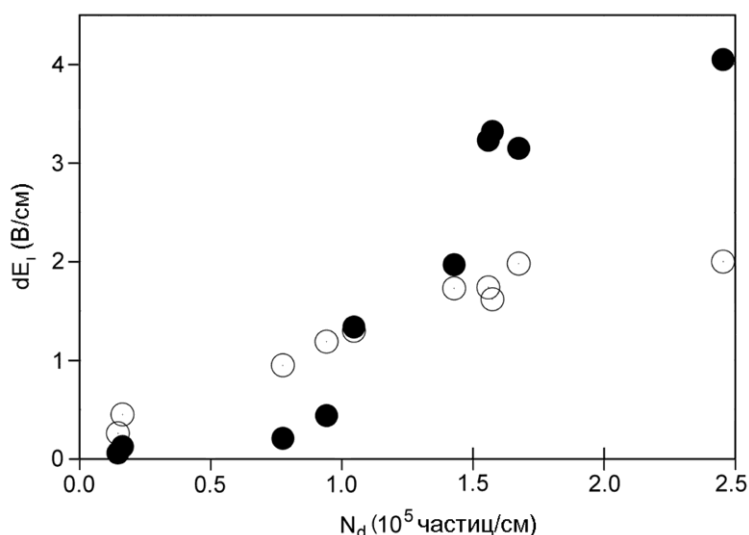


Рисунок 1. Приращение напряженности продольного электрического поля dE_l от количества пылевых частиц на единицу длины положительного столба разряда N_d . Залитые круги - данные эксперимента, открытые круги – соответствующие этим данным результаты расчета.

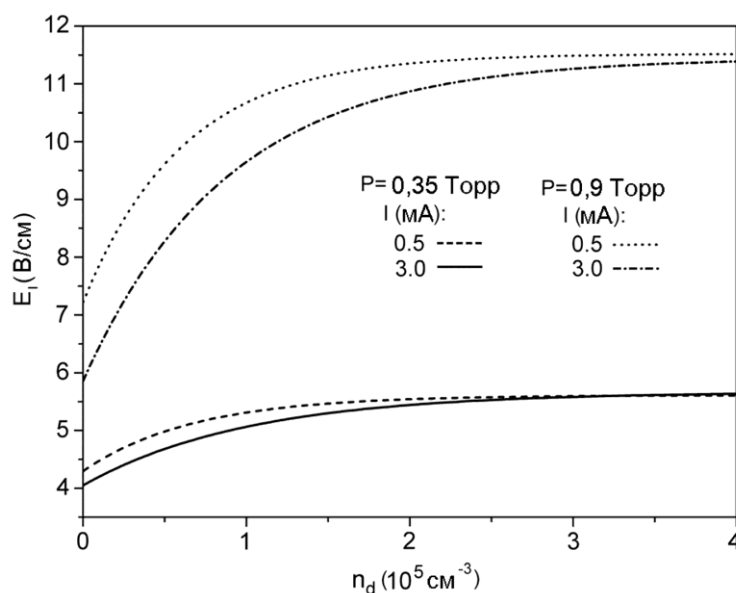


Рисунок 2. Напряженность продольного электрического поля E_l от концентрации пылевых частиц n_d при различных давлениях неона и тока разряда.

Моделирование показывает, что с увеличением давления газа возникает более сильная зависимость $E/E_0(0)$ от величины тока разряда. Из анализа вклада и потерь различных компонент плазмы следует, что это обусловлено возрастанием вклада процессов ступенчатой и химионизации в полный ионизационный баланс плазмы. В разряде без пылевых частиц эти процессы определяют отклонения от теории Шоттки при возрастании тока разряда. В присутствии пылевых частиц к этим процессам добавляется гибель на пылевых частицах метастабильных атомов, концентрация которых с ростом давления газа и тока разряда повышается.

Роль метастабильных атомов во взаимодействии плазмы с пылевыми частицами может быть определена количественно при сравнении их вклада в ионизацию $W_{\square+} = (k_{im}\square n_e n_m + k_{mm}\square n_m^2) / (k_i\square n_e n_a + k_{im}\square n_e n_m + k_{mm}\square n_m^2)$ и плазменных потерь на пылевых частицах $W_{\square-} = (J_{dm}n_d) / (J_{dm}n_d\square + J_{de}n_d)$. Здесь $n_{i,e,m}$ – концентрации ионов, электронов и метастабильных атомов, J_{de} and J_{dm} – потоки электронов и метастабильных атомов на пылевые частицы, k_i and k_{im} константы ионизации с основного и метастабильного уровня и k_{mm} константа химионизации. Расчет показал, что $W_{\square+} > W_{\square-}$ и отношение $W_{\square+} / W_{\square-}$ растет с увеличением давления, аналогично зависимости вклада метастабильных атомов в ионизацию в чистом неоне (рис. 3). Метастабильные атомы дают более высокий вклад в ионизацию, чем в плазменные потери при взаимодействии с пылевыми частицами. При давлении 0,9 Торр и токе разряда 3 мА расчет дает более чем удвоенный вклад метастабильных атомов в ионизацию с пылевыми частицами при их концентрации $4 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$. Несмотря на то, что метастабильные атомы представляют собой дополнительный источник плазменных потерь на пылевых частицах, их относительный вклад в ионизацию может превышать их гибель при взаимодействии с пылевыми частицами.

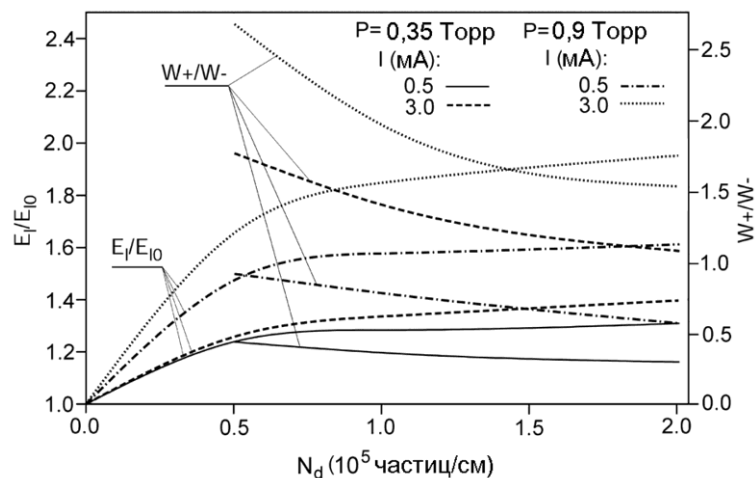


Рисунок 3. Напряженность продольного электрического поля E_1 нормализованная к значению E_0 в разряде, свободном от пылевых частиц, в зависимости от количества пылевых частиц N_d , при различных давлениях неона и тока разряда. Спадающие кривые – отношение вклада метастабильных атомов неона в ионизацию к потерям плазмы $W_{\square+} / W_{\square-}$ при тех же параметрах плазмы.

В предельном случае, как указано выше, пылевая структура может рассматриваться как сплошная среда из материала пылевой частицы. В этом случае ток разряда будет проходить между наружной границей пылевой структуры и стенкой разрядной трубки. Тогда приращение электрического поля перестает зависеть от концентрации пылевых частиц и выходя в насыщение стремится к значению, которое реализуется при потерях равных диффузионным потерям на стенке разрядной трубки

получаемой при решении данной задачи со сплошным стержнем, помещенным внутрь центральной части разряда [22].

Расчет по предложенной модели электрофизических параметров плазмы с пылевыми частицами находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. Это согласие может быть получено в случае 100% вероятности тушения метастабильных атомов неона на поверхности пылевых частиц, которое было принято в данной постановке задачи.

Выводы

Экспериментально получены значения приращений продольного электрического поля в положительном столбе тлеющего разряда постоянного тока в неоне с пылевыми частицами при разных значениях тока разряда и проведен расчет этих значений в рамках диффузионно-дрейфовой модели с учетом взаимодействия пылевых частиц с электронами и метастабильными атомами. Эксперимент и моделирование показали, что приращение напряженности продольного электрического поля в положительном столбе тлеющего разряда, вызванное пылевыми частицами зависит от числа пылевых частиц и от параметров тлеющего разряда. Приращение электрического поля в положительном столбе разряда при малом числе частиц в пылевой структуре пропорционально количеству пылевых частиц на единицу длины разряда. При большом числе частиц в более плотной пылевой структуре эта величина не зависит от количества пылевых частиц приходящихся на единицу длины разряда, а зависит от концентрации пылевых частиц. Относительное возрастание величины напряженности продольного электрического поля, обусловленное наличием пылевых частиц, увеличивается с ростом тока и ростом давления газа, что связано с возрастанием вклада процессов ступенчатой и химионизации в полный ионизационный баланс плазмы. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №13-02-00641).

Литература

- [1]. Polyakov D. N. et al. *Surf Eng Appl Elect.* 49(2) (2013) 114–124.
- [2]. Vasilyak L. M. et al. *Contrib Plasma Phys.* 53(4-5) (2013) 432 – 435.
- [3]. Vasilyak L.M. et al. *J Exp Theor Phys.* 94(3) (2002) 521-524.
- [4]. Vasilyak L. M. et al. *J Exp Theor Phys.* 100(5) (2005) 1029–1034.
- [5]. Polyakov D.N. et al. *Phys Lett A.* 375(37) (2011) 3300-3305.
- [6]. Abbas Q. A. *IJAIEEM* 2(12) (2013) 470-478.
- [7]. Polyakov D. N. et al. *IEEE Transactions on Plasma Science.* 9(3) (2014) /DOI10.1109/TPS.2014.2311584
- [8]. Abbas Q. A., Edan R. A. H. *Eng & Tec. Journal.* 31(B-5) (2013) 633-640.
- [9]. Arnas C. et al. *Physics of Plasmas* 20 (2013) 013705.
- [10]. Kumar Kishor K., Couëdel L., Arnas C. *Physics of Plasmas* 20 (2013) 043707.
- [11]. V.V. Shumova, D.N. Polyakov and L.M. Vasilyak *Plasma Sources Science and Technology* 23 (2014) 065008 (7pp).
- [12]. Fedoseev A.V., Sukhinin G.I. *Ukr. J. Phys.* 56(12) (2011) 1272-1275.
- [13]. Fedoseev A.V., Sukhinin G.I. *e-Book: 31st ICPIG (Granada 2013)* PS4-080.
- [14]. Denysenko I. et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 44 (2011) 205204 (12).
- [15]. Stefanovic I. et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43 (2010) 152003.
- [16]. Bouchoule A. and Boufendi L. *Plasma Sources Sci. Technol.* 3 (1994) 292-301.
- [17]. Layden B. et al. *IEEE Transactions on Plasma Science.* 39(11) (2011) 2762-2763.
- [18]. Mitic S. et al. *New J. of Physics.* 11 (2009) 083020(16).
- [19]. Denysenko I. et al. *Physics of Plasmas* 13 (2006) 073507 (1-10).
- [20]. Melzer A. et al. *Phys. Rev. E.* **83** (2011) 036411.
- [21]. Do H. T. et al. *New J. Phys.* **11** (2009) 033020.
- [22]. Kreher J. and Stern W. *Contrib. Plasma Phys.* **29**(6) (1989) 643-654.

РАДИАЛЬНОЕ РАВНОВЕСИЕ ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУР С РАЗЛИЧНОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ МИКРОЧАСТИЦ С УЧЕТОМ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ В НЕОНЕ

В.В. Шумова, Д.Н. Поляков, Л.М. Василяк

Объединенный Институт высоких температур РАН, Москва, shumova@ihed.ras.ru

Экспериментально и численно исследованы распределения компонент плазмы и конфигурация электрического поля разряда в зависимости от параметров разряда (давления газа, силы тока), формы и плотности распределения пылевых частиц в плазменно-пылевой структуре. Моделирование проведено на основе диффузионно-дрейфовой модели однородного положительного столба тлеющего разряда в неоне с пылевыми частицами [1]. В рамках этой модели в неоне рассмотрено образование и диффузия электронов, ионов и метастабильных состояний неона. Средняя энергия электронов, транспортные коэффициенты и константы скоростей реакций возбуждения и ионизации с участием электронов рассчитаны с помощью пакета BOLSIG+ [2] на основе данных по сечениям реакций, приведенных в SIGLO Database [3]. Заряд пылевых частиц рассчитан с учетом ион-атомных столкновений в слабо столкновительной плазме [4], потоки возбужденных атомов на пылевые частицы - в газокинетическом приближении. Используя этот подход, рассчитаны радиальные распределения ионов, метастабильных атомов, электронов и электрическое поле (продольная составляющая E_l и радиальная составляющая E_r) для заданного распределения пылевых частиц $n_d(r)$, полного тока разряда I и давления P .

Профиль температуры газа в разрядной трубке рассчитан путем решения стационарного одномерного уравнения теплопроводности, в предположении пренебрежимо малых конвективного и электронного членов. Уравнение теплопроводности имеет вид: $d/dr(r\lambda(dT/dr)) = -Q(r)r$, с краевыми условиями в центре и на стенке трубки: $(d^2T/dr^2)_{r=0} = (dT/dr)_{r=0} = 0$, $T(R) = 295\text{K}$. Тепловыделение Q задавалось профилем концентрации электронов $n_e(r)$ в самосогласованном электрическом поле, обусловленном присутствием пылевых структур: $Q(r) = n_e(r)\mu e E_l^2$. Здесь μ – подвижность электронов, λ – теплопроводность неона, $T(R)$ – температура стенки газоразрядной трубки, R – радиус трубки. Расчеты выполнены для трубки радиусом $R = 8.25$ мм, размера пылевых частиц $a = 2.55$ микрон. Распределение пылевых частиц по радиусу $n_d(r)$ было задано осесимметричным плоским профилем с характерным размером $r_d = R/2$. Концентрация пылевых частиц: $n_d(r) = n_{d,0}$ при $r \leq r_d$ и $n_d(r) = n_{d,0} \exp(-(r_d - r)/0.1R)$, $r > r_d$.

На рисунке 1(а) представлено радиальное распределение концентрации электронов при различных значениях концентраций микрочастиц n_d . Наблюдается существенное снижение концентрации электронов в области, занятой пылевыми частицами. Рассчитанные соответствующие значения напряженности продольного электрического поля составили 5.85 В/см в свободном разряде, 9.68 В/см при $n_{d,0} = 1.0 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$, 10.86 В/см при $n_{d,0} = 2.0 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$ и 11.4 В/см при $n_{d,0} = 4.0 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$. Существенное повышение E_l в разряде с пылевыми частицами также наблюдалось в экспериментах [1] при более низком давлении неона. Пространственное перераспределение электронов вызывает изменение конфигурации электрического поля разряда. На рисунке 1(б) показаны рассчитанные по данной модели профили радиальной компоненты электрического поля. В отсутствие пылевых частиц либо при малой их концентрации в разряде радиальное электрическое поле, определяемое градиентами концентраций заряженных частиц, монотонно возрастает в направлении стенки трубки. Присутствие пылевых частиц снижает концентрацию свободных электронов в разряде, вследствие чего с ростом концентрации пылевых частиц напряженность радиального электрического поля внутри пылевого облака уменьшается.

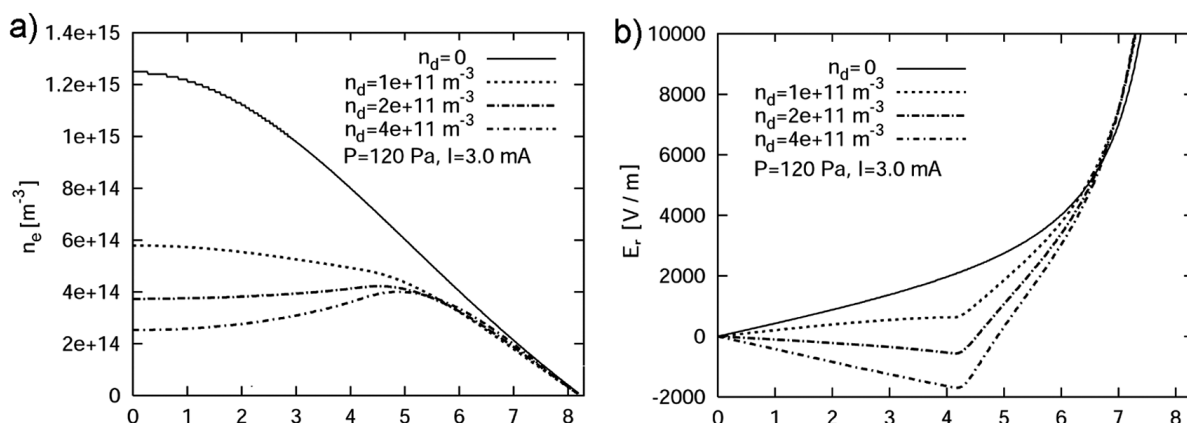


Рисунок 1. Радиальные профили (а) электронной концентрации n_e и (б) напряженности радиального электрического поля E_r при различных концентрациях пылевых частиц n_d .

При определенном токе разряда и достижении определенной концентрации пылевых частиц внутри пылевого облака радиальное электрическое поле становится отрицательным, то есть меняет направление. Этот эффект является дополнительным механизмом самоорганизации микрочастиц в реакционном объеме плазмы тлеющего разряда. Возникающая при этом радиальная сила электрического поля направлена от центра пылевой структуры к ее границе, приводит к выталкиванию пылевых частиц из центра структуры. Это, может приводить к образованию зоны, свободной от пылевых частиц (образованию войда), что наблюдалось экспериментально (рис. 2 фрагмент 3).

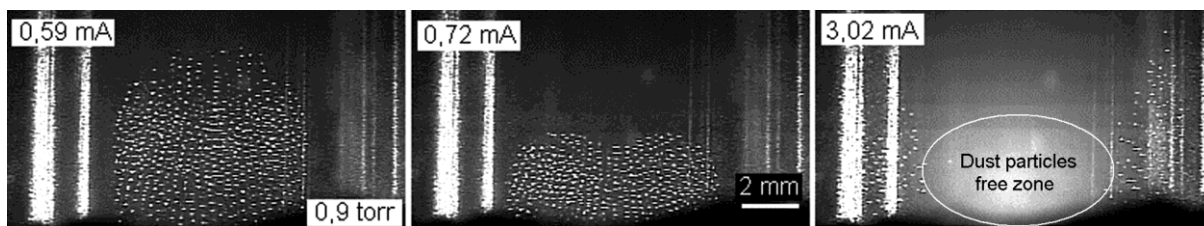


Рисунок 2. Изображения пылевых структур при разных токах тлеющего разряда.

В присутствии пылевых структур возрастали потери плазмы в объеме разряда, что требовало повышения напряженности продольного электрического поля для поддержания ионизации и тока разряда. В результате этого возрастало тепловыделение в разряде. Изменение распределения компонентов плазмы по сечению разряда в присутствии плотных пылевых структур вызывало изменение профиля тепловыделения, что изменяло профиль температуры в разряде. Рассчитанные профили температуры представлены на рисунке 3(а) для указанных выше условий разряда. Видно, что в присутствии пылевых частиц приращение температуры газа на оси разрядной трубки относительно температуры стенки разрядной трубки увеличивается на 50%, что может весьма существенно изменить силы, действующие на пылевые частицы в разряде, как будет видно из дальнейшего.

Рассмотрим силы, действующие на пылевые частицы в разряде. Результирующая сила является суммой трех составляющих: электрической силы, термофоретической силы и силы ионного увлечения $F(r) = F_e(r) + F_{th}(r) + F_i(r)$. Сила радиального электрического поля $F_e(r) = -Z_d(r)E_r(r)$, где $Z_d(r)$ – заряд пылевой частицы. Термофоретическая сила: $F_{th} = 4PLa^2(dT/dr)/T$, где P – давление газа, а L – длина свободного пробега в газе [5]. Сила ионного увлечения $F_i = m_d v_{di} u$, где m_d – масса

пылевой частицы, u – скорость потока ионов, v_{di} – скорость передачи импульса [6]. Сила ионного увлечения по величине меньше термофоретической и электрических сил, которые сравнимы по величине, в пределах области, занимаемой пылевыми частцами.

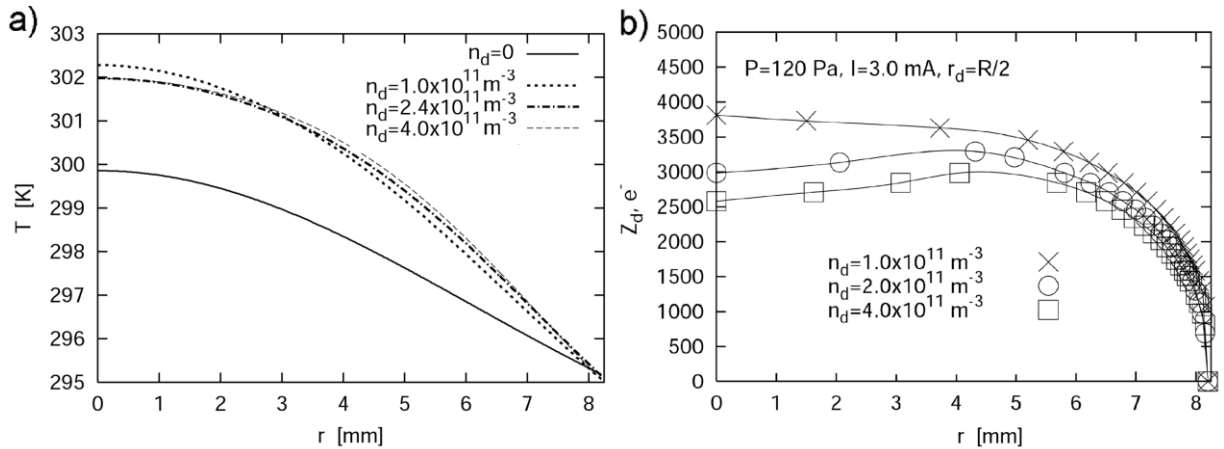


Рисунок 3. Радиальные распределения (а) температуры газа $T(r)$ и (б) заряда микрочастицы Z_d при различных концентрациях пылевых частиц n_d .

На рисунке 3(б) представлены радиальные профили заряда на пылевых частицах Z_d , при различных значениях концентраций микрочастиц n_d . Наблюдается, что при возрастании концентрации пылевых частиц и соответствующем перераспределении электронной концентрации в разряде пылевые частицы, расположенные вблизи границы пылевой структуры, приобретают более высокий заряд.

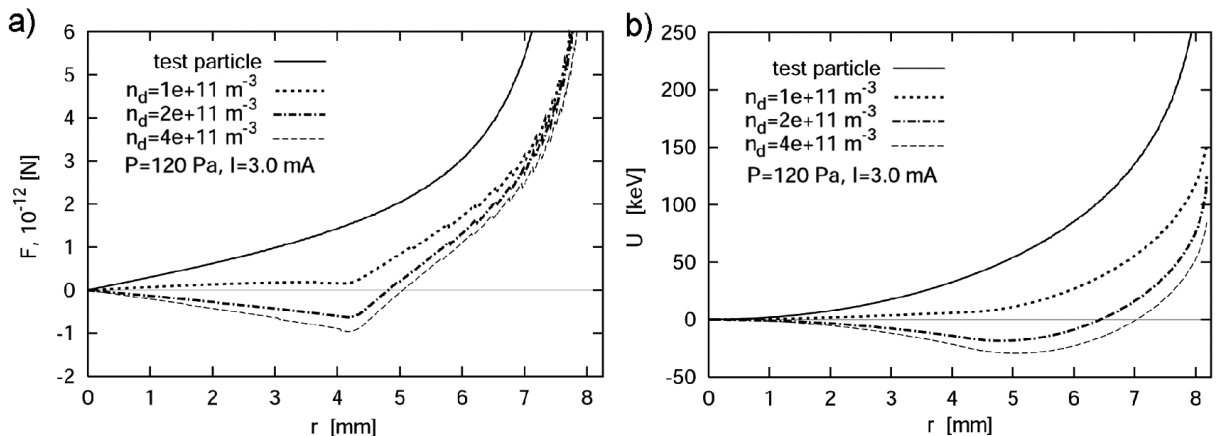


Рисунок 4. Радиальные распределения (а) результирующей силы $F(r)$, действующей на микрочастицы и (б) потенциальной энергии пылевой частицы $U(r)$ при различных концентрациях пылевых частиц n_d .

Радиальное распределение результирующей силы $F(r)$ для различных значений $n_d(r)$ представлено на рисунке 4(а). Здесь предполагалось, что пробная пылевая частица приобретает заряд $5 \times 10^3 e$, который не зависит от радиальной координаты частицы. В других случаях, представленных на рисунке 4(а), заряд пылевых частиц зависит от радиальной координаты, как показано на рисунке 3(б). Видно, что перераспределение электронов и соответствующая самоорганизация пылевых структур при высокой концентрации пылевых частиц приводит к появлению силы электрического поля, направленной от центра пылевой структуры к ее границе. Эта сила удерживает частицы

пыли в равновесии в радиальном направлении, ее величина возрастает с ростом концентрации пылевых частиц. Одновременно возрастает и величина силы электрического поля, действующая в направлении к оси разрядной трубки.

Отметим, что значение критической концентрации пылевых частиц в неоне имеет значение около 10^{11} м^{-3} , что выше, чем в воздухе при том же наборе параметров [7]. Результирующая сила, действующая на пылевую частицу в разряде, определяется по большей части, действием силы электрического поля. Можно сделать вывод, следовательно, что механизм радиального удержания пылевых частиц в разряде реализуется через самосогласованное влияние пылевых частиц на конфигурацию электрического поля разряда. Движение пылевой частицы в радиальном направлении определяется ее потенциальной энергией. Поскольку радиальные силы пропорциональны соответствующим градиентам, $F(r) = -dU/dr$, то полная потенциальная энергия пылевой частицы записывается как: $U_r = -\int_{0-R} [F_e(r) + F_{th}(r) + F_i(r)] dr$. На рисунке 4(b) представлена потенциальная энергия заряженной пылевой частицы как функция ее радиальной координаты.

Высокие значения потенциальной энергии пылевой частицы (порядка 100 кэВ) реализуются из-за высокой величины ее отрицательного заряда порядка нескольких тысяч элементарных зарядов и радиального электрического поля нескольких десятков вольт на сантиметр. Можно видеть, что возникающая дополнительная сила, приводит при увеличении концентрации пылевых частиц к смещению минимума потенциальной энергии пылевой частицы к стенке разрядной трубки. Это объясняет образование полых пылевых структур. Подобный эффект ранее наблюдался в воздухе [8], . Возможно, что возникновение силы направленной от оси разряда приводит к наблюдавшемуся ранее [9] увеличению плотности пылевых частиц вблизи внешней границы пылевой структуры в ВЧ разряде. Последний эффект может быть частично скомпенсирован более высоким зарядом пылевых частиц, находящихся вблизи наружной границы структуры, и, следовательно более высокой силой их кулоновского расталкивания.

Таким образом, показано, что основной вклад в радиальное удержание пылевых частиц в плазменной ловушке вносит сила самосогласованного электрического поля, которая при высокой плотности пылевых частиц может иметь инверсную направленность. При возрастании силы тока и, соответственно, тепловыделения в разряде, совместно действующие возрастающая термофоретическая и электрическая сила приводят к образованию внутренней границы пылевой структуры с плазмой и формированию полых цилиндрических пылевых структур.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №13-02-00641).

Литература

- [1]. Vasilyak L., Polyakov D., Shumova V. *Contrib. Plasma Phys.* 53(4-5) (2013) 432-435.
- [2]. Hagelaar G. J. M., Pitchford L.C. *Plasma Sour. Sci. Tech.* 14 (2005) 722.
- [3]. Pitchford L. C. and Boeuf J. P. SIGLO Data Base <http://www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr/>
- [4]. D'yachkov L. G. et al. *Phys. Plasmas* 14 (2007) 042102.
- [5]. Green H., Lane W. *Particulate clouds: dusts, smokes and mists*, London, 1964.
- [6]. Fortov V. E., Morfill G.E. *Complex and Dusty Plasmas. From Laboratory to Space*, CRC Press, Taylor&Francis Group, Boca Raton, 2009.
- [7]. Polyakov D.N., Vasilyak L.M., Shumova V.V., Fortov V.E. *Phys. Lett. A* 375(37) (2011) 3300.
- [8]. Balabanov V. V. et al. *J. Exp. Theor. Phys.* 92(1) (2001) 86.
- [9]. Rothermel H. et al. *Phys. Rev. Lett.* 89(17) (2002) 175001.

ВЕРОЯТНОСТНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ИОНОСФЕРЫ, ВОЗБУЖДЕННОЙ ВНЕШНИМ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Шестакова О. В.

Olay.sova@yandex.ru

Рассматривается асимптотическое разложение решения регулярно возмущенного уравнения Больцмана для неравновесной функции распределения заряженных частиц ионо-магнитосферы, возбужденной внешним высокочастотным электрическим полем. В качестве малого параметра используется отношение частоты столкновения заряженной частицы с заряженными частицами или нейтрами к рабочей частоте радиоимпульса.

Затем, используя полученную возмущенную функцию распределения заряженных частиц, рассчитан коэффициент продольной диэлектрической проницаемости.

Вычислен ток возмущения и тензор диэлектрической проницаемости ионо-магнитосферы, возбужденной внешним высокочастотным электрическим полем в бесстолкновительном пределе.

Рассчитано значение тензора диэлектрической проницаемости в предельном случае горячей и холодной плазмы.

Полученные выражения в предельных случаях горячей и холодной магнито-ионосферы необходимы при расчете спектров собственных колебаний однородной ионо-магнитосферы, помещенной в магнитное и высокочастотным электрическое поле.

О СТУПЕНЧАТОМ ПРОВАЛЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ ГЕЛИИ И АРГОНА ПРИ ИСКРОВОМ ПРОБОЕ ПРИ НАЛИЧИИ ОБЛУЧЕНИЯ ГАЗОВОГО ПРОМЕЖУТКА СВЕТОМ КОНДЕНСИРОВАННОЙ ИСКРЫ

Эфендиев А.З., Эфендиев К.А., Рамазанов А.А.

Дагестанский государственный университет, Россия, г. Махачкала.

Впервые наличие ступени было установлено Роговским [1], который предполагал что ступень в падении напряжения на искровом промежутке связан с возникновением в промежутке тлеющего разряда. Предположения Роговского экспериментально подтвердил Эфендиев А.З. в работ [2], путем синхронной работы осциллографа и эпографа (электронно-оптического преобразователя), когда лучи осциллографа и эпографа разварачивались одним и тем же импульсом напряжения. При этом эпограф фиксировал оптическую картину развития разряда в пространстве и времени, а осциллограф фиксировал изменения напряжения на искровом промежутке.

В этом отношении представляют интерес экспериментальные данные полученные в работе [2] в гелии и аргоне в режиме недонапряжения газового промежутка. В гелии длина промежутка менялась от 2 до 10мм, а давление 20 до 5176 мм.рт.ст.

При наличии мощного облучения светом искры, давлении в 20 мм.рт.ст. и длине промежутка $d=10\text{мм}$, начиная с напряжения $V_m=600\text{в}$ (V_m – минимальное напряжение пробоя при данной мощности и облучения), возникает тлеющий разряд, который горит до тех пор, пока не прекращается облучение. Такое положение имеет место до тех пор, пока напряжение на газовом промежутке меньше напряжения статического пробоя U_0 .

Когда напряжение $U>U_0$ возникает стационарный тлеющий разряд. Повышение давления до 90 мм.рт.ст. приводит к тому, что при подсвесе тлеющий разряд

возникает в пределах изменения напряжения $U_m=0,72$ кв. до $U_n=0,90$ кв., которое есть напряжение перехода тлеющего разряда в искровой. Когда напряжение на промежутке $U>U_n$ возникает искровой разряд с каналом, который на глаз окружен тлеющим разрядом. Возникший аномальный тлеющий разряд переходит в канальный разряд путем образования катодного пятна.

Для газового промежутка длиной $d=3$ мм в диапазоне давлений от 216 мм.рт.ст. до атмосферного без подсветки при статическом напряжении возникает тлеющий разряд, а с подсветкой возникает искровой разряд. Схематические виды осциллограмм даны на рис. 1а,б.

Если в газовом промежутке возникает тлеющий разряд за время $\Delta t = t_B - t_A$ (рис. 1а) (время $t_B - t_A$ для атмосферного давления и $d = 3$ мм равно 215 нс) напряжение на газовом промежутке резко не падает, а держится очень высоким в виде ступени ВС (рис.1а).

Если же газовый промежуток с горящим тлеющим разрядом облучить, то тлеющий разряд переходит в искровой разряд (рис.1б) с резким провалом напряжения на пробиваемом промежутке с момента, соответствующего точке С (рис. 1б). при этом длительность ступени резко уменьшается, т.е. уменьшается время горения тлеющего разряда.

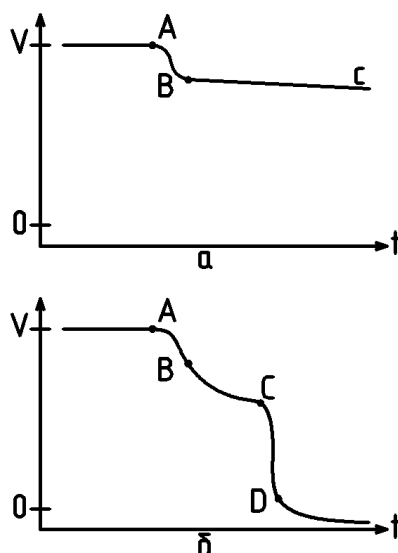


Рис. 1 а, б. Схематические виды осциллограмм пробоя, когда возникает тлеющий разряд (рис.1а), искровой разряд (рис. 1б), которому предшествует тлеющий разряд.

Приведенные выше экспериментальные данные нами объяснены на основе теории пробоя разработанной в работе [3], в которой нами показано, что кистевой многоканальный разряд является коронным разрядом в гелии, где резко неоднородного электрического поля, что необходимо для возникновения короны, создается положением неоднородного радиального поля положительного разряда в головке лавины E_r на однородное поле приложенное поле $E<E_0$ (промежуток недонапряжен). В суммарном неоднородном поле E_r+E возникает корона. В зависимости от величины приложенного поля могут возникнуть тлеющий, коронный, искровой разряды.

На рис. 2а,б приведены осциллограммы пробоя гелия. U_0 – статическое напряжение, U – напряжение пробоя.



$$d=3 \text{ мм}, P=759 \text{ мм.рт.ст}, U_0=1,25 \text{ кв.}, U=U_0$$



$$d=3 \text{ мм}, P=759 \text{ мм.рт.ст}, U_0=1,25 \text{ кв.}, U=U_0$$

Рис. 2а,б. Осциллограммы пробоя гелия. U_0 – статическое напряжение пробоя, U – напряжение пробоя.

Фото а (рис.2а) – осциллограмма типа, указанного на рис.1а, а фото б – типа (рис. 1б). Осциллограммы такого же типа, что и на рис 1а,б, мы получили также и при импульсном пробое гелия, но уже для газового промежутка длиной 10мм и давления $P=762$ мм.рт.ст.

В случае, изображенного на рис.2а, при приложении к газовому промежутку статического напряжения U_0 без подсветки возникает тлеющий разряд, из-за перераспределения напряжения в цепи, напряжения на промежутке падает до напряжения ступени $U_{ст}$. напряженность поля в горящем тлеющем разряде будет равна

$$E = \frac{U_{ст}}{d}$$

При облучении светом конденсированной искры в нем возникают электронные лавины. Поле положительных ионов в головке лавины E_r накладывается на приложенное однородное поле E вызывает искровой пробой, чему предшествует тлеющий разряд вплоть до аномального тлеющего разряда. Аномальный тлеющий разряд имеет возрастающую вольтамперную характеристику, что приводит к ускоренному формированию катодного пятна, что приводит к резкому падению напряжения на газовом промежутке и формированию искрового канала с высокой проводимостью. В данном случае механизм пробоя не является чисто стримерным.

Наши экспериментальные данные находятся в согласии данными приведенными в работе [4] по пробое инертных газов. В работе было установлено, что в инертных газах начальная стадия пробоя связана с последовательным возникновением нормального тлеющего разряда, переходящего в аномальный тлеющий разряд, где основную роль среди гамма процессов играет эмиссия электронов с катода под действием резонансного излучения.

При формировании канала искры в инертных газах, также как и в других газах, также как и в других газах большую роль играет возникновение ионизационных волн как описано в работе [5]. В ней образование пони- ионизационных волн в формирующемся канале искры объясняется неоднородной проводимостью канала, поле из области высокой проводимости вытесняется в область низкой проводимости, где и начинается ионизация, что подтверждается свечением головок каналов в наших опытах по электронно-оптическим исследованиям импульсного пробоя газов [6].

В наших экспериментах исследования пробоя аргона, когда газовый промежуток недонапряжен, производилась в интервале давлений от 16 – 5133 мм.рт.ст. при длинах промежутка от 1 до 10мм.

Условие облучения газового промежутка оставалась таким же, как и в случае гелия.

При давлении 18 мм.рт.ст. длина промежутка $d=5\text{мм}$ (статическое напряжение пробоя 0,545 кв.) облучение светом конденсированной искры вызывает возникновение стационарного тлеющего разряда. Если напряжение на промежутке меньше напряжения статического пробоя при тех же условиях возникает несамостоятельный разряд, который затухает после прекращения облучения. Тогда как при давлении 16 мм.рт.ст. и длине промежутка $d=10\text{мм}$ облучения вызывает возникновение искрового разряда, начиная напряжения U_m (U_m – минимальное напряжение пробоя), что объясняется тем, что число электронов в электронной лавине растет по закону $e^{\alpha d}$, где α – первый коэффициент Таунсенда. Следовательно растет число положительных ионов в головке лавины, создающих радиальное поле E_r , которое складываясь с приложенным полем E_0 вызывает искровой пробой.

Наши эксперименты [3] показали, что свечение искрового канала для напряжений пробоя близких или равных минимальному напряжению пробоя U_m при наличии облучения, имеет красноватый оттенок. С повышением напряжения пробоя канал светится белым светом, что объясняется с ростом суммарного поля E_r+E_0 .

Длительность горения тлеющего разряда в пробиваемом промежутке в аргоне гораздо меньше чем в гелии. В аргоне также как и в гелии нормальный тлеющий разряд переходит в аномальный, который переходит в дугу путем образования катодного пятна, что вызывает резкое падение напряжения на газовом промежутке.

Время формирования катодного пятна в аргоне гораздо меньше, чем в гелии из-за высокого статического напряжения пробоя, и большой массы атома аргона и роста катодного падения потенциала аномального тлеющего разряда с ростом тока разряда [7], что увеличивает энергию, которую накапливают ионы аргона в области катодного падения потенциала, что и ускоряет формирование катодного пятна.

На основе вышеизложенного о пробое недонапряженных газовых промежутков можно сделать следующее заключение:

1. В инертных газах в падении напряжения на пробиваемом газовом промежутке связано с возникновением различных форм тлеющего разряда вплоть до аномального.
2. Образование плазменных структур в пробиваемом газовом промежутке определяется недонапряжением, напряжением пробоя, давлением, длиной промежутка и внешним облучением светом искры.
3. Полученные экспериментальные данные возможно использовать для создания различных газоразрядных приборов, стабилизаторов напряжения, импульсных генераторов и т.д.

Литература

- [1] Rogowski R.W., Arch. Elektrotech., 20, 101, 1928
- [2] Эфендиев А.З., Докторская диссертация, Махачкала, 1967г.
- [3] Эфендиев А.З., Эфендиев К.А., Мехтиев Б.З., Рамазанов А.А. Исследование электрического пробоя недонапряженных промежутков при наличии облучения светом искры. Материалы VIII Всероссийской конференции ФЭ-2012, С.159-167.
- [4] Перминов А.В., Тренкин А.А. /ЖТФ, 2005г. Т.75. с.52/
- [5] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М., Наука, 1991г.
- [6] Эфендиев А.З., Эфендиев К.А. Электронно-оптические исследования импульсного пробоя газов. Материалы VII Всероссийской конференции ФЭ – 2012, с.159-167.
- [7] Н.А.Капцов. Радиофизическая электроника, издательство МГУ, 1960г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ГАЗОВ ПРИ НАЛИЧИИ ОБЛУЧЕНИЯ СВЕТОМ КОНДЕНСИРОВАННОЙ ИСКРЫ

Эфендиев А.З., Эфендиев К.А., Рамазанов А.А.

Дагестанский государственный университет, Махачкала.

Дагестанский государственный технический университет, Махачкала.

Введение

Исследование диэлектрической прочности различных газов, имеет значение как для решения вопроса о механизме пробоя газов, так и в высоковольтной технике, в которой газы используются в качестве изоляции.

Проведенные исследования показали, что:

а) Не наблюдается никакой связи между электрической прочностью газа и потенциалом ионизации его молекул и атомов, хотя по Таунсенду такая связь должна иметь место. [1,2]

б) Для разных газов, состоящих из однотипных молекул, можно проследить, что газы с большей поляризуемостью обладают и большей прочностью. [3]

в) Пробой газа определяется в основном величиной первого коэффициента Таунсенда α , а пробивная прочность - условиями роста этого коэффициента с возрастанием напряженности электрического поля.

Условие пробоя Гохберга ($\alpha = \text{const}$) равносильно требованию выполнения условия Ретера:

$$\alpha d = 17,7 + \ell n d$$

где d - длина газового промежутка.

В работах [1,2,3,4] длина газового промежутка равнялась $d = 1 \text{ см}$.

Вопрос учета влияния поляризуемости газа в существующих теориях пробоя остается открытым.

Теоретический анализ

Поляризация плазмы в головке лавины, достигшей критического усиления, учитывается в плазменной теории пробоя, разработанной в работах [5,6], согласно которым плазма в головке лавины поляризуется в электрическом поле. При этом поле поляризации внутри головки направлено против внешнего поля. Таким образом, поле внутри головки уменьшается, а поле перед головкой лавины и позади неё усиливается. Благодаря ослаблению поля внутри головки усиливается рекомбинация положительных ионов и электронов. Рекомбинационное излучение через фотоионизацию частиц газа создает электроны, которые путем образования новых электронных лавин, расширяют области занятые плазмой. Этот процесс повторяется до тех пор, пока плазма не замкнет электроды газового промежутка. Далее пробой завершается как по стримерной теории.

Следовательно вопросы о пробое газов и причинах, определяющих различную пробивную прочность разных газов, непосредственно связаны с условиями движения электронов в электрическом поле.

В работе [7] были определены скорости развития электронных лавин, при исследовании импульсного пробоя гелия, воздуха и элегаза (SF_6), пробивная прочность которых меняется в широких пределах, в зависимости от отношения напряженности поля E к давлению газа P (рис.1)

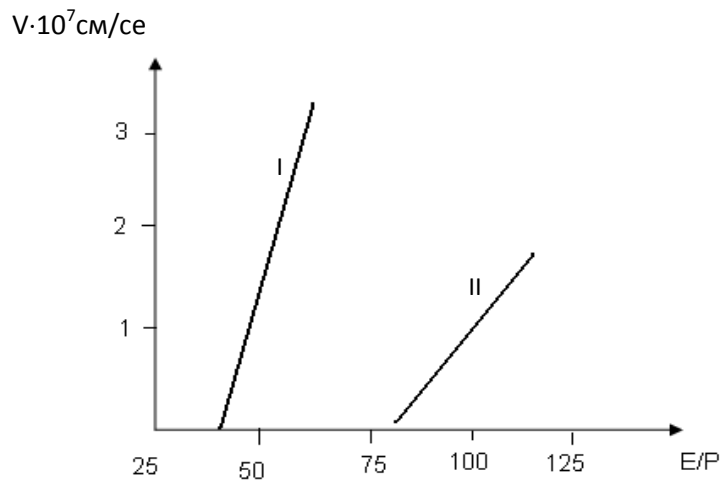


Рис.1. Зависимость между скоростью развития электронных лавин и отношением $\frac{E}{P}$:

I- воздух, $P = 760 \text{ тор}$, $d = 3 \text{ мм}$; $P = 381 \text{ тор}$, $d = 6 \text{ мм}$.

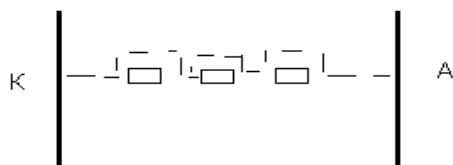
II- элегаз (SF_6), $P = 376 \text{ тор}$, $d = 4 \text{ мм}$, $d = 8 \text{ мм}$.

На основе данных на рис.1 были сделаны следующие выводы:

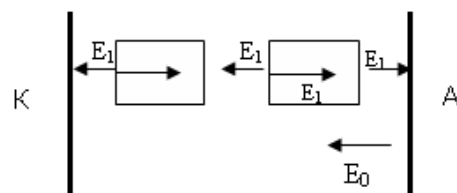
а) Скорость развития лавин электронов в воздухе и элегазе (SF_6) является в первом приближении линейной функцией отношения $\frac{E}{P}$ (в исследованном интервале $\frac{E}{P}$)

б) Скорость развития лавины электронов является функцией не только $\frac{E}{P}$, но и существенно зависит от природы газа.

В связи с обсуждением вопроса о зависимости напряжения пробоя от поляризуемости молекул газа, представляют интерес результаты экспериментальных исследований в работе [8]. В этой работе с целью изучения влияния капель дождя на механизм формирования молнии был исследован пробой воздушного промежутка в условиях созданного эффекта дождя между электродами. Фотоаппарат зафиксировал следующую картину пробоя (рис. 2а). При приложении импульса электрического поля капли жидкости поляризовались и приняли форму эллипсоидов вращения.



а.



б.

Рис.2: а) Картина пробоя газового промежутка при наличии в нем капель дистиллированной воды. Канал разряда изображен пунктирной линией;

б)- Поляризация капель воды в электрическом поле. E_0 - напряженность поля, приложенного к электродам. E_1 - поле поляризации капель воды.

Из данных рис. 2а видно, что канал разряда (пунктир) проходил от электродов до капель, между каплями по прямым линиям, но обходил капли по поверхности как показано на рис. 2а.

Из данных рис. 2б видно, что между электродами и ближайшими к ним каплями внешнее приложенное поле E_0 совпадает по направлению с полем поляризации. То же самое имеет место между каплями. Внутри капель внешнее приложенное поле направлено против поля поляризации, что ведет к уменьшению суммарного поля в капле, которое недостаточно для пробоя дистиллированной воды.

По мнению автора работы [8] развитие пробоя начинается в усиленном поле между электродами и ближайшими поляризованными каплями. Далее разряд развивается по поверхности капель, так как пробивная прочность поверхностного пробоя капли на границе воды и воздуха гораздо меньше, чем та же величина для дистиллированной воды.

Таким образом, этот факт также подтверждает, что поляризация капель играет определенную роль в явлении электрического пробоя газов.

Переходя к пробоем газов, автор в работе [8] отмечает, что молекулы поляризуются под воздействием электрического поля приложенного к газовому промежутку. Вектор поляризации устанавливается по полю, а тепловое движение стремится нарушить этот порядок.

Пусть трубка, образованная силовыми линиями однородного электрического поля, заполнена поляризованными молекулами (рис. 3)

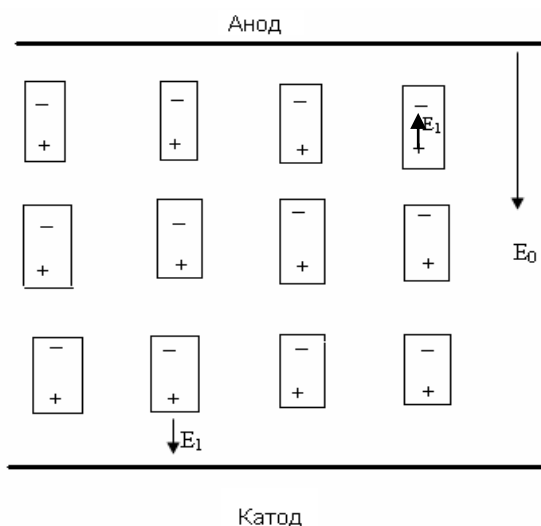


Рис. 3. Перераспределение поля в газовом промежутке из-за поляризации молекул.

В этом случае электрическое поле усиливается у электродов, а также между молекулярными плоскостями и становится $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1$. В молекулярных плоскостях поле уменьшается и равно $\vec{E}' = \vec{E}_0 - \vec{E}_1$. Упорядоченное расположение молекул как показано на рис.3, может существовать кратковременно из-за теплового движения

молекул. За это короткое время может произойти разряд с образованием катодных и анодных пятен.

Подобные молекулярные трубки могут образовываться и разрушаться в большом количестве, что по нашему мнению, может привести к микроструктуре искровых каналов, как было установлено в работе [9].

В работе [9] было установлено, что искровой канал диаметром 0,1-0,4 мм представляет собой совокупность большого числа (100-1000) микроканалов диаметром $5 \div 10 \cdot 10^{-6}$ м равномерно распределенных по сечению канала. По мнению авторов работы [9] микроканалы возникают из-за неустойчивости фронта ионизации. По нашему мнению, одной из причин неустойчивости фронта ионизации могут служить микрополя поляризации молекул.

В работе [10] было проведено экспериментальное исследование поверхностной электрической прочности сегнетоэлектриков и предложена теория пробоя. Экспериментально было установлено, что напряжение пробоя сегнетоэлектриков (пробивная прочность) больше в случае, когда вектор поляризации образца параллелен вектору внешнего приложенного поля E_0 , чем в случае, когда эти векторы антипараллельны. В работе дано объяснение этому явлению. В первом случае поляризация образца усиливается, электроны закреплены полем поляризации, что требует дополнительных затрат энергии и следовательно повышения напряжения пробоя, а во втором случае происходит реполяризация образца, электроны на короткое время освобождаются от поля поляризации и за это время происходит пробой при меньших напряжениях. Этот эффект может быть использован для создания импульсных генераторов.

Все вышеизложенное свидетельствует о том, что поляризация влияет не только на пробой газов, но и на электрический пробой жидких и твердых диэлектриков.

Литература

- [1]. Гохберг Б.М. // Известия АН СССР, серия физика, 1946, том 4, с. 425-430.
- [2]. Гохберг Б.М., Гликина М.В. и Бонч-Бруевич А.М. // ЖТФ, 1940, 10, 171.
- [3]. Гохберг Б.М., Зандберг Э.Л. // ЖТФ, 1942, 12, 65.
- [4]. Гохберг Б.М., Зандберг Э.Л. // ДАН СССР, 1946, 53, 511.
- [5]. Омаров О.А., Рухадзе А.А. // ЖТФ 1980, т. 50, с. 536-539.
- [6]. Омаров О.А., Рухадзе А.А., Шнеерсон Г.А. // ЖТФ, 1979, т.49, с. 1997-2000.
- [7]. Гохберг Б.М., Стекольников И.С., Эфендиев А.З. // ДАН СССР, 1952, Том. LXXXVII, № 1, физика, с. 29-32.
- [8]. Эфендиев К.А. К вопросу каналирования разрядов. // Материалы V Всероссийской конференцией ФЭ-2008, Махачкала, изд. ДГУ, 2008, с. 158-161.
- [9]. Перминов А.В., Тренкин А.А. // ЖТФ, 2005, т. 75, с. 52-55.
- [10]. Мейланов Р.П., Садыков С.А., Эфендиев А.З. // ЖТФ, 1984, вып.4, с. 790-795.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ГАЗА ПРИ ДАВЛЕНИЯХ БЛИЗКИХ К АТМОСФЕРНОМУ

Юнусов А.М.

Дагестанский государственный университет, Дзержинского 12 а, Махачкала, Россия

Представлены результаты исследования влияния сильного магнитного поля на временные характеристики электрического пробоя азота в режиме недонапряжения при интенсивной УФ предионизации. Дается объяснение полученным экспериментальным данным.

Магнитное поле при определенных условиях ($\omega\tau \geq 1$, где ω -циклотронная частота вращения электрона, τ - среднее время столкновения электрона с атомами и молекулами газа) вызывает анизотропию ионизованного газа, что позволяет использовать магнитное поле как диагностическое средство для получения информации о вкладе различных процессов в формировании пробоя и установлению механизма процесса.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования влияния сильного поперечного магнитного поля на временные характеристики пробоя азота, при наличии интенсивного УФ облучения, когда напряжение на промежутке меньше статического пробивного напряжения.

Измерения проводились на импульсной магнитной установке. Магнитное поле создавалось разрядом батареи конденсаторов на соленоид типа Гельмгольца [1], который в небольшом объеме дает практически однородное магнитное поле. Соленоид Гельмгольца представлял собой цельноточенную спираль из бериллиевой бронзы (рис. 1). Параметры соленоида представлены в таблице 1.

Таблица 1.

Внешний диаметр, мм	Внутренний диаметр, мм	Толщина витка, мм	Толщина изоляции, мм	Число витков n	Длительность полупериода τ , мкс	Напряженность магнитного поля H, кЭ
60	20	1,5	1	16	100	200

При изготовлении соленоида было обращено внимание на механические напряжения: аксиальное – сжимающее соленоид и радиальное – стремящееся разорвать ее. Приближенная оценка возникающих сил сделана с помощью формулы

$$P = \frac{H^2}{8\pi} \cdot 10^{-6} \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}.$$

Предел упругости бериллиевой бронзы $(7-8) \cdot 10^3 \text{ кг/см}^2$.

Так как при наличии прочной поддержки предел упругости возрастает, соленоид помещался в цилиндрический кожух из нержавеющей стали и с торцов его стягивали массивные фланцы (рис. 2). В центральной части соленоида были просверлены два отверстия диаметром 2 см перпендикулярно оси, в которую вставлялась разрядная камера.

Разрядная камера состояла из кварцевой трубки диаметром 2 см, внутри которой по центру располагались электроды формы электродов Роговского, для инициирования пробоя служил подсвет, который находился вне разрядной камеры.

Измерение напряженности магнитного поля, проводилось индукционным методом с точностью до 10%.

Значение напряженности магнитного поля, при котором происходил пробой, фиксировалось всплеском напряжения на синусоиде изменения напряженности

магнитного поля со временем. Блок синхронизации обеспечивал пробой промежутка в момент максимума магнитного поля.

В условиях эксперимента длительность полупериода напряженности синусоидального магнитного поля составляло около 100 мкс, что значительно больше времени развития искрового разряда. Это позволяет считать напряженность магнитного поля в течении формирования пробоя практически постоянной.

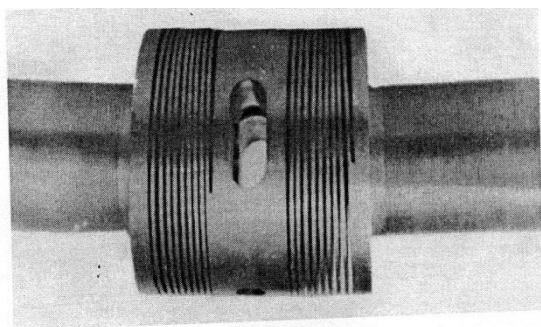


Рис. 1.

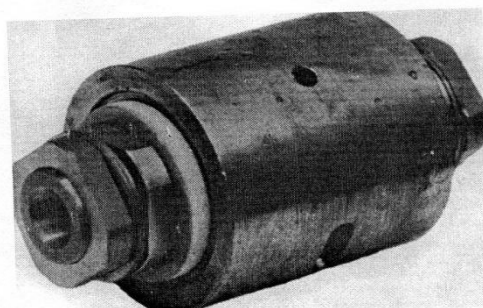


Рис. 2.

Длительность стадии формирования пробоя в зависимости от напряженности магнитного поля

Азот (N_2 – 99,8%; O_2 – 0,2%). Electrodes, формы электродов Роговского из нержавеющей стали, расстояние между электродами $d=1$ мм.

Энергия подсвета 1,3 Дж.

Результаты эксперимента представлены в таблице 2. На рис.3 представлена типичная осциллограмма пробоя азота.

Как видно из таблицы 2, длительность стадии формирования пробоя не зависит от величины магнитного поля до значений $H=H_{кр}$, для значений магнитного поля $H>H_{кр}$ длительность стадии формирования пробоя увеличивается с ростом напряженности магнитного поля. Величина $H_{кр}$ уменьшается с уменьшением давления, что не противоречит условию заметного влияния магнитного поля на разряд $r \leq \lambda$, где r - радиус ларморовой орбиты, λ - длина свободного пробега электрона.

Таблица 2.

Давление, Торр	Статическое напряжение пробоя $u_{ст}, В$	Напряжение пробоя $u_{пр}, В$	Недона пряжения, %	$E/p,$ $В/см \cdot Т$ орр	$E/N \cdot 10^{16},$ $В \cdot см^2$	Напряженность магнитного поля H , кЭ	Длительность стадии формирования пробоя τ , нс
380	2900	2600	10,3	68	18	0	160
						30	160
						50	210
						80	270
						140	320
						200	360
570	3800	3400	10,5	60	16	0	180
						30	180
						50	220
						80	280
						140	340
						200	390
760	4600	4200	8,7	55	14	0	200
						30	200
						50	200
						80	290
						140	360
						200	420
950	5500	4900	10,9	51	13	0	220
						30	220
						50	220
						80	300

						140	370
						200	440

По-нашему мнению, рост длительности формирования пробоя в магнитном поле связано с уменьшением дрейфовой скорости электронов, а также с уменьшением первого ионизационного коэффициента Таунсенда. В условиях постановки эксперимента (недонапряжение до 10%, интенсивное УФ облучение) наиболее вероятен следующий механизм пробоя: под действием мощного облучения происходит генерация большого числа электронных лавин, которые создают пространственный заряд у анода, в дальнейшем образуется стример, замыкающий разрядный промежуток в суммарном поле электродов и положительного пространственного заряда. Длительность стадии формирования пробоя определяется в основном временем формирования критического пространственного заряда, так как время развития стримера на порядок меньше.

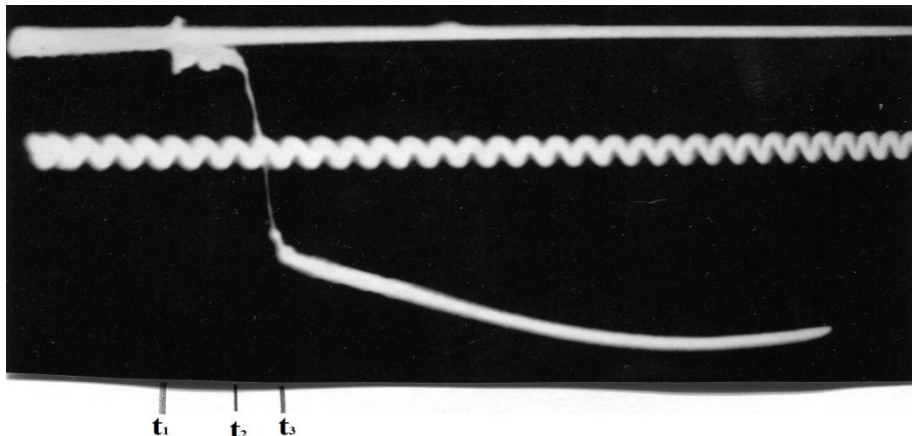


Рис. 3. Типичная осциллограмма пробоя. Частота генератора 10 МГц. t_2-t_1 - длительность стадии формирования; t_3-t_1 - длительность стадии коммутации.

В поперечном магнитном поле коэффициент α уменьшается вследствие того, что происходит уменьшение вероятности ионизации из-за уменьшения длины свободного пробега и соответственно энергии электронов, которая превалирует над фактором роста числа столкновений. В условиях недонапряжения это наиболее вероятно.

В поперечном магнитном поле уменьшается подвижность электронов

$$\mu_B = \frac{\mu}{1 + \mu^2 B^2}, \text{ где } \mu_B - \text{ подвижность электронов в магнитном поле,}$$

$\mu = \frac{1}{2} \frac{e\lambda}{mv}$ – подвижность электронов при $B=0$; B -индукция магнитного поля; e и m – заряд и масса электрона, v – средняя тепловая скорость электронов.

В условиях постановки эксперимента $E/p=51-68$ В/см Торр, можно положить $\lambda=3,85 \cdot 10^{-4}/760$ м [2], $v=1,2 \cdot 10^6$ м/с [3], магнитное поле напряженностью 200 кЭ уменьшает подвижность электронов на $\approx 10\%$. В магнитном поле уменьшается длительность стадии коммутации. Так например, при $p=760$ Торр, $d=1$ мм, $H=0$ длительность стадии коммутации составляет 80 нс, и 40 нс при $H=200$ кЭ.

Процессы ионизации и возбуждения на стадии коммутации распределены в разрядном промежутке неравномерно. Наиболее интенсивно эти процессы протекают в области катодного пятна, где существует сильное электрическое поле. Поперечное

магнитное поле увеличивает число столкновений электронов с атомами и молекулами газа, в том числе и ионизационных, что приводит к уменьшению длительности стадии коммутации.

Таким образом, электрический пробой азота в режиме недонапряжения в поперечном магнитном поле в условиях интенсивной УФ предионизации, при давлениях близких к атмосферному, характеризуется ростом длительности стадии формирования, резким спадом напряжения на стадии коммутации, и уменьшением ее длительности.

Литература

- [1] Карасик В.Р. Физика и техника сильных магнитных полей. – М.: Наука, 1964. С. 347.
- [2] Левитский С.М. Сборник задач и расчетов по физической электронике. – Киев. ККТ №5. 1964. С. 212.
- [3] Физические величины. Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 1228.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛОТНОЙ ПЛАЗМОЙ НАНОСЕКУНДНЫХ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ

Ашурбеков Н.А., Абдурагимов Э.И., Раджабова Ф.М., Экперова Н.С.

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала

В последние годы активно исследуются процессы взаимодействия когерентного оптического излучения с плотной резонансно поглощающей средой [1-5]. Это, прежде всего, связано с возможностью существования спонтанной когерентности в такой среде и ее влиянием на целый ряд явлений в лазерной физике. Для создания протяженной оптически плотной резонансно поглощающей среды с успехом можно использовать коаксиальные плазменные волноводы в условиях формирования и распространения высокоскоростных волн ионизации (ВВИ), в которых удастся создать значительные плотности возбужденных атомов [6]. Обилие и разнообразие физических процессов, возможность управляемого изменения плотности и неоднородное пространственное распределение заряженных и возбужденных частиц в плазменных волноводах позволяет детально исследовать наиболее типичные процессы взаимодействия когерентного излучения, с оптически плотной резонансно поглощающей средой. Особенностью плазмы таких разрядов является генерация высокоэнергетичных электронов на фронте высокоскоростной волны ионизации и возможность получения в них метастабильных атомов с плотностью, сопоставимой с плотностью электронов плазмы. Плотность метастабильных атомов инертных газов в продольных наносекундных разрядах при давлениях газа несколько десятков Тор может достигать величин порядка 10^{14} см^{-3} . При взаимодействии с такой средой лазерного излучения наносекундной длительности могут проявиться принципиально новые лазерно-индуцированные эффекты, обусловленные как нелинейными свойствами, так и коллективными эффектами с участием метастабильных состояний атомов.

В экспериментальных исследованиях, выполненных в [6], показано формирование вблизи узких резонансов спектров пропускания дисперсионного вида в плазме наносекундных разрядов в неоне (Рис.1.).

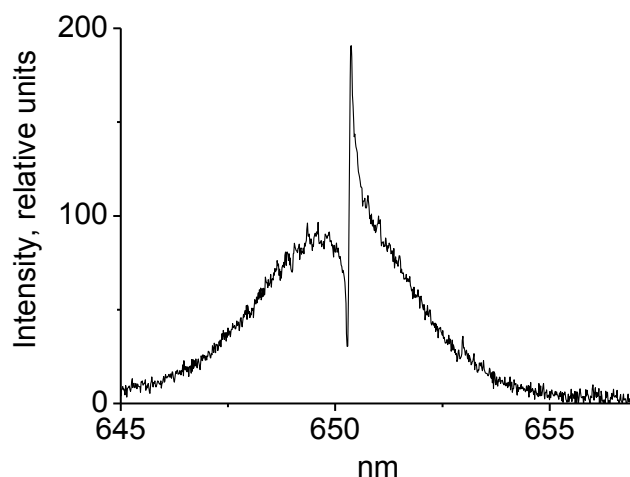


Рис.1. Характерный вид нестационарного спектра пропускания наносекундного разряда в неоне вблизи спектральной линии поглощения NeI с длиной волны 650.6 нм для случая зондирования цилиндрического плазменного столба широкополосным лазерным излучением под небольшим углом к оси разрядной трубки.

Одним из возможных механизмов формирования спектров пропускания дисперсионного вида являются нелинейные механизмы взаимодействия оптического излучения с плазмой в области аномальной дисперсии. Теоретически влияние нестационарных когерентных эффектов и резонансное самовоздействие на характеристики лазерного пучка можно исследовать на основе анализа системы уравнений Максвелла-Блоха, которая в безразмерной системе имеет вид [7]:

$$2i \left(\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} \right) + \nabla_{\perp}^2 E - v^2 \rho^2 E = gP, \quad (1)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\gamma [D - 1 + i(E^* P - EP^*)], \quad (2)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -(\Gamma + i\Delta)P - \frac{i}{2} \Gamma D E, \quad (3)$$

где g – линейное поглощение на единичной длине, $\nabla_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}$ – поперечный оператор Лапласа, γ, Γ – скорости релаксации заселенности и затухания поляризации соответственно, $D(z, \rho, t)$ – разность заселенностей, нормированная на ее величину в отсутствие насыщения, $E(z, \rho, t), P(z, \rho, t)$ – медленно меняющиеся амплитуды электрического поля и поляризации соответственно, Δ – отстройка несущей частоты от частоты атомного перехода. Единица амплитуды поля соответствует уровню насыщения $D = 0.5$. Продольная координата z измеряется в единицах дифракционной длины, поперечная координата r нормирована на характерный радиус пучка a .

В работе [7] уравнения (1)-(3) решены при начальных условиях, соответствующих задаче Коши:

$$\begin{aligned} E(z=0, \rho, \varphi, t) &= E^0(\rho, \varphi, t), \quad E(z, \rho, \varphi, t=0) = 0, \\ D(z, \rho, \varphi, t=0) &= 1, \quad P(z, \rho, \varphi, t=0) = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

для случая, когда частота лазерного пучка на входе в среду гармонически модулировалась по времени: $\omega = \omega_0 + \omega_1 \sin \Omega t$, где ω_0 – несущая лазерная частота, ω_1 – амплитуда модуляции частоты, Ω – частота модуляции и начальная амплитуда входного поля бралась в виде:

$$E^0(\rho, \varphi, t) = E_0 \exp\left(-\frac{\rho^2}{2a^2}\right) \cdot \exp\left(i \frac{\omega_1}{\Omega} \cos \Omega t\right). \quad (5)$$

В настоящем докладе представлены результаты разработки алгоритма и численного моделирования системы уравнений Максвелла-Блоха (1)-(4) для различных начальных условий в точном резонансе и вблизи резонанса.

Для решения задачи (1)-(4) для нелинейной системы (1)-(3) использована неявная разностная схема второго порядка.

На этой сетке введены сеточные функции:

$$E_{n,k,i} \approx E(z_k, \rho_i, t_n), \quad P_{n,k,i} \approx P(z_k, \rho_i, t_n), \quad D_{n,k,i} \approx D(z_k, \rho_i, t_n).$$

Обозначим C_{nkl}, F_{nkl} – зависящие от z и t коэффициенты моды Гаусса-Лагерра для поля E и поляризации P соответственно. Они вычисляются по формулам:

$$C_{nkl} = \sum_{i=0}^{L+1} \phi_l(\rho_i) E_{nki} \lambda_i \Delta \varphi, \quad (6)$$

$$F_{nkl} = \sum_{i=0}^{L+1} \phi_l(\rho_i) P_{nki} \lambda_i \Delta \varphi, \quad (7)$$

где $\phi_l(\rho) = L_l^0(v\rho^2)\exp\left(-\frac{v\rho^2}{2}\right)\frac{1}{\sqrt{2\pi}}$, $L_l^0(x)$ – полином Лагерра степени l ,

$$\lambda_i = \left[\sum_{l=0}^L |\phi_l(\rho_i)|^2 \right]^{-1}, \Delta\varphi = 2\pi \quad (8)$$

Таким образом, дискретные значения поля E_{nki} и поляризации P_{nki} заменяются на дискретные значения коэффициентов в разложении по модам Гаусса-Лагерра C_{nkl} (для поля) и F_{nkl} (для поляризации) в соответствии с формулами (6), (7). Далее решается волновое уравнение Максвелла (1) на основе разностной схемы.

В работе приведен алгоритм решения исходной системы уравнений, а также результаты численного моделирования для условий, близких к условиям эксперимента [6].

Дан анализ возможной роли нелинейных когерентных эффектов в формировании спектров пропускания плазменного столба дисперсионного вида.

Работа выполнена при финансовой поддержке проектной части госзадания Минобрнауки России в научной деятельности, проект 3.1262.2014К.

Литература

- [1].Баев В.М. Автомодуляция интенсивности излучения широкополосного лазера при наличии в резонаторе сильных линий поглощения // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 10. С. 416-418.
 - [2].Багаев С.Н., Егоров В.С., Морoshкин П.В., Федоров А.Н., Чехонин И.А. Усиление и генерация в двухуровневых оптически плотных резонансных средах без инверсии заселенностей на основе кооперативных явлений при взаимодействии света и вещества // Оптика и спектроскопия. 1999. Т. 86. № 6. С. 912-917.
 - [3].Prasad S., Glauber R.J. Polarium model: Coherent radiation by a resonant medium // Phys. Rev. A. 2000. V. 61. P. 063814-063820.
 - [4].Egorov V.S., Lebedev V.N., Mekhov I.B., Moroshkin P.V., Chekhonin I.A., Bagayev S.N. Coherent interaction of laser pulses in a resonant optically dense extended medium under the regime of strong field –matter coupling. // Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics. 2004. V. 69. № 3. P. 033804-1-12.
 - [5].Bagayev S.N., Egorov V.S., Mekhov I.B., Moroshkin P.V., Chekhonin I.A., Davliatchine E.M., Kindel E. Resonant nonstationary amplification of polychromatic laser pulses and conical emission in an optically dense ensemble of neon metastable atoms.//Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics. 2003. V. 68. P. 043812.
 - [6].Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Shakhsinov G.Sh., Ramazanov A.R. Non-stationary optical transmission spectra of inhomogeneous plasma of nanosecond electrical discharges near narrow spectral absorption lines. Plasma Physics and Technology, 1 (3), 2014, p. 124-126.
- Пластун И.Л., Дербов В.Л. Исследование влияния нестационарных когерентных эффектов и резонансного самовоздействия на характеристики лазерного пучка, модулированного по частоте.//Компьютерная оптика. 2009. Т.33, №3. С. 233-239.

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ БЛИЖАЙШИХ И СЛЕДУЮЩИХ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ

А.К. Муртазаев^{1,2}, М.К. Рамазанов¹, М.К. Бадиев¹, Д.Р. Курбанова¹

¹Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук
367003, ул. М. Ярагского 94, Махачкала, Республика Дагестан, Россия

²Дагестанский государственный университет 367025, Махачкала, Республика
Дагестан, Россия

e-mail: m_zagir@mail.ru

Для количественного описания фазовых переходов (ФП) и критических явлений (КЯ) в современной физике конденсированного состояния используются различные решеточные модели. Следует отметить, что с помощью теоретических методов на простых решеточных моделях удалось точно решить лишь очень ограниченное количество задач. Одним из таких моделей является двумерная модель Изинга. Модель Изинга с взаимодействиями ближайших соседей хорошо исследована различными методами и подходами [1-4]. Однако учет антиферромагнитных взаимодействий вторых ближайших соседей в классической двумерной модели Изинга сопровождается вырождением основного состояния и появлением различных фаз и фазовых переходов, кроме того, учет взаимодействия следующих ближайших соседей может также влиять на критическое поведение модели, в частности появляются различные аномалии критических свойств [5].

При нулевой температуре рассматриваемая модель имеет два упорядоченных состояний в зависимости от степени фрустраций. Ферромагнитная фаза, когда $0 \leq r < 0.5$ и суперантиферромагнитная, когда $r > 0.5$, $r = J_2 / J_1$, где J_1 и J_2 — константы обменного взаимодействия ближайших и следующих ближайших соседей соответственно. Но все же, сценарий, непрерывного фазового перехода, был под вопросом, после расчетов теорией среднего поля, который показал фазовый переход первого рода [6].

В настоящей работе нами предпринята попытка по возможности с максимальной точностью, с соблюдением единой методики, использованием надежной и проверенной схемы, на основе репличного алгоритма метода Монте-Карло изучить критическое поведение и вычислить набор статических критических индексов для антиферромагнитной модели Изинга на квадратной решетке с учетом взаимодействий вторых ближайших соседей в интервале значений $0.8 \leq r \leq 1$.

Антиферромагнитная модель Изинга на квадратной решетке с учетом взаимодействий вторых ближайших соседей описывается следующим гамильтонианом [7].

$$H = -J_1 \sum_{\langle ij \rangle} (S_i \cdot S_j) - J_2 \sum_{\langle iil \rangle} (S_i \cdot S_l) \quad (1)$$

где $S = \pm 1$ — изинговский спин. Первый член в формуле (1) учитывает обменное взаимодействие ближайших соседей ($J_1 < 0$), а второй — следующих ближайших соседей ($J_2 < 0$). В отсутствие магнитного поля основное состояние для ферромагнитной ($J_1 > 0$) и антиферромагнитной ($J_1 < 0$) моделей эквивалентно. Рассмотрим только антиферромагнитный случай. В этой модели при учете антиферромагнитных взаимодействий следующих ближайших соседей возникают эффекты фрустрации.

Строго и последовательно на основе микроскопических гамильтонианов такие системы могут быть изучены методами Монте-Карло [8-11], но обычные методы Монте-Карло плохо справляются с решением этих проблем. Поэтому в данном

исследовании использован высокоэффективный репличный обменный алгоритм метода Монте-Карло [12].

К настоящему моменту времени репличные алгоритмы метода Монте-Карло и теория конечно-размерного скейлинга стали основными инструментами исследования критических свойств столь сложных систем.

Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями и линейными размерами $L \times L = N$, $L = 20 \div 150$. Для вывода системы в состояние термодинамического равновесия отсекался неравновесный участок длиной $\tau_0 = 4 \times 10^5$ МК-шагов/спин, что в несколько раз больше длины неравновесного участка. Усреднение термодинамических параметров проводилось вдоль марковской цепи длиной до $\tau = 100\tau_0$ МК-шагов/спин.

Для наблюдения за температурным ходом теплоемкости и восприимчивости использованы выражения [13]

$$C = (NK^2) \left(\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2 \right), \quad (2)$$

$$\chi = \begin{cases} (NK) \left(\langle m^2 \rangle - \langle |m| \rangle^2 \right), & T < T_N \\ (NK) \langle m^2 \rangle, & T \geq T_N \end{cases} \quad (3)$$

где $K = |J|/k_B T$, N – число частиц, U – внутренняя энергия, m – параметр порядка.

Параметр порядка системы m вычислялся, используя выражения [14]:

$$m_\lambda = \frac{4}{N} \sum_{i \in \lambda} S_i, \quad \text{где } \lambda = 1, 2, 3, 4, \quad (4)$$

$$m^a = [m_1 + m_2 - (m_3 + m_4)]/4, \quad (5)$$

$$m^b = [m_1 + m_4 - (m_2 + m_3)]/4, \quad (6)$$

$$m = \sqrt{(m^a)^2 + (m^b)^2}. \quad (7)$$

где m_1, m_2, m_3, m_4 – параметр порядка по подрешеткам.

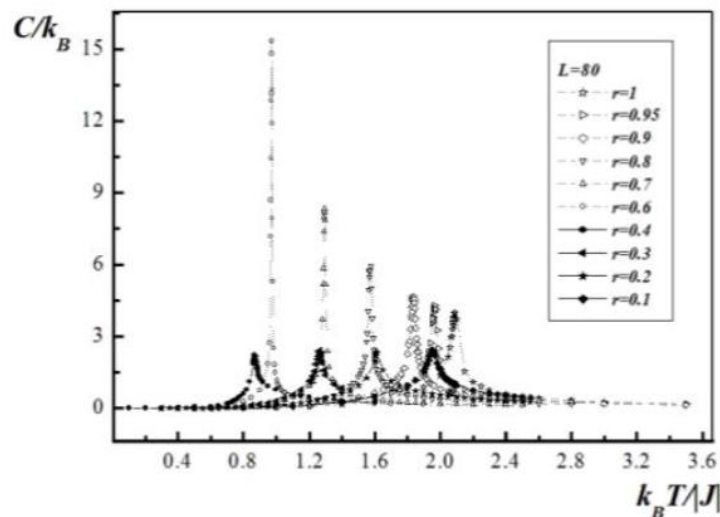


Рис 1. Зависимость теплоемкости C/k_B от температуры $k_B T/|J|$ для различных r

На рис. 1 представлены температурные зависимости теплоемкости, полученные при $L=80$ для различных значений $0.1 \geq r \geq 1$ (здесь и далее статистическая погрешность не превышает размеров символ, использованных для построения зависимостей). На графике мы видим резкие скачки теплоемкости в области критической температуры.

Наблюдаем, что скачки смещаются в сторону низких температур когда $1 \geq r \geq 0.6$ и в сторону более высоких температур когда $0.4 \geq r \geq 0.1$. Отметим также, что все эти смещения происходят с ростом абсолютных значений теплоемкости.

Для определения критических температур T_N , нами использовался метод кумулянтов Биндера U_L четвертого порядка, который имеет вид [15]:

$$U_L = 1 - \frac{\langle m^4 \rangle_L}{3 \langle m^2 \rangle_L^2}, \quad (8)$$

где U_L – кумулянт по намагниченности. Согласно теории конечно-размерного скейлинга точка пересечения всех кривых $U_L(T)$ является критической точкой.

Выражения (8) позволяет определить критическую температуру T_C с большой точностью.

Для расчета статических критических индексов теплоемкости α , восприимчивости χ , намагниченности β , и радиуса корреляции ν , применялись соотношения теории конечно-размерного скейлинга. Из теории КРС следует, что в системе с размерами $L \times L \times L$ при $T=T_N$ и достаточно больших L выполняются следующие выражения [23]:

$$m \sim L^{-\beta/\nu}, \quad (9)$$

$$\chi \sim L^{\gamma/\nu}, \quad (10)$$

$$V_n \sim L^{1/\nu} g_{V_n}, \quad (11)$$

где g_{V_n} -некоторая постоянная, а в качестве V_n могут выступать:

$$V_n = \frac{\langle m^n E \rangle}{\langle m^n \rangle} - \langle E \rangle, \quad (n=1,2,3,4), \quad (12)$$

Эти выражения были нами использованы для определения β , γ , ν . Для аппроксимации температурной зависимости теплоемкости от L использовалось выражение [23]:

$$C_{\max}(L) = A_1 - A_2 L^{\alpha/\nu}, \quad (13)$$

где A_1 и A_2 - некоторые коэффициенты.

На рис.4 в двойном логарифмическом масштабе представлены характерные зависимости параметров V_i при $i=1, 2, 3$ от линейных размеров решетки L . Как видно из рисунка все точки на графиках в пределах погрешности хорошо ложатся на прямую.

Зависимости на рисунке, проведенные в соответствии с методом наименьших квадратов, параллельны друг другу. Угол наклона прямой определяет значения $1/\nu$. Вычисленное таким образом значение ν использовалось для определения критических индексов теплоемкости α , восприимчивости γ и параметра порядка β .

На рис. 5 в двойном логарифмическом масштабе представлена характерная зависимость магнитного параметра порядка m от линейных размеров решетки L при $r=0.8$. Отметим, что наблюдается линейная зависимость, все точки в пределах погрешности ложатся на прямую. Угол наклона этой прямой определяет значения β/ν . По этой схеме, используя значения теплоемкости и восприимчивости, определены значения α/ν , γ/ν . Имея данные по ν , вычислялись все основные статические магнитные и киральные критические индексы α , β , γ . Эта процедура использовалась для расчета индексов при значениях $r=1$; 0.95; 0.9; 0.8. Все значения статических критических индексов, полученные таким образом представлены в таблице 1.

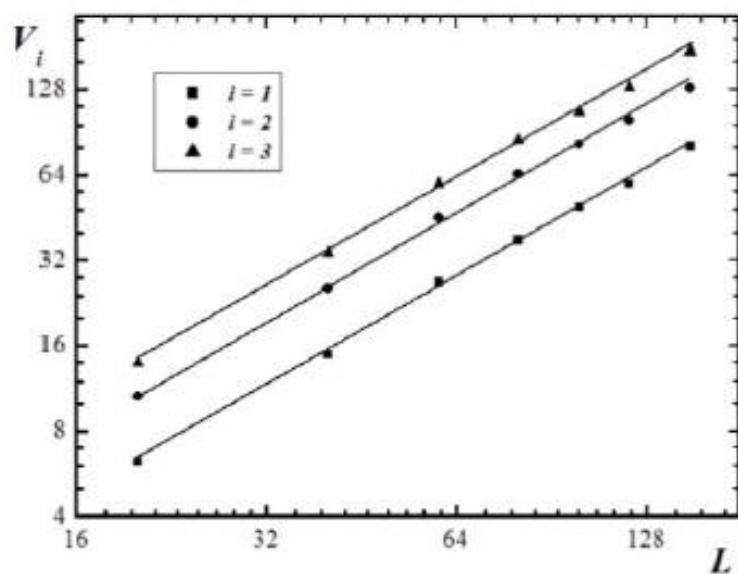


Рис. 4. Зависимость параметра V_i от линейных размеров системы L для $r = 0.8$ при $T = T_N$

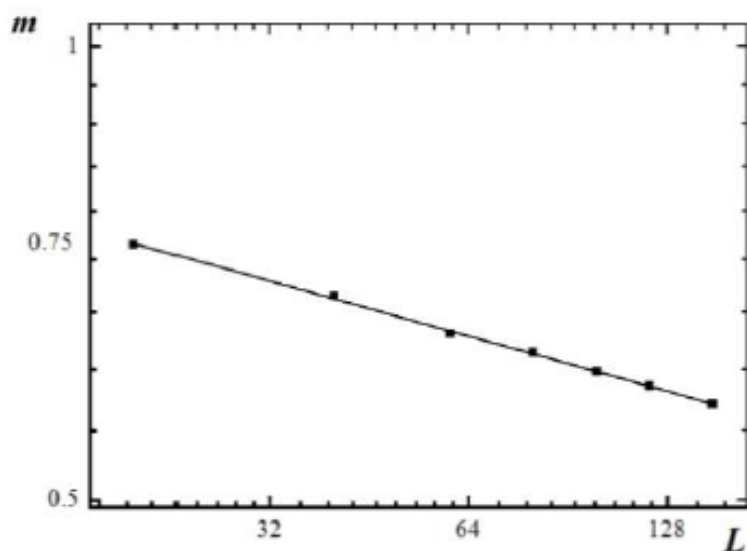


Рис. 5. Зависимость параметра порядка m от линейных размеров системы L для $r = 0.8$ при $T = T_N$

Таблица 1. Значения критических индексов для двумерной антиферромагнитной модели изинга на квадратной решетке

r	T_c	ν	α	β	γ	$\alpha+2\beta+\gamma=2$
1	2.081	0.83(2)	0.35(2)	0.09(2)	1.45(2)	1.995
0.95	1.955	0.84	0.35	0.08	1.46	1.976
0.9	1.828	0.81	0.37	0.08	1.46	2.00
0.8	1.568	0.83	0.39	0.08	1.42	1.976

Из численных значений критических индексов приведенные в таблице мы видим, что все индексы в пределах погрешности совпадают между собой. Отсюда мы можем

утверждать, что в двумерной антиферромагнитной модели Изинга на квадратной решетке с учетом взаимодействий вторых ближайших соседей для $r = 1; 0.9; 0.95; 0.8$ наблюдается фазовый переход второго рода и эта модель принадлежит к классу универсальности критического поведения, отличному от класса, которому принадлежит модель, точно решенная Онсагером.

Исследование фазовых переходов в двумерной антиферромагнитной модели Изинга с учетом взаимодействия вторых ближайших соседей выполнено с использованием высокоэффективного репличного алгоритма метода Монте-Карло. Показано, что для значений $r = 1; 0.9; 0.95; 0.8$ наблюдается фазовый переход второго рода. С учетом теории конечно-размерного скейлинга вычислены статические критические индексы. Установлено, что в рассмотренном нами интервале значений r класс универсальности критического поведения для данной модели не меняется.

Работа поддержана грантом РФФИ № (12-02-96504, 12-02-31428, 13-02-00220) и выполнена в рамках фонда Гаджи Махачева по поддержке науки и образования.

Литература

- [1] Barber M.N., *J. Phys. A* **12**, 679 (1979).
- [2] Landau D.P., Binder K. *Phys. Rev. B* **31** 5946 (1985).
- [3] Plascak J.A., *Physica A* **183**, 563 (1992);
- [4] E. Ising, *Z. Phys.* **31**, 253 (1925).
- [5] Landau D. P., and Binder K. *Monte Carlo Simulations in Statistical Physics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2000).
- [6] Morran-Lopez J. L., Aguilera-Granja F., and Sanchez J. M. *Phys. Rev. B* **48**, 3519 (1993).
- [7] Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Бадиев М.К. *ФНТ* **37**, 1258 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 1001 (2011)].
- [8] Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Кассан-оглы Ф.А., Бадиев М.К. *ЖЭТФ* **144**, 1 – 7. (2013).
- [9] Murtazaev A.K., Ramazanov M.K. *Phys. Rev. B* **76**, 174421 (2007).
- [10] Kassan-Ogly F.A., Filippov B.N., Murtazaev A.K., Ramazanov M.K., Badiev M.K. // *JMMM*. 324 (2012), Pp. 3418–3421.
- [11] Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Бадиев М.К. *ФНТ* **35**, 663 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 521 (2009)].
- [12] Mitsutake A., Sugita Y., and Okamoto Y. *Biopolymers (Peptide Science)* **60**, 96 (2001).
- [13] Binder K. and Wang J.-Sh. *J. Stat. Phys.* **55**, 87 (1989).
- [14] Junqi Yin and Landau D.P. *arXiv: 0909.4000v1* [condmat. stat-mech] (2009).
- [15] Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Бадиев М.К., *ЖЭТФ* **142**, 338 (2012).

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ДВУМЕРНОЙ РАЗБАВЛЕННОЙ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА НА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ

А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, Г.Я. Атаева

*Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН,
Махачкала, 367003 Россия*

e-mail: b_albert78@mail.ru

*Дагестанский государственный университет, Махачкала, 367025 Россия
Дагестанский государственный педагогический университет, Махачкала, 367003
Россия*

Одной из актуальных тем в теории фазовых переходов является исследование влияния примесей и различных дефектов структуры на фазовые переходы (ФП) и критические явления (КЯ) магнитных систем [1]. Смещение акцентов современной физики конденсированного состояния в область микромасштабов вызвало необходимость понимания явлений, связанных с наличием примесей и других дефектов структуры. Имеются основания предполагать, что немагнитные примеси изменяют, род ФП в моделях Поттса для которых в чистом состоянии наблюдается ФП первого рода. Подобные системы в настоящее время активно исследуются с применением методов Монте-Карло, так как изучении этих вопросов лабораторными и теоретическими методами сталкиваются с большими и труднопреодолимыми проблемами.

В настоящей работе исследованы ФП в двумерной антиферромагнитной (АФ) разбавленной модели Поттса с числом состояний спина $q=3$ на треугольной решетке при $p=1.00, 0.90, 0.80$. Исследования проведены на основе стандартного алгоритма Метрополиса в сочетании с кластерным алгоритмом Вольфа метода Монте-Карло (МК). Двумерная ферромагнитная модель Поттса с числом состояний спина $q=3$ на треугольной решетке нами была исследована в работах [2, 3]. В этих работах определены полный набор статических критических индексов (КИ) и показано, что они в пределах погрешности численного эксперимента достаточно хорошо согласуются с данными полученными в других работах.

Касательно двумерной разбавленной АФ модели Поттса с $q=3$, до сих пор нет достоверных данных о влиянии немагнитных примесей на ФП, не установлен класс универсальности критического поведения, нет сведений о зависимости критических индексов от концентрации немагнитных примесей, особенно когда беспорядок реализован в виде замороженных немагнитных примесей [4]. Единственным надежно установленным фактом является, то, что в чистой модели происходит ФП первого рода [5].

При построении двумерной АФ модели Поттса ($q=3$) с замороженными немагнитными примесями необходимо иметь в виду следующие особенности: в узлах треугольной решётки расположены спины S_i , которые могут находиться в одном из $q \geq 2$ состояний и немагнитные примеси; немагнитные примеси распределены случайно и фиксированы на различных узлах решетки. С учетом этих особенностей гамильтониан такой системы может быть, представлен в виде [5]:

$$H = -\frac{J}{2} \sum_{i,j} \rho_i \rho_j \cos \theta_{i,j}, \quad S_i = 1, 2, 3 \quad (1)$$

где J – параметр обменного антиферромагнитного взаимодействия ближайших соседей, $\rho_i=1$, если узел i занят магнитным атомом, и $\rho_i=0$, если в i узле немагнитный примесь.

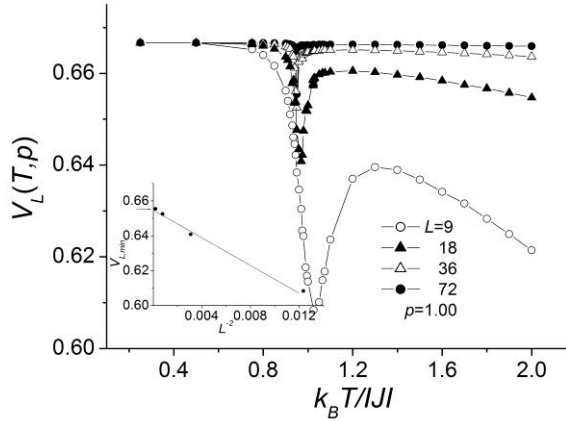


Рис.1. Температурная зависимость кумулянтов Биндера $V_L(T, p)$ для

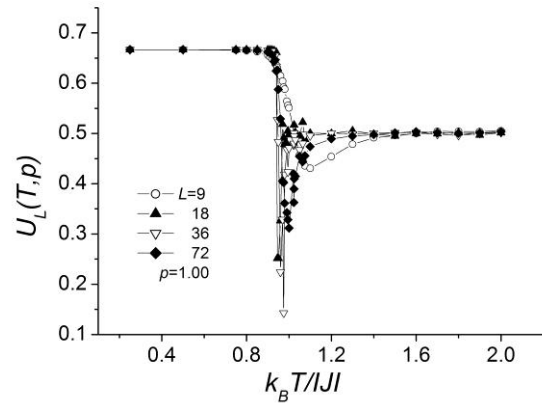


Рис.2. Температурная зависимость кумулянтов Биндера $U_L(T, p)$ для

Исследовались системы с линейными размерами $L \times L = N$, $L=20 \div 120$. Для вывода системы в равновесное состояние вычислялось время релаксации τ_0 для всех систем с линейными размерами L . Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями при концентрациях спинов $p=1.00, 0.90, 0.80$. Кроме того, проводилось усреднение по различным начальным конфигурациям. Для систем с концентрацией $p=0.90, 0.80$ осуществлялось конфигурационное усреднение по 900 и 1000 различным конфигурациям соответственно, причем для каждой примесной конфигурации выполнялось усреднение по длине цепи $\tau = 180\tau_0$.

Для анализа характера ФП наиболее эффективным методом зарекомендовал себя метод кумулянтов Биндера четвертого порядка [6]:

$$V_L(T, p) = 1 - \frac{\langle E^4(T, p; L) \rangle_L}{3 \langle E^2(T, p; L) \rangle_L^2}, \quad (2)$$

$$U_L(T, p) = 1 - \frac{\langle m^4(T, p; L) \rangle_L}{3 \langle m^2(T, p; L) \rangle_L^2}, \quad (3)$$

где E - энергия и m - параметр порядка системы с линейным размером L . Выражения (2) и (3) позволяют определить $T_c(p)$ с большой точностью в фазовых переходах первого и второго рода соответственно. Следует отметить, что применение кумулянтов Биндера позволяет также хорошо определить род ФП в системе. Фазовые переходы первого рода характеризуются следующими отличительными особенностями [7]: усредненная величина $V_L(T, p)$ стремится к некоторому нетривиальному значению V^* согласно выражению

$$V(T, p) = V^* + bL^{-d} \quad (4)$$

при $L \rightarrow \infty$ и $T = T_c(L)$, где V^* отлична от $2/3$, а минимальная величина $U_{L, \min}(T = T_{\min}, p)$ расходится $U_{L, \min}(T = T_{\min}, p) \rightarrow -\infty$ при $L \rightarrow \infty$. Указанные особенности продемонстрированы на рис. 1 и 2 для АФ модели Поттса с $q=3$ при отсутствии структурного беспорядка ($p=1.00$). Методика определения рода ФП этим методом подробно описана в работах [8, 9].

Характерные зависимости кумулянтов Биндера $V_L(T, p)$ от температуры для систем с разными линейными размерами при $p=0.90$ приведены на рис.3. Как видно из вставки к рис. 3 нетривиальная величина, полученная при аппроксимации

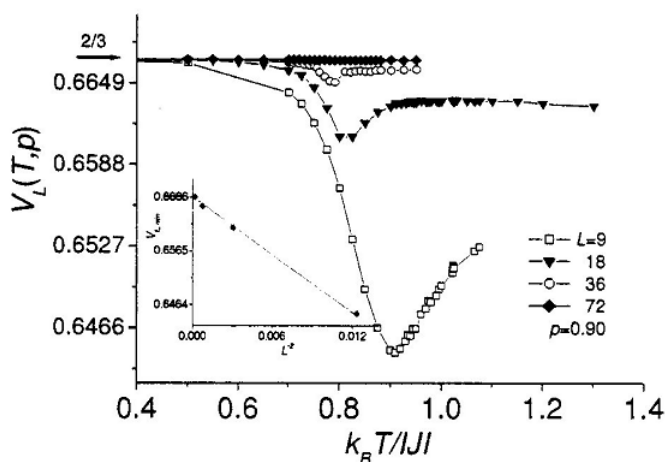


Рис.3. Температурная зависимость кумулянтов Биндера $V_L(T, p)$ для разбавленной АФ модели Поттса.

в соответствии с выражением (4) V^* стремится к $2/3$ при $L \rightarrow \infty$. Такое поведение как отмечалось характерно для ФП второго рода [7]. Аналогичное поведение наблюдалось и для систем при концентрации спинов $p=0.8$.

Определенные методом кумулянтов Биндера критические температуры $T_c(p)$ равны $T_c(1.00) = 0.940(3)$; $T_c(0.90) = 0.79(2)$; $T_c(0.80) = 0.65(3)$ в единицах IJI/k_B .

Таким образом, очевидно, что внесение немагнитных примесей в двумерную структуру описываемой двумерной АФ моделью Поттса с $q=3$ на треугольной решетке приводит к смене ФП первого рода на ФП второго рода.

Литература

- [1]. Ma S.-k., Modern Theory of Critical Phenomena, Benjamin/Cummings, (1976) London.
- [2]. Murtazaev A.K., Babaev A.B., Aznaurova G.Y., Low Temp. Phys., 2011, 37, 134.
- [3]. Murtazaev A.K., Babaev A.B., Journal of Experimental and Theoretical Physics , 2012, 115, 1042.
- [4]. Qian X., Deng Y., Blöte W. J., Phys. Rev. E, 2005, 72, 056132-1.
- [5]. Wu F.Y., Rev. Mod. Phys. 1982, 54, 235.
- [6]. Eichhorn K., Binder K., J. Phys. Condens. Matter 1996, 8, 5209.
- [7]. Loison D., Schotte K.D., Eur. Phys. J. B., 1998, 5, 735.
- [8]. Murtazaev A.K., Babaev A.B., Aznaurova G.Y., Diffusion and Defect Data Pt.B: Solid State Phenomena, 2011, 168-169, 357.
- [9]. Murtazaev A.K., Babaev A.B., Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2012, 324, 38.

ТРИКРИТИЧЕСКАЯ ТОЧКА ТРЕХМЕРНОЙ ЧЕТЫРЕХВЕРШИННОЙ НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА

А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, Г.Я. Атаева

*Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН,
Махачкала, 367003 Россия*

*Дагестанский государственный университет, Махачкала, 367025 Россия
Дагестанский государственный педагогический университет 367003, Махачкала,
Россия*

E-mail: b_albert78@mail.ru

В последние годы исследование систем, в которых содержится замороженный немагнитный беспорядок, вызывает значительный интерес, как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения [1-3]. Это связано с тем, что имеются основания предполагать, что немагнитные примеси оказывают влияние на фазовые переходы (ФП), вплоть до изменения рода (ФП), в случае спиновых систем, испытывающих в однородном состоянии ФП первого рода [4, 5]. Экспериментально такое поведение наблюдалось при ФП от однородной фазы к нематической фазе в жидких кристаллах в присутствии аэрогеля [6]. Для систем с размерностью $d \geq 3$ в чистом состоянии для которых наблюдается ФП первого рода наличие замороженного беспорядка может привести к трикритической точке p_c отделяющей на фазовой диаграмме область ФП первого рода от ФП второго рода. Определение трикритической точки p_c для трехмерной модели Поттса с $q=4$ на простой кубической решетке с немагнитными примесями является главной задачей этой работы.

В данной работе разбавленная модель Поттса с числом состояний спина $q=4$ описывается микроскопическим гамильтонианом следующего вида [7]:

$$H = -\frac{1}{2} J \sum_{i,j} \rho_i \rho_j \delta(S_i, S_j), \quad S_i = 1, 2, 3, 4 \quad (1)$$

где J – параметр обменного ферромагнитного взаимодействия ближайших спинов, $\rho_i=1$, если узел i занят магнитным атомом, и $\rho_i=0$, если в i узле немагнитная примесь. Численные расчеты, проведенные в работах [8, 9] показали, что в отсутствие беспорядка ($p=1.0$) эта модель демонстрирует поведение характерное для ФП первого рода в соответствии с предсказаниями теории среднего поля [10], а при спиновой концентрации $p=0.65$ происходит ФП второго рода.

Для анализа характера ФП и особенностей поведения тепловых характеристик вблизи критической точки, в такого рода исследованиях, наиболее эффективным методом зарекомендовал себя метод кумулянтов Биндера четвертого порядка [11]:

$$V_L(T, p) = 1 - \frac{\langle E^4 \rangle_L}{3 \langle E^2 \rangle_L^2}, \quad (2)$$

$$U_L(T, p) = 1 - \frac{\langle m^4 \rangle_L}{3 \langle m^2 \rangle_L^2}, \quad (3)$$

где E - энергия и m - намагниченность системы с линейными размерами L .

Методика определения критической температуры нами описана в работах [9, 12]. Применение кумулянтов Биндера позволяет также хорошо определить род ФП в системе. ФП первого рода характеризуются следующими отличительными особенностями [13]: усредненная величина $V_L(T, p)$ стремится к некоторому нетривиальному значению V^* согласно выражению

$$V(T, p) = V^* + bL^{-d} \quad (4)$$

при $L \rightarrow \infty$ и $T = T_c(L)$, где V^* отлична от $2/3$, а минимальная величина $U_{L,\min}(T = T_{\min}, p)$ расходится $U_{L,\min}(T = T_{\min}, p) \rightarrow -\infty$ при $L \rightarrow \infty$, что и продемонстрировано на рисунке 1 при отсутствии структурного беспорядка ($p=1.0$). Аналогичное поведение наблюдалось и для промежуточных значений концентраций спинов $0.70 < p < 1.00$.

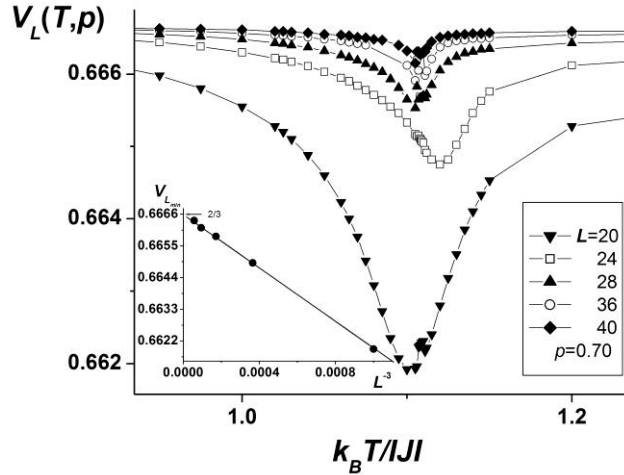


Рис.1. Температурная зависимость кумулянтов Биндера $V_L(T)$ для трехмерной модели Поттса с $q=4$ при концентрации спинов $p=1.00$.

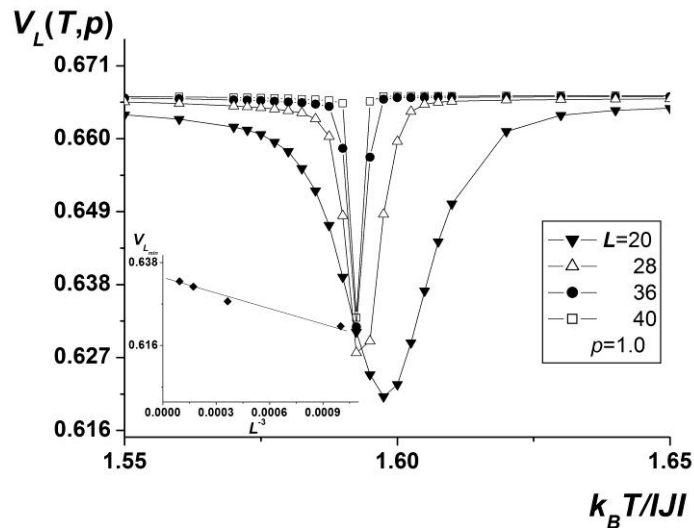


Рис.2. Температурная зависимость кумулянтов Биндера $V_L(T)$ для трехмерной модели Поттса с $q=4$ при концентрации спинов $p=0.70$.

Характерные зависимости энергетических кумулянтов Биндера $V_L(T, p)$ от температуры для систем с разными линейными размерами при $p=0.70$ приведены на рис. 2. Заметим, что из вставки к рисунку 2 наглядно видно, что нетривиальная величина $V^* \rightarrow 2/3$ при $L \rightarrow \infty$. Аппроксимация данных $(V_L)_{\min}$ от L проведена на основе выражении (4). Такое поведение также характерно для ФП второго рода [13]. Таким образом, очевидно, что немагнитные примеси порядка $c=0.30$, $c=1-p_c$, $p_c=0.70$ приводят к смене ФП с первого рода на второй. При концентрации примесей $c < 0.30$ мы всегда получали признаки характерные для ФП первого рода.

Независимо от кумулянтов Биндера, для анализа рода ФП нами использовался и гистограммный анализ данных метода МК [14, 15]. Этот метод позволяет надежно

определить не только область концентрации спинов p , при которых возможна смена ФП первого рода на ФП второго рода, но и минимальные размеры систем, в которых возможно правильно определить род ФП. Методика определения рода ФП этим методом подробно описана в работе [10]. Гистограммный анализ данных, проведенный для 3d модели Поттса с $q=4$, при концентрации спинов $p=0.70$ также свидетельствует о ФП второго рода. Это продемонстрировано на рис.3. На этом рисунке представлена гистограмма распределения энергии вблизи критической точки T_C для систем с линейными размерами $L=60$. Как видно из рисунка для этой модели наблюдается распределение энергии с одним максимумом, что характерно для ФП второго рода. В то же время, при концентрации спинов $p=0.74$ наблюдается бимодальное распределение энергии (см. рис. 4). Бимодальное распределение энергии наблюдалось для всех значений концентрации примесей $c<0.30$. Бимодальность распределения энергии является важным критерием, свидетельствующим в пользу ФП первого рода.

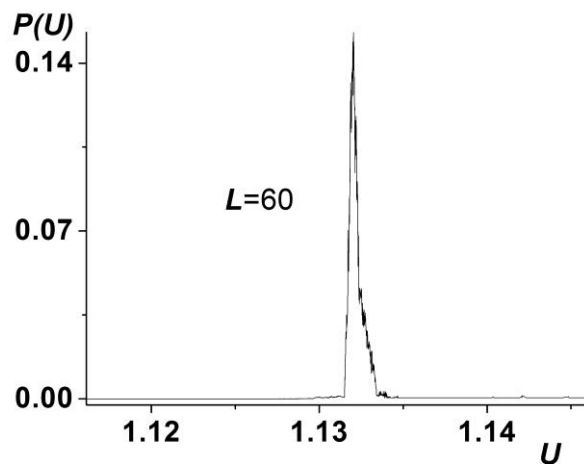


Рис.3. Гистограмма распределения энергии для трехмерной модели Поттса с $q=4$ при концентрации спинов $p=0.70$.

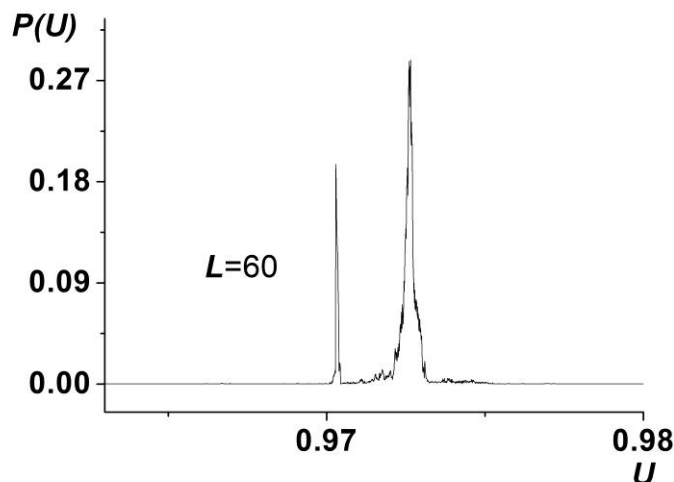


Рис.4. Гистограмма распределения энергии для трехмерной модели Поттса с $q=4$ при концентрации спинов $p=0.74$.

Кроме того, следует отметить, что в распределении энергии для систем с линейными размерами $L < 60$ проявляются лишь слабо выраженные признаки бимодальности и поэтому нами при определении рода ФП рассматривались только системы с $L \geq 60$.

Таким образом, наши данные полученные двумя способами методом кумулянтов Биндера и с помощью гистограммного анализа данных свидетельствуют о том, что в модели Поттса с $q=4$ ФП первого рода меняется на ФП второго рода при внесении немагнитных примесей, концентрация которых c , (где $c=1-p_c$) примерно равна порогу спиновой перколяции p_c для данного типа решетки. Такую смену ФП с первого рода на второй мы объясняем тем, что для кубической решетки при $c \sim 0.30$ примеси образуют связывающий кластер, который при $T \leq T_c$ сосуществует со спиновым связывающим кластером вплоть до порога спиновой перколяции $p_c \sim 0.31$.

Работа поддержана грантами РФФИ №13-02-00220 и №12-02-96504.

Литература

- [1] В.С. Доценко, УФН 165, 481 (1995).
- [2] Р. Фольк, Ю. Головач, Т. Яворский, УФН 173, 175 (2003).
- [3] А.К. Муртазаев, УФН 176, 1119 (2006).
- [4] Y. Imry, M. Wortis, Phys. Rev. B 19, 3580 (1979).
- [5] M. Aizenman, J. Wehr, Phys. Rev. Lett. 62, 2503 (1989).
- [6] G. S. Iannacchione, G. P. Crawford, S. Zumer et al., Phys. Rev. Lett. 71, 2595 (1993).
- [7] А.Н. Ермилов, Физика элементарных частиц и атомного ядра 20, 1379 (1989).
- [8] А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, Г.Я. Азнаурова, ФНТ 37, 167 (2011).
- [9] А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, ЖЭТФ 143, 116 (2013).
- [10] F.Y. Wu, Rev. Mod. Phys. 54, 235 (1982).
- [11] K. Eichhorn, K. Binder, J. Phys.: Condens. Matter 8, 5209 (1996).
- [12] А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, ЖЭТФ 142, 1189 (2012).
- [13] D. Loison, K.D. Schotte, Eur. Phys. J. B 5, 735, (1998).
- [14] E.P. Munger, M.A. Novotny, Phys. Rev. B 43, 5773 (1991).
- [15] F. Wang, D.P. Landau, Phys. Rev. E 64, 056101 (2001).

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АНИЗОТРОПНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА С КОНКУРИРУЮЩИМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ В ОБЛАСТИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ИЗ МОДУЛИРОВАННОЙ ФАЗЫ В ПАРАМАГНИТНУЮ МЕТОДАМИ МОНТЕ-КАРЛО

А.К. Муртазаев, Ж.Г. Ибаев

Учреждение Российской академии наук Институт физики им. Х.А. Амирханова
Дагестанского научного центра РАН, 367003, Республика Дагестан, г. Махачкала
ул. Ярагского 94, e-mail: ibaev77@mail.ru

Дагестанский государственный университет, 367025, Республика Дагестан,
г. Махачкала, ул. М. Гаджиева 43а, e-mail: akai2005@mail.ru

В природе помимо простых магнитных упорядочений (ферромагнитного, антиферромагнитного или ферримагнитного) существует еще и новый тип магнитного упорядочения – модулированное. Такое упорядочение возникает в системах с конкуренцией обменного взаимодействия независимо от физической природы этого взаимодействия. Реальных материалов, в которых возможно модулированное упорядочение давно уже перевали за сотню [1-3].

На практике для описания систем, в которых возможно модулированное магнитное упорядочение используются различные модели. Наиболее простой и эффективной среди них является анизотропная модель Изинга с конкурирующими взаимодействиями со вторыми ближайшими соседями (ANNNI – модель, рис. 1.).

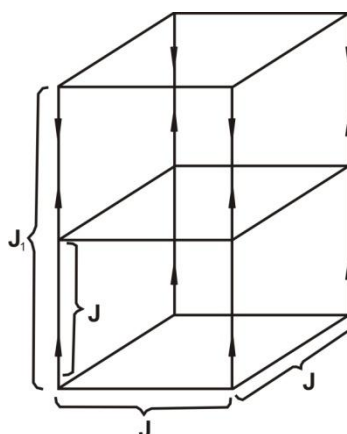


Рис. 1. ANNNI-модель

ANNNI-модель появилась в статистической физике во второй половине XX века для объяснения спирального магнитного порядка в тяжелых редкоземельных металлах [4-7]. Его гамильтониан на правильной кубической решетке имеет вид:

$$H_{ANNNI} = -J \sum_{i,j} s_i s_j + J_1 \sum_i s_i s_{i+1}, \quad (1)$$

где $s_i = \pm 1$, J – параметр обменного взаимодействия соседних пар спинов, $J_1 > 0$ – параметр антиферромагнитного взаимодействия соседей, следующих за ближайшими вдоль оси Z.

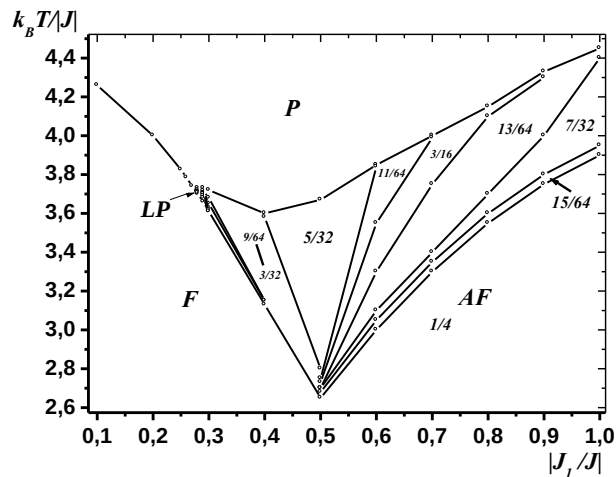


Рис. 2. Фазовая диаграмма ANNNI-модели [10].

ANNNI-модель точно решена только в одномерном случае [8]. Тем не менее, некоторые ее особенности хорошо установлены и для высоких размерностей. Для трехмерного случая (3D) топология T - $|J_1/J|$ фазовой диаграммы включает три области, пересекающиеся в мультикритической точке Лифшица [9, 10]. При высоких температурах система парамагнитна, при низких T и малых $|J_1/J|$ – ферромагнитна, и при достаточно больших значениях $|J_1/J|$ образуются модулированные фазы (рис. 2.).

Для описания фазового поведения рассматриваемой модели были использованы приближенные теоретические методы, включая высоко- и низкотемпературные разложения [11, 12], теорию среднего поля [13] и другие теоретические аппроксимации [14 – 16].

Согласно литературным данным с понижением температуры ANNNI-модель испытывает фазовый переход второго рода из парамагнитного в ближайшее упорядоченное состояние, а переход «ферромагнетик – модулированная фаза» является переходом первого рода [17].

Моделирование методом Монте-Карло [8, 18–22] проведено для значений $|J_1/J|=0,1 \div 1,0$ включая и мультикритическую область точки Лифшица [23]. Рассчитаны критические параметры фазовых переходов второго рода из ферромагнитного состояния в парамагнитное, описано мультикритическое поведение системы в окрестности точки Лифшица.

Последние, наиболее точные критические показатели в окрестности точки Лифшица получены, используя анизотропный скейлинг [22] и методы Монте-Карло [23].

Согласно данным [21–26] критическое поведение систем с модулированными структурами при малых значениях $|J_1/J|$ описывается Изинговским классом универсальности критического поведения. С повышением $|J_1/J|$ происходит кроссовер к критическому поведению, характерному для мультикритической точки Лифшица, и от него к XY классу критического поведения [24–26].

В недавней работе [27] методами Монте-Карло были проведены исследования ANNNI – модели в модулированной области, используя в качестве параметра порядка усредненное значение амплитуды модулированной структуры. Полученные результаты показали, что фазовый переход из модулированного состояния в парамагнитное является фазовым переходом второго рода. В данной работе нами представлены результаты гистограммного анализа данных и получены значения критических параметров анизотропной модели Изинга с конкурирующими взаимодействиями при фазовом переходе из модулированной фазы в парамагнитную.

Для исследования мультикритических явлений в окрестности точки Лифшица использовались системы кубической формы с периодическими граничными условиями и размерами $L \times L \times L$; $L=12 \div 64$. Число спинов в моделируемых системах при этом составляло $N_{эф}=512 \div 262144$. На ЭВМ генерировались Марковские цепи длиной $\tau=1000\tau_0$ ($\tau_0=10^4$ МК-шагов/спин – длина неравновесного участка). Усреднением вдоль этой цепи вычислялись термодинамические параметры системы. Кроме того, выполнялось усреднение по тысяче различным начальным конфигурациям. При этом погрешность полученных результатов не превышает размеры используемых на рисунках символов.

Температурные зависимости теплоёмкости и восприимчивости мы получили, используя выражения [14]:

$$C = (NK^2) \left(\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2 \right), \quad (2)$$

$$\chi = (NK) \left(\langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2 \right), \quad (3)$$

где $K = |J|/k_B T$; U – внутренняя энергия; m – намагниченность.

Для исследования магнитных свойств модулированной области мы использовали величину

$$M_z = \frac{1}{L^2} \sum_{x,y} S_{x,y,z}, \quad (4)$$

представляющую собой усредненную намагниченность слоя, перпендикулярного оси Z.

Значения волнового числа и характер амплитудной и фазовой модуляции определялись с помощью математического аппарата спектрального анализа, основанного на преобразованиях Фурье [28]

Для изучения свойств фазового перехода из модулированного состояния в парамагнитное использован гистограммный анализ данных и теория конечно-размерного скейлинга (КРС). Использование этих методов позволяет определить тип фазового перехода.

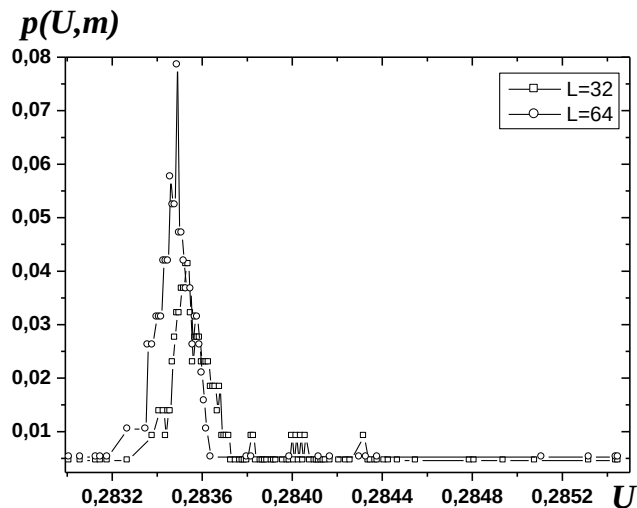


Рис. 3. Гистограмма распределения энергии ANNNI – модели для $|J_1/J|=0,7$ при фазовом переходе из модулированного состояния в парамагнитное.

В гистограммном анализе данных [29] вероятность обнаружения системы со значением энергии U и параметром порядка m определяется выражением:

$$p(U, m) = \frac{1}{Z(K)} W(U, m) \exp(KU), \quad (5)$$

где $W(U, m)$ – число конфигураций с энергией U и параметром порядка m , $Z(K)$ – функция распределения энергии всей системы. На рис. 3. показаны результаты гистограммного анализа данных ANNNI – модели при фазовом переходе из модулированного состояния в парамагнитное для значения $|J_1/J|=0,7$. Как видно из этого рисунка на вероятности распределения энергии для двух значений линейных размеров $L=32$ и 64 наблюдается один хорошо выраженный максимум. Такое поведение зависимости $p(U, m)$ свидетельствует о том, что переход из модулированного состояния в парамагнитное является фазовым переходом второго рода.

Для расчета критической температуры использовался метод кумулянтов Биндера. Согласно [32] кумулянты

$$U_L = 1 - \langle m^4 \rangle / 3 \langle m^2 \rangle^2, \quad (11)$$

для систем с разными размерами L пересекаются в критической точке T_c . Построив температурные зависимости U_L для систем с разными размерами L , можно вычислить критические температуры систем. Значения критических температур, рассчитанные этим методом, для разных значений $|J_1/J|$ представлены в таблице 1. Для расчета критических параметров намагниченности, восприимчивости и радиуса корреляции использовались соотношения теории КСР [33-36].

Таблица 1. Значения критических параметров ANNNI-модели.

$ J_1/J $	T_c	α/ν	β/ν	γ/ν	$1/\nu$	α	β	γ	ν
0,271	3,736(1)	0,352	0,431	2,499	1,799	0,196(4)	0,240(4)	1,389(6)	0,556(6)
0,272	3,732	0,379	0,429	2,719	1,903	0,199	0,225	1,427	0,525
0,273	3,728	0,420	0,422	2,880	2,055	0,203	0,206	1,403	0,487
0,274	3,724	0,460	0,421	3,053	2,183	0,211	0,193	1,398	0,458
0,275	3,726	0,449	0,422	3,002	2,125	0,211	0,199	1,414	0,471
0,276	3,727	0,461	0,422	3,117	2,225	0,207	0,189	1,400	0,449
0,30	3,723(3)	0,142	0,447	2,109	1,609	0,088(4)	0,278(4)	1,312(6)	0,622(6)
0,40	3,602	0,113	0,472	1,919	1,613	0,059	0,293	1,190	0,620
0,50	3,672	0,101	0,492	1,980	1,550	0,065	0,317	1,277	0,645
0,60	3,854	0,060	0,501	1,953	1,493	0,040	0,336	1,309	0,670
0,70	3,976	0,011	0,516	1,967	1,492	0,007	0,346	1,318	0,670
0,80	4,152	0,012	0,522	1,971	1,489	0,008	0,350	1,323	0,671
0,90	4,334	0,011	0,509	1,965	1,490	0,007	0,342	1,319	0,671
1,00	4,455	0,014	0,514	1,970	1,502	0,009	0,342	1,312	0,666
XY						-0,012	0,3485	1,315	0,671

Полученные значения критических индексов представлены в таблице 1.

Согласно данным этой таблицы можно утверждать, что на значения критических индексов для $|J_1/J| \leq 0,4$ оказывает влияние близость мультикритической области [23], значения критических индексов намагниченности продолжает расти, а восприимчивости падать. С ростом абсолютного значения $|J_1/J|$ характер изменения критических индексов намагниченности и восприимчивости приближает систему к критическому поведению характерному для XY класса универсальности критического поведения. Поведение критического индекса радиуса корреляции тоже подтверждает переход системы от мультикритического поведения к поведению характерному для XY класса универсальности. А вот значения критического индекса теплоемкости не

возможно описать в рамках известных классов универсальности. Эти критические индексы по знаку соответствуют критическому поведению характерному для Изинговского класса универсальности а по абсолютному значению близки к значениям характерным для XY класса универсальности.

Исследование выполнено при поддержке», гранта РФФИ №12-02-96504

Литература

- [1] P.A. Fleury *Science* ., 211, 125 (1981).
- [2] М.А. Анисимов, Е.Е. Городецкий, В.М. Запрудский УФН 133, 103(1981).
- [3] Ю.А. Изюмов, В.М. Сыромятников Фазовые переходы и симметрия кристаллов М.: Наука (1984) 241 с.
- [4] W. Selke *Phys. Rep.* 170, 213 (1988).
- [5] R.J. Elliott *Phys. Rev.* 124, 346 (1961).
- [6] J. Yeomans, E. Henry, and T. David, in *Solid State Physics*.: Academic Press 41, 151 (1988).
- [7] W. Selke, in *Phase Transitions and Critical Phenomena*, edited by C. Domb and J. L. Lebowitz.: London. Academic Press 15, 254 (1992).
- [8] W. Selke, M.E. Fisher *Phys. Rev. B* 20, 257 (1979).
- [9] R.M. Hornreich, M. Luban, S. Shtrikman *Phys. Rev. Lett.* 35, 1678 (1975).
- [10] А.К. Муртазаев, Ж.Г. Ибаев ФНТ 35, 1011 (2009).
- [11] S. Redner and H. E. Stanley *J. Phys. C: Solid State P.* 10, 4765 (1977); *Phys. Rev. B* 16, 4901 (1977).
- [12] M. E. Fisher and W. Selke *Phi. Trans. Roy. Soc. Lond.* 302, 1 (1981).
- [13] P. Peszak, A. M. Ferrenberg, D. P. Landau *Phys. Rev. B* 43, 6087 (1991).
- [14] P. Bak, J. Boehm *Phys. Rev. B* 21, 5297 (1980).
- [15] A. Surda *Phys. Rev. B* 69, 134116 (2004).
- [16] A. Gendiar and T. Nishino *Phys. Rev. B* 71, 024404 (2005).
- [17] T. Garel and P. Pfeuty *J. Phys. C* 9, L245 (1976).
- [18] W. Selke and M. E. Fisher *J. Mag. Mag. Mat.* 15-8, 403 (1980).
- [19] E. B. Rasmussen, S. J. Knak-Jensen *Phys. Rev. B* 24, 2744-2750 (1981).
- [20] K. Kaski and W. Selke *Phys. Rev. B* 31, 3128 (1985).
- [21] M. Pleimling and M. Henkel *Phys. Rev. Lett.* 87, 125702 (2001).
- [22] А.К. Муртазаев, Ж.Г. Ибаев ЖЭТФ 140, 123 (2011).
- [23] А.К. Муртазаев, Ж.Г. Ибаев *Solid State Communications* 152, 177 (2012).
- [24] W. Selke, *Z. Physik B* 29, 133 (1978).
- [25] J. Oitmaa *J. Phys. A: Math. Gen.* 18, 365 (1985).
- [26] Y. Muraoka, T. Kasama and Idogaki T. *J. Magn. and Magn. Mat.* E995, 272 (2004).
- [27] А.К. Муртазаев, Ж.Г. Ибаев ЖЭТФ 143, 306 (2013)
- [28] R.J. Elliot *Phys. Rev.* 124, 346 (1961).
- [29] F. Wang and D.P. Landau *Phys. Rev. E* 64 056101 (2001).
- [30] K. Binder *Phys. Rev. Lett.* 47, 693 (1981).
- [31] A. Mailhot, M.L. Plumer, and A. Caille, *Phys. Rev. B* 50, 6854 (1994-II).
- [32] P. Peczak, A.M. Ferrenberg and D.P. Landay, *Phys. Rev. B* 43, 6087 (1991).
- [33] D. Loison, *Phys. Lett. A* 257, 83 (1999).
- [34] А.К. Муртазаев, И.К. Камиллов, К.К. Алиев *JMMM*. V.204, № 1, P. 151-158 (1999).

К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ДЛЯ РЕШЕНИЯ РЕКОНСТРУКТИВНЫХ ЗАДАЧ

М.Г.Каримов, К.М. Каримов, А.А. Аливердиев

kkarimov@mail.ru, aliverdi@mail.ru

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

Нелинейно-оптическая диагностика (НОД) плазмы представляет собой достаточно сильно и всесторонне развитый, уникальный инструмент, который применяется в самых различных исследованиях науки и техники. Качественный анализ мощности сигнала четырехволнового взаимодействия (ЧВВ), регистрируемого на выходе из нелинейной среды для сфокусированных гауссовых пучков накачки приведены в [1-3]:

Для повышения интенсивности нелинейного сигнала, как правило, используются импульсные методы диагностики. Нетрудно показать, что при этом справедливо:

$$\hat{f}(t, \omega, x, y, z) = \int f(t', x, y, z) q^*(t' - t) \exp(-2\pi i \omega t') dt' = [\hat{f}(t', x, y, z) q^*(t' - t)]$$

Следовательно, оконное Фурье преобразование – как совместное время-частотное преобразование:

$$\hat{W}(t, \omega, x, y, z) = \left| [\hat{f}(t', \omega, x, y, z) q^*(t' - t)] \right|^2$$

является измеряемой величиной.

С другой стороны интенсивность нелинейного сигнала источника с координатами (x,y,z) прямо пропорциональна интенсивности волн накачки I_i :

$$I^{NL}(x, y, z) = I(\omega^{NL}, x, y, z) = \int_{t-(\Delta t/2)}^{t+(\Delta t/2)} \hat{W}(\tau, \omega^{NL}, x, y, z) d\tau = k(\chi^{NL}(x, y, z))^2 \prod_{i=1}^3 I_i$$

При этом предпринимаются специальные аппаратные меры оценить пространственное распределение макропараметров по совместному распределению $\hat{W}(t, \omega, x, y, z)$, используя жесткую фокусировку как непрерывных, так и импульсных излучений, и в тоже время задачи НОД рассматриваются как метрические задачи математической физики, т.е. как задачи интегральной геометрии.

На рис.1 представлены наиболее характерные схемы для НОД с использованием ЧВВ. Несмотря на различие геометрии и схем, в них есть общее в том, что можно управлять автономно формой пучка излучений накачек $h_i(x, y, z)$. Соответственно, геометрически, регулируется область диагностики определяемая как аппаратная функция, которая равна $h(x, y, z) = h_1(x, y, z)h_2(x, y, z)h_3(x, y, z)$. Измеряемой, непосредственно фиксируемой величиной при этом является интенсивность нелинейного сигнала $I^{TNL}(s, r, \varphi, z)$ с частотой $\omega^{NL(3)}$, соответствующая диаграмме нелинейного процесса, как показано на каждой из схем НОД.

Математически описать процесс измерения распределения интенсивности объекта, используя интегральные обобщенные преобразования Радона (ОПР), можно следующим образом:

$$I^{TNL}(s, r, \varphi, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I^{NL}(x, y, z) h_s(s - (x \cos \varphi + y \sin \varphi)) h_r(r - (-x \sin \varphi + y \cos \varphi)) dx dy ,$$

где заранее известны метрические функции, в частности, $h_\xi(\xi) = (1/(\sigma_\xi \sqrt{\pi})) \exp(-\xi^2 / \sigma_\xi^2)$; $(\xi = s, r, t)$, а параметр $\sigma_\xi^2 = (\Delta_\xi)^2 / (\ln 2)$ задается с точностью Δ_ξ , с которой проводятся измерения прибор или способ во взаимно перпендикулярных направлениях.

Для удобства это выражение можно видоизменить:

$$R^T(s, r, \varphi, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x, y, z) h_s(s - (x \cos \varphi + y \sin \varphi)) h_r(r - (-x \sin \varphi + y \cos \varphi)) dx dy ,$$

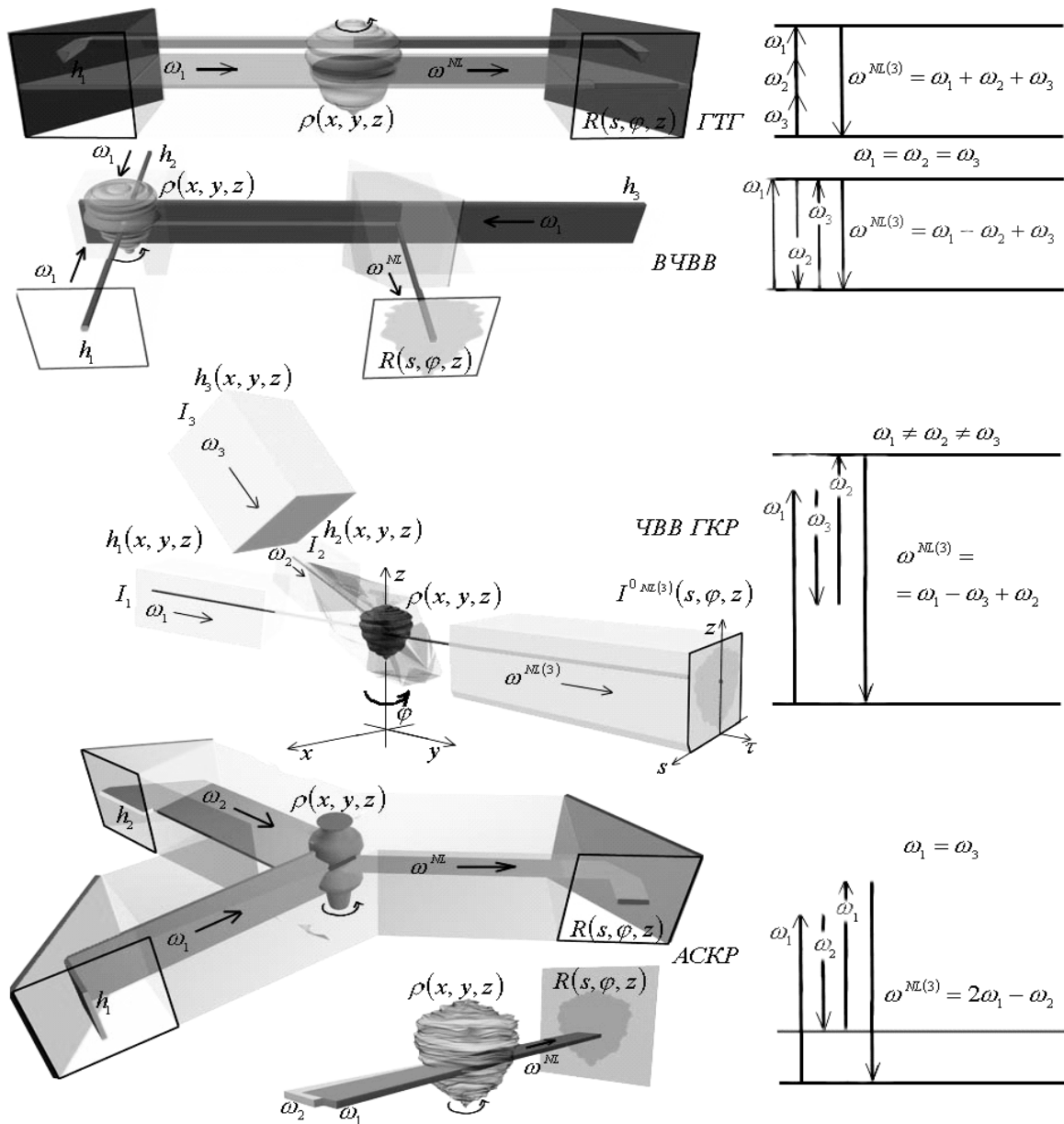


Рис. 1. Схемы эмиссионной томографии с использованием методов НОД (сверху вниз): Генерации третьей гармоники (ГТГ), Вырожденное четырех волновое взаимодействие

(ВЧВВ), ЧВВ с гипер-комбинационным рассеянием (ЧВВ ГКР), Активная спектроскопия комбинационного рассеяния (АСКР).

где $R^T(s, r, \varphi, z) = (I^{TNL}(s, r, \varphi, z) / k \prod_{i=1}^3 I_i)$ и $\rho(x, y, z) = (I^{NL}(x, y, z) / k \prod_{i=1}^3 I_i)$

Так как все способы обладают конечной точностью измерений, то справедливо возникает вопрос, как восстановить функцию $\rho(x, y, z)$ по «плохим» изображениям $R^T(s, r, \varphi, z)$, получаемым для различных углов (φ). Таким образом, математическая задача состоит в том, чтобы найти решение интегрального уравнения по множеству известных метрических образов $R^T(s, r, \varphi, z)$.

Проблема состоит в том, что образы $R^T(s, r, \varphi, z)$, в действительности, известны только для конечного числа значений углов φ . Ситуации такого типа возникают и в классической радоновской томографии, где требуется восстановить функцию по ограниченному числу проекций, и поэтому, всегда стоит вопрос о точности восстановления функции $\rho(x, y, z)$.

С другой стороны, по определению, $R^T(s, r, \varphi, z)$ - это функция четырех переменных, в то время как $\rho(x, y, z)$ - функция трех переменных. Очевидно, что «избыточность», характерная для $R^T(s, r, \varphi, z)$, может и должна быть использована для получения решения данной задачи и для гораздо худших условий и неполноты данных, например, для меньшего числа образов, чем для традиционной задачи Радона. В докладе рассматривается два подхода к решению данной задачи.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (12-01-96500, 12-01-96501).

Литература

- [1] Коротеев Н.И., Шумай И.Л. Физика мощного лазерного излучения. - М.: Наука, 1991.
- [2] Желтиков А.М., Коротеев Н.И. Когерентные четырехволновые процессы в возбужденных и ионизованных газовых средах: четырехфотонная спектхронография, эллипсометрия и визуализация пространственного распределения атомов и ионов. // УФН. - 1999, том 169, № 4. - Стр. 385-417.
- [3] Akimov D.A., Ewart P., Fedotov A.B., Koroteev N.I., Naumov A.N., Sidorov-Biryukov D.A., Zheltikov A.M. Coherent Four-Photon Spectroscopy of Excited Atoms in Laser-Produced Plasma: from Point-to-Point to Multipoint Two-Dimensional Mapping // *Laser Physics*. - 1997, vol.7, № 3/ - pp. 755-762

О ЛАЗЕРНОМ УДАРНОМ СЖАТИИ КОМПОЗИТНОЙ МИШЕНИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ДВОЙНЫМ ФОКАЛЬНЫМ ПЯТНОМ

А. Аливердиев^{1,2,*}, D. Batani³, А. Амирова⁴, R. Benocci⁵, R. Dezulian⁵,
Е. Krousky⁶, M. Pfeifer⁶, J. Skala⁶, R. Dudzak⁶

¹ *Институт проблем геотермии ДНЦ РАН, пр. Шамиля, 39, Махачкала, Россия, 367030*

² *Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия*

³ *University Bordeaux 1, CEA, CNRS, CELIA (Centre Laser Intense at Applications), UMR
5107,F-33405 Talence, France*

⁴ *Институт физики ДНЦ РАН, ул. Ярагского, 94, Махачкала, Россия*

⁵ *Dipartimento di Fisica "G.Occhialini", Università di Milano Bicocca, Milan, Italy*

⁶ *PALS Research Centre, Za Slovankou 3, 18221 Prague 8, Czech Republic*

* aliverdi@mail.ru

Структурированные мишени с малоплотным первым слоем уже давно исследуются как на предмет увеличения ударного давления за счет эффекта неподобранных импедансов [1], так и для повышения однородности поглощения [2]. Нами была поставлена задача проследить пространственно-временную динамику лазерного ударного сжатия слоистых структурированных мишеней различных конфигураций в условиях искусственно созданной сильной неоднородности фокального пятна. Луч основного лазера делился призмой на две приблизительно равных части, которые фокусировались на мишени в виде двух фокальных пятен, диаметр каждого из которых составлял около 30 мкм. Расстояние между центрами пятен составляло около 100 мкм. Таким образом, создавалась сильная неоднородность, которую априори очень трудно сгладить.

Эксперимент реализовывался на лазерной установке PALS (Prague Asterix Laser System) [3]. Использовался одноканальный йодный лазер с длиной волны излучения 0,438 мкм на третьей гармонике. Максимальная энергия в импульсе составляла 400 Дж на поверхности мишени, длительность импульса по полувысоте интенсивности – 400 пс. Система характеризовалась хорошей стабильностью параметров лазерного излучения от выстрела к выстрелу, а также достаточно однородным пространственным распределением интенсивности по каждому из двух фокальных пятен.

Диагностический комплекс был аналогичен тому, что описан в [4]. Электронно-оптическая камера (ЭОК) регистрировала оптическое свечение тыльной стороны мишени. Для отсеечения электромагнитного излучения третьей гармоники основного лазера перед ЭОК был установлен красный фильтр RG60. Пространственное разрешение спаренной с ЭОК CCD камеры составляло 2,6 мкм/пиксель, временное – 3,12 пс/пиксель. Расположенная в плоскости мишени рентгеновская электронно-оптическая камера позволяла получать изображения процесса распространения фронта рентгеновского излучения по толщине мишени. Использовались двухслойные мишени (малоплотная пена различной плотности и состава (50 мкм) + алюминиевая фольга (10 мкм)), а также (для сравнения) простые однослойные алюминиевые мишени (также 10 мкм толщины).

Один из важнейших результатов состоял в найденной разнице разрешенных по времени ЭОК изображений для однослойных алюминиевых и двухслойных мишеней (см. рис. 1). Если в первом случае (однослойная алюминиевая фольга) две ударные волны, генерируемые отдельными фокальными пятнами, практически независимо достигали тыльной стороны мишени (собственное оптическое свечение, соответствующее двум фокальным пятнам, не перекрывается), то во втором случае (двухслойная мишень) мы видим появление ярко выраженной области свечения между двумя фокальными пятнами. Все эти эффекты воспроизводились в других выстрелах.

Очевидно, что появление ярко выраженной области свечения между двумя фокальными пятнами не может быть объяснено в рамках одномерной модели. Для осуществления первичного анализа мы реализовали ряд двумерных численных экспериментов с использованием гидрокода MULTI [5]. Этот код был нами недавно использован в анализе разлета лазерной плазмы [6] и исследовании распространения ударной волны в слоистых структурированных мишенях [7].

В приближении осевой симметрии (взятой для 2D моделирования) сильная неоднородность, аналогичная двум разнесенным фокальным пятнам была представлена в виде кольцевого фокального пятна.

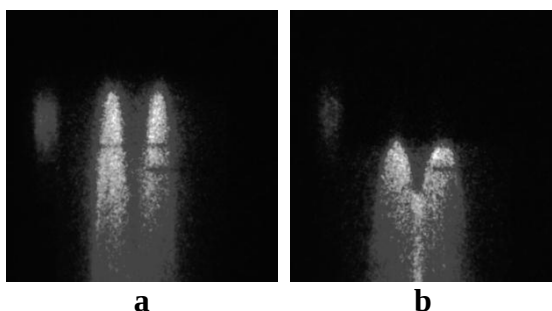


Рис. 1. Изображения, полученные ЭОК с тыльной стороны мишени: а) монослойная алюминиевая мишень (10 мкм), б) двухслойная мишень алюминий + пенный полимер (10 мкм + 50 мкм), плотность полимера $\rho_{\text{foam}}=50 \text{ мкг/см}^3$. Энергия лазерного импульса одинакова для обоих выстрелов 113 Дж.

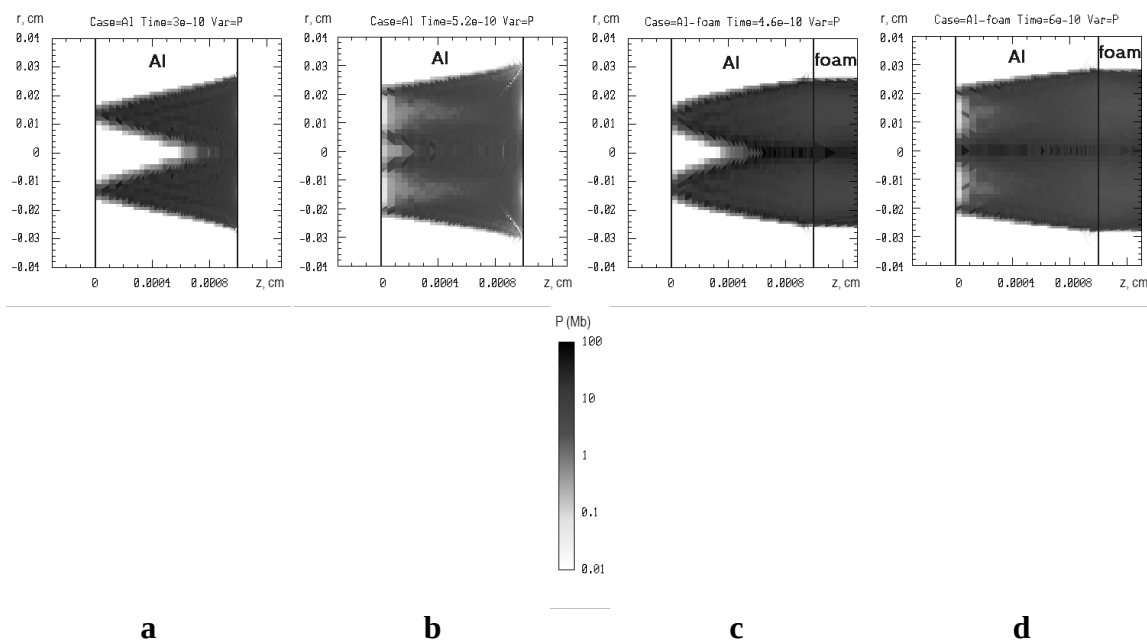


Рис.2. Профили давления в алюминии для однослойной алюминиевой мишени (а,б) и двухслойной мишени алюминий + пенный полимер (10 мкм + 50 мкм, плотность полимера $\rho_{\text{foam}}=50 \text{ мкг/см}^3$) (с,д) для моментов достижения ударной волной тыльной стороны для участков максимальной интенсивности (а,с) и средней части (б,д). Данные приведены в лагранжевой системе координат. При моделировании использовался кольцевой пространственный профиль фокального пятна (гауссов профиль по полувысоте интенсивности диаметром 50 мкм около окружности диаметра 300 мкм, мощность лазерного импульса $P=0.2 \text{ TWBm}$, длина волны

$\lambda=0.44$ мкм, гауссов временной профиль длительностью по полувысоте интенсивности $\tau=400$ пс). Лазер приходит справа, сверху указано время снимка.

Рис. 2 представляет распределение давления в алюминии для однослойной (a,b) и двухслойной (c,d) мишеней в моменты, когда ударная волна достигает тыльной стороны мишени в кольцевой области фокального пятна (a,b) и в «темном» центре (c). Для лучшей наглядности данные приведены в лагранжевой системе координат.

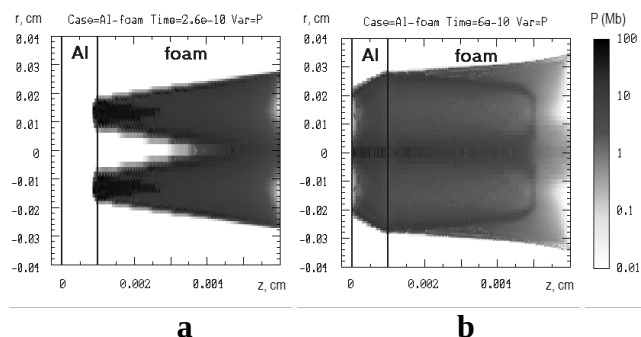


Рис.3. Профили давления для двухслойной мишени. Те же параметры, что на рис. 2. Данные приведены в лагранжевой системе координат.

После достижения ударной волной тыльной стороны мишени, отраженная волна разгрузки в обоих случаях уменьшает давление. Тем не менее, отчетливо видна разница давления в центральном регионе для однослойной и комплексной мишеней. Для объяснения обратимся к рис. 3, представляющему распределение давления в обоих слоях двухслойной мишени. Хорошо видно, что ударные волны, отраженные от границы полимер-алюминий, распространяясь в обратном направлении и с возросшим благодаря эффекту неподобранных импедансов ударным давлением, продолжают сжимать полимерную ступень. Далее столкновение отраженных ударных волн создает область высокого давления в центре, а это, в свою очередь, не позволяет упасть давлению в соответствующей части алюминиевой ступени.

Таким образом, обнаружена и численно проанализирована особенность лазерного ударного сжатия двухслойной мишени с первым слоем из малоплотного пенного полимера в условиях двойного фокального пятна. Давление между двумя фокальными пятнами может оказаться большим, чем непосредственно в фокальных пятнах. Этот эффект должен приниматься во внимание и может быть использован в дальнейших экспериментах по ударному сжатию.

Авторы выражают глубокую признательность техническому штату PALS. Работа выполнена при частичной поддержке ESF (program SILMI), COST (Action MP1208) и RFBR (12-01-96500, 12-01-96501).

Литература

- [1] D. Batani, et al. 2001 *Phys. Rev. E*, 63 04641
- [2] D. Batani, et al. 2000 *Phys. Rev. E*, 62 (6) 8573-8582
- [3] K. Jungwirth et al 2001 *Phys. Plasmas* 8 2495
- [4] R. Benocci, et al. 2009 *Phys. Plasmas* 16 012703
- [5] R. Ramis, et al., 2009 *Computer Physics Communications* 180 977
- [6] A. Aliverdiev, et al. 2008 *Phys. Rev. E*, 78 046404
- [7] A. Aliverdiev, et al. 2014 *Phys. Rev. E* 89 053101

ВЛИЯНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА ЧАСТОТНЫЙ СПЕКТР ИМПЕДАНСА МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ КАРБИД КРЕМНИЙ/ЭЛЕКТРОЛИТ

Гираев М.А., Кардашева Г.Д., Шахабудинов А.Ш., Джабраилова Х.Р.

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия.

Исследования частотной зависимости импеданса межфазной границы (МФГ) твердое тело/жидкость позволяют изучить не только релаксационные процессы, возникающие в ней, но и морфологию МФГ. Если в качестве рабочего электрода при этом используется широкозонный полупроводник, где имеет место условие существенного превышения значения емкости слоя Гельмгольца над емкостью обедненного слоя, то принято считать, что практически свойства МФГ определяются свойствами полупроводникового электрода. В этом случае очень важно контролировать не только величину потенциала, но и кинетику поляризации, поскольку они определяют изгиб энергетических зон в области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника, ее поверхностную структуру. Например, известно, что при электрохимической обработке полупроводника глубокая поляризация может приводить к образованию на его поверхности очень тонких слоев с трудноконтролируемыми свойствами. В связи с этим, в работе была поставлена задача – изучить влияние глубокой анодно - катодной поляризации на импеданс МФГ SiC/водный электролит.

Объектом для исследования служил эпитаксиальный слой карбид кремния, нанесенный методом Лели на Si-грань монокристаллической подложки 6H-SiC. После нанесения омического контакта (вакуумным напылением) на тыльной поверхности подложки, электрод с эпитаксиальным слоем изолировали пицеином от контакта с жидкой средой. Для тестирования была оставлена неизолированная поверхность эпитаксиального слоя с площадью около 0.05 см^2 . Таким образом подготовленный образец после промывания рабочим раствором (фиксация серной кислоты) и бидистиллатом помещали в герметичную термостатируемую стеклянную ячейку, содержащий раствор серной кислоты и платиновый контрэлектрод для емкостных измерений.

Частотную зависимость импеданса (в диапазоне 10^2 – 10^5 Гц) снимали с помощью моста переменного тока на малых сигналах переменного тока и в темноте. Диапазон изменения потенциала поляризации выдерживали в пределах от 1.6 В до -1.4 В относительно насыщенного каломельного электрода (нкэ). Измерения импеданса начинали в направлении от потенциала в анодной области в катодную область и в обратном направлении. Экспериментальные результаты, полученные при этом, представлены на рис. 1 а) и б) в виде Боде – диаграмм (модуль импеданса и сдвиг фазы в зависимости от частоты переменного поля f). Выбор такой формы представления экспериментальных результатов обусловлен тем, что график сдвига фазового угла от частоты позволяет получить больше дополнительной и уточняющей информации о зарядообменных процессах на МФГ по сравнению с графическим представлением спектра импеданса в виде годографа на комплексной плоскости (зависимость $\text{Im}Z$ от $\text{Re}Z$).

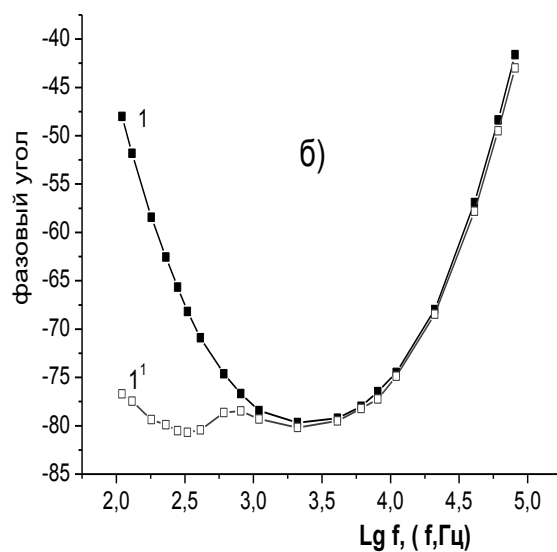
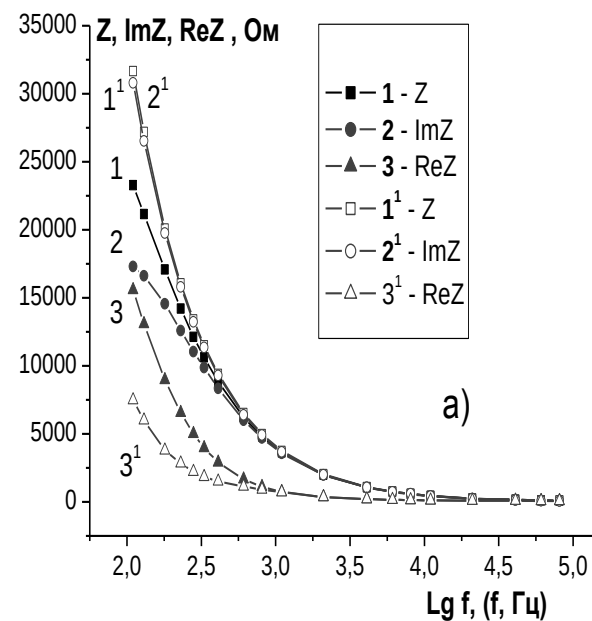


Рис.1. Частотные зависимости модуля импеданса, его составляющих (а) и угла фазового сдвига (б); цифры без штриха на кривых соответствуют направлению поляризации из анодной области в катодную область, со штрихами – направлению поляризации из катодной области в анодную область. Данные на рисунках соответствуют потенциалу поляризации 0.6 В (нкэ)

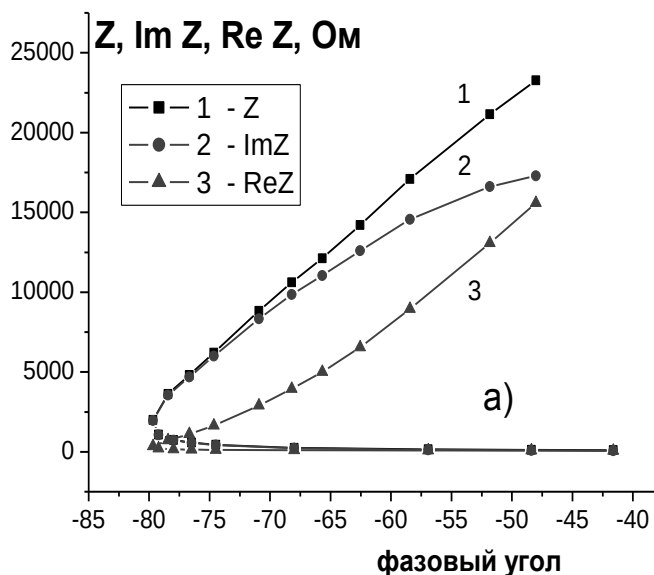
Как видим на рис. 1 а) для исследованной структуры (SiC+SiC_{эпитакс})/H₂SO₄ характерна достаточно большая зависимость модуля импеданса, его реальной и мнимой составляющих от частоты. В области относительно высоких частот (выше 10⁴ Гц) эти зависимости переходят в область плато, указывая тем самым на их независимость от емкости МФГ. Модуль импеданса, его составляющих (ReZ? ImZ) растет с понижением частоты поля. Значения Z в направлении поляризации анод – катод несколько меньше,

чем в случае направления катод-анод. В последнем случае рост модуля импеданса практически всецело определяется его комплексной составляющей (ср. кривые 1 и 1¹ на рис.1 а)).

Считаем, что такие резкие изменения в поведении импеданса и его составляющих связаны с тем, что в условиях глубокого анодного потенциала на поверхности карбид кремния образуется тонкий слой с доминирующими свойствами. В области глубокой катодной поляризации этот слой должен исчезнуть или, по крайней мере, не влиять на активные свойства исследованной структуры (SiC+SiC_{эпитакс})/H₂SO₄. В результате опытные данные будут соответствовать, в основном, свойствам эпитаксиальной пленки, ее приграничному поведению.

Другой интересный момент в работе связан с данными на рис. 1 б), где представлена фазовая диаграмма – зависимость фазового угла от частоты поля. Видно, что обе кривые этой зависимости проходят через минимумы (точки перегиба), причем для второго случая (направление поляризации катод-анод) фазовая диаграмма имеет две точки перегиба.

Судя по перегибам на зависимости фазового угла от частоты, спектр импеданса может быть представлен эквивалентной электрической схемой содержащий: в направлении анод-катод RC-звено с одним временным постоянным, соответствующий одному доминирующему слою, а в случае направления поляризации катод-анод два последовательно соединенных RC-звена с соответствующими (двумя) временными постоянными. По-видимому, последнее связано с проявлением свойств, крайней мере, двух тонких слоев на поверхности SiC. Эти предположения подтверждают экспериментальные данные, что на рис. 2, где видим совершенно не похожие друг на друга зависимости импеданса, его составляющих от фазового угла.



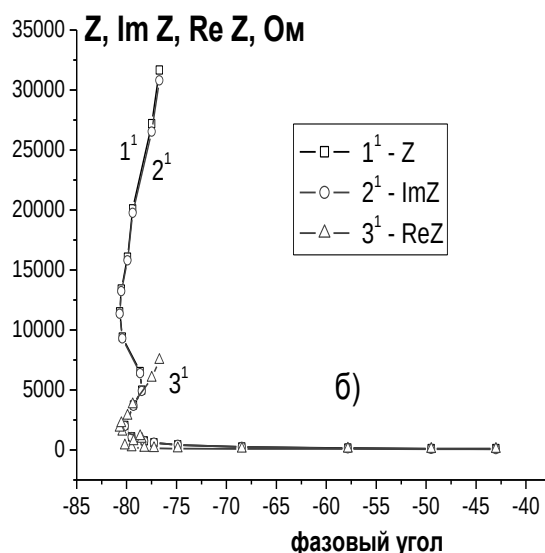


Рис.2. Зависимости модуля импеданса, его составляющих от фазового угла в направлениях поляризации: а) анод-катод, б) катод – анод.

К тому же, в изучаемых системах методом поляризационных кривых не выявлен в явном виде вклад фарадеевских реакций, позволяющих иным образом интерпретировать данный экспериментальный результат.

Таким образом, для гетеосистемы ($\text{SiC} + \text{SiC}_{\text{эпитакс}}$) находящейся в контакте с H_2SO_4 установлено влияние направления поляризации на спектр электродного импеданса.

На основании экспериментальных данных делается вывод о том, что в области глубокой анодной поляризации (1.6 В) на поверхности карбида кремния может образоваться тонкий слой с доминирующими свойствами. Глубокая катодная поляризация (-1.4 В) практически «очищает» поверхность SiC от этого слоя, а опытные данные, полученные при этом, соответствуют свойствам исследованной структуры.

МОРФОЛОГИЯ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ ЭПИТАКСИАЛЬНЫЙ СЛОЙ КАРБИД КРЕМНИЯ/ВОДНЫЙ ЭЛЕКТРОЛИТ

Гираев М.А., Кардашева Г.Д., Шахабудинов А.Ш., Джабраилова Х.Р.

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия.

Предыдущая наша работа (см. настоящий сборник) была посвящена изучению частотной зависимости импеданса межфазной границы (МФГ) гетеросистемы, состоящей из эпитаксиального слоя карбида кремния, нанесенного на Si – грань монокристаллической подложки 6H-SiC и водного электролита (H_2SO_4). В данной работе приведена морфология этой гетеросистемы. Она получена методом линейных диаграмм (ЛД-метод). Изначально ЛД-метод был предложен и использован для изучения неоднородной структуры полупроводниковых материалов [1]. В импедансметрии двухфазных систем (твердое тело/жидкость) ЛД-метод впервые был использован одним из авторов этой статьи [2].

Преимущество ЛД-метода в импедансметрии состоит в том, что он позволяет отделить эффекты, вызванные возникновением (или наличием) промежуточных слоев на электроде и определить некоторые их параметры (удельное сопротивление ρ , толщину слоя d), а также те параметры, в которых не требуется точных сведений о геометрических размерах образца. По данным частотной зависимости импеданса МФГ, ЛД-метод позволяет проследить поверхностную структуру электрода. Для этого нужно строить график зависимости R от C^{-1} , где R и C – параметры импеданса, измеряемые мостом переменного тока по последовательной схеме замещения. Экспериментальные данные, полученные нами для системы $(SiC+SiC_{\text{эпитакс}})/H_2SO_4$ в указанном масштабе представлены на рис.1. Данные на рисунках соответствуют потенциалу 0.6 В (нкэ) в обоих направлениях поляризации.

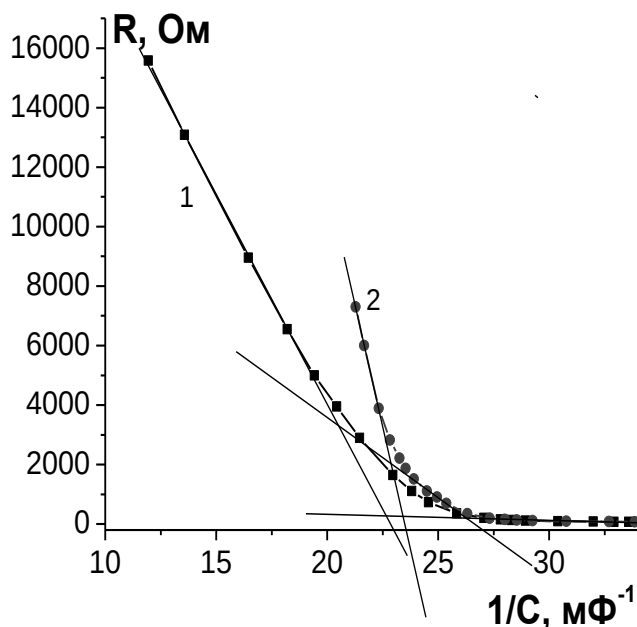


Рис.1. Линейные диаграммы структуры $(SiC+SiC_{\text{эпитакс}})/H_2SO_4$: направление поляризации анод-катод; 2 - направление поляризации катод-анод.

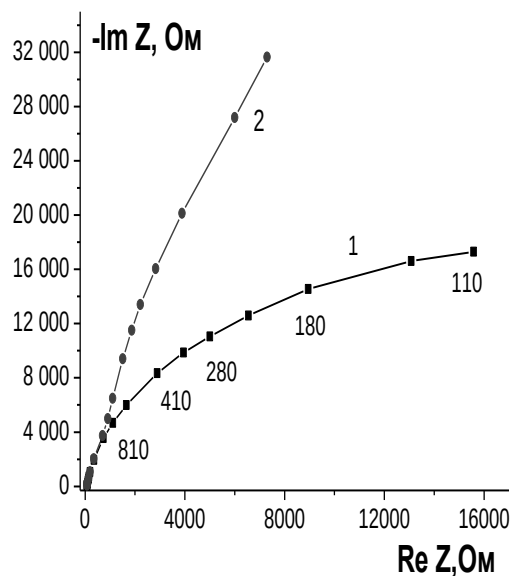


Рис.2 Годограф импеданса МФГ ($\text{SiC} + \text{SiC}_{\text{эпитакс}}$)/ H_2SO_4 : направление поляризации анод-катод; 2-направление поляризации катод-анод. Цифры на кривых- частоты в Гц.

Видно, что на $R(1/C)$ зависимостях имеются линейные участки, причем в направлении поляризации анод-катод их 2, а в направлении катод-анод – 3 линейных участков (ср. кривые 1 и 2 на рис.1). Рис. 2 – годограф импеданса подтверждает такой неоднозначный характер в изменениях частотного спектра составляющих импеданса в зависимости от направления поляризации.

Считаем, что появление дополнительного линейного участка связано с образованием дополнительного слоя на рабочем электроде. Есть основание приписать эти изменения электроду карбид кремния, поскольку он является широкозонным полупроводником ($\Delta E_g \approx 3 \text{ эВ}$), где емкость ОПЗ намного меньше емкости слоя Гельмгольца в растворе электролита.

В случае, когда образец состоит из нескольких отличающихся по удельным сопротивлениям слоев, то на $(1/C, R)$ получаются линейные отрезки с разными наклонами и длинами, причем, чем больше отличаются удельные сопротивления слоев друг от друга, тем резче изломы. При этом, для линейных участков, справедливо соотношение

$$\tau_i = R_i C_i = \varepsilon_0 \rho, \quad (1)$$

где R_i и C_i , τ_i – время релаксации, ρ_i – удельное сопротивление, ε_i – относительная диэлектрическая проницаемость относятся к параметрам i -слоя; ε_0 – электрическая постоянная,

Соотношение (1) позволяет по линейным участкам, их наклонам к оси абсцисс находить значения удельного сопротивления слоя ρ , его толщину d и время релаксации. Заметим, их истинные значения, и достоверность пропорционально связаны с соотношениями толщин слоев ($\frac{d_1}{d_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2}$) и с уточнением к какому слою

принадлежит тот или иной линейный участок. Как отмечено в [1], только по виду линейных диаграмм и на основе их анализа невозможно получить сведения о пространственном расположении отдельных слоев, кроме как констатировать факт о

том, что при низких частотах экспериментальные точки практически ложатся на прямую соответствующую слою высокого удельного сопротивления, а при высоких частотах – на прямую, соответствующую слою более низкого удельного сопротивления.

С обработкой (1/C, R) графиков связана и другая проблема: для МФГ нужно четко определить начальный уровень отсчета линейных диаграмм, R_b . Требования к точности его определения особенно повышаются при анализе спектра импеданса на сравнительно высоких частотах, где небольшая ошибка в определении R_b сильно искажает результаты графических обработок. Для системы полупроводник/электролит R_b включает в себя сопротивление раствора электролита $R_{\text{э}}$, омическое сопротивление токоподводящего контакта к электроду R_K и трудно контролируемое “объемное” сопротивление части полупроводника R_O . Последнее, условно отсчитываемое от омического контакта до ОПЗ, может меняться при поляризации из-за искривления энергетических зон на поверхности. В случае гетеоструктуры к ним добавляется дополнительное сопротивление R_C , связанное со структурой электрода. В результате, последовательно включенное сопротивление R_b становится вариативной величиной, определяемое их суммой $R_b = R_{\text{э}} + R_K + R_O + R_C$. Следует отметить, что в настоящее время среды исследователей нет единого подхода к этой проблеме – проблеме однозначного определения R_b .

В наших экспериментах критерием «правильного» выбора R_b , служила линейность R от f^{-n} (n – некоторое дробное число) в области относительно высоких частот [2].

Следующий шаг к обработке (1/C, R) графиков связан с нахождением уравнений для соответствующих линейных участков и определение координат точек их пересечений между собой и с уровнем отсчета. Данные полученные при этом далее используются для нахождения удельного сопротивления ρ , толщину d и концентрацию носителей заряда в слое по формулам

$$\rho = \frac{1}{2\pi \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot f_{iC}}, \quad d = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S}{C_{iC}}, \quad n = \frac{1}{q \cdot \rho \cdot \mu_n}$$

f_{iC}, C_{iC} – частота и емкость, соответствующих середине i -того линейного участка,

q – заряд электрона, μ_n – их подвижность, S – площадь рабочей поверхности электрода.

В таблице 1 приведены результаты обработок (1/C, R) графиков по данным на рис. 1 с учетом, что $\varepsilon_{SiC} = 7$, $\mu_n = 500 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$; $\varepsilon_{H_2SO_4} = 84$, площадь рабочей поверхности электрода $S = 7,5 \text{ мм}^2$, $C_H = 20 \text{ мФ}$ – емкость слоя Гельмгольца

Таблица 1

направление поляризации U, В (нкэ)	R_b , Ом	координаты пересечения 1/C, мФ ⁻¹ R, Ом	время релаксации τ , с	удельное сопротивление слоя, ρ , Ом·м	Концентрация носителей заряда в слое, n, см ⁻³	толщина слоя, d, нм
анод-катод		1 линейного участка с R_b осью 35.76				

0.6	67.7	67.7 1 и 2 линейных участков. 22.6 107.9 0.05 32693	$3.7 \cdot 10^{-6}$ $1.5 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^5$ $2.5 \cdot 10^6$	$5.4 \cdot 10^8$ $5 \cdot 10^7$	13.6 5.3
катод-анод 0.6	 68.3	1 линейного участка с R _b осью 38.82 68.3 1 и 2 линейных участков. 26.93 93.95 22.9 1748.5 2 и 3 линейных участков. 22.9 1748.5 0.05 32693	$2.2 \cdot 10^{-6}$ $4.3 \cdot 10^{-5}$ $3.5 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^4$ $3.2 \cdot 10^6$ $7.9 \cdot 10^8$	$2.1 \cdot 10^9$ $3.9 \cdot 10^7$ $1.6 \cdot 10^5$	15.3 11.6 5.3

Очевидно, данные в таблице 1 будут приближенными, поскольку точные значения диэлектрической проницаемости и подвижности носителей зарядов каждого слоя неизвестны. Тем не менее, с помощью метода линейных диаграмм удастся описать морфологию межфазной границы твердое тело/жидкость, если известен частотный спектр импеданса.

Литература

- [1]. Субашиев В.К., Тучкевич В.М. // ЖТФ. 1947. Т.12. С. 177 – 194.
- [2]. Гираев М.А., Османов О.М. //Вестник ДГУ. Естественные науки. 2006. №6. С.45-57

ЦЕНТРЫ ПРИЛИПАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ОТТАЛКИВАЮЩИМ БАРЬЕРОМ
Хамидов М.М., Магомедбеков У.Г., Рабаданов М.Х., Гасанов Н.Г., Гаджиев Г.М.
Дагестанский государственный университет, hamidov06@mail.ru
Институт физики ДНЦ

Результаты исследования параметров центров прилипания (ЦП) методом термостимулированной проводимости (ТСП), представленные в таблице-1 показывают, что две низкотемпературные полосы с максимумами при $T_m = 130$ и 180K в кристаллах $\text{CdS}\langle\text{Rb}\rangle$, несмотря на их температурный сдвиг, имеют энергии активации $E_t = 0,24 \pm 0,01$ эВ., а две высокотемпературные полосы ТСП с максимумами при $T_m = 300$ и 345K - $E_t = 0,67 \pm 0,01$ эВ. Аналогичные полосы ТСП в кристаллах $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}\langle\text{Rb}\rangle$, за которые ответственны центры с такими же энергиями активации, имеют низкотемпературные максимумы при $T_m = 140$ и 200K , а высокотемпературные при $T_m = 245$ и 292K . Величина температурного сдвига максимумов полос ТСП в $\text{CdS}\langle\text{Rb}\rangle$ и $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}\langle\text{Rb}\rangle$ принимает значения в пределах $47\text{-}50$ и $47\text{-}59\text{K}$, а температурные сдвиги между низко- и высокотемпературными полосами соответственно 170 и 100K .

Таблица-1

CdS<Rb> после охл. в темноте				CdS<Rb> после охл. на свету				
E _t эВ	S _t ,см	T _m ,К	ΔT _{m1} , К	E _t эВ	S _t ,см	T _m ,К	ΔT _{m1} К	ΔT _{m2} ,К
0,24	8 · 10 ⁻²⁴	130	41	0,23	10 ⁻²⁴	130	50	168 ±2
0,23	2 · 10 ⁻²⁶	181		0,24	4 · 10 ⁻²⁷	180		
				0,68	3 · 10 ⁻²¹	300	47	
				0,7	5 · 10 ⁻²¹	347		
				CdS _x Se _{1-x} <Rb>				
				0,25	3 · 10 ⁻¹⁹	141	59	98 ±6
				0,25	3.2 · 10 ⁻¹⁶	200		
				0,67	7,5 · 10 ⁻¹⁴	245	47	
				0,67	1,3 · 10 ⁻¹⁴	292		

Эти температурные сдвиги, с учетом незначительных разбросов вследствие наложения других близко расположенных полос и применения процедуры термоочистки, как мы видим, имеют близкие значения для исследованных кристаллов.

Величина ТСП этих полос на несколько порядков возрастает после охлаждения кристаллов на свету. Этот эффект ранее интерпретировали как следствие фотохимических реакций, которые действительно имеют место в исследованных кристаллах. Однако, эти преобразования, приводят как к простой концентрационной перекачке, так и разрушению одних с образованием за счет них новых центров, с другими энергетическими, кинетическими и структурными характеристиками. Интенсивности указанных полос ТСП в зависимости от условий эксперимента,

изменяются синхронно. Эта особенность, как мы предполагаем, есть результат их связи с центром с отталкивающим барьером.

Доказательством этого предположения является то, что этот центр обладает теми же особенностями, которые характерны для центров с отталкивающим барьером[1]. Так; 1) полная глубина залегания центра составляет в нашем случае 0,67 эВ; 2) термоопустошение центра представляет собой мономолекулярный процесс; 3) энергия активации центра (0,24 и 0,67 эВ) определены из кривых ТСП (энергия 0,24эВ рассчитана из низкотемпературных, а 0,67 эВ - из высокотемпературных измерений; 4) данные центры не заполняются при низкотемпературном освещении; 5) сечение захвата этих центров, как и в[1], увеличивается с ростом температуры, что наиболее четко выражено для кристаллов $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}<\text{Rb}>$.

Еще одна особенность, подтверждающая связь вычисленных по данным ТСП энергий с одним и тем же центром, является близость температурного интервала между максимумами высоко- и низкотемпературных полос.

Литература

[1]. Aven M., Prener J.S. Physics and Chemistry of II-VI Compounds// Amsterdam.- 1967. (Перевод под ред. С.А. Медведева - Физика и химия соединений A^2B^6 . М.: "Мир".- 1970.)

ОБЪЯСНЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ СЕЧЕНИЙ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОННЫХ ЦЕНТРОВ ПРИЛИПАНИЯ В КРИСТАЛЛАХ $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}\langle\text{Rb}\rangle$

Хамидов М.М., Магомедбеков У.Г., Рабаданов М.Х., Гасанов Н.Г., Гаджиев Г.М.

Дагестанский государственный университет, hamidov06@mail.ru

Институт физики ДНЦ, ³Дагестанский государственный технический университет

Сечения захвата- S_t центров прилипания (ЦП), вычисленные до и после протекания в кристаллах $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}\langle\text{Rb}\rangle$ фотохимических реакции (ФХР), испытывают большие, в пределах 2-4х порядков, отклонения (таб.1). Очевидно, что данный кинетический параметр ЦП зависит от многих факторов (природы самого дефекта, зарядового состояния, структуры, совершенства кристалла, особенностей области локализации). Изменения хотя бы части из них приводит к изменению сечений захвата ЦП.

Таблица 1. Параметры ЦП до и после протекания фотохимических реакций в кристаллах $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}\langle\text{Rb}\rangle$:

N п/п	До ФХР			После ФХР		
	T_m, K	$E_t, \text{эВ}$	$S_t, \text{см}^2$	T_m, K	$E_t, \text{эВ}$	$S_t, \text{см}^2$
1.	130	0,14	$8,0 \cdot 10^{-19}$	130	0.13	$1,3 \cdot 10^{-18}$
2.	151	0,19	$2,0 \cdot 10^{-18}$	141	0.25	$3,0 \cdot 10^{-19}$
3.	170	0,23	$8,0 \cdot 10^{-18}$	170	0.23	$1,5 \cdot 10^{-18}$
4.	181	0,27	$2,0 \cdot 10^{-18}$			
5.	212	0,33	$5,0 \cdot 10^{-18}$	200	0.25	$3,2 \cdot 10^{-16}$
6.	244	0.35	$1,0 \cdot 10^{-18}$	245	0.67	$7,5 \cdot 10^{-14}$
7.	263	0,37	$8,0 \cdot 10^{-17}$			
8.	294	0,43	$7,0 \cdot 10^{-18}$	288	0.67	$1,3 \cdot 10^{-14}$
9.	312	0,48	$1,1 \cdot 10^{-17}$	322	0.73	$3,4 \cdot 10^{-15}$
10.	323	0,54	$1,7 \cdot 10^{-18}$	333	0.78	$2,8 \cdot 10^{-14}$

Обратимые фотохимические преобразования по сути своей реакции ассоциации и диссоциации дефектов. Причем атомы, которые теряют друг друга в ходе этих процессов не «выживают» в одиночестве. Они находят друг друга в ходе обратных реакций, если даже ассоциаты полностью распадаются. Этот факт указывает на существование в нестабильных полупроводниках «дорожек» - макронарушений, вдоль которых одни и те же атомы (точечные дефекты) в неравновесных условиях могут многократно перемещаться в обоих направлениях.

Согласно модели [1,2] крупномасштабные нарушения кристаллов с коллективными электрическими полями (дислокация, межкристаллические границы и др.) влияют на формирование кинетических параметров ловушек. Особенности поведения обратимых фотостимулированных структурных преобразований свидетельствуют о том, что они протекают не в объеме идеального кристалла, а имеют место в областях, которые искажены не только точечными, но и крупномасштабными дефектами. Очевидно, что при локализации электронных ЦП в области коллективных

электрических полей этих дефектов, сечения захвата носителей заряда приобретают эффективный характер. При распределении ЦП по всему объему макроскопической неоднородности, величина потенциального барьера этих полей меняется и сечение S_t может принимать набор значений. Поскольку сечение S_t наряду с энергетической глубиной E_t определяют температурное положение полос ТСП, то в рамках модели, допускающей влияние неоднородностей кристалла на кинетические параметры ЦП, могут быть понятны не только результаты фотостимулированных преобразований спектров термостимулированной проводимости (ТСП), но и слабая их воспроизводимость в однотипных кристаллах, в которых ФХР не наблюдаются.

Распределение электронных ЦП с дискретным уровнем по объему кристалла, в котором проявляется действие электрического поля макроскопической неоднородности, должно привести к расширению спектра значений сечения S_t , что вызовет увеличение ширины полосы ТСП, а следовательно и нескольких одинаковых по наклону начальных участков роста ТСП наблюдаемых при использовании метода термоочистки. Подтверждением этого предположения является то, что в исследованных кристаллах, как видно из таблицы-1, действительно наблюдаются центры с одинаковой энергетической глубиной, но термоопустошение которых происходит в различных температурных областях.

Литература

- [1].Зобов Е.М., Ризаханов М.А., Хамидов М.М., Магомедов Н.М. Тезисы международной конф. «Оптика полупроводников».- Ульяновск.- 2000.- С. 84.
- [2]. Ризиханов М.А., Гасанбеков Г.М., Габиров Ф.С., Магомедов М.А., Мейланов Р.П., Хамидов М.М. Рукопись деп. ВИНТИ.- 1984.- №7781-84.

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА НА КВАДРАТНОЙ РЕШЕТКЕ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ВТОРЫХ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ

М.А. Магомедов, А.К. Муртазаев, М.К. Рамазанов

Институт физики ДНЦ РАН, Махачкала, Россия

Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия

e-mail: magomedov_ma@mail.ru

В данной работе Методом Монте-Карло исследованы термодинамические свойства в антиферромагнитной модели Изинга на квадратной решетке с учетом взаимодействий вторых ближайших соседей. Исследования проведены для величины соотношения обменных взаимодействий вторых и ближайших соседей $r=J_2/J_1=0.5$. На основе анализа функции плотности состояний и низкотемпературных значений энтропии системы показано, что для случая $r = 0.5$ в этой модели наблюдаются аномалии термодинамических параметров, связанные с появлением фрустрации.

Гамильтониан антиферромагнитной модели Изинга на квадратной решетке с учетом взаимодействия вторых ближайших соседей может быть представлен в следующем виде [1-5]:

$$H = -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle} (S_i \cdot S_j) - J_2 \sum_{\langle i,l \rangle} (S_i \cdot S_l), \quad (1)$$

где $S_{i,j,l}=\pm 1$ – изинговский спин. Первый член в формуле (1) учитывает обменное взаимодействие ближайших соседей величиной $J_1 < 0$, а второй – вторых ближайших соседей $J_2 < 0$.

В данной работе нами рассматривается случай, когда $r=J_2/J_1=0.5$. Это связано с тем, что точка $r=0.5$ представляет особый интерес, что связано с сильным вырождением основного состояния и с возникновением фрустрации.

В отличие от работ [6-12], в данной работе определены значения энтропии S как при низких, так и при высоких температурах, по которым легко установить наличие фрустраций в исследуемой системе.

Исследование критических и термодинамических свойств фрустрированных спиновых систем традиционными теоретическими, экспериментальными и численными методами сталкиваются с рядом трудно преодолимых проблем. Строго и последовательно на основе микроскопических гамильтонианов такие системы могут быть изучены методами Монте-Карло [3]. В последнее время разработано много новых вариантов алгоритмов метода Монте-Карло, которые позволяют преодолеть эти проблемы. Одним из наиболее эффективных оказался алгоритм Ванга-Ландау [3], особенно в низкотемпературной области.

Поэтому нами, в данном исследовании был использован алгоритм Ванга-Ландау метода Монте-Карло. Данный алгоритм является реализацией метода энтропического моделирования и позволяет вычислить функцию плотности состояний системы. Алгоритм Ванга-Ландау основан на том, что совершая случайное блуждание в пространстве энергий с вероятностями, обратно пропорциональными плотности состояний $g(E)$, мы получаем равномерное распределение по энергиям. Подобрать вероятности перехода такими, что посещение всех энергетических состояний стало бы равномерным, можно получить изначально неизвестную плотность состояний $g(E)$, зная которую можно вычислить значения необходимых термодинамических параметров при любой температуре. Так как плотность состояний $g(E)$ очень быстро растет с увеличением размеров исследуемых систем, для удобства хранения и обработки больших чисел пользуются величиной $\ln g(E)$.

Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями и с линейными размерами $L \times L = N$, $L = 10 \div 120$.

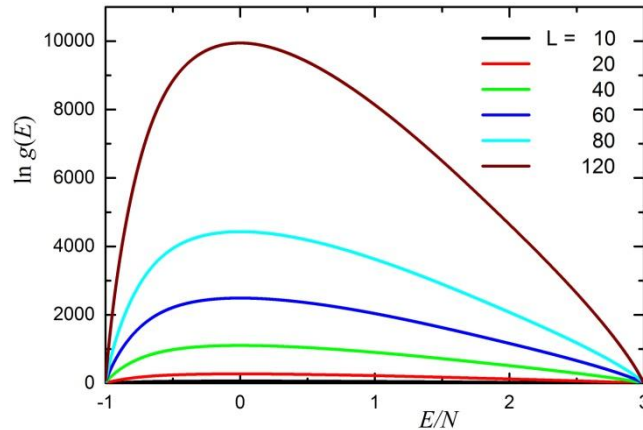


Рис. 1.

На рисунке 1 представлены плотности состояний $g(E)$ для систем с различными линейными размерами L . Здесь и далее на всех рисунках погрешность данных не превосходит размеры символов, используемых для построения графиков. Как видно из рисунка, изменение плотности состояний с увеличением линейных размеров в различных энергетических областях происходит по-разному. Во-первых, плотность состояний при $E = E_{\max} = 3N$ не зависит от линейных размеров (состояний с такой энергией всего 2 для систем любых размеров). Плотность состояний $g(E)$ при минимальной энергии $E = E_0$ показывает умеренный рост с увеличением линейных размеров. В области энергий $E_{\min} + \delta E < E < E_{\max}$ с ростом линейных размеров происходит интенсивный рост плотности состояний. Также нами обнаружен достаточно узкий интервал энергий $E_{\min} < E < E_{\min} + \delta E$, составляющий доли процентов от энергии основного состояния, в котором умеренный рост плотности состояний постепенно сменяется интенсивным. Анализ этого интервала в данной работе не предусмотрен. Отметим только, что данный интервал сильно сужается с ростом размеров системы и для исследованных нами систем составляет в среднем $\delta E \approx E_{\min} \times 10^{-3}$.

Анализ роста плотности состояний $g(E)$ для различных значений энергии с увеличением линейных размеров системы приведен на рисунке 2. Как видно из рисунка в основном состоянии (случай, когда $E/N = -1$) $\ln g(E)$ растет пропорционально L . Для всех остальных случаев мы наблюдаем, что $\ln g(E)$ растет пропорционально L^2 . Этим объясняется наличие в системе фрустрации и особенности вырождения основного состояния.

Независимо от плотностей состояний системы для проверки существования фрустрации нами анализировались и температурные зависимости энтропии системы.

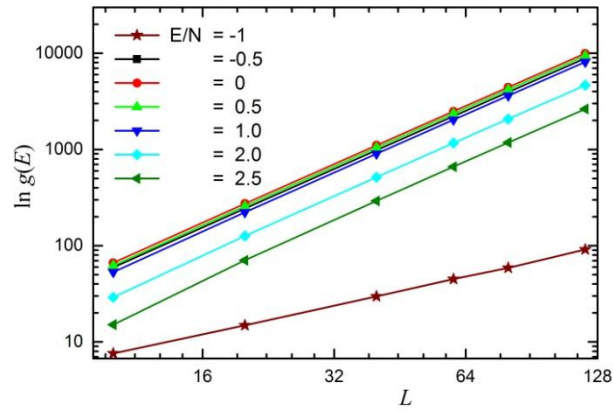


Рис.2

Известно, что в модели Изинга с фрустрацией энтропия S/N при низких температурах должна принимать отличные от нуля значения, а при высоких температурах стремиться к величине $\ln 2$. Указанные особенности для исследуемой нами модели продемонстрированы на рисунке 3.

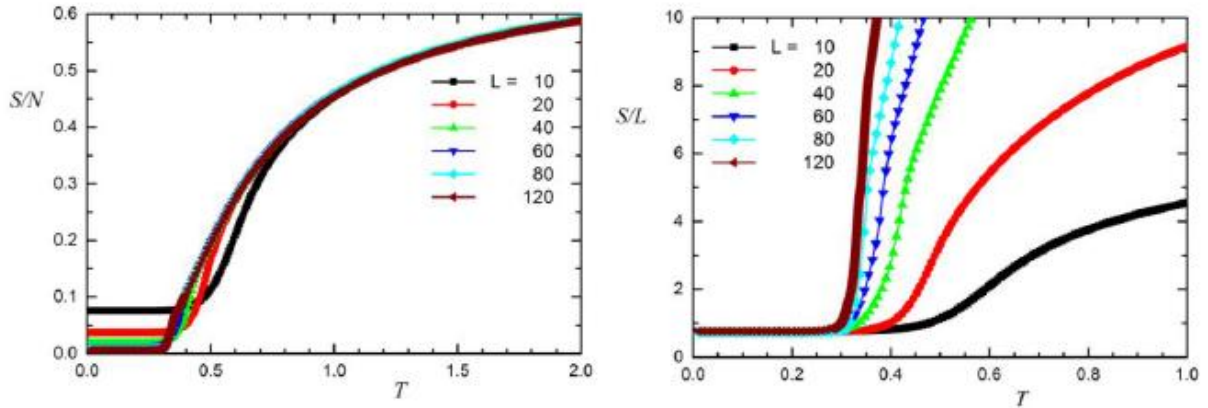


Рис.3

Заметим, что при $T \rightarrow 0$ энтропия S/N стремится к отличному от нуля значению для малых размеров решеток. Для решеток больших размеров при $T \rightarrow 0$ энтропия $S/N \rightarrow 0$. В отличие от модели Поттса [3], для исследуемой модели мы наблюдаем иную картину. Из рисунка 3 видно, что при $T \rightarrow 0$ (T - приведенная температура) энтропия S/L , в отличие от S/N , не зависит от линейных размеров системы и стремиться к отличному от нуля значению. Это более наглядно продемонстрировано на рисунке 4.

Как видно из рисунка 4, при $L \rightarrow \infty$ энтропия $S_0/N \rightarrow 0$, а $S_0/L \rightarrow 0.75(1)$. Такое поведение энтропии обусловлено тем, что в основном состоянии (при $E/N = -1$) логарифм плотности состояний $\ln g(E)$ с увеличением линейных размеров системы растет пропорционально L , как нами было продемонстрировано на рисунке 2. Это связано с тем, что фрустрации в данной модели приводят к вырождению основного состояния, но степень вырождения основного состояния намного меньше, чем в моделях с ненулевой энтропией основного состояния S_0/N [3].

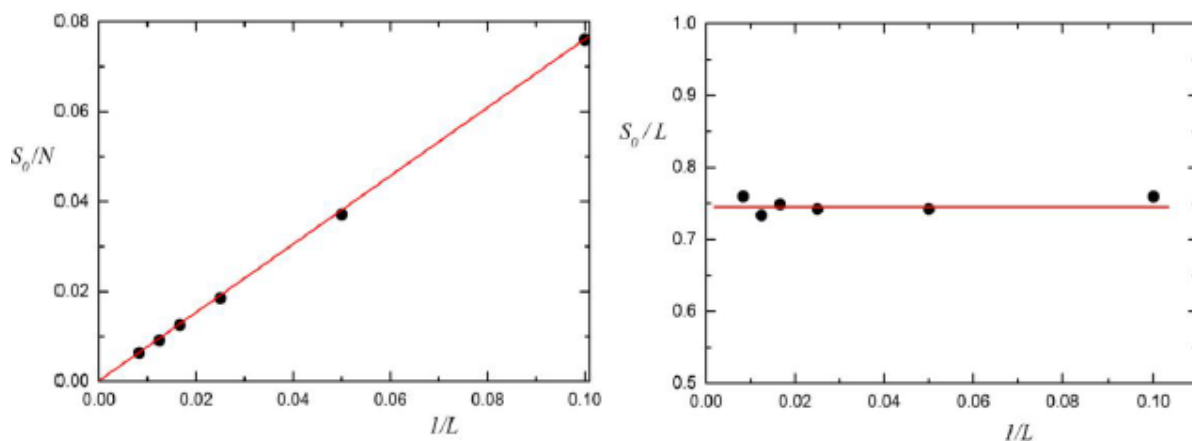


Рис.4.

Итак, наши данные, полученные для антиферромагнитной модели Изинга на квадратной решетке с учетом взаимодействия вторых ближайших соседей на основе алгоритма Ванга-Ландау метода Монте-Карло для случая $r=0.5$, свидетельствуют о том, что:

1. плотность состояний (а соответственно и степень вырождения) системы в различных энергетических областях зависит по-разному от линейных размеров;
2. логарифм плотности состояний системы $\ln g(E)$ в основном состоянии растет пропорционально линейным размерам системы L , тогда как для большинства других энергетических состояний $\ln g(E)$ растет пропорционально L^2 ;
3. при $T \rightarrow 0$ энтропия в основном состоянии $S_0/N \rightarrow 0$, а $S_0/L \rightarrow 0.75(1)$.

Литература

- [1] С.Е. Коршунов, УФН 176, 233 (2006).
- [2] A. Malakis, P. Kalozoumis, and N. Tyraskis, Eur. Phys. J. B 50, 63 (2006).
- [3] А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, М.А. Магомедов, Ф.А. Касан-Оглы, А.И. Прошкин, Письма в ЖЭТФ 100, 267 (2014).
- [4] R.H. Swedensen and S. Krinsky, Phys. Rev. Lett. 43, 177 (1979).
- [5] K. Binder and D.P. Landau, Phys. Rev. B 21, 1941 (1980).
- [6] K. Minami and M. Suzuki, J. Phys. A 27, 7301 (1994).
- [7] J.L. Moran-Lopez, F. Aguilera-Granja and J.M. Sanchez, Phys. Rev. B 48, 3519 (1993).
- [8] J.L. Moran-Lopez, F. Aguilera-Granja and J.M. Sanchez, J. Phys.:Cond. Matter 6, 9759 (1994).
- [9] E. Lopez-Sandoval, J.L. Moran-Lopez, F. Aguilera-Granja, Solid State Comm. 112, 437 (1999).
- [10] A. Mitsutake, Y. Sugita, and Y. Okamoto, Biopolymers (Peptide Science) 60, 96 (2001).
- [11] A. Bunker, B. Gaulin, C. Kallin, Phys. Rev. B 48, 15861 (1993).
- [12] C. Zhou, R.N. Bhatt, Phys. Rev. E 72, 025701 (2005).

ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ И ЭНТРОПИЯ МОДЕЛИ НАНОГРАФЕНА

М.А. Магомедов, А.К. Муртазаев

Институт физики ДНЦ РАН, Махачкала, Россия

Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия

e-mail: magomedov_ma@mail.ru

В последние годы ведутся интенсивные исследования графена. Являвшаяся до недавнего времени «неуловимой» для экспериментаторов двумерная форма существования углерода, названная впоследствии графеном, является, возможно, одной из наиболее интенсивно изучаемых аллотропных модификаций углерода.

Схематически модель нанографена представлена на рисунке 1. Как видно из рисунка, атомы нанографена можно разделить на две подрешетки. Атомы, входящие в одну подрешетку **A** обозначены на рисунке одним цветом, а атомы, входящие во вторую подрешетку **B** – другим цветом. Каждый атом имеет 3 ближайших соседей.

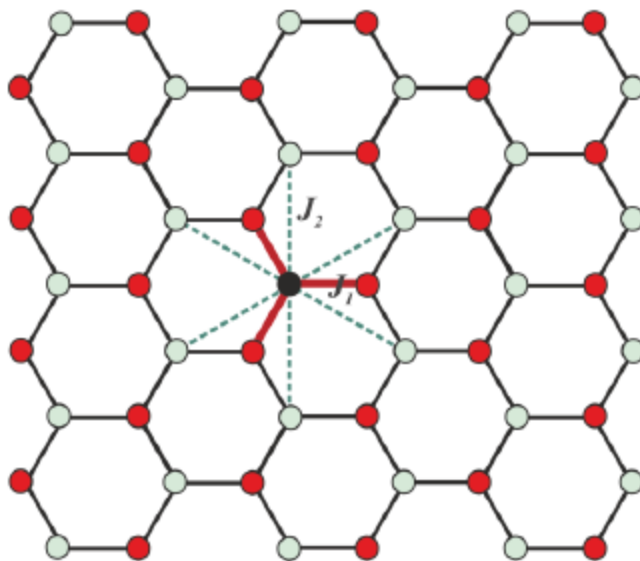


Рис.1

При построении модели нанографена нами учитывались как первые, так и вторые ближайшие соседи.

С учетом всех этих особенностей гамильтониан модели нанографена, исследованной в данной работе, может быть представлен в следующем виде:

$$H = -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j - J_2 \sum_{\langle i,k \rangle} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_k, \quad \mathbf{S}_i = \pm 1, \quad (1)$$

где первый член учитывает обменное взаимодействие между первыми ближайшими соседями, второй – взаимодействие между вторыми ближайшими соседями.

При положительном обменном взаимодействии J_1 все атомы в основном состоянии упорядочиваются одинаково, а при отрицательном взаимодействии атомы образуют две подрешетки, спины в которых направлены в основном состоянии антипараллельно. В данной системе нет вырождения и отсутствует фрустрация. Энтропия такой системы в основном состоянии должна равняться нулю.

Учет обменного взаимодействия между вторыми ближайшими соседями, которых у каждого атома 6, сильно усложняет картину. В зависимости от знака и величины второго обменного взаимодействия J_2 система может быть как ферромагнитно упорядоченной, так и разупорядоченной. При отрицательном значении J_2 в системе возникает сильнейшая фрустрация, и основное состояние системы сильно вырождается. Данная работа посвящена исследованию влияния обменного взаимодействия между первыми и вторыми ближайшими соседями на плотность состояний и энтропию

системы, что позволяет определить степень вырождения энергетических состояний и оценить степень фрустрации, возникающей в системе.

Для малых систем, подобных нанографену, наиболее эффективным численным методом исследования является алгоритм Ванга-Ландау, который позволяет также получить много дополнительной информации о системе. Данный алгоритм является реализацией метода энтропического моделирования и позволяет вычислить функцию плотности состояний системы.

Алгоритм Ванга-Ландау основан на том, что совершая случайное блуждание в пространстве энергий с вероятностями, обратно пропорциональными плотности состояний $g(E)$, мы получаем равномерное распределение по энергиям. Подобрать вероятности перехода такими, что посещение всех энергетических состояний стало бы равномерным, можно получить изначально неизвестную плотность состояний $g(E)$, зная которую можно вычислить значения необходимых термодинамических параметров при любой температуре.

Таким образом, определив плотность состояний системы, можно рассчитать значения термодинамических параметров при любой температуре. В частности, внутреннюю энергию U , свободную энергию F , энтропию S и теплоемкость C можно вычислить, используя следующие выражения:

$$U(T) = \frac{\sum_E E g(E) e^{-E/k_B T}}{\sum_E g(E) e^{-E/k_B T}} \equiv \langle E \rangle_T, \quad (2)$$

$$F(T) = -k_B T \ln \left(\sum_E g(E) e^{-E/k_B T} \right), \quad (3)$$

$$S(T) = \frac{U(T) - F(T)}{T}, \quad (4)$$

$$C(T) = \frac{\partial U(T)}{\partial T} = \frac{\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2}{k_B T^2}. \quad (5)$$

Вероятность состояния с энергией E при температуре T можно определить следующим образом:

$$P(E, T) = g(E) e^{-E/k_B T}. \quad (6)$$

Нами проведено компьютерное моделирование для модели нанографена при различных значениях обменных взаимодействий J_1 и J_2 . Линейные размеры исследованных систем составляло $L = 6, 12, 18$ и 24 , таким образом, число атомов составляло $N = L \times L = 36, 144, 324$ и 576 .

На рисунке 2. приведен график плотности состояний для модели нанографена для различных значения обменных взаимодействий J_1 и J_2 . Как видно из графика, вырождение основного состояния в данной системе в первом случае отсутствует, в то время как второй случай является вырожденным.

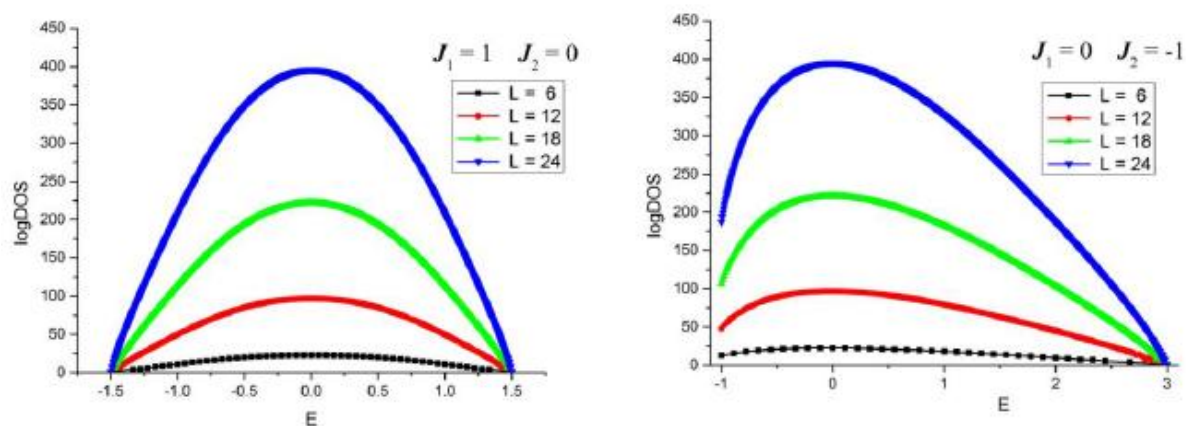


Рис.2

Рассчитанные из плотности состояний значения энтропии для обеих моделей приведены на рисунке 3.

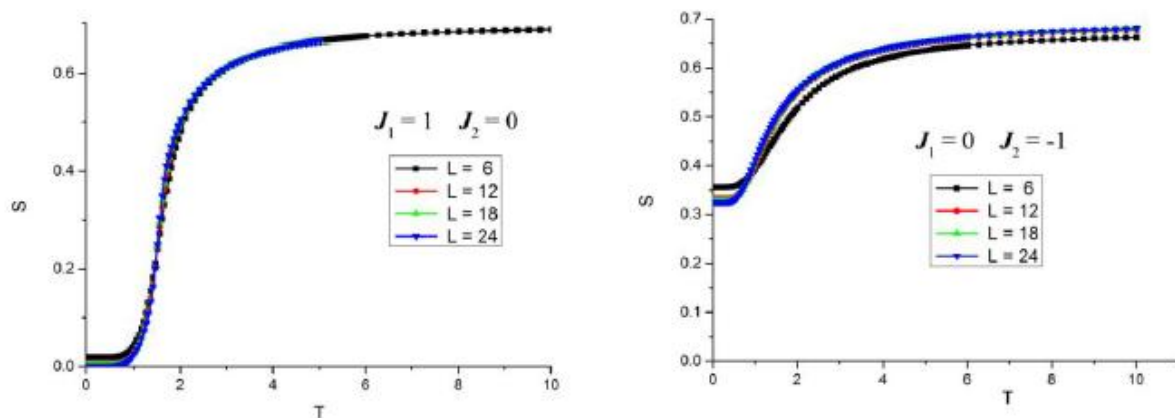


Рис.3

Литература

- [1] Katsnelson M.I. Graphene: carbon in two dimensions // MaterialsToday. — 2007. — Vol. 10, No. 1—2. — P. 20—27.
- [2] Novoselov K.S. Two-dimensional Atomic Crystals / K.S. Novoselov, D. Jiang, F. Schedin, T.J. Booth, V.V. Khotkevich, S.V. Morozov, A.K. Geim // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. — 2005. — Vol. 102, No.30. — P. 10451—10453.
- [3] Bunch J.S. Impermeable Atomic Membranes from Graphene Sheets / J.S. Bunch, S.S. Verbridge, J.S. Alden, A.M. van der Zande, J.M. Parpia, H.G. Craighead, P.L. McEuen // Nano Lett. — 2008. — Vol. 8, No. 8, P. 2458—2462.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО РАЗРЯДА В БИНАРНЫХ СМЕСЯХ ДИГИДРОФOSFATОВ НАТРИЯ И КАЛИЯ

С.М.Гаджиев

*Дагестанский государственный университет
Дагестанский институт народного хозяйства*

Исследование высоковольтного поведения индивидуальных протонных твердых электролитов (ПТЭ) NaH_2PO_4 , Na_2HPO_4 и KH_2PO_4 и их расплавов показало, что с ростом напряженности электрического поля (НЭП) их электропроводность возрастает и достигает насыщения [1,2]. Относительный рост проводимости в них доходит до 190 и более %. Экспериментальное исследование поведения бинарных систем ПТЭ и их расплавов в сильных электрических полях (СЭП) представляет больший интерес, чем индивидуальные электролиты. Это связано с тем, что: во-первых, композитные электролиты обладают большей ионной проводимостью, чем индивидуальные вещества, составляющие композит; во-вторых, при образовании композита значительно снижается температурная область существования высокопроводящей фазы. Снижение температуры существования твердой высокопроводящей фазы (в нашем случае на 40 – 50 К) имеет немаловажное значение в целях экономии энергии при решении различных технологических задач, например, при создании химических источников тока резервного типа, при генерации монохроматического света с перестраиваемой частотой и т.д. В настоящей работе исследованы характер импульсного разряда (временные и энергетические характеристики), высоковольтная электропроводность и релаксационные процессы в бинарных смесях различных составов дигидрофосфатов натрия и калия.

Эксперименты проводились по методике, подробно описанной в работах [1,3]. Низковольтную проводимость электролитов до и после импульсных высоковольтных разрядов (ВИР) измеряли мостом переменного тока Е7-20 на частоте 10 кГц. Осциллографирование процесса разряда осуществлялось с помощью двухканального осциллографа АКТАКОМ АСК-3106 с выходом на ЭВМ.

Осциллограммы показывают, что продолжительность импульсов составляет несколько десятков микросекунд, что исключает привнесение в электролит продуктов электролиза и перегрев его в сколько-нибудь заметной степени. О наличии или отсутствии пробойных явлений можно было судить по наличию или отсутствию на осциллограммах срыва напряжения и скачка тока. Крутизна фронта напряжения при разрядах составляла примерно 10^9 В/с.

Электрический разряд в бинарных смесях ПТЭ дигидрофосфатов натрия и калия при низких температурах (до 425 К) и плохой проводимости происходит с пробоем, а при более высоких температурах - без пробойных явлений с экспоненциальным стеканием заряда (вплоть до напряжений амплитудой более 5 кВ). Постоянная времени такой экспоненты зависит от емкости разрядного конденсатора и от общего сопротивления разрядной цепи, включая электролит ($t = R \cdot C$). Характерные осциллограммы тока и напряжения без пробойных явлений и с пробоем в бинарных смесях дигидрофосфатов натрия и калия показаны на рис.1.

По осциллограммам тока и напряжения через каждые 0,1 мкс были измерены напряжение $U(t)$ и ток $I(t)$. По ним вычислялось сопротивление $R(t)$ в процессе разряда. Оно вычислялось как $U(t)/I(t)$, считая ток квазистационарным. В наших экспериментах, при прочих равных условиях, вследствие уменьшения сопротивления (роста проводимости) твердого электролита с ростом напряженности электрического поля (НЭП) это время уменьшается. Начиная с некоторых величин НЭП, зависящих от природы электролита и температуры, время разряда остается постоянным, что означает достижение предельной проводимости. Интересно было проследить, как изменяются

сопротивление электролита, а также мощность, выделяющаяся в канале разряда, во времени в процессе разряда.

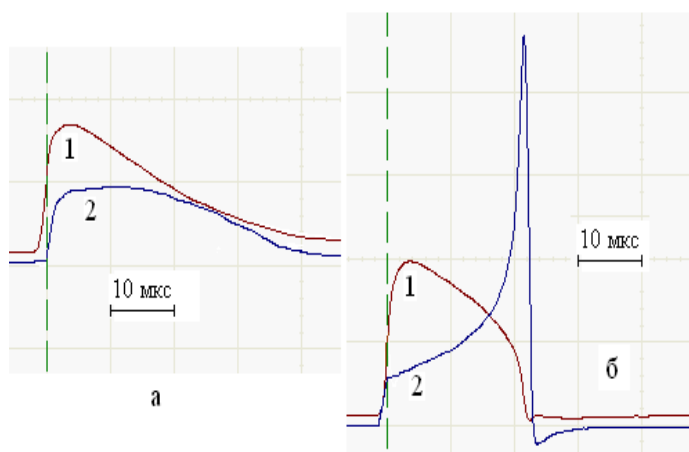


Рис.1. Характерные осциллограммы напряжения (кривые 1) и тока (кривые 2) высоковольтного разряда в расплавах бинарных смесей гидрофосфатов щелочных металлов: а – беспробойный разряд; б – пробой.

Сопротивление электролита со временем, измеренное по осциллограммам в процессе разряда, достигает наименьшего значения через 15 – 25 мкс после начала разряда. Следует отметить, что в бинарных смесях гидросульфатов щелочных металлов это время значительно меньше [3].

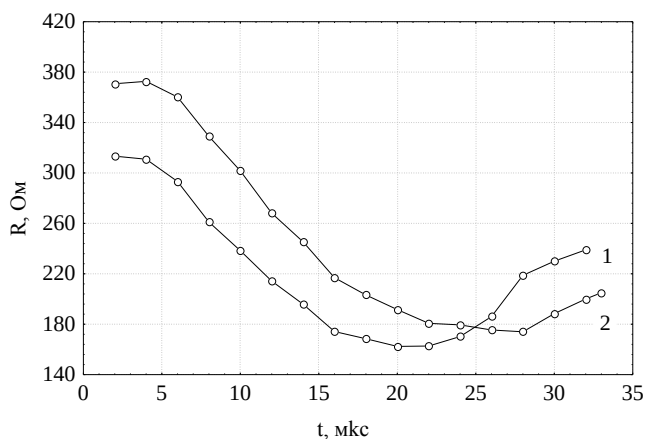


Рис.2. Изменение сопротивления смеси $\text{Na,K/H}_2\text{PO}_4$ в процессе высоковольтного разряда без пробоя: 1 – $0,5\text{Na}.0,5\text{K/H}_2\text{PO}_4$, $U=2,4$ кВ, $T=528$ К (расплав); 2 – $0,15\text{Na}.0,85\text{K/H}_2\text{PO}_4$, $U=2,0$ кВ, $T=541$ К (ТЭ).

Время установления минимального значения сопротивления в канале, при прочих равных условиях, оказывается зависимым от амплитуды импульсного напряжения, приложенного к образцу и от температуры и состава электролита. Чем больше амплитуда напряжения, тем меньше это время. На рис.2 и 3 приведены изменения сопротивления электролита во времени в процессе разряда бинарных смесей дигидрофосфатов натрия и калия при отсутствии пробойных явлений и при пробое.

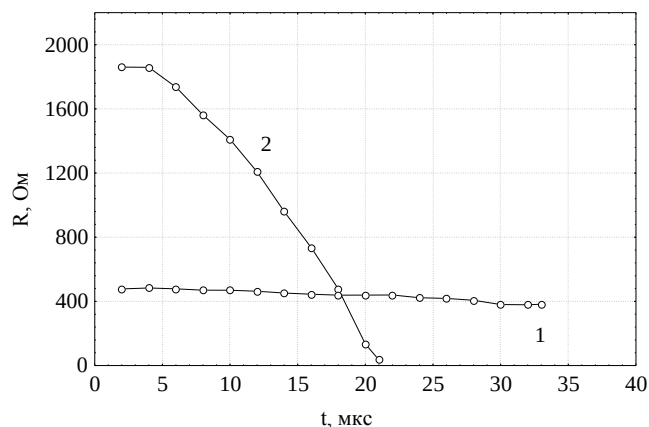


Рис.3. Изменение сопротивления бинарной смеси твердого электролита $0,5\text{Na}0,5\text{K}/\text{H}_2\text{PO}_4$ в процессе высоковольтного разряда: 1 – $U=2,0$ кВ, $T=500$ К (без пробоя); 2 – $U=2,4$ кВ, $T=493$ К (пробой).

Из рис.2 видно, что сопротивление электролита в процессе разряда уменьшается. Через 20-25 мкс, в зависимости от состава электролита и температуры, оно достигает наименьшего значения, затем снова начинает увеличиваться, не возвращаясь к исходному значению. Это указывает на то, что активация электролита осуществляется именно в процессе импульсного разряда. Уровень активации тем выше, чем больше амплитуда импульсного напряжения. Максимальная ВИР – активация в бинарной смеси $0,5\text{Na}0,5\text{K}/\text{H}_2\text{PO}_4$ (наведенная сильным полем избыточная проводимость) при этом составляет 91 % при $T = 528$ К. Такое активированное состояние сохраняется длительное время со временем релаксации порядка 10^4 с. При пробое электролита его сопротивление в процессе разряда все время уменьшается (рис.3, кривая 2) и достигает минимального значения в момент максимального тока. Проводимость электролита при этом увеличивается в 59 раз, что позволяет утверждать, даже при пробое электролита электронные процессы исключаются. При включении электронов в процесс разряда проводимость возрастает на 4 – 5 порядков [2].

Общая мощность и энергия, выделившиеся в канале разряда, определялись по осциллограммам $U(t)$ и $I(t)$, причем,

$$P(t) = U(t) \cdot I(t); \quad W(t) = \int_0^t U(t) \cdot I(t) dt. \quad (1)$$

Анализ осциллограмм показывает, что по мере увеличения амплитуды импульсного напряжения максимальная скорость изменения (нарастания) тока увеличивается и время установления максимума тока, (время установления квазистационарного тока) уменьшается, т.е. смещается к началу процесса, что указывает на существование некоторого предельно достижимого значения тока в твердых электролитах и расплавах. Время достижения максимальной мощности, выделяющейся в канале разряда, незначительно смещается в сторону меньших времен с ростом амплитуды импульсного напряжения. На рис.4 приведены мощности, выделившиеся в канале разряда некоторых бинарных смесей дигидрофосфатов натрия и калия.

Максимальная мощность достигается раньше, чем максимальный ток. Это объясняется инерционностью ионов (по сравнению с электронами), участвующих в переносе заряда. В данном случае – протонов H^+ . Отношение максимального тока к току, при котором в канале выделяется максимальная мощность, меняется в зависимости от состава соли в пределах 1,1 – 1,2 и не зависит от приложенного напряжения. Полная энергия, выделяющаяся в электролитах, оказывается пропорциональной начальной скорости нарастания тока. Максимальная мощность,

выделившаяся в канале разряда, в жидкой фазе почти в 2 раза больше (рис.4, кривая 3), чем в твердой фазе (кривая 2). При пробое мощность плавно возрастает (кривая 4) и достигает наибольшего значения при максимальном токе (20 мкс после начала разряда).

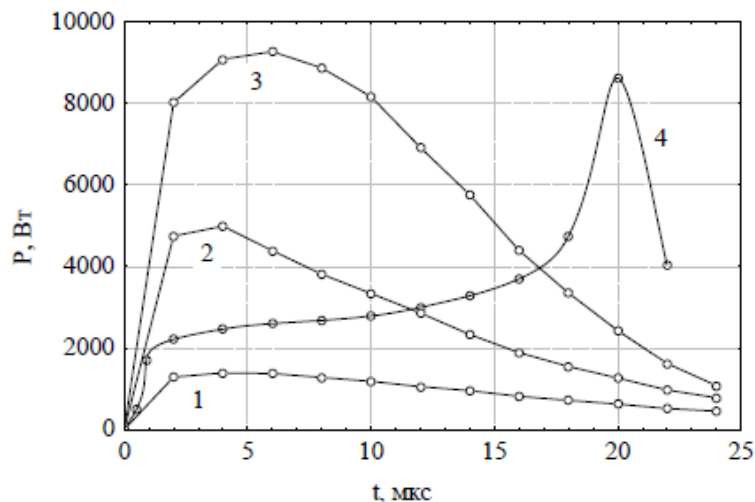


Рис.4. Мощность, выделившаяся в канале разряда: 1- 0,15Na.085K/H₂PO₄, U=2,0 кВ, T=541 К; 2,3,4 - 0,5Na.0,5K/H₂PO₄; U= 2,0 кВ, T= 500 К; U=2,4 кВ, T= 528 К; U=2,4 кВ, T= 493 К (пробой) соответственно.

Эксперименты показывают, что мощность, выделившаяся в канале разряда, нелинейно зависит от квадрата амплитуды импульсного напряжения. Это указывает на зависимость проводимости электролита от напряженности электрического поля, причем, угол наклона с ростом амплитуды импульсного напряжения увеличивается, т.е. сопротивление уменьшается, а проводимость растет (подобно эффекту Вина).

В заключении необходимо отметить, что активация (наведенная избыточная проводимость) бинарной смеси дигидрофосфатов натрия и калия происходит непосредственно в процессе высоковольтного разряда. Сопротивление электролита достигает минимального значения после начала разряда через 20 – 25 мкс и не возвращается к исходному низковольтному значению.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (№ 12-03-96500 р_юг_а; № 14-08-00033-а).

Литература

- [1]. Гаджиев С.М., Шабанов О.М., Гаджиев А.С., Алиева С.С., Эфендиева Г.С. Высоковольтная электропроводность и динамика постактивационной релаксации твердых электролитов NaH₂PO₄ и Na₂HPO₄. //Вестник Дагестанского государственного университета. Естественные науки. 2013. Вып. 1. – С. 17.
- [2]. Гаджиев С.М., Шабанов О.М., Гаджиев А.С., Алиева С.С., Эфендиева Г.С. Предельная электропроводность твердого электролита KNH₂PO₄. //Вестник Дагестанского государственного университета. Естественные науки. 2014. Вып. 1. – С. 14.
- [3]. Гаджиев С.М., Шабанов О.М., Гаджиев А.С., Салихова А.М., Алиева С.С., Эфендиева Г.С. Высоковольтная электропроводность и ее постактивационная релаксация в бинарной системе NaHSO₄-CsHSO₄. //Расплавы. 2014. вып.5. – С. 94.

ПРЕДЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ БИНАРНЫХ СМЕСЕЙ

NaH_2PO_4 И KH_2PO_4

С.М.Гаджиев, С.С.Алиева

Дагестанский государственный университет
Дагестанский институт народного хозяйства

Исследована электропроводность бинарной системы $\text{Na,K/H}_2\text{PO}_4$ различных составов в зависимости от напряженности электрического поля (НЭП) в твердой и жидкой фазах. Эксперименты проводились по методике, подробно описанной в работах [1,3]. Низковольтную проводимость электролитов до и после импульсных высоковольтных разрядов (ВИР) измеряли мостом переменного тока Е7-20 на частоте 10 кГц. Осциллографирование процесса разряда осуществлялось с помощью двухканального осциллографа АКТАКОМ АСК-3106 с выходом на ЭВМ.

С ростом НЭП электропроводность электролитов возрастает и имеет тенденцию к насыщению, как и во всех ранее изученных электролитах [1-3]. На рис.1 приведена зависимость относительного изменения проводимости бинарной смеси дигидрофосфата натрия/калия различных составов в твердой и жидкой фазах от НЭП.

Насыщение проводимости не удается достичь в связи пробоем электролитов, причем в твердой фазе напряженности поля пробоя практически в два раза меньше, чем в расплаве. В ПТЭ в полях $E > 0,8$ МВ/м наблюдается пробой, а в расплавах - $E > 1,2$ МВ/м из-за возникающих сильных ударных волн ячейки ломаются. При одинаковых напряженностях полей относительный рост проводимости в твердой фазе бинарных систем всех составов больше, чем в жидкой фазе. В таблице 1 приведены высоковольтные электропроводности исследованной бинарной системы $\text{Na,K/H}_2\text{PO}_4$ различных составов. Рост проводимости ПТЭ нами учитывался до пробойных явлений.

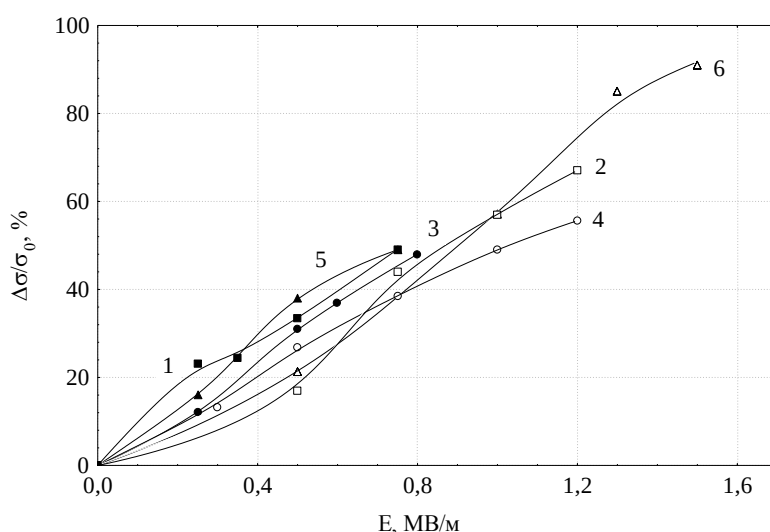


Рис.1. Зависимость относительного изменения проводимости в бинарных смесях дигидрофосфатов натрия и калия от напряженности электрического поля: состав $0,1\text{Na}0,9\text{K/H}_2\text{PO}_4$: 1 – 511 (ТЭ); 2 – 530 (расплав) К; состав $0,15\text{Na}0,85\text{K/H}_2\text{PO}_4$: 3 – 505 (ТЭ); 4 – 529 (расплав) К; состав $0,5\text{Na}0,5\text{K/H}_2\text{PO}_4$: 5 – 500 (ТЭ); 6 – 528 (расплав) К.

Состояние наведенной СЭП избыточной проводимости, как и во всех ранее исследованных электролитах, сохраняется длительное время (активация высоковольтными импульсными разрядами, так называемая ВИР-активация) постепенно уменьшаясь со временем и возвращаясь к исходному равновесному состоянию. Эксперименты показывают, что уровень активации в бинарных системах протонных твердых электролитов до пробойных явлений, в зависимости от состава и

температуры, достигает 50 %, а в расплавах – 67 - 91 %, причем она тем выше, чем выше амплитуда импульсного напряжения. Исследована динамика постактивационной релаксации избыточной проводимости бинарной системы Na,K/H₂PO₄ различных составов в твердой и жидкой фазах. На рис.6 на примере бинарной системы 0,1Na0,9K/H₂PO₄ в жидкой фазе приведены релаксационные кривые после ВИР в координатах $\ln(\sigma/\sigma_0)$ – время.

Таблица 1.

Высоковольтная электропроводность бинарных смесей ПТЭ и их расплавов

Состав	T, К	σ_0 , mS	σ_E , mS	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}$, %	Прим.
0,1Na0,9K/H ₂ PO ₄	511(ТЭ)	0,123	0,185	50,4	пробой
	530 (P)	8,130	13,58	67,1	
0,15Na0,85K/H ₂ PO ₄	505 (ТЭ)	1,420	2,132	49,9	пробой
	529 (P)	2,830	4,420	56,2	
0,5Na0,5K/H ₂ PO ₄	500 (ТЭ)	1,310	1,952	49,0	пробой
	528 (P)	3,150	6,017	91,0	
0,8Na0,2K/H ₂ PO ₄	495 (ТЭ)	1,260	1,928	53,0	пробой
	530 (P)	3,710	6,975	88,0	

- P – расплав; ТЭ – твердый электролит

Наибольшее изменение избыточной проводимости происходит в самом начале после ВИР. В ПТЭ оно выражено более ярко, чем в расплавах. На этом участке релаксации явно наблюдается колебательный характер. Через 3 – 8 мин (в зависимости от амплитуды напряжения и температуры) возвращение системы к равновесному состоянию происходит по экспоненциальному закону и подчиняется кинетическому уравнению первого порядка:

$$\sigma(t) = \sigma'(0) \exp(-t/\tau), \quad (1)$$

где τ - время релаксации, $\sigma'(0)$ – значение проводимости электролита, экстраполированное к $t=0$ на линейном участке кривых $\ln(\sigma/\sigma_0) = f(t)$. На линейном участке релаксационных кривых методом наименьших квадратов определено время жизни неравновесных носителей заряда (следует отметить, что на этом участке релаксационный процесс все же носит колебательный характер с уменьшающейся амплитудой флуктуаций). С точностью до 5,0 % оно не зависело от амплитуды импульсного напряжения. Рассчитанные значения времен релаксации избыточной проводимости всех исследованных бинарных систем приведены в таблице 2. Эти результаты показывают, что во всех составах бинарных систем время релаксации избыточной проводимости в расплавах больше, чем в ПТЭ кроме состава 0,5Na0,5K/H₂PO₄.

Следует отметить, что в случае пробоя электролита время релаксации очень мало ($10^{-6} - 10^{-8}$ с) без остаточных эффектов. Это означает, что при пробойных явлениях, когда в разрядный процесс включается значительная доля электронов за счет ионизации электронным ударом, система достаточно быстро (менее чем 10^{-6} с) возвращается в исходное состояние. Из таблицы 2 видно, что время релаксации избыточной проводимости в расплавах больше, чем в ТЭ, кроме состава 0,5Na.0,5K/H₂PO₄.

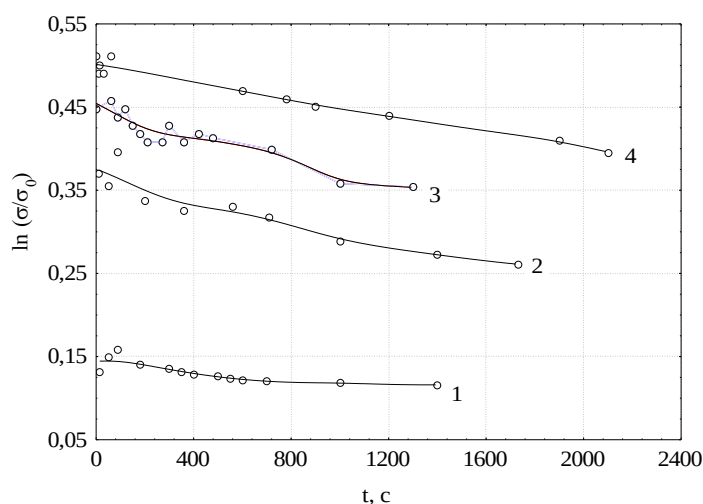


Рис.2. Изменение $\ln(\sigma/\sigma_0)$ бинарной смеси $0,1\text{Na}0,9\text{K}/\text{H}_2\text{PO}_4$ во времени после ВИР при 530 К: 1 – 1,0; 2 – 1,5; 3 – 2,0; 4 – 2,4 кВ.

Таблица 2.

Время релаксации избыточной проводимости бинарных смесей дигидрофосфатов натрия и калия:

Электролит	T, К	$\tau_{\text{ср}} \cdot 10^{-4}, \text{с}$	$\delta, \%$
0,1Na.0,9K/H ₂ PO ₄	533 Р	2,51	4,7
	511 ТЭ	1,31	4,2
0,15Na.0,85K/H ₂ PO ₄	529 Р	6,55	5,6
	505 ТЭ	4,79	5,1
0,5Na.0,5K/H ₂ PO ₄	528 Р	3,38	5,2
	500 ТЭ	5,17	5,5
0,8Na0,2K/H ₂ PO ₄	495 ТЭ	3,56	5,3
	530 (Р0	5,84	5,5

ТЭ – твердый электролит; Р – расплав

В работе [3] подробно описаны всевозможные причины, приводящие к росту проводимости твердых электролитов и их расплавов. Это: 1) возникновение электронной составляющей проводимости вследствие авто – и термоэлектронной эмиссии; 2) электролиз - выделение щелочного металла или протона на катоде; 3) тепловые эффекты, связанные с ВИР; 4) фазовый переход в ионных кристаллах; 5) возможное разложение электролита; 6) рост подвижности носителей вследствие снятия релаксационного торможения; 7) увеличение концентрации носителей заряда ударным механизмом. Из анализа всевозможных причин показано [3], что в ПТЭ и их расплавах существенную роль в росте проводимости играют последние два фактора, вклад остальных причин незначителен. В нашем случае рост концентрации носителей связан с разрушением наиболее слабых Н – связей.

Активация бинарной смеси дигидрофосфатов натрия и калия происходит в процессе высоковольтного разряда. Сопротивление электролита достигает минимального значения после начала разряда через 20 – 25 мкс. Электропроводность ПТЭ и его расплава в смесях $\text{NaH}_2\text{PO}_4\text{-KH}_2\text{PO}_4$ возрастает с ростом напряженности электрического поля на 60 – 90 % до пробойных явлений. Активированное состояние сохраняется в течение 10^4 с и более. Полученные результаты однозначно объясняются

снятием релаксационного торможения и разрывом Н – связей, вследствие чего возрастает концентрация носителей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 12-03-96500 р_юг_а; № 14-08-00033-а).

Литература

- [1]. Гаджиев С.М., Шабанов О.М., Гаджиев А.С., Алиева С.С., Эфендиева Г.С. Высоковольтная электропроводность и динамика постактивационной релаксации твердых электролитов NaH_2PO_4 и Na_2HPO_4 . //Вестник Дагестанского государственного университета. Естественные науки. 2013. Вып. 1. – С. 17.
- [2]. Гаджиев С.М., Шабанов О.М., Гаджиев А.С., Алиева С.С., Эфендиева Г.С. Предельная электропроводность твердого электролита KH_2PO_4 . //Вестник Дагестанского государственного университета. Естественные науки. 2014. Вып. 1. – С. 14.
- [3]. Гаджиев С.М., Шабанов О.М., Салихова А.М., Гаджиев А.С., Джамалова С.А., Эфендиева Г.С. Высоковольтная активация и динамика релаксации электропроводности в бинарной системе $\text{NaHSO}_4 - \text{KHSO}_4$. // Электрохимия. 2009. Т. 45, № 2. – С. 215.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ПСЕВДОРАСТВОРОВ В СИСТЕМЕ SiC-AlN

Рамазанов Ш.М., Курбанов М.К., Ахмедов Р.Р.

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала

Псевдобинарные твердые растворы $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ позволяют существенно расширять диапазон важнейших электрофизических свойств SiC, открывают большие возможности при создании новых оптоэлектронных и высокотемпературных приборов. Твердые растворы $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ наследуют уникальные механические, химические и тепловые свойства карбида кремния. К тому же, в них путем изменения состава возможно в широких пределах управлять оптическими и электрическими свойствами.

В настоящее время изучены структурные, электрические и оптические свойства объемных кристаллов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ и гетеропереходов $n\text{-SiC-}p\text{-(SiC)}_{1-x}(\text{AlN})_x$, выращенных на подложках карбида кремния [1]. Рассчитана зонная структура твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ со структурой вюрцита. Расчеты показывают, что данные твердые растворы могут иметь прямозонную структуру в широком интервале концентраций, вплоть до $x = 0.4$. Расчеты также показывают, что, несмотря на "родственность" атомов Si и C, замещение при образовании твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ происходит по правилу $\text{Si} \leftrightarrow \text{Al}$, $\text{C} \leftrightarrow \text{N}$. Этот результат объясняется с использованием анализа электронной структуры AlN и SiC бездефектных и с примесями Si, C и Al, N соответственно. Рассчитанные значения рассогласования параметров решеток подложки SiC и слоя $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ изменяются от $-7.8 \cdot 10^{-5}$ до $-1.1 \cdot 10^{-3}$ для различных составов твердого раствора.

Пленки твердого раствора SiC-AlN получали методом магнетронного распыления [2].

В данной работе рассмотрим поведение пиков фотолюминисценции (ФЛ) пленок $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$. Интенсивность и уровни ФЛ изучали при изменении энергии возбуждения от ~ 4 до ~ 5 эВ (рисунок 1).

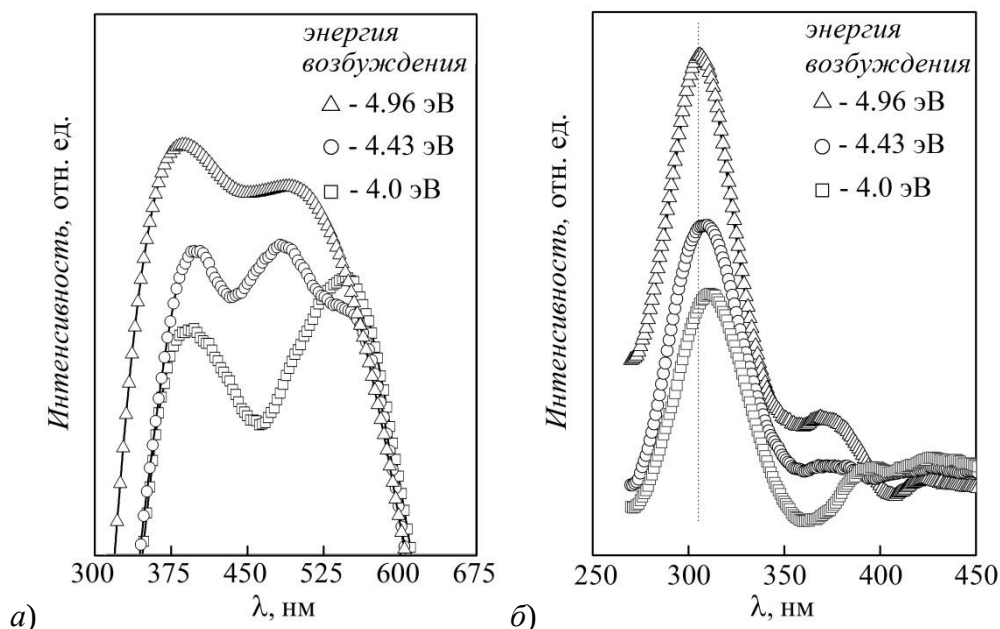


Рисунок 1. Спектры ФЛ от пленок: **а** - $(\text{SiC})_{0.88}(\text{AlN})_{0.12}$ и **б** - $(\text{SiC})_{0.36}(\text{AlN})_{0.64}$, в зависимости от энергии возбуждения при 300 К

Для пленки $(\text{SiC})_{0.88}(\text{AlN})_{0.12}$ на спектре наблюдается интенсивная полоса с максимумом $\lambda = 401$ нм (3,1 эВ) и дополнительный пик в области от 470 до 560 нм. При изменении энергии возбуждения от 4 до 5 эВ происходит рост интенсивности обеих

полос. При увеличении энергии возбуждения от 4 до 4,43 эВ длинноволновый пик смещается в область коротких волн. По-видимому, излучательная рекомбинация в этом случае не связана с переходами зона-зона, а определяется переходами зона-примесный уровень (азота) (рисунок 1, а). При концентрации $x = 0,64$ в пленке твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ характер ФЛ заметно меняется (рисунок 1, б). При энергии возбуждения $E = 4,96$ эВ наряду с длинноволновой полосой, наблюдается пик в коротковолновой области с максимумом $\lambda = 308$ нм ($E = 4,03$ эВ). То есть с увеличением энергии возбуждающего света возрастает интенсивности обеих полос ФЛ, но коротковолновое излучение растет быстрее. Коротковолновая полоса, видимо, представляет собой краевую люминесценцию в эпитаксиальном слое $(\text{SiC})_{0,36}(\text{AlN})_{0,64}$ при 4,03 эВ, что значительно превышает краевой максимум в SiC любой политипной модификации. В спектре ФЛ пленки $(\text{SiC})_{0,36}(\text{AlN})_{0,64}$ за длинноволновую полосу с пиком $\lambda = 368$ нм можно предположить, ответственны примесные атомы.

Исследования фотолюминесцентных свойств пленок твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ показало относительно быстрое возрастание интенсивности коротковолновой полосы спектра при концентрациях $x > 0,6$ по отношению с другими полосами с увеличением энергии возбуждения от ~ 4 эВ до ~ 5 эВ обусловленный вкладом прямых переходов.

Литература

- [1] Курбанов М.К., Билалов Б.А., Гаджиев А.А., Рамазанов Ш.М. Исследование электрических свойств анизотипныхгетероструктур $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x/\text{SiC}$ // Материалы электронной техники – 2010. – Вып.3. – С. 48-51.
- [2] Патент RU№ 2482229, Опубликовано: 20.05.2013. Бюл. №14, Способ получения эпитаксиальных пленок твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$, Рамазанов Ш.М., Курбанов М.К., Билалов Б.А., Сафаралиев Г.К.

СИНТЕЗ ВИСКЕРОВ ТЕЛЛУРА ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ ТЕРМОХИМАКТИВАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Шапиев И.М., Исмаилов А.М., Алиев И.Ш.

Россия, Махачкала, ФГБОУ ВПО «Дагестанский государственный университет»,
egdada@mail.ru

С точки зрения как фундаментальной науки, так и практики, вискеры (нитевидные кристаллы с диаметром в диапазоне от нескольких нанометров до нескольких сотен микрон и отношением длины к диаметру >1000) являются одним из наиболее перспективных кристаллических материалов с уникальным комплексом свойств. В литературе имеются сообщения о получении различными способами вискеров теллура [1-7]. На основе одиночного вискера или их массива предложено изготавливать приборные структуры: датчики газов (NO_2 , CO_2 , NH_3 , H_2S , Cl_2), полевой транзистор,

Нами предложен [8] и исследуется новый метод осаждения теллура из газовой фазы. Отличительной особенностью данного метода является использование молекулярного водорода (H_2) для термохимической активации процесса кристаллизации, при котором обеспечивается атомарный состав паровой фазы теллура. Подобраны технологические условия обеспечивающие рост как эпитаксиальных пленок с зеркально-гладкой поверхностью, так и вискеров теллура. Имеет место также и промежуточный режим, при котором на поверхности эпитаксиальной пленки вырастают вискеры достаточно протяженных размеров (рис.1а).

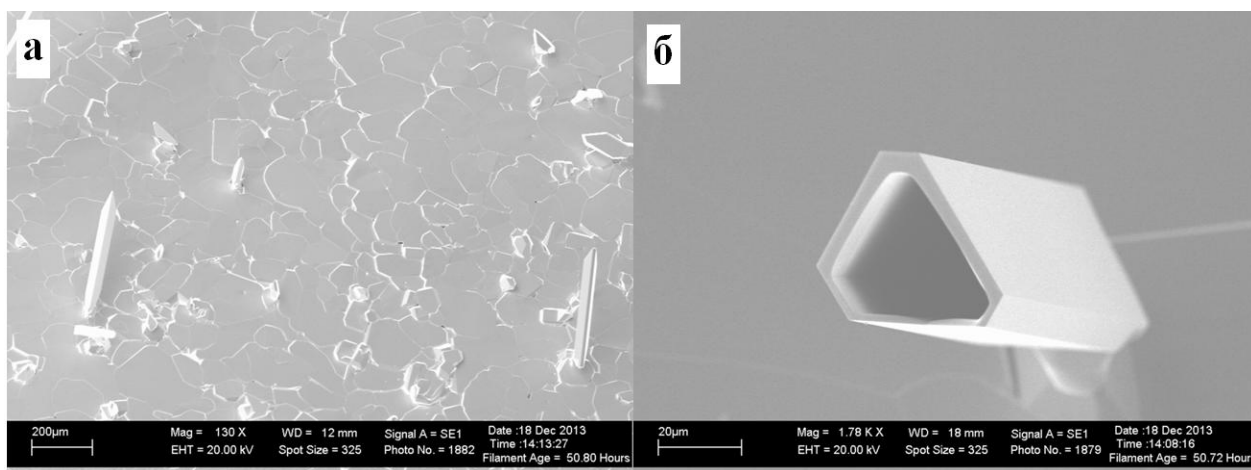


Рис.1. SEM-изображение эпитаксиальной пленки теллура на подложке из слюды (а) и теллуровой микротрубки (б).

Поверхность пленки состоит из крупных блоков, рентгено-дифракционные исследования показали, что плоскость (100) блоков параллельно плоскости подложки. Предполагается, что эти блоки являются затравками для образования теллурических вискеров (рис. 1б). Их размеры достигают до: 100 мкм в диаметре и 1 см в длину, причем, большая часть вискеров полые. Вискеры ориентированы вдоль оси $\langle 0001 \rangle$ в структуре теллура, имеют как правильную, так и неправильную шестигранную формы. Наблюдаемый рост вискеров вдоль $\langle 0001 \rangle$ с высоким отношением длины к диаметру связан со значительной анизотропией скоростей роста теллура в разных направлениях.

Получение эпитаксиальной пленки или вискеров Te обусловлено технологической возможностью контролируемого управления степенью пересыщения путем изменения температуры зоны тигля и зоны подложки, давления водорода в

системе. Это позволяет контролировать динамику зарождения и роста вискеро́в теллу́ра (рис.2). В работе дается предполагаемый механизм их роста.

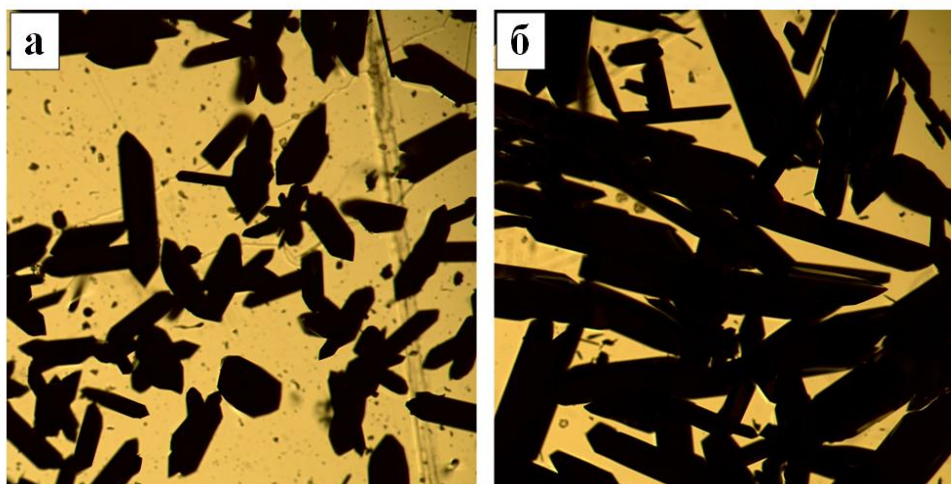


Рис.2. Начальная (а) и поздняя (б) стадии роста вискеро́в теллу́ра на свежем сколе слюды (мусковит). Снимки сняты оптическим микроскопом «на просвет».

Работа выполнена при финансовой поддержке Госзаданий № 2560, № 16.1103.2014К и Программы стратегического развития «Дагестанский государственный университет». (Заявка № 2010145899/28, приоритет от 10.11.2010).

Литература

- [1] Mohanty P., Park J., Kim B. Large Scale Synthesis of Highly Pure Single Crystalline Tellurium Nanowires by Thermal Evaporation Method // J. Nanosci. Nanotechnol. 2006. V. 6. N. 11. P. 1-4.
- [2] Wu X., Wang Y., Zhou S. et al. Morphology Control, Crystal Growth, and Growth Mechanism of Hierarchical Tellurium (Te) Microstructures // Cryst. Growth Des. 2013. V. 13. N 1. P. 136-142.
- [3] Sheng G. et al. Hydrothermal synthesis of selenium and tellurium nanorods // J. of Experimental Nanoscience. 2011. V. 6. P. 121-126.
- [4] Brian J. Riley et al. Sublimation - Condensation of Multiscale Tellurium Structures // J. Phys. Chem. C. 2013. V. 117. N 19. P. 10128-10134.
- [5] Yang L. et al. Trifold Tellurium One-Dimensional Nanostructures and Their Formation Mechanism // Cryst. Growth Des. 2013. V. 13. N 11. P. 4796-4802.
- [6] Yang H. et al. Environmentally Benign Synthesis of Ultrathin Metal Telluride Nanowires // J. Am. Chem. Soc. 2014. V. 136. N 29. P. 10242-10245.
- [7] Liang F., Qian H. Synthesis of tellurium nanowires and their transport property // Materials Chemistry and Physics. 2009. V.113. P. 523-526.
- [8] Рабаданов Р.А., Исмаилов А.М., Шапиев И.М. / Патент RU № 2440640 С1

ОПТИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ЭПИТАКСИАЛЬНОГО ГРАФЕНА

З.З. Алисултанов^{1,2}, Р.П. Мейланов^{2,3}, Г.М. Мусаев², Д.М. Рустамова², А.М. Хабибулаева²

¹Институт физики им. А.М. Амирханова ДагНЦ РАН, Махачкала

²Дагестанский государственный университет, Махачкала

³Институт проблем геотермии ДНЦ РАН, Махачкала

Исследование электронных свойств графена в последнее время представляет значительный интерес. Графен, как монослой атомов углерода, является идеальной структурой для изучения физики двумерных систем [1] в том смысле, что этот материал является истинно двумерным.

Одним из основных направлений является изучение эпитаксиального графена, сформированного на поверхности металлов или полупроводников [2]. Существует достаточное количество экспериментальных работ по исследованию электронных свойств эпитаксиального графена (см., например, работу [2, 3], а также многочисленные работы группы профессора Уолта де Хира (W. de Heer)).

В настоящей работе проведено теоретическое рассмотрение динамической проводимости эпитаксиального графена, сформированного на поверхности металлической подложки. Исследование проводится в рамках модели эпитаксиального графена, ранее предложенной С.Ю. Давыдовым [4-6]. Ниже подробно описывается используемая модель.

Суть подхода состоит в следующем. Квазиуровень одного адатома углерода смещен и уширен из-за гибридизации с подложкой. В модели Андерсона-Ньюнса гамильтониан системы адатом–подложка может быть записан следующим образом

$$H = \sum_{p,\sigma} \varepsilon(p) c_{k\sigma}^+ c_{k\sigma} + E_a \sum_{\sigma} a_{i\sigma}^+ a_{i\sigma} + \mathcal{G} a_{i\uparrow}^+ a_{i\uparrow} a_{i\downarrow}^+ a_{i\downarrow} + \frac{V}{\sqrt{N}} \sum_{p,\sigma} (c_{p\sigma}^+ a_{i\sigma} + \text{h.c.}) \quad (1)$$

где E_a – энергия атомного электрона в состоянии $|a\sigma\rangle$, $\mathcal{G}$ – внутриатомное кулоновское отталкивание электронов с противоположными спинами, $c_{k\sigma}^+$ ($c_{k\sigma}$) – оператор рождения (уничтожения) электронов подложки, находящихся в состоянии $|p\sigma\rangle$, $a_{i\sigma}^+$ ($a_{i\sigma}$) – оператор рождения (уничтожения) электрона адатома, V – потенциал гибридизации (в данной работе мы следуем приближению, в котором эта величина не зависит от $|p\sigma\rangle$), N – число поверхностных атомов подложки, σ – спиновое число. Далее, мы ограничимся одним спиновым состоянием. С помощью гамильтониана (1) получаем выражение для функции Грина (ФГ) адатома углерода

$$G_i^0 = (\omega - \varepsilon_a - \Lambda(\omega) - i\Gamma_c(\omega))^{-1}, \quad (2)$$

где $\varepsilon_a = E_a + \mathcal{G} \langle a_{\sigma}^+ a_{\sigma} \rangle$, а

$$\Gamma_c(\omega) = \pi |V|^2 \rho(\omega), \quad (3)$$

$$\Lambda(\omega) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_c(\omega') d\omega' / (\omega - \omega'), \quad (4)$$

есть полуширина и функция сдвига квазиуровня, соответственно, $\rho(\omega)$ – плотность состояний (ПС) подложки, знак « P » означает интегрирование в смысле главного значения. Между адатомами углерода, выстроенных в гексагональную структуру, происходит обмен электронами, за счет чего формируется зона Бриллюэна эпитаксиального графена. Для определения возмущенной ФГ, воспользуемся

уравнением Дайсона в приближении сильной связи, когда учитываются только прямые переходы между ближайшими соседними атомами

$$G_{ij} = G_i^0 \delta_{ij} + \sum_l G_i^0 t_{il} G_{lj}, \quad (5)$$

где $t_{il} = t$ – матричный элемент перехода электрона на ближайшие соседние атомы (для изолированного графена $t \approx 2.8\text{eV}$). Применяя Фурье-преобразование к (5) и учитывая, что $G_i^0 = G_0$, получим

$$G_q^{-1}(\omega) = G_0^{-1}(\omega) - t f(\mathbf{q}), \quad (6)$$

где функция $f(\mathbf{q})$ определена следующим образом:

$$f(\mathbf{q}) = \nu_b \sqrt{3 + 2 \cos(\sqrt{3} q_x a) + 4 \cos(\sqrt{3} q_x a / 2) \cos(3 q_y a / 2)}, \quad a - \text{расстояние между}$$

ближайшими атомами в графене, $\mathbf{q}$ – двумерный волновой вектор электронов графена, ν_b – зонный индекс: $\nu_b = +1$ соответствует зоне проводимости, а $\nu_b = -1$ – валентной зоне. Вблизи точки Дирака с координатами $\mathbf{Q} = (2\pi/3a, 2\pi/3\sqrt{3}a)$ для энергетического спектра получаем: $t f(\mathbf{k}) = \nu_b 3ta |\mathbf{k}|/2 = \nu_b v_F |\mathbf{k}|$, где $\mathbf{k} = \mathbf{q} - \mathbf{Q}$, $v_F = 3ta/2\hbar$ – скорость Ферми для электронов графена (для изолированного графена $v_F \approx 1 \cdot 10^8 \text{ cm/sec}$).

Пусть вдоль оси x приложено электрическое поле. Тогда вдоль этой оси потечет электрический ток. Для расчета действительной части проводимости воспользуемся формулой Кубо-Гринвуда [7]

$$\sigma(\omega, T) = -\frac{v_F^2 \hbar^2 e^2}{NS\omega} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{2\pi\hbar} [f(\varepsilon + \omega) - f(\varepsilon)] \times \\ \times \sum_{\mathbf{k}, \nu_{b1}, \nu_{b2} = \pm 1} \text{Im} G(\mathbf{k}, \varepsilon) \text{Im} G(\mathbf{k}, \varepsilon + \omega), \quad (7)$$

где $f(\varepsilon) = (e^{(\varepsilon - \mu)/T} + 1)^{-1}$ – функция распределения Ферми-Дирака, ν_{b1} и ν_{b2} – зонные индексы, входящие в функции $G(\mathbf{k}, \varepsilon)$ и $G(\mathbf{k}, \varepsilon + \omega)$, соответственно, μ – химический потенциал, T – температура, ω – энергия приложенного поля (постоянная Планка, умноженная на частоту поля). В выражении (7) учтены коэффициенты, появляющиеся при суммировании по спиновому, долинному и зонному индексам. Проводя интегрирование по $\mathbf{k}$ в (7), окончательно получим

$$\sigma(\omega, T) = -\frac{e^2}{2\pi^2 \hbar \omega} \sum_{\nu_{b1}, \nu_{b2} = \pm 1} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon [f(\varepsilon + \omega) - f(\varepsilon)] K(\omega, \varepsilon), \quad (8)$$

где $K(\omega, \varepsilon) = \Gamma^2 \Theta(\omega, \varepsilon)$. Получим выражение для $\Theta(\omega, \varepsilon)$. Необходимо рассчитать интеграл

$$\Theta(\varepsilon, \omega) = \int_0^{\varepsilon} x dx \text{Im} G(x, \varepsilon) \text{Im} G(x, \varepsilon + \omega). \quad (9)$$

Для этого удобно преобразовать подынтегральное выражение так, чтобы оно содержало функции G только в первой степени. Из общего вида функции Грина

$$G_\alpha^{-1}(x, \varepsilon) = \varepsilon - \alpha x - i\Gamma, \quad (10)$$

следуют свойства

$$\text{Im} G_\alpha(x, \varepsilon) = \frac{i}{2} (G_\alpha^*(x, \varepsilon) - G_\alpha(x, \varepsilon)), \quad (11)$$

$$\operatorname{Re} G_{\alpha}(x, \varepsilon) = \frac{1}{2} (G_{\alpha}^{*}(x, \varepsilon) + G_{\alpha}(x, \varepsilon)), \quad (12)$$

$$\begin{aligned} G_{\alpha}(x, \varepsilon) G_{\beta}(x, \varepsilon + \omega) &= T (-\alpha\beta G_{\alpha}(x, \varepsilon) + G_{\beta}(x, \varepsilon + \omega)), \\ G_{\alpha}^{*}(x, \varepsilon) G_{\beta}^{*}(x, \varepsilon + \omega) &= T^{*} (-\alpha\beta G_{\alpha}^{*}(x, \varepsilon) + G_{\beta}^{*}(x, \varepsilon + \omega)), \\ G_{\alpha}^{*}(x, \varepsilon) G_{\beta}(x, \varepsilon + \omega) &= T_1 (-\alpha\beta G_{\alpha}^{*}(x, \varepsilon) + G_{\beta}(x, \varepsilon + \omega)), \\ G_{\alpha}(x, \varepsilon) G_{\beta}^{*}(x, \varepsilon + \omega) &= T_1^{*} (-\alpha\beta G_{\alpha}(x, \varepsilon) + G_{\beta}^{*}(x, \varepsilon + \omega)), \end{aligned} \quad (13)$$

$$T = \frac{1}{\varepsilon - i\Gamma - \alpha\beta(\varepsilon + \omega - i\Gamma)}, \quad (14)$$

$$T_1 = \frac{1}{\varepsilon + i\Gamma - \alpha\beta(\varepsilon + \omega - i\Gamma)}.$$

Используя (П.2)-(П.6) и проводя интегрирование в (П.1), получим

$$\begin{aligned} \Theta(\varepsilon, \omega) &= \Gamma G \left(D\Gamma + \frac{F\varepsilon}{\Gamma^2} \right) \left(\operatorname{arctg} \frac{\varepsilon}{\Gamma} - \operatorname{arctg} \frac{\varepsilon - \alpha_1 \xi}{\Gamma} \right) + \\ &+ \Gamma H \left(\frac{FA}{\Gamma^2} - D\Gamma \right) \left(\operatorname{arctg} \frac{A}{\Gamma} - \operatorname{arctg} \frac{A - \alpha_2 \xi}{\Gamma} \right) + \\ &+ \frac{G(F - \Gamma D\varepsilon)}{2} \ln \frac{(\varepsilon - \alpha_1 \xi)^2 + \Gamma^2}{\varepsilon^2 + \Gamma^2} + \frac{H(F + \Gamma DA)}{2} \ln \frac{(A - \alpha_2 \xi)^2 + \Gamma^2}{A^2 + \Gamma^2} \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$C = (\varepsilon - \alpha_1 \alpha_2 A)^2 + 2\Gamma^2, \quad A = \varepsilon + \omega \quad (16)$$

$$D = 2(\alpha_1 \alpha_2 \varepsilon - A), \quad F = \Gamma(C - 2\Gamma^2), \quad (17)$$

$$G = \frac{2\alpha_1 \alpha_2 \Gamma}{C^2 - 4\Gamma^4}, \quad H = \frac{2\Gamma}{C^2 - 4\Gamma^4}. \quad (18)$$

В конце обратим внимание на то, что формула (П11) отличается от аналогичной формулы, полученной в работе [7] для примесного графена (формула А1 стр. 21). Мы считаем, что в работе [7] при получении выражения для динамической проводимости допущена опечатка. Это видно, в первую очередь, из того, факта, что при $\omega \rightarrow 0$ из формулы работы [7] следует не совсем правильное выражение для статической проводимости. Формула (15) такими недостатками не обладает. Учитывая, что

$$f(\varepsilon + \omega) - f(\varepsilon) = - \frac{\operatorname{sh} \frac{\omega}{2T}}{2 \operatorname{ch} \frac{\varepsilon + \omega - \mu}{2T} \operatorname{ch} \frac{\varepsilon - \mu}{2T}}, \quad (10)$$

имеем

$$\sigma(\omega, T) = \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar \omega} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \frac{\operatorname{sh} \frac{\omega}{2T} K(\omega, \varepsilon)}{2 \operatorname{ch} \frac{\varepsilon + \omega - \mu}{2T} \operatorname{ch} \frac{\varepsilon - \mu}{2T}}. \quad (11)$$

На рис. 1 представлена зависимость проводимости от частоты при различных значениях константы взаимодействия графена с подложкой, а на рис. 2 показана та же зависимость, но при различных значениях химического потенциала и температуры. На вставках к этим рисункам приведены эти зависимости для изолированного графена. Одним из уникальных свойств недопированного изолированного графена является независимость динамической проводимости от частоты в оптическом диапазоне. Это

связано с тем, что валентная зона и зона проводимости конусообразны и имеют абсолютно одинаковую зонную симметрию. Поэтому процессы «переброса» электрона из валентной зоны в зону проводимости, происходящие с сохранением импульса (прямые переходы), как легко сообразить, не зависят от частоты. При допировании графена, как видно из вставки к рис. 2а, проводимость начинает сильно зависеть от частоты, что связано с нарушением выше указанных условий. В эпитаксиальном графене также имеют место аналогичные процессы за тем исключением, что зависимость от частоты значительно ослабляется. Это можно объяснить, по-видимому, появлением некоторой дополнительной «инерционности» электронов эпитаксиального графена, связанного с рассеянием последних на подложке.

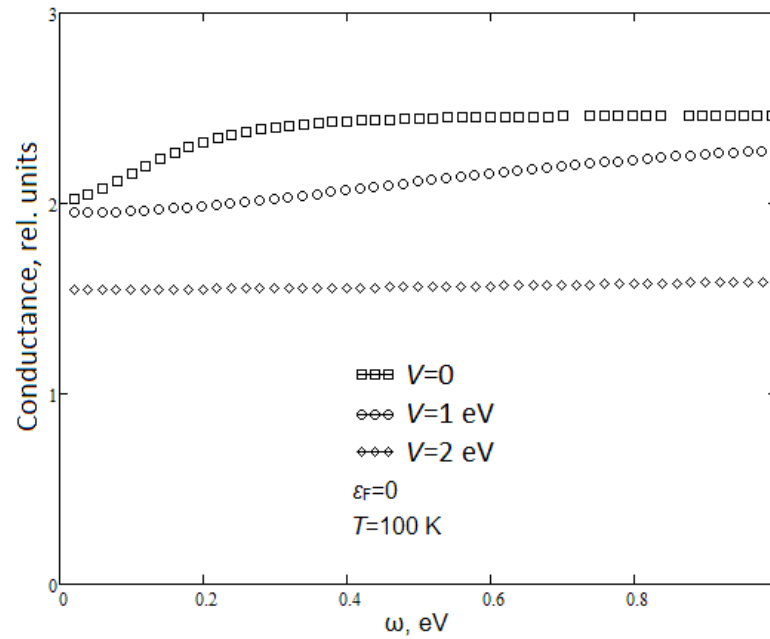
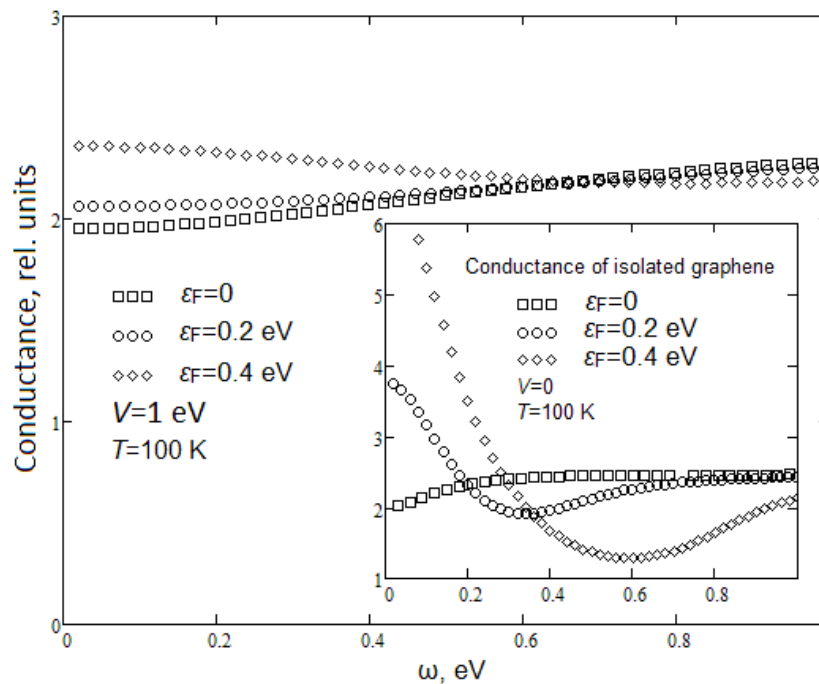


Рис. 1. Зависимость проводимости от частоты внешнего поля при различных константах взаимодействия графена с подложкой.



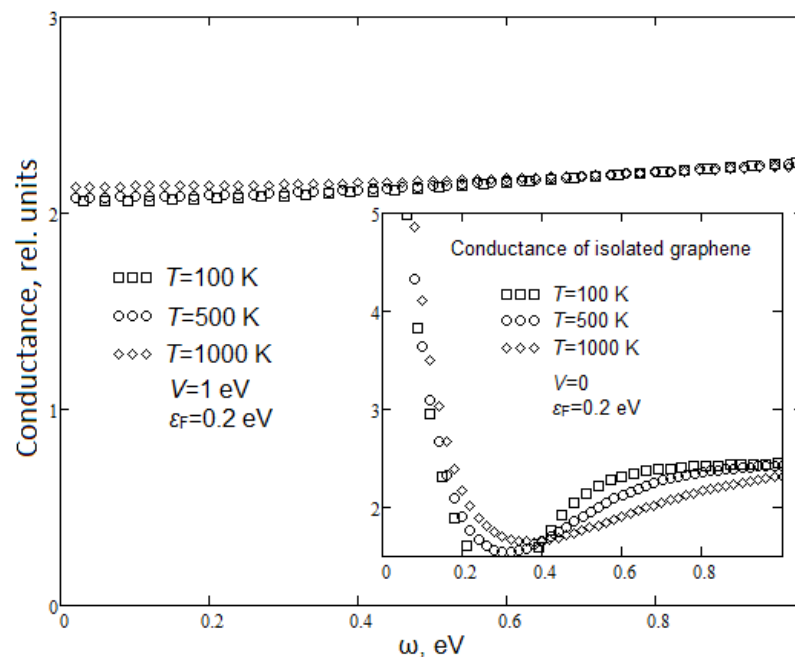


Рис. 2. Зависимость проводимости эпитаксиального графена от частоты внешнего поля при различных значениях химического потенциала (а) и температуры (б).

Литература

- [1]. A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim, Rev. Mod. Phys. 81, 109 (2008)
- [2]. C. Berger, Zh. Song, T. Li, Xuebin Li, A.Y. Ogbazghi, R. Feng, Z. Dai, A.N. Marchenkov, E.H. Conrad, Ph.N. First, W.A. de Heer, J. Phys. Chem. B 108, 19912 (2004)
- [3]. G. Giovannetti, P.A. Khomyakov, G. Brocks, V.M. Karpan, J. van den Brink, P.J. Kelly, Phys. Rev. Lett. 101, 026803 (2008)
- [4]. С.Ю. Давыдов, Письма в ЖТФ 37, 64 (2011); Письма в ЖТФ 39 (2), 7 (2013)
- [5]. З.З. Алисултанов, Р.П. Мейланов, ФТТ 54, 1398 (2012); ФММ 113, 1504 (2012); ТМФ 172, 455 (2012)
- [6]. З.З. Алисултанов, С.В. Гарнов, Р.П. Мейланов, ФТТ 54, 2237 (2012), Письма в ЖТФ 39 (4), 23 (2013)
- [7]. N. M. R. Peres, F. Guinea, A. H. Castro Neto, Phys. Rev. B. 73, 125411 (2006)

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ НА ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ «АДАТОМ - ПОВЕРХНОСТЬ»

Мусаев Г.М., Нухов А.К.

Дагестанский государственный университет

Как известно, любое внешнее возмущение (электрическое или магнитное поле, в частности) может повлиять на состояние поверхности с адсорбированными атомами. Это может быть выражено в изменении уровней поверхностной энергии [1,2], которые могут быть сдвинуты на определенную величину.

В таком случае, энергия хемосорбции немагнитного состояния в зависимости от расстояния S и приложенного электрического поля F будет:

$$E_{CH}(S, F) = E_M(S, F) + E_I(S, F) + E_{IF}(S, F) - \frac{1}{2} \alpha_i F^2 \quad (1)$$

Третий член выражения (1) есть энергия, связанная с наличием эффективного заряда $|e|Z_{eff}(S, F)$ на расстоянии S от поверхности. Эта энергия может быть определена по формуле

$$E_{IF}(S, F) = e F \int_{S+S_0}^0 Z_{eff}(S', F) dS' \quad (2)$$

Четвертый член выражения (1) представляет собой энергию ионной поляризации, где α_i - коэффициент поляризации электрического диполя иона.

Энергия хемосорбции магнитного состояния в зависимости от расстояния S и приложенного поля F определяется аналогично, как и выражение (1), но с заменой α_A на α_i (где α_A есть коэффициент поляризации электрического диполя атома).

Наиболее важным вопросом является то, что представляет собой зарядовое состояние на поверхности в процессе адсорбции [3].

Мы провели полную обработку, чтобы рассчитать числа заполнения для системы $Na/Ni(110)$ в зависимости от расстояния, приложенного электрического поля, длины электронного отклика и эффектов корреляции.

Отметим, что мы изучали систему $Na/Ni(110)$, поскольку она является одной из наиболее применяемых на практике систем. Она представляет собой состояние между $\phi_0 > V_i$ и $\phi_0 < V_i$ состояниями, т.е. мы можем получить два типа решений (магнитные $n_a^\sigma \neq n_a^{-\sigma}$ и немагнитные $n_a^\sigma = n_a^{-\sigma}$). Произведённый нами расчет числа заполнения $n_a^{\pm\sigma}$ соответствующих уровней энергии $E_a^{\pm\sigma}$ при $S_0 = 0.987 \text{ \AA}$ для различных значений приложенного электрического поля как функции внешнего поля показывает резко выраженные пики, как на расстоянии $S = 30 \text{ \AA}$, так и при $S = 0$.

Зависимость характеристических функций хемосорбции от приложенного электрического поля показана в таблице 1.

Из этой таблицы следует, что число заполнений $n_a^{\pm\sigma}$ уменьшается (энергетические уровни адатома $E_a^{\pm\sigma}$ повышаются) для всех расстояний с ростом приложенного поля.

Однако величина плотности состояний адатома уменьшается с увеличением приложенного поля на поверхности, где решения являются немагнитными ($n_a^\sigma = n_a^{-\sigma}$) независимо от того существует поле или нет.

Рисунок (2) показывает расчеты плотности состояний адатомов на расстоянии $S=30 \text{ \AA}$ от поверхности. Сравнение плотности состояний адатомов на расстоянии $S=0$ (см. рисунок(1)) и $S=30 \text{ \AA}$ показывает, что если при $S=0$ плотность состояний адатомов на поверхности не зависит от того, приложено поле или нет, то в случае $S=30 \text{ \AA}$ плотность состояний адатомов зависит от наличия поля.

Таблица 1: Зависимость характеристических функций хемосорбции от приложенного внешнего электрического поля.

Na/Ni(110) , $\Phi=5.04 \text{ эВ}$, $r_i(\text{Ni})=1.25 \text{ \AA}$, $V_i=5.14 \text{ эВ}$, $V_A=0.54 \text{ эВ}$, $r_i=0.97 \text{ \AA}$, $T=300 \text{ }^\circ\text{K}$, $U_{\text{eff}}=2.29023 \text{ эВ}$, $E_B(\text{теор.})=1.95 [54] \text{ (В/\AA}^\circ\text{)}$ и $E_B(\text{эксп.})=2.56 [59] \text{ (В/\AA}^\circ\text{)}$, $S=0$ (на поверхности).							
$F \text{ (В/\AA}^\circ\text{)}$	n_a	$E_d \text{ (эВ)}$	$\Gamma \text{ (эВ)}$	$E_I \text{ (В/\AA}^\circ\text{)}$	$E_M \text{ (В/\AA}^\circ\text{)}$	$E_{CH} \text{ (В/\AA}^\circ\text{)}$	$E_B \text{ (В/\AA}^\circ\text{)}$
0.0	0.126420	1.29641	0.640943	2.03002	0.52521	2.55523	2.45523
0.01	0.125362	1.30999	0.642338	2.03274	0.52298	2.54845	2.44845
0.03	0.123292	1.33726	0.645132	2.03797	0.51864	2.53469	2.43469
0.05	0.121280	1.36465	0.647932	2.04294	0.51446	2.52068	2.42068
0.1	0.116494	1.43370	0.654951	2.05441	0.50469	2.48476	2.38476
0.5	0.087844	2.00816	0.711263	2.11563	0.45903	2.17609	2.07609

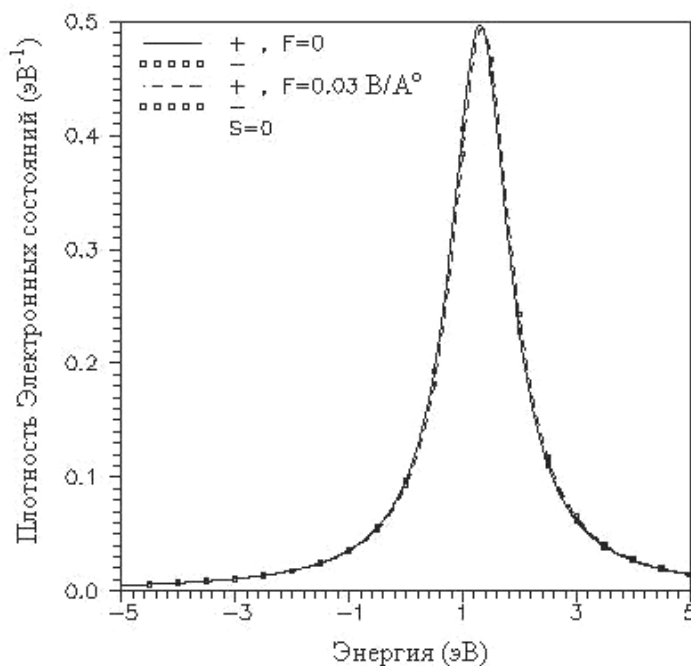


Рисунок 1: Плотность состояний адатомов на поверхности ($S=0$)

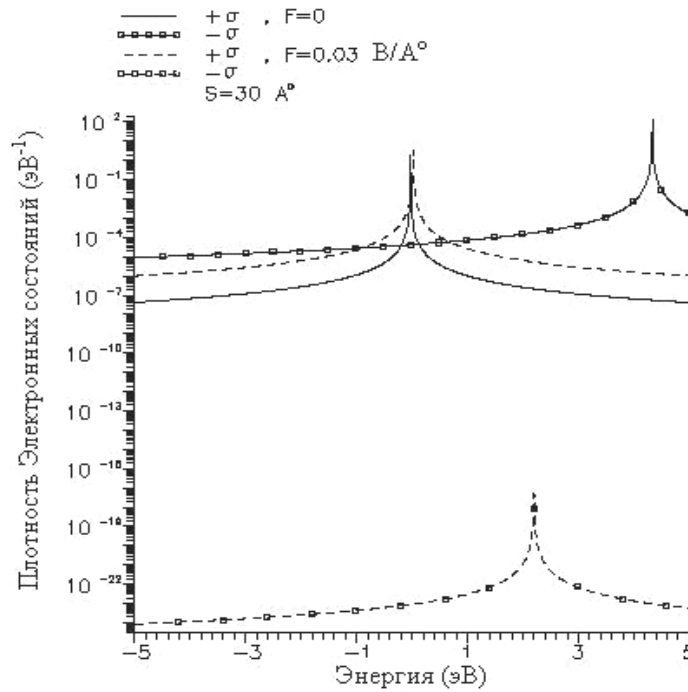


Рисунок 2: Плотность состояний адатомов на расстоянии ($S=30 \text{ \AA}^0$) от поверхности.

Расчеты энергии хемосорбции проведены также для двух решений, магнитных и немагнитных, для системы Na/Ni(110) в зависимости от расстояния и приложенного поля (рисунок 3). В случае $\phi_0 < V_i$ встречаются два состояния: ионные (сплошная линия) и атомные (пунктирная линия), которые пересекаются в точке S_C .

Это имеет важное значение в процессе десорбции, так как гарантирует, что основное состояние системы – это атомное состояние, т.е. $E_M > E_I$, когда атом находится далеко от поверхности и при ионном состоянии $E_M < E_I$ атом подходит к поверхности.

Можно сделать вывод, что ионный вклад в энергии хемосорбции E_{CH} (в энергию связи) преобладает при всех значениях приложенного поля, и этот вклад возрастает с ростом приложенного поля, в отличие от металлического вклада. Данные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными [4, 5].

Использованное внешнее электрическое поле F должно быть больше, чем локальное поле адатома, чтобы адатом покинул поверхность. Уровень ионизации адатома сдвигается к уровню Ферми ($|e|FS_0$). В результате локальные электронные заряды вблизи адатома будут уменьшаться (особенно в сильных полях). Тогда увеличение уширения Γ уровня энергии адатома ведёт к уменьшению электрического заряда n_a^σ , который был локализован около адатома.

Рисунок (4) показывает, что магнитное решение (пунктирная линия) не зависит от слабого приложенного поля. Приложенное поле добавляет в решения такого

рода сдвиг на величину $\frac{1}{2}\alpha_A F^2$ одинаковый со случаем $F=0$. В то время как для более сильного электрического поля нет магнитного состояния, поскольку уровень энергии адатома сдвинут до уровня Ферми, немагнитное состояние доминирует при процессе хемосорбции.

Немагнитные решения в зависимости от приложенного поля F изображены сплошной линией. Пересечение этих кривых (магнитная и немагнитная кривые) зависит от силы приложенного поля.

Рисунок (4) показывает также механизм процесса десорбции, в котором атом десорбируется как положительный ион через основное состояние системы, которое является ионным состоянием без пересечения с кривой магнитного состояния (атом), то есть точка пересечения S_C исчезает.

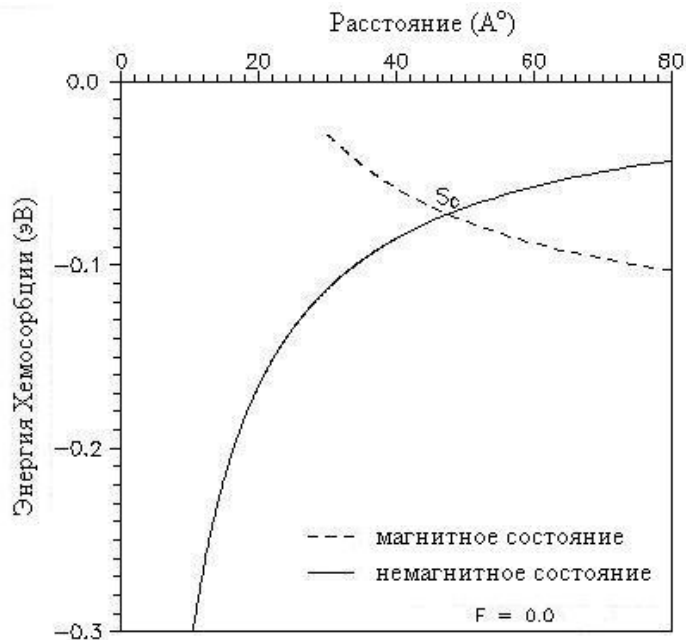


Рисунок 3: Энергия хемосорбции для системы Na/Ni(110)

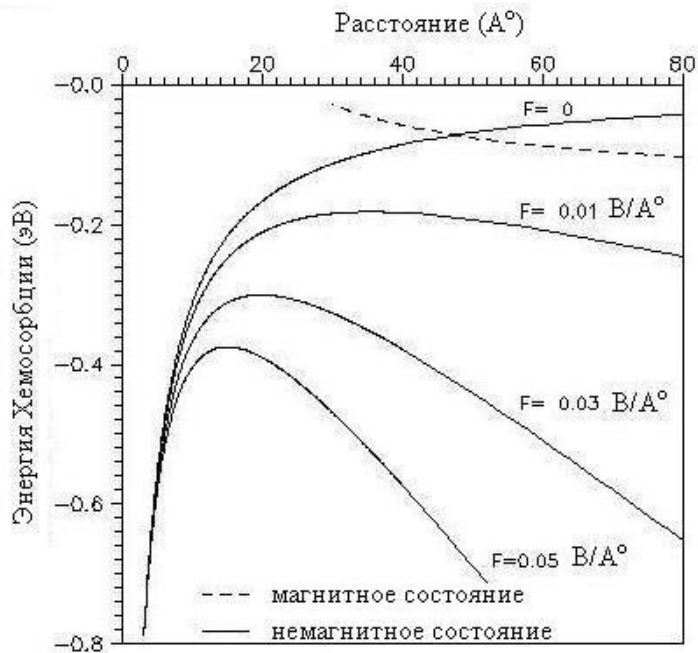


Рисунок 4: Энергия хемосорбции для системы Na/Ni(110) с приложением электрического поля.

Литература

- [1] Tsong T.T. Experimental studies of behavior of single adsorbed atoms on solid surfaces.// Rep.Progr.Phys. 1988. Vol. 51. №6. Pp. 759.
- [2] Gerlach R.L. and Rhodin T.N. Binding and Charge Transfer associated with alkali metal adsorption on single crystal nickel surfaces.// Surf.Sci. 1970. Vol. 19. №2. Pp. 403-426.
- [3] Фадей Х.К., Нухов А.К., Мусаев Г.М. Взаимодействие атом-поверхность: Влияние электрического поля на зарядовое состояние и потенциальную энергию поверхности.// Вестник Дагестанского государственного университета. 2012. Вып. 6. С. 54-60.
- [4] Gadzuk J.W., Hartman J.K. and Rhodin T.N. Approach to Alkali Metal Chemisorption within the Anderson Model.// Phys.Rev.B. 1971. Vol.4. №2. Pp.241-255.
- [5] Simic V., Heybe M. and *et. al.* Substrate – Mediated Interaction and Electron –Induced Diffusion of Single Lithium Atoms on Ag (001).// Phys.Rev.B. 2007. Vol. 75. №19. Pp. 1954.

**КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ
СЛОЕВ $\text{ZnO:Ga}/(0001)\text{Al}_2\text{O}_3$, ПОЛУЧЕННЫХ ХИМИЧЕСКИМ ПЕРЕНОСОМ
Рабаданов М.Х., Алиев И.Ш., Исмаилов А.М., Абдулаев Х.М.**

*Дагестанский государственный университет, Махачкала
e-mail: isa aliev@mail.ru*

Для успешного приборного применения полупроводника в микроэлектронике важно понимание поведения внутренних дефектов в материале. Эти дефекты часто, прямо или косвенно, влияют на процессы легирования или компенсации, время жизни носителей и на эффективность люминесценции. Также они влияют на диффузионные механизмы при выращивании, обработке и деградации структур [1]. Процессы легирования (дозированное введение инородных примесей) являются основой полупроводниковых технологий и могут сильно зависеть от спектра собственных точечных дефектов, таких как вакансии, междоузельные атомы и антиструктурные дефекты. Подобные дефекты могут вызывать, например, самокомпенсацию: при легировании акцепторами (для получения материала p -типа) могут спонтанно образоваться определенные внутренние дефекты, действующие подобно донорам и компенсировать вводимые акцепторы. Нелегированные образцы ZnO обладают n -типом проводимости, что объясняется многими авторами наличием собственных дефектов, выступающих в роли мелких доноров - кислородных вакансий и междоузельных атомов цинка [2,3].

Однако на основе теоретических исследований энергии миграции и образования точечных дефектов в ZnO авторы [4,5] пришли к выводу, что кислородные вакансии являются скорее глубокими, а не мелкими донорами и имеют большую энергию образования в ZnO . Междоузельные атомы цинка являются мелкими донорами, но их энергия образования в ZnO также высока и, обладая низким энергетическим барьером диффузии (0,57 эВ), они легко перемещаются, поэтому маловероятно, что они будут стабильны. По мнению [5] вакансии цинка являются глубокими акцепторами, действующими как компенсирующие центры в n - ZnO и, возможно, связаны с часто наблюдаемой зеленой люминесценцией (ЗЛ).

Таким образом, несмотря на большое количество опубликованных экспериментальных и теоретических работ, характер влияния отдельных дефектов на электронные свойства ZnO все еще остается предметом обсуждения. Окончательно не решен вопрос и о природе центров, ответственных за зеленые полосы (длина волны максимума 500—540 нм), часто присутствующие в спектрах фото- и катодолюминесценции. Авторы [6] указывают, что при схожести в положении и ширине, эти полосы в действительности могут обладать различным происхождением: ЗЛ полоса с характерной тонкой структурой, наиболее вероятно связана с примесями меди, в то время как бесструктурная ЗЛ полоса с примерно тем же положением и шириной может быть связана с собственными дефектами, такими как V_O или V_{Zn} . Между тем, в некоторых работах причиной возникновения ЗЛ полосы считают кислородные вакансии [7,8], а в других – вакансии цинка [9,10]. Поскольку данные относительно природы зеленой полосы достаточно противоречивы, предстоит еще окончательно выяснить механизмы ее появления. В настоящей работе проведено легирование эпитаксиальных пленок оксида цинка галлием введением добавки Ga_2O_3 в дозированном количестве в исходный порошок ZnO , исследовано влияние этой примеси на спектр люминесценции.

Осаждение эпитаксиальных слоев ZnO:Ga на плоскостях $(0001)\text{Al}_2\text{O}_3$ проводился методом химических транспортных реакций (ХТР) в замкнутом реакторе с вертикальным расположением зон тигля и подложки при давлении рабочего газа(водорода) $\sim (1,7 - 1,9) \cdot 10^5$ Па. Конструкция реактора позволяет активно управлять

процессом синтеза слоев ZnO, получать рабочий вакуум в течении 15-20 минут, устанавливать необходимое давление в системе, вести разогрев, выдержку и охлаждение зон тигля и подложки с помощью программируемых прецизионных терморегуляторов РИФ-101, в широких пределах регулировать перепад температуры между зонами тигля и подложки. С помощью электронографических, холловских и люминесцентных исследований были установлены оптимальные условия осаждения наиболее совершенных по кристаллической структуре слоев ZnO:Ga на подложках (0001)Al₂O₃.

Возбуждение катодолюминесценции (КЛ) в слоях осуществлялось электронным пучком электронографа. Спектры КЛ снимались с помощью оптоэлектронного спектрофотометрического комплекса AvaSpec на базе дифракционной решетки 300 1/мм, рассчитанной на диапазон длин волн 250-1160 нм с максимумом чувствительности на 450 нм. Ширина входной оптической щели спектрофотометра 50 мкм и разрешение - 2,4 нм.

Полагая, что значительную роль в зеленой люминесценции должны играть вакансии кислорода и легирование слоев атомами галлия должно влиять на их концентрацию, а следовательно, и на интенсивность ЗЛ, мы исследовали катодолуминесценцию нелегированных слоев, и слоев, легированных атомами Ga путем введения его в виде окисла Ga_2O_3 в исходный порошок ZnO в концентрациях 1, 3, и 6 ат. %. Как известно, среди донорных элементов третьей основной группы таблицы Менделеева галлий является наиболее подходящим для легирования ZnO металлом по своим кристаллохимическим (ионный радиус), энергетическим (величина сродства к электрону), и технологическим (летучесть Ga_2O_3) параметрам[11].

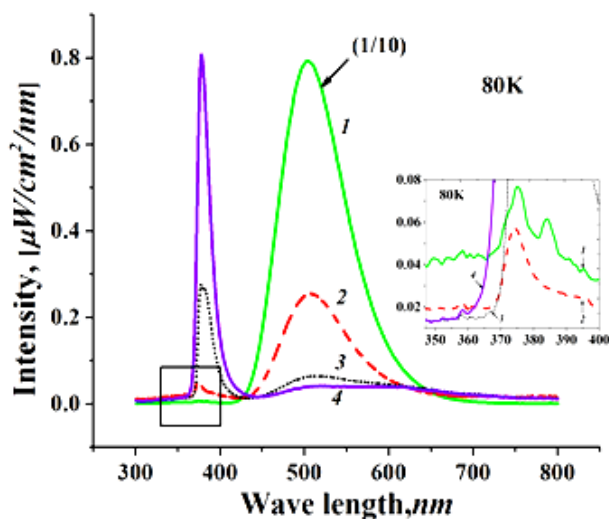


Рис.1. Спектры КЛ ZnO при 80К: кривая $C_{Ga}:1-0 \text{ ат.}\%$, 2-1 ат.%, 3-3 ат.% и 4- 6 ат.%.

На рис.1 приведены зависимости интенсивности катодоллюминесценции (КЛ) от длины волны λ слоев ZnO:Ga на подложках (0001)Al₂O₃ с концентрацией атомов Ga: 1- 0 ат. %, 2 - 1 ат.%, 3 - 3 ат.% и 4- 6 ат.%, снятые при температуре 80 К. Толщина слоев составляла ~ 40 мкм, ток электронного пучка 1 мкА, ускоряющее напряжение 75 кэВ, значения интенсивностей даны в абсолютных единицах (мкВт/см²)/нм. Спектр нелегированного слоя ZnO при 80К состоит из интенсивной зеленой полосы с максимумом $\lambda_m = 503,37\text{ нм}$ ($E_m = 2,463\text{ эВ}$) и полушириной $\Delta\lambda = 90\text{ нм}$. Для удобства сравнения с другими полосами значения интенсивности видимой полосы на рисунке (кривая 1, нелегированный слой) уменьшены в десять раз. На кривой 1 при 80 К выявляется УФ полоса очень слабой интенсивности с максимумом около 375 нм ($\Delta\lambda = 17,2\text{ нм}$), которая в увеличенном виде показана на вставке к рисунку. Согласно

литературным данным [12], основной максимум при 374,75 нм (3,3088 эВ) должен отвечает первому фоновому повторению свободного экситона A1 - LO, второй пик при 384,245 нм (3,227 эВ) - второму фоновому повторению. При концентрации $C_{Ga} = 1$ ат.% появляется заметная УФ полоса и при комнатной температуре при $\lambda_m = 388,98$ нм, которая отсутствовала в нелегированных образцах. Пик вблизи 380 нм, наблюдаемый в пленках ZnO:Ga, связывается авторами [13] с аннигиляцией экситона, связанного с донорами - атомами галлия (D_0X). Такое допущение позволяет объяснить более десятикратное увеличение амплитуды коротковолновой полосы, наблюдаемое в наших образцах (при 300 и 80 К) с ростом уровня легирования в интервале (1-6) ат.%, увеличением концентрации доноров.

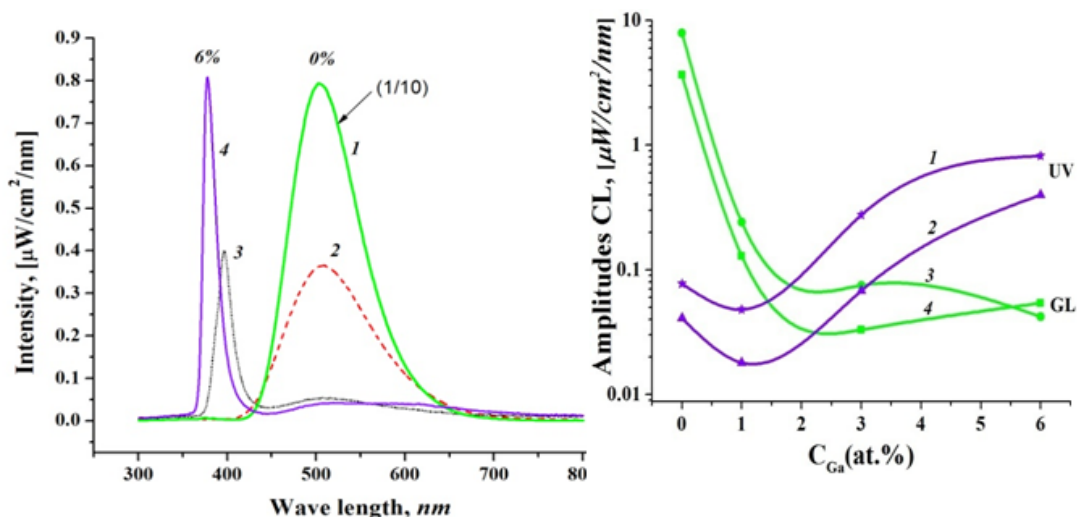


Рис.2. Спектр КЛ нелегированного (1,2) и легированного 6 ат.% Ga (3,4) слоя ZnO при температуре 300 К (2,3) и 80 К (1,4).

Рис.3. Зависимость амплитуды интенсивности УФ (1,2) и зеленой (3,4) КЛ слоев ZnO:Ga от концентрации C_{Ga} в пленке при 80 К (1,3) и 300 К (2,4).

На рис.2 представлены спектры КЛ нелегированного (кривые 1,2) и легированного галлием до 6 ат.% (кривые 3,4) образцов ZnO /Al₂O₃, снятые при разных температурах: 2,3 – при 300К и 1,4 – при 80К. Как видно, при увеличении температуры нелегированного слоя до 300К интенсивность зеленой полосы уменьшается в два раза за счет увеличения вероятности безызлучательных переходов при более высоких температурах, ширина её увеличивается до $\Delta\lambda = 113,6$ нм и максимум наблюдаются при $\lambda_m = 508,65$ нм ($E_m = 2,438$ эВ), т.е. смещается незначительно в низкоэнергетическую область спектра.

Из зависимостей амплитудных значений интенсивности катодолуминесценции от концентрации атомов галлия (рис.3) видно, что с ростом уровня легирования слоев от 0 до 2 ат.% интенсивность зеленой полосы в максимуме уменьшается при 300 К более 70 раз, а при азотных температурах – более 180 раз (кривые 3,4). Спад интенсивности видимого излучения можно связать с донорными ионами Ga^{3+} , замещающими ионы Zn^{2+} в узлах кристаллической решетки и(или) заполняющими октаэдрические вакансии в структуре ZnO. Согласно мнению ряда авторов, например[6,13], благодаря более сильной связи Ga-O по сравнению с Zn-O легирование галлием должно способствовать уменьшению концентрации вакансий кислорода - центров зеленой люминесценции. Можно еще отметить, что с ростом концентрации C_{Ga} выше 2 ат.% наблюдается заметное смещение максимумов люминесценции в низкоэнергетическую сторону. Подобное смещение УФ пика пленок ZnO:Ga в красную область при увеличении концентрации атомов Ga отмечено и в работе [13], которое объясняется авторами увеличением плотности дислокаций в пленке из-за неравномерности включений примеси при больших её концентрациях.

Таким образом, катодолюминесценция нелегированных гетероэпитаксиальных пленок $\text{ZnO}/(0001)\text{Al}_2\text{O}_3$, полученных методом ХТР в атмосфере водорода, характеризуется интенсивной относительно широкой видимой полосой люминесценции в окрестности 500 нм, связанной с вакансиями кислорода, и пренебрежимо слабой люминесценцией в ультрафиолетовой области. В образцах, легированных галлием до 6 ат.%, наблюдаются узкая полоса краевой люминесценции при комнатной температуре и почти полностью подавлена видимая полоса, что свидетельствует о резком уменьшении концентрации вакансий кислорода в объеме, т.е. легирование галлием приводит к переключению интенсивности катодолюминесценции с видимой полосы на ультрафиолетовую. Показано, что изменением концентрации атомов Ga в слоях ZnO, получаемых методом ХТР в вертикальном замкнутом реакторе умеренного давления ($p_{\text{H}_2} \sim 1,7$ ат), можно управлять их люминесцентными свойствами и что такие слои пригодны для создания источников света для видимой и ультрафиолетовой области спектра.

Литература

- [1]. Identification of Defects in Semiconductors, edited by Stavola M., Semiconductors and Semimetals Vol. 51B (Academic, San Diego, 1999).
- [2]. Kroger F.A., The Chemistry of Imperfect Crystals (North-Holland, Amsterdam, 1974).
- [3]. Кузьмина И.П., Никитенко В.А. Окись цинка. Получение и оптические свойства. М., Наука, 1984.-166 с.
- [4]. Janotti A. and Chris G. Van de Walle Native point defects in ZnO. *Physical Review*, B 76, 165202 (2007).
- [5]. Ching-Ting Lee. Fabrication Methods and Luminescent Properties of ZnO Materials for Light-Emitting Diodes. // *Materials* 2010, 3, 2218-2259.
- [6]. Özgür Ü., Alivov, Ya. I., Liu C., Teke A., Reshchikov M.A., Doğan S., Avrutin V., Cho S.-J., Morkoç H. A comprehensive review of ZnO materials and devices. // *J. Appl. Phys.* 2005, 98, 041301.
- [7]. Vanheusden, K.; Warren, W.L.; Seager, C.H.; Tallant, D.R.; Voigt, J.A.; Gnade, B.E. Mechanisms behind green photoluminescence in ZnO phosphor powders. *J. Appl. Phys.* 1996, 79, 7983–7990.
- [8]. Shan, F.K.; Liu, G.X.; Lee, W.J.; Shin, B.C. The role of oxygen vacancies in epitaxially-deposited ZnO thin films. *J. Appl. Phys.* 2007, 101, 053106.
- [9]. Reynolds, D.C.; Look, D.C.; Jogai, B. Fine structure on the green band in ZnO. *J. Appl. Phys.* 2001, 89, 6189–6191.
- [10]. Heo, Y.W.; Norton, D.P.; Pearton, S.J. Origin of green luminescence in ZnO thin film grown by molecular-beam epitaxy. *J. Appl. Phys.* 2005, 98, 073502.
- [11]. Физико-химические свойства элементов. Справочник под ред. Самсонова Г.В. – Киев, 1965. 807с.
- [12]. Бутхузи Т. В., Георгобиани А.Н., Зада-Улы Е., Эльтазаров Б.Т., Хулордава Т.Г. Сб. «Люминесценция широкозонных полупроводников» - Люминесценция монокристаллических слоев окиси цинка п- и р- типа проводимости. // Труды ФИАН, 1987, т. 182, с.140 – 187.
- [13]. Новодворский О. А., Горбатенко Л. С., Панченко В.Я., Храмова О. Д., Черобыло Е. А., Венцель К., Барта Й. В., Бублик В. Т., Щербачев К. Д. Оптические и структурные характеристики пленок оксида цинка, легированных галлием // ФТП, 2009, т. 43, в. 4. с. 439-444.

КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ZnO, ПОЛУЧЕННЫХ В МАГНЕТРОННОЙ СИСТЕМЕ ПРИ БОЛЬШИХ ПЛОТНОСТЯХ ТОКА РАЗРЯДА

Алиев И.Ш., Исмаилов А.М., Шапиев И.М., Абдулаев Х.М.

Дагестанский государственный университет, Махачкала

Среди широкозонных полупроводниковых соединений оксид цинка считается перспективным оптоэлектронным материалом для создания фотовольтаических и светоизлучающих устройств для видимой, синей и ультрафиолетовой областей спектра. К принципиальным преимуществам его можно отнести такие свойства, как прямые оптические переходы и широкая запрещенная зона (3,37 эВ), большая энергия связи экситона (60 мэВ) и высокий коэффициент поглощения КВ-излучения ($\sim 10^4 - 10^5 \text{ см}^{-1}$) при комнатной температуре, возможность изменения удельного сопротивления в широких пределах ($10^{-4} - 10^6 \text{ Ом} \cdot \text{см}$), высокая термическая, радиационная и химическая стойкость [1].

В результате интенсивных усилий исследователей в течении многих десятилетий качество получаемых кристаллов и тонких пленок ZnO был существенно улучшен. Хорошо изучены электрические, оптические и акустические свойства ZnO и связанных с ним материалов, продемонстрировано действие газовых сенсоров, варисторов, светодиодов, генераторов поверхностных акустических волн и других устройств на его основе [2]. Привлекают большое внимание и различных размеров и форм наноструктуры на базе ZnO.

Хотя с точки зрения исследований соединения ZnO достигнут значительный прогресс (различные аспекты исследований рассмотрены, например, во всеобъемлющих обзорах [2,3]), остаются еще некоторые препятствия, которые необходимо преодолеть для реализации его широкого применения в устройствах микро- и оптоэлектроники. Например, существуют проблемы с изготовлением образцов оксида цинка, как и других широкозонных оксидов (например, NiO , SnO_2 и TiO_2), с воспроизводимыми составом и свойствами, так как слои с одинаковым составом, но созданные различными способами, могут обладать различными свойствами из-за высокой дефектности структуры [3]. Ввиду того, что свойства пленок оксида цинка в значительной степени зависят от условий приготовления и дальнейших воздействий на них, примесного состава и состояния поверхности, то большего внимания заслуживают исследования свойств, проводимые на образцах, получаемых в контролируемых условиях и подвергаемых целенаправленной обработке. Среди методов осаждения из газовой фазы широко применяется метод магнетронного распыления, который отличается относительной простотой, технологичностью и контролируемостью условий. При синтезе ZnO данным методом были достигнуты скорости роста текстурированных и поликристаллических пленок $\sim 3 \text{ нм/с}$, эпитаксиальных слоев - $\sim 0,3 \text{ нм/с}$ [4].

Ранее нами было показано [5], что применяя большие токи распыления (до $\sim 120 \text{ мА/см}^2$) неохлаждаемой мишени (таблетки ZnO) можно значительно поднять скорость роста (до $\sim 15 \text{ нм/с}$) и получать совершенные ориентированные слои ZnO. В настоящем сообщении приводятся результаты исследований катодолюминесценции (КЛ) тонких ($\sim 5 \text{ мкм}$) гетерослоев $\text{ZnO}/(111)\text{Al}_2\text{O}_3$, полученных методом магнетронного распыления таблетки ZnO в атмосфере кислорода ($p \sim 10^{-2} \text{ Торр}$) при плотности постоянного тока $j = 80 \text{ мА/см}^2$ и температуре подложки $\text{Al}_2\text{O}_3 \sim 600^\circ\text{C}$. При таком режиме распыления на подложке со скоростью $\sim 10 \text{ нм/с}$ осаждались эпитаксиальные слои ZnO с базисной осью c , перпендикулярной плоскости подложки.

Возбуждение КЛ осуществлялось электронным пучком электронографа, энергия электронов которого составляла 25, 50 и $75 \times 10^3 \text{ эВ}$, ток в пучке $\sim 1 \times 10^{-6} \text{ А}$.

Использование электронного пучка для возбуждения люминесценции позволяет варьируя плотность тока изменять в широких пределах уровень возбуждения, а изменяя энергию электронов, послойно исследовать излучательные свойства пленки. Глубина проникновения электронного пучка в объем ZnO при указанных значениях энергии согласно авторам[6] составляет, соответственно, ~ 0.1 , ~ 3 и ~ 7 мкм.

Спектры слоя ZnO на Al_2O_3 при 300 К (рис.1) состоят из относительно узких (с полушириной $\Delta\lambda = 24$ нм) коротковолновых полос с максимумами, соответственно, при 385, 395 и 400 нм и очень широких длинноволновых полос слабой интенсивности, охватывающих видимую и часть инфрокрасной области спектра (от 450 до 1000 нм) с максимумом вблизи красно-оранжевой области $\lambda_m = 650$ нм ($E_m = 1,9$ эВ). С ростом энергии электронного пучка (глубины возбуждения материала) интенсивность краевой полосы растет, максимум ее смещается монотонно в длинноволновую сторону, а положение и интенсивность видимой полосы не меняются.

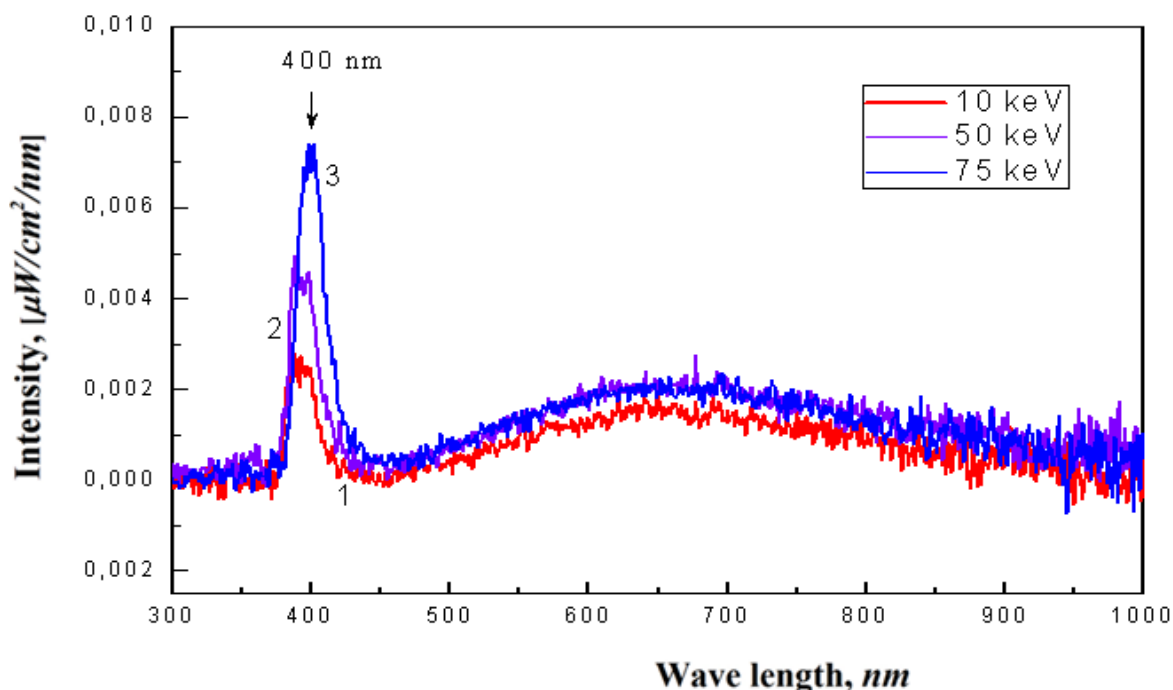


Рис. 1. Спектры катодолуминесценции эпитаксиального слоя $\text{ZnO}/\text{Al}_2\text{O}_3$, снятые при 300 К, токе электронного пучка 1×10^{-6} А и ускоряющем напряжении, $\times 10^3$ В: 10(1), 50В(2) и 75В(3). Значения интенсивностей даны в абсолютных единицах ($\text{мкВт}/\text{см}^2$)/нм.

Узкие полосы в краевой области спектра 385 - 400 нм при 300К типичны для монокристаллов ZnO [7] и формируются за счет наложения полосы свободного экситона и фононных реплик [8]. Смещения полос в красную область можно связать с изменением локального окружения центров свечения, ответственных за краевое излучение, с изменением глубины возбуждения.

Поскольку наши пленки специально не легировались примесными атомами, то можно полагать, что столь широкая длинноволновая полоса (450-1000 нм) обусловлена не только собственными дефектами кристаллической решетки ZnO – вакансиями кислорода и цинка, атомами цинка и кислорода в междузлиях, но и их ассоциатами и комплексами. Нельзя исключить также наличие неконтролируемых атомов примеси, образующих глубокие уровни в запрещенной зоне материала. Кроме того очевидно, что она является суперпозицией нескольких независимых полос.

На рисунке 2 даны спектры КЛ того же образца $\text{ZnO}/\text{Al}_2\text{O}_3$, снятые при температуре 80 К и разных ускоряющих напряжениях. При азотных температурах

интенсивность излучения в максимумах обеих полос повышается за счет уменьшения вероятности безызлучательных переходов при более низких температурах: видимой полосы (при энергии возбуждения 75 кэВ) - в 12 раз, а экситонной в 2 раза; полуширина полос уменьшается: видимой с 300 нм (300 К) до 265 нм (80 К), экситонной от 24 нм (300 К) до 8 нм (80 К).

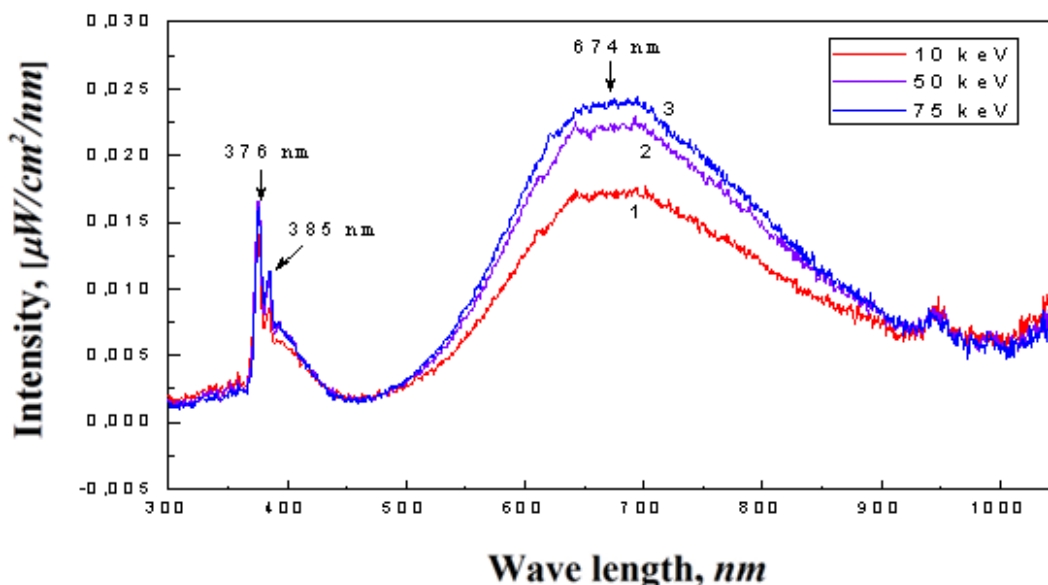


Рис. 2. Спектры катодолуминесценции эпитаксиального гетерослоя $\text{ZnO}/\text{Al}_2\text{O}_3$, снятые при 80 К, токе электронного пучка $1 \times 10^{-6} \text{ А}$ и ускоряющем напряжении, $\times 10^3 \text{ В}$: 10 (1), 50 (2) и 75 (3). Значения интенсивностей даны в абсолютных единицах $(\text{мкВт}/\text{см}^2)/\text{нм}$.

Основной максимум УФ полосы при 376 нм (3,3 эВ), согласно авторам [7,8] должен отвечать первому фоновому повторению свободного экситона A1-LO , а два эквидистантных пика при 385 нм (3,22 эВ) и 395 нм (3,14 эВ), отстоящие друг от друга на энергетическом расстоянии $\sim 80 \text{ мэВ}$, совпадающей с энергией продольных оптических (LO) фононов в ZnO , - второму и третьему фоновым повторениям. Другие авторы [9] считают, что за линию с максимумом при 3,336 эВ, которая регистрируется при низких температурах, ответственны локализованные на мелких донорах экситоны (D^0X). Можно заметить, что к узкой экситонной полосе с длинноволновой стороны примыкает относительно широкая сине-фиолетовая полоса с максимумом около $\sim 415 \text{ нм}$, которая может быть обусловлена электронными переходами, связанными с вакансиями цинка V_{Zn} , образующимися в условиях избытка кислорода в решетке [10].

Форма видимой полосы также несколько изменилась при охлаждении образца: на максимуме полосы появилась полочка, ширина ($\sim 54 \text{ нм}$) и положение которой не зависит от глубины возбуждения образца и которая подтверждает предположение о суперпозиции в данной области спектра двух или более элементарных полос.

В ближней инфракрасной области спектра появился пик $\lambda_m = 950 \text{ нм}$ (1,3 эВ), который нами еще не идентифицирован. Необходимо также отметить, что при энергиях электронов в пучке выше 50 кэВ интенсивность катодолуминесценции насыщается, так как при этом значении энергии электроны должны проникать на всю глубину слоя ZnO ($\sim 3 \text{ мкм}$) [6] (почти до поверхности подложки).

Таким образом, показано, что в тонких эпитаксиальных пленках $\text{ZnO}/\text{Al}_2\text{O}_3$, полученных методом магнетронного распыления в сильноточном режиме и не подвергнутых последующей термообработке, при комнатной температуре наблюдается коротковолновое экситонное излучение с максимумом при $\sim 385\text{-}400 \text{ нм}$ и полушириной

~24 нм и длинноволновая широкая бесструктурная полоса, обусловленная собственными дефектами кристаллической решетки ZnO и их комплексами с максимумом в красно-оранжевой области (650 нм). При охлаждении до 80 К происходит изменение положения максимумов краевой и длинноволновой полос (367 и 674 нм соответственно), интенсивность излучения в максимумах существенно повышается, а полуширина их уменьшается: экситонной до 8 нм, видимой до 265 нм. Характерное для большинства кристаллов и пленок ZnO зеленое свечение при 510 нм ($\hbar\omega=2,4$ эВ), за которую, согласно мнению многих авторов[11], отвечают собственные дефекты решетки – однократно заряженные вакансии кислорода V_O^+ , в наших свежеприготовленных образцах не наблюдается, что указывает на избыточное содержание кислорода в материале пленки.

Наблюдение экситонных полос люминесценции при комнатной и азотных температурах и их малая полуширина указывают, что пленки, полученные по нашей технологии достаточно совершенны в структурном отношении и пригодны для создания на их основе лазеров и других источников света для видимой и коротковолновой области спектра.

Литература

- [1]. Родный, П.А. Оптические и люминесцентные свойства оксида цинка (обзор) /П.А. Родный, И.В. Ходюк // Оптика и спектроскопия. - 2011. - Т. 111, N 5. - С. 814-824
- [2]. Nickel N.H., Terukov E. Zinc Oxide – a Material for Micro- and Optoelectronic Applications. The Netherlands: Springer, 2005.
- [3]. First Edition. Edited by Cole W. Litton, Donald C. Reynolds and Thomas C. Collins. Zinc Oxide Materials for Electronic and Optoelectronic Device Applications. - John Wiley and Sons Ltd, 2011, 363 p.
- [4]. Берлин Е.В., Сейдман Л.А. Ионно-плазменные процессы в тонкопленочной технологии. – М.: Техносфера, 2010. – 528 с.
- [5]. С.А. Аль-Тхуаели, Р.А. Рабаданов, А.М.Исмаилов, И.Ш.Алиев. Синтез эпитаксиальных пленок оксида цинка методом магнетронного распыления в условиях воздействия микрочастиц на ростовую поверхность // Вестник ДГУ, Естественные науки. -2012,-Вып.1.-С.34-37.
- [6]. Чукичев, М.В. Катодолюминесценция гетероэпитаксиальных структур ZnO/GaAs-Al₂O₃, полученных методом химического транспорта / М.В. Чукичев, Б.М.Атаев, В.В.Мамедов, Я.И. Ализов, И.И. Ходос. // ФТП. –2002. – Т.36.–Вып.9. – С.1052–1055.
- [7]. Кузьмина И.П. Окись цинка. Получение и оптические свойства / И.П. Кузьмина, В.А. Никитенко. – М. : Наука, 1984. – 167 с.
- [8]. Бутхузи, Т.В., Люминесценция монокристаллических слоев окиси цинка п- и р- типа проводимости / Т.В. Бутхузи, А.Н. Георгобиани, Е. Зада-Улы, Б.Т. Эльтазаров, Т. Г. Хулордава //Труды ФИАН. – 1987. – Т.182. – С.140–187.
- [9] Leiter, F.H. The oxygen vacancy as the origin of a green emission in undoped ZnO / F.H. Leiter, H.R. Alves, A. Hofstaetter, D.M. Hofmann, B.K. Meyer // Phys. Sta. Sol. (b). – 2001. – 226. –Р. R4–R5.
- [10]Георгобиани, А.Н. Влияние отжига в радикалах кислорода на люминесценцию и электропроводность пленок ZnO:N /А.Н. Георгобиани, А.Н. Грузинцев, В.Т. Волков, М.О. Воробьев // ФТП. –2002. – Т.36. – Вып. 3. –С.284–288.

ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ КУПРАТНЫХ ВТСП

Гаджимагомедов С.Х., Табит А.Ф.А., Палчаев Д.К., Рабаданов М.Х., Мурлиева Ж.Х., Фараджева М.П.

Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия

e-mail: darkusch@mail.ru

Существуют различные способы получения сверхпроводящей керамики: метод твердофазного спекания [1,2,3], химические методы [4], и др. В то же время, поиск новых методов и совершенствование уже известных технологий, остаются актуальными задачами. В этой связи определенный интерес представляет метод компактирования, реализация которого возможна при использовании микро- и нанодисперсных порошков.

Обычная керамическая технология предполагает четыре и более этапа: синтез, многократный помол и 24-х часовое спекание при температурах выше 935°C, при этом, даже путем многократных помолов и спеканий, не удастся получить однофазную, оптимально насыщенную кислородом керамику на основе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

В отличие от обычной керамической технологии [1,2,3], осуществляемой в несколько этапов при создании материалов на основе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, добавление нанопорошка позволяет получить керамику всего в два этапа. Различная дисперсность нанопорошков на основе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, полученных методом сжигания нитрат-органических прекурсоров [5], достигалась за счет их рекристаллизации при прокаливании от 600°C до 910°C.

Путем компактирования порошков различной дисперсности, нами были получены плотные керамические материалы [5] путем синтез нанопорошка и его спекание при оптимальных, сравнительно низких температурах ~ 910°C

Рентгенофазовый анализ, проведенный на дифрактометре «PANalytical Empyrean series 2», показал (рис.1), что керамика, синтезированная по обычной керамической технологии, состоит из двух фаз: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.51}$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.8}$ с примерно равными долями (рис.1а), а керамика, полученная компактированием порошков различной дисперсности, в том числе нанопорошков, на 91% состоит из обогащенной кислородом фазы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.96}$ [5] (см. рис. 1б).

Плотность образцов, полученных по обычной керамической технологии (при 935°C), и с добавлением нанопорошка (при 910°C), определялась методом гидростатического взвешивания. Кажущаяся плотность образца, синтезированного по обычной технологии, составляла 5,33 г/см, а образца, полученного методом компактирования, она несколько выше - 5,63 г/см. Значения истинной плотности этих образцов составляют 6,15 г/см и 6,13 г/см соответственно, которые приближается к величине теоретической плотности – 6,38 г/см.

Таким образом, наибольший эффект по плотности, насыщенности кислородом, снижению температуры и времени спекания, был достигнут при компактировании микрокристаллического (80%) порошка и нанопорошка (20%) дисперсностью от 20 нм до 100 нм.

Разработанные технологии насыщения материалов кислородом имеют большое практическое значение, поскольку высокое содержание кислорода является обязательным условием проявления сверхпроводимости. Использование метода компактирования (с добавлением нанопорошка) при создании сверхпроводящих керамических материалов на основе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ существенно снижает энергозатраты.

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 2560, проектной части Государственного задания № 16.1103.2014/К и Программы стратегического развития ФГБОУ ВПО «Дагестанский государственный университет».

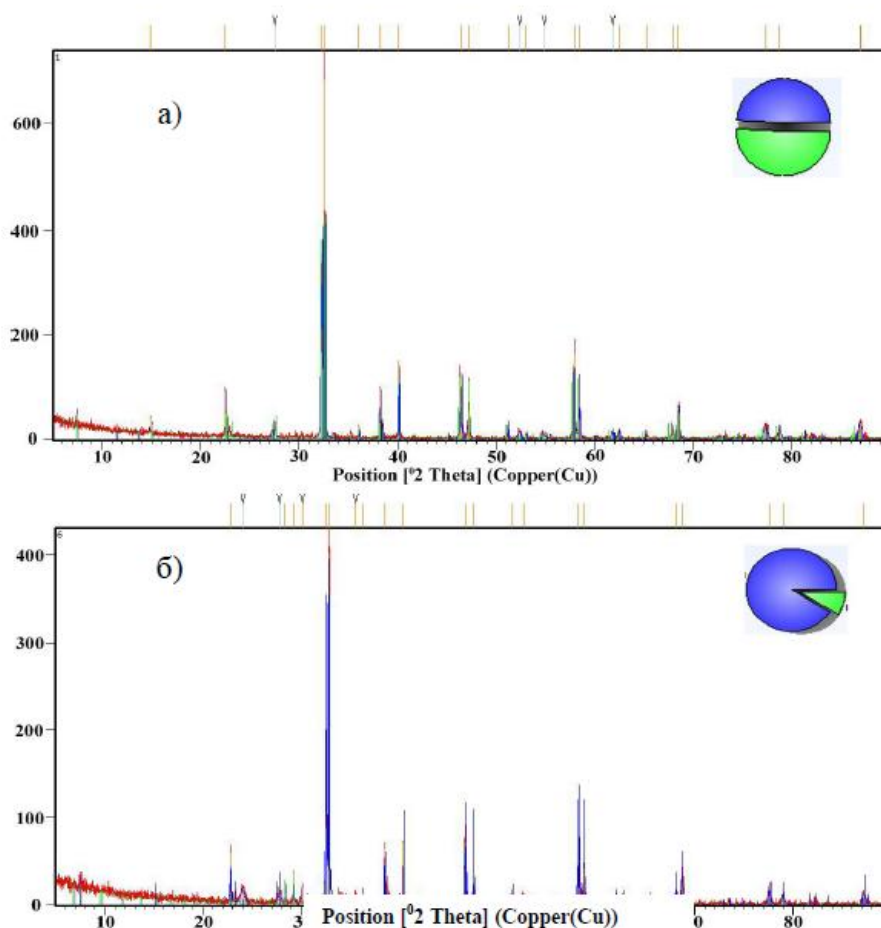


Рис. 1. Диффрактограммы и результаты фазового анализа керамик, полученных: а) по обычной керамической технологии, б) методом компактирования

Литература

- [1] Д.К. Палчаев, М.Х. Рабаданов, Ж.Х. Мурлиева и др, // Ж. Перспективные Материалы, 2009, №3, с.57-64.
- [2] Рабаданов М.Х., Гаджимагомедов С.Х., Исмаилов А. М., Исмаилов Х. Н., Мурлиева Ж. Х., Палчаев Д.К. // Вестник ДГУ, 2012, №.1. – С.40-45.
- [3] Д.К. Палчаев, Б.К. Чакальский, Ж.Х. Мурлиева и др. Сверхпроводящий оксидный матери ал. Патент № 2109712, зарег. 27.04.98
- [4] Рабаданов М.Х., Палчаев Д.К., Хидиров Ш.Ш. и др. Способ получения материалов на основе $Y(Ba_{1-x}Be_x)_2Cu_3O_{7-\delta}$. Патент № 2486161, рег. 27. 06.13.
- [5] Гаджимагомедов С.Х., Фараджева М. П., Табит А.Ф.А., Гамматаев С. Л., Хашафа А.Х. Д., Палчаев Д.К. //Вестник ДГУ. 2014. № 1. С. 36-42

ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК КУПРАТНЫХ ВТСП МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ

Гамматаев С. Л., Хашафа А. Х., Алиханов Н. М.-Р., Эмиров Р. М.

Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия

e-mail: dairpalchaev@mail.ru

Методы магнетронного распыления широко используются для нанесения тонкопленочных покрытий. На основе анализа опыта, накопленного как российскими, так и зарубежными исследователями [1-4] была разработана и создана магнетронная распылительная система, для синтеза и получения тонких слоев сложных оксидов $Y(Ba_{1-x}Be_x)_2Cu_3O_{7-\delta}$ с воспроизводимыми структурой и свойствами. Мишени для распыления изготавливались по обычной керамической технологии [5-6] толщиной 2 - 6 мм и диаметром 30-40 мм. В качестве подложек были выбраны $SrTiO_3$, MgO , термически окисленный кремний, сапфир. Пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $YBe_2Cu_3O_{7-\delta}$ предварительно осаждались на подложку из кремния тем же методом для того, чтобы определить морфологию пленки в направлении ее роста. Осаждение пленок этих составов на кремниевых подложках дает возможность оценки их состава с помощью растрового электронного микроскопа LEO-1450 (INCA-200) и сканирующего зондового микроскопа ASPEX EXpress.

Пленки состава $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ были получены в аргоне в различных условиях: температура подложки, ток разряда, давление газа, время выдержки. Проведены исследования морфологии и структуры полученных пленок. На рисунках 1 и 2 показаны морфология, сканы (2D, 3D) и профиль (NTEGRA - SPECTRA) соответственно для пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, полученной на Si при температуре подложки 700°C и токе разряда -60мА в среде аргона (3Па), 40° off -axis, в течение 30 мин.

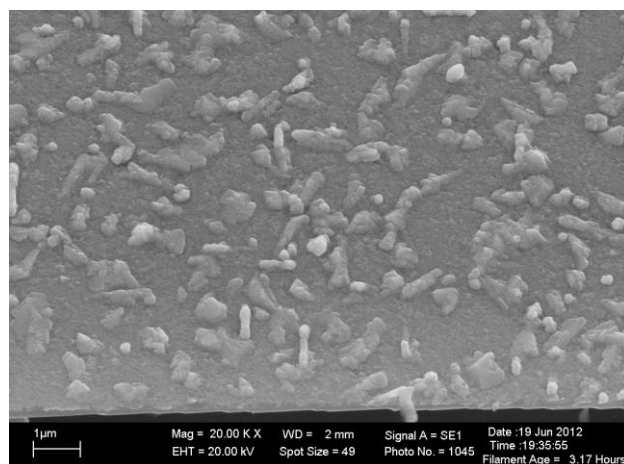


Рис.1 Микрофотография морфологии пленки $Si/YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ толщиной ~100 нм, осажденной при температуре подложки 700 °C в среде аргона (3Па), ток 60мА, 40° off -axis, 30 мин.

Установлено, что толщина пленок, при прочих равных условиях, возрастает с возрастанием тока разряда. Повышение температуры подложки приводит к повышению плотности и однородности пленки. Скорость роста пленки возрастает при увеличении тока разряда без изменения качества пленки, но для повышения однородности пленки необходимо увеличить температуру подложки. Повышение давления, как оказалось, приводит к снижению однородности пленки.

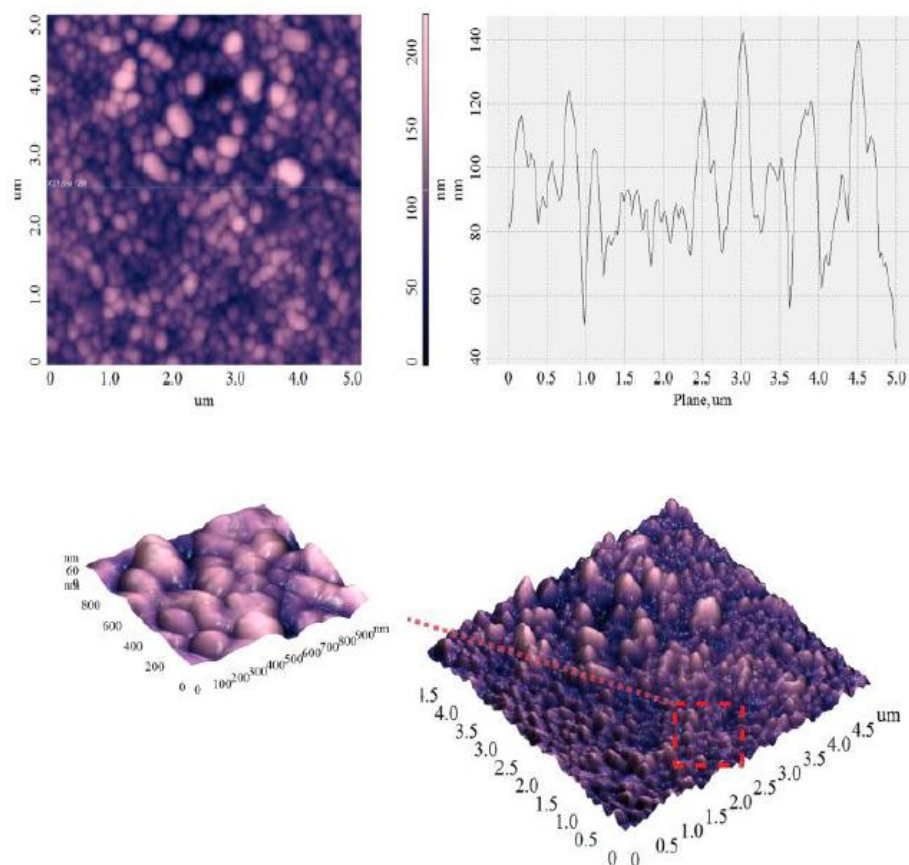


Рис.2 Сканы пленки $\text{Si/YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ толщиной ~ 100 нм, осажденной при температуре подложки 700°C в среде аргона (3Па).

Оптимальными параметрами для получения совершенных слоев толщиной 100 нм состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, на установке являются: давление 1-3Па, температура подложки $700-750^\circ\text{C}$, ток разряда 150-200 мА в среде смеси аргона и кислорода в соотношении 3:1.

Работа выполнена при финансовой поддержке Госзаданий № 2560, № 16.1103.2014 К и Программы стратегического развития ФГБОУ ВПО «Дагестанский государственный университет».

Литература

- [1]. А. Гояла., А.Р.Кауль. Токонесущие ленты второго поколения на основе высокотемпературных сверхпроводников, // М: ЛКИ, 2009.
- [2]. Wa_ensmidt E., Wa_ensmidt K.H., Arndt F. et al. // J. Appl. Phys. 1994. V. 75 (8). P. 4092.4096
- [3]. Johnson C.N.L., Helmersson U., Madsen L.D. et al. // J. Appl. Phys. 1995. V. 77. (12). P. 6388.6393.
- [4]. Дроздов Ю.Н., Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е. //Журнал технической физики, 2009, том 79, вып. 1, С.125-129.
- [5]. Гаджимагомедов С.Х., Фараджева М. П., Табит А.Ф.А., Гамматаев С. Л., Хашафа А.Х. Д., Палчаев Д.К. //Вестник ДГУ. 2014. № 1. С. 36-42.
- [6]. Рабаданов М.Х., Гаджимагомедов С.Х., Исмаилов А. М., Исмаилов Х. Н., Мурлиева Ж. Х., Палчаев Д.К. // Вестник ДГУ, 2012, №.1. – С.40-45.

СТРУКТУРА НАНОТРУБОК TiO_2 , ПОЛУЧЕННЫХ ГИДРОТЕРМАЛЬНЫМ МЕТОДОМ

Шабанов Н.С., Палчаев Д.К., Алиханов Н. М.-Р., Эмиров Р.М.

Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия

e-mail: dairpalchaev@mail.ru

Диоксид титана (TiO_2) используется при фотокатализе благодаря своей доступности, нетоксичности, устойчивости к облучению и простоты метода синтеза [1-3]. В связи с чем, повышенный интерес проявляется к оптическим, электрическим и фотокаталитическим (ФК) свойствам TiO_2 . Знания этих свойств позволяют повысить эффективность очистки воздуха и воды, осуществить синтез водорода и т.д. Однако, большое значение ширины запрещенной зоны диоксида титана (3,2 эВ) и быстрая рекомбинация фотогенерированных электронов и дырок, ограничивает широкое применение и распространение TiO_2 в фотокатализе. Как известно, в природе существует три модификации диоксида титана [4-5], различающиеся между собой по свойствам и параметрам кристаллической решетки. Это кристаллы с тетрагональной сингонией (анатаз и рутил) и ромбической сингонией (брукит).

Гидротермальным методом были синтезированы нанотрубки TiO_2 . Структура полученных образцов были исследованы на дифрактометре «PANalytical Empyrean series 2» методом 2θ . На рисунке 1 показаны результаты исследования структуры образцов в диапазоне температур 800 – 1000 $^{\circ}\text{C}$.

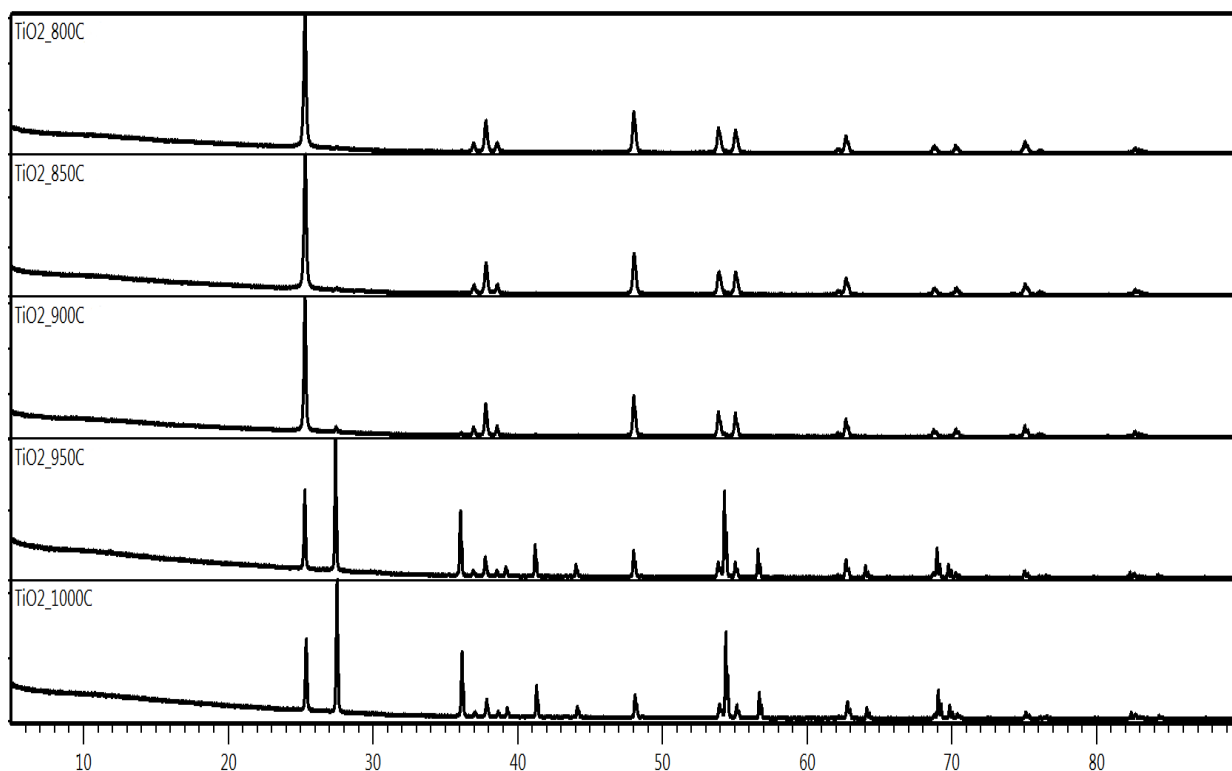


Рис.1. Динамика перекристаллизации фазы анатаза в рутил (800 – 1000 $^{\circ}\text{C}$). Переход от анатаза к рутилу сверху вниз

В результате исследования было установлено, что при температуре 850 $^{\circ}\text{C}$ начинается перекристаллизация анатаза в рутил (доля рутила 4%). С повышением температуры прокаливания заметно увеличение доли фазы рутил. При температуре 900 $^{\circ}\text{C}$ начинают явно проявляться пики ($\theta=27,42$ и $\theta=36,06$) отвечающие за фазу рутил. Уже при 950 $^{\circ}\text{C}$ происходит сильное увеличение интенсивности пиков при углах

$\theta=27,42$ и $\theta=36,06$ и появление дополнительных пиков относящихся к фазе рутил, что свидетельствует о скачкообразном росте фазовой доли рутила (с 6% до 72%) по отношению к фазе анатаза.

При дальнейшем увеличении температуры прокаливания анатаз постепенно перекристаллизуется в рутил.

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 2560, проектной части Государственного задания № 16.1103.2014 К и Программы стратегического развития ФГБОУ ВПО «Дагестанский государственный университет».

Литература

- [1] Varghese O.K., Gong D., Paulose M., Ong K.G., Dickey E.C., Grimes C.A., Extreme changes in the electrical resistance of titania nanotubes with hydrogen exposure. *Adv Mater* 15, 2003, 624–662
- [2] Оруджев Ф.Ф., Гасанова Ф.Г., Алиев З.М., Исаев А.Б.. Фотоэлектрокаталитическое окисление фенола на модифицированных платиной нанотрубках TiO_2 // *Российские нанотехнологии*, 2012. Т. 7. № 9-10. С. 482-485.
- [3] Zhao Y, Li C., Liu X., Gu F., Jiang H., Shao W., Zhang L., He Y. Synthesis and optical properties of TiO_2 nanoparticles // *Materials Letters*. 2007. V.61. №1. P. 79-83.
- [4] Varghese O.K., Gong D., Paulose M., Ong K.G., Grimes C.A., Hydrogen sensing using titania nanotubes. *Sens Actuators B* 93, 2003, 338–344
- [5] Varghese O.K., Mor G.K., Grimes C.A., Paulose M., Mukherjee N., A titania nanotube-array room-temperature sensor for selective detection of hydrogen at low concentrations. *J NanosciNanotechnol* 4, 2004, 733–737

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОРОШКА ФЕРРИТА ВИСМУТА

Мурлиева Ж.Х., Палчаев Д.К., Табит А.Ф., Садыков С.А., Фараджеева М.П.,
Эмиров Р.М., Алиханов Н.М., Исаева П.М

Дагестанский государственный университет, Махачкала

email: dairpalchaev@mail.ru

Среди материалов, одновременно обладающими сегнетоэлектрическими и ферромагнитными (антиферромагнитными) свойствами хорошо известным и наиболее изученным является феррит висмута, который может найти применение в различных областях – от спинтроники и фотоники до медицины. Для практической реализации магнитоэлектрических свойств феррита висмута, в обычных условиях (в отсутствии сильных полей), необходимо подавление пространственно-модулированной антиферромагнитной спиновой циклоиды с периодом 62 нм. С этой целью BiFeO_3 получают в наноструктурированном состоянии (тонкие пленки, наночастицы, наноструктурированная керамика) [1,3,4,5], с размерами меньше размера периода циклоиды, допируют редкоземельными элементами [6,7] или используют сильные магнитные поля [1]. При нарушении спиновой структуры, задаваемой циклоидой, феррит висмута переходит из антиферромагнитного состояния в ферромагнитное. Из выше перечисленных методов наиболее эффективным является получение этого материала в наноструктурированном состоянии.

Синтез нанокристаллического порошка феррита висмута нами проводился методом сжигания нитрат-органических прекурсоров [9], который позволяет в один этап получить почти 100% нанокристаллическую фазу соединения BiFeO_3 , т.е. в исходном порошке отсутствуют нанокристаллы другого стехиометрического состава. Однородность порошка и его дисперсность оценивались на дифрактометре PANalytical Empyrean series 2. Из дифракционного анализа (рис.1) видно, что пики на дифрактограмме хорошо совпадают со значениями пиков для BiFeO_3 из стандартной базы данных PAN-ICSD PANalytical, за исключением небольших пиков при углах $2\theta \approx 28$ и $35,5$, не идентифицируемых той же базой данных.

После прокаливания порошка при температурах $700-800^\circ\text{C}$ на углах $2\theta \approx 28$ и $35,5$ появляются пики фазы $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$. Их интенсивность возрастает с повышением температуры прокаливания (рис.1), что, вероятно, связано с возрастанием содержания $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ до $\sim 10\%$ в результате рекристаллизации частиц этой фазы размерами менее 10 нм.

Исследования морфологии порошка, проведенные на растровом электронном микроскопе LEO-1450 с EDX-анализатором INCA Energy, показали (рис.2), что он представляет собой агломераты частиц с размерами от 35 нм до >10 нм и аморфной фазы. Такие же размеры частиц показывает анализ дифрактограммы. Как и следовало ожидать, полученный нанокристаллический BiFeO_3 с указанной дисперсностью (>62 нм), обладает явным ферромагнетизмом.

Особенности температурных зависимостей диэлектрической проницаемости нанопорошка были установлены по результатам исследований электроемкости. Исследования диэлектрических свойств проводились на образце из полученного нами нанокристаллического порошка (диаметр 4 мм, толщина 0,6 мм), изготовленного путем холодного прессования под давлением ~ 1 ГПа и образце (микрорекристаллическом), изготовленного по обычной керамической технологии [10]. Контакты наносились серебряной пастой марки SP-40+ Water Based Silver Ink.

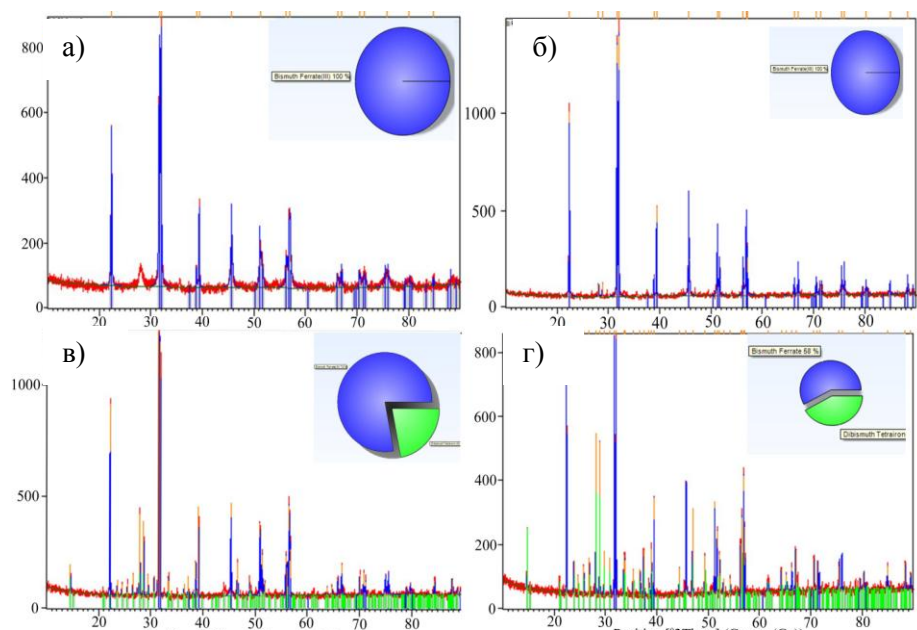


Рис.1. Результаты дифракционного анализа нанопорошка феррита висмута: а)

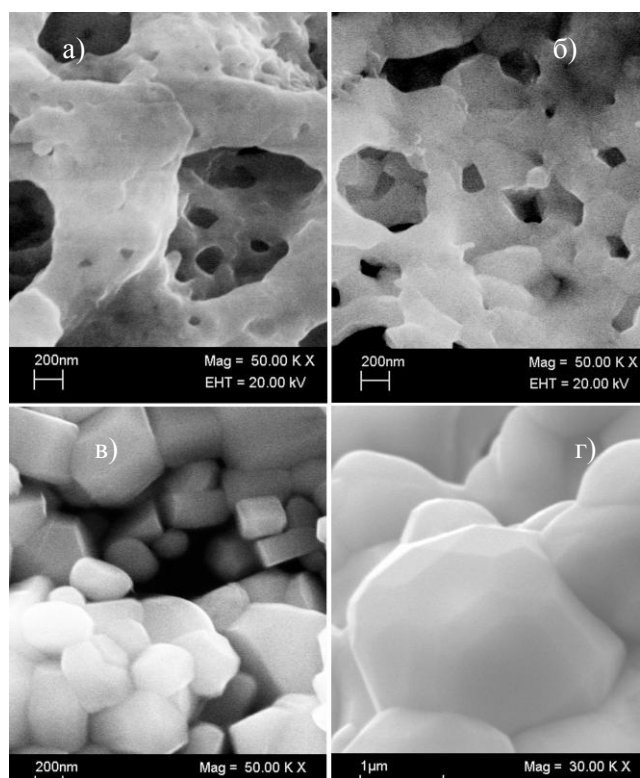


Рис.2. Морфология нанопорошка феррита висмута: а) исходный порошок; после прокалики при: б) 600°C; в) 700°C; г) 800°C.

На рисунке 3 приведены результаты исследования электроемкости нанокристаллического и микрокристаллического образцов в зависимости от частоты и температуры. Как видно из рисунка, у нанокристаллического образца наблюдается как частотная, так и температурная дисперсия значений электроемкости (диэлектрической проницаемости). Эти значения для разных частот проходят через максимум, который с

ростом частоты смещается в область высоких температур. Причем, в высокотемпературном пределе значения емкости на всех частотах стремятся к нулю. Область аномалии «растянута» вплоть до полного перехода ферромагнитного образца в парамагнитное состояние (от $\sim 330^\circ\text{C}$ до $\sim 550^\circ\text{C}$).

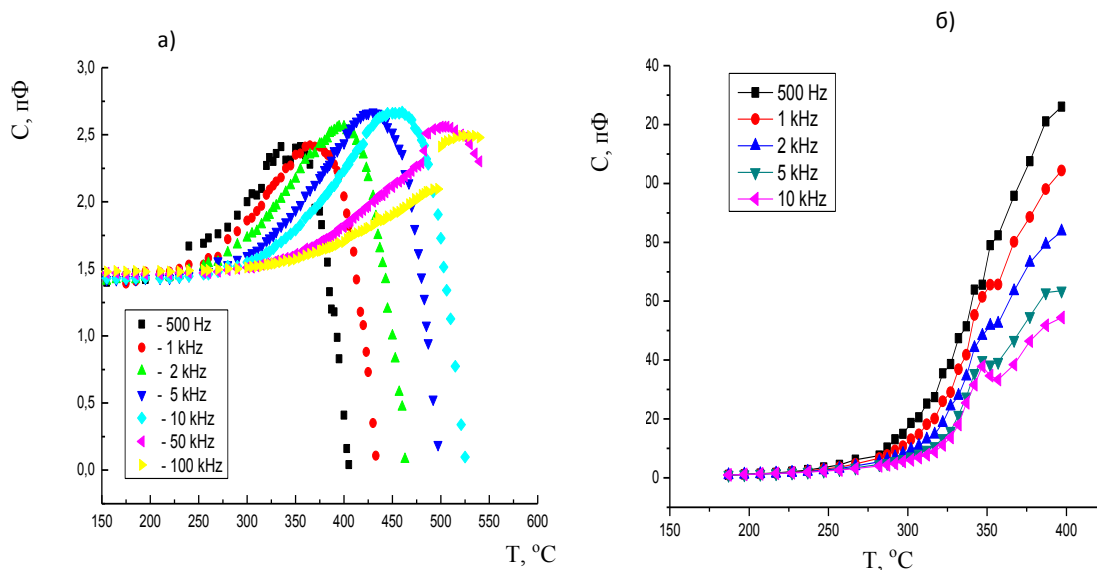


Рис. 3. Температурная и частотная зависимости электроемкости:
а) нанокристаллического порошка; б) обычной керамики.

У керамического образца в области температур от $\sim 330^\circ\text{C}$ до $\sim 370^\circ\text{C}$, предшествующей переходу из антиферромагнитной в парамагнитную фазу, на кривой зависимости $C=f(T)$ так же наблюдается отклонение от регулярного характера. Аномальное поведение электроемкости здесь проявляется в более узком интервале температур, по сравнению с нанокристаллическим образцом. Для всех частот перегиб зависимости $C=f(T)$ приходится примерно на одну и ту же температуру, т.е. сдвига нет. Кроме того, в отличие от нанокристаллического образца, с повышением частоты электроемкость керамического образца монотонно снижается, а выше 370°C – растет на всех частотах.

Сужение области проявления аномалии в микрокристаллическом образце, видимо, связано с прочным сцеплением частиц в результате их спекания при температуре $\sim 870^\circ\text{C}$. Такой же эффект наблюдался и авторами [5] при спекании наночастиц ($\sim 450^\circ\text{C}$), но область температур, на которую приходится перегиб, была шире на $\sim 50^\circ\text{C}$. После спекания частиц, для сегнетоэластического эффекта необходимы более интенсивные процессы перехода из антиферро- в парамагнитное состояние, которые происходят до температуры $\sim 370^\circ\text{C}$. Разница между температурными и частотными зависимостями микрокристаллического и нанокристаллического образцов, очевидно, связана с тем, что в последнем наряду с частицами диаметром $d > 62\text{nm}$, содержатся частицы с $d < 62\text{nm}$. Керамический образец обладает антиферромагнетизмом, а нанопорошок – как антиферромагнетизмом, так и ферромагнетизмом. Таким образом, существенное расхождение наблюдаемых свойств образцов из исходного нанопорошка и прокаленного порошка может быть связано как с различием дисперсности частиц, так и с состоянием границ между ними.

Дифференциальный термический анализ порошка проводился трижды в атмосфере аргона: первый раз до $\sim 800^\circ\text{C}$, второй до $\sim 930^\circ\text{C}$ и третий до 950°C . При первом нагреве (исходного) порошка зафиксирована потеря массы (рис. 4а), а наличие фазы, отличной от BiFeO_3 не проявилось, поскольку пики, наблюдаемые на дифрактограмме (рис.1а), соответствуют более высокотемпературной фазе. При

повторных исследованиях потери массы не наблюдалось (рис. 4). Антиферромагнитный фазовый переход при $\sim 370^\circ\text{C}$ на зависимости ДТА (рис. 4) так же не проявился. Это свидетельствует о том, что размер большинства наночастиц в порошке, меньше периода пространственной антиферромагнитной циклоиды (62 нм). Наблюдаемый в области $\sim 480^\circ\text{C}$ перегиб, скорее всего, связан с ферромагнитным фазовым переходом, поскольку исходный нанопорошок явно обладал ферромагнетизмом.

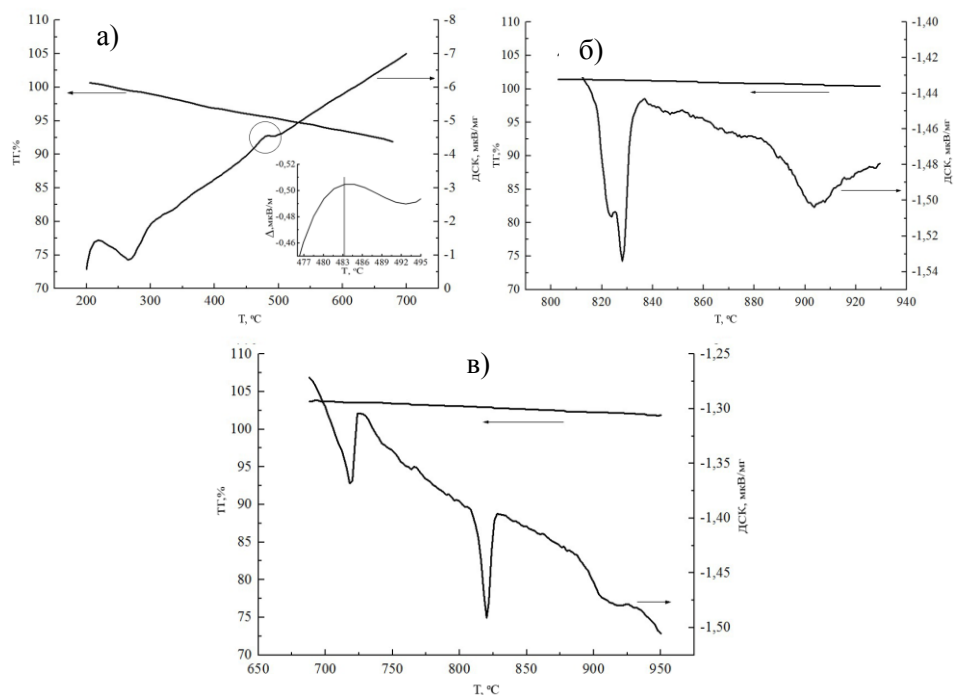


Рис. 4 Результаты дифференциального термического анализа

Установлено, что на особенности диэлектрических свойств порошка феррита висмута оказывают влияние размеры частиц, соотношение количества частиц с размером менее и более 62 нм, а так же степень их рекристаллизации. С увеличением температуры прокалики размер частиц возрастает и происходит переход феррита висмута из ферромагнитного в антиферромагнитное состояние. Эффекты, которые проявляются в результате связи электрического и магнитного моментов в ферро- и антиферромагнитном состояниях, существенно различаются как на температурных, так и на частотных зависимостях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Госзаданий №2560 и № 16.1103.2014К.

Литература

- [1] Пятаков А.П., Звездин А.К. //УФН. 2012. Т.186. №2. С.593-620.
- [2] Денисов В.М., Белоусова Н.В., Жереб В.П., и др.// J.of Siberian Federal University. Chemistry 2 2012 (5) С. 146-167.
- [3] Chang H., Yuan F., Shih C. et al. // J. Nanoscale Research Letters. 2012. № 7. P. 435.
- [4] Chen Z., Zhan G., Xin H., et al. // J.Cryst. Res. Technol. 2011. V. 46. P. 309-314.
- [5] Manzoor A., Hasanain S. K., Mumtaz A. et al. // J. Nanopart. Res. 2012. № 14. P.1310.

- [6] Cheng Z.X., Li A.H., Wang X.L., et al // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 07E507.
- [7] Shariq M., Kaur D., Chandel V. S. et al // Materials Science-Poland. 2013. V. 31(3). P. 471-475
- [8] Rajasree D., Tanushree S., and Mandal K. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. V. 45. P. 455002- 455012.
- [9] Фараджева М.П., Палчаев Д.К., Табит А.Ф. и др. // Вестник ДГУ. 2014. Вып. 1. С.43-47
- [10] Каллаев С.Н., Омаров З.М., Митаров Р.Г., и др. // ЖЭТФ, 2010, Т.138, с.475-483.
- [11] Lu J., Gunther A., Schrettle F. et al // J. Eur. Phys. 2010. V.B 75. P. 451–460
- [12] Денисов В.М., Волков Н.В., Иртюго Л.А. и др. // ФТТ. 2012, Т.54, В. 6. С.1234-1236
- [13] Arya G. S., Negi N. S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V.46. 095004 (8pp)

СИНТЕЗ И СВОЙСТВА НАНОТРУБОК ДИОКСИДА ТИТАНА

Шабанов Н.С., Оруджев Ф.Ф., Мурлиев Э.К.

Дагестанский государственный университет, Махачкала
Shabanov.nabi@yandex.ru

Нанопористые материалы представляют значительный интерес, благодаря универсальности их применения в таких областях, как оптика [1], электроника [2], катализ [3] и биосенсоры [4].

Диоксид титана (TiO_2) стал незаменимым оксидным материалом в развитии нанопористых датчиков [4,5]. Высокий показатель преломления ($n=2,4$) и полупроводниковые свойства TiO_2 имеют большое значение в получении фотоанодов и газовых сенсоров [6, 7]. В большинстве случаев фотоанод изготавливались нанесением TiO_2 на стекло с тонким прозрачным электропроводящим слоем индия-олова или легированного фтором оксида олова, так как эти материалы являются коммерчески доступными [8]. Некоторые электроды были, изготовлены осаждением TiO_2 на проводящую углеродную ткань или копировальную бумагу [9]. Однако, в последнее время все чаще используют непрозрачные металлические электроды на основе титана. При этом, TiO_2 синтезируется электрохимическим окислением титана [10-12]. Уникальные физико-химические свойства нанотрубок TiO_2 , получаемых электрохимическим окислением титана, а также их открытая мезопористая морфология и высокая удельная площадь поверхности, делают весьма перспективными их применение в фотокатализе для очистки воды, для получения водорода разложением воды, в сенсорах в самоочищающихся поверхностях [13-18].

Методика получения нанотрубок диоксида титана были подробно описаны нами ранее в работах [19]. Для характеристики полученного фотоанода были использованы методы электронной микроскопии, рентгенофазового анализа, УФ-видимой и рамановской спектроскопии. Изображения поверхности синтезированного образца получили с использованием сканирующего электронного микроскопа LEO-1450 с микрозондовым анализатором ISYS с системой EDX (Leica Micro-systems Wetzlar GmbH, Германия). Рентгенофазовый анализ осуществлялся на дифрактометре Empyrean series 2 фирмы PANalytical B.V. (Нидерланды). Спектры УФ и видимого излучения снимались на спектрофотометре UV-3600 Shimadzu (Япония). Для получения спектра комбинационного рассеяния использовали 3-D сканирующий лазерный конфокальный микроскоп Ntegra Spectra конфигурации Upright (ЗАО «НТИ», Россия).

На рисунке 1 приведены изображения поверхности анодно-сформированной пленки нанотрубок TiO_2 .

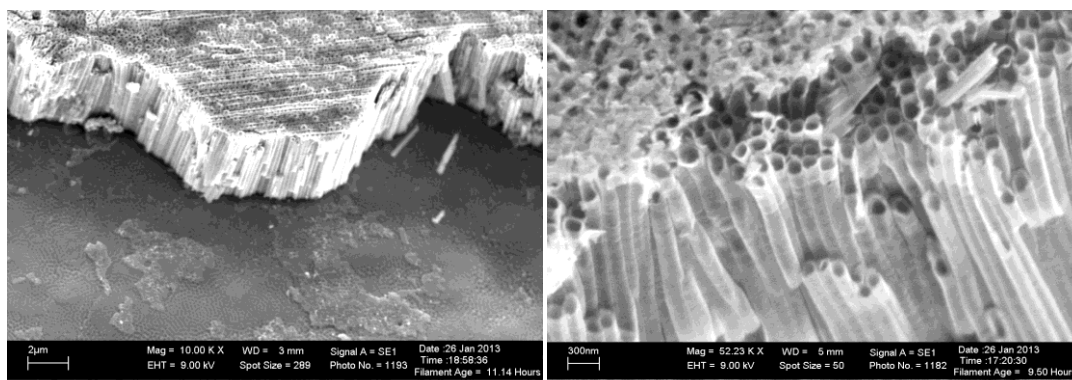


Рис. 1. Снимки поверхности нанотрубок диоксида титана.

Как видно из рисунка 1 пленка состоит из массива вертикально ориентированных нанотрубок диоксида титана с диаметром пор порядка 100-150 нм, толщиной стенок около 10 нм и длиной около 6 мкм. Очевидно, такая морфология диоксида титана, позволяет, не изменяя размеров фотоанода, многократно повышать площадь его поверхности, тем самым увеличивая число активных центров.

На рисунке 2 представлена рентгенограмма нанотрубок диоксида титана.

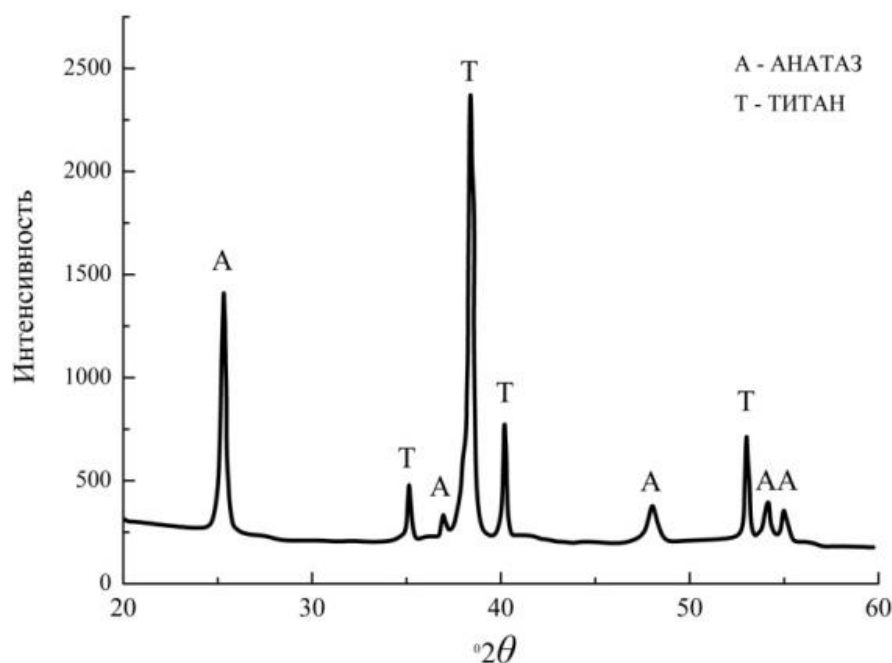


Рис. 2. Снимки поверхности нанотрубок диоксида титана.

Из рентгенограммы видно, что нанотрубки диоксида титана имеют кристаллическую структуру анатаза, так как присутствуют характерные дифракционные пики при $2\theta = 25,35^\circ$, $37,8^\circ$, $48,05^\circ$ соответствующие дифракции кристалла TiO_2 в плоскостях (101), (004) и (200).

Спектр поглощения УФ и видимого излучения нанотрубок представлена на рисунке 3.

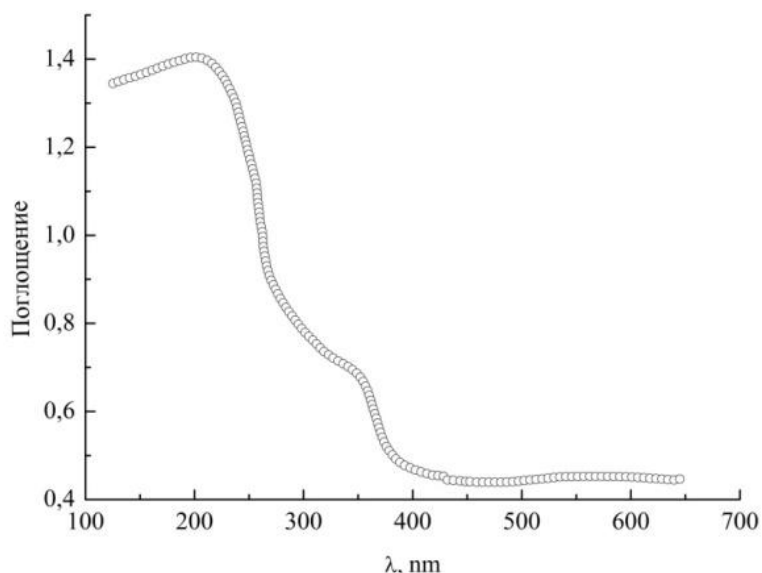


Рис. 3. Спектр поглощения нанотрубок диоксида титана.

Из спектра поглощения УФ и видимого излучения видно, что для нанотубулярного Ti/TiO_2 характерно небольшое светопоглощение в видимой области. Область поглощения от 300 до 400 нм, по-видимому, характеризуется вакансиями, обусловленными дефектами в кристаллической решетке. Это подтверждает, что нанотубулярный диоксид титана является полупроводником поглощающим только УФ-свет.

На спектре комбинационного рассеяния (рис. 4) присутствуют только моды, характерные для кристаллической решётки анатаза.

Известно, что для анатаза существует 15 оптических мод TiO_2 , из которых в рамановской спектроскопии активны лишь A_{1g} , 2B_{1g} и 3E_g [20, 21].

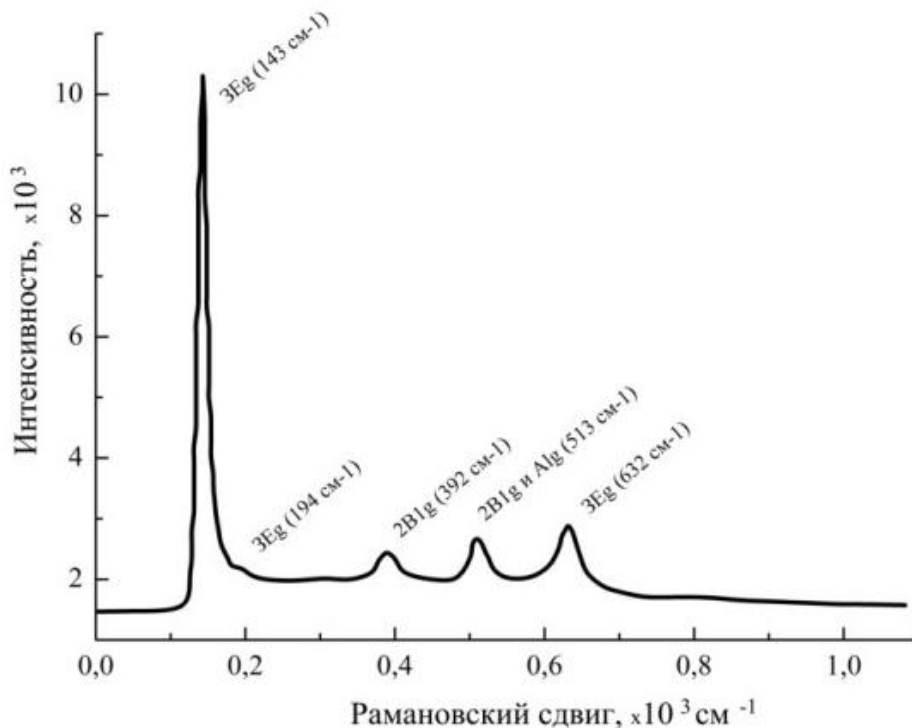


Рис. 4. Спектр комбинационного рассеяния нанотрубок диоксида титана.

Как видно, на рамановском спектре анатаза проявляются шесть мод: A_{1g} (513 см^{-1}), 2B_{1g} (392 и 513 см^{-1}) и 3E_g (143 , 194 и 632 см^{-1}).

Работа выполнена при финансовой поддержке Госзаданий №2560 и № 16. 1103.2014К.

Литература

- [1] Tian L., Bhargava Ram K., Ahmad I., Menon L., Holtz M. // Journal of Applied Physics. 2005. №97. P.026101-3
- [2] Hu Y.S., Guo Y.G., Yu-Guo, Sigle W., Hore S., Balaya P., Maier J. // Nature Materials. 2006. №5(9). P.713-717
- [3] Hepel M., Kumarihamy I., Zhong C.J.. // Electrochemistry Communications. 2006. №8. P.1439-1444
- [4] Nakane J.J., Akenson M., Marziali A. // Topical Review. 2003. №15. P.R1365-R1393
- [5] Baker L.A., Choi Y., Martin C.R. // Current Nanoscience. 2006. №2. P.243-255
- [6] Mor G.K., Shankar K., Paulose M., Varghese O.K., Grimes C.A. // Nano Letters. 2005. №5. P.191-195
- [7] Paulose M., Varghese O.K., Mor G.K., Grimes C.A., Ong K.G. // Nanotechnology. 2006. №17. P.398-402
- [8] Boehme M., Charton Ch. // Surface and Coatings Technology. 2005. № 200. P. 932-935.
- [9] Bak T., Nowotny J., Rekas M., Sorrell C.C. // International Journal of Hydrogen Energy. 2002. № 27. P. 991.
- [10] Shankar K., Basham J.I., Allam N.K., Varghese O.K., Mor G.K., Feng X., Paulose M., Seabold J.A., Choi K.S., Grimes C.A. //The Journal of Physical Chemistry C. 2009. №113. P.6327—6359.
- [11] Grimes C.A. //Journal of Materials Chemistry. 2007. №17. P.1451-1457.
- [12] Mor G.K., Varghese O.K., Paulose M., Shankar K., Grimes C.A. //Solar Energy Materials and Solar Cells. 2006. №90. P.2011-2075.
- [13] Albu S.P., Ghicov A., Macak J.M., Hahn R., Schmuki P. // Nano Lett. 2007. №7. P.1286-1289.
- [14] Bae S., Shim E., Yoon J., Joo H. // Sol Energy Mater Sol Cells. 2008. №92. P.402-409.
- [15] Shankar K., Mor G.K., Prakasam H.E., Yoriya S., Paulose M., Varghese O.K., Grimes C.A. // Nanotechnology. 2007. V.18. №6. P.065707.
- [16] Shankar K., Bandara J., Paulose M., Wietasch H., Varghese O.K., Mor G.K., LaTempa T.J., Thelakkat M., Grimes C.A. // Nano Lett. 2008. №8. P.1654-1659.
- [17] Popat K.C., Eltgroth M., LaTempa T.J., Grimes C.A., Desai T.A. // Small. 2007. №3. P.1878-1881.
- [18] Popat K.C., Eltgroth M., LaTempa T.J., Grimes C.A., Desai T.A. // Biomater. 2007. №28. P.4880-4888
- [19] Оруджев Ф.Ф., Гасанова Ф.Г., Алиев З.М., Исаев А.Б. // Российские нанотехнологии. 2012. Т. 7. № 9-10. С. 44.
- [20] Kment S., Kmentova H., Kluson P., Krysa J., Hubicka Z., Cirkva V., Gregora I., Solcova O., Jastrabik L. // Journal of Colloid and Interface Science. 2010. V. 348. № 1. P. 198-205.
- [21] Hearne G.R., Zhao J., Dawe A.M., Pischedda V., Maaza M., Nieuwoudt M.K., Kibasomba P., Nemraoui O., Comins J.D., Whitcomb M.J. // Physical Review B. 2004. №70. P.134102.

СИНТЕЗ ГРАФЕНОВ ПРИ ПИРОЛИЗЕ ПРОПАН-БУТАНОВОЙ СМЕСИ В ПЛАЗМОСТРУЙНОМ РЕАКТОРЕ

Амиров Р.Х., Исакаев Э.Х., Катаржис В.А., Шавелкина М.Б., Шаталова Т.Б.

*Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва
Московский государственный университет, г. Москва*

Графены обладают рекордной теплопроводностью и электропроводностью, а также повышенной механической и термической стабильностью, имеют значительные перспективы в нанoeлектромеханике и при создании новых материалов с улучшенными механическими характеристиками.

Для реализации этих перспектив необходимы достаточно надежные и технологичные методы получения графенов заданной структуры в макроскопических количествах. Среди наиболее распространенных методов решения этой задачи следует в первую очередь отметить химический подход, включающий в себя окисление графита, его последующую эксфолиацию (отделение слоев друг от друга) и химическое восстановление полученных слоев до графенов с помощью, например, гидразина. Альтернативный подход основан на использовании химического осаждения паров (CVD), широко применяемого для получения углеродных нанотрубок. Согласно этому подходу, графены растут в результате термического разложения углеродсодержащих газообразных соединений на поверхности металлического катализатора [1]. Метод CVD может быть реализован несколькими способами, главное отличие которых заключается в способе активации газовой фазы. Одним из таких способов является осаждение в потоке плазмы, полученной дуговым разрядом постоянного тока (DirectCurrentArcJetChemicalVaporDeposition – DC-arcjet CVD). В целом эти методы, основаны на поверхностных процедурах осаждения паров углеродсодержащих соединений на поверхность металлического катализатора и характеризуются ограниченной производительностью, которая пропорциональна площади активной поверхности. Процессы являются периодическими и их, как правило, реализуют в трубчатых реакторах. Для промышленного масштаба перспективным считается синтез в плазмоструйных установках [2].

Целью настоящей работы является развитие данного способа на основе электродугового плазмотрона постоянного тока с тангенциальной подачей пропан-бутановоаргоной(гелиевой) смеси и расширяющимся анодным каналом.

Для синтеза графенов в работе использовалась экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 1.

Установка включает вакуумную камеру, заполненную инертным газом, графитовый цилиндр, перемещаемый металлический коллектор и мишень, которые устанавливаются перпендикулярно потоку плазмы, плазматрон с расположенными соосно электродами.

Основным элементом установки является плазматрон с вихревой стабилизацией рабочего газа и расширяющимся каналом выходного электрода. Катод выполнен с наконечником из торированного или лантанированного вольфрама. Для тангенциальной подачи газовой смеси установлена вихревая камера с каналами. Анод выполняет функции сопла, выполненного из меди. Выходной канал сопла-анода выполнен конусообразным, расширяющимся к выходу. Профилирование сопла выходного электрода и расположение торца внутреннего электрода в горловине сопла обеспечивают равномерный динамический напор, однородность параметров и стабилизацию дуги по всей длине ее положительного столба, стабильность работы устройства и лучший теплообмен на начальном участке дуги.

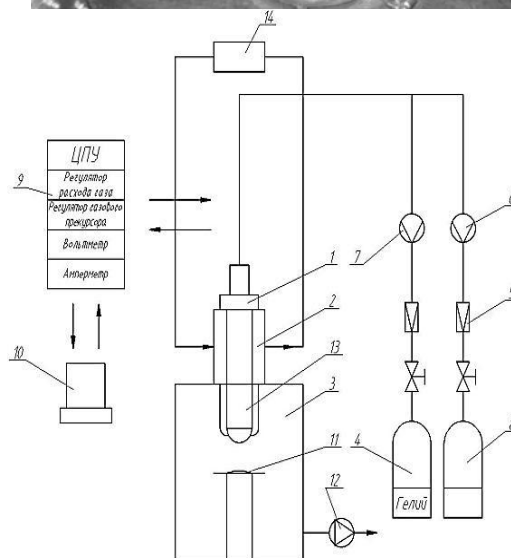


Рис.1 Экспериментальная установка для синтеза графенов: 1 – плазмотрон, 2 – реактор, 3 – вакуумная камера, 4 – инертный газ, 5 – редуктор гелиевый, 6 – регулятор расхода газообразного углеводорода, 7 – регулятор расхода плазмообразующего газа, 8 – газообразный углеводород, 9 – ЦПУ, 10 – ЭВМ, 11 – мишень, 12 – вакуумный насос, 13 – коллектор, 14 – система водяного охлаждения.

Для каждого эксперимента ввод углеводорода осуществлялся после установления поля температур в графитовом реакторе. Как правило, это составляло 5 мин и определялось по температуре воды в охлаждающих трактах. В качестве рабочего плазмообразующего газа применялись гелий и аргон. Эксперименты проведены при электрической мощности плазмотрона в диапазоне 16-40 кВт. Величина тока плазмотрона поддерживалась во всех сериях постоянной величиной и составляла 350-400А. Промежуток между анодом и катодом устанавливался не меньше 3 мм. Характерное напряжение горения дуги менялось от 70 до 105 Вв зависимости от условий эксперимента (рода плазмообразующего газа и его расхода). Гелий использовался при давлениях 200-710 Торр и при изменении расхода от 0,75 до 1 г/сек, расход аргона составлял от 3,5 до 3,75 г/сек при давлениях 350 - 730 Торр.

Согласно [1] в качестве источника углерода для процессов синтеза углеродных наноматериалов могут использоваться практически любые углеродсодержащие газы. При создании технологии промышленного синтеза целесообразно выбирать наиболее

доступные и дешевые газы, к тому же обеспечивающие высокую производительность, в том числе пропан-бутановые смеси.

В экспериментах использовали техническую пропан-бутановую смесь с соотношением 60:40% и 70:30%. Соотношение газовых фаз в смеси варьировали от 3 до 12%. Для комбинации аргон + пропан-бутан использовались две концентрации 5-6% и 10%. При использовании комбинации гелий+пропан-бутан концентрации их составили: 2-3%, 5-6% , 10% и 12%.

В качестве образцов для анализа использовались продукты пиролиза, взятые из разных областей металлической мишени, коллектора и вакуумной камеры.

Продукт пиролиза газовой смеси представлял собой порошок серовато-черного цвета.

Образцы исследовались на сканирующем электронном микроскопе MIRA 3 TESCAN с автоэмиссионным катодом Шоттки в режиме высокого вакуума. С помощью термогравиметрического метода анализа и дифференциально сканирующей калориметрии оценивали фазовый состав и термическую стабильность образцов, исходя из различной стабильности разных форм углерода при их нагревании в окислительной среде.

На рис 2 представлен пример термического анализаи морфология продукта пиролиза пропан-бутановой смеси при 710 Торр гелия.Падение напряжения на дуге составляло 85 В при силе тока 400 А и межэлектродном расстоянии 3 мм .Расход гелия 0,75 г/с. Пропорция углеводорода составила 10%.

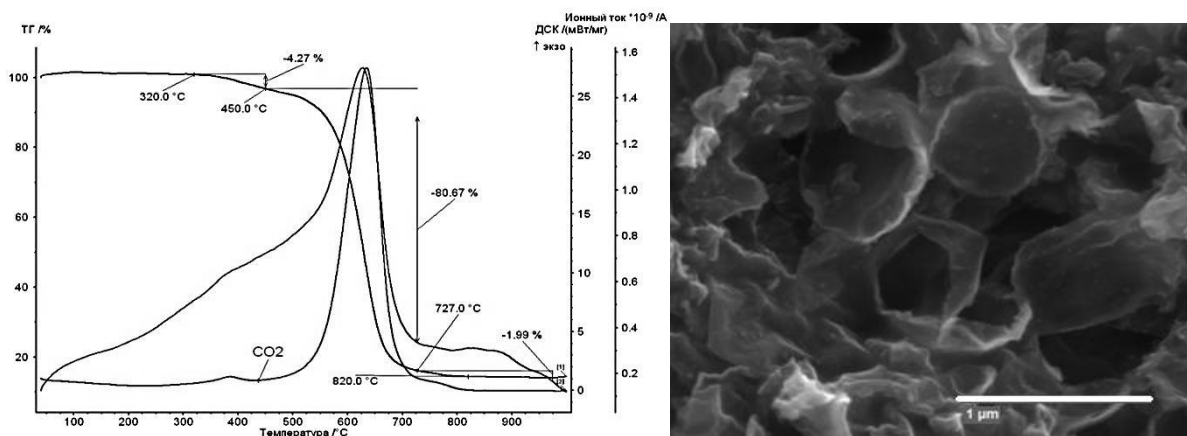


Рис.2 Термограмма и электронно-микроскопическое изображение графеновых слоев.

Термогравиметрический анализ образца показал, что в интервале температур 450-620°С происходит снижение массы навески, соответствующее количеству образовавшихся углеродных отложений. В этой области температур - единственный пик, показывающий выделение тепла вследствие окисления графеновых слоев. На кривой изменения теплового потока наблюдался и второй небольшой пик, который согласуется с пиком выделением CO₂ из углеродного материала. Это может быть обусловлено распадом аморфного углерода.

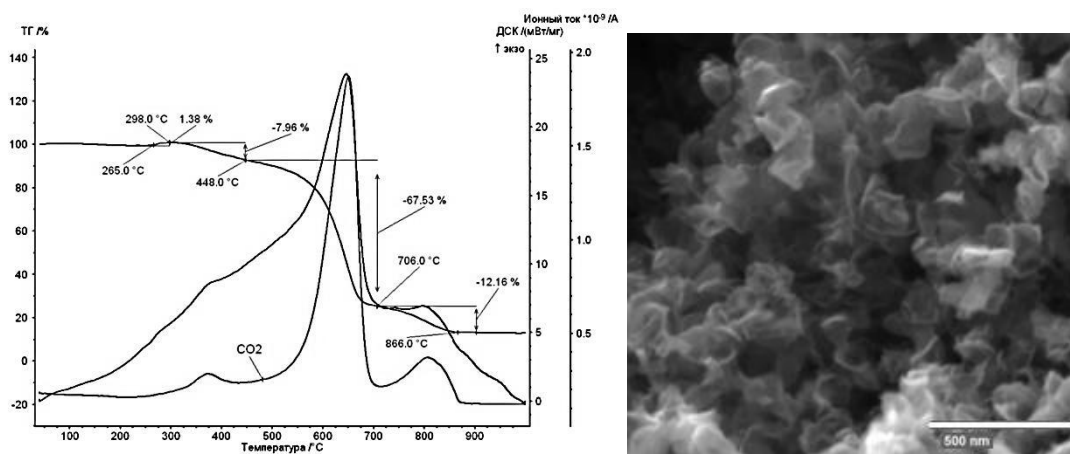


Рис.3 Термограмма образца из вакуумной камеры при давлении аргона 500 Торр, токе 350А. Расход аргона-3,5г/с. Пропорция пропан-бутан: аргон 10 :90% Морфология продуктов при давлении аргона 500 Торр, токе 350А. Расход аргона-3,5г/с. Пропорция пропан-бутан: аргон 10 :90%.

В среде аргона максимальный выход графенов наблюдался при увеличении концентрации углеводородов до 10.% давлении 500Торр, токе дуги 350А. На рис.3 видно образование графеновых слоев в виде хлопьев. В соответствии с окислительной термогравиметрией фракции аморфного углерода окисляются до 400°C, графены до 700 °C, графитизированные частицы при 700-800 °C. (рис.3).

В целом проведенные экспериментальные исследования по синтезу графенов при пиролизе пропан-бутановой смеси в плазмоструйном реакторе показали:

Одновременный тангенциальный ввод углеводорода с плазмообразующим газом позволяет варьировать скорость расхода смеси и соотношение компонентов в смеси;

Изменением давления, рода плазмообразующего газа и скорости расхода газовой фазы возможно влиять на геометрию и выход графеновых структур;

Максимальный выход графенов с качеством не ниже [2] наблюдался при 710Торр гелия при содержании в газовой фазе 10,0% пропан-бутана.

Литература

- [1]. Nan Li, Zhiyong Wang and Zujin Shi (2011). Synthesis of Graphenes with Arc-Discharge Method, Physics and Applications of Graphene - Experiments, Dr. Sergey Mikhailov (Ed.), ISBN: 978-953-307-217-3, InTech
- [2]. H. Lange et al., 14-th Conference High Tech Plasma Process, Toulouse (France), 2014, P.132

ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ И СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В ПРОЦЕССЕ ЭМБРИОГЕНЕЗА ИКРЫ

Магомедова У Г-Г.

ДГУ Физический факультет

Введение

Зародышевое развитие рыб сопровождается непрерывным изменением физико – химических характеристик внутренних мембран и внешних оболочек системы яйцо – зародыш. В частности, изменяются вязкость, проницаемость и биоэлектрические свойства плазматических мембран зародышей. Изучение перечисленных характеристик с помощью обычных препаративных методов, сопровождаемое разрушением клеток, их функционированием и другими повреждающими воздействиями, неизбежно ведет к утрате части информации и искажению результатов. В связи с этим значительный интерес представляет исследование процессов эмбриогенеза с помощью спектральных методов, позволяющих сохранить интактность клеток.

Флуоресцентная микроскопия является наиболее простым и информативным приемом наблюдения собственной флуоресценции (аутофлуоресценция) веществ, содержащихся в системе яйцо-зародыш (эндогенные флуорохромы), когда видны флуоресцирующие структуры, интенсивность и цвет свечения которых определяются составом и количеством находящихся в них флуорохромов [1,2]. В ряде случаев, аутофлуоресценция дает возможность не только отчетливо видеть форму соответствующих микроструктур, но и судить по спектральному составу и интенсивности свечения о содержании биологически-активных веществ в системе яйцо-зародыш.

Данная работа посвящена изучению изменения физиологических параметров развитие икры методом флуоресцентной микроскопии. С этой целью была исследована икра с момента оплодотворения до 20 стадии развития используя фотографический вариант регистрации аутофлуоресценции с последующим спектральным RGB – анализом полученных данных

Материалы и методы

Объектом исследования служила икра кутума (*Rutilus frisii kutum* Kamensky) полученная на Сулакском рыбноводном заводе. Все образцы разрезались при помощи криостатного микротомы (СМ – 1510 S. Leica Microsystem Германия) на свежие нативные гистологические срезы толщиной 100 мкм, помещались на предметные стекла и хранились при температуре около 10⁰С.

Исследования по флуоресцентной микроскопии проводились на базе серийного отечественного люминесцентного микроскопа «ЛЮОМ-И1» (ЛОМО, г. Санкт-Петербург). Возбуждение флуоресценции осуществлялось при помощи излучения ртутной лампы ДРШ-150 на длине волны $\sim 365 \pm 10$ нм, которое подводилось к биотканям фронтально через объектив микроскопа. Свет флуоресценции собирался объективом микроскопа и, пройдя систему запирающих светофильтров с полосой пропускания $\sim 400-700$ нм, проецировался в фокальную плоскость визуального окуляра, либо фотоокуляра. В данных исследованиях применялся объектив «10×0.40Л» с собственным увеличением $\times 10$ раз и числовой апертурой ~ 0.4 . Таким образом, общее увеличение микроскопа (объектив×гомаля×окуляр) составило до ~ 300 раз.

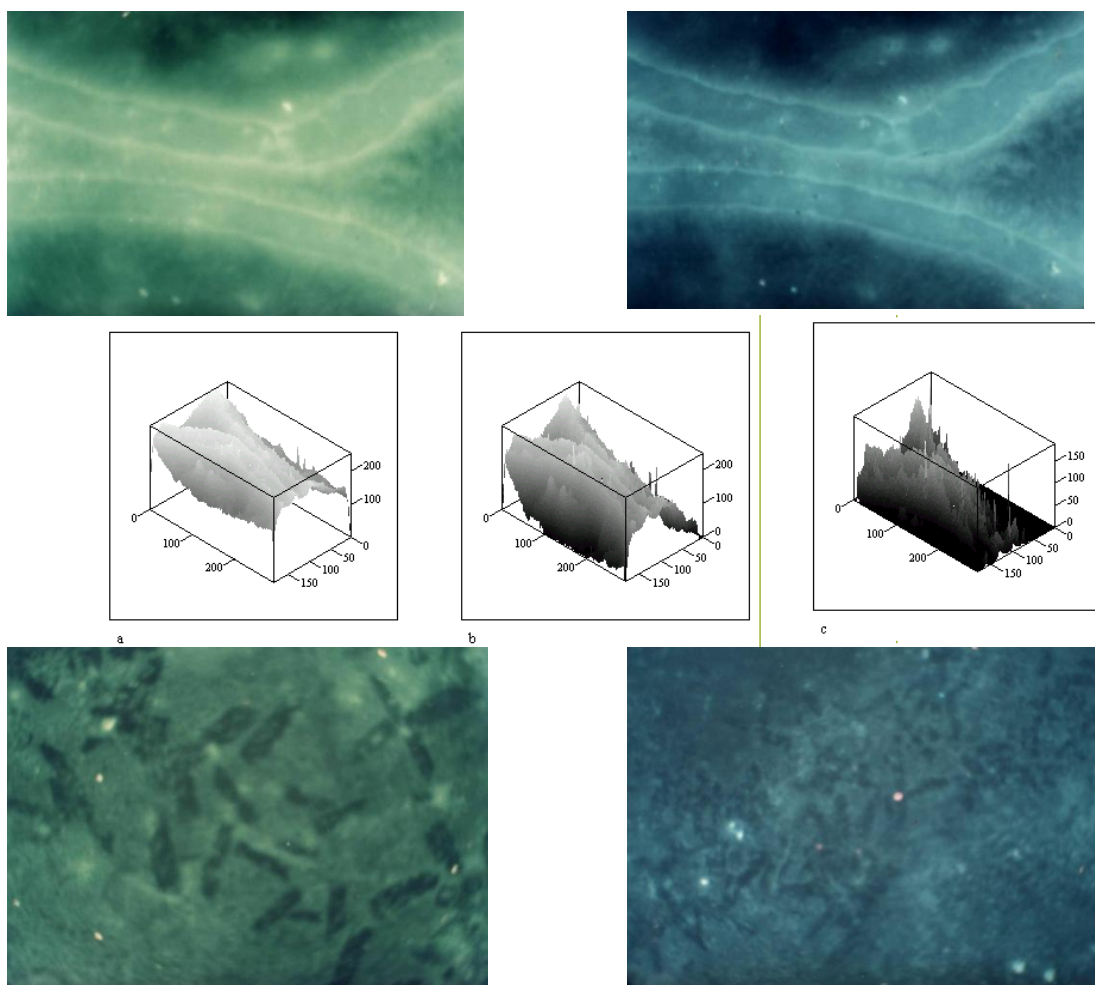
Фотографирование флуоресценции микропрепаратов осуществлялось при помощи встроенной зеркальной фотокамеры на цветную фотопленку марки Kodak-400 с оптимальной длительностью выдержки около -1-2 сек. Градуировка чувствительности

фото пленки к цвету производилась путем подбора длительности выдержки, при которой плотность цветовой гаммы фотоснимков наиболее полно соответствовала изображению объекта в свете флуоресценции. При этом учитывался как низкий уровень квантового выхода флуоресценции биотканей, так и способность их к быстрому фотообесцвечиванию. Далее производилось сканирование негативов пленки и их инвертирование в формат позитива.

Для проведения цветового анализа данных микрофлуориметрии на базе компьютерной системы Mathcad 14 (MathSoft, Inc., США) выполнялось разложение микроснимков на три цветовых компонента (RGB-формат) и построение их в виде трехмерных кривых зависимости спектрального распределения интенсивности флуоресценции вдоль снимка.

Результаты и обсуждения

Ранее проведенные исследования показали, что в процессе эмбрионального развития икры кутума (*Rutilus fresii kutum* Kamensky) характеризуется биохимическими и физиологическими изменениями сопутствующие активации свободно-радикального перекисного окисления липидов в мембране яйцо-зародыш. Характерная структура оболочки икры, а также результат их спектрального RGB – разложения показаны на рис. 1,2



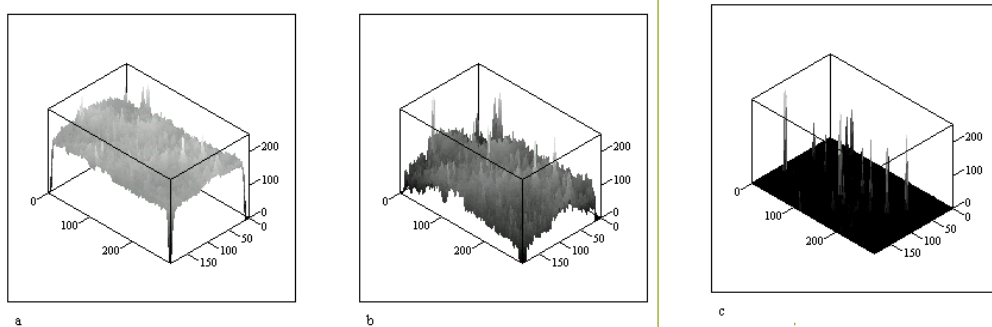


Рис. 1. Стадия 13 – стадия начало гаструляции

Как видно из рис. 1,2 (а,б,) характерна однородная структура флуоресцирующая свечением «синего» и «зеленого» цвета. По-видимому, это связано с тем, что триптофановые остатки белков в зрелых яйцах (икры), окружены в значительной большей степени неполярными аминокислотными остатками. Спектральный RGB – анализ этих микроснимков показывает невысокие показатели интенсивности флуоресценции спектральных компонент. При этом интенсивности «синей» и «зеленой» составляющих примерно равны.

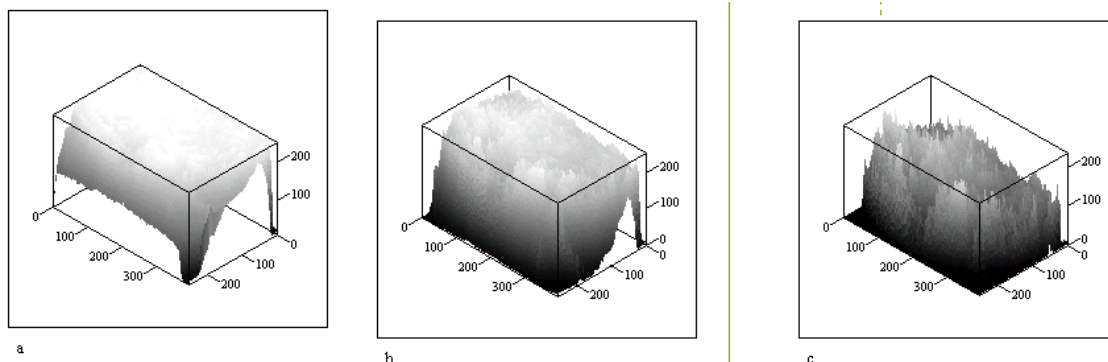
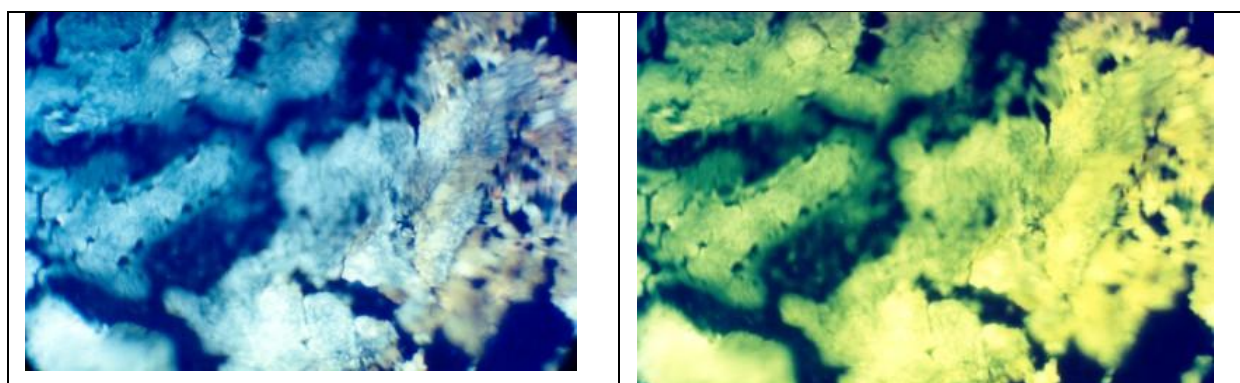


Рис. 2 Стадия 20 стадия – стадия широкой нервной трубки

Интенсивность свечения «красной» компонента рис. 1,2 (в) в 1,5 – 2 раза превышает свечения «синей» и «зеленой». Данный эффект объясняется с имеющимися исследованиями, что ферменты церулоплазмин, супероксиддисмутаза, каталаза, глутатионпероксидаза, дегидрогеназы, фосфотазы, цитохромоксидазы, а также некоторые органические соединения, являющимися составной частью ферментов – протопорфирины и их производные [3]. Максимум возбуждения, которых прослеживается в красной области спектра. Также следует обратить внимание, что из приведенных ферментов церулоплазмин, супероксиддисмутаза, каталаза, глутатионпероксидаза, глутатион-S-трансфераза, являются антиокислительными

ферментами. Эти ферменты переходят в активное состояние и запускают систему антиперекисной защиты.

На стадии органогенеза проведенный анализ свидетельствует о взаимосвязи между окисляемостью и количеством антиоксидантов в липидах зародышей и достигается максимальным значением антиокислительной активности [4]. По-видимому, это связано постоянным сопутствующим активным формообразовательным процессам. Предполагается участие этих факторов мембранной регуляции в морфогенезе как физико-химических параметров изменения физического состояния мембран.

Заключение

Закономерности изменения перекисного окисления липидов в системе яйцо-зародыш могут быть положены в основу слежения за состоянием защитных систем у рыб, используемых для рыбоводного процесса в целях выявления неблагоприятных воздействий непосредственно на рыб и прежде всего на одну из важнейших для устойчивости организма систем – антиоксидантную защиту.

Литература

- [1]Закржевский Е.Б. Люминесцентная микроскопия в клинко-гистологических исследованиях. Л.: Наука 2003. – 87с.
- [2]Лисовский В.А. Щедрунов В.В. и др. Люминесцентный анализ гастроэнтерологии. Л.: Наука 2004. – 236с.
- [3]. Владимиров Ю.А., Проскурина Е.В. Лекции по медицинской биофизике / М.: ИКЦ «Академкнига», 2007. – 432с.
- [4]. Исуев А.Р. Свободно-радикальное перекисное окисление липидов в раннем онтогенезе рыб /Автореферат. М.: типография «Академия наук», 1990. – 37с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК CdTe/Ai₂O₃, CdTe/GaAs

Гасанова Р.Н.

Дагестанский государственный университет. г. Махачкала

Введение

Эпитаксиальные слои теллурида кадмия находят широкое применение в качестве материалов для опто-, акусто-, микро- и наноэлектроники. На их основе созданы надежные счетчики ядерных частиц, рентгеновские импульсные детекторы, эффективные фотопреобразователи солнечной энергии, фоторезисторы.

Интерес к эпитаксиальным слоям CdTe повысился в связи с возможностью использования их в качестве матричного материала для выращивания эпитаксиальных пленок тройных соединений типа Cd_xHg_{1-x}Te (КРТ). Эффективность их использования ограничивается трудностью выращивания однофазных, совершенных по структуре, зеркально-гладких монокристаллических слоев CdTe с управляемыми электрофизическими свойствами, а также отсутствием количественных сведений об адсорбционных и электронных параметрах поверхности этих пленок. Действительно, в ряде тонкопленочных приборов дебаевская длина экранирования превосходит толщину самой пленки, поэтому условия предварительной обработки поверхности и происходящие на ней адсорбционные процессы, оказывая значительное влияние на состояние электронно-дырочного газа в этом полупроводнике, нередко определяют основные электрофизические параметры прибора.

Несмотря на достаточно большое количество работ, посвященных технологии эпитаксиальных пленок теллурида кадмия на различных полупроводниковых и изолирующих подложках, до настоящего времени является актуальной проблема изготовления из этого материала тонкопленочных устройств с воспроизводимыми свойствами.

Результаты экспериментов и обсуждения

Влияние температуры кристаллизации ($T_{кр.}$), температуры источника ($T_{ист.}$) и давления водорода (P_{H_2}) в кристаллизационной камере на электрофизические параметры (G_T - удельная темновая проводимость, n , p -тип и концентрация носителей) слоев теллурида кадмия изучено в интервале изменения $T_{кр.}=700\div 970$ К, $T_{ист.}=810\div 1100$ К, $P_{H_2}=5\cdot 10^{-1}\div 380$ мм рт.ст. Поскольку совершенство структуры эпитаксиальных слоев в первом приближении отображается морфологией их поверхности, то для исследования электрофизических свойств подбирались слои теллурида кадмия с зеркально-гладкой поверхностью. В этом случае, из-за однозначной связи между структурой и электрофизикой появляется возможность путем изменения технологических параметров управляемо контролировать электрофизические свойства. Экспериментальные исследования показывали, что изменение технологических параметров выращивания ($T_{кр.}$, $T_{ист.}$, P_{H_2}) в указанном выше интервале приводит к изменению в широких пределах электрофизических свойств CdTe (табл.1). Однако, следует отметить, что все пленки теллурида кадмия имели p -тип проводимости, подвижность носителей которых принимает значения $50-70\text{ см}^2\cdot\text{В}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$ для пленок CdTe/Ai₂O₃, хотя концентрация дырок меняется в широком интервале от 10^{10} см^{-3} до $5\cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$. Такие значения подвижности дырок в слоях CdTe, близкие к значению подвижности дырок в массивных монокристаллах, являются свидетельством о высоком совершенстве структуры выращиваемых пленок.

Согласно имеющимся в литературе данным [1], электронный тип проводимости в CdTe создается за счет отклонения состава кристалла от стехиометрического высокотемпературным отжигом в парах кадмия, а также легирования материала индием,

алюминием или бором. При этом, как показано в [2], для получения материала n-типа проводимости, давление паров кадмия $\sim 7 \cdot 10^4$ Па при температуре ~ 1173 К. Такая обработка сопровождается ухудшением совершенства структуры пленок и неконтролируемым изменением их электрофизических и фотоэлектрических свойств. А поскольку основной трудностью на пути широкого применения в нано- и оптоэлектронике теллурида кадмия является выращивание совершенных по структуре и с контролируемыми электрофизическими параметрами слоев этого материала, то исследование возможности управления типом проводимости вариацией технологических параметров выращивания, представляет большой практический интерес. В результате всестороннего исследования зависимости совершенства структуры и электрофизических параметров эпитаксиальных слоев теллурида кадмия от технологических условий роста нами также показана возможность управления типом их проводимости.

Таблица 1. Зависимость электрофизических параметров пленок CdTe от $T_{кр}$, $T_{ист}$, P_{H_2}

P_{H_2} , мм рт.ст.	$T_{ист.}$, К	$T_{кр.}$, К	G , Ом. $^{-1}$ см $^{-1}$	Тип. пров.	Подвижность, см ^{2} В $^{-1}$ с $^{-1}$	Концен-я носит-й, см $^{-3}$
2	980	840	$7 \cdot 10^{-5}$	p	65	$6,7 \cdot 10^{12}$
20			$5 \cdot 10^{-5}$	p	70	$4,5 \cdot 10^{12}$
76			$9 \cdot 10^{-6}$	p	62	$9,1 \cdot 10^{11}$
120			$3 \cdot 10^{-5}$	p	58	$3,2 \cdot 10^{12}$
380			$4 \cdot 10^{-5}$	p	65	$3,8 \cdot 10^{12}$
20	880	840	$7 \cdot 10^{-5}$	p	68	$6,4 \cdot 10^{12}$
	900		$4 \cdot 10^{-6}$	p	60	$4,2 \cdot 10^{11}$
	920		$9 \cdot 10^{-6}$	p	63	$8,9 \cdot 10^{11}$
	940		$8 \cdot 10^{-5}$	p	58	$8,6 \cdot 10^{12}$
	960		$6 \cdot 10^{-5}$	p	64	$5,8 \cdot 10^{12}$
	980		$4 \cdot 10^{-5}$	p	67	$3,7 \cdot 10^{12}$
20	980	720	$9 \cdot 10^{-6}$	p	52	$1,1 \cdot 10^{12}$
		740	$4 \cdot 10^{-5}$	p	58	$3,7 \cdot 10^{12}$
		760	$1 \cdot 10^{-4}$	p	62	$1,1 \cdot 10^{13}$
		780	$1,3 \cdot 10^{-3}$	p	67	$1,2 \cdot 10^{14}$
		800	$1,4 \cdot 10^{-3}$	p	70	$1,25 \cdot 10^{14}$
		840	$5 \cdot 10^{-5}$	p	72	$4,3 \cdot 10^{12}$
		860	$9,3 \cdot 10^{-6}$	p	65	$8,9 \cdot 10^{11}$
		920	$3 \cdot 10^{-7}$	p	53	$3,5 \cdot 10^{10}$

Литература

- [1].Tatsuoka U., Kuwabara H.,Fujiyasu U.,Nakanishi Y. Growth of CdTe on GaAs by hot-woll epitaxy and its stress relaxation. J.App. Phys,1989,65,№6,p.2073-2077.
[2].Пасынков В.В., Сорокин В.С. Материалы электронной техники. М «Высшая школа», 1986.

КОМПЛЕКС ДЛЯ СИСТЕМЫ МОНИТОРИНГА СОЛНЕЧНЫХ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО И МИКРОМОРФНОГО КРЕМНИЯ

Бабаев А.А., Алиев А.Р., Теруков Е.И., Хасбулатов А.М.

Институт физики им.Х.И.Амирханова ДНЦ РАН, 367003, Махачкала,

Ярагского 94. E-mail: babaev-arif@mail.ru

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе 194021, Санкт-Петербург,

Дагестанский государственный университет., Махачкала

В институте физики ДНЦ. РАН в мае 2013 г. установлена тестовая фотоэлектрическая система (ТФЭС) с двумя модулями, которые работают в естественных условиях. Система долгосрочного мониторинга характеристик фотоэлектрических модулей построена на базе электронного регистратора «Параграф PL2», который обеспечивает круглосуточный сбор, хранение данных о мощностных, температурных характеристиках, уровне солнечной иррадиации, а также обеспечивает доступ к этим данным посредством подключения к сети Internet. Отбор энергии от фотоэлектрического модуля обеспечен системой, состоящей из контроллера заряда с удержанием точки максимальной мощности, аккумулятора и электрической нагрузки. Система позволяет производить круглогодичное измерение характеристик фотоэлектрических модулей, работающих в естественных условиях. Измерение текущей вырабатываемой мощности фотоэлектрического модуля, производится непосредственно при работе системы, при этом точка оптимальной мощности фиксируется контроллером заряда аккумуляторной батареи. Электронный регистратор фиксирует значения следующих параметров в энергонезависимой памяти:

- 1) Вырабатываемый ток и напряжение в точке оптимальной мощности двух фотоэлектрических модулей.
- 2) Вырабатываемая электрическая мощность.
- 3) Температура на тыльной поверхности фотоэлектрических модулей.
- 4) Уровень солнечной иррадиации, измеренной кремниевым фотоприемником, работающим в режиме короткого замыкания.
- 5) Температура окружающей среды
- 6) Скорость и направление ветра.

Для удаленного визуального наблюдения система оснащается IP-камерой, сохраняющей фотоснимки системы на подключенный к системе твердотельный жесткий диск.

Система рассчитана на автономное хранение полученных данных (данных системы мониторинга и фотоснимков), собранных в течение одного года.

Измерение сигналов производится с точностью не хуже чем 0.2% в диапазоне напряжений 0-100 В и в диапазоне токов 0-10 А.

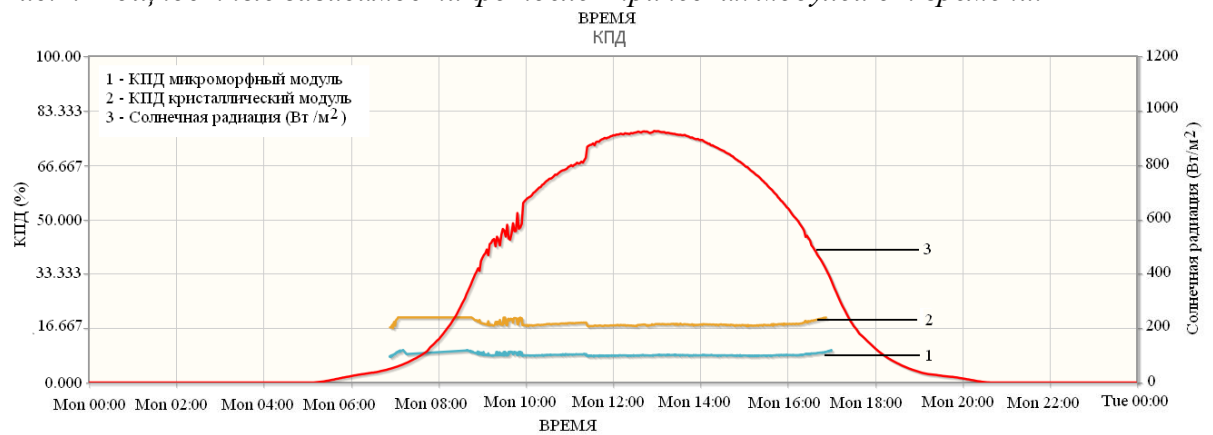
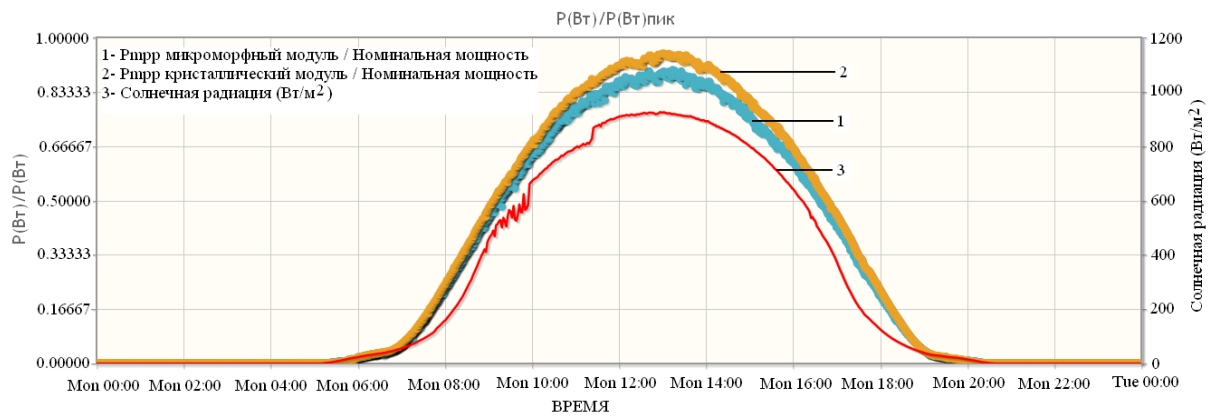
Для обеспечения круглогодичной регистрации данных управляющий блок размещается в помещении (термошкафе) с постоянной температурой. Расстояние (длина кабеля) от помещения (термошкафа) с системой сбора данных до солнечной системы не должна превышать 20 м. Для обеспечения удаленного доступа к системе сбора данных и для передачи накопленных данных на централизованный сервер осуществлено подключение системы к телекоммуникационным сетям с выделением системы “внешнего” фиксированного IP адреса (к сети Internet, передача данных через сотовые сети с помощью 3G-модема). Доступ к данным осуществляется через web-сервер с ограничением доступа к данным по имени пользователя / паролю. Так же возможен доступ непосредственно с клиентского персонального компьютера для контроля работы системы (например, контроль уровня заряда АКБ, других сервисных параметров системы). Каждые 15-30 сек. сервер опрашивает все системы и собирает

текущие измеряемые данные. В случае временного обрыва канала связи с какой-либо системой – сервер проводит синхронизацию данных за время отсутствия связи (после восстановления связи).

Таблица 1. Состав системы:

Тип, название	Назначение, состав
Система измерения характеристик фотоэлектрических модулей.	Система построена на базе электронного регистратора «ПАРАГРАФ PL2», с дополнительными модулями: АСМ – для подключения к глобальной сети Internet, UI8 – для измерения уровня солнечной иррадиации, напряжения и тока фотоэлектрических модулей, RT4 – для измерения температуры. Измерение температуры проводится датчиками RTD Pt100 (к примеру 701-102BAB-B00). Независимо можно измерить температуры с трех каналов: температура задних поверхностей исследуемых фотоэлектрических модулей и температура окружающей среды. Измерение уровня солнечной иррадиации проводится кремниевым фотоприемником (например SOL1). Измерение скорости и направления ветра – производится датчиком ветра М-127-1, подключенным через согласующее устройство УСТ.
Система обработки и передачи данных.	Электронный регистратор «Параграф PL2» подключается к сети интернет с помощью роутера с 3G модемом. Организуется центральный сервер для долгосрочного хранения и обработки накопленной информации. Собранная информация (до одного года) может быть также получена непосредственно с электронного регистратора. Сервер организует регулярный автоматический сбор данных со всех доступных систем мониторинга солнечных фотоэлектрических модулей. Доступ к серверу организуется посредством web интерфейса, с разграничением уровня доступа к данным по имени пользователя - паролю.

В системе подключены модули кристаллический и микроморфный площадью 1,4 и 1,2 м². Микроморфный модуль состоит из слоев аморфного кремния п и р типа проводимости покрытый пленкой из микрокристаллического кремния. Такая многослойная структура позволяет расширить спектральный диапазон чувствительности. Из рисунков видно, что коэффициент полезного действия кристаллического кремния больше, однако микроморфный модуль приблизительно в 3 раза дешевле кристаллического.



К ВОПРОСУ О СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ

А.М. Хасбулатов

Дагестанский государственный университет, Махачкала

В настоящее время научно-технический прогресс определяется в первую очередь развитием энергетики – комплекса, связанного с получением, преобразованием, передачей, распределением и использованием различных видов энергии. Энергоресурсы (источники энергии) делятся на: 1) невозобновляемые, 2) возобновляемые[1]. К возобновляемым источникам энергии (ВИЭ) относят: энергию Солнца, ветра, тепла Земли (геотермальная энергия) и т.п. К невозобновляемым – традиционные виды топлива (газ, нефть, уголь), используемые на тепловых электростанциях, а также ядерное топливо – на АЭС. ВИЭ, за исключением механической энергии воды используемой на крупных и средних ГЭС, называют нетрадиционными видами энергии. Важнейшее преимущество ВИЭ – неисчерпаемость и экологическая чистота. В современной энергетике используются следующие виды ресурсов и установок на ВИЭ: Солнечные тепловые и фотоэлектрические установки, ветроустановки, малые и микро ГЭС, геотермальные электростанции и тепловые установки, установки для получения энергии за счет биомассы.

Солнечная энергетика (СЭ) – одно из наиболее перспективных направлений развития ВИЭ, основанное на непосредственном использовании солнечного излучения для получения энергии в каком-либо виде. По оценкам специалистов к 2100 году Солнце станет доминирующим источником энергии на Земле. Строение и характеристики нашего светила определяют природу энергии излучения, испускаемого им в космос. Большая часть испускаемой Солнцем энергии приходится на участок солнечного спектра в диапазоне длин волн 0,25 – 3,0 мкм. По используемому физическому принципу преобразования солнечной энергии солнечные установки (гелиоустановки) делятся на два типа: 1) *фотоэлектрические*, в которых солнечная энергия преобразуется в электрическую с помощью фотоэлектрических преобразователей (ФЭП), или так называемых “солнечных батарей”, “солнечных модулей”. С помощью ФЭП осуществляется метод прямого (безмашинного) преобразования Солнечной энергии в электрическую; 2) *термодинамические*, где солнечная энергия вначале преобразуется в тепло, которое в термодинамическом цикле тепловой машины преобразуется в механическую энергию, а затем в генераторе в электрическую. Для создания ФЭП используются кристаллические полупроводники, в основном Si, и аморфные пленки (Si, GaAs и др.) с КПД до 20% и 7% соответственно.

РФ обладает огромным потенциалом использования солнечной энергии. Высоким уровнем суммарной солнечной радиации до 4-5 кВт/(м².день) обладают регионы юга РФ, в т.ч. Дагестан. На развитие СЭ влияют такие факторы, как климатические условия, стоимость и экологические нормы, господдержка и инициатива местных властей.

Литература

[1]. В.Е.Фортов, О.С.Попель. Энергетика в современном мире. – Долгопрудный: ИД Интеллект – 2011, 167 с.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦИНКА

Темиров А. Т., Шаихов Д. А., Магомедов М. А.

Кафедра Биофизики ДГМА, г. Махачкала

Нами проводились исследования спектрального распределения собственной фотопроводимости (ФП) как эпитаксиальных слоев, так и поликристаллических планок окиси цинка, выращенных на сапфире и на ситалле соответственно при одинаковых условиях осаждения. Изучение ФП проводимость как при комнатной, так и при азотной температурах.

Исследования показали, что для чистого ZnO максимум спектрального распределения ФП при комнатной температуре лежит $\lambda = 0,382$ мкм (3,24 эВ) и положение данного спектрального максимума не зависит от условий осаждения и от степени нарушения стехиометрического состава окиси цинка.

Исходя из спектрального распределения фотопроводимости (ФП) при комнатной температуре, определенная ширина запрещенной зоны равна 3,21 эВ.

Значительный интерес представляют результаты, полученные при температуре 80 °К. Спектр состоит из 3-х эквидистантных полос и одного максимума на 0,359 мкм (3,45 эВ). Спектральное положение наблюдаемых полос соответствует:

$\lambda = 0,3676$ мкм (3,37 эВ); $\lambda = 0,3657$ мкм (3,39 эВ); $\lambda = 0,3636$ мкм (3,41 эВ).

Эти пики находятся друг от друга энергетически строго на одинаковом расстоянии, равном 0,02 эВ. Четвертый максимум, соответствующий 3,45 эВ, в коротковолновой области удален на 0,04 эВ, т.е. на двойное расстояние чем расстояние между тремя полосами, соответствующие $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$.

Полоса в спектре ФП, наблюдаемая при температуре 300 °К, смещается в коротковолновую область при азотной температуре на 0,16 эВ и появляется три широких максимума в коротковолновой части спектра.

При сравнении спектра ФП со спектром ультрафиолетовой (УФ) люминесценции видно, что положение первого максимума (0,3636 мкм) спектра ФП со стороны низких энергий близка к энергии нуль фонона (А – линия экситонной люминесценции). Это обстоятельство позволяет заключить, что ФП около края собственного поглощения обусловлена экситонными переходами со стороны высоких энергий на спектре ФП ($h\nu = 3,373$ эВ) наблюдается структура. Аналогичная структура наблюдалась Гроссом при исследовании спектра ФП монокристаллах CdS.

Наблюдаемую картину они объясняют связыванием в экситон «горячих» электронов и последующей термализацией «горячих» экситонов, т.е. с кинетикой установления теплового равновесия в экситонной зоне.

Поскольку экситон в целом электрически нейтрален, в спектре распределения фототока он может проявиться как максимум при взаимодействии с дефектом или примесным центром. Видимо, аналогичным образом объясняется структура в спектре ФП в ZnO.

Спектр ФП поликристаллических пленок при комнатной температуре не отличается от спектра ФП эпитаксиальных слоев и состоит из одного широкого без структурного максимума ($h\nu = 3,246$ эВ), местоположение которого не зависит от структуры и степени нарушения стехиометрического состава образцов.

Естественно допускать, что эта полоса соответствует собственному поглощению. Данное утверждение подтверждается равенством энергии полуширины полосы ФП ширине запрещенной зоны ZnO ($E_g = 3,2$ эВ).

При азотной температуре спектральное распределение ФП в пленках, выращенных на ситалле, несколько отличается от спектра ФП эпитаксиальных пленок на сапфире. Естественно полагать, что максимум ФП, соответствующий $h\nu = 3,4$ эВ, соответствует собственной проводимости, а полоса при $h\nu = 3,33$ эВ примесной проводимости. Интенсивность примесных переходов доминирует над интенсивностью собственных.

ФП исследовалась и на образцах, подвергнутых специальной термообработке, заключающейся в отжиге образцов на воздухе и последующей закалке в жидком азоте. Таким образом, обработанные пленки обладают высокой фоточувствительностью в собственной области спектра. Характерный для этих пленок спектр ФП вышеуказанным образом обработанных образцов на несколько порядков выше по сравнению с ФП пленок без обработки. Максимум фотопроводимости сдвигается в длинноволновую сторону и появляется третий слабый максимум на $0,4$ мкм ($3,1$ эВ).

Сравнение спектров пленок до и после обработки показывает, что в результате закалки уменьшается концентрация центров, ответственных за примесную проводимость и на несколько порядков растет фототок в собственной области. Дополнительный максимум, наблюдаемый при $h\nu = 3,1$ эВ, соответствует примесному центру $E_v + 0,3$ эВ. Сдвиг максимумов, видимо, объясняется участием мелких состояний в фотопереходах. Если судить по положениям максимумов, то соответствующие примесные полосы расположены вблизи $E_v + 0,07$ эВ.

Литература

- [1]. Кажлаев М.А., Рабаданов Р.А., Атаев Б.М., Шаихов Д.А., Адуков А.Д., Абдуев А.Х. Люминесценция и фотопроводимость ЭП Сб. Прикладная физика твердого тела. Махачкала, 1976, с.88-89.
- [2]. Никитенко В.А., Малов М.М., Казанжиев С.А., Д.И. Димова-Алякова. Оптические и электрические свойства в видимой области спектра Э.П.С., 1977, т. XXVI, вып.2, с.332-336.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ZnO В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УСЛОВИЙ ОСАЖДЕНИЯ И ОРИЕНТАЦИИ ПОДЛОЖКИ

Темиров А. Т., Шаихов Д. А., Магомедов М. А.
Кафедра Биофизики ДГМА, г. Махачкала

В результате обширной серии экспериментов по получению пленки при разных давлениях водорода, с разными скоростями роста и температурами в зонах тигля и подложки, и измерения их электрических параметров нами были выбраны оптимальные условия осаждения эпитаксиальных слоев ZnO на диэлектрических подложках из различной ориентации. Исследовано влияние изменения этих параметров на электрические свойства ЭП ZnO. Эти же опыты показали прямую зависимость свойств эпитаксиальных пленок ZnO от условий их получения.

Известно, что наиболее зависимой характеристикой чистоты и совершенства эпитаксиальных пленок полупроводниковых соединений является подвижность носителей заряда. Поэтому мы проследили зависимость подвижности носителей заряда в ЭП ZnO от условий их получения. Изменение подвижности, измеренное при комнатной температуре в зависимости от температуры тигля и соответствующей температуры подложки, при которых наблюдается максимальная подвижность носителей в пленках.

Исследования электрических свойств проводились для пленок, полученных в интервале температур тигля от 580 °С до 780 °С при соответствующей температуре подложки из области эпитаксиального роста. На всех рассмотренных ориентациях подложки пленки осаждались при одинаковых условиях и имели толщину 20мкм.

Интересно отметить, что температурные условия, при которых подвижность достигает максимальной величины, различны для пленок различной ориентации. Начиная с температуры тигля 620 °С, наблюдается резкое возрастание подвижности носителей. Увеличиваясь монотонно с различной скоростью при одинаковом времени выращивания для каждой ориентации, она достигает предельного значения при различных температурах осаждения. Следует подчеркнуть, что в пленках, полученных на (0001), (1120) и (1010) Al₂O₃, максимальные подвижности наблюдаются почти при одинаковой скорости роста $5,5-6 \frac{\text{мкм}}{\text{мин}}$.

Небольшое отклонение скорости кристаллизации от выбранной величины меняет поверхностную морфологию фронта роста и отражается на внутреннее совершенство ЭС, т.е. совершенство пленок ZnO существенно зависит от скорости осаждения. При больших скоростях роста поверхностные атомы закрепляются прежде, чем найдут соответствующие места в решетке из-за уменьшения длины свободного пробега адатомов по поверхности подложки, т.е. скорость поступления материала из газовой фазы на поверхность подложки превышает его скорость диффузного рассасывания. Все эти факторы вызывают образование структурных дефектов и приводят к уменьшению подвижности носителей заряда в пленках.

Скорость роста пленок ZnO на вышеуказанных ориентациях имеет равные значения при различных температурах осаждения. Взаимосвязь этих параметров дана нами в таблице:

Al ₂ O ₃	T _т	T _п	π, см ⁻³	M, $\frac{\text{см}^2}{\text{в.ч}}$	V, $\frac{\text{мкм}}{\text{мин}}$
(1010)	770	620	$3,5 \cdot 10^{16}$	160	5,6

(0001)	720	620	$4,3 \cdot 10^{16}$	57	6,0
(1120)	740	630	$5,0 \cdot 10^{16}$	146	6,0

В условиях эксперимента концентрация носителей меняется от $1,8 \cdot 10^{16}$ до 10^{17} см^{-3} . С увеличением температуры тигля от 580°C до 780°C удельное сопротивление образцов постоянно уменьшается, что объясняется вхождением сверхстехиометрического цинка в состав осадка. В результате измерений было установлено, что зависимость между натуральным логарифмом холловской подвижности и обратной абсолютной температуры тигля в области температур тигля от 580 до 780°C представляет собой прямую линию.

С увеличением температуры подложки от 560°C до 610°C подвижность носителей увеличивается от 25 до $156 \text{ см}^2/\text{век}$, концентрация при этом уменьшается от $4,3 \cdot 10^{17}$ до $5,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При дальнейшем увеличении $T_{\text{П}}$ до 660°C подвижность падает до 39 см^{-3} .

При относительно низких и высоких температурах подложки низкие значения подвижности свидетельствуют о низком совершенстве структуры пленок, связанном с повышением плотности структурных дефектов, в частности ростом концентрации донорной примеси. Увеличение подвижности с ростом температуры подложки от 560°C до 610°C , на наш взгляд, объясняется ростом кристаллографического совершенства осадка из-за увеличения скорости поверхностной диффузии адсорбированных атомов на растущей поверхности пленки по мере увеличения ее температуры.

Уменьшение подвижности носителей заряда при дальнейшем увеличении температуры подложки от 610°C до 680°C объясняется ростом концентрации растворенного цинка в осадке. При этом удельное сопротивление образцов изменяется незначительно.

При прочих равных условиях совершенство структуры и электрические свойства зависят от толщины пленок. Это связано с образованием тонкого переходного слоя с высокой концентрацией структурных дефектов.

Измерения холловской подвижности с послойным стравливанием ЭС выявили характер изменения средней подвижности электронов и концентраций носителей с толщиной.

Для получения тонких совершенных пленок необходимо добиться максимального уменьшения протяженности на начальной стадии роста переходного слоя.

Образование переходной области, структурные и электрофизические свойства которой намного хуже, чем в остальном объеме пленки, во многом зависит и от инерционности процесса осаждения. Сокращение времени первого сплошного слоя и осуществление быстрого перехода от начальной стадии в растущий слой затруднено, к последующей стадии установившегося стационарного роста, в нагретую до температуры осаждения систему подали предварительно нагретый до рабочей температуры водород.

При этом максимальная подвижность пленок, полученных на (1120) Al_2O_3 устанавливалась, начиная с толщины $\approx 0,8 \text{ мкм}$.

В процессе всего эксперимента температура тигля поддерживалась постоянной и равнялась 720°C . Температура подложки изменялась от 550°C до 620°C , а избыточное давление водорода – от $0,2 \text{ атм.}$ до $1,2 \text{ атм.}$ С условиями роста сравнивались холловские параметры пленок, измеренные при комнатной температуре компенсационным методом в магнитном поле напряженностью 10 килоэрстед .

Следует отметить, что наиболее совершенные слои получались при температуре подложки, равной 610°C , и избыточном давлении водорода – $0,7 \text{ атм.}$

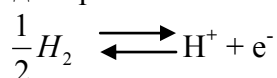
На высокую степень совершенства кристаллической структуры, полученных пленок при этих условиях, указывают большие значения подвижности и наличие

резких линий Кикучи на электрограммах, полученных дифракцией быстрых электронов на отражение.

С уменьшением избыточного давления водорода до 0,2 атм. температурная область эпитаксиального роста расширяется, т.е. ориентированный рост наблюдается и при $\Delta T = 180^\circ\text{C}$. Максимальное значение подвижности уменьшается, более того, максимум подвижности смещается в сторону высоких температур и достигает величины $101\text{см}^2/\text{в}\cdot\text{сек}$ при температуре подложки 630°C .

Увеличение избыточного давления водорода до 1,2 атм. характеризуется более низким значением подвижности и смещением максимума подвижности в сторону низких температур, равной 590°C . При этом в области температур от 550°C до 590°C наблюдается уменьшение концентраций от $2,6\cdot 10^{18}$ до $3,7\cdot 10^{17}\text{см}^{-3}$, а при дальнейшем повышении температуры подложки до 680°C концентрация носителей вновь растет и достигает до $7,7\cdot 10^{17}\text{см}^{-3}$.

Проводимость ZnO увеличивается с введением водорода при низких температурах пропорционально корню четвертой степени от давления водорода и водород в ZnO ведет себя, как простой донор



С дальнейшим повышением температуры выше 610°C наблюдаемое уменьшение проводимости и медленный спад подвижности можно объяснить, если предположить, что атомы водорода, растворенного в ZnO, с атомами растворенного цинка образуют гидриды цинка по реакции:



Такое предположение не противоречит ранее проведенным исследованиям, в которых обнаружили наличие групп ZnH и OH отожженного в водороде оксида цинка методом многократного отражения.

Литература

- [1]. Семилетов С.А., Кажлаев М.А., Рабаданов Р.А., Атаев Б.М., Шаихов Д.А., Адуков А.Д., Абдуев А.Х. Связь электрических и фотоэлектрических свойств эпитаксиальных слоев ZnO с условиями их осаждения. Крист-я, 1979, т.24, вып.1, с.189-191.
- [2]. Кажлаев М.А., Рабаданов Р.А., Атаев Б.М., Шаихов Д.А., Адуков А.Д., Абдуев А.Х. Влияние условий осаждения на люминесцентные и электрические свойства эпитаксиальных слоев. Н.М., 1978, т.14, №6, с.1160-1161.

ТРАВЛЕНИЕ КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ТВЕРДОГО РАСТВОРА В СИСТЕМЕ SiC – AlN

Офицерова Н.В., Савина В.И., Исрапилов С.И.

Дагестанский государственный университет, физический факультет, 367025, г.Махачкала, ул. Гаджиева, 43^б

Травление является процессом, обратным росту пленок и кристаллов. Рассмотрение форм растворения и фигур травления является одним из источников сведений о росте кристаллов, а точнее об условиях выращивания и дефектах структуры. Так как поверхностные плотности и структура связи атомов для различных кристаллографических плоскостей полупроводниковых кристаллов различны, процессы травления, вызывающие нарушение сил связи и отрыв частиц кристалла, будет протекать на различных плоскостях с неодинаковой скоростью. Известно, что во всех рассмотренных случаях скорость травления плоскостей (111) является минимальной.

Высокая химическая стойкость карбида кремния и, соответственно, твердых растворов на его основе затрудняет процесс травления и делает его возможным лишь при определенных температурах в расплавах солей и щелочей. Из известных травителей, наиболее эффективным для твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ является расплав *едкого калия* (KOH). Именно травление твердых растворов в расплаве KOH при достаточно высоких температурах (400 – 500⁰ C) позволяет получать эффективные скорости травления. Объектом исследования в настоящей работе служили эпитаксиальные слои монокристаллических твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ с $x = 0,022 \div 0,85$, полученные методом сублимации.

Исследования границы раздела твердый раствор $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ – подложка SiC показали наличие переходного слоя, содержащего большое количество дислокаций, существование которого показано с помощью рентгеноструктурного анализа [1-3]. Плотность дислокаций в слое твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ превышает плотность дислокаций в подложке и возрастает в направлении от поверхности пленки к границе раздела твердый раствор $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ - подложка SiC. Область вблизи границы раздела характеризуется повышенной плотностью дислокаций и имеет инородные включения. В нашем случае наличие дислокаций свидетельствует о гетероэпитаксиальном росте твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$, так как в соответствии с [4] происходит изменение параметра решетки с увеличением содержания AlN в твердом растворе. Из – за разницы параметров решетки подложки SiC - твердый раствор $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ и наблюдается развитие дислокаций несоответствия.

Скорость растворения твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ с малым содержанием AlN) по толщине и от времени растворения уменьшается, и при некоторой толщине слоя твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ стабилизируется (рис.1). Можно отметить две характерные «ступени», когда скорость растворения меняется скачком. Вероятно, это связано с переходом к травлению соседней грани, характеризующейся меньшей скоростью растворения. На начальном этапе скорость растворения достаточно велика, т.е. происходит травление медленно растущих граней с малыми индексами Миллера. Вероятно, на начальных стадиях эпитаксиального роста твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ наблюдается нормальный механизм роста, а далее механизм роста изменяется к послойному с вырождением быстро растущих граней к медленно растущим. Это хорошо видно на микрофотографии (рис.2), где на поверхности пленки твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ наблюдается послойный рост, характерный для медленно растущих граней [5]. По мере травливания в объеме кристалла обнажаются дефектные быстрорастущие грани и скорость травления уменьшается и стабилизируется. (рис.1)

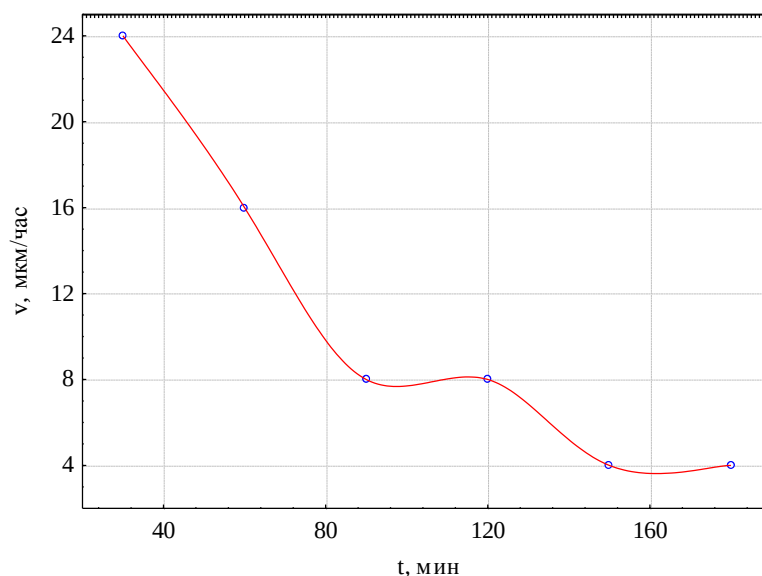


Рис.1. Зависимость скорости травления твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ от времени травления.

На микрофотографии хорошо видна послойная структура роста слоя, наблюдаются гексагональные дефекты упаковки, свидетельствующие о преимущественном росте гексагональной модификации. Наблюдаются также дефекты структуры, обусловленные адсорбцией инородных атомов (темные пятна), закрепляющих дислокации. Образования шестиугольной формы, свидетельствующие о зарождении гексагональной модификации, подтверждают данные авторов [6,7], о том, что в твердых растворах с $x > 0,20$ стабилизируется гексагональная модификация.



Рис.2. Морфология ЭС твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ с $x = 0,022$ до травления в расплаве KOH ($T = 500^\circ\text{C}$).

На рис.3 приведена микрофотография образца твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ с $x = 0,498$. Видно, что при таких составах заметно растет дефектность и неоднородность поверхности. Неровности достигают достаточно большого размера по сравнению с твердыми растворами с малыми x . Наблюдается разориентация отдельных микроучастков монокристалла, так называемая *мозаичность*, возникающая под действием тепловых и механических напряжений. Фигуры травления имеют характерные гексагональные очертания, что говорит о присутствии гексагональной

модификации. В центре снимка заметна фигура в виде застывшей капли, что, вероятно, связано с изменением механизма роста слоя от послойного к ПЖК (пар – жидкость – кристалл).



Рис.3. Морфология ЭС твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ с $x = 0,498$.

Блочная и дефектная структура характерна и для образцов твердых растворов SiC - AlN с большой концентрацией AlN. Для этих образцов характерно наличие блочно - гексагональной структуры. Вероятно, дефектные слои являются результатом несогласования параметров решеток подложки и полученных слоев, а также несоответствия температурных коэффициентов расширения. С увеличением концентрации AlN ухудшается структурное совершенство слоев, и при $x > 0,4$ отчетливо видны дефекты и неравномерности. Наблюдаемые на плоскостях пьедесталов и на остриях протуберанцев капли связаны, по - видимому, с тем, что жидкая фаза, которая в процессе выращивания распространяется по всей поверхности кристалла, сталкивается со ступенями роста. Это приводит при охлаждении к стягиванию в капли, которые образуют полусферы на плоскостях пьедесталов.

Исследованы также зависимость скорости травления твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ от количества нитрида алюминия и его распределение по толщине эпитаксиального слоя. Скорость травления эпитаксиальных слоев твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ зависит от содержания AlN (рис.4), что напрямую зависит от структуры и качества растущего слоя.

Как отмечалось выше, более гладкие поверхности травятся с меньшей скоростью. Из рис. 4 хорошо видно, что в целом скорость травления увеличивается (наклон растет). Видно, что скорость травления максимальна при 83% содержании AlN, и мало меняется при 11%. Все это лишь подтверждает тот факт, что совершенство и однородность слоев твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ падает с ростом x .

Однако, скорость травления образца с $x = 0,45$ при равных температурах ниже, чем у образцов меньшего состава. Снижение скорости травления свидетельствует в пользу упорядочения структуры твердого раствора при приближении к точке перехода от не прямой структуры энергетических зон к прямой ($x = 0,75$) [6]. Такой характер травления в зависимости от состава подтверждает факт упорядочения структуры твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ в окрестностях $x = 0,75$, установленный из многочисленных исследований электрофизических свойств [2,4,].

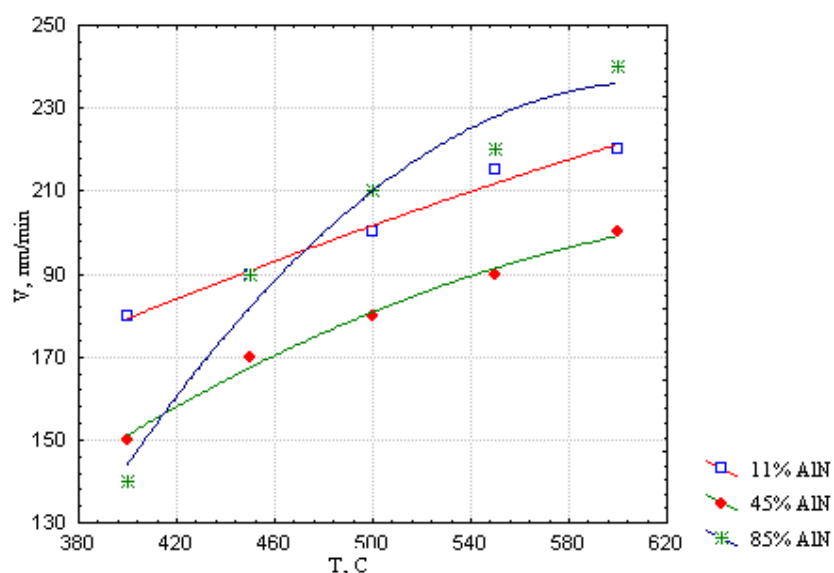


Рис.4. Зависимость скорости травления слоев твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ от температуры при разных содержаниях AlN в слое.

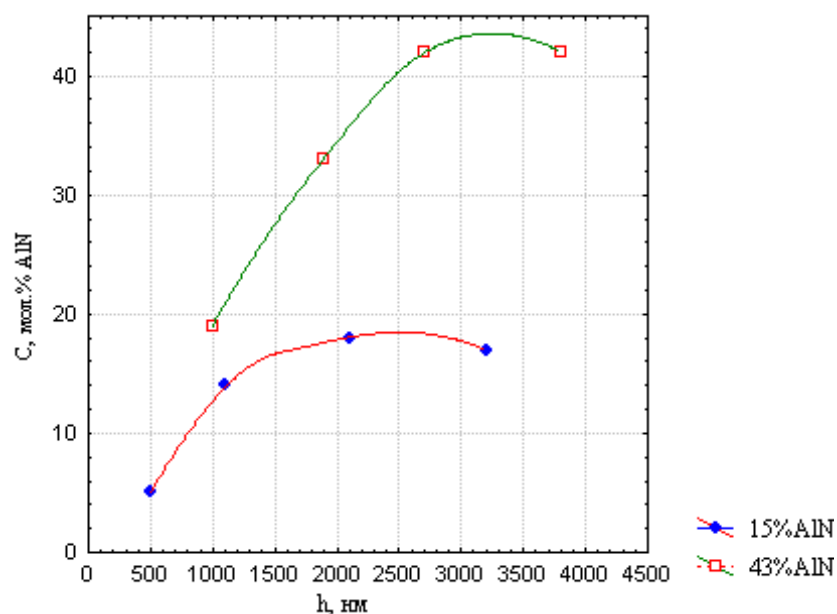


Рис.5. Распределение содержания AlN в твердых растворах $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ по толщине эпитаксиального слоя для разных составов.

Приведено также распределения содержания AlN в эпитаксиальных слоях твердых растворах $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ по толщине слоя для разных составов (рис.5). Из графика видно, что эпитаксиальные слои твердых растворах $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ неоднородны по толщине эпитаксиального слоя и с ростом содержания нитрида алюминия эта неоднородность только возрастает. Содержание AlN максимально на поверхности эпитаксиальных слоев твердых растворов. Судя по распределению AlN, образуется переходный слой переменного состава протяженностью от 500 нм и ~ 1500 нм, соответственно, для представленных составов. И только вблизи к поверхности состав твердого раствора стабилизируется. Вероятно, неоднородность состава по толщине связана с различием параметров решетки подложки 6H – SiC и растущих слоев твердых растворов. И чем больше состав, тем протяженной область переходного состава.

С помощью метода фигур травления исследована структура эпитаксиальных слоев твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ как по толщине, так и в зависимости от состава. Установлено, что с увеличением содержания нитрида алюминия в слое наблюдается ухудшение совершенства и однородности структуры. Исследование скоростей травления твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ разного состава позволяет заключить, что вблизи точки перестройки структуры энергетических зон ($x = 0,75$) происходит упорядочение структуры.

Литература

- [1] Сафаралиев Г.К., Таиров Ю.М. и др. /Гетеропереходы в системе карбид кремния - твердый раствор $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ //Изв.вузов, Электроника, 1996, № 1-2, С. 87 - 90.
- [2] Рамазанов Ш.М., Курбанов М.К., Билалов Б.А., Сафаралиев Г.К. /Оптические, электрические и структурные свойства твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$. //9-я Всероссийская конференция «Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы», Москва, 13 - 15 июня 2013 г., С.216 – 217.
- [3] Рамазанов Ш.М., Курбанов М.К., Сафаралиев Г.К., Билалов Б.А., Каргин Н.И., Гусев А.С./Структурные свойства эпитаксиальных пленок твердого раствора $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$, полученных магнетронным распылением составных мишеней SiC с Al. //Письма в ЖТФ, 2014, том 40, вып. 7, С.49 – 55.
- [4] Офицорова Н.В., Курбанова М.К., Никитина И.П. и др./ Особенности получения гетероэпитаксиальных структур на основе твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ // Изв РАН, Неорг.материалы, т.28. № 9, 1992, С.2011-2012.
- [5] Таиров Ю.М., Цветков В.Ф. Технология полупроводниковых и диэлектрических материалов – СПб.: Издательство «Лань», 2002, 424 С.
- [6] Нурмагомедов Ш.А., Сорокин Н.Д., Сафаралиев Г.К., Таиров Ю.М., Цветков В.Ф. /Особенности получения эпитаксиальных слоёв твёрдых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$, //Известия АН СССР, Неорганические материалы, 1986г., т 22, вып. 10, С. 1672-1674.
- [7] Исмалова Н.П., Офицорова Н.В., Исабекова Т.И./Исследование влияния дислокационной структуры на электрофизические свойства гетероструктур $\text{p-SiC/p-SiC}_{1-x}(\text{AlN})_x$ //Всерос.науч.-практ.конф. по физике «Системы обеспечения тепловых режимов преобразования энергии и системы транспортировки теплоты, ДГПУ, 23 – 25 декабря, 2008

ИССЛЕДОВАНИЕ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ SiC

Офицерова Н.В., Нурмагомедов Ш.А., Гаирбеков М.Ч.

Дагестанский государственный университет, физический факультет, 367025,
г.Махачкала, ул. Гаджиева, 43^б

Исследование спектров катодолюминесценции твердых растворов на основе SiC позволяет оценить многие важнейшие свойства этих материалов. Особенно это касается широкозонных материалов, для которых необходимы большие энергии для возбуждения краевой и примесной люминесценции. Данные по катодолюминесценции (КЛ) твердых растворов на основе SiC немногочисленны [1 -3], хотя с помощью КЛ можно получить более полную информацию о различных областях спектра, в частности, об ультрафиолете. Эта работа посвящена катодолюминесценции ЭС твердых растворов на основе SiC с добавками AlN и NbC.

Спектры катодолюминесценции исследовались при температуре жидкого азота и энергиях возбуждения 15 кВ. Для исследования спектров катодолюминесценции (КЛ) использовали УФ азотный лазер ЛГИ – 21 с $\lambda = 337$ нм.

На рис.1 приведены спектры КЛ с небольшим содержанием нитрида алюминия. Вероятно, при таких составах примесь распределяется случайным образом в карбиде кремния и создает в запрещенной зоне дискретные энергетические уровни, являющиеся рекомбинационными ловушками. При содержании AlN порядка 0,4 мол.% положение максимума спектра соответствует подложке 6Н – SiC (N_2). Заметен экситон с энергией близкой к ширине запрещенной зоны 6Н карбида кремния ($\sim 2,28$ эВ). При больших составах спектр представляет полосу, характерную для карбида кремния, легированного алюминием (сине – голубая).

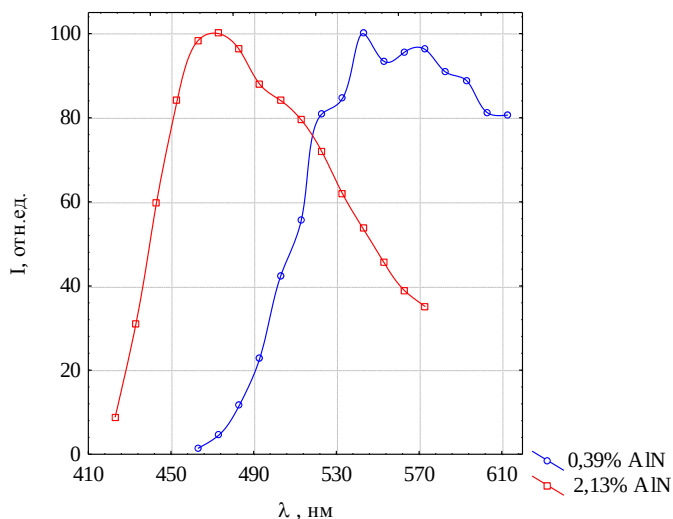


Рис.1. Спектры КЛ твердых растворов $(SiC)_{1-x}(AlN)_x$ с небольшим содержанием нитрида алюминия.

Полученные спектры КЛ для 4 – х составов твердых растворов $(SiC)_{1-x}(AlN)_x$ приведены на рис.2. Видно, что во всех случаях наблюдаются основные для карбида кремния полосы, которые различаются по интенсивности. При длительном воздействии пучка электронов цвет свечения твердых растворов менялся (сдвигался в длинноволновую область), что, вероятно, связано с ростом концентрации дефектов,

которые и являются центрами излучательной и безизлучательной рекомбинации, приводящими к сдвигу спектров излучения и меняющим его цвет.

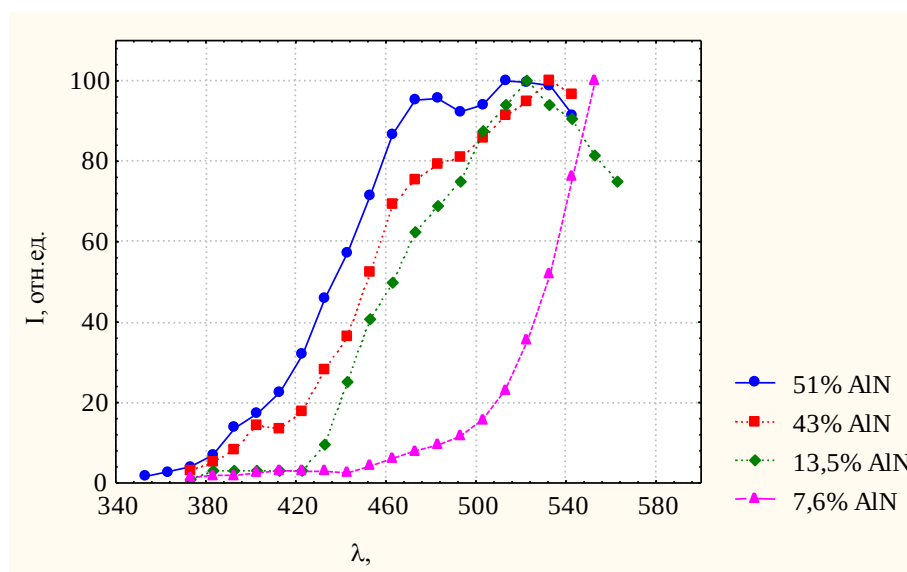


Рис.2. Спектры катодолуминесценции ЭС твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ для различных значений x .

Согласно [4], SiC и твердые растворы $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ вплоть до $x \sim 0,75$ являются непрямозонными. В этом случае основными центрами эффективной люминесценции, являются донорно - акцепторные пары (ДАП) и одиночные акцепторные атомы (не считая центров, создаваемых радиационным облучением) [5]. Причем за синюю полосу люминесценции $\lambda = 480$ нм ($\sim 2,6$ эВ) ответственны ДАП азот - алюминий и одиночные атомы Al.

Энергия, соответствующая длинноволновому максимуму КЛ с $\lambda = 520$ нм ($\sim 2,4$ эВ), несколько меньше ширины запрещенной зоны SiC. Эта полоса представляет собой зеленую полосу дефектной люминесценции [5], которая возникает вследствие излучательной рекомбинации экситонного типа через точечный комплекс чисто дефектной природы, где одной из компонент, наиболее вероятно, является углеродная вакансия. Это вполне закономерно т.к. с увеличением содержания нитрида алюминия растет дефектность и неоднородность кристаллической структуры твердого раствора из-за значительной разницы в параметрах решетки исходных компонентов SiC и AlN [6].

Если интенсивность синей полосы растет (ДАП азот - алюминий и одиночные атомы Al), то положение первого пика («дефектная» люминесценция) практически не меняется. При больших составах ($x = 43$ и 51 %) в ультрафиолете обозначается третий пик с $\lambda = 390$ нм ($h\nu \sim 3,2$ эВ),

При $x \sim 0,43$ и $0,51$ на спектрах КЛ обозначается третий пик в ультрафиолетовой области, появление которого связано с изменением структуры запрещенной зоны. По-видимому, по мере приближения к точке перехода к прямозонному состоянию ($x \sim 0,75$) происходит уменьшение энергетического зазора между прямым и непрямым минимумами зоны проводимости со всеми вытекающими отсюда "эффектами зонной структуры", проявлявшимися в оптических свойствах твердых растворов с непрямой структурой [7]. При этом роль процессов безизлучательной рекомбинации будет уменьшаться, а вероятность прямых переходов зона - зона растет, что и объясняет возникновение третьего пика в ультрафиолетовой области спектра КЛ.

Все вышесказанное позволяет заключить, что при больших концентрациях AlN, когда твердый раствор $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ становится прямозонным, спектр излучения сместится в ультрафиолетовую область, что делает твердые растворы $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ весьма перспективными для создания инжекционных лазеров в этом интервале длин волн.

При тех же условиях исследованы спектры катодолюминесценции твердых растворов в системе SiC – NbC.

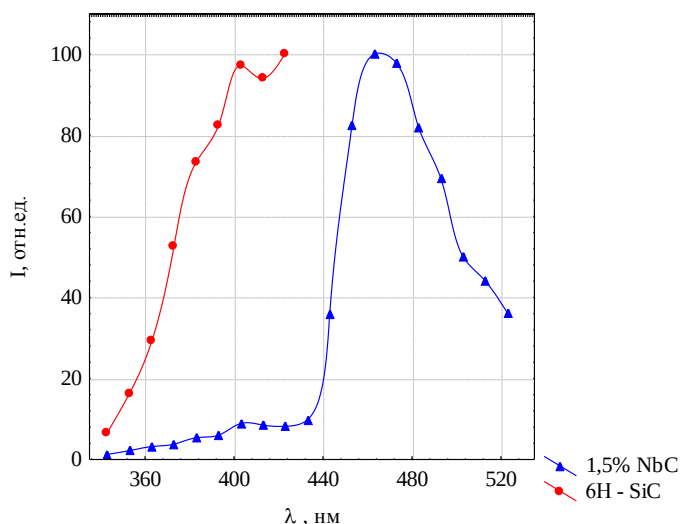


Рис.3. Спектры катодолюминесценции для подложки 6H - SiC и ЭС твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Nb}_x\text{C}$.

Из рисунка видно, что даже незначительное количество ниобия меняет структуру спектра. Наблюдается тушение коротковолнового хвоста, характерного для подложки 6H – SiC (~ 400 нм). Интенсивность полосы, связанной с ДАП (комплексы углеродные вакансии – атомы азота), уменьшается, как и полуширина полосы.

Вероятно, при таком небольшом количестве ниобий в карбиде кремния распределяется случайным образом, создавая рекомбинационные центры в запрещенной зоне полупроводника. В этом случае наблюдается рекомбинация через локальные центры (*примесная люминесценция*), создаваемые атомами ниобия. Поэтому неширокая полоса в спектре КЛ, приведенном на рис.3, и по положению (~ 2,66 эВ) и по полуширине, скорее всего, обусловлена именно ниобием, замещающим кремний.

Литература

- [1] Rutz R.F./Epitaxial crystal fabrication of SiC - AlN// US pat. № 4 382 837, 1983.
- [2] Офицерова Н.В., Морозенко Я.В., Сафаралиев Г.К., Таиров Ю.М. Абилова Н.А./Катодолюминесценция твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ // ФТП, т.30, в.3, 1996. С.493 - 496.
- [3] Safaraliev G.K., Nurmagomedov Sh.A., Oficerova N.V., Kardasheva G.D. /Luminescent properties of epitaxial layers of solid solutions based on SiC.//Тезисы Межд. Конф. По карбиду кремния и родственным материалам, Япония, 2001, Р.234 -236.
- [4] Нурмагомедов Ш.А., Сорокин Н.Д., Сафаралиев Г.К., Таиров Ю.М., Цветков В.Ф./ Особенности получения эпитаксиальных слоев твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}$

- $x(\text{AlN})_x$ // Известия АН СССР, Неорг. материалы, 1986, т.22, вып.10, С.1672 - 1674.
- [5] Водаков Ю.А., Ломакина Г.А., Мохов Е.Н./ Эффективность различных полос люминесценции в карбиде кремнии и ее связь с температурой приготовления образцов и состоянием собственных дефектов в них.// В сб.: Широкозонные полупроводники, Махачкала, Изд. ДГУ им. В.И.Ленина, 1988, С.23 - 33.
- [6] Сафаралиев Г.К., Таиров Ю.М., Цветков В.Ф. / Широкозонные твердые растворы $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$. //Физика и техника полупроводников, 1991, т.25, вып.8, С.1437 - 1446.
- [7] Пихтин А.Н./ Оптические переходы в полупроводниковых твердых растворах.// Физика и техника полупроводников, т.11, вып.3, 1977, С. 425 - 455.

СЕНСОРЫ НА ОСНОВЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК ОКСИДОВ МЕТАЛЛОВ

Абрамова Б.А.

ДГУ, Махачкала, Российская федерация

Механизм действия полупроводниковых газовых сенсоров связан с процессом хемосорбции газовых молекул, что приводит к образованию областей пространственного заряда и изменению концентрации носителей заряда в приповерхностных слоях. Как правило, в качестве материалов для газовых сенсоров используются широкозонные полупроводниковые оксиды ZnO , CdO , CuO . Поверхность подобных оксидных материалов на воздухе покрыта слоем хемосорбированного кислорода, изменение концентрации которого в результате химических реакций на поверхности приводит к обратимому изменению концентрации носителей заряда. В большинстве случаев газочувствительные материалы представляют поликристаллическую систему, в проводимость которой значительный вклад вносят барьеры для носителей на межзеренных границах. Такие системы оказываются исключительно чувствительными к присутствию в атмосфере следовых количеств молекул окислителей или восстановителей. Именно это обстоятельство делает полупроводниковые материалы привлекательными для изготовления на их основе чувствительных элементов для обнаружения газовых компонентов (водород, углеводород).

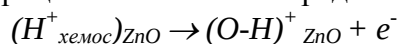
В качестве газа-носителя в работе использовались азот, аргон и другие инертные газы. Измерение характеристик пленки в зависимости от газового окружения и температуры производилось в специальной камере из нержавеющей стали. На данном этапе работы по изготовлению чувствительных датчиков исполнитель подбирал активаторы (промоторные вещества) для получения пленок с целью уменьшения времени восстановления датчиков после удаления водорода из окружения датчика.

Исследовались как чистые, так и легированные Be , и Li , Gr пленки ZnO , CdO , CuO полученные магнетронным методом [1].

Метод снятия электронограмм показал, что они обладают поликристаллической структурой. Размеры их кристалликов зависят от условий получения. Межкристаллическая область поликристаллической пленки, полученной указанным методом, оказывается более дефектной. Его дефектность нам удалось установить изучением температурной зависимости сопротивления пленки в вакууме и окислительной среде. Эта зависимость изображена на рис.1.

Если такая адсорбция осуществляется на поверхности поликристаллической пленки, донорные электроны оказываются локализованные на уровнях дефектов и они не могут существенно изменить ее проводимость при комнатной температуре. Отсюда вытекает необходимость увеличения температуры пленки, если она используется в

качестве детектора донорного газа. С заметной скоростью адсорбированный водород диффундирует в объем ZnO при $T > 600\text{ K}$, поскольку энергия активации диффузии $\Delta E \approx 0,42\text{ эВ}$. Эта стадия процесса может быть представлена следующей реакцией [2].



По такой реакции установление стационарного состояния пленки при $T = 600\text{ K}$ при напуске водорода H_2 является длительным процессом ($\Delta t > 10\text{ мин}$).

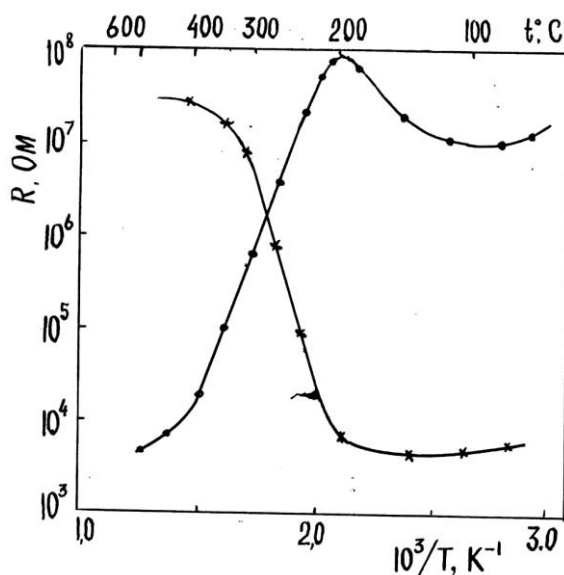


Рис 1. Температурная зависимость сопротивления пленок оксида цинка в вакууме (1) и на воздухе (2).

Ясно, что такой медленный процесс не может быть использован для изготовления детекторов водорода. Для уменьшения времени установления стационарной проводимости требуется заметное увеличение температуры пленки. При нагреве до 740 K время установления стационарной проводимости уменьшается до 1-2с (Δt_1 - время установления стационарной проводимости). После удаления водорода из ячейки, где находится пленка, время восстановления оказывается не меньше 5-7 секунд. Кинетическая кривая изменения сопротивления образца при соответствующем T может быть представлена в виде кривой, изображенной на рис.2

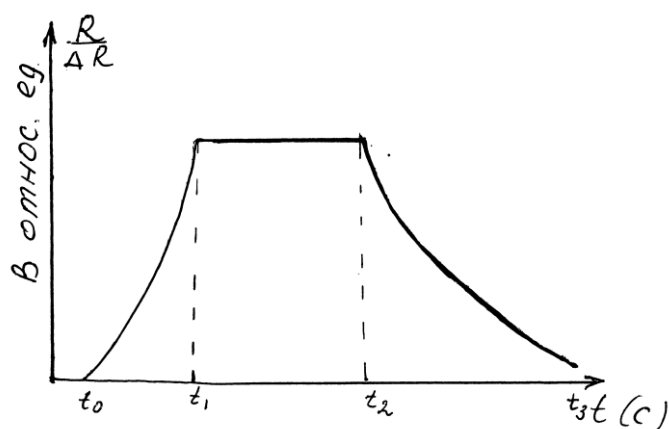
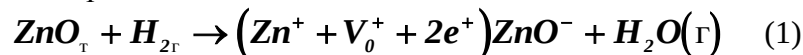


Рис.2 Кинетическая кривая изменения сопротивления пленки ZnO после напуска и удаления водорода.

На этой кривой время $t_1 - t_0 = \Delta t_1$ - время увеличения проводимости образца до стационарного состояния после напуска водорода, $t_3 - t_2 = \Delta t_2$ - время восстановления исходной проводимости образца после удаления водорода из объема, в котором находится образец. Длительность времени Δt_2 связано с тем, что выделение водорода из образца затруднено. Водороду приходится разрывать связи типа *O-H*. Поэтому для изготовления детекторов должна быть использована более быстрая стадия взаимодействия водорода H_2 с ZnO . Такой стадией является реакция восстановления, которую можно изобразить в виде



Реакция протекает с заметной скоростью при температуре образца в интервале $780\text{ K} > \Delta T < 900\text{ K}$. В таких условиях $\Delta t_1 < 1$ сек. В целях уменьшения времени Δt_1 и Δt_2 можно использовать пленку состава $ZnO + 20\%CdO$. В этом случае компонента CdO восстанавливается до металла в области температур от 750 до 850 K.

Температурные изменения электропроводности пленки ZnO , времени нарастания и спада сигнала при напуске и удаления водорода из системы даны в таблице 1

Таблица 1

температура образца К	время нарастания Δt_1 (сек)	время спада Δt_2 (сек)	величина импульса mV	послед. нагрузка в цепи
570	3	50	2	
620	2÷3	32	6	
630	2	24	6.6	
650	2	22.4	14	$R_{нагр.}=10\text{ Ком}$
670	2	15	16.5	
690	1	14.3	20	
705	1	13	24	
710	1	9.2	96	
780	1	7.1	140	

На рис.3 представлены типичные кривые изменения величины электропроводности пленок ZnO при напуске определенного количества водорода в систему с Ar или N_2 , давление которых приблизительно равно атмосферному. При адсорбции водорода на поверхности пленок ZnO при комнатной температуре изменение величины электропроводности не наблюдается .

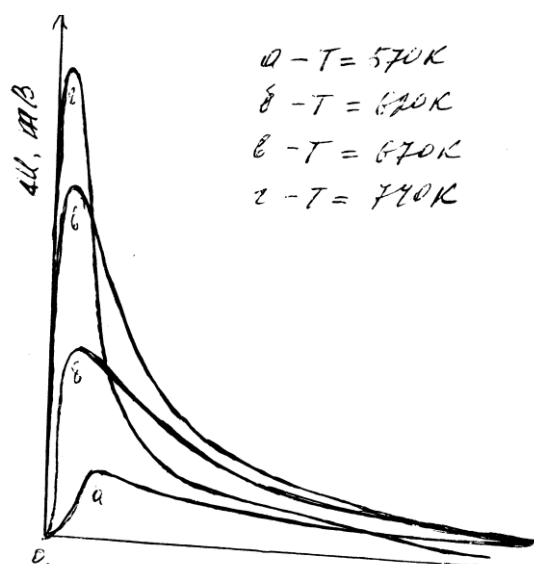


Рис 3. Изменение электропроводности пленок оксида цинка при напуске водорода в систему с азотом при различных температурах

Начиная с 570 K, как видно из рис.4 наблюдается незначительное увеличение электропроводности. При температуре чувствительного элемента 670 K наблюдается пик, свидетельствующий об изменении электропроводности пленки окиси цинка. С повышением температуры чувствительного элемента до 740 K пик изменения электропроводности пленки окиси цинка, обусловленный адсорбцией водорода в значительной степени увеличивается и становится более острым. При дальнейшем увеличении температуры скорость изменения электропроводности уменьшается и при 780÷800 K вообще прекращается. С увеличением температуры нагрева образца уменьшается время нарастания и время спада величины электропроводности при введении в трубку водорода (таблица 1)

Из исследованных образцов ZnO , CdO , CuO , полученных газотранспортным методом, пленки ZnO обладали наибольшей чувствительностью. Проведенные экспериментальные факты позволили предложить поликристаллические пленки ZnO , $\text{ZnO}+20\%\text{CdO}$ для контроля накопления водорода в производственных помещениях, где есть утечки метана, пропана и других взрывоопасных газов.

Предложенные датчики на основе вышеуказанных пленок могут быть использованы в газовой промышленности и для диагностики и контроля в различных режимах теплового, электроэнергетического и энергетического оборудования, прогнозирования и регулирования количества и состава вредных выбросов в окружающую среду.

Литература

- [1]. А.А. Сердобинцев, А.Г. Веселов, О.А. Кирясова. Свойства пленок оксида цинка, синтезированных в низкотемпературном плазменном разряде в условиях бомбардировки компонентами плазмы. Физика и техника полупроводников, 2008, том. 42, вып. 4. С. 496-499.
- [2]. Кузмина И П. Никитенко В Н. Окись цинка. Получение и оптические свойства. М: Наука 1984. - 166 с.
- [3]. Ржанов А.В. Электронные процессы на поверхности полупроводников. М. Наука, 1997, 480с.

ТРЕБОВАНИЯ К ОМИЧЕСКИМ КОНТАКТАМ

Гусейханов М.К, Гуйдалаева Т.А.

taiysiy@yandex.ru

Необходимым элементом большинства полупроводниковых приборов является омический контакт, который позволяет подключить прибор в измерительную цепь.

Омическим контактом будем называть область, включающая границу раздела между металлом и полупроводником, и прилегающую к ней область пространственного заряда, которая обладает линейной вольт - амперной характеристикой [1] и низким удельным переходным сопротивлением по сравнению с удельным сопротивлением полупроводника.

Требования, предъявляемые к омическим контактам, зависят от типа изготавливаемого прибора и режимов его работы. Эти требования можно систематизировать следующим образом:

- 1)линейность вольт-амперной характеристики в диапазоне рабочих токов;
- 2)минимальное значение величины контактного сопротивления;
- 3)минимальная генерация неосновных носителей заряда с контакта в объем полупроводника;
- 4)возможность присоединения выводов к контактным площадкам;
- 5)хорошая адгезия контактного материала к полупроводнику и механическая прочность контакта;
- 6)согласованность температурного коэффициента линейного расширения контактирующих металла и полупроводника;
- 7)химическая стойкость контакта и его устойчивость к старению;
- 8)технологичность и воспроизводимость метода создания контакта.

Омический контакт не должен влиять на параметры прибора, вместе с тем он должен дать возможность надежного подключения к внешней схеме. Он должен быть неинжектирующим неосновные носители тока. Инжекция неосновных носителей заряда с омического контакта может быть причиной отсутствия участка насыщения на обратной ветви вольт-амперной характеристики диода.

В общем случае сопротивление диода складывается из сопротивления $p - n$ перехода, омических контактов и объема полупроводника (рис. 1а).

$$R = R_a + R_{ia} + R_n. \quad (1)$$

Различают в основном три следующих типа омических контактов:

1. Контакт металл- проводник с антизапорным слоем. Такой контакт к полупроводнику n -типа возникает, если работа выхода электрона из металла меньше, чем из полупроводника $\chi_m < \chi_s$. При этом в полупроводнике под контактом возникает слой, обогащенный основными носителями заряда, называемый антизапорным. Ширина области пространственного заряда в этом случае меньше, чем для запорного слоя. Для получения антизапорного контакта между металлом и полупроводником p -типа проводимости величина работы выхода электрона из металла χ_m должна быть большей, чем из полупроводника χ_s , т.е. $\chi_m > \chi_s$.

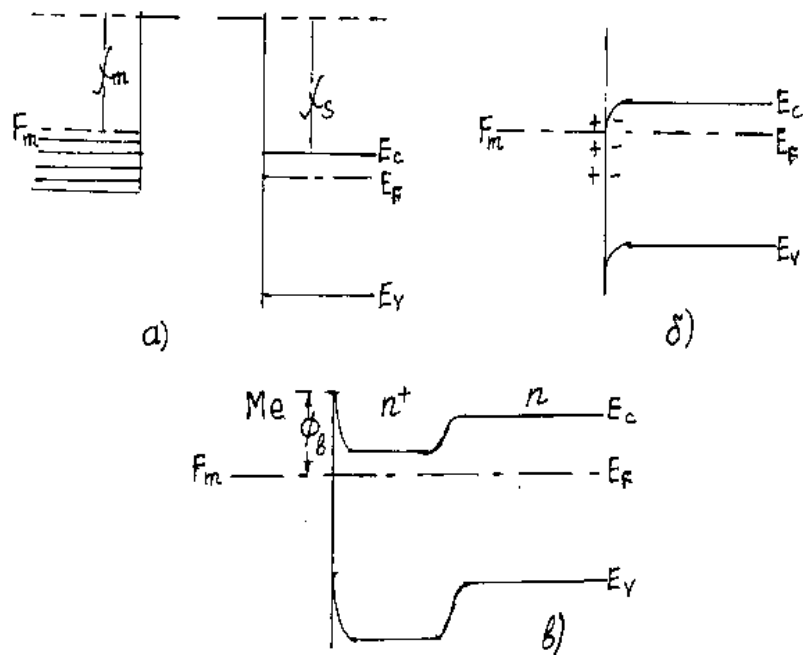


Рис. 1. Энергетическое диаграмма металла и полупроводника до контакта(а) антизапорного контакта (б) и контакта со структурой $Me-n^+-n$ (в)

Однако на практике в случае ковалентных полупроводников, к которым относятся большинство широкозонных полупроводников ($GaAs$, GaP , SiC и др.), наблюдаемые высоты барьеров не соответствуют простой модели Шоттки для контактов металл-полупроводник. Вследствие влияния поверхностных состояний полупроводника высота барьера на контакте остается почти одинаковой независимо от работы выхода электрона из металла. Контакты антизапорного типа по этой модели можно создать к полупроводниковым соединениям с наличием большой доли ионной связи, например ZnS , $ZnSe$, и др. Высота барьера при этом зависит от работы выхода электрона из металла и полупроводника, поэтому подбором соответствующей контактирующей пары можно создать антизапорный контакт (рис.1б).

2) Контакт металл-полупроводник с сильно легированной приконтактной областью полупроводника [$Me-n^+-n$ или $Me-p^+-p$ типа (рис.1в)]. Для создания омических контактов к полупроводникам, для которых высота барьера на контакте с металлом определяется влиянием поверхностных состояний, изготавливают контакты $Me-n^+-n$ или $Me-p^+-p$ типа путем создания на границе тонких слоев полупроводника с повышенной концентрацией примесей, вплоть до глубокого вырождения. Образовавшиеся на контакте металла и полупроводника барьеры запирающего типа в этом случае будут достаточно тонкими и легко могут преодолеваются носителями путем туннелирования, что должно приводить к существенному уменьшению сопротивления контакта. Слои, содержащие повышенную концентрацию примеси, могут быть получены диффузией, ионным легированием, эпитаксиальным легированием или вплавлением. Хотя этот метод хорошо оправдал себя в случае Ge , Si или $GaAs$ и в случае многих широкозонных полупроводников, однако в некоторых полупроводниках (особенно соединениях $A^{II}B^{VI}$) это трудно осуществить вследствие имеющейся в них тенденции компенсировать внедрение чужеродных

атомов образованием собственных дефектов, дающих проводимость противоположного типа, в частности к оксиду цинка.

3) Контакт металл-полупроводник с высокой скоростью рекомбинации. Если невозможно использовать сильное приконтактное легирование, то можно ввести достаточное число рекомбинационных центров с большим эффективным сечением захвата в область на границе раздела металл-полупроводник, так что на всей границе раздела достигается термодинамическое равновесие. Этот рекомбинационный или нарушенный слой может быть создан повреждениями или напряжениями на поверхности, создаваемыми пескоструйной обработкой или шлифовкой. При этом резко снижается время жизни неосновных носителей заряда на поверхности. Электролитическое осаждение почти любого металла на такую поврежденную поверхность приведет к созданию подходящего контакта, а процесс сплавления сам по себе может вызвать напряжения или ввести центры рекомбинации. Рекомбинационные контакты можно также изготовить, если вводить любым из способов (диффузия, ионное легирование и т.п.) в приконтактный слой атомы веществ, создающих в полупроводнике глубокие уровни с большим сечением захвата.

Роль любого омического контакта заключается в эффективной инжекции основных носителей заряда в объем полупроводника и поглощении или отражении неосновных носителей заряда. Преобладание поглощения или отражения определяется типом контакта и зависит от функционального назначения прибора или устройства. В контактах с сильно легированной областью полупроводника и с антизапорным слоем преобладает отражение неосновных носителей заряда, а в контактах с высокой скоростью рекомбинации - поглощение неосновных носителей заряда [2].

Контакты антизапорного типа к широкозонным полупроводникам *n*-типа проводимости теоретически должны были бы образовываться при использовании в качестве контактного материала металлов с более низкими, чем у полупроводников, работами выхода (*Na, K, Ba* и др.), однако экспериментальных работ, подтверждающих это предположение, нам не известно. Наиболее часто применяемые для изготовления омических контактов к широкозонным полупроводникам металлы (*Au, Ag, Al, Ni, Pd, Pt, W*) теоретически должны давать выпрямляющие контакты к полупроводнику *n*-типа проводимости и контакты антизапорного типа к полупроводнику *p*-проводимости, если уровень Ферми расположен достаточно далеко от края валентной зоны [3]. Если это условие нарушается, то в результате опустошения локальных уровней эффективная работа выхода электрона из полупроводника может существенно возрасти, что должно привести к возникновению контактов запорного типа к материалу *p*-типа проводимости [4]. Для создания омических контактов антизапорного типа к широкозонным полупроводникам *p*-типа проводимости, в которых уровень Ферми расположен близко к потолку валентной зоны, необходимо использовать металлы с максимальной работой выхода электрона [2]. Если технологически невозможно применить для создания омических контактов антизапорного типа металлы согласованные по соотношению работ выхода электрона с полупроводником, то изготавливаются омические контакты типа $Me - n^+ - n$ или $Me - p^+ - p$ путем создания промежуточных слоев между полупроводником и металлом из полупроводника с повышенной концентрацией примеси, вплоть до вырождения.

В соответствии с названными выше требованиями свойства омических контактов можно охарактеризовать следующими параметрами:

1. Величиной контактного сопротивления для контакта выбранной площади и конфигурации;

2. Величиной удельного контактного сопротивления $\rho_c (\text{Ом} \cdot \text{см}^2)$;
3. Температурным коэффициентом контактного сопротивления, $\gamma (\text{град}^{-1})$;
4. Максимальной плотностью тока, до которой сохраняется линейность вольт-амперной характеристики;
5. Диапазоном рабочих температур контакта;
6. Уровнем шумов в режиме рабочих токов;
7. Глубиной проникновения контактного материала в объем полупроводника;
8. Прочностью соединения контакта с выводами;
9. Скоростью рекомбинации в области омического контакта.

Следует обратить внимание, что выбор основного металла, используемого для изготовления омического контакта, будет определяться не только значением величины возникающей на контакте высоты энергетического барьера ϕ_b , но и механическими, температурными и другими свойствами. Наиболее часто для создания омических контактов в качестве основного металла используют свинец, олово, индий, их сплавы, золото, серебро, платину.

Часто к ним добавляют в небольших количествах примесь, имеющую большое эффективное сечение захвата или используют элементы, создающие донорные, акцепторные примеси в полупроводнике. К контактному сплаву добавляют также металлы (Ni, V, W и др.), которые улучшают адгезию и механические свойства омических контактов. В качестве донорных или акцепторных примесей используют Ga, Sb, In, As, Te, Zn и другие примеси.

Электрофизические, металлографические и механические свойства омических контактов определяются характеристиками как полупроводникового материала, так и металлического покрытия. Основными параметрами полупроводника, определяющими свойства контакта металл-полупроводник, является ширина запрещенной зоны, сродство полупроводника к электрону, концентрация основных носителей заряда и другие. В значительной мере параметры омических контактов зависят от свойств контактного металла: работы выхода, температуры плавления, поведения его в контактирующем полупроводнике, коэффициента линейного расширения.

Литература

- [1].Cox K.H., Strack H. Ohmic contacts for GaAs divies // Solid state electronics. -1967.-v. 10.-p.1213-1218.
- [2].Каличук В.В., Кубецкий. А. и др. Метод определения металлического контакта к тонкому сильнолегированному слою полупроводника. //Электронная техника. Сер.2. Полупроводниковые приборы. - 1972. Вып.1. - С.44-50.
- [3].Куликова Е.В., Рыжиков И.В. //Электронная техника. Сер.2, "Полупроводниковые приборы". - 1971. - Вып. 3(60). - С.3.
- [4]. Родерик Э. Х. Контакты металл-полупроводник. - М.; Радио и связь, 1982.-264 с.

ПОЛУЧЕНИЕ, СТРУКТУРА И УПРУГИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ В СИСТЕМЕ SiC-BeO

Шабанов Ш.Ш., Кардашова Г.Д., Ахмедов Р.Р., Ферхатов Э., Ахмедов М.

Керамика на основе карбида кремния является одним из наиболее перспективных материалов для высокотемпературной электроники элементов горячей зоны двигателей и установок новых поколений. Вследствие ковалентной природы связи Si-C спекания карбида кремния без использования активаторов спекания заканчивается при достижении плотности порядка 70% от теоретической (ТП), что резко снижает прочностные свойства керамики [1].

Известно, что эффективной добавкой для спекания карбида кремния являются материалы имеющие высокую растворимость в SiC и образующие с ним твёрдые растворы. К числу таких соединений относятся, в частности, оксид бериллия имеющие структуру вюртцита, характерную для альфа-модификации карбида кремния, и образующие вследствие этого твердые растворы в системе SiC-BeO [2,3].

Керамические материалы SiC-BeO интересны сочетанием высокой теплопроводности и электросопротивления [4,5]. Добавление к карбиду кремния небольшого количества оксида бериллия (~2% масс.) приводит к увеличению теплопроводности до 270 Вт/м·К [4], и удельного сопротивления 10^{13} Ом·см [5].

Экспериментальная часть

Керамика SiC-BeO была получена из зеленого порошка карбида кремния модификации 6Н, дисперсностью 2,4 мкм с добавлением порошка оксида бериллия дисперсностью 1 мкм, методом горячего прессования при температуре 2420 К и давлении до 35 МПа в течении 1 часа в атмосфере N₂. Образцы готовили в виде дисков диаметром 10-40 мм, толщиной 3-8 мм с различным содержанием основных компонентов: 1-2% масс. BeO в SiC. Структуру полученных керамик изучали по интегральной интенсивности рентгеновского излучения CuK_α на дифрактометре ДРОН-2,0 при ускоряющем напряжении 20 кВ. Модули упругости рассчитаны нами по измеренным значениям плотности и скоростей распространения продольной C_L и поперечной C_T ультразвуковых волн (УЗВ). Скорость распространения ультразвука измерена импульсным и резонансным методами. Импульсные измерения проведены с помощью акустического тестера [6] в режиме «На прохождение» на частоте 5 МГц при температуре $20 \pm 2^\circ\text{C}$. Частоты собственных изгибных и радиальных колебаний дисков измерены по методике, изложенной в [7]. По этим частотам рассчитаны скорости C_L и C_T . Использовались образцы в виде шайб диаметром 20÷40мм и толщиной 7 мм.

Результаты и обсуждение

Данные по плотности для карбидокремниевой керамики SiC-BeO спеченной методом горячего прессования в атмосфере N₂, представлены в таблице 1.

Общей закономерностью для керамики SiC-BeO, полученной из порошка α - SiC, является повышение до определенных значений состава (~2% масс.) плотности матрицы. Такой ход зависимости плотности от состава для керамики SiC-BeO связан с двумя причинами. Во первых, уменьшением пористости в матрице керамики SiC-BeO, при диффузионном взаимодействии порошков SiC и BeO. При достижении предела растворимости в SiC оксид бериллия все больше остается в межзеренной фазе, и плотность керамики падает.

Таблица 1

№	ρ , г/см ³	П, %	Политип	T, К	Вес % BeO
1.	2,77	13,7	6Н,15R	2420	1
2.	2,78	13,4	6Н,15R	2420	1,2
3.	2,815	12,3	6Н,15R	2420	1,4
4.	2,795	12,53	6Н	2420	1,5
5.	2,85	11,2	6Н	2420	1,6
6.	2,85	11,2	6Н	2420	1,8
7.	2,98	7,16	6Н	2420	2

Рентгеноструктурный анализ образцов керамики на основе SiC-BeO проводился как на прессованных шайбах, так и на порошках, изготовленных из горячепрессованных образцов. Анализились шесть образцов керамики SiC-BeO. Порошки изготавливались истиранием кусочков образцов в сапфировой ступке. Результаты дешифровки рентгенограмм в сравнении с двумя наиболее близкими поли типами SiC (данные, взятые из картотеки ASTM). Исследование параметров кристаллической структуры SiC-BeO от состава показало, что в диапазоне 0,5-2% масс. BeO пики на дифрактограммах, присущие чистому SiC сдвигались на 0,1-0,2° в сторону малых углов. Это свидетельствует об изменении параметров кристаллической структуры ввиду образования твёрдого раствора SiC-BeO. Из зависимости параметра элементарной ячейки «с» керамики SiC-BeO от состава установлено, что минимальное значение параметра наблюдается для образцов с добавками 1,4-1,5 % масс. BeO рис. 1.

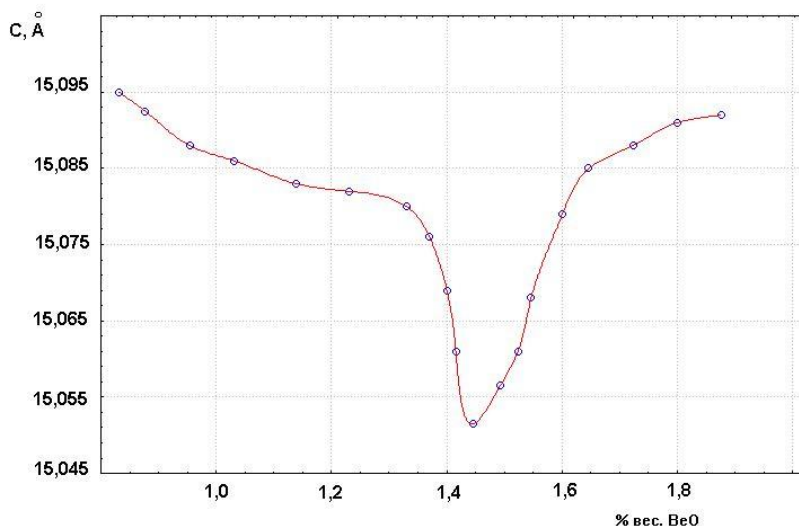


Рис. 1. Зависимость параметра решетки керамики SiC-BeO от содержания BeO.

На рис. 2 представлен спектрометрический анализ дисперсии энергии керамики SiC-BeO состава (2% масс. BeO). Анализ показал наличие фазы кремния, углерода, кислорода и отсутствии бериллия.

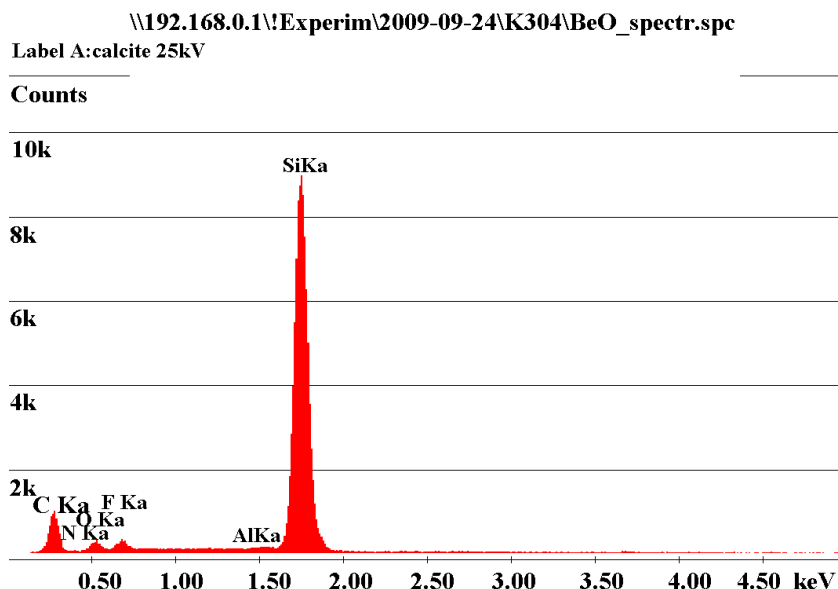
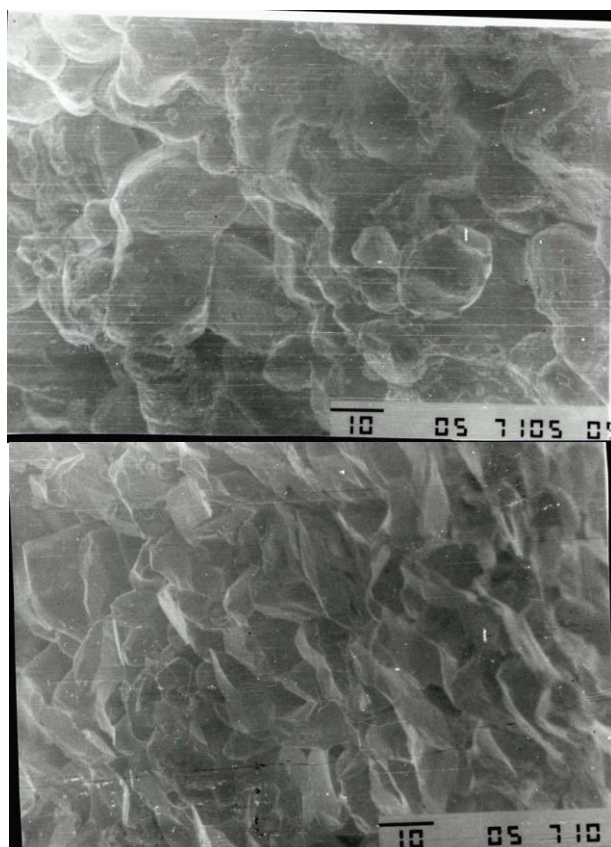


Рис. 2. Спектрометрический анализ дисперсии энергии керамики SiC-BeO (2% масс. BeO).

Микроструктура керамики SiC-BeO исследовалась по сколам (без селективного травления) на микроскопе JSM-T300 (рис. 3). Как отмечалось выше, из-за плохой спекаемости SiC, необходимо активировать процесс спекания путем диффузионного легирования частиц порошка карбида кремния. Об активировании спекания можно судить по характеру микроструктуры спеченного материала. Из рис. 3 видно, что при спекании в присутствии оксида бериллия резко увеличиваются площадь контактных участков и происходит сфероидизация пор. В то же время спекание без активирующей добавки приводит лишь к незначительному срастанию зерен. Активированию спекания способствует также перестройка кристаллической решетки SiC. Как показывают результаты рентгенофазного анализа, в условиях активированного спекания в присутствии оксида бериллия происходят политипные переходы $\beta \rightarrow \alpha$, а также $6H, 15R \rightarrow 6H$ (таб. 1). Структура спеченного SiC-BeO представляла зерна $\alpha \rightarrow SiC$ величиной до 20 мкм закрытыми порами. Содержание оксида бериллия $\sim (1,4 - 1,6\% \text{ масс.})$ является оптимальным для получения материала максимально плотного с однородной мелкозернистой структурой. Рост зерен сравнительно небольшой от 2,4 мкм до 20 мкм. Увеличение содержания бериллия до 5% масс. резко усиливает процесс рекристаллизации зерен и приводит к формированию неоднородной структуры.

Результаты измерений продольной и поперечной скоростей ультразвука и модулей упругости для поликристаллических твердых растворов SiC-BeO представлены в таблице 2 и на рис. 4. Доверительный интервал с вероятностью 0,95 содержит неучтенные систематические и случайные погрешности измерения времени распространения ультразвука в образце и длины образца. Исследование модулей упругости поликристаллических твердых растворов SiC-BeO показало, что основным фактором, влияющим на их упругие свойства, является пористость. При таких небольших добавках оксида бериллия его влияние вуализируется влиянием пористости. На рис. 4 показано корреляционное поле модуля Юнга (E) и пористости, полученное на нескольких партиях образцов карбидокремниевой керамики.



а)

б)

Рис. 3. Микроструктура керамики SiC-BeO (2% BeO травление (а) и скол (б))

Таблица 2

N n/n	C _l м/с	C _t м/с	μ	E ГПа	M ГПа	G ГПа	Масс% BeO
1	11,5276+110	7373+30	0,153	374	180	162	2
2	11,252+80	7229+30	0,148	345	163,35	150	1,8
3	10,909+90	7034+20	0,145	322	151,17	141	1,6
4	10,53295+80	7272+25	0,131	333	150,406	147	1,5
5	11,293+110	7293+50	0,143	342	153,664	150	1,4
6	10,874+110	7071+30	0,136	316	144,7	139	1,2
7	10,8987+150	7058+50	0,136	316	145,03	138	1
8	9,1966+90	6030+80	0,124	306	91,3	92	0

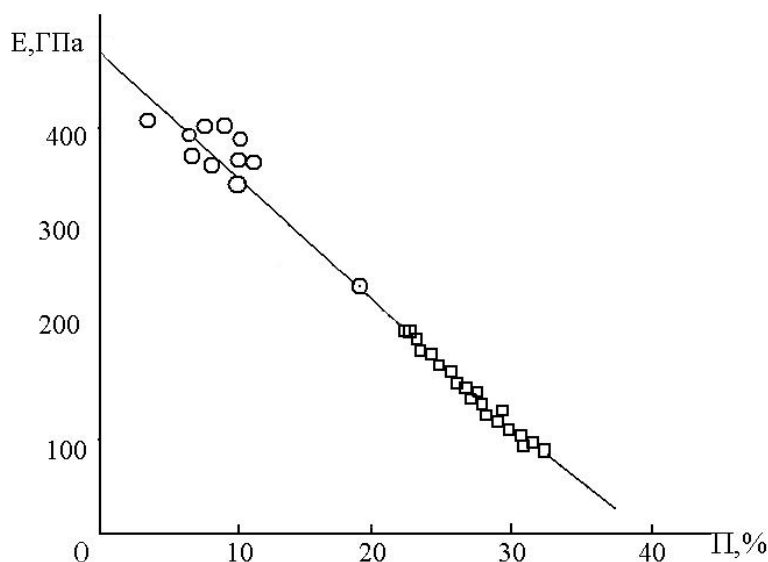


Рис. 4. Зависимость модуля Юнга в керамике SiC-BeO от пористости:
 ○ - керамические материалы SiC-BeO, □ - партия образцов азотированного карбида кремния (всего 46 образцов).

В результате зависимость упругих свойств от концентрации BeO явно не прослеживается. Видно, что данные для образцов SiC-BeO ложатся удовлетворительно на единую регрессионную кривую, но прослеживается незначительное положительное отклонение. Можно сделать вывод, что наблюдается тенденция к увеличению модулей упругости матрицы SiC с добавлением BeO. Хорошая корреляция модулей упругости с пористостью позволяет использовать акустические измерения для экспресс-оценки пористости получаемой керамики на основе SiC. С другой стороны, зная упругие свойства образца и его пористость, можно оценить упругие свойства матрицы керамики и делать выводы о влиянии той или иной примеси на ее свойства.

Заключение

Получена плотная керамика в системе SiC-BeO методом горячего прессования. Рентгеноструктурные исследования керамики SiC-BeO показали изменения параметра решетки от состава оксида бериллия, а также активационный характер спекания керамики SiC-BeO. Размер зерна в результате рекристаллизации увеличивался до 20 мкм. Основным фактором влияния на упругие свойства керамики SiC-BeO является пористость.

«Работа выполнена при финансовой поддержке госзадания Минобрнауки России в сфере научной деятельности».

Литература

- [1]. Гнесин Г.Г. Карбидокремниевые материалы / М.: Металлургия, 1977, 216 с.
- [2]. Сафаралиев Г.К., Таиров Ю.М., Цветков В.Ф., Шабанов Ш.Ш., Камара А. Образование твердых растворов в системе SiC-BeO при горячем прессовании керамики, Неорганические материалы, 1992, Т.28, №4, 789-792.

- [3]. Сафаралиев Г.К., Шабанов Ш.Ш., Билалов Б.А., Кардашова Г.Д., и др. Высокотеплопроводные керамические материалы на основе SiC-BeO, Изв. вузов. Материалы электронной техники, 2008, №2, 34-36.
- [4]. Nakano H., Watari K., Kinemuchi Y., Ishizaki K., Urabe K., Microstructural characterization of high-thermal-conductivity SiC ceramics. Journal of European Ceramic Societi, 2004, 24, 3685-3690.
- [5]. Takeda Y., Ogihara S., and Maeda K., Effect of additives on thermal conductivity and electrical resistivity of SiC ceramics. Journal of Ceramic Societi Jpn., 1988, 95, 860-863.
- [6]. Пашук Е.Г., Атаев А.Ш. Универсальный прибор акустического контроля. – ПТЭ, 1984, №5, с. 242.
- [7]. Милосердин Ю.В., Баранов В.М. Высокотемпературные испытания реактивных материалов. – М.: Атомиздат, 1978, с. 280.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ИЗЛОМА КЕРАМИКИ SiC-ALN МЕТОДОМ СКАНИРУЮЩЕЙ ЗОНДОВОЙ МИКРОСКОПИИ И РЕНТГЕНОДИФРАКТОМЕТРИИ

Г.Д. Кардашова, Ш.Ш.Шабанов, Б.А. Билалов, Д.С.Даллаева, Г.А.Вагабова

Дагестанский государственный университет

Структура материала во многом определяет такие эксплуатационные свойства, как термостойкость, предел прочности, стойкость к высоким температурам [1,2]. В этой связи представляет интерес изучение структурных характеристик керамики, полученной в системе SiC-AlN горячим прессованием, с применением современных неразрушающих зондовых методов.

Образцы исследуемой керамики были получены методом горячего прессования. Давление прессования составляло 45÷50 МПа, скорость нагрева 150°С/мин. Температура горячего прессования выбиралась исходя из квазибинарных диаграмм состояния исследуемых композиций, и составляла для системы SiC-AlN 1800 ÷ 2000°С. Полученные таким образом горячепрессованные образцы подвергались обработке на алмазных кругах для придания им необходимых размеров в виде цилиндров с высотой 10 мм и диаметром 15 мм с последующей полировкой.

Структура поверхности керамики исследовалась после предварительной шлифовки алмазными пастами(1-64мкм) и полировки. Сканирование поверхности проводилось на атомно-силовом микроскопе зондовым датчиком для полуконтактных методик. Предварительно устанавливалась рабочая частота резонанса зондового датчика (установка рабочей частоты пьезодоайвера). Сканирование проводилось образцом, а не зондом. Участок сканирования составлял в среднем 35*35мкм при скорости сканирования 0,5Гц (строка за 2 секунды).

Для исследования образцов методом растровой электронной микроскопией излучение проводилось по самым ярким спектрам в режиме Ка. Используемый метод требует предварительного травления шлифа, поэтому для снятия нарушенных слоев образец керамики подвергался химическому травлению в расплаве КОН при температуре 750К в течение 20 минут при периодическом перемешивании. Это позволило добиться полного стравливания нарушенных слоев и получения почти зеркальной поверхности, что позволило одновременно осуществить локальный микрорентгеноспектральный анализ химического состава образца.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Получены фотографии поверхности излома образца керамики на основе SiC-AlN. Результаты сканирования показали, что размер зерна в керамике на основе карбида кремния с добавкой 10% вес. AlN составляет 10-20мкм (рис.1).

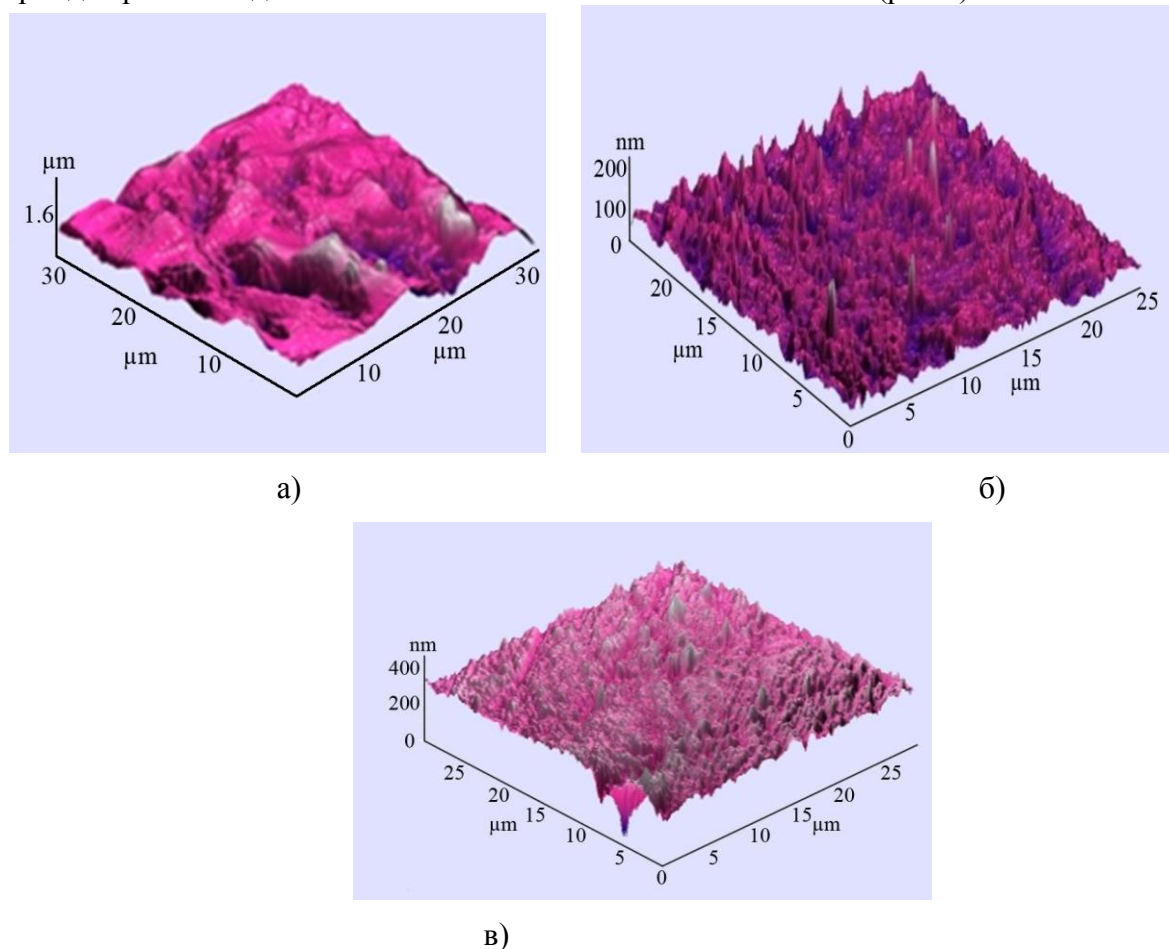
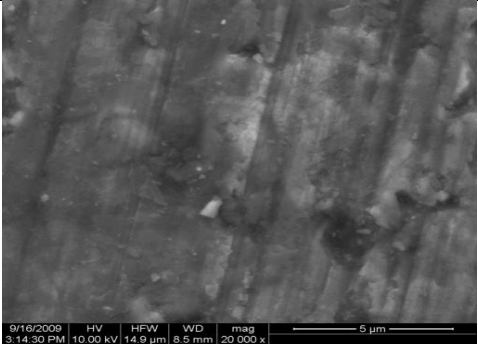
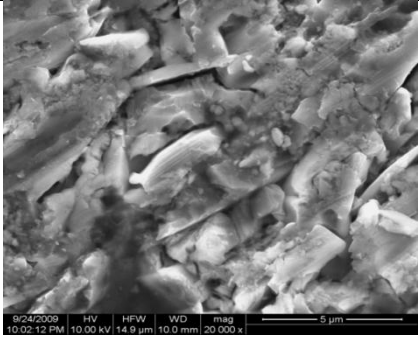


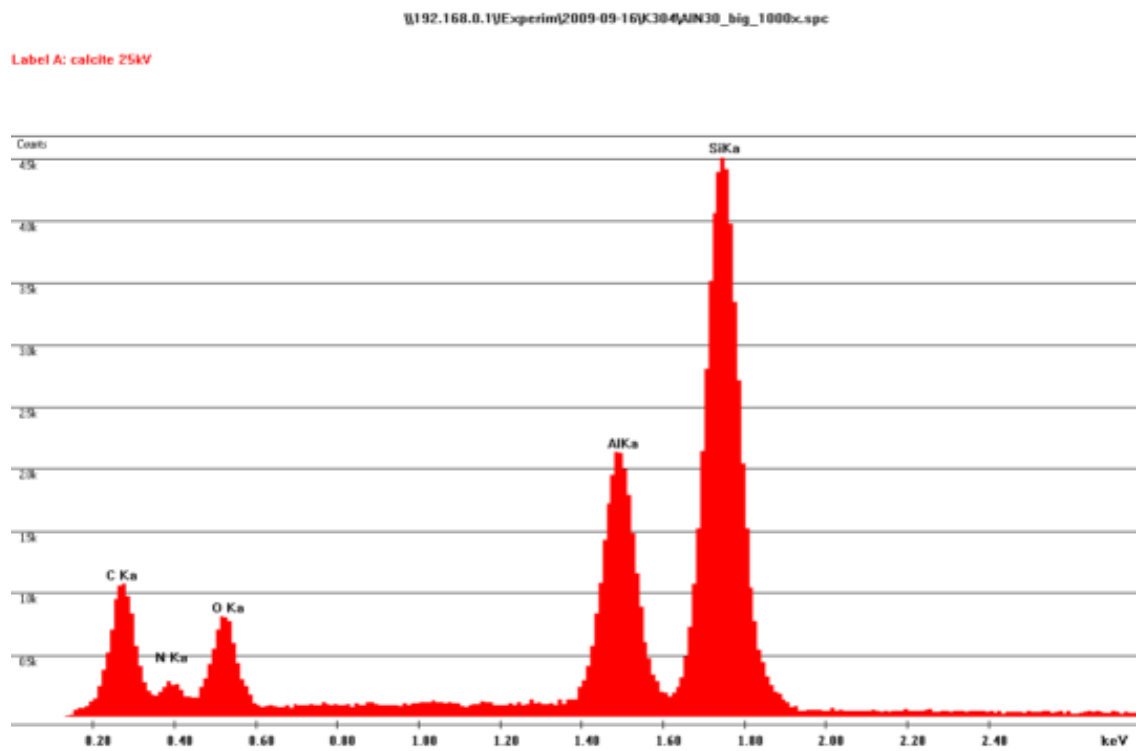
Рис 1. Фотографии поверхности излома образца керамики на основе SiC-AlN: а) (90%SiC – 10%AlN), б) (10%SiC – 90%AlN), в) (30%SiC – 70%AlN).

С увеличением содержания AlN размер зерен уменьшается (рис.2, 3), что обусловлено тем, что нитрид алюминия препятствует рекристаллизации карбида кремния.

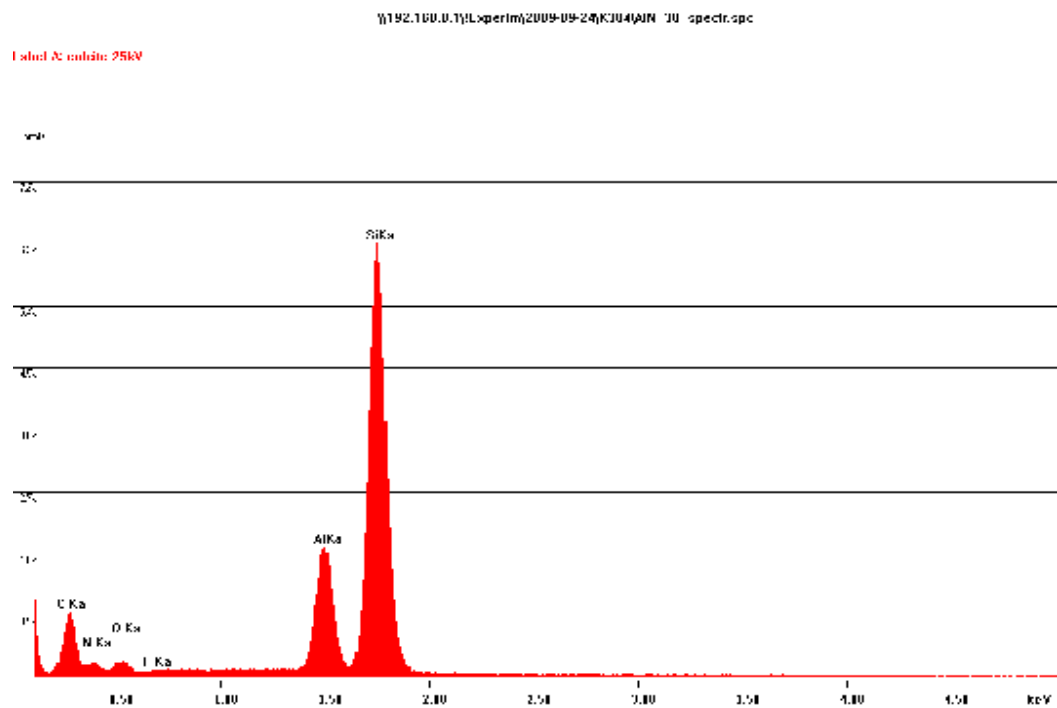
Также был проведен для сравнения растровой электронной микроскопией качественный химический и структурный анализ образцов SiC_{0,7}-AlN_{0,3}, SiC_{0,5}-AlN_{0,5}, SiC_{0,3}-AlN_{0,7}, SiC_{0,1}-AlN_{0,9} до и после травления в плавиковой 47,7% кислоте в течение 13 часов при комнатной температуре. После травления рельеф стал более ярко выраженным, прорисовались зерна. Спектр химического состава показывает, что содержание кислорода уменьшилось, что позволяет предположить удаление оксидной пленки вследствие травления (рис 2 и 3).

В работе приведены результаты фазового анализа керамического образца SiC-AlN (70% вес.SiC). Эффект композиционного контраста позволяет наблюдать и ранжировать по среднему атомному номеру имеющиеся в образце фазы. Используя метод композиционного контраста РЭМ можно выявить фазы, границы зерен и установить характер распределения элементов по сечению зерна, химический состав различных включений. Наблюдаемый зеренный контраст используется для выявления различных дисперсных фаз. В результате исследований были получены фотографии морфологии образца с распределением фаз по всему образцу

До травления	После травления
	
Спектр химического состава $\text{SiC}_{0.7}\text{-AlN}_{0.3}$	
До травления	После травления



До травления



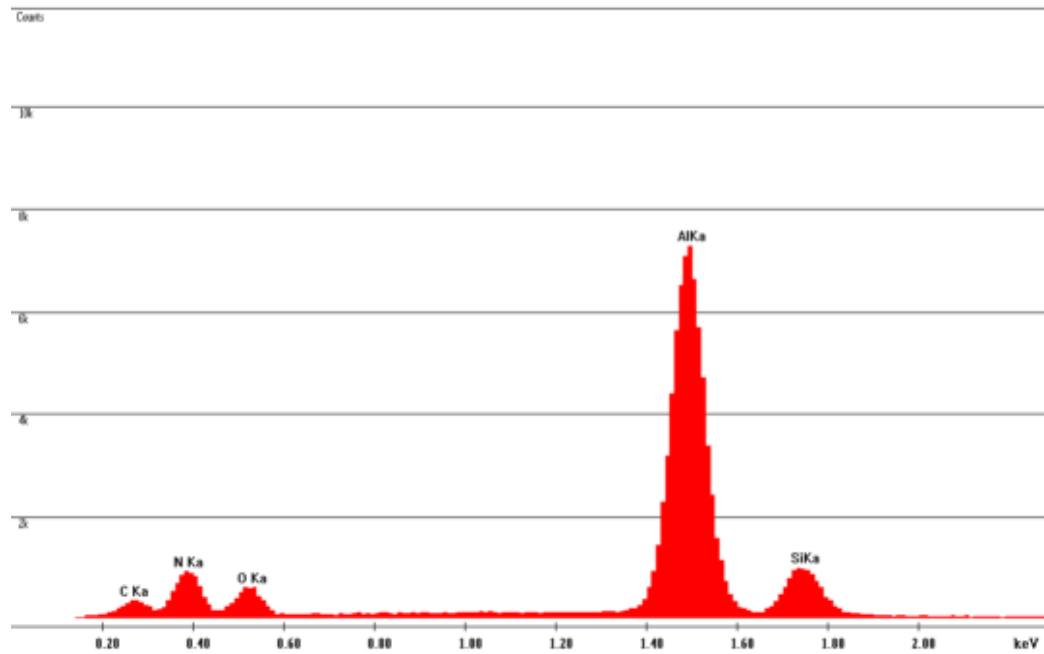
После травления

Рис 2. Морфология поверхности $\text{SiC}_{0,7}\text{-AlN}_{0,3}$

До травления	После травления
Спектр химического состава $\text{SiC}_{0,1}\text{-AlN}_{0,9}$	
До травления	После травления

\\192.168.0.1\Experiment\2009-09-16\K304\AIN90_dark.spc

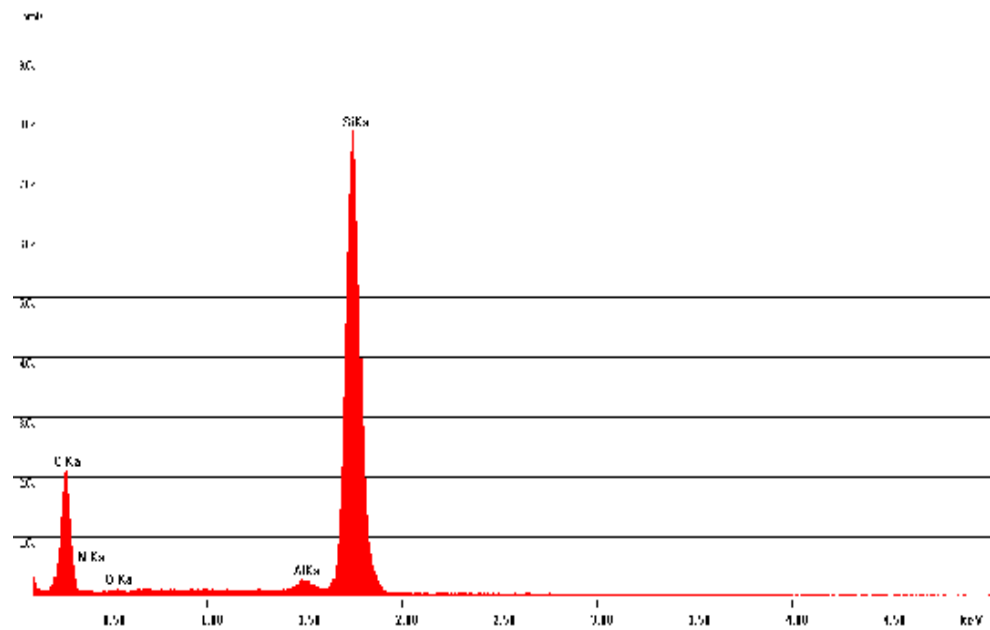
Label A: calcite 25kV



До травления

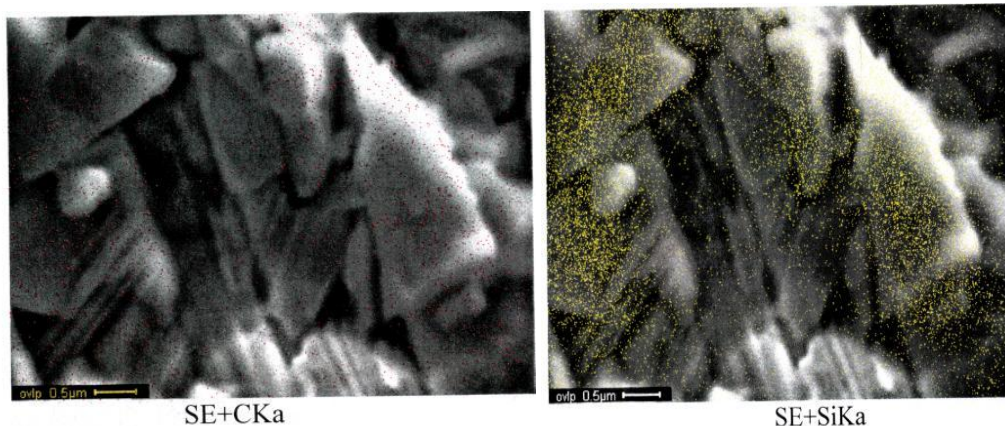
\\192.168.0.1\Experiment\2009-09-24\K304\AIN 90_dark.spc

Label A: calcite 25kV



После травления

Рис 3. Морфология поверхности $\text{SiC}_{0,1}\text{-AlN}_{0,9}$



а) распределение фазы Si б) распределение фазы C
 Рис.4. Результаты фазового анализа керамики SiC-AlN(30% вес. AlN)

На рисунке 4 видно, что углерод распределен равномерно по всему образцу, а кремний распределился в виде карбидных цепочек

Полученные результаты позволяют установить закономерности синтеза композитной керамики на основе карбида кремния и нитрида алюминия методом горячего прессования, а также оптимизировать технологию ее получения.

Работа выполнена при финансовой поддержке госзадания Минобрнауки России в сфере научной деятельности.

Литература

- [1]. Сафаралиев Г.К., Шабанов Ш.Ш., Садыков С.А., Билалов Б.А., Агаларов А.Ш.. Состав, структура и диэлектрические свойства керамических материалов системы SiC-AlN. // Неорганические материалы. – 2013, т.49, № 1, с. 1-5.
- [2]. Dallaeva, D.S., Kardashova, G.D., Safaraliev, G.K., Tománek, P. High-density ceramic materials on the basis of silicon carbide. // Key Engineering Materials. – 2014, v.592-593, p. 397-400.

Алфавитный указатель авторов

Ashraf Yehia.....	153	Депутатова Л.В.....	79
Batani D.	238	Джабраилова Х.Р.....	241
Benocci R.	238	Ермолаева С.А.....	49
Dezulian R.	238	Ефимов Б.В.	73
Krousky E.	238	Зеленецкая Е.П.	123
Mohamed Omer.....	153	Ибаев Ж.Г.	230
Pfeifer M.....	238	Иминов К.О.	35, 41, 45
Reda Ahmed El-Koramy	153	Исакаев Э.Х.	83, 87
Абдулаев Х.М.	282	Исмаилов А.М.	270
Абдурагимов Э.И.....	214	Исрапилов С.И.	323
Абрамова Б.А.	331	Итенберг А.И.....	49
Азанова А.А.	54	Кавыршин Д.И.....	91
Али Рафид Аббас Али.....	107	Кардашева Г.Д.	241
Аливердиев А.А.	235, 238	Кардашова Г.Д.....	344
Алиев И.Ш.....	282	Каримов М.Г.....	235
Алиева С.С.	264	Катаржис В.А.	304
Алисултанов З.З.....	272	Костина К.Д.	169
Алиханов Н. М.-Р.	292	Костюченко С.В.	132
Аль-Харети Ф.М.А.	172	Красночуб А.В.....	96, 99
Амиров Р.Х.....	49, 146	Кудрявцев Н.Н.....	132, 165
Антонов Н.Н.....	56	Куликов Ю.М.	115
Арсланбеков М.А.	103	Курбанисмаилов В.С.	103, 107
Артамонова Т.	20	Лапицкий Д.С.	119
Атаев А.Е.....	30	Левченко В.А.....	132, 165
Атаева Г.Я.	223	Лизякин Г.Д.	56
Ахмедов Р.Р.....	268	Луценко Ю.Ю.....	123
Ашурбеков Н.А.....	35, 41, 45, 214	Магомедбеков У.Г.	249
Бабаев А.А.....	314	Магомедов М.А.....	253
Бабаев А.Б.	223	Магомедова У Г-Г.....	308
Бадиев М.К.	218	Мейланов Р.П.	272
Баренгольц С.А.	146	Мельников А.	20
Билалов Б.А.	344	Михайлов Д.	20
Бориев И.А.	60, 64	Мурашов С.....	20
Василяк Л.М.....	25, 69, 73, 76, 132	Мурлиева Ж.Х.....	290
Ветчинин С.П.....	73, 76	Муртазаев А.К.....	218
Владимиров В.И.	79	Муртазаева А.А.	35
Власов В.А.	123	Мусаев Г.М.	272, 277
Гавриков А.В.....	56	Мухаметшина Г.Н.	54
Гаджиев М.Х.	83, 87	Недоспасов А.В.	87
Гаджиев С.М.	260	Нурмагомедов Ш.А.....	328
Гаджимагомедов С.Х.	290	Нухов А.К.	277
Гаирбеков М.Ч.	328	Омаров О.А.....	103, 135, 172
Гамматаев С. Л.....	292	Омарова Н.О.	172
Гасанова Р.Н.....	312	Оруджев Ф.Ф.....	300
Гираев М.А.....	241	Офицера Н.В.	323
Гуйдалаева Т.А.	335	Палчаев Д.К.	290
Гусейханов М.К.	335	Панов В.А.	73, 76
Данилин А.Н.	73	Петров А.А.....	146

Петров О.Ф.	49	Теруков Е.И.	314
Печеркин В.Я.	73, 76, 142	Тимофеев Н.	20
Полищук В.П.	56	Тюфтяев А.С.	83, 87
Поляков Д.Н.	138	Усманов Р.А.	56
Попов О.А.	30	Фараджеева М.П.	290
Рабаданов М.Х.	249, 251, 282	Филинов В.С.	119
Рагимханов Г.Б.	103, 107	Хамидов М.М.	249, 251
Ракчеева Л.	20	Хасбулатов А.М.	314
Рамазанов А.А.	35, 201	Хашафа А. Х.	292
Рамазанов А.Р.	35, 41, 45	Ходорковский М.	20
Рамазанов М.К.	218	Христолюбова В.И.	182, 187
Рамазанов Ш.М.	268	Чиннов В.Ф.	91
Рухадзе А.А.	10	Шабанов Н.С.	294
Савина В.И.	323	Шавелкина М.Б.	304
Садыков С.А.	296	Шаихов Д. А.	318
Самойлов И.С.	49, 56	Шапиев И.М.	270
Саргсян М.А.	91	Шахабудинов А.Ш.	241
Свитнев С.А.	165	Шахсинов Г.Ш.	35, 41, 45
Сенченко В.Н.	91	Шестакова О. В.	201
Сергеева Е.А.	169	Шумова В.В.	138, 192
Сердобинцев П.	20	Шунков Ю.Е.	132
Собур Д.А.	132	Эльдаров Ш.Ш.	135
Сон Э.Е.	73	Эфендиев А.З.	201
Старшинов П.В.	165	Юнусов А.М.	209
Сыроватка Р.А.	79	Юсупова Г.М.	35
Табит А.Ф.	296	Ярцев И.М.	56
Темиров А. Т.	318		